

UNIVERSITE LILLE 1 – SCIENCES ET TECHNOLOGIES

**ECOLE DOCTORALE
SCIENCES DE LA MATIERE, DU RAYONNEMENT ET DE
L'ENVIRONNEMENT**

Mémoire de thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE

Discipline: Physique

Présenté par

Kamel MERGHEM

***Etude de lasers à verrouillage de modes à semiconducteur
pour les réseaux de télécommunications à très haut débit***

Soutenance du 24 janvier 2011

Rapporteurs:	Slimane LOUALICHE	FOTON-INSA, Rennes
	Liam BARRY	Université de Dublin, School of Electronic Engineering
Directeur de thèse:	Abderrahim RAMDANE	CNRS, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures
Co-directeur de thèse:	Dominique DEROZIER	Université Lille 1, Sciences et Technologies
Examineurs:	Serge BIELAWSKI	Université Lille 1, Sciences et Technologies
	François LELARGE	Alcatel-Thales III-V Lab, Marcoussis

A Fanny, Elias et Emil

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Abderrahim Ramdane et Dominique Dérozier pour la direction de ce doctorat.

Je remercie également Jean-Yves Marzin et Dominique Mailly, directeur et directeur-adjoint du laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) de m'avoir permis de réaliser ma thèse de doctorat au sein du laboratoire.

Je tiens évidemment à remercier les membres du jury, Slimane Loualiche et Liam Barry pour avoir accepté de juger mon travail, Serge Bielawski et François Lelarge pour avoir accepté de participer à mon jury.

Merci à toutes les personnes du laboratoire qui ont contribué directement ou indirectement à ce travail, notamment tous les membres du service de Technologie, du secrétariat, du service Info et du groupe Photel, en particulier Anthony, Sophie, Guy, les collègues du café du matin: Luc, Edmond, Christophe, Xavier et mon collègue de bureau David et tous les joueurs de Foot du mardi.

Merci également à tous les thésards et post-docs que j'ai pu cotoyer au cours de cette thèse : Nayla El Dahdah, Ding-Yi Cong, Shéhérazade Azouigui, Akram Akrouf, Ricardo Rosales, Aghiad Khadour, Gautier Moreau, Christophe Gosset, Jean-Philippe Tourrenc et à tous ceux que j'ai pu oublier.

Je tiens à remercier nos collaborateurs d'Alcatel-Thalès III-V Lab : François Lelarge pour toutes les plaques de base, Frédéric Van Dijk et Jean-Guy Provost pour toutes les mesures que l'on a pu réalisées, Guang-Hua Duan et Alexandre Shen.

Et enfin, merci à toute ma famille, mes parents, mon grand-père, mes frères Abdenour, Daoud, Abdislem, Malik et ma sœur Wahiba, une spéciale pour mon beau-frère Cédric, une pensée pour Sylviane qui m'a mis le pied à l'étrier, Jacques et pour finir à mon épouse Fanny, pour toutes ses corrections d'expert méthodes, et sa grande patience pendant mes différents déplacements et sans oublier mes loulous Elias et Emil qui m'impressionneront toujours.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude de lasers à base de bâtonnets quantiques en régime de verrouillage de modes passif dans différentes configurations : laser à deux sections (une section de gain et une section à absorbant saturable) et laser autopulsant constitué d'une seule section de gain. Ces lasers présentent de grandes potentialités pour la génération d'impulsions ultra-courtes (< 1 ps), dont les applications sont multiples dans le domaine des télécommunications à très haut débit (sources impulsionnelles pour l'OTDM, récupération d'horloge, ...), de l'optique micro-onde (radio sur fibre, radar), ...

Nous nous intéressons tout particulièrement au bruit de phase et à la gigue temporelle des impulsions, deux paramètres clés pour les applications visées. Une technique de stabilisation optique permettant de réduire considérablement cette gigue temporelle (largeur de raie électrique < 1 kHz) est mise en œuvre dans ces travaux. Nous avons également démontré la génération d'impulsions sub-picosecondes à des fréquences de répétition supérieures à 300 GHz à l'aide de lasers autopulsants. Ces composants ouvrent la voie aux applications ultra-haut débit telle que la récupération d'horloge tout optique à 320 Gbit/s.

Mots clés : laser à verrouillage de modes à semiconducteur, laser à bâtonnets quantiques, laser autopulsant à haute fréquence de répétition, stabilisation par rétroaction optique

Title : Semiconductor mode locked laser for ultrafast telecom applications

Summary :

This PhD thesis deals with the study of passive quantum-dash-based mode locked laser in different configurations: 2-section device (one gain section and one saturable absorber section) and self pulsating laser using a single section device.

We have assessed in particular phase noise and timing jitter in optical pulses. The latter is very important for low jitter applications as all optical clock recovery and millimeter wave generation.

Stabilization technique based on optical feedback has been applied to reduce the timing jitter. Moreover, we present passive mode locked operation of a self-pulsating quantum dash Fabry-Perot laser diode at a repetition rate over 300 GHz. These devices open the way for high bit rate applications such as 320 Gbit/s all optical clock recovery.

Keywords : Semiconductor mode-locked laser, quantum dash laser, ultra high repetition rate self pulsating laser, optical feedback stabilization

Table des matières

Remerciements	5
Résumé.....	7
Table des matières.....	9
Table des figures.....	13
0. Introduction	19
0.1. Historique : les 50 ans du laser	19
0.2. Introduction aux sources optiques impulsionnelles et leurs applications	21
0.2.1. Lasers impulsionnels	21
0.2.1.1. Historique	21
0.2.1.2. Lasers semiconducteur impulsionnel.....	22
0.2.2. Lasers à boîtes quantiques	22
0.2.2.1. Caractéristiques des lasers à boîtes quantiques	22
0.2.2.1.1. Insensibilité à la température.....	22
0.2.2.1.2. Gain spectral.....	23
0.2.2.1.3. Facteur de couplage phase amplitude	23
0.2.2.2. Etat de l'art des lasers à blocage de modes émettant à 1,55 μm	24
0.2.3. Les applications des lasers à verrouillages de modes.....	25
0.2.3.1. Télécommunications	25
0.2.3.1.1. Multiplexage optique temporel.....	25
0.2.3.1.2. Récupération d'horloge tout optique	26
0.2.3.1.3. Génération de peignes de fréquences pour les transmissions WDM.....	26
0.2.3.2. Vers de nouvelles applications	27
0.2.3.2.1. Radio sur fibre	27
0.2.3.2.2. Interconnexions optiques.....	28
0.2.3.2.3. Applications médicales	28
0.3. Motivations et objectifs de la thèse	30
0.4. Organisation du manuscrit	30
0.5. Références.....	31
1. Principes physiques dans les lasers semiconducteurs à verrouillage de modes	37
1.1. Introduction aux lasers à verrouillage de modes	37
1.1.1. Phénomène de verrouillage de modes	37
1.1.2. Techniques de verrouillage de modes	40
1.2. Les lasers semiconducteurs monolithiques à verrouillage de modes.....	41
1.2.1. Laser à deux sections.....	41
1.2.1.1. Mise en œuvre du verrouillage de modes passif	42
1.2.1.2. Verrouillage de modes passif à l'aide d'un absorbant lent	43
1.2.1.3. Mécanismes d'élargissement et de compression des impulsions	46
1.2.2. Laser dit « autopulsant ».....	47
1.2.2.1. Mécanisme de verrouillage de modes.....	49

1.3. Références.....	51
2. Conception et réalisation de lasers monolithiques à verrouillage de modes	57
2.1. Structures à faible confinement optique.....	57
2.1.1. Facteur de confinement optique	57
2.1.2. Structures à bâtonnets quantiques	57
2.1.2.1. Réduction de la dimensionalité	57
2.1.2.2. Croissance des bâtonnets quantiques.....	59
2.1.3. Structure à puits quantiques	60
2.2. Réalisation technologique et caractérisations de diodes lasers.....	62
2.2.1. Structures lasers	62
2.2.2. Laser à contact large	64
2.2.2.1. Réalisation technologique des lasers à contact large	64
2.2.2.2. Caractérisations des lasers à contact large	65
2.2.2.2.1. Quelques rappels théoriques.....	65
2.2.2.2.2. Résultats	66
2.2.3. Lasers à guide monomode	67
2.2.3.1. Laser à ruban enterré « BRS ».....	67
2.2.3.1.1. Gravure des rubans et reprise d'épithaxie	67
2.2.3.1.2. Implantation protonique et amincissement	67
2.2.3.2. Laser à guide d'onde en arête de type « shallow ridge »	68
2.2.3.2.1. Gravure des rubans	68
2.2.3.2.2. Réalisation des électrodes et amincissement.....	68
2.2.3.3. Calcul des confinements optiques	71
2.3. Références.....	73
3. Etude et caractérisations de lasers à blocage de modes à faible confinement optique	77
3.1. Principes physiques.....	77
3.1.1. Gigue et bruit de phase dans les lasers à blocage de modes	77
3.1.2. Contre réaction optique	78
3.2. Méthodes expérimentales.....	82
3.2.1. Méthode de caractérisation de la gigue temporelle	82
3.2.1.1. Méthode par analyse spectrale du photocourant	82
3.2.1.2. Méthode de cross-corrélation optique.....	84
3.2.2. Mesure de la largeur de raie optique	86
3.2.2.1. Méthode hétérodyne	86
3.2.2.2. Méthode self- hétérodyne.....	87
3.3. Caractérisations des composants.....	89
3.3.1. Laser à bâtonnets quantiques	89
3.3.1.1. Facteur de couplage phase amplitude	89
3.3.1.2. Cartographie des impulsions et produit $\Delta\tau\Delta\nu$	90
3.3.1.3. Caractérisations de la gigue temporelle des impulsions	93
3.3.2. Laser à un puits quantique	96
3.3.2.1. Gain différentiel et facteur de couplage phase amplitude.....	96
3.3.2.2. Cartographie des impulsions et produit $\Delta\tau\Delta\nu$	98
3.3.2.3. Caractérisations de la gigue temporelle des impulsions	101

3.4.	Effet d'une contre-réaction optique sur les lasers à bâtonnets quantiques.....	103
3.4.1.	Montage expérimental	103
3.4.2.	Largeur d'impulsions sous rétroaction optique.....	104
3.4.3.	Gigue temporelle des impulsions sous rétroaction optique	105
3.5.	Conclusion générale	110
3.6.	Références.....	111
4.	Etude de lasers à blocage de modes à très haute fréquence de répétition	117
4.1.	Techniques de génération d'impulsions à très haute fréquence de répétition	117
4.1.1.	Laser à deux sections.....	117
4.1.2.	Laser à collision d'impulsions	117
4.1.3.	Laser à réseau de Bragg.....	118
4.1.4.	Laser modulé à l'aide d'une sous-harmonique	118
4.1.5.	Laser autopulsant à une section.....	118
4.2.	Optimisation de la couche active et caractéristiques statiques des lasers à base de bâtonnets quantiques	120
4.2.1.	Conception et optimisation de la couche active	120
4.2.2.	Caractéristiques statiques des lasers autopulsants.....	121
4.3.	Caractérisation temporelle des impulsions	124
4.4.	Conclusion et perspective d'applications	126
4.5.	Références.....	128
	Conclusions.....	131
	Annexes	135
A.	Modèle adapté pour les lasers autopulsants	135
	Références	136
B.	Méthode BPM	137
C.	Caractéristiques de l'analyseur de spectre électrique	139
D.	Autocorrélation et cross-corrélation.....	141
D.1.	Principe de l'autocorrélateur.....	141
D.2.	Fonction d'autocorrélation et de cross-corrélation.....	142
D.2.1.	Fonction d'autocorrélation	142
D.2.2.	Fonction de cross-corrélation	143
D.2.2.1.	Fonction de cross-corrélation d'impulsions gaussiennes sans bruit	143
D.2.2.2.	Fonction d'inter-corrélation d'impulsions gaussiennes avec bruit	144
D.3.	Références.....	146
	Liste des Publications.....	149

Table des figures

Fig. 0-1 : Evolution de la densité de courant au seuil en fonction des structures au cours du temps (DHS : Double hétérostructure, QW : puits quantique, QD : boîte quantique)	20
Fig. 0-2 : Schéma du principe d'un multiplexage temporel	25
Fig. 0-3 : Schéma d'une infrastructure Radio sur Fibre.....	28
Fig. 1-1 : courbe de gain de largeur spectrale $\Delta\omega$ comprenant N modes Fabry-Perot séparés de l'intervalle spectral libre (ISL)	37
Fig. 1-2 : Intensité lumineuse d'un laser à blocage de modes en fonction du nombre de modes en phase et de leur amplitude.....	39
Fig. 1-3 : Schéma d'un laser à deux sections comprenant une section de gain et une section absorbant saturable qui permet de mettre en phase les modes longitudinaux	41
Fig. 1-4 : Verrouillage de modes avec (a) un absorbant lent et (b) un absorbant rapide	42
Fig. 1-5 : Variation du gain modal en fonction de la dimensionnalité	44
Fig. 1-6 : Principe de la compression d'impulsions lors de son passage dans l'absorbant	47
Fig. 1-7 : Schéma d'un laser à une section	48
Fig. 1-8 : Efficacité de conversion par mélange à quatre onde pour des amplificateurs optiques à semiconducteur massif (bulk) et à base bâtonnets quantiques (Qdash) [27].	49
Fig. 1-9 : Simulation d'un train d'impulsions à partir d'un laser autopulsant.....	50
Fig. 2-1: Densité d'état (a) d'un matériau massif, (b) d'un puits quantique, (c) d'un bâtonnet quantique et (d) d'une boîte quantique.....	59
Fig. 2-2 : Principe de croissance des bâtonnets quantiques. (a) dépôt du matériau 2 en compression, car en léger désaccord de maille avec le matériau 1. (b) relaxation élastique des contraintes et formation d'un bâtonnet quantique.....	60
Fig. 2-3 : Images TEM de structure à base de bâtonnets quantiques (a) plan et (b) en coupe.	60
Fig. 2-4 : Schéma des diagrammes de bandes de structures à bâtonnets quantiques (a) dans les puits, (b) dans les barrières et (c) structure à un puits quantique.	63
Fig. 2-5 : Schéma d'un laser à contact large	64
Fig. 2-6 : (a) Rendement externe et (b) densité de courant seuil en fonction de la longueur de cavité	66
Fig. 2-7 : Schéma et photo MEB d'un laser à ruban enterré de type BRS.....	68
Fig. 2-8 : Description des étapes de fabrication d'un laser à guide d'onde en arête	70
Fig. 2-9 : (a) Schéma et (b) photo MEB d'un laser à guide d'onde en arête de type « shallow ridge »	71
Fig. 2-10 : Simulation BPM pour un guide laser de 2 μm de large formé d'un puits quantique	72
Fig. 3-1 : diagramme représentant (a) un train d'impulsions parfait sans bruit, (b) un train d'impulsions avec de la gigue temporelle et (c) un train d'impulsions cumulant gigue temporelle et gigue d'amplitude.	78
Fig. 3-2 : Schéma d'un laser soumis à une rétroaction optique externe.....	78
Fig. 3-3 : différents régimes de fonctionnement selon le niveau de rétroaction optique [5]. ..	80
Fig. 3-4 : principe de la mesure de la densité spectrale du bruit de phase L(fm).	83
Fig. 3-5 : Représentation de la méthode de Von Der Linde	84
Fig. 3-6 : Schéma du montage expérimental de mesure de cross-corrélation optique	85
Fig. 3-7 : Mesure de cross-corrélation en fonction du retard T.....	86
Fig. 3-8 : Montage expérimental.....	87

Fig. 3-9 : illustration des spectres de battements réalisés par la méthode hétérodyne à différents points de fonctionnement.	87
Fig. 3-10 : Montage expérimental pour la mesure de la largeur de raie optique par la méthode self-hétérodyne.	88
Fig. 3-11 : illustration des spectres de battements réalisés par la technique self-hétérodyne à différents points de fonctionnement.	88
Fig. 3-12 : Facteur de couplage phase-amplitude en fonction du courant d'injection	90
Fig. 3-13 : (a) caractéristique puissance optique – courant de polarisation de la section de gain en fonction de la tension appliquée sur la section absorbante. (b) Cartographie des largeurs d'impulsions en fonction du courant de polarisation de la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbante.	91
Fig. 3-14 : produit $\Delta\tau\Delta\nu$ selon le courant de polarisation de la section de gain et en fonction de la tension appliquée à l'absorbant.....	92
Fig. 3-15 : évolution de la trace d'autocorrélation et du spectre optique à un courant de polarisation de 120 mA en fonction de la tension appliquée à l'absorbant.	93
Fig. 3-16 : Mesure de la gigue temporelle des impulsions (a) par la méthode d'analyse spectrale de photocourant et (b) par la méthode de cross-corrélation en fonction du retard entre deux impulsions	94
Fig. 3-17 : Cartographie de la largeur du spectre RF en fonction du couple courant dans la section de gain et tension appliquée à l'absorbant saturable.....	95
Fig. 3-18 : Cartographie de la gigue temporelle dans les intervalles [100 kHz , 10 MHz] et [10 MHz , 1 GHz] calculée à l'aide de la formule (3.7) en fonction du couple courant dans la section de gain et tension appliquée à l'absorbant saturable	95
Fig. 3-19 : Mesure du gain sous le seuil laser en fonction du courant.....	96
Fig. 3-20: Facteur d'Henry en fonction du courant	98
Fig. 3-21 : (a) caractéristique puissance optique – courant de polarisation de la section de gain en fonction de la tension appliquée sur la section absorbante. (b) Cartographie des largeurs d'impulsions en fonction du courant de polarisation de la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbante	99
Fig. 3-22 : (a) trace d'autocorrélation et (b) spectre optique correspondant pour un courant de 74 mA appliqué à la section de gain et une tension inverse de 3,8 V appliquée à la section absorbant.....	100
Fig. 3-23 : produit $\Delta\tau\Delta\nu$ selon le courant de polarisation de la section de gain et en fonction de la tension appliquée à l'absorbant.....	101
Fig. 3-24 : Spectres RF à un courant d'injection de 80 mA selon différentes tensions inverses sur la section absorbant saturable : (a) $-1,9 < V < -0,3$; (b) $-2,3 < V < -1,99$	102
Fig. 3-25 : Largeurs RF en fonction de la dimensionnalité de la structure active : massive [40], à puits quantiques [36], à bâtonnets quantiques [31] et à boîtes quantiques [41].	102
Fig. 3-26 : (a) Montage expérimental et (b) schéma d'un laser soumis à une rétroaction optique.....	104
Fig. 3-27 : Cartographie des largeurs d'impulsions en fonction du courant dans la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbant (a) sans rétroaction optique et (b) avec un niveau de rétroaction optique $\eta \sim -22$ dB.....	105
Fig. 3-28 : Cartographie des largeurs RF en fonction du courant dans la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbant (a) sans rétroaction optique et (b) avec un niveau de rétroaction optique $\eta \sim -22$ dB.....	106
Fig. 3-29 : spectres de battements réalisés par la technique self-hétérodyne en fonction du courant injecté dans la section de gain pour une tension constante de 0 V appliquée sur la section absorbant.....	107

Fig. 3-30 : Largeurs du spectre RF et largeurs de raie optique obtenues par la méthode self-hétérodyne en fonction du niveau de rétroaction optique pour un point de fonctionnement fixe (100 mA, -1,8 V).	108
Fig. 3-31 : Evolution de la largeur RF et de la fréquence centrale en fonction du changement de longueur de la cavité externe L_{ext} pour un niveau de rétroaction \square de (a) – 42 dB et (b) – 22 dB.....	109
Fig. 4-1 : Schéma des différentes configurations laser permettant de générer des fréquences de répétition élevée :	119
Fig. 4-2 : (a) Spectre de photoluminescence et (b) densité de courant seuil en fonction de la longueur de cavité pour des structures DWELL composées de 6, 9 et 12 plans de bâtonnets quantiques.	120
Fig. 4-3 : (a) Caractéristiques $P(I)$ avant et après traitement HR pour un laser d'une longueur de 170 μm . (b) Caractéristiques $P(I)$ après traitement HR pour des lasers de longueur de 120 μm , 170 μm et 200 μm	122
Fig. 4-4 : Spectres optiques (a) d'un laser d'une longueur de 120 μm ($I=217\text{ mA}$), (b) d'un laser d'une longueur de 170 μm ($I=192\text{ mA}$) et (c) d'un laser d'une longueur de 200 μm ($I=164\text{ mA}$).	123
Fig. 4-5 : Traces d'autocorrélation (a) d'un laser d'une longueur de 120 μm ($I=217\text{ mA}$), (b) d'un laser d'une longueur de 170 μm ($I=180\text{ mA}$) et (c) d'un laser d'une longueur de 200 μm ($I=164\text{ mA}$).	124
Fig. 4-6 : Caractéristiques courant-tension d'une DTR.	127
Fig. 5-1 : Largeur d'impulsions en fonction du courant de polarisation pour des lasers à base de bâtonnets quantiques à une et deux sections.	132
Fig. C-1 : Spécifications du bruit de phase de l'analyseur de spectre électrique HP8565EC extrait de « Calibration guide Agilent technologies 8560 e-series and ec-series spectrum analyzer »	139
Fig. D-1 : principe de mesure d'un train d'impulsions par autocorrélation	141

Introduction

Pour introduire le sujet, nous ferons tout d'abord un rappel historique en soulignant le cinquantième anniversaire de l'invention du laser. Nous présenterons ensuite les lasers impulsionnels et tout particulièrement les caractéristiques des lasers à base de matériau à faible dimensionnalité. Nous introduirons également les applications visées par ce type de dispositifs et terminerons ce chapitre en présentant les motivations et objectifs de cette thèse.

0. Introduction

0.1. Historique : les 50 ans du laser

Le laser fête son cinquantième anniversaire en 2010. Il représente l'une des découvertes qui a révolutionné notre vie. Depuis 1960, date à laquelle apparaissent les premiers lasers, il y a eu énormément de recherches dans ce domaine et une grande variété de lasers a vu le jour. De nombreux prix Nobel ont été décernés sur ce thème. C'est un outil scientifique formidable que ce soit pour les physiciens, chimistes ou médecins et autres. Le marché mondial du laser est aujourd'hui estimé à 6 milliards de dollars dont une grande partie provient du stockage d'information (CD et DVD) et des télécommunications optiques.



L'histoire du laser débute le 16 mai 1960, lorsque Theodore H. Maiman fit fonctionner le premier laser au Hughes Research Laboratory à Malibu (Californie). Theodore H. Maiman eut l'idée d'utiliser une puissante source d'énergie afin d'exciter optiquement les atomes d'un cristal de rubis dopé avec des ions de chrome [1]. Son invention a été influencée par l'article d'Arthur Schawlow et Charles H. Townes, "Infrared and Optical Masers," qui fut publié dans la revue *Physics Review* en 1958 [2]. Cet article jette les bases théoriques du laser (Light

Amplification of Stimulated Emission of Radiation).

Plus tard, en 1961, N. G. Basov et A. Javan proposent le concept de la diode laser à semiconducteur [3]. En 1962, Robert N. Hall réalise le premier laser à semiconducteur à base de GaAs émettant à 850 nm. Cependant, ces premiers lasers ne fonctionnaient qu'en régime impulsionnel et à des températures cryogéniques.

Une autre étape est franchie en 1970 avec les lasers à hétérostructures développés indépendamment par plusieurs laboratoires (Zhores Alferov à Ioffe Institute, Izuo Hayashi et Morton Panish au Bell Telephone Laboratories). Pour réaliser ces lasers, on remplace la simple jonction p-n par de multiples couches de semiconducteurs de compositions différentes. Ces lasers à hétérostructures fonctionnent en régime continu et à température ambiante.

De nouveaux développements, notamment sur la croissance épitaxiale, ont permis par la suite de réaliser les lasers à puits quantiques. La réduction de la dimensionnalité apportée par le puits quantique modifie notamment la structure de bandes permettant ainsi d'améliorer les performances laser.

L'étape suivante est le laser à boîtes quantiques où les porteurs de charge sont confinés dans les trois directions de l'espace, ce qui lui confère d'excellentes caractéristiques (cf. 0.2.2). La figure suivante illustre les améliorations des performances laser selon la structure laser utilisée.

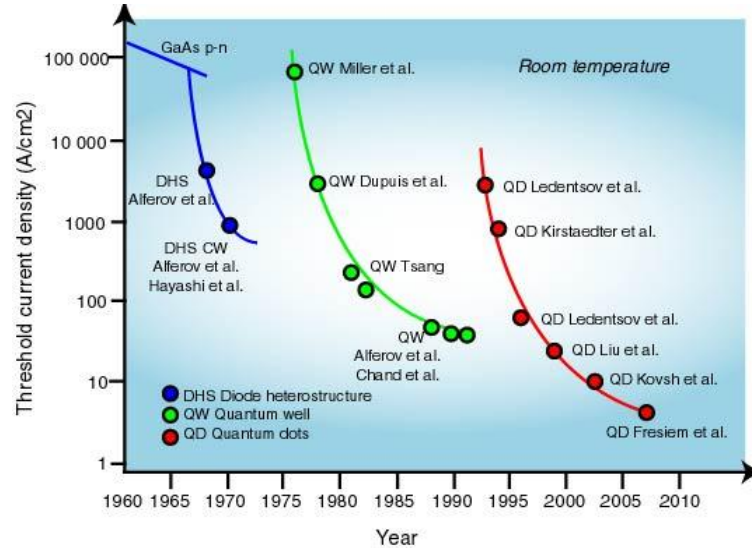


Fig. 0-1 : Evolution de la densité de courant au seuil en fonction des structures au cours du temps (DHS : Double hétérostructure, QW : puits quantique, QD : boîte quantique)

Figure adaptée à partir de [4].

0.2. Introduction aux sources optiques impulsionnelles et leurs applications

0.2.1. Lasers impulsionnels

0.2.1.1. Historique

La première observation d'impulsions laser a été faite en 1963 par Gürs et Müller [5] sur un laser à rubis et en 1964 par Statz et Tang [6] sur un laser HeNe. Plusieurs techniques sont aujourd'hui utilisées pour réaliser des lasers impulsionnels. Les plus communes sont la technique du Q-switch et la technique du verrouillage de modes.

La technique du Q-switch consiste à moduler les pertes de la cavité laser de manière à modifier brutalement son facteur de qualité. De cette manière, une oscillation puissante est créée dans la cavité qui sature le gain en rendant l'inversion de population insuffisante pour entretenir le système. Ainsi une impulsion intense et brève est générée à la fréquence de modulation des pertes. L'autre technique appelée verrouillage ou blocage de modes consiste à créer une relation de phase entre les modes longitudinaux qui aboutit à des interférences constructives, ce qui engendre une modulation de la puissance optique intra-cavité et la génération d'impulsions lumineuses. Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons uniquement à cette technique de génération d'impulsions.

Lamb fut le premier à proposer la technique de verrouillage de modes dans les années 60 [7]. D'autres études sur ce même thème ont été menées par Hargrove [8], Yariv [9] et DiDomenico [10] en réalisant un verrouillage de modes par une modulation des pertes intracavité. C'est ce que l'on appelle le verrouillage de modes actif (cf § 1.1.2). La première démonstration de verrouillage de modes passif a été réalisée par Mockers et Collins [11] à l'aide d'un absorbant saturable à base de colorant destiné initialement à réaliser un laser Q-switch. Toutes ces observations de verrouillage de modes étaient de nature transitoire. Il faudra attendre 1972 pour voir le premier laser à verrouillage de modes continu réalisé par Ippen, Shank et Dienes [12] à l'aide d'un laser à colorants associé à un absorbant saturable à colorants. Dès 1974, ces sources ont permis la réalisation des premières impulsions sub-picosecondes [13]. On observe aujourd'hui des impulsions de l'ordre de la dizaine de femtosecondes obtenues à l'aide de technique de compression. Les impulsions les plus courtes (6 fs) ont été obtenues en 1987 par Fork *et al* [14] avec un laser à colorant.

La technique du verrouillage de modes peut être appliquée à différents types de laser (gaz [15], solide [16], à colorants [17] et à semi-conducteurs [18]) et permet de générer des impulsions ultracourtes, ce qui la rend attractive pour un très grand nombre d'applications telles que les télécommunications optiques, la spectroscopie ou des applications médicales.

0.2.1.2. Lasers semiconducteur impulsif

La compacité du laser à semiconducteur en fait un candidat idéal pour de nombreuses applications. Les lasers à semiconducteur impulsifs ont vu le jour avec la première observation d'un train irrégulier d'impulsions en 1966 à l'aide d'un laser à une section [19] et la génération d'un train régulier d'impulsions en 1967 à l'aide d'un laser à deux sections [20]. De nombreuses années de recherche ont permis d'aboutir à la réalisation de sources générant des impulsions de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes à des fréquences de répétition pouvant aller jusqu'au térahertz.

La première démonstration de lasers à verrouillage de modes actif à l'aide d'une cavité externe par Ho [21] en 1978 lance le début de cette aventure et une importante étape est franchie avec la première démonstration d'un laser impulsif monolithique en 1985 [22].

0.2.2. Lasers à boîtes quantiques

L'arrivée de nouveaux composants à base de boîtes quantiques avec des caractéristiques très recherchées a contribué aux récentes avancées sur les lasers à verrouillage de modes avec la première démonstration par Huang et al [23].

Les principales caractéristiques des lasers à boîtes quantiques proviennent de la réduction de la dimensionnalité qui gouverne les propriétés électroniques. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été réalisées ces vingt-cinq dernières années sur ces nanostructures [24],[4] démontrant notamment que le confinement des porteurs dans les trois dimensions de l'espace entraîne une réduction du courant de seuil (cf. fig. 0-1), une insensibilité à la température et une faible valeur du facteur de couplage phase-amplitude.

0.2.2.1. Caractéristiques des lasers à boîtes quantiques

0.2.2.1.1. Insensibilité à la température

Pour évaluer l'impact de la température sur les caractéristiques laser, on utilise le paramètre « T_0 » appelé température caractéristique. Ce dernier caractérise la variation de la densité de courant de seuil J_{th} en fonction de la température T et suit la loi empirique suivante :

$$J_{th} = J_{th0} \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (0.1)$$

où J_{th0} est la densité de courant pour T_0 infini et T_0 est déterminé expérimentalement.

En général, les lasers utilisés dans les réseaux de télécommunications nécessitent un contrôle thermique réalisé à l'aide d'un élément Peltier. Les lasers à boîtes quantiques sont de très

bons candidats pour les réseaux locaux et métropolitains (MAN/LAN) en raison de leur insensibilité à la température.

En effet, *Arakawa et al* [25] ont montré théoriquement que la diminution de la dimension d'un système permettrait de réduire la variation du courant de seuil avec la température. Les boîtes quantiques étant des pièges tridimensionnels pour les porteurs de charge, de faibles variations du courant de seuil avec la température sont attendues. Ces prédictions ont été vérifiées récemment sur les lasers à boîtes quantiques [26],[27] dont les températures caractéristiques atteignent des valeurs très élevées. Ces composants adaptés à un fonctionnement sans régulation de température permettent ainsi de réduire la consommation énergétique.

0.2.2.1.2. Gain spectral

Une autre caractéristique intéressante des lasers à boîtes quantiques est le spectre de gain étendu qui résulte de la dispersion en taille des boîtes quantiques et en particulier de leur hauteur.

On définit l'élargissement homogène comme étant l'élargissement naturel de la raie de luminescence d'une boîte quantique ou d'une population donnée de boîtes quantiques. Une boîte quantique unique est caractérisée par un spectre fin et quasi-discret, proche du système idéal décrit par la théorie, tandis qu'un ensemble composé de nombreuses boîtes quantiques possède un spectre large. Cette caractéristique est très intéressante pour les lasers à verrouillage de modes pour la génération d'impulsions courtes (§ 1.1.1).

0.2.2.1.3. Facteur de couplage phase amplitude

Le facteur de couplage phase-amplitude, appelé plus communément le facteur d'Henry α_H , est un paramètre très important pour les lasers à semiconducteur. Il influence un certain nombre de paramètres tels que la largeur de la raie optique, la dérive de fréquence ou le chirp, la largeur d'impulsions, la résistance à la rétroaction optique ou la filamentation dans les lasers de puissance, ...

Il correspond à la variation couplée de la partie réelle de l'indice $n_{réel}$ et imaginaire $n_{imaginaire}$ avec la densité de porteurs N injectés dans la cavité [28]:

$$\alpha_H = \frac{\frac{\partial n_{réel}}{\partial N} \nu}{\frac{\partial n_{imaginaire}}{\partial N} \nu} \quad (0.2)$$

Le facteur d'Henry α_H traduit le couplage entre l'amplitude et la phase du champ optique dans la cavité laser. Il peut être évalué sous le seuil laser par des mesures d'émission spontanée amplifiée et au dessus du seuil par une mesure en modulation petits signaux.

Dans les structures à boîtes quantiques, de par la symétrie du gain, une très faible valeur de facteur d'Henry est attendu au maximum du gain [24].

0.2.2.2. Etat de l'art des lasers à blocage de modes émettant à 1,55 μm

La première démonstration de verrouillage de modes à l'aide d'un laser à boîtes quantiques a été réalisée en 2001 [23]. Des impulsions de 17 ps ont ainsi pu être générées à une fréquence de répétition de 7,4 GHz à une longueur d'onde d'émission de 1,3 μm . Plus tard, sur le même système de matériau (InGaAs/GaAs), des impulsions en limite de Fourier en verrouillage de modes passif ont pu être démontrées [29-31]. Des impulsions subpicosecondes (~ 390 fs) ont également été obtenues par *Rafailov et al.* [32] à une fréquence de répétition de 21 GHz. De nombreuses démonstrations ont été réalisées dans ce système de matériau [33],[34] à des fréquences de répétition allant de 5 GHz [23] à 80 GHz [35] pour des lasers à deux sections.

Pour une émission à 1,55 μm , le système de matériau utilisé est différent. Il est constitué de nanostructures InAs sur un substrat InP. On trouve peu de démonstration dans la littérature à ces longueurs d'onde, ce qui souligne la difficulté à obtenir un matériau suffisamment « mûr » permettant de réaliser des lasers à verrouillage de modes. Néanmoins, il a été rapporté des impulsions à des fréquences de répétition allant de 4,6 GHz à 346 GHz dans des configurations à une ou deux sections (cf tableau 0-1).

Nombre de plans	Configuration	Régime	λ (nm)	$\Delta\tau$ (ps)	Fréquence (GHz)	Référence
6 Qdash	1 section	passif	1490	N.D.	45	[36]
6 Qdash	1 section	passif	1560	0,800	134	[37]
5 QD	2 sections	passif	1530	9	4,6	[38]
5 QD	1 section	passif	1541	0,312	92	[39]
6 Qdash	1 section	passif	1550	0,560	346	[40]
6 Qdash	1 section	passif	1526	2	39,8	[41]
5 Qdash	2 sections	passif	1590	N.D.	18,4	[42]
6 Qdash	2 sections	passif	1590	1**	10	[43]

Tableau 0-1 : performances des lasers à verrouillage de modes à base de bâtonnets (Qdash) ou boîtes quantiques (QD) sur substrat InP classées par ordre chronologique.

(λ : longueur d'onde, $\Delta\tau$: largeur de l'impulsion, N.D.: donnée non disponible, **obtenu après passage dans 540 m de fibre SMF)

0.2.3. Les applications des lasers à verrouillages de modes

Les lasers à verrouillage de modes à semiconducteur présentent un large panel d'applications allant des télécommunications jusqu'aux applications médicales. Cette section résume les principales applications visées par ce type de composant. Nous évoquerons les caractéristiques utiles pour chaque application.

0.2.3.1. Télécommunications

0.2.3.1.1. Multiplexage optique temporel

Le multiplexage temporel est une méthode permettant de multiplier le débit. Elle consiste à entrelacer plusieurs trames de bits issus de sources décorréées. Dans le cas d'un signal de type « retour à zéro » par exemple, celui-ci peut être réalisé avec toute impulsion de largeur à mi-hauteur inférieure au temps bit. C'est-à-dire que pour un temps bit de 100 ps, l'impulsion ne peut être plus large que 100 ps, mais peut-être beaucoup plus courte. Dans ces conditions, il reste dans le temps bit une fenêtre temporelle permettant d'intercaler un second canal au même débit que le canal initial. Cette technique de multiplexage temporel est connue sous le terme OTDM (Optical Time Division Multiplexing). La figure 0-2 présente le principe du multiplexage temporel.

Les caractéristiques permettant aux lasers à verrouillage de modes à semiconducteur de réaliser un multiplexage temporel sont la faible gigue temporelle ainsi que la facilité de mise en œuvre d'impulsions courtes à des fréquences de répétition de 10 à 40 GHz. Pour un multiplexage à 40 Gbit/s, la largeur de l'impulsion doit être inférieure à 1/3 du temps bit (soit 7,5 ps) et la gigue temporelle ne doit pas excéder 1 ps.

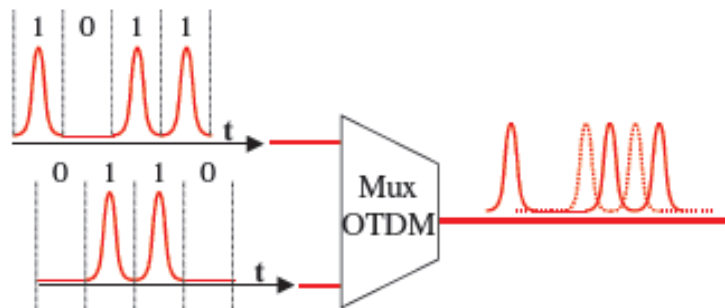


Fig. 0-2 : Schéma du principe d'un multiplexage temporel

0.2.3.1.2. Récupération d'horloge tout optique

Dans tout système de transmission optique, le signal émis transite par un canal de transmission qui, n'étant pas idéal, ne le restitue pas tel quel mais dégradé suivant plusieurs processus (atténuation, dispersion chromatique, effets non-linéaires, gigue temporelle).

On note le besoin pour la réception et la resynchronisation de connaître exactement la fréquence d'horloge (i.e. l'inverse du temps bit). Afin d'en assurer l'exactitude, cette horloge doit être extraite du signal portant les données. La fonction correspondant à cette opération est appelée récupération d'horloge, et est donc une fonction critique de tout système de transmission de données numériques. Le paramètre le plus important pour ce dispositif est la gigue de cette horloge, qui s'ajoutera à celle du signal dans toute tentative de détection ou de resynchronisation.

La récupération d'horloge à des débits de l'ordre 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 sont complexes et 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. 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 [44-46]. La récupération d'horloge s'apparente alors à une forme de verrouillage de modes actif par injection d'un signal optique modulé sur un laser autopulsant dont les modes sont initialement verrouillés passivement. Pour réaliser cette fonction de filtrage, il est nécessaire que le laser autopulsant présente de très bonnes caractéristiques de bruit à haute fréquence.

0.2.3.1.3. Génération de peignes de fréquences pour les transmissions WDM

Le multiplexage en longueur d'onde WDM (pour Wavelength Division Multiplexing) a permis une augmentation significative de la capacité des systèmes de transmission optique. Le principe du multiplexage en longueur d'onde consiste à moduler en parallèle plusieurs sources laser émettant à différentes longueurs d'onde plus ou moins rapprochées, et à les faire propager simultanément dans la fibre optique. Pour ce faire, les signaux optiques modulés sur

chaque longueur d'onde porteuse sont multiplexés au moyen de dispositifs à matrice de fibre (AWG = Arrayed-Waveguide Gratings). Le signal WDM, aussi appelé multiplex, ainsi généré est injecté dans la fibre optique de ligne. Chaque signal optique modulé à sa longueur d'onde propre est appelée canal du multiplex. Les longueurs d'onde des canaux sont standardisées par l'Union Internationale des Télécommunications (ITU). Elles sont définies sur une grille régulière en fréquence, appelée grille ITU, correspondant aux fréquences multiples de 100 GHz ou de 50 GHz appartenant à la fenêtre télécom. Au niveau du récepteur, les canaux sont démultiplexés au moyen de composants similaires, et chacun est détecté indépendamment des autres. Les lasers à verrouillage de modes peuvent être utilisés pour générer un peigne de fréquence. Cette méthode présente un certain nombre d'avantages (utilisation d'un seul laser, espacement des canaux déterminé par l'intervalle spectral libre de la cavité). La caractéristique la plus importante pour cette application est la largeur du spectre de gain qui va définir le nombre de canaux utilisables [47].

0.2.3.2. Vers de nouvelles applications

0.2.3.2.1. Radio sur fibre

Nous assistons depuis quelques années à une forte demande sur les services large bande, à travers les réseaux d'accès sans fils, fixes et mobiles. Face à cette demande en ressources spectrales et en flux de données, les bandes de fréquences allouées sont insuffisantes.

Pour supporter l'augmentation du débit relatif à cette évolution, il devient nécessaire d'entrevoir l'utilisation de porteuses de fréquences plus élevées (~60 GHz) pour des applications domestiques. 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 (0,2 dB/km) est beaucoup plus faible que celle des transmissions radio en espace libre (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 Radio sur fibre (RoF) [48]. 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. Une implémentation d'un tel réseau est schématisée sur la figure 0-3. Parmi les composants clés qui permettront aux infrastructures RoF de faire face à la future demande d'applications haut-débit, nous pouvons relever en particulier les lasers à verrouillages de modes à base de bâtonnets quantiques fonctionnant autour de 60 GHz [48]. En raison de leur haute pureté spectrale et de leur capacité à générer des puissances RF importantes, ces derniers peuvent être utilisés comme porteuse pour la transmissions des signaux radio.

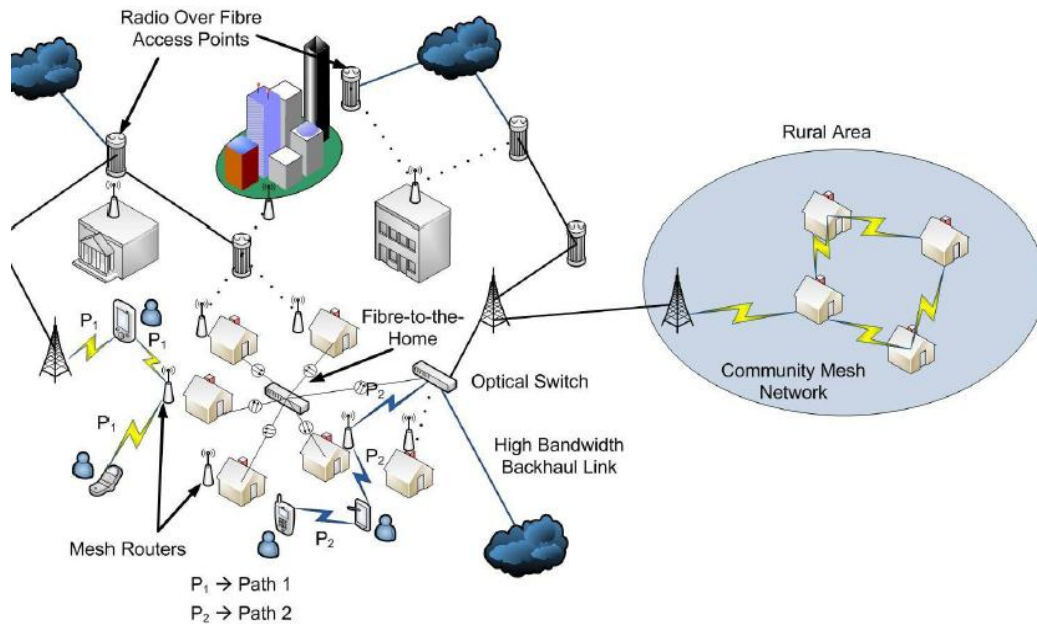


Fig. 0-3 : Schéma d'une infrastructure Radio sur Fibre

0.2.3.2.2. Interconnexions optiques

De par leur compacité et leur capacité à générer des impulsions à des fréquences de quelques GHz, les lasers à verrouillage de modes à base de semiconducteurs peuvent être utilisés comme interconnexions optiques pour la distribution d'horloge [49] dans les cartes mères des nouvelles générations d'ordinateurs. Récemment, il y a eu un regain d'intérêt pour les lasers fonctionnant à des fréquences de l'ordre de 5 à 10 GHz pour cette application. L'utilisation de ces lasers permettrait de réduire les interactions entre signaux électriques en utilisant des signaux optiques.

0.2.3.2.3. Applications médicales

L'objectif le plus ambitieux est d'accéder aux applications médicales utilisant principalement des lasers solides. Ces applications nécessitent des sources compactes, robustes et clés en main permettant de réaliser des diagnostics optiques telle que la tomographie optique

cohérente. La tomographie optique cohérente OCT (Optical Coherence Tomography) est une technique réalisée sans contact, non invasive, et avec une résolution spatiale élevée permettant de visualiser la structure biologique sous la peau [50]. La résolution obtenue par cette technique est déterminée par la longueur d'onde et la largeur spectrale de la source optique. La source optique utilisée en OCT doit également avoir une courte longueur de cohérence.

Toutes ces besoins sont actuellement satisfaits par des lasers à verrouillage de modes, en particulier Ti: Sapphire lasers ($\lambda \sim 800\text{nm}$) et Cr: forstérite et lasers à fibre ($\lambda \sim 1300\text{nm}$). Toutefois, afin de rendre cette technique plus intéressante et plus pratique, il est essentiel de diminuer l'empreinte et la complexité du laser.

Une alternative est l'utilisation de sources impulsionnelles à base de semi-conducteurs fonctionnant à une longueur d'onde inférieure à $1,3\text{ }\mu\text{m}$ permettant de pénétrer plus profondément dans les tissus biologiques. Ces lasers démontrent une certaine accordabilité et des puissances crêtes relativement élevées adaptées à cette application.

0.3. Motivations et objectifs de la thèse

Ce travail s'inscrit dans la continuité des études sur les lasers monolithiques à verrouillage de modes réalisées au sein du laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) et d'Alcatel-Thalès III-V Lab.

Il consiste à étudier les performances des lasers à base de bâtonnets quantiques en régime de verrouillage de modes, plus précisément, à étudier les différentes configurations (à une ou deux sections) permettant de générer des impulsions avec une faible gigue temporelle.

L'autre partie de ce manuscrit sera dédiée à la génération de trains d'impulsions pour les réseaux à très haut débit.

0.4. Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres. Après avoir introduit les lasers impulsions et leurs applications, le **premier chapitre** sera l'occasion de présenter les principes physiques mis en jeu dans le verrouillage de modes et d'aborder les modèles proposés pour les lasers à verrouillage de modes à une et deux sections.

Le **deuxième chapitre** est dédié à la conception et à la fabrication du composant. Nous nous intéresserons à différentes structures à base de bâtonnets quantiques et de puits quantiques et présenterons les différentes étapes de fabrication.

Dans le **troisième chapitre**, nous étudierons les lasers à verrouillage de modes à faible confinement optique et plus particulièrement l'impact du confinement optique sur le bruit de phase des lasers. Nous introduirons la notion de gigue temporelle et les moyens mis en œuvre pour la caractériser. Ces caractéristiques sont très importantes dans les réseaux de télécommunications optiques car elles limitent le débit des réseaux à travers plusieurs phénomènes. Nous montrerons également comment améliorer cette caractéristique du composant par des techniques de stabilisation par rétroaction optique.

Le **quatrième chapitre** présente les caractéristiques des lasers dit « autopulsants » à de très hautes fréquences de répétition supérieures à 300 GHz. Ces lasers peuvent être intégrés dans les réseaux ultra-haut débit par exemple pour la récupération d'horloge tout optique. Enfin, nous concluons ce mémoire de thèse en présentant quelques perspectives.

0.5. Références

- [1] T.H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, vol. 187, 1960, p. 493-494.
- [2] A.L. Schawlow et C.H. Townes, "Infrared and Optical Masers," *Physical Review*, vol. 112, Déc. 1958, p. 1940.
- [3] N. Basov, O. Krokhin, et Y. Popov, "Production of negative-temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors," *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 40, 1961, p. 1320.
- [4] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, M. Maximov, Z.I. Alferov, et J. Lott, "Quantum-dot heterostructure lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, 2000, p. 439-451.
- [5] K. Gürs et R. Müller, "Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers (Auskoppelmodulation)," *Physics Letters*, vol. 5, Juillet. 1963, p. 179-181.
- [6] H. Statz et C.L. Tang, "Zeeman Effect and Nonlinear Interactions between Oscillating Modes in Masers," 1964.
- [7] W. E. Lamb Jr, "Theory of an optical laser," *Phys. Rev.*, vol. 134 (6A), 1964, p. A1429.
- [8] L.E. Hargrove, R.L. Fork, et M.A. Pollack, "Locking of He-Ne Laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Applied Physics Letters*, vol. 5, Juillet. 1964, p. 4-5.
- [9] A. Yariv, "Internal Modulation in Multimode Laser Oscillators," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, 1965, p. 388.
- [10] J. DiDomenico, "Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 35, Oct. 1964, p. 2870-2876.
- [11] H.W. Mocker et R.J. Collins, "MODE COMPETITION AND SELF-LOCKING EFFECTS IN A Q-SWITCHED RUBY LASER," *Applied Physics Letters*, vol. 7, 1965, p. 270.
- [12] E. Ippen, C. Shank, et A. Dienes, "Passive mode locking of the cw dye laser," *Applied Physics Letters*, vol. 21, 1972, p. 348-350.
- [13] E. Ippen et C. Shank, "Sub-picosecond, kilowatt pulses from a mode-locked CW dye laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 10, Sep. 1974, p. 722.
- [14] R.L. Fork, C.H.B. Cruz, P.C. Becker, et C.V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation," *Optics Letters*, vol. 12, Juillet. 1987, p. 483-485.
- [15] A.J. DeMaria et D.A. Stetser, "LASER PULSE-SHAPING AND MODE-LOCKING WITH ACOUSTIC WAVES," *Applied Physics Letters*, vol. 7, 1965, p. 71.
- [16] T. Deutsch, "MODE-LOCKING EFFECTS IN AN INTERNALLY MODULATED RUBY LASER," *Applied Physics Letters*, vol. 7, 1965, p. 80.
- [17] W.H. Glenn, "MODE LOCKING OF AN ORGANIC DYE LASER," *Applied Physics Letters*, vol. 12, 1968, p. 54.
- [18] V.N. Morozov, V.V. Nikitin, et A.A. Sheronov, "Self-synchronization of Modes in a GaAs Semiconductor Injection Laser," *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 7, Mai. 1968, p. 256.
- [19] V.D. Kurnosov, V.I. Magalyas, A.A. Pleshkov, L.A. Rivlin, V.G. Trukhan, et V.V. Tsvetkov, "Self Modulation of Emission from an Injection Semiconductor Laser," *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 4, Déc. 1966, p. 303.
- [20] Y.A. Drozhbin, Y.P. Zakharov, V.V. Nikitin, A.S. Semenov, et V.A. Yakovlev, "Generation of Ultrashort Light Pulses with a GaAs Semiconductor Laser," *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 5, Mar. 1967, p. 143.
- [21] P. Ho, L.A. Glasser, E.P. Ippen, et H.A. Haus, "Picosecond pulse generation with a cw

- GaAlAs laser diode,” *Applied Physics Letters*, vol. 33, 1978, p. 241-242.
- [22] K.Y. Lau, I. Ury, et A. Yariv, “Passive and active mode locking of a semiconductor laser without an external cavity,” *Applied Physics Letters*, vol. 46, 1985, p. 1117.
- [23] X. 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, Mai. 2001, p. 2825-2827.
- [24] D. Bimberg, M. Grundmann, et N.N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley, 1998.
- [25] Y. Arakawa, “Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current,” *Applied Physics Letters*, vol. 40, 1982, p. 939.
- [26] O. Shchekin, J. Ahn, et D. Deppe, “High temperature performance of self-organised quantum dot laser with stacked p-doped active region,” *Electronics Letters*, vol. 38, Juillet. 2002, p. 712-713.
- [27] I.I. Novikov, “Effect of p-Doping of the Active Region on the Temperature Stability of InAs/GaAs QD Lasers,” *Semiconductors*, vol. 39, 2005, p. 477.
- [28] C. Henry, “Theory of the linewidth of semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, Fév. 1982, p. 259-264.
- [29] M.G. Thompson, A. Rae, R. Sellin, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, A. Kovsh, S. Mikhlin, D.A. Livshits, et I. Krestnikov, “Subpicosecond high-power mode locking using flared waveguide monolithic quantum-dot lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, Mar. 2006, p. 133119-133119-3.
- [30] M. Thompson, K. Tan, C. Marinelli, K. Williams, R. Penty, I. White, M. Kuntz, D. Ouyang, D. Bimberg, V. Ustinov, A. Zhukov, A. Kovsh, N. Ledentsov, D. Kang, et M. Blamire, “Transform-limited optical pulses from 18 GHz monolithic modelocked quantum dot lasers operating at $\sim 1.3 \mu\text{m}$,” *Electronics Letters*, vol. 40, Mar. 2004, p. 346-347.
- [31] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lammlin, D. Bimberg, M.G. Thompson, K.T. Tan, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Y.M. Shernyakov, et A.R. Kovsh, “35 GHz mode-locking of 1.3 μm quantum dot lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, 2004, p. 843-845.
- [32] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, W. Sibbett, N.D. Il'inskaya, Y.M. Zadiranov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, A.R. Kovsh, et N.N. Ledentsov, “High-power picosecond and femtosecond pulse generation from a two-section mode-locked quantum-dot laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, 2005, p. 081107-3.
- [33] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, et W. Sibbett, “Mode-locked quantum-dot lasers,” *Nat Photon*, vol. 1, Juillet. 2007, p. 395-401.
- [34] M.G. Thompson, A. Rae, X. Mo, R.V. Penty, et I.H. White, “InGaAs Quantum-Dot Mode-Locked Laser Diodes,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, Jun. 2009, p. 661-672.
- [35] M. Laemmlin, G. Fiol, C. Meuer, M. Kuntz, F. Hopfer, A. Kovsh, N. Ledentsov, et D. Bimberg, “Distortion-free optical amplification of 20–80 GHz modelocked laser pulses at 1.3 [micro sign]m using quantum dots,” *Electronics Letters*, vol. 42, 2006, p. 697.
- [36] J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion, et G. Duan, “45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5 μm ,” *Electronics Letters*, vol. 41, 2005, p. 1007-1008.
- [37] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, A. Ramdane, J. Landreau, et F. Lelarge, “Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μm ,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, Juin. 2006, p. 241105-3.

- [38] M.J.R. Heck, E.A.J.M. Bente, B. Smalbrugge, Y. Oei, M.K. Smit, S. Anantathanasarn, et R. Notzel, "Observation of Q-switching and mode-locking in two-section InAs/InP (100) quantum dot lasers around 1.55 μm ," *Optics Express*, vol. 15, Déc. 2007, p. 16292-16301.
- [39] Z.G. Lu, J.R. Liu, S. Raymond, P.J. Poole, P.J. Barrios, et D. Poitras, "312-fs pulse generation from a passive C-band InAs/InP quantum dot mode-locked laser," *Optics Express*, vol. 16, Juillet. 2008, p. 10835-10840.
- [40] K. Merghem, A. Akrou, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, et G. Duan, "Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 94, 2009, p. 021107.
- [41] S. Latkowski, R. Maldonado-Basilio, et P. Landais, "Sub-picosecond pulse generation by 40-GHz passively mode-locked quantum-dash 1-mm-long Fabry-Perot laser diode," *Optics Express*, vol. 17, Oct. 2009, p. 19166-19172.
- [42] C. Lin, Y. Xin, Y. Li, F.L. Chiragh, et L.F. Lester, "Cavity design and characteristics of monolithic long-wavelength InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers," *Optics Express*, vol. 17, Oct. 2009, p. 19739-19748.
- [43] M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, N. Chevalier, et S. Loualiche, "10-GHz 1.59- μm quantum dash passively mode-locked two-section lasers," *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A.A. Valle, et R. Michalzik, Éd., Brussels, Belgium: SPIE, 2010, p. 77201A-10.
- [44] B. Sartorius, C. Bornholdt, O. Brox, H. Ehrke, D. Hoffmann, R. Ludwig, et M. Mohrle, "All-optical clock recovery module based on self-pulsating DFB laser," *Electronics Letters*, vol. 34, 1998, p. 1664-1665.
- [45] J. Renaudier, B. Lavigne, F. Lelarge, M. Jourdran, B. Dagens, O. Legouezigou, P. Gallion, et G. Duan, "Standard-compliant jitter transfer function of all-optical clock recovery at 40 GHz based on a quantum-dot self-pulsating semiconductor laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, 2006, p. 1249-1251.
- [46] X. Tang, S.H. Chung, J.C. Cartledge, A. Shen, A. Akrou, et G. Duan, "Application of a passively mode-locked quantum-dot Fabry-Perot laser in 40 Gb/s all-optical 3R regeneration," *Optics Express*, vol. 18, Avr. 2010, p. 9378-9383.
- [47] A. Akrou, A. Shen, R. Brenot, F. Van Dijk, O. Legouezigou, F. Pommereau, F. Lelarge, A. Ramdane, et G. Duan, "Separate Error-Free Transmission of Eight Channels at 10 Gb/s Using Comb Generation in a Quantum-Dash-Based Mode-Locked Laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, 2009, p. 1746-1748.
- [48] A. Stöhr, A. Akrou, R. Bub, B. Charbonnier, F. van Dijk, A. Enard, S. Fedderwitz, D. Jäger, M. Huchard, F. Lecoche, J. Marti, R. Sambaraju, A. Steffan, A. Umbach, et M. Weiss, "60 GHz radio-over-fiber technologies for broadband wireless services [Invited]," *Journal of Optical Networking*, vol. 8, Mai. 2009, p. 471-487.
- [49] G. Keeler, B. Nelson, D. agarwal, C. Debaes, N. Helman, A. Bhatnagar, et A. Miller, "The benefits of ultrashort optical pulses in optically interconnected systems," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, p. 477-485.
- [50] J.G. Fujimoto, M.E. Brezinski, G.J. Tearney, S.A. Boppart, B. Bouma, M.R. Hee, J.F. Southern, et E.A. Swanson, "Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography," *Nat Med*, vol. 1, 1995, p. 970-972.

Principes physiques du verrouillage de modes dans les lasers semiconducteurs

Ce chapitre explicite les techniques utilisées pour mettre en œuvre le verrouillage de modes et introduit les paramètres importants de ce phénomène. Nous nous intéressons essentiellement au cas du laser à semiconducteur. Nous décrirons les deux configurations de lasers utilisés: les lasers à deux sections (une section à absorbant saturable et une section de gain) et les lasers à une seule section dits « auto-pulsants ». Enfin, nous apporterons quelques éléments pour expliquer le phénomène d'autopulsation dans les lasers à bâtonnets quantiques.

1. Principes physiques dans les lasers semiconducteurs à verrouillage de modes

1.1. Introduction aux lasers à verrouillage de modes

1.1.1. Phénomène de verrouillage de modes

Dans cette partie, nous introduisons le phénomène du verrouillage de modes dans les lasers.

Pour cela, on considère une cavité laser Fabry – Perot dans laquelle N modes longitudinaux oscillent en même temps avec des phases aléatoires. Le nombre de modes oscillants est

déterminé par la largeur de la courbe de gain et de l'intervalle spectral libre : $ISL = \frac{c}{2nL}$ (1.1)

où c est la vitesse de la lumière, n l'indice du milieu, L la longueur de cavité.

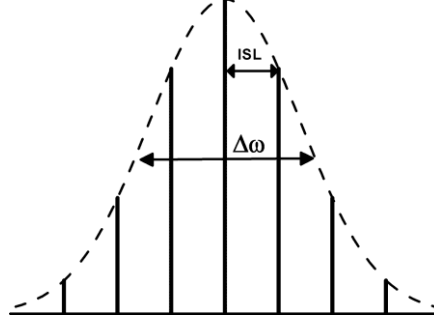


Fig. 1-1 : courbe de gain de largeur spectrale $\Delta\omega$ comprenant N modes Fabry-Perot séparés de l'intervalle spectral libre (ISL)

Si l'on considère une onde plane, on peut définir l'amplitude du champ électrique de la manière suivante :

$$E(t) = \sum_{k=0}^{N-1} E_k e^{i\omega_k t + \varphi_k} \quad (1.2)$$

Le verrouillage de modes consiste à mettre en phase un certain nombre de modes longitudinaux. Cette mise en phase peut se faire par la modulation directe du laser, par le déclenchement passif réalisé à l'aide d'un absorbant saturable, ou de processus non linéaire de type effet Kerr.

En supposant que les phases de tous les modes longitudinaux sont égales ($\varphi = \varphi_0$) et que tous les modes ont la même amplitude de champ E_0 , on peut alors simplifier la formule (1.2) de la manière suivante,

$$E(t) = E_0 e^{i\varphi_0} e^{i\omega_0 t} \sum_{k=0}^{N-1} e^{ik \frac{c}{2nL} t} \quad (1.3)$$

$$\text{avec } \omega_k = \omega_0 + k \frac{c}{2nL} \text{ et } ISL = \frac{c}{2nL}$$

et en déduire l'intensité lumineuse :

$$I(t) = |E(t)|^2 = E_0^2 \left| \sum_{k=0}^{N-1} e^{i\omega_k t} \right|^2 = E_0^2 \frac{\sin^2 N \omega t / 2}{\sin^2 \omega t / 2} \quad (1.4)$$

Cette équation montre que le premier maximum apparaît pour $t=0$ et les impulsions suivantes apparaissent à des temps séparés de $\omega t / 2 = \pi$. Donc deux impulsions consécutives sont séparées de $T_R = 2\pi / \omega = 1 / ISL$. L'expression (1.4) représente donc une suite d'impulsions séparées de l'inverse de l'intervalle spectral libre ($1/ISL$) où N représente le nombre de modes en présence. N est relié au rapport de la largeur de la courbe de gain sur l'intervalle spectral libre. A partir de cette équation, on peut déduire que l'intensité crête est N fois supérieure à l'intensité délivrée par l'ensemble des modes non synchronisés,

$$I_{\max} = N^2 E_0^2 \quad (1.5)$$

et la plus courte largeur d'impulsion est inversement proportionnelle au nombre de modes :

$$\Delta t = \frac{T}{N} \quad (1.6)$$

Pour obtenir une impulsion courte, il faut que le milieu à gain présente un spectre très large. C'est une des caractéristiques des lasers à bâtonnets quantiques qui présente une largeur de courbe gain de l'ordre de ~ 10 nm.

On définit également la puissance crête comme étant la puissance moyenne mesurée sur une période T rapportée à la largeur temporelle de l'impulsion : $P_{\text{crête}} = \frac{P_{\text{moy}} * T}{\Delta t}$

Sur la figure 1-2, nous avons tracé l'allure temporelle de l'intensité lumineuse dans différentes configurations à partir de l'équation (1.4).

Les courbes tracées de (a) à (c) correspondent au blocage de modes obtenu avec un laser dont la courbe de gain est uniforme qui permet l'oscillation de N modes ($N=5, 10$ et 15) tous en phase. La courbe (d) illustre l'intensité lumineuse d'un laser avec 15 modes en phase et une répartition d'amplitude E_0 aléatoire. Nous obtenons toujours un train d'impulsion avec des impulsions secondaires entre les impulsions principales.

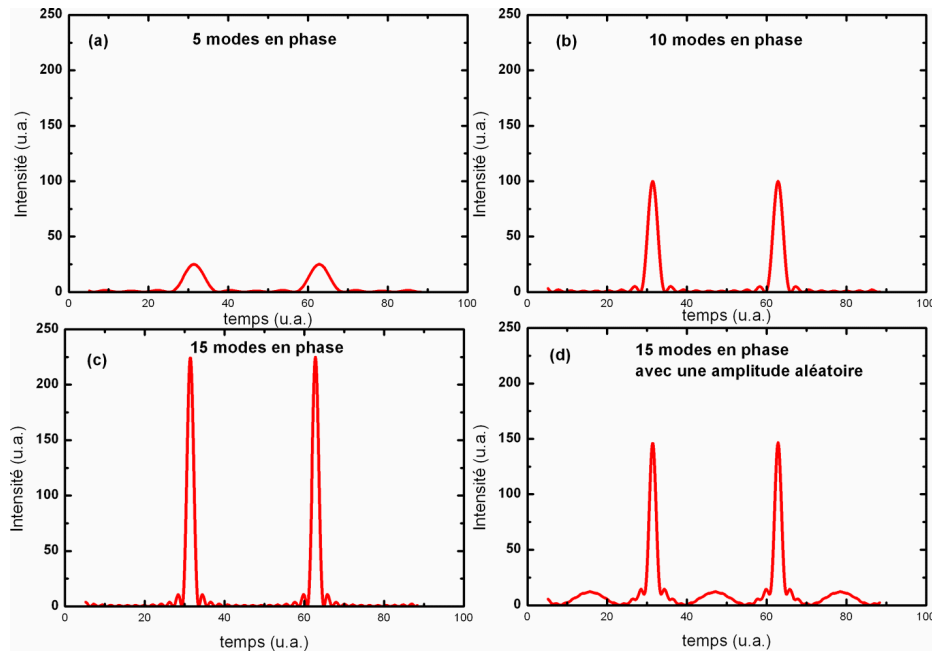


Fig. 1-2 : Intensité lumineuse d'un laser à blocage de modes en fonction du nombre de modes en phase et de leur amplitude

Pour une largeur de gain donnée, il existe une largeur d'impulsion minimale si toutes les composantes spectrales de l'impulsion sont en phase, c'est ce que l'on appelle la limite de Fourier. Elle suit la relation suivante : $\Delta\tau\Delta\nu > K$ où $\Delta\nu$ est la largeur spectrale et K une constante dépendante de la forme de l'impulsion. Nous rappelons dans le tableau 1.1 les limites de Fourier des principaux profils d'impulsions [1].

Profil temporel de l'impulsion, $I(t)$	Largeur de l'impulsion, $\Delta\tau$	Largeur de la trace d'autocorrélation, $\Delta\tau_c$	Ratio $\Delta\tau / \Delta\tau_c$	Produit, $\Delta\tau\Delta\nu$
Gaussienne	$2\sqrt{\ln 2} \Delta\tau_{\text{gauss}}$	$2\sqrt{2\ln 2} \Delta\tau_{\text{gauss}}$	0.7071	0.4413
Sécante hyperbolique	$1,6727\Delta\tau_{\text{sec ant}}$	$2,7196\Delta\tau_{\text{sec ant}}$	0.6482	0.3188
Lorentzienne	$2\Delta\tau_{\text{lorentz}}$	$4\Delta\tau_{\text{lorentz}}$	0.5	0.2206

Tableau 1-1 : profil temporel pour différentes formes d'impulsions, largeur d'impulsion, largeur de la trace d'autocorrélation, ratio $\Delta\tau / \Delta\tau_c$ et limites de Fourier.

1.1.2. Techniques de verrouillage de modes

Il existe différentes techniques de verrouillage que l'on peut séparer en trois catégories :

- Verrouillage de modes actif

On utilise une source externe radio-fréquence (RF) pour moduler directement les pertes ou le gain du laser à une fréquence synchronisée au temps de trajet d'une impulsion dans la cavité. Cette modulation génère des bandes latérales permettant de transférer l'information de phase sur les différents modes longitudinaux, ce qui permet de verrouiller la phase des modes entre eux.

Cette technique permet la génération d'impulsions picosecondes avec une très bonne stabilité.

- Verrouillage de modes passif

Le verrouillage de modes passif est obtenu à l'aide d'élément passif tel que les absorbants saturables. Ces derniers transmettent la lumière, si l'intensité lumineuse est suffisamment élevée. La synchronisation est contrôlée directement par l'arrivée successive des impulsions qui se propagent dans la cavité permettant de rendre transparent l'absorbant. L'absorbant saturable joue le rôle de filtre car il transmet seulement les impulsions de forte intensité formées par des modes longitudinaux parfaitement en phase.

La dynamique de l'absorption saturable dans un semiconducteur dépend du type de structure active utilisée et déterminera en partie la largeur des impulsions générées. L'utilisation de structures à boîtes ou bâtonnets quantiques sera un atout pour la génération d'impulsions ultra-courtes (sub-picoseconde) [2].

- Verrouillage de modes hybride

Le verrouillage de modes hybride est une combinaison des deux techniques précédemment abordées où l'on utilise une modulation RF de l'élément passif.

1.2. Les lasers semiconducteurs monolithiques à verrouillage de modes

1.2.1. Laser à deux sections

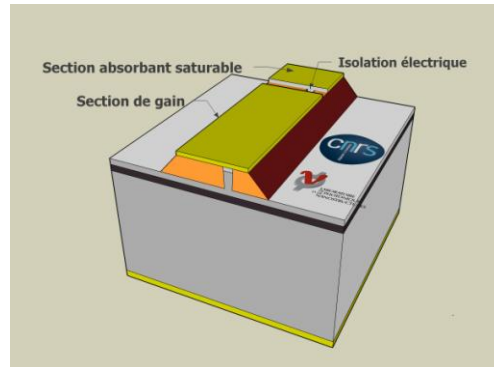


Fig. 1-3 : Schéma d'un laser à deux sections comprenant une section de gain et une section absorbant saturable qui permet de mettre en phase les modes longitudinaux

L'épopée des lasers semiconducteur monolithiques à verrouillage de modes a débuté avec la première observation d'un train régulier d'impulsions en 1967 à l'aide d'un laser à deux sections modulés électriquement opérant à une température cryogénique [3].

D'importants progrès ont été réalisés depuis tant sur les techniques de mesures que sur la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu qui ont permis la première démonstration de lasers monolithiques à verrouillage de modes passif en 1985 par K.Y. Lau *et al* [4][5].

Les lasers monolithiques à deux sections consistent en une section de gain que l'on polarise en direct et une section absorbant saturable que l'on polarise en inverse afin d'augmenter l'absorption (Figure 1.3). L'absorbant saturable joue le rôle de discriminant entre le fonctionnement continu ou pulsé, permettant l'auto-établissement du verrouillage de modes. Les pertes optiques générées par l'absorbant saturable diminuent avec l'intensité lumineuse. Les longueurs de sections absorbantes sont typiquement de l'ordre de 5 à 20 % de la longueur totale de la cavité laser selon les performances recherchées.

Il existe des configurations de lasers monolithiques multisections comprenant des sections spécifiques supplémentaires telles que : des sections à réseau de Bragg (DBR) permettant de filtrer les modes longitudinaux et ainsi d'adapter la largeur du spectre de gain, ou des sections d'ajustement de la phase permettant une certaine accordabilité de la fréquence de répétition [6].

Nous nous intéresserons dans cette partie au cas des lasers typiques à deux sections (gain et absorbant saturable) dans un verrouillage de modes passif.

1.2.1.1. Mise en œuvre du verrouillage de modes passif

Les principaux paramètres déterminant le mécanisme de verrouillage de modes pour les lasers à semiconducteur sont les énergies de saturation de la section de gain et de la section absorbante. Les temps de recouvrement de l'absorption et du gain sont également importants pour réaliser un verrouillage de modes passif. Ils déterminent la fenêtre temporelle de gain net permettant l'amplification de l'impulsion.

Le schéma 1-4 décrit les deux types de fonctionnement de verrouillage de modes passif avec (a) un absorbant lent et (b) un absorbant rapide.

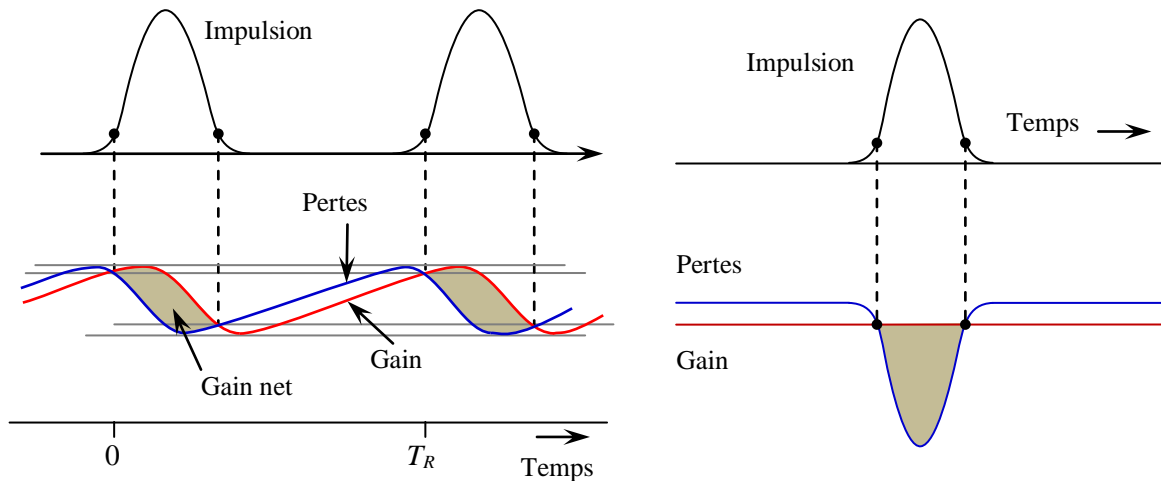


Fig. 1-4 : Verrouillage de modes avec (a) un absorbant lent et (b) un absorbant rapide

Dans le cas de l'absorbant dit « lent », on fait appel à une combinaison des dynamiques de saturation de gain et de l'absorbant. On dit que l'absorbant est « lent » lorsqu'il ne retrouve pas son pouvoir absorbant dans un temps équivalent à la largeur d'impulsion. La compression de l'impulsion est donc limitée au temps de recouvrement de l'absorption. On retrouve ce mécanisme dans les lasers à semiconducteur où la durée des impulsions de l'ordre de quelques picosecondes équivalent au temps de recouvrement de l'absorption. Ce temps caractéristique peut varier entre 60 ps à 700 fs selon les tensions inverse appliquées pour des absorbants à base de boîtes quantiques [2]. Le modèle le plus répandu du verrouillage de modes à l'aide d'un absorbant lent est détaillé dans la section suivante.

Dans le cas de l'absorbant rapide, le temps de recouvrement de l'absorption est très rapide en comparaison avec la dynamique de saturation du gain et également de la largeur de l'impulsion. Ce modèle s'applique aux lasers solides dopés par des ions où le temps de recouvrement du gain est de l'ordre de la centaine de picosecondes pour des largeurs

d'impulsions sub-picoseconde. L'amplification de l'impulsion est seulement gouvernée par la dynamique de la saturation de l'absorption.

1.2.1.2. Verrouillage de modes passif à l'aide d'un absorbant lent

Des modèles pour les différents régimes des verrouillages de modes ont été développés essentiellement par H. A. Haus [7-9]. Le modèle décrivant le fonctionnement du verrouillage de modes passif à l'aide d'un absorbant lent nous intéresse car il est adapté aux lasers semiconducteur.

Dans ce modèle, la stabilité du verrouillage de modes passif est fortement liée aux caractéristiques de saturation de la section de gain et de la section absorbante et surtout du ratio des énergies de saturation [10].

Les conditions de stabilité d'un verrouillage de modes passif dans un laser sont le fruit d'un équilibre entre l'élargissement des impulsions principalement attribué à la saturation du gain et la compression des impulsions lié à la saturation de l'absorption. Les niveaux de compression et d'élargissement sont respectivement gouvernés par les énergies de saturation des sections de gain et à absorbant saturable. On les définit de la manière suivante :

$$W_{sat} = \frac{h\nu A}{\Gamma dg / dn} \quad (1.7)$$

où $h\nu$ est l'énergie des photons, A la taille du mode, Γ le facteur de confinement optique et dg/dn le gain différentiel.

Pour les lasers monolithiques, afin de rassembler les conditions permettant de générer des impulsions stables, il faut que l'énergie de saturation du gain soit plus élevée que celle de l'absorbant. Pour cela, on utilise des conditions d'injection différentes pour obtenir une absorption efficace et un gain qui ne sature pas rapidement. L'utilisation de deux sections de gain au lieu d'une permet d'améliorer les niveaux de saturation du gain en utilisant une injection de courant non uniforme [11].

L'élargissement du mode optique par l'intermédiaire d'un guide évasé permet également d'augmenter l'énergie de saturation du gain, ce qui a pour effet de limiter l'élargissement des impulsions. Ce type de composants a été réalisé pour des lasers à puits quantiques et à boîtes quantiques [12],[13]. Le facteur de confinement joue aussi un rôle important dans la saturation du gain. L'utilisation de structures à faible confinement permet d'augmenter considérablement l'énergie de saturation du gain [14]. Pour des lasers à faible confinement,

on obtient selon l'équation (1.7) des énergies de saturation du gain de l'ordre de quelques nanojoules pour $A \sim 1 \mu\text{m}^2$, $\Gamma \sim 0,01$ et $dg/dn \sim 10^{-16} \text{cm}^2$.

Le dernier élément pouvant influencer sur l'énergie de saturation est le gain différentiel. Il faut savoir que, pour les lasers à semiconducteur, le gain différentiel diminue lorsque la densité des porteurs augmente due à la limitation des densités d'états disponible [15]. Dans les boîtes quantiques, cet effet est exalté en raison de la distribution des densités d'états discrètes (fig. 1-5). En effet, en raison de l'écart énergétique entre les niveaux électroniques et l'absence de continuum d'états, la densité d'états des porteurs de charge à la transition laser est considérablement augmentée. De cela résulte une plus forte dépendance du gain optique vis-à-vis de la densité de courant, c'est-à-dire un gain différentiel plus élevé et donc une énergie de saturation de l'absorbant plus faible.

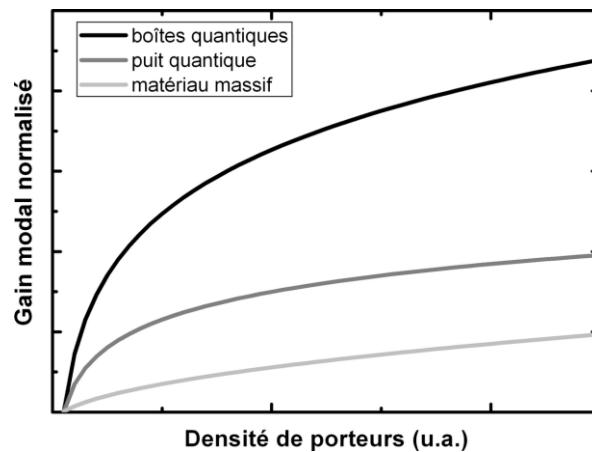


Fig. 1-5 : Variation du gain modal en fonction de la dimensionnalité

De plus, le temps de recouvrement de la section absorbante doit être rapide pour obtenir un blocage de modes stable. L'absorbant doit retrouver son pouvoir absorbant à chaque arrivée successive d'impulsions. Pour cela, on applique une forte tension inverse sur l'absorbant saturable de manière à augmenter l'échappement des porteurs dans cette section.

Nous nous intéressons au modèle introduit par H. A. Haus décrivant l'évolution de l'impulsion pour un verrouillage de modes à l'aide d'un absorbant lent [7].

L'impulsion qui circule dans la cavité est décrite dans le domaine temporel avec une amplitude complexe $a(t)$. A noter que ce modèle décrit l'évolution d'une impulsion et non d'un train d'impulsions.

Ce modèle prend en compte l'évolution du gain à chaque passage d'une impulsion. Cette évolution peut être approximée par la relation suivante :

$$\frac{dg}{dt} = -g \frac{|a(t)|^2}{W_g} \quad (1.8)$$

où W_g est l'énergie de saturation du gain et $a(t)$ l'enveloppe de l'impulsion.

L'intégration de l'équation montre que le gain sature à une énergie $E(t)$.

$$E(t) = \exp \int_{-T_R/2}^t dt |a(t)|^2 \quad (1.9)$$

où t est le temps global et T_R le temps d'un aller-retour dans la cavité

Quand l'impulsion traverse la section de gain, le gain devient :

$$g(t) = g_i \exp \left(-E(t) / W_g \right) \quad (1.10)$$

où g_i est le gain initial juste avant l'arrivée de l'impulsion. De la même manière pour l'absorbant, on obtient :

$$s(t) = s_i \exp \left(-E(t) / W_s \right) \quad (1.11)$$

où s_i représente les pertes initiales juste avant l'arrivée de l'impulsion et W_s l'énergie de saturation de l'absorbant.

L'équation d'évolution du verrouillage de modes s'écrit alors :

$$\frac{1}{T_R} \frac{\partial}{\partial T} a = \left[g_i \exp \left(-\frac{E(t)}{W_g} \right) - l - s_i \exp \left(-\frac{E(t)}{W_s} \right) \right] a + \left(\frac{1}{\Omega_f} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} a \quad (1.12)$$

où $T = t - z/v_g$ est la variable temporelle locale de l'enveloppe de l'impulsion se propageant dans la cavité à une vitesse v_g , l les pertes résiduelles et Ω_f représente la fonction de filtrage du gain.

La solution sécante hyperbolique permet d'établir une relation entre la largeur temporelle, les énergies de saturation, le gain et les pertes initiales.

En recherchant une solution stable de la forme suivante $a(t) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\Delta t} + \alpha \frac{T}{T_R} \right)$ où α est

une fraction de l'impulsion représentant les effets de mise en forme à chaque passage dans la section de gain et de l'absorbant, on obtient :

$$E(t) = \exp \int_{-T_R/2}^t dt |a(t)|^2 = \frac{A_0^2}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{t}{\Delta t} + \alpha \frac{T}{T_R} \right) \right) \quad (1.13)$$

$$\frac{1}{T_R} \frac{\partial}{\partial T} a = -\alpha \tanh\left(\frac{t}{\Delta t} + \alpha \frac{T}{T_R}\right) a \quad (1.14)$$

$$\frac{1}{\Omega_f^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} a = \frac{1}{\Omega_f^2 \Delta t^2} \left(1 - 2 \sec h^2\left(\frac{t}{\Delta t} + \alpha \frac{T}{T_R}\right)\right) a \quad (1.15)$$

En considérant que les variations ne sont pas importantes à chaque passage dans les sections de gain et absorbante, on peut faire les approximations suivantes :

$$g_i \exp -E t / W_g \approx g_i \left[1 - \frac{E t}{W_g} + \frac{1}{2} \frac{E t^2}{W_g^2}\right] \quad (1.16)$$

$$s_i \exp -E t / W_s \approx s_i \left[1 - \frac{E t}{W_s} + \frac{1}{2} \frac{E t^2}{W_s^2}\right] \quad (1.17)$$

En reportant les équations (1.13) à (1.17) dans l'équation (1.12), on obtient :

$$\frac{1}{\Delta t^4} = \frac{\Omega_f^2 A_0^4}{4} \left(\frac{s_i}{W_s^2} - \frac{g_i}{W_g^2}\right) \quad (1.18)$$

Si l'on considère l'équation (1.18), pour obtenir une solution réelle, il faut que $\frac{s_i}{W_s^2} > \frac{g_i}{W_g^2}$.

Cette condition indique que l'absorbant saturable doit saturer plus rapidement que le milieu à gain de manière à ouvrir une fenêtre de gain net positif.

1.2.1.3. Mécanismes d'élargissement et de compression des impulsions

Plusieurs effets sont responsables de l'élargissement des impulsions lors de leur propagation.

La première limite est fixée par la largeur spectrale du milieu à gain. En effet, pour une impulsion en limite de Fourier, le produit $\Delta \tau \Delta \nu$ reste constant, ce qui implique que tous les éléments présentant un filtrage spectral vont avoir tendance à élargir l'impulsion.

En revanche, les effets liés à la dispersion dans la cavité vont soit élargir soit comprimer l'impulsion selon le signe du paramètre de chirp apportée (lié au facteur de couplage phase-amplitude) [16]. Le dernier point repose sur la saturation du gain. Ainsi, lorsque le gain est saturé, le front avant de l'impulsion recevra plus de gain que le pic de l'impulsion, ce qui a tendance à élargir l'impulsion. Cela donne également lieu à un élargissement spectral dû à l'automodulation de phase. Cet effet non linéaire est dû à la variation de l'indice de réfraction avec l'intensité par effet Kerr optique.

Les mécanismes de compression d'impulsions sont quant à eux limités à la saturation de la section absorbante et au temps de recouvrement de l'absorbant. Ce mécanisme est décrit dans la figure 1-6.

Les fronts avant et arrière de l'impulsion étant absorbés par l'absorbant saturable, et le centre de l'impulsion étant amplifié par le milieu à gain, il se produit à chaque passage une compression de l'impulsion gouvernée par le temps de recouvrement de l'absorbant qui limite la fenêtre de gain net. Comme le montre la figure 1.6, l'impulsion à l'entrée de l'absorbant a une largeur temporelle τ_{p0} (a). Lorsqu'elle entre dans l'absorbant, elle est atténuée jusqu'à ce que l'énergie soit supérieure à l'énergie de saturation de l'absorbant de manière à le rendre transparent (b). Cette action a pour effet de diminuer la largeur de l'impulsion ($\tau_{p1} < \tau_{p0}$) (c). La largeur de l'impulsion obtenue va donc être un compromis entre les mécanismes d'élargissement et de compression de l'impulsion à chaque aller-retour dans la cavité.

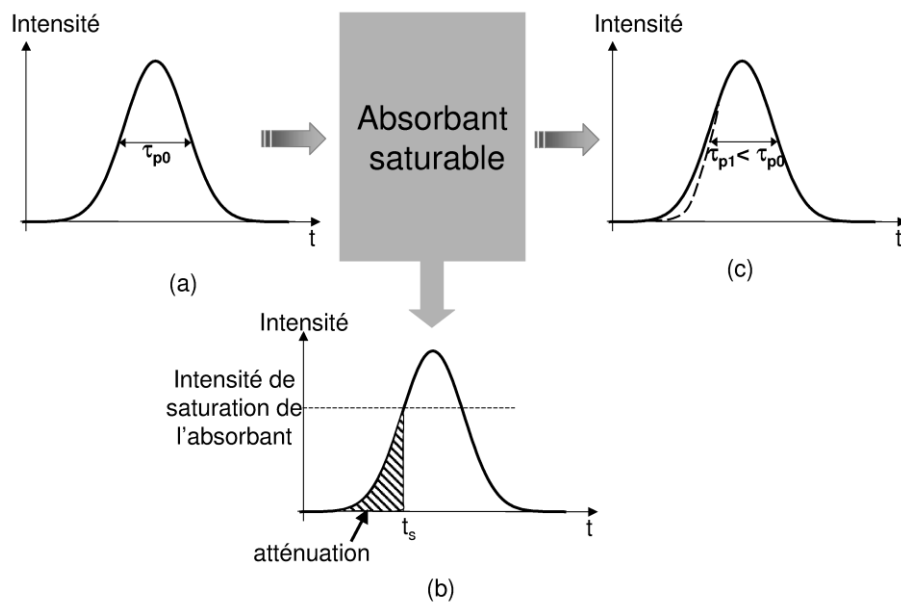


Fig. 1-6 : Principe de la compression d'impulsions lors de son passage dans l'absorbant

1.2.2. Laser dit « autopulsant »

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que l'utilisation d'un absorbant saturable semble être l'élément indispensable pour obtenir des impulsions stables.

Cependant, il existe des lasers appelés « auto-pulsants » ne nécessitant pas l'utilisation de ce dernier. L'origine du phénomène de verrouillage de modes est alors basé sur différents mécanismes selon les structure utilisées.

Dans les lasers DFB (Distributed Feedback) multisections, plusieurs modèles ont été proposés où l'auto-pulsation repose sur la variation du facteur de qualité de la cavité par les effets dispersifs (« dispersive Q-switching ») [17][18]. Ces lasers permettent de générer des impulsions à des fréquences allant jusqu'à 100 GHz correspondant aux battements entre 2 modes consécutifs sélectionnés par les sous cavités DFB.

L'utilisation de lasers DBR à base de bâtonnets quantiques a également permis la génération d'impulsions à une fréquence de répétition de 45 GHz avec une très faible gigue temporelle [19]. L'autopulsation repose sur la corrélation de phase entre les modes longitudinaux par mélange à quatre ondes. De même, d'autres démonstrations ont été également rapportées sur les lasers Fabry Perot à base de puits quantiques élaborés sur InP [20][21] où l'on explique le verrouillage de modes par la modulation de fréquence (FM) ou d'amplitude (AM) selon les conditions opératoires. Cette modulation représente une forme cohérente de lasers multimodes où le verrouillage en fréquence des modes longitudinaux se fait par le mélange à quatre ondes qui se produit en présence d'un gain non-linéaire [20].

Un certain nombre de modèles a été proposé pour ce dernier mécanisme tout en sachant que la théorie semi-classique des lasers prédisait déjà un verrouillage de modes stable de lasers multimodes indépendamment de la présence ou non d'un absorbant saturable [22][23].

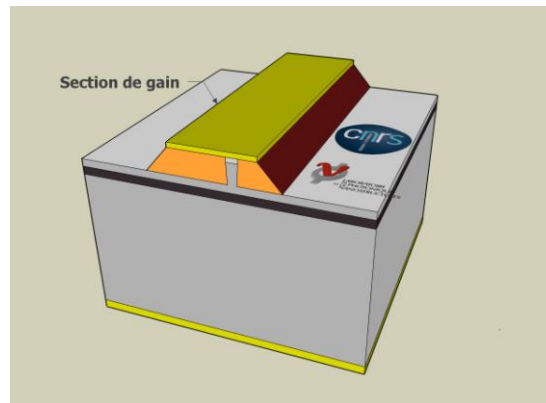


Fig. 1-7 : Schéma d'un laser à une section

Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons aux lasers Fabry-Perot à base de bâtonnets quantiques InAs/InP. L'origine du verrouillage de modes dans ces structures actives est encore peu connue même si quelques hypothèses ont été émises.

La première démonstration a été faite par Renaudier *et al.* [19] à l'aide d'un laser à une section d'une longueur de 950 μm permettant de générer des impulsions en limite de Fourier à une fréquence de répétition de 45 GHz. Nous supposons que le mécanisme de verrouillage de

modes est basé sur un mélange à quatre ondes exalté dans les bâtonnets quantiques lié à la réduction de la dimensionnalité dans ce système de matériau [24]. En effet, de récentes études réalisées au laboratoire sur des amplificateurs optiques à semiconducteur à base bâtonnets quantiques ont montré que ce système de matériau présentait un mélange à quatre ondes exalté [25][26]. L'efficacité de conversion par mélange à quatre ondes est défini comme le rapport de puissance entre le faisceau converti par mélange à quatre ondes et le faisceau en entrée du système. Une valeur d'efficacité de l'ordre -13 dB/dec a été mesurée sur les amplificateurs optiques à base bâtonnets quantiques, valeur comparable à celle de structures de matériau massif présentant un fort confinement optique (fig. 1-8) [27].

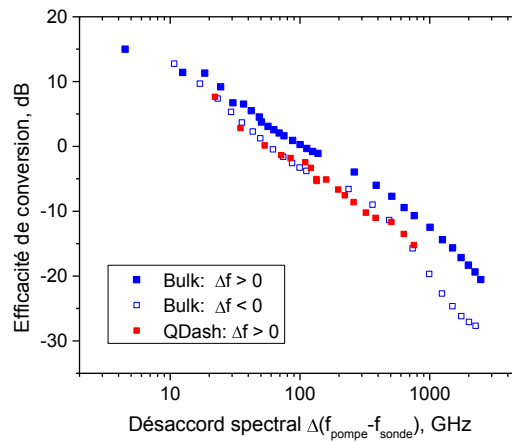


Fig. 1-8 : Efficacité de conversion par mélange à quatre onde pour des amplificateurs optiques à semiconducteur massif (bulk) et à base bâtonnets quantiques (Qdash) [27].

D'autres observations d'autopulsation ont été réalisées sur des lasers à boîtes quantiques à base d'InP élaborés par une autre technique de croissance épitaxiale appelé CBE (Chemical Beam Epitaxy) [28]. Ces lasers ont permis de générer des impulsions subpicosecondes à deux longueurs d'onde différentes simultanément à une fréquence de répétition de 92,5 GHz.

1.2.2.1. Mécanisme de verrouillage de modes

Afin de décrire les propriétés génériques des lasers à bâtonnets quantiques en régime de verrouillage de modes, nous évoquons dans ce chapitre un modèle adapté aux lasers autopulsants à une section. Ces simulations sont le fruit d'une collaboration avec Evgeny A. Viktorov qui s'inspire de son modèle basé sur des équations différentielles couplées de lasers à blocage de modes à base de boîtes quantiques à deux sections (cf. annexe A) [29].

Ce modèle décrit l'évolution de l'enveloppe du champ électrique $E(t)$ pour un laser constitué seulement d'une section de gain. Il prend également en compte la dynamique des porteurs dans la couche de mouillage et dans les bâtonnets quantiques.

Des simulations numériques ont été réalisées pour un laser autopulsant à une section à une fréquence de répétition de 134 GHz. Une illustration de cette simulation est présentée sur la figure 1-9 où l'on observe un train périodique d'impulsions. Cette simulation est une première approche pour expliquer le verrouillage de modes dans les lasers autopulsants à base de bâtonnets quantiques. Une collaboration est en cours qui vise à affiner ce modèle dans le cadre du projet ANR TELDOT (Telecom Applications based on Quantum Dot devices).

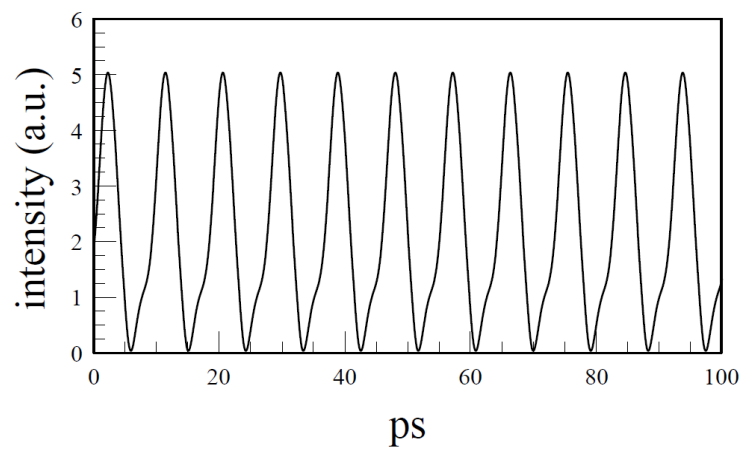


Fig. 1-9 : Simulation d'un train d'impulsions à partir d'un laser autopulsant

1.3. Références

- [1] P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*, Artech House Publishers, 1995.
- [2] D.B. Malins, A. Gomez-Iglesias, S.J. White, W. Sibbett, A. Miller, et E.U. Rafailov, "Ultrafast electroabsorption dynamics in an InAs quantum dot saturable absorber at 1.3 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006, p. 171111.
- [3] Y.A. Drozhbin, Y.P. Zakharov, V.V. Nikitin, A.S. Semenov, et V.A. Yakovlev, "Generation of Ultrashort Light Pulses with a GaAs Semiconductor Laser," *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 5, Mar. 1967, p. 143.
- [4] K.Y. Lau, I. Ury, et A. Yariv, "Passive and active mode locking of a semiconductor laser without an external cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 46, 1985, p. 1117.
- [5] P. Vasil'ev et A. Sergeev, "Generation of bandwidth-limited 2 ps pulses with 100 GHz repetition rate from multisegmented injection laser," *Electronics Letters*, vol. 25, 1989, p. 1049-1050.
- [6] D. Derickson, R. Helkey, A. Mar, J. Karin, J. Wasserbauer, et J. Bowers, "Short pulse generation using multisegment mode-locked semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, Oct. 1992, p. 2186-2202.
- [7] H.A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, Sep. 1975, p. 736-746.
- [8] H.A. Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," *Journal of Applied Physics*, vol. 46, 1975, p. 3049.
- [9] R. Paschotta et U. Keller, "Passive mode locking with slow saturable absorbers," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 73, Nov. 2001, p. 653-662.
- [10] H.A. Haus, "Modelocking of Semiconductor Laser Diodes," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 20, 1981, p. 1007-1020.
- [11] S. Arahira et Y. Ogawa, "Passive and hybrid modelockings in a multi-electrode DBR laser with two gain sections," *Electronics Letters*, vol. 31, 1995, p. 808-809.
- [12] A. Mar, R. Helkey, W. Zou, D.B. Young, et J. Bowers, "High- power mode- locked semiconductor lasers using flared waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 66, p. 3558-3560.
- [13] M.G. Thompson, A. Rae, R. Sellin, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, A. Kovsh, S. Mikhlin, D.A. Livshits, et I. Krestnikov, "Subpicosecond high-power mode locking using flared waveguide monolithic quantum-dot lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 88, Mar. 2006, p. 133119-133119-3.
- [14] K. Merghem, A. Akrouit, A. Martinez, G. Moreau, J. Turrenc, F. Lelarge, F. Van Dijk, G. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser," *Optics Express*, vol. 16, Juillet. 2008, p. 10675-10683.
- [15] L.A. Coldren et S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits chap. V*, John Wiley & Sons Inc, 1995.
- [16] G.P. Agrawal, "Effect of gain dispersion on ultrashort pulse amplification in semiconductor laser amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, Juin. 1991, p. 1843-1849.
- [17] U. Bandelow, H. Wunsche, B. Sartorius, et M. Mohrle, "Dispersive self-Q-switching in DFB lasers-theory versus experiment," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 3, 1997, p. 270-278.
- [18] M. Mohrle, U. Feister, J. Horer, R. Molt, et B. Sartorius, "Gigahertz self-pulsation in 1.5 μm wavelength multisection DFB lasers," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 4, 1992, p. 976-978.
- [19] J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou,

- F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion, et G. Duan, "45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5 μm ," *Electronics Letters*, vol. 41, 2005, p. 1007-1008.
- [20] L. Tiemeijer, P. Kuindersma, P. Thijs, et G. Rikken, "Passive FM locking in InGaAsP semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, 1989, p. 1385-1392.
- [21] K. Sato, "100 GHz optical pulse generation using Fabry-Perot laser under continuous wave operation," *Electronics Letters*, vol. 37, Juin. 2001, p. 763-764.
- [22] M. III Sargent, M.O. Scully, et W.E.J. Lamb, *Laser Physics*, Westview Press, 1978.
- [23] W.E. Lamb, "Theory of an Optical Maser," *Physical Review*, vol. 134, Juin. 1964, p. A1429.
- [24] T. Akiyama, H. Kuwatsuka, N. Hatori, Y. Nakata, H. Ebe, et M. Sugawara, "Symmetric highly efficient (~ 0 dB) wavelength conversion based on four-wave mixing in quantum dot optical amplifiers," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 14, 2002, p. 1139-1141.
- [25] A. Bilenca, R. Alizon, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J. Reithmaier, et A. Forchel, "InAs/InP 1550 nm quantum dash semiconductor optical amplifiers," *Electronics Letters*, vol. 38, 2002, p. 1350-1351.
- [26] A. Martinez, G. Aubin, F. Lelarge, R. Brenot, J. Landreau, et A. Ramdane, "Variable optical delays at 1.55 μm using fast light in an InAs/InP quantum dash based semiconductor optical amplifier," *Applied Physics Letters*, vol. 93, 2008, p. 091116-3.
- [27] A. Martinez, V. Nguyen, G. Aubin, F. Lelarge, R. Brenot, J. Provost, J. Landreau, et A. Ramdane, "Comparaison des propriétés linéaires et non linéaires d'amplificateurs optiques massifs et à boîtes quantiques," *Journées Nationales d'Optique Guidées (JNOG)*, Lille: 2009.
- [28] J. Liu, Z. Lu, S. Raymond, P.J. Poole, P.J. Barrios, et D. Poitras, "Dual-wavelength 92.5 GHz self-mode-locked InP-based quantum dot laser," *Optics Letters*, vol. 33, 2008, p. 1702-1704.
- [29] E.A. Viktorov, P. Mandel, A.G. Vladimirov, et U. Bandelow, "Model for mode locking in quantum dot lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 88, 2006, p. 201102.

Conception et réalisation de lasers monolithiques à verrouillage de modes

Ce chapitre décrit les différentes structures et les types de laser réalisés dans le cadre de l'étude des lasers monolithiques à verrouillage de modes passif.

Il a pour objectif de rappeler, dans un premier temps, les propriétés électroniques des structures de faible dimensionnalité, puis de traiter de la réalisation des diodes lasers en décrivant toutes les étapes de fabrication technologique de lasers multimodes puis monomodes transverses.

2. Conception et réalisation de lasers monolithiques à verrouillage de modes

2.1. Structures à faible confinement optique

2.1.1. Facteur de confinement optique

Le facteur de confinement optique Γ dans un laser à semiconducteur est défini comme étant la proportion de l'intensité du champ électrique du mode guidé dans la région active donné par la relation suivante :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} \int_{-W/2}^{W/2} |E(x, y)|^2 dx dy}{\int \int |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.1)$$

d et W étant respectivement la largeur et la hauteur de la région active et E le champ électromagnétique.

Ce paramètre est un élément important dans les lasers étudiés dans la mesure où il reflète l'interaction du mode optique avec le milieu à gain, ce qui le relie à la principale source de bruit dans les lasers qui est l'émission spontanée amplifiée. Il est également relié au gain net G_{net} de la structure ($G_{net} = \Gamma g_0 - \alpha$, g_0 étant le gain matériau et α les pertes), ce qui impacte directement les conditions de seuil du laser.

2.1.2. Structures à bâtonnets quantiques

Cette partie introduit les propriétés particulières des lasers à bâtonnets quantiques provenant essentiellement de la réduction de la dimensionnalité de ces structures.

2.1.2.1. Réduction de la dimensionnalité

La réduction de la dimensionnalité produite par le confinement des porteurs de charge dans une couche mince détermine les propriétés électroniques. Elle s'exprime notamment sur les performances des composants [1]. L'augmentation du confinement correspond à une diminution des dimensions des nanostructures. En utilisant l'approximation parabolique des bandes, les densités d'états des porteurs de charge peuvent s'écrire en fonction de l'énergie. Le tableau 2-1 présente la densité d'états d'énergie pour chaque dimension :

Dimensionnalité	Densité d'états $\rho(E)$
3D	$\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}$
2D	$\frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^1 E^0$
1D	$\frac{1}{\pi} \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{\frac{1}{2}} E^{-\frac{1}{2}}$
0D	$\delta(E - E_i)$

Tableau 2-1 : Densité d'états d'énergie selon la dimensionnalité (m^* étant la masse effective)

Dans le cas d'un matériau massif (3D) qui ne présente aucun confinement, les électrons et les trous vont peupler les différents niveaux d'énergies suivant une densité d'état parabolique continue.

Dans le cas d'un puits quantique (2D), présentant un confinement suivant une direction de l'espace, on observe une discrétisation des niveaux d'énergie et la densité d'états se présente sous la forme de marches d'escalier.

Dans le cas d'un matériau à base de bâtonnets quantiques (1D), il existe un confinement dans deux directions de l'espace, ce qui ajoute une discrétisation des niveaux d'énergie selon une deuxième direction de l'espace. Les boîtes quantiques (0D) sont quant à elles des structures dont les porteurs sont confinés dans les trois dimensions. Les niveaux d'énergie deviennent alors discrets. La densité d'état d'énergie est alors constituée d'une fonction de diracs pour chaque transition, ce qui leur confère des propriétés électroniques très recherchées, notamment un gain matériau et un gain différentiel élevé en comparaison des systèmes 2D et 3D [2]. L'intérêt d'une densité d'états discrète est que tous les porteurs sont concentrés sur un seul niveau énergétique. Les porteurs injectés contribuent donc tous à l'émission laser, ce qui a pour effet de réduire très fortement le courant de seuil [3]. En revanche, dans le cas d'un matériau massif en raison de la densité d'états parabolique continue, il existe des paires électron-trou avec différentes transitions énergétiques. Toutes ces transitions contribuent au courant de seuil mais ne participe pas à l'effet laser.

La figure 2-1 illustre l'évolution de la densité d'états selon la dimension de la structure.

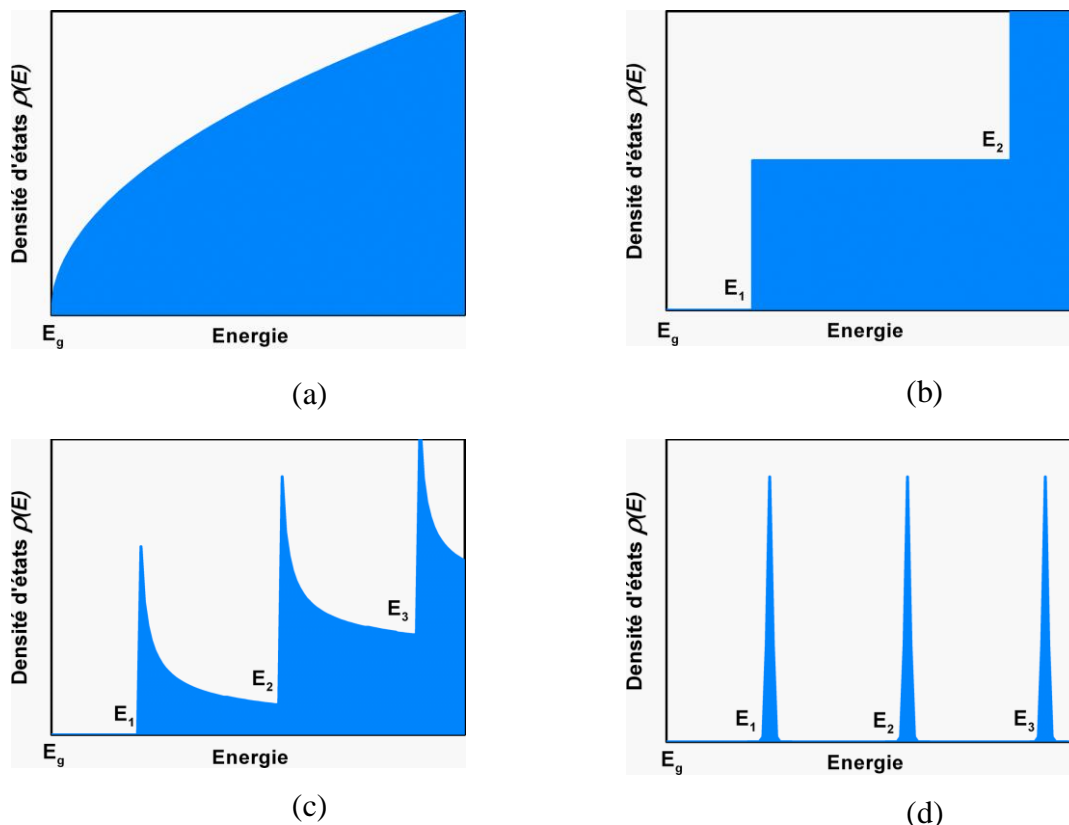


Fig. 2-1: Densité d'état (a) d'un matériau massif, (b) d'un puits quantique, (c) d'un bâtonnet quantique et (d) d'une boîte quantique

2.1.2.2. Croissance des bâtonnets quantiques

Cette partie donne un bref aperçu d'une technique de croissance utilisée pour réaliser des structures à base de bâtonnets quantiques.

Le principe est basé sur la croissance auto-organisée (dite de type Stranski-Krastanow) de la même manière que pour la croissance des boîtes quantiques [4][5]. Pour cela, on utilise deux semiconducteurs (InAs et InGaAsP) avec un désaccord de maille important ($\sim 4\%$). Initialement, la croissance est bidimensionnelle et engendre une couche mince d'InAs (~ 1 nm) sur le substrat appelé couche de mouillage. Au-delà de quelques monocouches déposées, on observe la formation spontanée de bâtonnets du matériau InAs déposé sur la couche de mouillage du à la relaxation des contraintes. C'est que l'on appelle la croissance auto-organisée. La reprise de la croissance permet de finir la structure avec une couche épaisse de matériau. On obtient un ensemble de bâtonnets d'InAs, posés sur une couche très mince de même composition et enterrés par la reprise d'épitaxie. Les dimensions de ces nanostructures selon l'axe de croissance est de l'ordre de 2 nm. Leur largeur est de ~ 20 nm et leur longueur

est comprise entre 40 et 300 nm. La densité de surface des bâtonnets quantiques est comprise entre 1 et $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ [6].

La dispersion en taille des bâtonnets quantiques créés par la croissance produit un système d'émission formé de sous systèmes distincts et indépendants, se traduisant par un système à élargissement inhomogène [7].

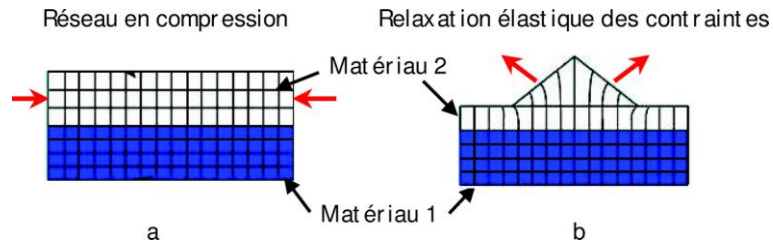


Fig. 2-2 : Principe de croissance des bâtonnets quantiques. (a) dépôt du matériau 2 en compression, car en léger désaccord de maille avec le matériau 1. (b) relaxation élastique des contraintes et formation d'un bâtonnet quantique

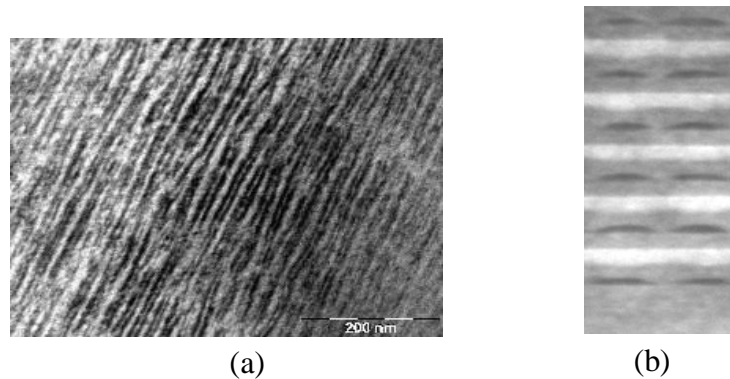


Fig. 2-3 : Images TEM¹ de structure à base de bâtonnets quantiques (a) plan et (b) en coupe.

2.1.3. Structure à puits quantiques

Comme évoqué précédemment, les structures à puits quantiques présentent un confinement électronique selon une direction de l'espace. L'élaboration de ces structures est aujourd'hui très largement maîtrisée. Leur optimisation permet d'obtenir selon l'application visée les performances recherchées (faible courant de seuil, fort gain différentiel, insensibilité à la polarisation, etc ...).

De précédentes études ont montré l'intérêt d'utiliser des structures à faible confinement optique pour élaborer des lasers à faible bruit [6]. L'idée repose sur le faible couplage de

¹ TEM : Transmission Electron Microscopy

l'émission spontanée amplifiée avec les modes de la cavité lié à ce faible confinement optique. Pour vérifier l'impact du confinement optique sur le bruit des lasers, nous avons réalisé une étude à partir d'une structure à puits quantique à faible confinement optique similaire à celui d'un laser comprenant un empilement de plusieurs couches de bâtonnets quantiques. Cette étude est présentée dans la section § 3.3.2.

2.2. Réalisation technologique et caractérisations de diodes lasers

2.2.1. Structures lasers

Le détail des structures étudiées est indiqué dans le tableau 2-2. Deux types de structures à bâtonnets quantiques ont été étudiées : celles dites DWELL, où les bâtonnets quantiques sont « placés » dans les puits (n° plaque 61842), et celles dites DBarrier où les bâtonnets se trouvent dans les barrières (n° plaque 61611) [6]. La dernière structure est composée d'un seul puits quantique (n° plaque 61942) dont le confinement optique est similaire à celui de la structure DWELL.

Tous les composants étudiés dans ce manuscrit sont des lasers à émission par la tranche.

Structure DWELL : 6 plans de bâtonnets quantiques dans les puits (n° plaque 61842)

N° Couche	Fonction	Alliage	Epaisseur (nm)	Nbre Couches	dopant
0	Substrat	InP			n
1	Buffer	InP	1000	1	n
2	SCH	InGaAsP 1,17	80	1	nid
3	barrier	InGaAsP 1,17	20	1	nid
4	QW	InGaAsP 1,45	4	6	nid
5	QDash	InAs	1	6	nid
6	QW	InGaAsP 1,45	4	6	nid
7	barrier	InGaAsP 1,17	20	6	nid
8	SCH	InGaAsP 1,17	80	1	nid
9	Top	InP	100	1	p
10	SCH	InGaAsP 1,17	35	1	p
11	Top	InP	30	1	p
Reprise MOVPE					
12	Rep MOVPE	InP	1500	1	p
13	Rep MOVPE	InGaAs	300	1	p

Structure Dbarrier : 6 plans de bâtonnets quantiques dans les barrières (n° plaque 61611)

N° Couche	Fonction	Alliage	Epaisseur (nm)	Nbre Couches	dopant
0	Substrat	InP			n
1	Buffer	InP	1000	1	n
2	SCH	InGaAsP 1,17	80	1	nid
3	barrier	InGaAsP 1,17	40	1	nid
4	QDash	InAs	1	6	nid
5	barrier	InGaAsP 1,17	40	6	nid
6	SCH	InGaAsP 1,17	80	1	nid
7	Top	InP	100	1	p
8	SCH	InGaAsP 1,17	35	1	p
9	Top	InP	30	1	p
10-11	Reprise MOVPE				

Structure à puits quantique QW (n° plaque 61942)

N° Couche	Fonction	Alliage	Epaisseur (nm)	Nbre Couches	dopant
0	substrat	InP			n
1	Buffer	InP	1000	1	n
2	SCH	InGaAsP 1,17	214	1	nid
3	QW	InGaAsP	8	1	nid
4	SCH	InGaAsP 1,17	214	1	nid
5	Top	InP	100	1	p
6	SCH	InGaAsP 1,17	35	1	p
7	Top	InP	30	1	p
8-9	Reprise MOVPE				

Tableau 2-2 : Résumé des structures à base de bâtonnets quantiques et puits quantique

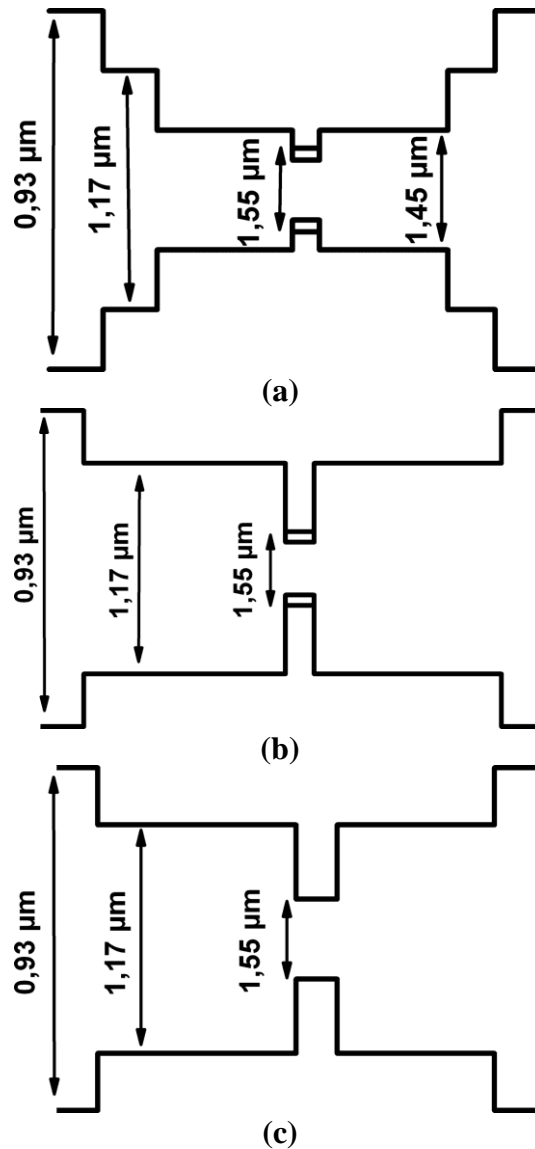


Fig. 2-4 : Schéma des diagrammes de bandes de structures à bâtonnets quantiques (a) dans les puits, (b) dans les barrières et (c) structure à un puits quantique.

a. Bâtonnets quantiques dans les puits (DWELL)

La structure consiste en un empilement de couches réalisé par épitaxie par jets moléculaires en phase vapeur (GSMBE²) sur un substrat InP orienté selon la direction cristallographique (100) comprenant une zone active formée par 6 plans de bâtonnets quantiques dans des puits quantiques InGaAsP ($\lambda_{PL}=1,45\mu\text{m}$) entourés par 2 couches de confinement (SCH) à base d'InGaAsP ($\lambda_{PL}=1,17\mu\text{m}$) non dopées. L'ensemble se trouve entre la couche InP n coté substrat et la couche InP p réalisée par reprise de croissance par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques permettant de compléter l'hétérostructure. On termine par une couche InP fortement dopée p et une couche d'InGaAs fortement dopée p (1.10^{19}cm^{-3}) afin de réaliser le contact électrique coté p.

b. Bâtonnets quantiques dans les barrières (Dbarrier)

L'empilement de couches est similaire aux structures DWELL. Les bâtonnets quantiques sont quant à eux formés dans les barrières et non dans les puits quantiques.

c. Puits quantique (QW)

La couche active de cette structure est composée d'un puits quantique InGaAsP ($\lambda_{PL}=1,55\mu\text{m}$) de 8 nm entouré de couches de confinement séparé (SCH) à base d'InGaAsP ($\lambda_{PL}=1,17\mu\text{m}$) réalisée en une seule croissance par épitaxie par jets moléculaires sur un substrat InP(100). La croissance a été optimisée de manière à obtenir de faibles pertes de propagation et un faible confinement optique.

2.2.2. Laser à contact large

2.2.2.1. Réalisation technologique des lasers à contact large

La réalisation de lasers à contact large repose sur un procédé de fabrication simple permettant d'évaluer rapidement la qualité de la couche active (gain modal, pertes internes, résistance série, etc).

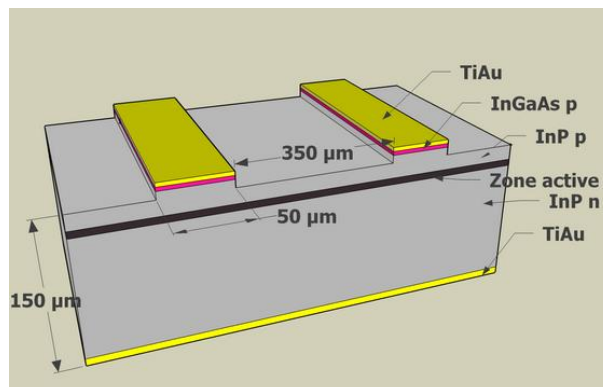


Fig. 2-5 : Schéma d'un laser à contact large

² GSMBE : Gaz Source Molecular Beam Epitaxy

Le procédé de fabrication comprend 6 étapes détaillées dans le tableau 2-3.

Etape n°	Description
1	Désoxydation de la plaque à l'aide d'une solution d'acide fluorhydrique (HF).
2	Lithographie de rubans d'une largeur de 50 μm séparés périodiquement de 400 μm .
3	Métallisation Ti/Au puis lift off afin de réaliser les rubans de TiAu.
4	Gravure humide du ternaire InGaAs dopé fortement p à l'aide d'une sauce de $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ en utilisant les lignes de TiAu comme masque.
5	Amincissement mécanico-chimique du substrat coté n
6	Métallisation face arrière Ti/Au pour réaliser le contact électrique côté n.

Tableau 2-3 : Description des étapes de fabrication d'un laser à contact large

2.2.2.2. Caractérisations des lasers à contact large

2.2.2.2.1. Quelques rappels théoriques

La caractérisation de lasers à contact large nous permet de déterminer les différents paramètres qui rendent compte de la structure active du laser et de son fonctionnement. Les principaux paramètres sont les suivants :

- les pertes internes, α_i
- le gain matériau, Γg_0
- la densité de courant de transparence, J_0
- la densité de courant de seuil, J_{th}
- le rendement quantique externe, η_{ext}

A partir des équations générales,

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{q}{\eta_i h \nu} \left(1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} L \right) \quad (2.2)$$

$$\ln J_{th} = \left(\frac{\alpha_i}{\Gamma g_0} + \ln J_0 \right) + \frac{1}{\Gamma g_0} \alpha_m \quad (2.3)$$

$$\text{avec } \alpha_m = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (2.4)$$

où q est la charge de l'électron, η_i le rendement quantique interne, h la constante de Planck, ν la fréquence et α_m représente les pertes aux miroirs avec R_1 et R_2 les réflectivités de chaque facette miroir, nous pouvons extraire tous les paramètres en mesurant le rendement quantique externe et la densité de courant de seuil pour différentes longueurs de composants.

2.2.2.2. Résultats

Nous avons donc mesuré le rendement externe et la densité de courant de seuil pour différentes longueurs de composants pour chaque structure laser. Un exemple de mesure est illustré sur la figure 2-6.

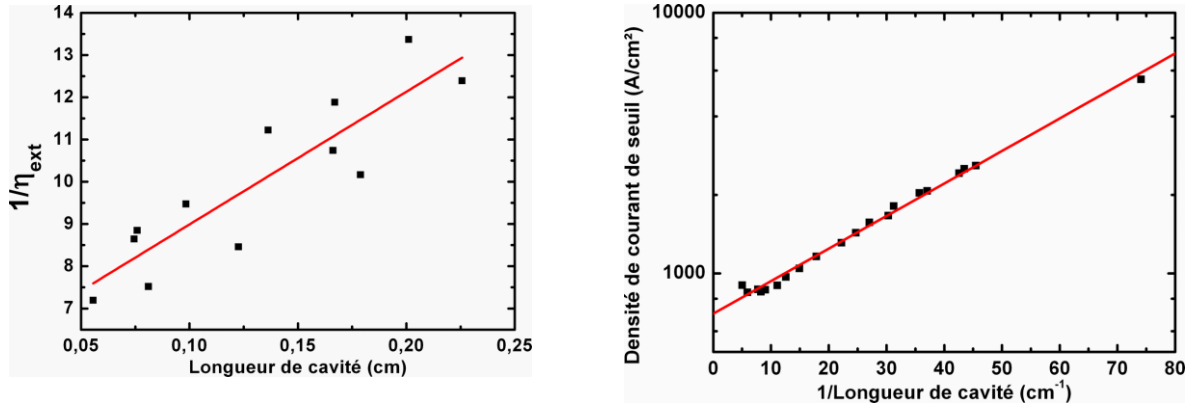


Fig. 2-6 : (a) Rendement externe et (b) densité de courant seuil en fonction de la longueur de cavité

La pente de la courbe $1/\eta_{ext}$ en fonction de la longueur de cavité (fig. 2-6.a) nous donne accès aux pertes internes α_i et l'ordonnée à l'origine nous permet d'évaluer le rendement quantique interne η_i selon l'équation (2.2). De même pour la courbe $\ln(J_{th})$ en fonction de $1/L$ (fig. 1-6.b), la pente nous permet de calculer le gain matériau Γg_0 selon l'équation (2.3).

Le tableau suivant résume toutes les mesures réalisées. On note que les valeurs de pertes internes sont relativement faibles pour la structure à puits quantique et que les valeurs de gain matériau des structures à base de bâtonnets quantiques sont élevées et équivalentes à celles de multipuits quantiques [8].

N° plaque / Structure	pertes internes, α_i (cm ⁻¹)	gain matériau, Γg_0 (cm ⁻¹)	densité de courant de transparence, J_0 (A/cm ²)
61842 / DWELL	7,5	41	465
61611 / DBarrier	8	34	680
61942 / QW	3	11	166

Tableau 2-4 : Paramètres des différentes structures lasers

2.2.3. Lasers à guide monomode

Deux types de lasers à guide monomode ont été étudiés. Chacun d'entre eux présente des avantages selon l'application visée. Le laser à ruban enterré est un laser robuste avec une divergence plus faible tandis que le laser « ridge » ou à guide d'onde en arête présente une faible capacité parasite, ce qui le rend compatible avec une modulation radio-fréquence.

2.2.3.1. Laser à ruban enterré « BRS »

Le premier type de laser a été réalisé par le laboratoire Alcatel - Thalès III-V Lab est de type ruban enterré appelé « BRS » (Buried Ridge Stripe).

2.2.3.1.1. Gravure des rubans et reprise d'épitaxie

A partir de la plaque de base (avant reprise d'épitaxie), des rubans d'une largeur variant de 1,5 μm à 3 μm (largeur permettant d'obtenir un fonctionnement monomode) sont réalisés par gravure sèche. Pour cela, on utilise les techniques de lithographie optique afin de réaliser un masque de gravure à base de SiO_2 . Ce masque correspond à des lignes de SiO_2 de la largeur de ruban souhaitée séparées périodiquement d'un pas de 400 μm .

Une fois le ruban gravé, il est enterré par reprise de croissance par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques. On réalise une électrode à base de Ti/Au côté p à l'aide de la technique du « lift-off ».

2.2.3.1.2. Implantation protonique et amincissement

Une implantation protonique de part et d'autre du ruban est réalisée pour assurer un confinement électrique latéral (H^+). Un amincissement du composant est nécessaire jusqu'à une épaisseur de $\sim 150 \mu\text{m}$ pour pouvoir former les facettes miroirs par clivage.

Après l'amincissement, la face arrière du composant est métallisée pour améliorer le contact électrique coté n. La facette miroir arrière peut subir un traitement haute réflexion pour

améliorer le rendement électro-optique du laser. Le laser est monté « p-side up » sur une embase en cuivre afin de pouvoir le réguler en température.

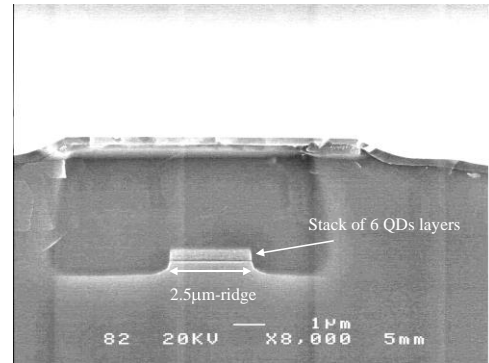
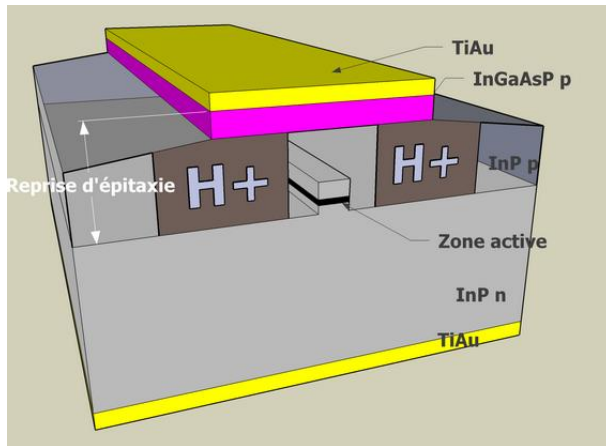


Fig. 2-7 : Schéma et photo MEB d'un laser à ruban enterré de type BRS

2.2.3.2. Laser à guide d'onde en arête de type « shallow ridge »

Nous avons réalisé le second type de laser au Laboratoire de Photonique et Nanostructures. C'est un laser de type guide d'onde en arête appelée « shallow ridge ».

2.2.3.2.1. Gravure des rubans

Les guides d'onde en arête sont réalisés par une combinaison de gravures sèche et humide. La largeur du ruban de 2 μm a été adaptée de façon à obtenir un fonctionnement monomode transverse du dispositif (§ 2.2.3.3). Les étapes de fabrications des lasers de type shallow ridge sont détaillées dans le tableau 2-5. A la différence des lasers BRS, le procédé technologique se fait à partir de la structure complète comprenant la double hétérostructures PIN. La première étape consiste à définir un ruban de résine d'une largeur de 2 μm par lithographie optique. Le ruban de résine nous sert de masque de gravure. La gravure du ruban se fait en deux étapes. La première consiste à graver la couche de contact InGaAs p à l'aide d'une technique de gravure sèche (ICP). La seconde gravure est humide. On utilise une solution d'acide chlorhydrique (HCl) gravant préférentiellement l'InP selon la direction cristallographique (100) avec un angle de 83°. La couche quaternaire InGaAsP d'une épaisseur de 35 nm (SCH) est utilisée comme couche d'arrêt de la gravure chimique.

2.2.3.2.2. Réalisation des électrodes et amincissement

Le guide d'onde est maintenant réalisé. Il nous faut maintenant réaliser l'électrode d'injection. Pour cela, on utilise un polymère, B-staged bisbenzocyclobutene³ (BCB), qui va nous

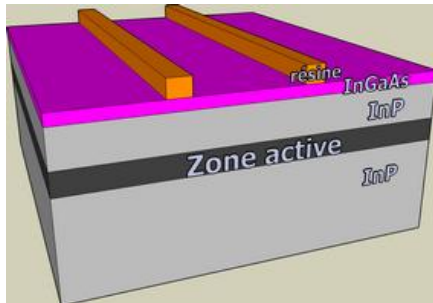
³ Nous l'appellerons par la suite BCB

permettre de planariser la surface du composant. Outre ses caractéristique planarisante, le BCB a une faible capacité parasitique permettant au composant d'être modulé à des fréquences élevées. Après étalement, le BCB est recuit à une température de 300 °C pendant environ 1h dans une atmosphère neutre (N₂). Afin de prendre le contact électrique sur le haut du ruban, on ouvre la couche de BCB par une gravure sèche RIE à l'aide d'un plasma à base de fluor et d'oxygène jusqu'à faire affleurer le ruban. On réalise ensuite par lift off les électrodes en déposant une couche de Ti/Au. Si l'on veut réaliser des composants à 2 sections, une étape supplémentaire est nécessaire. La séparation des sections se fait par une gravure chimique des couches de TiAu et d'InGaAs p en utilisant respectivement des solutions de KI+I₂ et H₃PO₄/H₂O₂/H₂O.

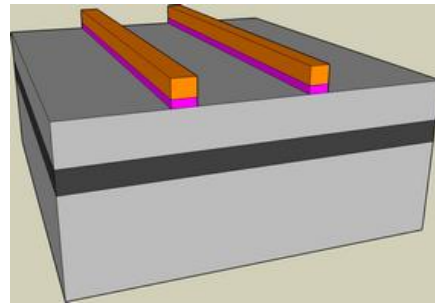
Afin de pouvoir cliver le composant, on amincit le substrat jusqu'à atteindre une épaisseur de l'ordre de 150 µm. La dernière étape avant clivage consiste à déposer du Ti/Au sur la face arrière pour le contact électrique.

Etape n°	Description
1	Lithographie de rubans de largeur de 2 µm avec un période de 400 µm.
2	Gravure sèche (ICP) en utilisant le masque de résine puis gravure humide du ternaire InGaAs dopé fortement p à l'aide d'une sauce H ₃ PO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O
3	Gravure humide (HCl) de l'InPp pour réaliser le guide onde en arête selon le plan cristallin.
4	Enduction d'un polymère (BCB) puis recuit 300°C pour planariser la structure
5	gravure RIE du BCB jusqu'à l'affleurement du guide
6	Lithographie d'un ruban de 80µm aligné sur le ruban de largeur 2µm.
7	Métallisation TiAu puis lift off pour réaliser l'électrode
8	Amincissement du composant
9	Métallisation face arrière TiAu
10	Clivage de barrettes de lasers
11	Montage des composants sur embase et microsoudures vers le circuit externe

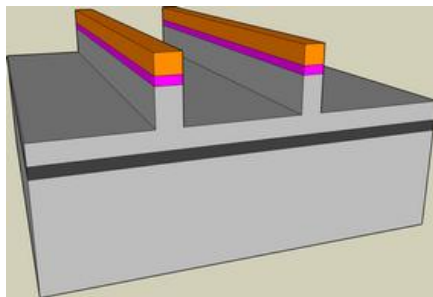
Tableau 2-5 : Description des étapes de fabrication d'un laser à guide d'onde en arête



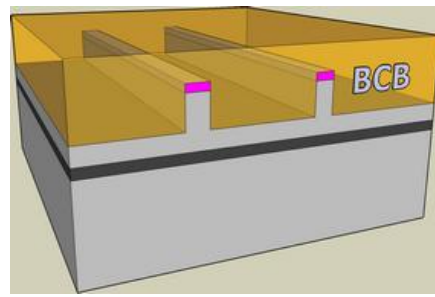
1. Lithographie des rubans de 2 μ m



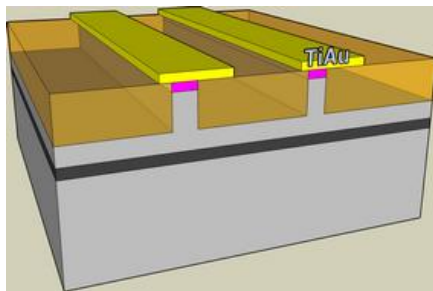
2. Gravure sèche de la couche InGaAs p



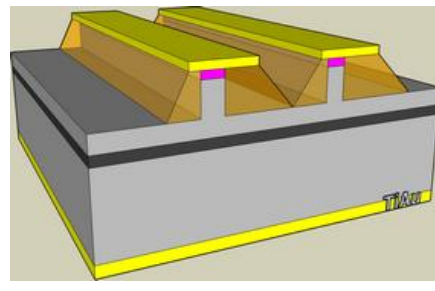
3. Gravure humide des rubans



4. Enduction du BCB

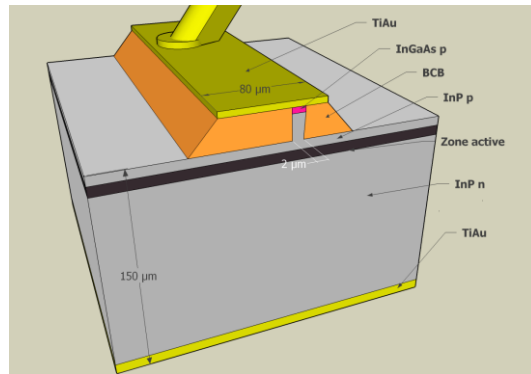


5. Gravure du BCB et réalisation de l'électrode par lift-off

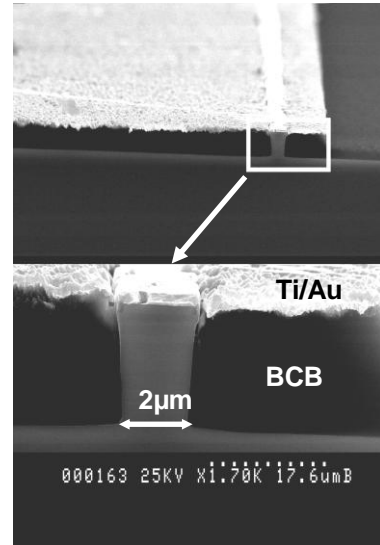


6. Métallisation de la face arrière

Fig. 2-8 : Description des étapes de fabrication d'un laser à guide d'onde en arête



(a)



(b)

Fig. 2-9 : (a) Schéma et (b) photo MEB d'un laser à guide d'onde en arête de type « shallow ridge »

2.2.3.3. Calcul des confinements optiques

Pour calculer les confinements optiques des différents types de laser, nous avons utilisé le logiciel ALCOR [9] basé sur la méthode BPM⁴. La méthode BPM permet de simuler la propagation de la lumière dans des structures optiques.

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident, permet de calculer le champ dans la structure. Ce calcul est effectué en divisant la structure en tranches et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche à partir du champ connu dans la tranche précédente. L'utilisation des approximations scalaire et paraxiale facilitent considérablement la résolution des équations de propagation. L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ et l'approximation paraxiale considère de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation. Les équations de propagation de la BPM sont traitées dans l'annexe B.

La figure 2-10 présente un exemple de simulation BPM pour un guide d'onde de 2 µm de large. Cette simulation a été réalisée pour les structures à base de bâtonnets quantiques DWELL (n° plaque 61842), DBarrier (n° plaque 61611) et pour la structure à puits quantique (n° plaque 61942). A partir de chaque simulation, on extrait le facteur de confinement optique TE et l'indice effectif. Le tableau 2-6 résume les valeurs calculées de confinement optique.

⁴ Beam Propagation Method

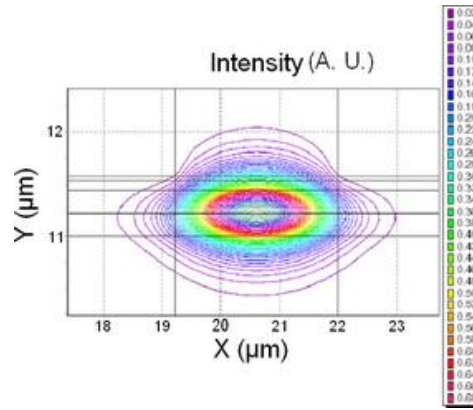


Fig. 2-10 : Simulation BPM pour un guide laser de 2 μm de large formé d'un puits quantique

Facteur de confinement optique		
N° plaque / Structure	Γ_{TE}	n_{eff}
61842 / DWELL	0,0127	3,2298
61611 / DBarrier	0,0096	3,2261
61942 / puits quantique	0,0132	3,2421

Tableau 2-6 : Facteur de confinement optique pour les différentes structures

Les structures à base de bâtonnets quantiques présentent un confinement optique relativement faible. On confirme ici que la structure à puits quantique a un confinement optique équivalent à celui des bâtonnets quantiques. Cette structure à puits quantique va nous permettre d'évaluer l'impact du confinement optique sur les caractéristiques des lasers.

2.3. Références

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, et N.N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley, 1998.
- [2] M. Asada, Y. Miyamoto, et Y. Suematsu, "Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, 1986, p. 1915.
- [3] N. Ledentsov, Egorov, Zhukov, Maksimov, Tabatadze, et Kop'ev, *Fiz. Tekh. Poluprovodn*, vol. 28, 1994, p. 343.
- [4] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, et G. Le Roux, "Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices," *Applied Physics Letters*, vol. 47, 1985, p. 1099.
- [5] C. Chiu, Z. Huang, et C.T. Poh, "Formation of Nanostructures by the Activated Stranski-Krastanow Transition Method," *Physical Review Letters*, vol. 93, 2004, p. 136105.
- [6] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, et G. Duan, "Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55 μm ," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 13, 2007, p. 111-124.
- [7] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, et A. Sakamoto, "Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum dot lasers," *Physical Review B*, vol. 61, Mar. 2000, p. 7595.
- [8] G. Moreau, S. Azouigui, D. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, et F. Pommereau, "Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 89, Déc. 2006, p. 241123-3.
- [9] "BPM-CNET(Alcor) software developed by France Telecom/CNET, Bagneux Cedex, France."

Etude et caractérisations de lasers à blocage de modes à faible confinement optique

Nous nous intéresserons tout particulièrement dans ce chapitre aux notions de bruit de phase et de gigue temporelle des impulsions, caractéristiques limitantes pour certaines applications telles que le multiplexage temporel (OTDM) dans les télécommunications optiques ou l'échantillonnage optique par exemple. Après avoir introduit les différentes techniques permettant de mesurer la gigue temporelle, nous présenterons les mesures effectuées sur des lasers à faible confinement optique à base de bâtonnets quantiques et de puits quantique. Enfin, nous illustrerons une technique de stabilisation basée sur la rétroaction optique permettant d'améliorer cette caractéristique.

3. Etude et caractérisations de lasers à blocage de modes à faible confinement optique

Le bruit dans les lasers à blocages de modes est un sujet d'études à part entière. Le bruit se traduit dans différentes quantités telles que le chirp, la largeur de l'impulsion, la phase etc...[1],[2]. On peut distinguer le bruit d'amplitude et le bruit de phase.

3.1. Principes physiques

3.1.1. Gigue et bruit de phase dans les lasers à blocage de modes

Les lasers à blocages de modes génèrent des trains d'impulsions optiques avec une période T . Cette période de répétition n'est pas parfaite dans le temps. Lorsque les impulsions se propagent dans la cavité, après plusieurs allers – retours, il apparaît une variation de la période de répétition. L'écart temporel Δt représente la variation de la période des impulsions, appelé plus communément la gigue temporelle. Cette variation peut être amenée par différentes sources de bruit (émission spontanée, fluctuations de l'injection des porteurs, variations thermiques) [1]. On peut également l'exprimer sous forme de variation de phase du champ électromagnétique de la manière suivante : $\Delta\phi = 2\pi \cdot f_{rep} \cdot \Delta t$, où f_{rep} est la fréquence de répétition du laser. Cette variation $\Delta\phi$ représente le bruit de phase d'un train d'impulsions. La gigue d'amplitude peut être également définie comme la variation d'amplitude du champ électromagnétique. La figure 3-1 illustre les différentes giges observées sur un train d'impulsion.

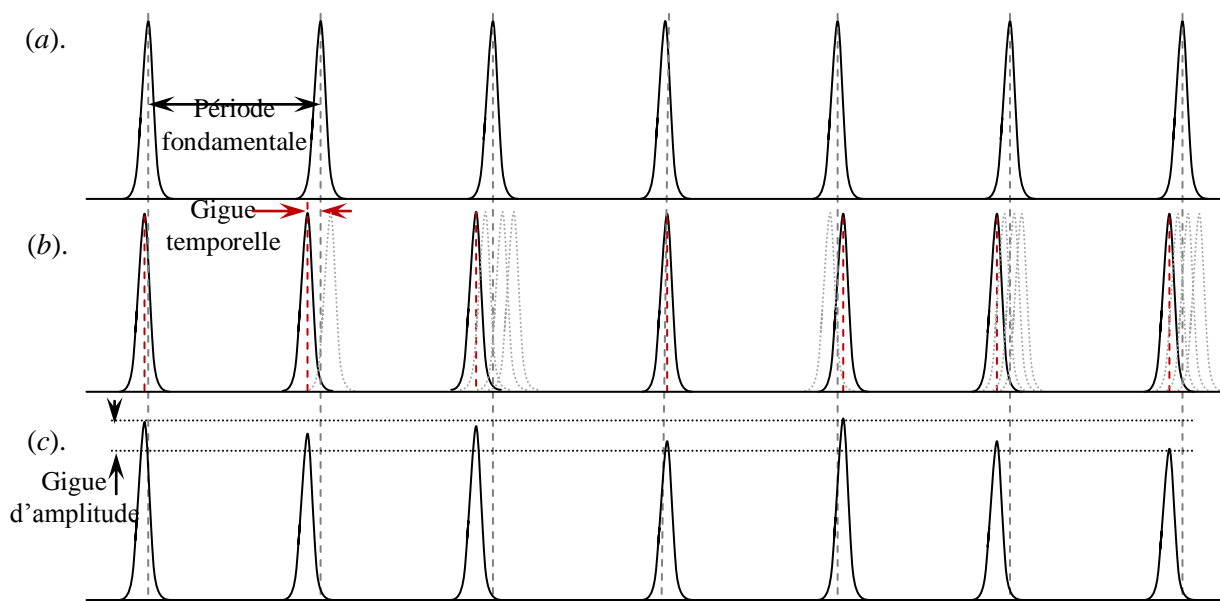


Fig. 3-1 : diagramme représentant (a) un train d'impulsions parfait sans bruit, (b) un train d'impulsions avec de la gigue temporelle et (c) un train d'impulsions cumulant gigue temporelle et gigue d'amplitude.

On distingue deux types de gigue temporelle : la gigue temporelle absolue dont les contributions proviennent de toutes les sources de bruit (électronique, mécanique et laser) et la gigue temporelle résiduelle qui correspond au bruit provenant du laser seul. C'est cette dernière qui nous intéresse. La première peut être réduite en améliorant les conditions expérimentales en utilisant par exemple des sources de courant stabilisé à très faible bruit, un système de couplage stable limitant les réflexions parasites et isolé des vibrations mécaniques extérieures.

La principale source de gigue temporelle résiduelle dans les lasers à semiconducteur est l'émission spontanée qui entraîne des variations de l'indice du milieu, du gain et de la densité de photons. La variation de l'indice va entraîner une variation du temps d'un aller retour dans la cavité, tandis que les variations du gain et de densité de photons vont générer de la gigue temporelle par l'intermédiaire d'un couplage phase - amplitude.

3.1.2. Contre réaction optique

Les lasers à semiconducteur sont très sensibles à la rétroaction optique. Ce phénomène a été étudié comme moyen pour améliorer les caractéristiques des lasers.

Dans cette section, nous introduisons le phénomène de rétroaction optique sur les lasers à modulation directe puis ensuite nous traitons du cas particulier des lasers à verrouillage de modes.

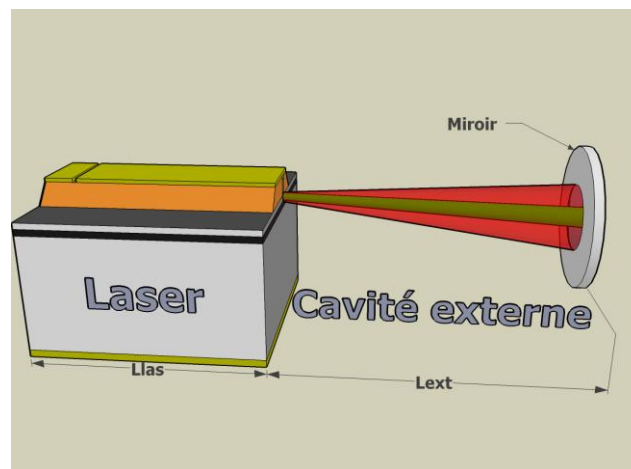


Fig. 3-2 : Schéma d'un laser soumis à une rétroaction optique externe

La rétroaction optique est générée par une cavité externe qui renvoie une portion de la lumière émise dans le laser (fig. 3-2). La réinjection a des effets différents selon les conditions opératoires (niveau de rétroaction optique, longueur de la cavité externe). Elle peut avoir des effets néfastes si elle n'est pas contrôlée en induisant des instabilités dans le fonctionnement du laser et, sous certaines conditions, peut améliorer les caractéristiques des lasers par exemple en réduisant la largeur de la raie optique [3].

Les effets de la rétroaction optique sur les caractéristiques des lasers ont été étudiés par Lang et Kobayashi en 1980 [4]. Dans cette étude, il est observé plusieurs régimes multistables et des effets d'hystérésis sur la puissance émise par le laser.

En 1986, Tkach et Chraplyvy identifient cinq régimes distincts de fonctionnement selon le niveau de rétroaction optique [5]. Ces régimes, illustrés dans la figure 3-3, vont d'un très faible niveau de rétroaction optique (régime I) à une très forte rétroaction (régime V).

Le régime I, obtenu pour des taux de contre-réaction très faibles, permet de réduire considérablement la largeur de raie du laser, ce qui peut être très favorable dans certaines applications. L'observation du régime II dépend principalement de la taille de la cavité externe : plus cette dernière est longue, plus ce régime est atteint rapidement. Dans ce régime, le laser devient multimode et le spectre fréquentiel est composé de pics séparés approximativement de l'intervalle spectral libre de la cavité externe. Le régime III apparaît pour des taux de contre-réaction plus élevés : il dépend uniquement de la valeur de la réflectivité effective du miroir externe. Dans ce cas, le laser fonctionne sur le mode de la cavité externe ayant la largeur de raie minimum. A partir d'un certain niveau de rétroaction, le laser entre dans le régime d'effondrement de la cohérence (régime IV). Ce régime, étant le plus critique, est caractérisé par une augmentation drastique de la largeur de raie et du bruit relatif d'intensité (RIN). Le dernier régime (V) est celui où l'émission du laser redevient stable.

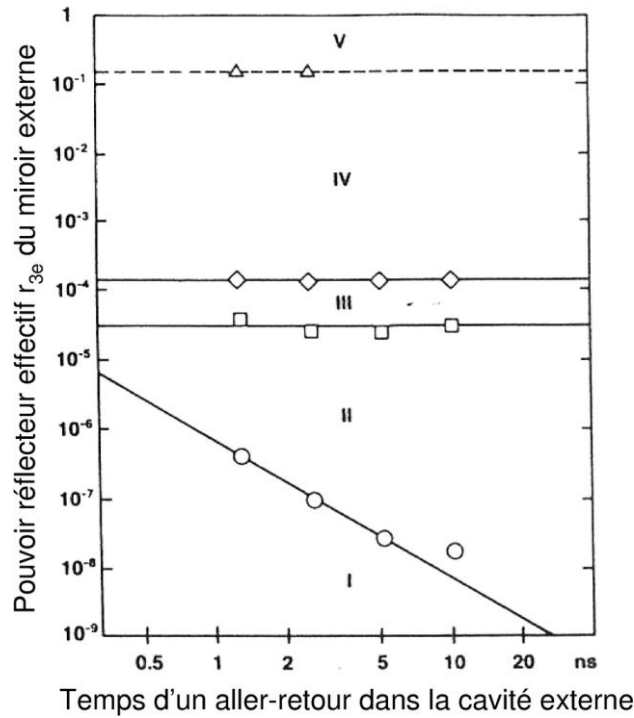


Fig. 3-3 : différents régimes de fonctionnement selon le niveau de rétroaction optique [5].

Pour les lasers à verrouillage de modes monolithiques, la première étude sur les effets de la rétroaction optique a été réalisée par *Solgaard et al* en 1993 démontrant expérimentalement l'amélioration du bruit de phase des lasers sous une rétroaction optique contrôlée [6]. D'autres études ont montré une détérioration des performances laser, notamment l'augmentation du bruit de phase, le décalage de la fréquence et une diminution de la zone où le verrouillage de modes intervient [7],[8].

Le comportement des lasers à verrouillage de modes sous rétroaction optique diffère de celui des lasers à modulation directe selon les conditions opératoires. Dans une simulation numérique, *Avrutin et al* identifient deux cas qui dépendent du rapport de la longueur de la cavité externe L_{ext} en fonction de la longueur de la cavité du laser L_{las} [9]. Le premier correspond au cas le plus probable où L_{ext}/L_{las} est arbitraire (cas non-résonant). Dans cette configuration, des impulsions parasites provenant de la cavité externe apparaissent et le bruit du laser augmente très nettement avec le niveau de rétroaction optique. Dans le cas résonant où $L_{ext}/L_{las}=M$ où M est un entier, l'impulsion provenant de la cavité externe va interférer de manière cohérente avec l'impulsion qui se propage dans la cavité laser. Dans un premier temps, à un faible niveau de rétroaction optique, les performances du laser se détériorent puis au delà d'un certain seuil, on retrouve un verrouillage de modes stable.

Actuellement, de nombreuses études sur les effets de la rétroaction optique sont menées sur les nouvelles structures laser à base de bâtonnets quantiques et de boîtes quantiques [10-13]. La plupart utilise une rétroaction optique contrôlée afin de réaliser des sources optiques ultra-stables pour les applications nécessitant une faible gigue temporelle.

Nous présentons une étude sur les lasers à verrouillage de modes à base de bâtonnets quantiques dans la section § 3.4. Pour cela, nous avons développé un montage expérimental basé sur une rétroaction optique contrôlée permettant de réduire la largeur RF et donc le bruit de phase. Nous avons également étudié l'effet de la variation de la longueur de la cavité externe en fonction de la longueur de cavité laser sur les caractéristiques de nos composants.

3.2. Méthodes expérimentales

Cette partie est dédiée aux méthodes expérimentales que nous avons utilisées afin de caractériser la gigue temporelle des impulsions et de mesurer la largeur de raie optique.

3.2.1. Méthode de caractérisation de la gigue temporelle

3.2.1.1. Méthode par analyse spectrale du photocourant

Il existe différentes techniques pour évaluer la gigue temporelle des impulsions. La méthode la plus commune consiste à utiliser une photodiode rapide couplée à un analyseur de spectre électrique [14].

Le principe repose sur l'analyse spectrale du photocourant généré par le laser sur la photodiode. On compare alors le bruit de phase du laser à celui de l'oscillateur local de référence de l'analyseur de spectre électrique. En pratique, avec cette technique, on mesure la densité spectrale du bruit de phase $L(f_m)$. Cette dernière est le rapport de la puissance P_{SSB} à une fréquence f_m (par rapport à la fréquence de la porteuse) sur la puissance P_0 à la fréquence f_0 comme illustrée sur la figure 3-4. $L(f_m)$ est rapportée à une bande de 1 Hz.

$$L(f_m) = \frac{P_{SSB}(f_m)}{P_0} \quad (3.1)$$

Pour un blocage de modes passif, des sources de bruit à faible fréquence d'ordre mécanique et thermique peuvent venir s'ajouter au bruit intrinsèque du laser et rendre ainsi la mesure plus délicate à réaliser, l'évaluation du bruit de phase n'étant valide que dans la bande de fréquence où l'on observe une variation de -20 dB/décade correspondant à un battement typique de forme lorentzienne.

A partir de la densité spectrale de bruit de phase, la gigue temporelle peut être calculée selon :

$$\sigma_{rms} = \frac{1}{2\pi n f_0} \sqrt{2 \int_{f_{min}}^{f_{max}} L(f_m) df_m} \quad (3.2)$$

où n est le numéro de l'harmonique, f_0 la fréquence de répétition du laser, f_{min} et f_{max} les bornes d'intégration de la gigue.

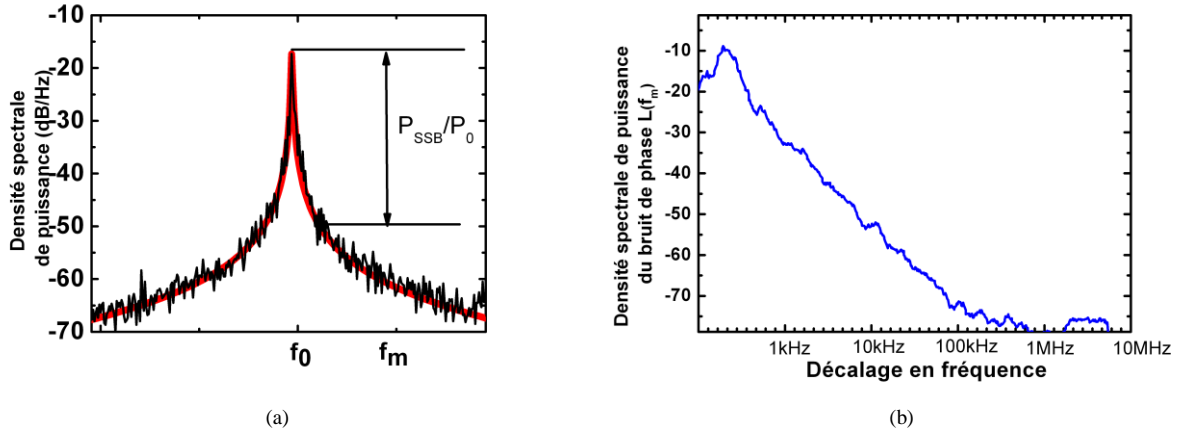


Fig. 3-4 : principe de la mesure de la densité spectrale du bruit de phase $L(f_m)$.

Cette méthode ne permet néanmoins pas de mesurer des giges temporelles très faibles (de l'ordre de quelques femtosecondes) car elle est limitée par le bruit intrinsèque de l'oscillateur local de l'analyseur de spectre électrique. Cette mesure est également limitée par la bande passante de la photodiode utilisée (50 GHz). On retrouve dans l'annexe C les spécifications et limites de l'appareil utilisé.

De par sa conception, l'analyseur ne fait pas de distinction entre le bruit de phase et le bruit d'amplitude. On peut néanmoins s'affranchir du bruit d'amplitude selon la méthode de mesure de Von Der Linde [15]. Cette méthode repose sur la mesure du bruit de phase sur des harmoniques d'ordre supérieur.

Rappelons l'expression du bruit total d'un laser à blocage de modes passif :

$$S_n f = S_E f + 2\pi n f_0 S_{TE} f + 2\pi n f_0^2 S_J f \quad (3.3)$$

où S_E est la densité spectrale du bruit d'amplitude de l'impulsion, S_{TE} la densité spectrale lié au terme de couplage phase-amplitude, S_J la densité spectrale de bruit de phase, f la fréquence, n le numéro de l'harmonique et f_0 la fréquence de répétition du laser.

On note que la gigue d'amplitude reste identique sur toutes les harmoniques tandis que la gigue temporelle augmente de façon quadratique avec le numéro de l'harmonique. De cette manière, sur les harmoniques d'ordre élevé, on peut négliger la contribution de la gigue d'amplitude et mesurer plus précisément la gigue temporelle (fig. 3-5). Cette méthode reste valable si les fluctuations d'amplitude sont faibles et si la corrélation entre le bruit d'amplitude et le bruit de phase reste faible.

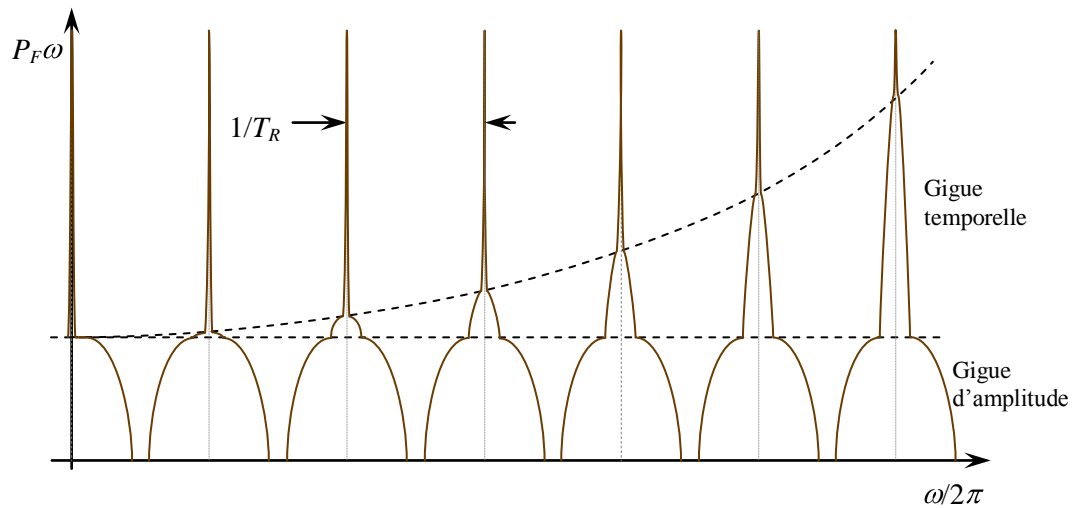


Fig. 3-5 : Représentation de la méthode de Von Der Linde

3.2.1.2. Méthode de cross-corrélation optique

Une autre alternative consiste à mesurer la gigue temporelle directement dans le domaine temporel. Plusieurs publications décrivent la méthode de cross-corrélation optique [16-18].

Cette technique de mesure permet de mesurer la gigue temporelle entre deux impulsions séparées par un temps T . Plusieurs mesures de cross-corrélation optique avec différentes valeurs de T permettent de reconstruire la fonction décrivant la gigue temporelle des impulsions. La corrélation entre des impulsions séparées par une dizaine de milliers de périodes est réalisable à de haute fréquence de répétition (par exemple à 40 GHz) à l'aide d'une fibre de moins d'un kilomètre.

La gigue temporelle se traduit par un élargissement de la fonction de cross-corrélation au fur et à mesure que le retard T entre les impulsions augmente.

Nous avons réalisé un banc expérimental basé sur la méthode de cross-corrélation optique [18] décrit sur la figure 3-6.

En entrée du montage, le train d'impulsions à caractériser est d'abord séparé en deux à l'aide d'un coupleur 50/50. Les deux bras (1 et 2) suivent des distances différentes.

Le premier bras (1) le plus court utilise la voie présentant un retard fin réalisé à l'aide d'un miroir mobile. Ce dernier permet de balayer une durée temporelle de 200 ps afin de réaliser la corrélation entre la première et la $n^{\text{ième}}$ impulsion.

Le second bras (2) traverse plusieurs longueurs de fibres à dispersion décalée variant entre quatre et cinq cent mètres, ce qui nous permet de réaliser la fonction de cross-corrélation pour différents retards (24 ns – 2,4 μs). L'utilisation d'une fibre à dispersion décalée nous permet de limiter les effets de la dispersion. Pour chaque longueur de fibre, les deux impulsions sont

recombinées à l'aide d'un système de détection comprenant un cristal non linéaire doubleur de fréquence (SHG) et un photomultiplicateur (PM) et l'on peut observer de cette manière la fonction de cross-corrélation.

En supposant un indice de réfraction de 1,45 pour la silice, le temps de propagation d'une impulsion dans une fibre d'une longueur de 50 mètres est de 241 nanosecondes, ce qui correspond à la cross corrélation entre la première et la 4833^{ème} impulsion pour un laser à 20 GHz. La cross-corrélation réalisée avec ce retard évalue la gigue temporelle pour toutes les fréquences supérieures à 1 MHz (cf. annexe D).

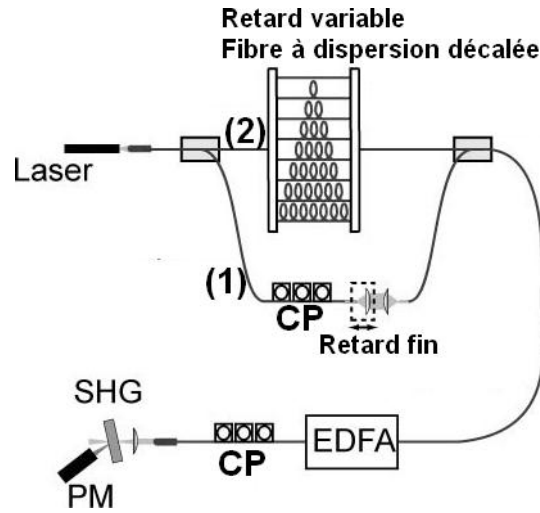


Fig. 3-6 : Schéma du montage expérimental de mesure de cross-corrélation optique

Un exemple de mesure de cross-corrélation pour plusieurs longueurs de fibre est illustrée sur la figure 3-7. L'élargissement des impulsions est une combinaison des effets de dispersion sur le bras long (2) et de la gigue temporelle entre l'impulsion de référence et l'impulsion retardée.

D'après la référence [19], la gigue temporelle peut être calculée en tenant compte des effets de dispersion à l'aide de la formule suivante :

$$\sigma_{rms,pp}^2 = \frac{1}{8 \ln 2} \left[\Delta t_{XC} l^2 - \Delta t_{AC} l^2 \right] \quad (3.4)$$

où Δt_{XC} est la largeur à mi-hauteur de la fonction de cross corrélation de l'impulsion et Δt_{AC} la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation de l'impulsion. L'établissement de cette formule est détaillé dans l'annexe D. Elle est valable seulement pour des impulsions gaussiennes.

Cette technique de mesure optique ne présente aucune limitation liée à la fréquence de répétition du laser contrairement à la méthode par analyse spectrale du photocourant et permet de réaliser des mesures sur une très grande plage de fréquence.

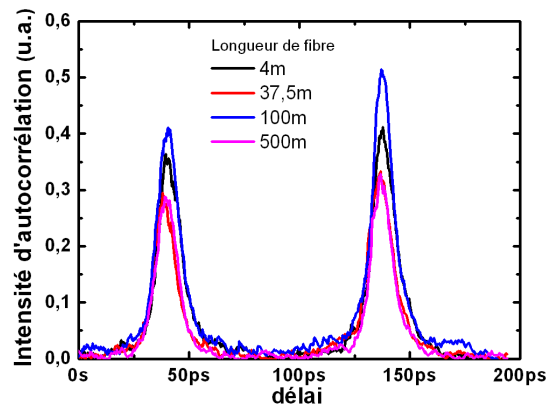


Fig. 3-7 : Mesure de cross-corrélation en fonction du retard T

3.2.2. Mesure de la largeur de raie optique

Nous avons utilisé différentes techniques pour évaluer la largeur de la raie optique dans l'étude de l'effet de la rétroaction optique sur nos composants. La plus simple consiste à l'évaluer à l'aide d'un analyseur de spectre optique dont la résolution est de 10 pm ce qui correspond à une largeur minimale de 1,25 GHz. Cette première méthode est rapide, simple mais limitée en résolution. Les méthodes interférométriques sont plus adaptées pour obtenir des mesures fidèles. Elles consistent à réaliser un battement de deux signaux optiques entre deux lasers différents pour une mesure hétérodyne ou avec le laser lui-même retardé et décalé en fréquence pour une mesure self-hétérodyne.

3.2.2.1. Méthode hétérodyne

La méthode hétérodyne consiste à faire interférer le signal optique à étudier avec un laser accordable de largeur de raie optique plus fine. Le principe de la mesure est illustré sur la figure 3-8. Il nécessite un analyseur de spectre électrique pour mesurer la largeur du signal de battement des deux lasers et un analyseur de spectre optique pour contrôler la fréquence des deux lasers.

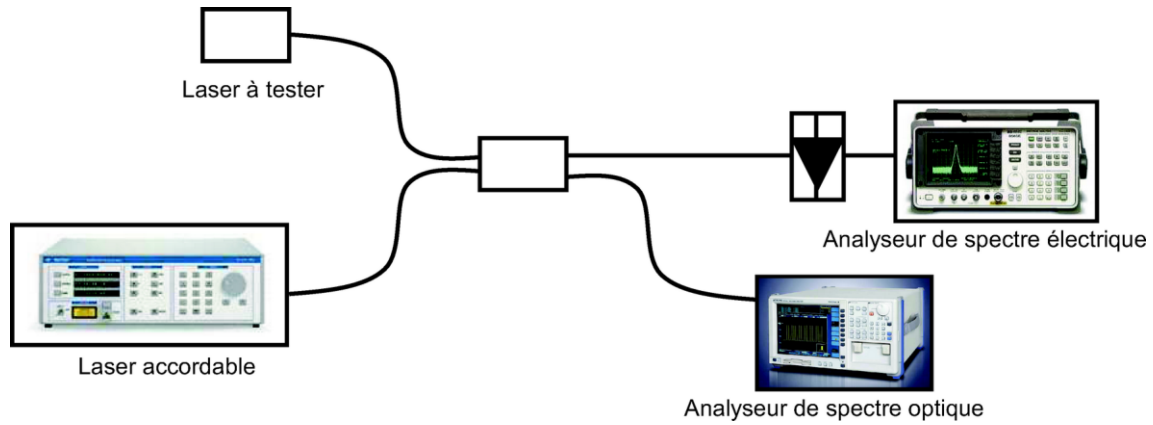


Fig. 3-8 : Montage expérimental

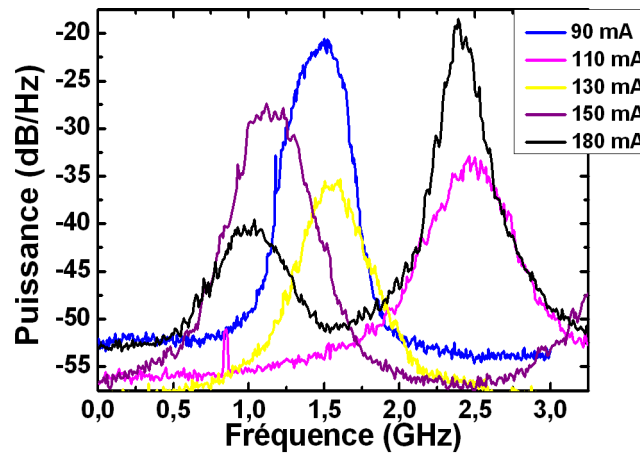


Fig. 3-9 : illustration des spectres de battements réalisés par la méthode hétérodyne à différents points de fonctionnement.

3.2.2.2. Méthode self- hétérodyne

La méthode de mesure self-hétérodyne ne nécessite pas l'emploi d'une source optique supplémentaire.

L'utilisation d'une longue portion de fibre optique dans la réalisation de l'interféromètre permet d'obtenir de grands retards optiques excédant le temps de cohérence de la source. De cette manière, les deux faisceaux optiques se recombinaient comme s'ils étaient générés par deux sources optiques indépendantes.

Le principe de la méthode self-hétérodyne est présenté sur la figure 3-10. La lumière incidente est séparée en deux parties par le coupleur d'entrée de l'interféromètre. La fréquence optique du signal d'une des branches est décalée d'une fréquence Ω à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Ce dernier est constitué d'une céramique piézo-électrique qui, excitée par une tension de fréquence $\Omega = 80\text{MHz}$, permettant de décaler le faisceau d'entrée de la fréquence de

modulation Ω . Le deuxième bras de l'interféromètre est constitué d'une longueur de fibre de 2 km.

Afin d'obtenir un mélange incohérent [20], il est nécessaire que le retard entre les deux bras soit supérieur au temps de cohérence de la source :

$$\tau \geq \frac{1}{\pi \cdot \Delta \nu} \quad (3.5)$$

où τ est le retard réalisé sur le deuxième bras et $\Delta \nu$ la largeur de raie optique.

Pour satisfaire cette condition, pour une largeur de 100 kHz, nous avons besoin d'un retard de 3 μ s qui peut être réalisé avec une fibre d'une longueur de 600 mètres. L'utilisation d'une longueur de fibre de 2 km nous garantit donc un mélange incohérent.

Les deux bras de l'interféromètre sont ensuite recombinaison et on mesure le battement hétérodyne à une fréquence de 80 MHz à l'aide d'une photodiode de bande passante 50 GHz couplée à un analyseur de spectre électrique.

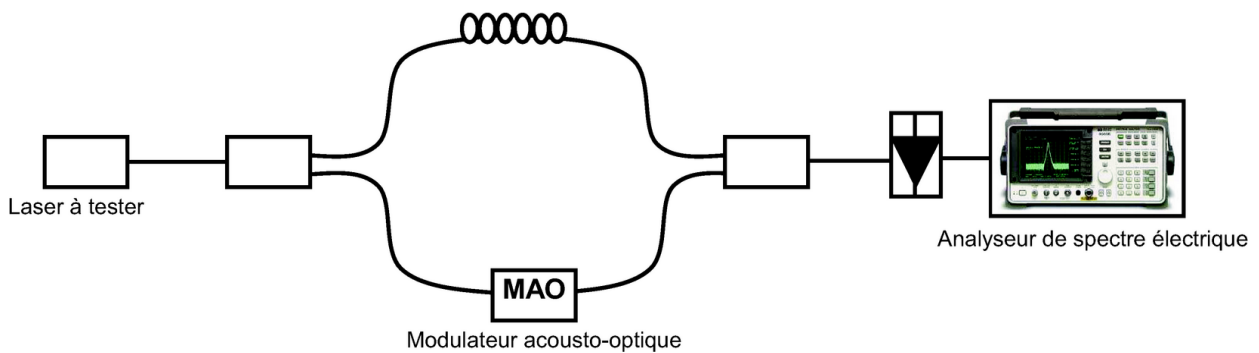


Fig. 3-10 : Montage expérimental pour la mesure de la largeur de raie optique par la méthode self-hétérodyne.

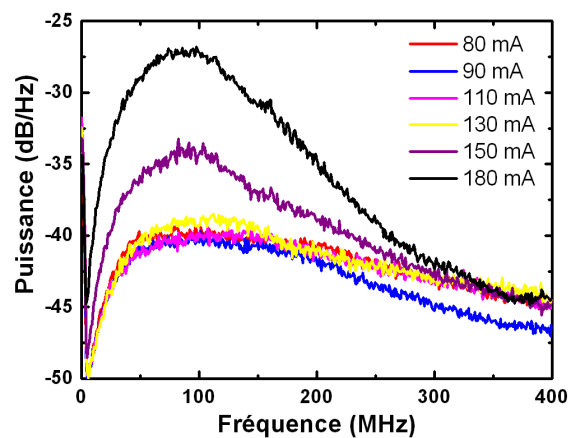


Fig. 3-11 : illustration des spectres de battements réalisés par la technique self-hétérodyne à différents points de fonctionnement.

3.3. Caractérisations des composants

De récents travaux sur les classes de matériau à faible dimension à base de bâtonnets quantiques ou boîtes quantiques ont montré que la largeur du spectre RF diminue avec le facteur de confinement optique, ce qui se manifeste par une diminution du couplage de l'émission spontanée amplifiée liée aux modes optiques [21]. La faible largeur du spectre RF est une propriété caractéristique indiquant une faible gigue temporelle pour les lasers à verrouillage de modes [22],[23]. De plus, de nombreuses études ont été réalisées sur les lasers à verrouillage de modes à base de puits quantiques démontrant de très bonnes performances en fonctionnant passif ou hybride [24-26]. Ces études ont notamment démontré que la durée de l'impulsion diminue avec le nombre de puits quantiques dans la zone active [27]. Cet effet est lié à la diminution du gain différentiel qui entraîne une augmentation de l'énergie de saturation de la section de gain (cf. § 1.2.1.2).

Nous avons essayé de combiner ces deux importantes caractéristiques pour les lasers à blocage de modes, i.e. en utilisant une couche active optimisée composée d'un seul puits quantique (cf. § 2.2.1 n° plaque 61942) à faible gain différentiel et faible gain modal comparable aux structures à base de boîtes quantiques.

Cette partie est dédiée à la caractérisation des impulsions et de la gigue temporelle des impulsions de deux types de structures laser à faible confinement optique composées d'un seul puits quantique et de bâtonnets quantiques décrites dans le chapitre 2 (§2.2.1).

3.3.1. Laser à bâtonnets quantiques

3.3.1.1. Facteur de couplage phase amplitude

Le facteur de couplage phase-amplitude, appelée plus communément le facteur d'Henry α_H , peut avoir un impact non-négligeable sur la largeur des impulsions et sur le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ [27]. Il est lié à la variation de l'indice de réfraction avec la densité de porteurs dans le semiconducteur. En régime impulsif, il contribue à l'automodulation de phase qui est responsable de l'élargissement spectral [28].

Le facteur d'Henry α_H peut être évalué sous le seuil laser par des mesures d'émission spontanée amplifiée et au dessus du seuil par une mesure en modulation petits signaux.

Le facteur d'Henry est défini de la manière suivante [29]:

$$\alpha_H = \frac{-4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dg/dN} \quad (3.6)$$

où n est l'indice de réfraction, λ la longueur d'onde, N la densité de porteurs dg/dN le gain différentiel.

Dans cette section, nous avons évalué le facteur de couplage phase-amplitude pour des lasers Fabry-Perot dont la couche active est composée de six plans de bâtonnets quantiques insérés chacun dans un puits quantique (cf. § 1.2.1 n° plaque 61842).

La figure 3-12 illustre cette mesure pour deux lasers de longueurs de cavité différentes (420 μm et 1370 μm) au dessus du seuil laser. On note que le facteur d'Henry varie peu avec la longueur de cavité. Ces valeurs sont comprises entre 3,7 et 8,8.

Les meilleurs lasers à bâtonnets quantiques présentent des facteurs d'Henry de l'ordre de 2 qui varient peu avec le courant d'injection [30].

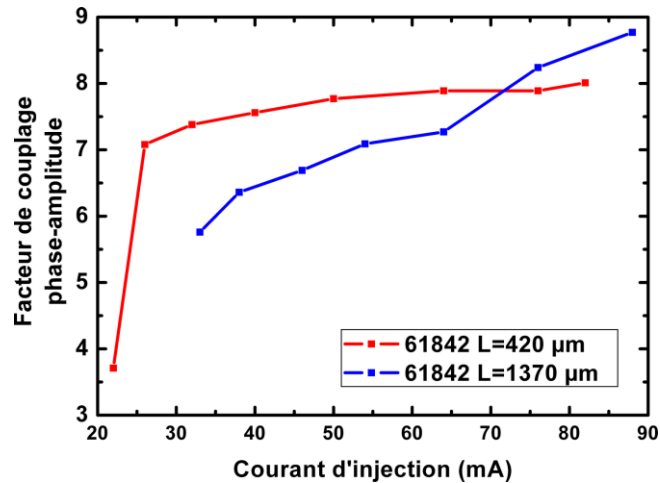


Fig. 3-12 : Facteur de couplage phase-amplitude en fonction du courant d'injection

3.3.1.2. Cartographie des impulsions et produit $\Delta\tau\Delta\nu$

La caractérisation des impulsions a été réalisée à l'aide d'un autocorrélateur basé sur la détection de l'onde de seconde harmonique.

Le composant étudié est un laser à verrouillage de modes à deux sections. La longueur totale de ce composant est de 2,4 mm, ce qui correspond à une fréquence de répétition de l'ordre de 17 GHz. Le ratio entre la longueur totale et celle de l'absorbant est de 4 %.

La figure 3-13 (a) présente la caractéristique puissance optique - courant dans différentes conditions opératoires. Le courant de seuil augmente avec la tension inverse appliquée sur la section absorbante, d'une valeur de 53 mA à 68 mA pour respectivement des tensions de +0,5 V et -5 V. De plus, le rendement quantique externe diminue lorsque l'on augmente la tension inverse.

Comme rappelé dans la section §2.2.2.2.1, ces deux paramètres sont directement reliés aux pertes internes de la cavité, et donc affectés par l'augmentation des pertes générées par l'absorbant. Les puissances optiques n'excèdent pas 10 mW à un courant d'injection de 150 mA, ce qui limite la puissance pic de nos impulsions.

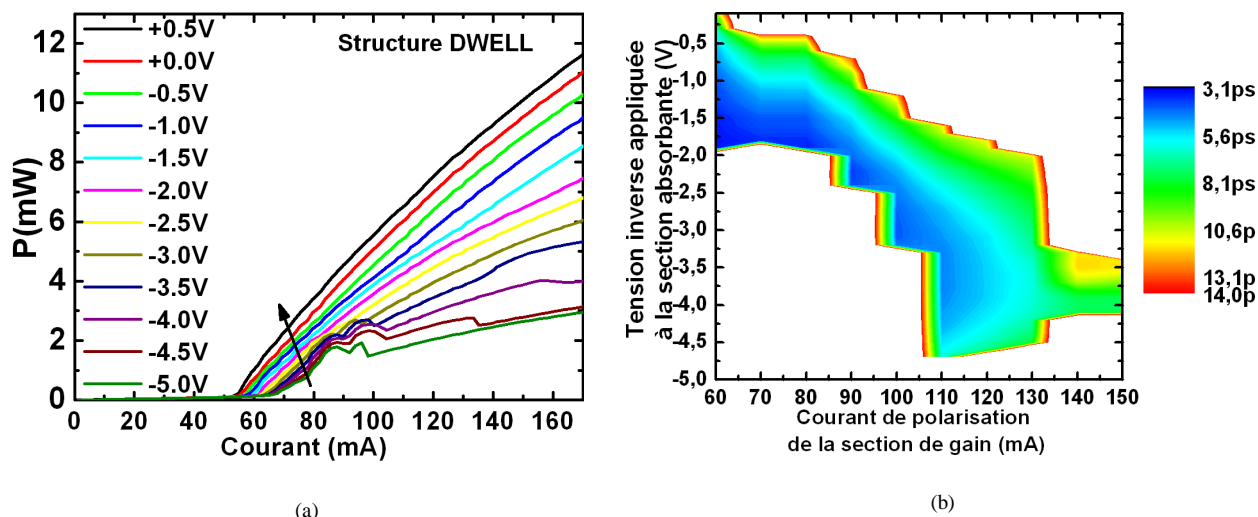


Fig. 3-13 : (a) caractéristique puissance optique – courant de polarisation de la section de gain en fonction de la tension appliquée sur la section absorbante. (b) Cartographie des largeurs d'impulsions en fonction du courant de polarisation de la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbante.

La cartographie des largeurs d'impulsions en fonction du courant de polarisation de la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbante est illustrée sur la figure 3-13 (b). Les largeurs d'impulsions sont comprises entre 3 et 14 ps sur une grande plage de fonctionnement comprise entre 60 et 150 mA et 0 à -5 V. On retrouve des tendances typiques, i.e. les largeurs d'impulsions augmentent avec le courant et diminuent lorsque l'on augmente les tensions inverses. Les largeurs d'impulsions les plus courtes sont obtenues pour des courants inférieurs à 100 mA et pour des tensions inférieures à -1 V (cf. §1.2).

En comparaison, les meilleurs résultats obtenus avec ce système de matériau sont des largeurs d'impulsions sub-picosecondes pour des lasers autopulsants [23]. On peut expliquer cet écart en raison du fort facteur d'Henry qui contribue à l'élargissement des impulsions par automodulation de phase.

Pour illustrer cette hypothèse, intéressons nous au produit $\Delta\tau\Delta\nu$ qui dépend directement du facteur d'Henry selon l'expression suivante : $\Delta\tau\Delta\nu \propto \sqrt{1+\alpha^2}$ en supposant que α_H est le même pour la section de gain et la section absorbante. L'augmentation de ce produit traduit la

présence de chirp dans les impulsions. Dans la figure 3-14, on observe l'évolution du produit $\Delta\tau\Delta\nu$ selon différentes conditions d'injection. On remarque en particulier que le produit est plutôt gouverné par la largeur temporelle $\Delta\tau$ car la largeur spectrale $\Delta\nu$ varie peu (Fig. 3-15). De plus ce produit augmente de la même manière que le facteur d'Henry avec le courant d'injection et selon la tension appliquée sur l'absorbant on trouve un point optimum. Le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ varie entre 0,8 pour un courant de 60 mA et 9,8 pour un courant de 140 mA, ce qui indique la présence de chirp à fort courant expliquant les fortes largeurs d'impulsions. D'autre part, les valeurs obtenues sont au delà de la limite de Fourier (0,44 pour des impulsions gaussiennes). Pour les courants les plus faibles compris entre 70 mA et 100 mA, la tension donnant le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ le plus faible correspond aux tensions inverses les plus fortes, tandis que pour les courants d'injection supérieurs, l'optimum correspond à peu près au centre de la plage de tension utilisée. Ceci s'explique par le fait que le laser ne fonctionne plus pour des courants faibles en raison des fortes tensions inverses générant des pertes optiques importantes.

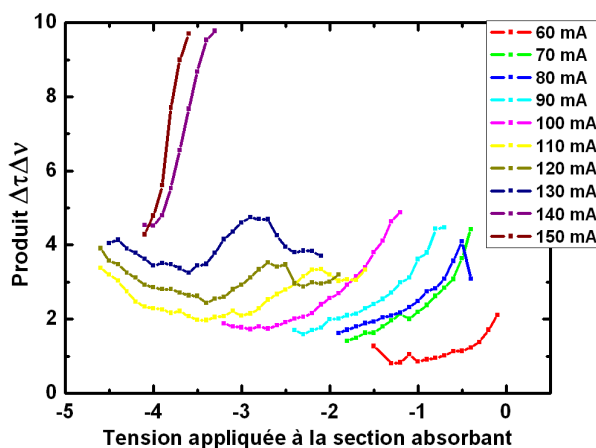


Fig. 3-14 : produit $\Delta\tau\Delta\nu$ selon le courant de polarisation de la section de gain et en fonction de la tension appliquée à l'absorbant.

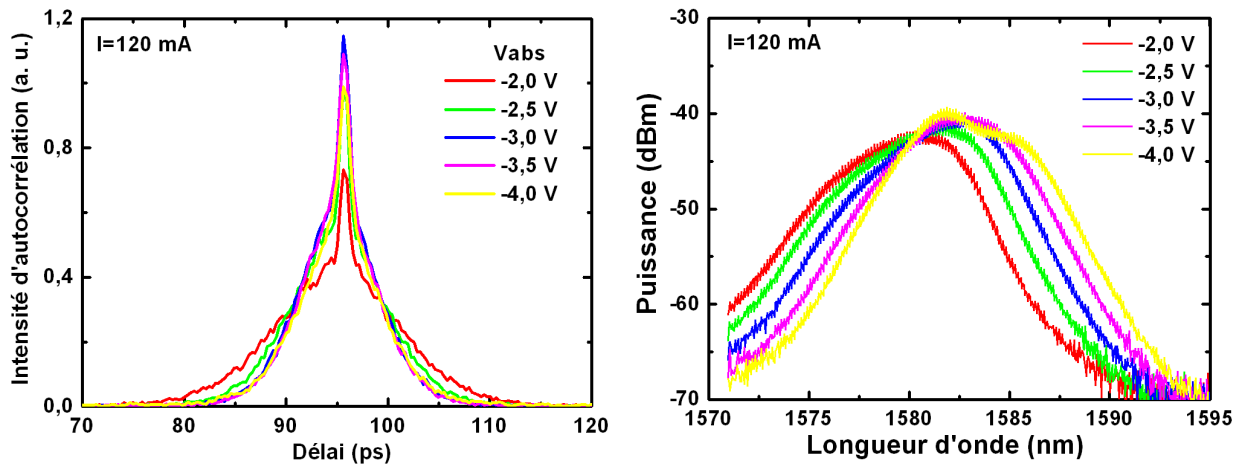


Fig. 3-15 : évolution de la trace d'autocorrélation et du spectre optique à un courant de polarisation de 120 mA en fonction de la tension appliquée à l'absorbant.

3.3.1.3. Caractérisations de la gigue temporelle des impulsions

Dans un premier temps, nous allons valider les deux méthodes de mesures (par analyse spectrale du photocourant et par cross corrélation) en réalisant sur le même composant une mesure de gigue temporelle sur le même intervalle de fréquence. Le laser utilisé est un laser à base de bâtonnets quantiques à deux sections d'une longueur de cavité de quatre millimètres, ce qui correspond à une fréquence de répétition de 10 GHz déterminée par l'intervalle spectral libre de la cavité. La longueur de la section absorbant est de l'ordre de 100 μm . La mesure a été effectuée à un courant d'injection de 160 mA sur la section de gain et une tension inverse de 2 V appliquée à la section à absorbant saturable.

La figure 3-16 illustre la mesure de la densité spectrale de bruit de phase entre 10 kHz et 100 MHz et la mesure de cross corrélation optique pour des retards allant jusqu'à 500 mètres. La mesure de la densité spectrale de bruit de phase ne permet pas de réaliser l'évaluation de la gigue temporelle au delà de 1 MHz en raison du plancher de bruit de l'appareil qui apparaît vers -60 dB. En utilisant l'équation (3.2), la gigue temporelle des impulsions s'élèvent à 1,58 ps à l'aide de cette méthode dans l'intervalle de fréquence 100 kHz – 1 MHz. Cette forte valeur de gigue est caractéristique des lasers à verrouillage de modes passif car, contrairement aux verrouillages de modes actif ou hybride, il n'y a pas de référence permettant aux impulsions de se resynchroniser.

A l'aide de la technique de cross-corrélation, on peut évaluer directement la gigue temporelle pour des retards réalisés avec 500 mètres de fibre optique. Pour réaliser des mesures sur la même plage de fréquence, on utilise des longueurs de fibre de 50 mètres à 500 mètres, ce qui correspond respectivement à des fréquences de 1 MHz et 100 kHz. Dans cet intervalle, la

gigue temporelle s'élève à 1,67 ps. On retrouve selon les deux méthodes pratiquement la même valeur si l'on tient compte des incertitudes de mesure. Etant donné que la mesure réalisée à l'aide de l'analyseur de spectre électrique prend en compte la gigue temporelle et d'amplitude, ces mesures nous confirment qu'il y a peu de gigue d'amplitude dans ce type de composant.

Par la suite, du fait de sa simplicité et de la rapidité de sa mise en œuvre, nous évaluerons la gigue temporelle à l'aide de la technique de mesure de la densité spectrale de bruit de phase. La technique de cross-corrélation sera réservée aux mesures de giges temporelles pour des lasers fonctionnant à très haute fréquence de répétition, mesures qui ne peuvent être réalisées à l'aide de l'analyseur de spectre électrique.

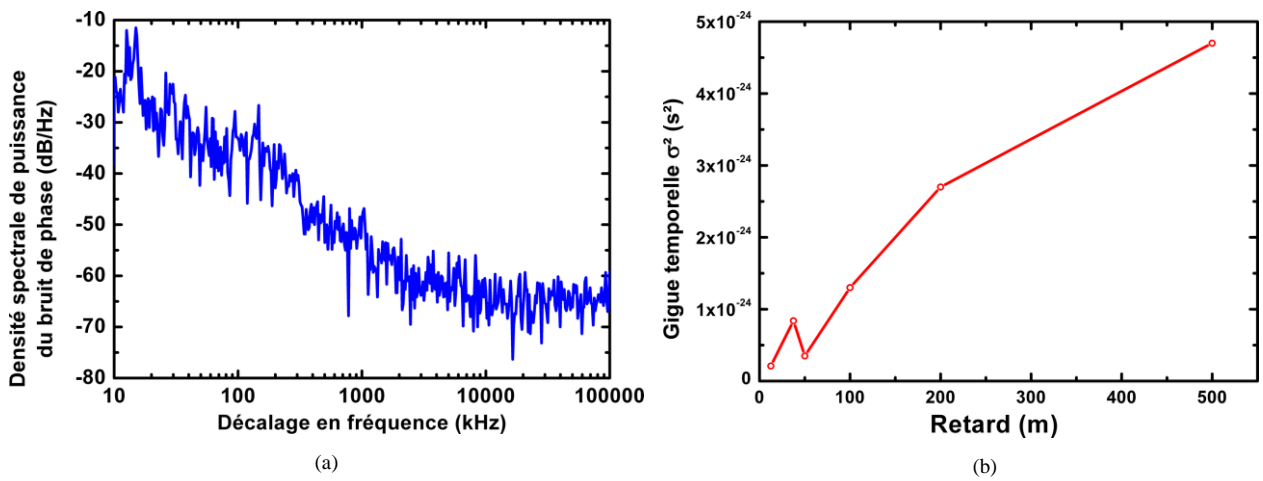


Fig. 3-16 : Mesure de la gigue temporelle des impulsions (a) par la méthode d'analyse spectrale de photocourant et (b) par la méthode de cross-corrélation en fonction du retard entre deux impulsions

La figure 3-17 illustre la cartographie de la largeur du spectre RF en fonction du couple courant dans la section de gain et tension appliquée à l'absorbant saturable du laser à base de bâtonnets quantiques de 17 GHz décrit précédemment.

Les largeurs RF sont comprises entre 250 kHz et 3,5 MHz pour ces lasers à deux sections. Les largeurs RF les plus faibles sont obtenues pour des courant inférieurs à 100 mA mais demeurent importantes en comparaison des meilleures lasers à base de bâtonnets quantiques à une section qui présentent des largeurs RF de l'ordre du kHz [31]. Ces fortes valeurs de giges sont liées à la présence de pertes relativement élevées dues à l'absorbant saturable dans notre structure induisant un courant de seuil élevé et par conséquent une émission spontanée amplifiée plus importante. Nous verrons par la suite qu'il est possible de réduire la gigue à l'aide de techniques de stabilisation basées sur une rétroaction optique contrôlée. Pour rappel,

une largeur de 250 kHz correspond théoriquement à une gigue temporelle de 6,4 ps entre 100 kHz et 10 MHz et de 670 fs entre 10 MHz et 1 GHz selon la formule suivante [32]:

$$\sigma_T f_u, f_d = \frac{T_R \sqrt{\Delta \nu_{RF}}}{2\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{1}{f_u} - \frac{1}{f_d}} \quad (3.7)$$

où T_R est la période de répétition, $\Delta \nu_{RF}$ la largeur à mi-hauteur du spectre RF, f_u et f_d les bornes d'intégration. La figure 3-18 illustre la variation de la gigue temporelle pour les deux intervalles de fréquences suivant : [100 kHz - 10 MHz] et [10 MHz - 1 GHz]. On note que les fortes valeurs de gigue temporelle interviennent pour les intervalles de fréquences en deça de 10 MHz en raison de la distribution du bruit qui est plus importante à proximité de la porteuse.

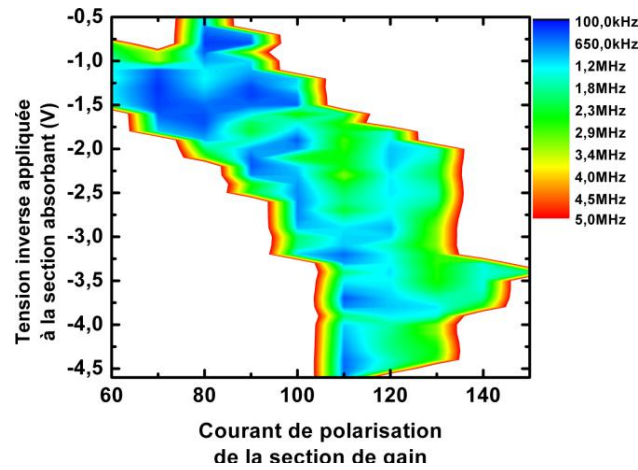


Fig. 3-17 : Cartographie de la largeur du spectre RF en fonction du couple courant dans la section de gain et tension appliquée à l'absorbant saturable

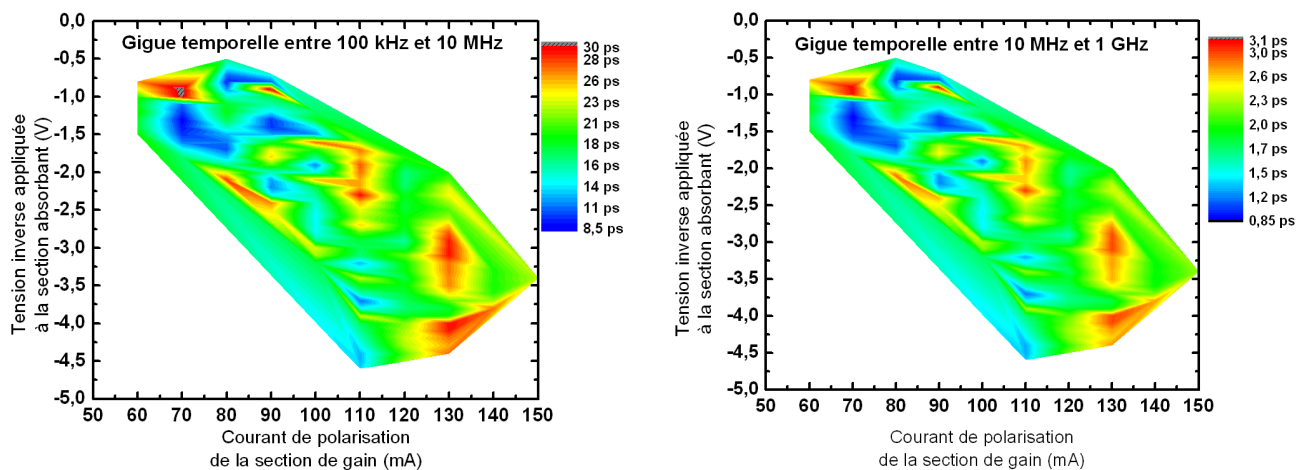


Fig. 3-18 : Cartographie de la gigue temporelle dans les intervalles [100 kHz, 10 MHz] et [10 MHz, 1 GHz] calculée à l'aide de la formule (3.7) en fonction du couple courant dans la section de gain et tension appliquée à l'absorbant saturable

3.3.2. Laser à un puits quantique

Dans cette partie, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus en utilisant une couche active optimisée composée d'un seul puits quantique (cf. n° plaque 61942) à faible gain différentiel et faible gain modal comparable aux structures à base de boîtes quantiques. Cette étude vise à déterminer l'impact du confinement optique dans le bruit de phase des lasers à verrouillage de modes.

3.3.2.1. Gain différentiel et facteur de couplage phase amplitude

La mesure du gain différentiel dg/dn d'un laser Fabry-Perot a été réalisée à l'aide de la méthode d'Hakki-Paoli sous le seuil [33]. La figure 3-19 illustre la mesure du gain sous le seuil.

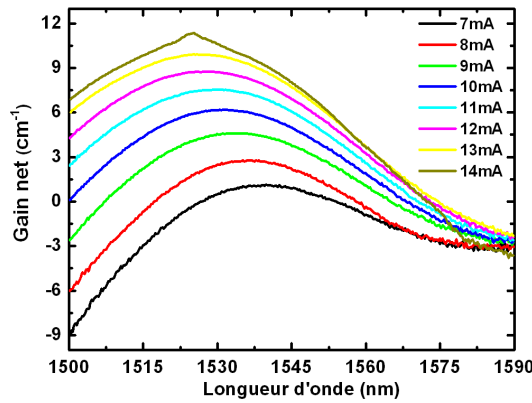


Fig. 3-19 : Mesure du gain sous le seuil laser en fonction du courant

Nous pouvons approximer le gain matériau en fonction de la densité de porteurs à l'aide de l'expression linéaire suivante : $g = dg/dN (N - N_0)$ (3.8)

où N est la densité de porteurs et N_0 la densité de porteurs à la transparence. Dans le but d'extraire le gain différentiel dg/dn , une relation entre le courant d'injection I et la densité de porteurs N est requise. Nous utilisons la formule suivante :

$$\frac{N}{\tau} + BN^2 + CN^3 = \frac{I}{qSL} \quad (3.9)$$

où τ est le temps de vie des porteurs, B le temps de recombinaison bimoléculaire, C le temps de recombinaison Auger, q la charge de l'électron et L la longueur de cavité.

Toutes les valeurs des paramètres utilisés pour ce calcul sont résumées dans le tableau suivant :

Paramètres	Description	Valeur
Γ	Facteur de confinement	0,013
τ	Temps de vie des porteurs	$\sim 2 \times 10^{-9}$ s
B	Coefficient de recombinaison bimoléculaire	$1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [34]
C	Coefficient de recombinaison Auger	$7,5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ [34]
S	Surface de la zone active	$1,7 \times 10^{-10} \text{ cm}^2$
L	Longueur de cavité	1144×10^{-6} m

Tableau 3-1 : Paramètres utilisés pour le calcul du gain différentiel

Les coefficients de recombinaison B et C sont des valeurs standards extraites de la littérature qui nous permettent d'avoir une estimation du gain différentiel plus qu'une valeur exacte. A l'aide la formule 2.9 et des courbes de gain (Fig. 3-15), on évalue la valeur du gain différentiel à $\sim 1.3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à la longueur d'onde d'émission laser. Cette valeur est, comme attendu, d'un ordre de grandeur plus faible que le gain différentiel de lasers à multipuits quantiques qui s'élève à 10^{-16} cm^2 [35]. Ce gain différentiel, évalué à partir d'un laser Fabry-Perot, peut différer pour un laser à blocage de modes utilisant la même couche active qui comprend une section de gain et une section absorbante alimentées différemment.

L'autre paramètre important est le facteur d'Henry α_H qui peut avoir un impact non-négligeable sur la largeur des impulsions et sur le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ [27]. Pour notre structure à puits quantique optimisée de manière à avoir un faible gain différentiel, nous nous attendons à une valeur de α_H plus élevée au vu de la formule 3.6. Comme illustré sur la figure 3-20, ce facteur atteint une valeur de 8,3 pour un courant d'injection de 100 mA. En comparaison, les bons lasers à puits quantiques actuels possèdent des α_H de l'ordre de 2. Le rôle du facteur d'Henry sera étudié dans la section suivante, notamment, son impact sur l'élargissement des impulsions et l'augmentation du produit $\Delta\tau\Delta\nu$.

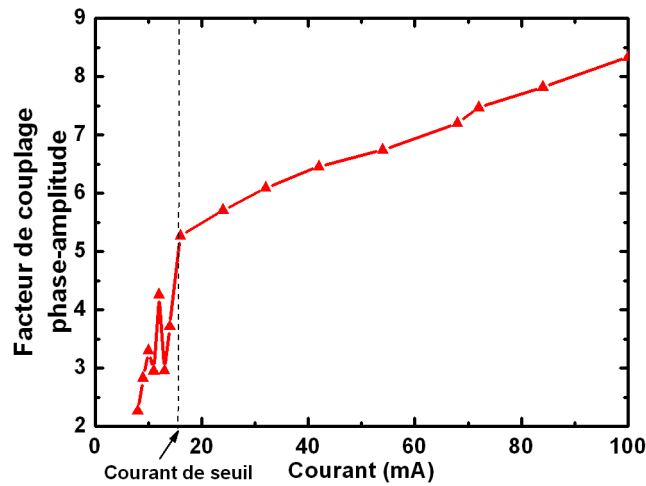


Fig. 3-20: Facteur d'Henry en fonction du courant

3.3.2.2. Cartographie des impulsions et produit $\Delta\tau\Delta\nu$

Le laser étudié est formé de deux sections : une section de gain de 1985 μm de longueur et une section à absorbant saturable de 145 μm de longueur, ce qui représente un rapport standard de $\sim 7\%$ entre la longueur de la section absorbant et la longueur totale de la cavité. La fréquence de répétition correspondante est de 21,31 GHz.

La figure 3-21 (a) montre la caractéristique puissance optique – courant de polarisation de la section de gain en fonction de la tension appliquée sur la section absorbante de notre laser. Le courant de seuil varie entre 25 mA et 39 mA avec la tension appliquée sur l'absorbant.

On remarque également l'apparition d'un effet d'hystérésis pour des valeurs de tension inverse comprise entre 4 V et 5 V traduisant la non-linéarité des pertes de l'absorbant observée en général dans les configurations à deux sections. Néanmoins, les puissances optiques disponibles sont supérieures à 20 mW à 150 mA pour toutes les valeurs de tensions, ce qui nous permet d'obtenir des puissances pic supérieures à 200 mW pour des impulsions d'une largeur temporelle de l'ordre de 5 ps [36].

Les largeurs des impulsions générées sont comprises entre 860 fs et 6.6 ps. Les impulsions les plus courtes sont obtenues à forte tension inverse inférieure à 4,1 V lorsque le temps de recouvrement de l'absorbant est le plus rapide [37] et pour des courants de polarisation de la section de gain inférieurs à 100 mA lorsque l'effet de l'automodulation de phase est négligeable. Sur la figure 3-21 (b), on note des tendances classiques, i.e., les largeurs d'impulsions augmentent avec le courant et diminuent lorsque l'on augmente les tensions inverses.

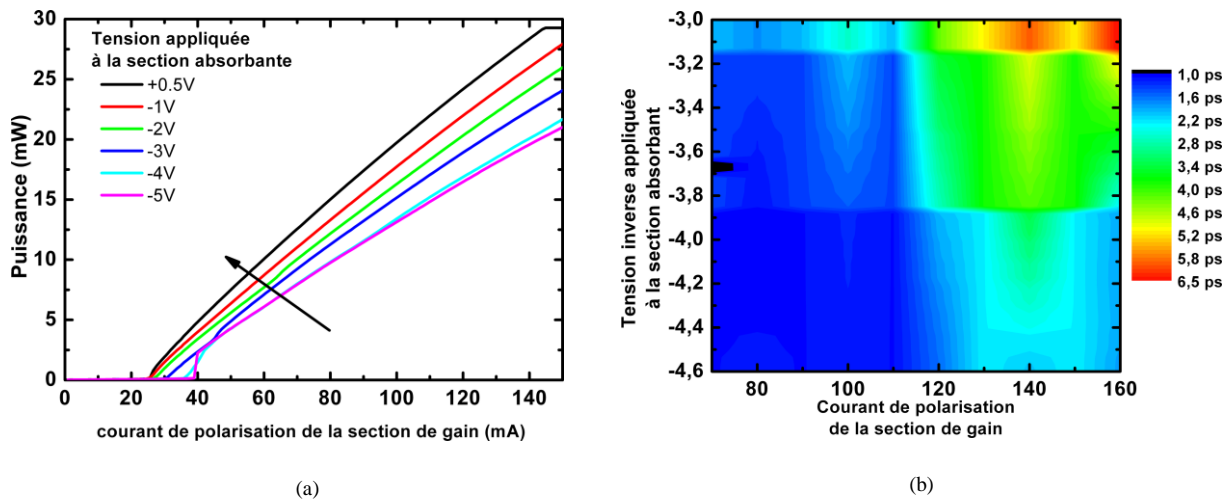


Fig. 3-21 : (a) caractéristique puissance optique – courant de polarisation de la section de gain en fonction de la tension appliquée sur la section absorbante. (b) Cartographie des largeurs d’impulsions en fonction du courant de polarisation de la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbante

Pour des courants d’injection inférieurs à 70 mA, la longueur d’onde d’émission laser est inférieure à 1,53 μm , ce qui est incompatible avec notre banc de caractérisations d’impulsions car nous utilisons un amplificateur dopée à l’erbium qui ne fonctionne pas à ces longueurs d’onde. Pour des courants supérieurs à 160 mA et au delà d’une tension inverse de 2,8 V, on observe un verrouillage de modes incomplet : les impulsions deviennent très larges puis on observe l’apparition d’un fond continu sur la trace d’autocorrélation synonyme d’un fonctionnement en continu.

Comparons nos résultats à l’état de l’art des lasers à verrouillage de modes passif à base de puits quantiques émettant à 1,55 μm . Tout d’abord, *Kunimatsu et al* [24] ont démontré la génération d’impulsions d’une largeur de 1,2 ps à l’aide d’un laser à deux sections nécessitant une croissance en deux étapes de la section de gain et de l’absorbant dont le gap a été décalée de manière à réaliser une absorption efficace. De récentes études menées par *Yvind et al* ont montré en particulier que la largeur temporelle de l’impulsion d’un laser à blocage de mode passif diminue avec le nombre de puits quantiques pour atteindre des valeurs de l’ordre de 2,8 ps [26]. Cette réduction s’explique par la réduction du gain différentiel, ce qui implique une plus forte énergie de saturation. Cette caractéristique est essentielle pour obtenir un verrouillage de modes efficace.

En comparaison, notre composant contient un seul puits quantique avec une configuration classique du laser à deux sections. La structure de la couche gain et de l’absorbant saturable

sont de même composition et le laser n'a subi aucun traitement des facettes miroirs. Cette structure nous a permis d'obtenir des largeurs d'impulsion d'environ 860 fs à une fréquence de répétition de 21,2 GHz dans un mécanisme de verrouillage de modes passif [36].

Cette valeur a été obtenue pour un courant de 74 mA et une tension inverse de -3.8 V. La figure 3-22 (a) illustre la trace d'autocorrélation pour ces conditions opératoires. Pour obtenir cette largeur d'impulsion, aucun système de compression d'impulsions n'a été utilisé. La largeur du spectre optique étant de 5 nm, la valeur du produit $\Delta\tau\Delta\nu$ est de 0,53, ce qui indique que les impulsions ne sont pas en limite de Fourier. Le taux d'extinction de la trace d'autocorrélation est de l'ordre de 28 dB. Ce composant émet une puissance moyenne de 10 mW et une puissance pic de l'ordre de ~500 mW.

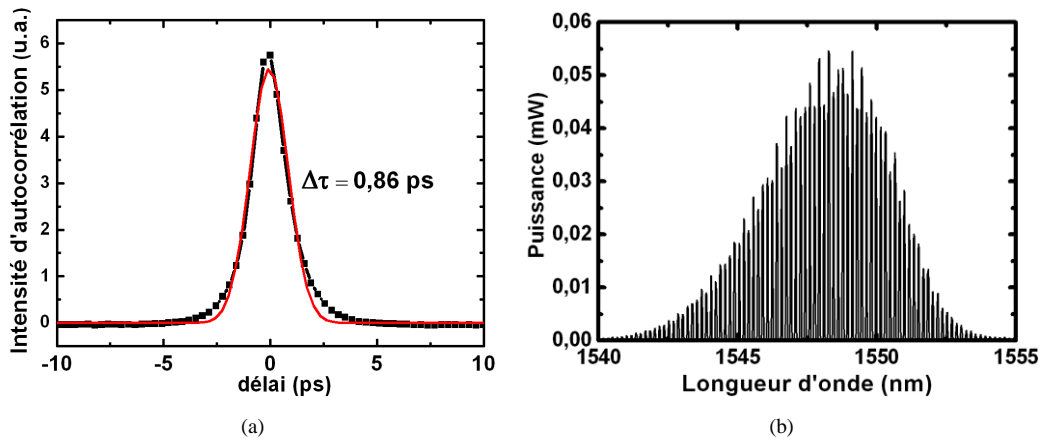


Fig. 3-22 : (a) trace d'autocorrélation et (b) spectre optique correspondant pour un courant de 74 mA appliqué à la section de gain et une tension inverse de 3,8 V appliquée à la section absorbant.

Le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ a été évalué pour différentes conditions opératoires comme illustré sur la figure 3-23. On note des évolutions typiques où le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ augmente avec le courant d'injection et diminue avec la tension appliquée sur la section absorbante. Cette évolution est moins importante que celle observée sur les lasers à bâtonnets quantiques (cf. fig. 3-12).

Le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ varie entre 0,4 pour un courant de 80 mA et 1,8 pour un courant de 140 mA. En raison de la faible variation de la largeur du spectre optique $\Delta\nu$, le produit $\Delta\tau\Delta\nu$ suit l'évolution de la largeur des impulsions. On retrouve donc les valeurs les plus petites pour de faibles courants d'injection et des tensions importantes appliquées sur l'absorbant.

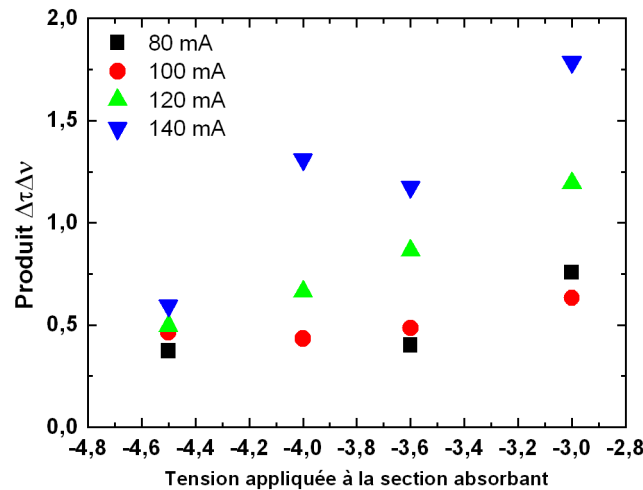


Fig. 3-23 : produit $\Delta\tau\Delta\nu$ selon le courant de polarisation de la section de gain et en fonction de la tension appliquée à l'absorbant.

3.3.2.3. Caractérisations de la gigue temporelle des impulsions

Pour évaluer rapidement la gigue temporelle des impulsions, nous mesurons la largeur du spectre RF de notre composant.

La figure 3-24 illustre le comportement du spectre RF à un courant de 80 mA et une tension inverse variable. Le spectre RF montre un comportement complexe pour une tension inverse comprise entre $-0,3$ V et $-1,9$ V lors de la mise en place du verrouillage de modes. On observe plusieurs pics dans le spectre RF (Fig. 3-24 (a)). Ensuite à partir d'une tension de $1,99$ V, on obtient un seul pic dans le spectre RF et les largeurs sont comprises entre 30 kHz et 150 kHz. Une largeur de 30 kHz correspond théoriquement à une gigue temporelle de 2,3 ps entre 100 kHz et 10 MHz et de 230 fs entre 10 MHz et 1 GHz selon la formule 3.7.

Ces valeurs sont environ cinq fois plus faibles que celles des meilleurs lasers à puits quantique [38]. Cependant dans ces conditions opératoires de faibles largeurs RF, nous n'observons pas d'impulsions sur la trace d'autocorrélation. Il est difficile d'expliquer ces observations à priori contradictoires. Il serait tout de même possible de sélectionner les modes en phase à l'aide d'un filtrage adéquat [39] et ainsi observer des impulsions sur la trace d'autocorrélation.

Dans notre cas, l'obtention de largeur RF fine se fait au détriment des impulsions. Il n'est pas possible d'obtenir en même temps de très courtes largeurs d'impulsions et une faible gigue temporelle avec cette structure.

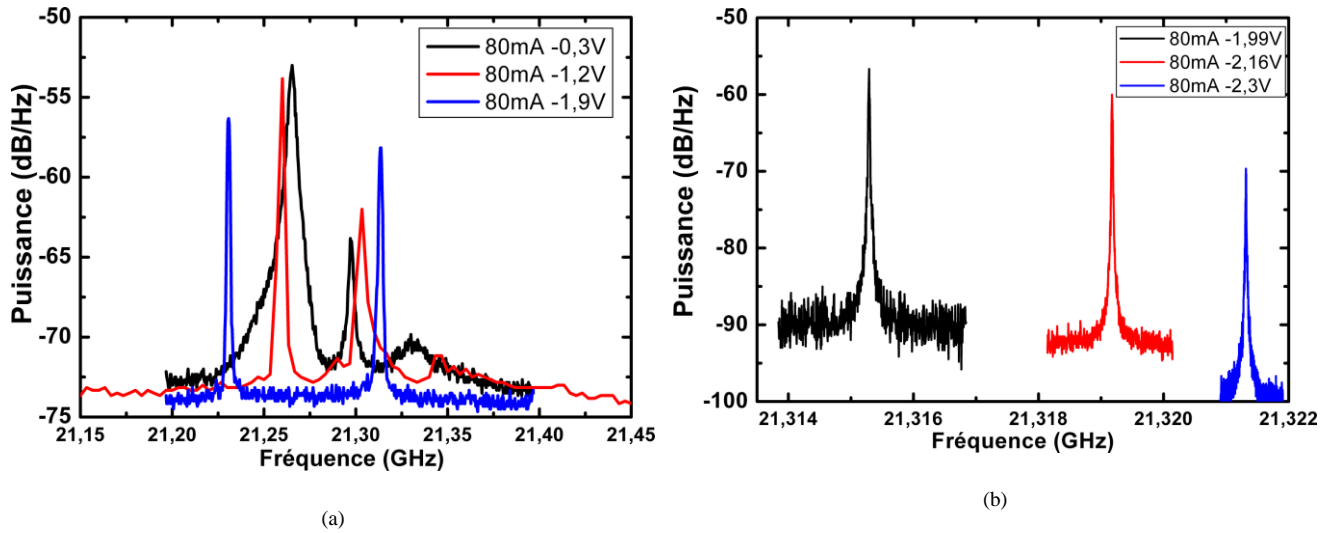


Fig. 3-24 : Spectres RF à un courant d'injection de 80 mA selon différentes tensions inverses sur la section absorbant saturable : (a) $-1,9 < V < -0,3$; (b) $-2,3 < V < -1,99$

Ceci confirme l'impact du facteur de confinement pour réduire le bruit de phase dans les lasers à verrouillage de modes comme illustré sur la figure 3-25 où sont reportées les valeurs de largeurs RF obtenues en fonction de la dimensionnalité de la structure active. Ces faibles valeurs de largeurs RF sont attribuées à la diminution du couplage de l'émission spontanée amplifiée liée aux modes optiques lorsque la dimension de la structure est réduite.

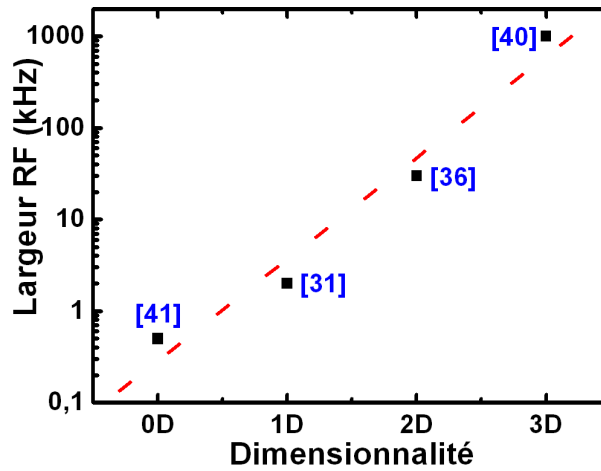


Fig. 3-25 : Largeurs RF en fonction de la dimensionnalité de la structure active : massive [40], à puits quantiques [36], à bâtonnets quantiques [31] et à boîtes quantiques [41].

3.4. Effet d'une contre-réaction optique sur les lasers à bâtonnets quantiques

De nombreuses techniques de stabilisation active ou passive ont été développées pour réduire le bruit des lasers à semiconducteur. Les techniques actives reposent généralement sur des systèmes de rétroaction électrique. *Van Dijk et al* ont démontré que l'intégration d'un laser à base de bâtonnets quantiques dans une boucle optoélectronique basée sur une rétroaction électrique permet de réduire le bruit de phase de l'ordre de 15 dB [42].

En revanche, les techniques passives en général utilisent une rétroaction optique qui, selon les conditions opératoires, peut soit améliorer soit détériorer les caractéristiques laser. La technique utilisée ici est basée sur une rétroaction optique contrôlée réalisée à l'aide du montage expérimental décrit dans la figure 3-26. Elle permet de réduire la largeur RF de plus de trois ordres de grandeur tout en conservant des largeurs d'impulsions raisonnables [10].

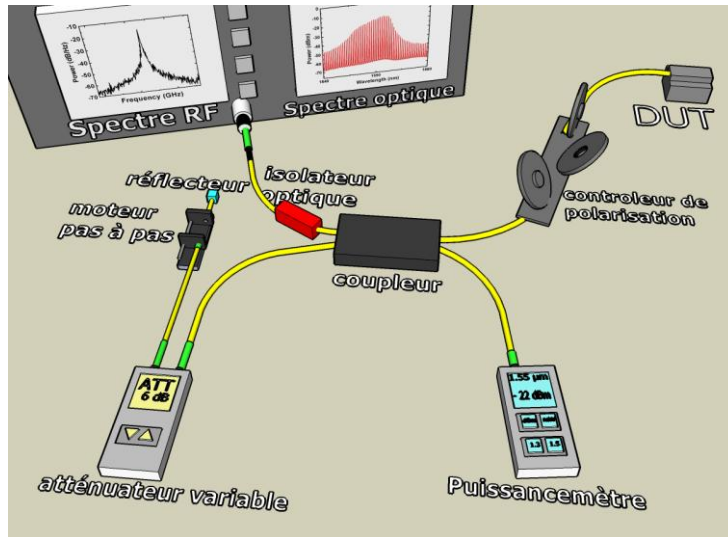
3.4.1. Montage expérimental

Le schéma expérimental est représenté sur la figure 3-26. Le montage est entièrement fibré. Les lasers sont testés en utilisant une optique de couplage traitée antireflet suivie d'un contrôleur de polarisation afin d'optimiser le retour optique dans la diode laser.

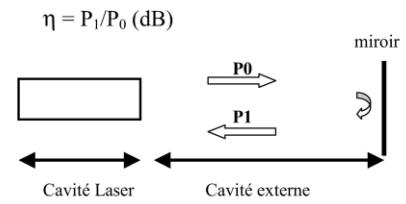
La rétroaction optique est réalisée à l'aide d'un réflecteur et son niveau est contrôlé à l'aide d'un atténuateur optique variable. La boucle de rétroaction génère des harmoniques séparées de 9 MHz, correspondant à l'inverse du temps d'un aller-retour dans la cavité externe formée par le laser d'un côté et le réflecteur de l'autre.

On utilise un moteur pas à pas afin de changer finement la longueur de la cavité externe. On définit le niveau de rétroaction optique η en dB comme le rapport de la puissance réinjectée P_I tenant compte des pertes de couplage dans le laser sur la puissance optique émise P_0 (Fig. 3-26 b). Le niveau maximal de rétroaction optique η de notre banc est limité à - 22 dB.

L'effet de la rétroaction optique sur le laser est caractérisé, dans le domaine RF, à l'aide d'un analyseur de spectre électrique couplé à une photodiode ayant une bande passante de 40 GHz et, dans le domaine optique, à l'aide d'un analyseur de spectre optique ou d'une mesure self-hétérodyne. Pour éviter les réflexions dues aux instruments, on utilise également un isolateur optique.



(a)



(b)

Fig. 3-26 : (a) Montage expérimental et (b) schéma d'un laser soumis à une rétroaction optique

3.4.2. Largeur d'impulsions sous rétroaction optique

La figure 3-27 illustre les cartographies des largeurs d'impulsions sans rétroaction optique et avec un niveau de rétroaction optique η maximal de l'ordre de -22 dB.

On observe sous rétroaction optique une réduction de la zone de blocages de modes de l'ordre de 25% et plus précisément pour les plus faibles courants ($< 80\text{mA}$). En revanche, les plages de tensions de la zone de verrouillage de modes ne sont pas modifiées. Cette réduction de la zone de verrouillage de modes n'est pas significative en comparaison avec les lasers à verrouillage de modes passif à base de boîtes quantiques InAs/GaAs où on observe une réduction de plus de 70 % dans des conditions de rétroaction optique similaire [8].

La diminution de la zone de verrouillage à faible courant peut s'expliquer par une densité de courant plus faible qui rend le composant plus sensible à la rétroaction optique. Pour les autres couples de courant/tension, on note une légère augmentation des largeurs d'impulsions.

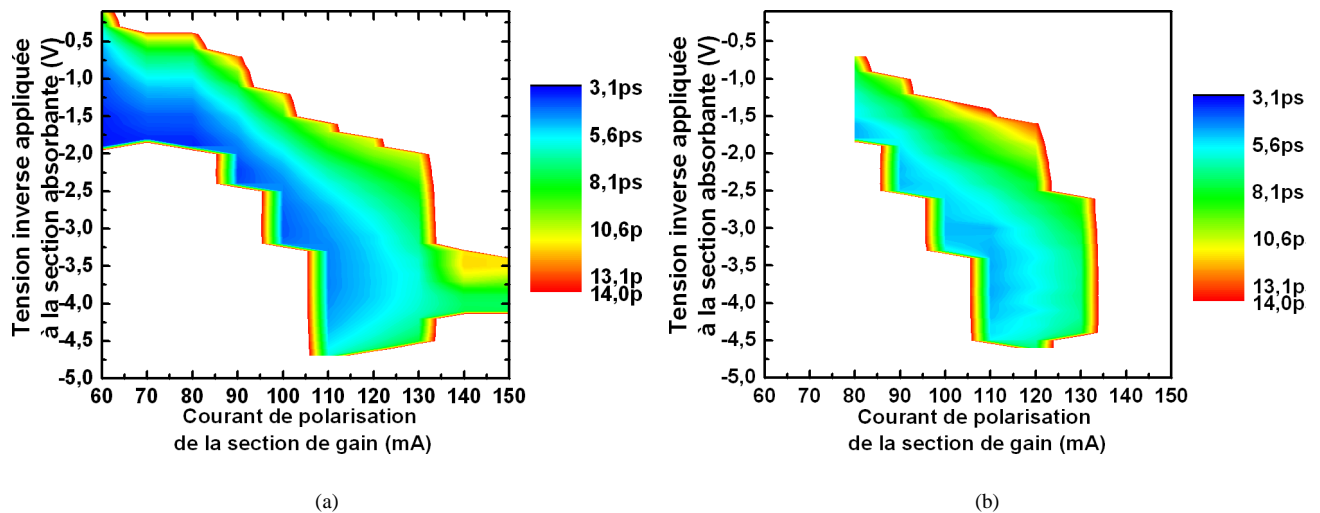


Fig. 3-27 : Cartographie des largeurs d'impulsions en fonction du courant dans la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbant (a) sans rétroaction optique et (b) avec un niveau de rétroaction optique $\eta \sim -22$ dB

3.4.3. Gigue temporelle des impulsions sous rétroaction optique

De la même manière, nous avons évalué les largeurs RF dans les mêmes conditions sous rétroaction optique (figure 3-28).

Sans rétroaction optique, les largeurs RF sont comprises entre 250 kHz et 3,5 MHz. Sous une rétroaction optique maximale η de l'ordre de -22 dB, on observe de très faibles largeurs RF inférieures à 1 kHz (zone de couleur noire sur la figure 3-28 (b)) sur une très grande plage de fonctionnement. On obtient également des valeurs record de l'ordre de 500 Hz, ce qui correspond à une gigue temporelle de l'ordre de 300 fs entre 100 kHz et 1 MHz et 30 fs entre 10 MHz et 1 GHz. Sous rétroaction optique, la largeur RF initiale est alors divisée par un facteur ~ 2000 passant de 1 MHz à 500 Hz pour un courant de 120 mA et une tension inverse de -3 V par exemple. Cette amélioration de la raie RF devrait se traduire par une réduction du bruit de phase et permettre une réduction de la gigue temporelle d'un facteur ~ 45 selon la formule 3.7.

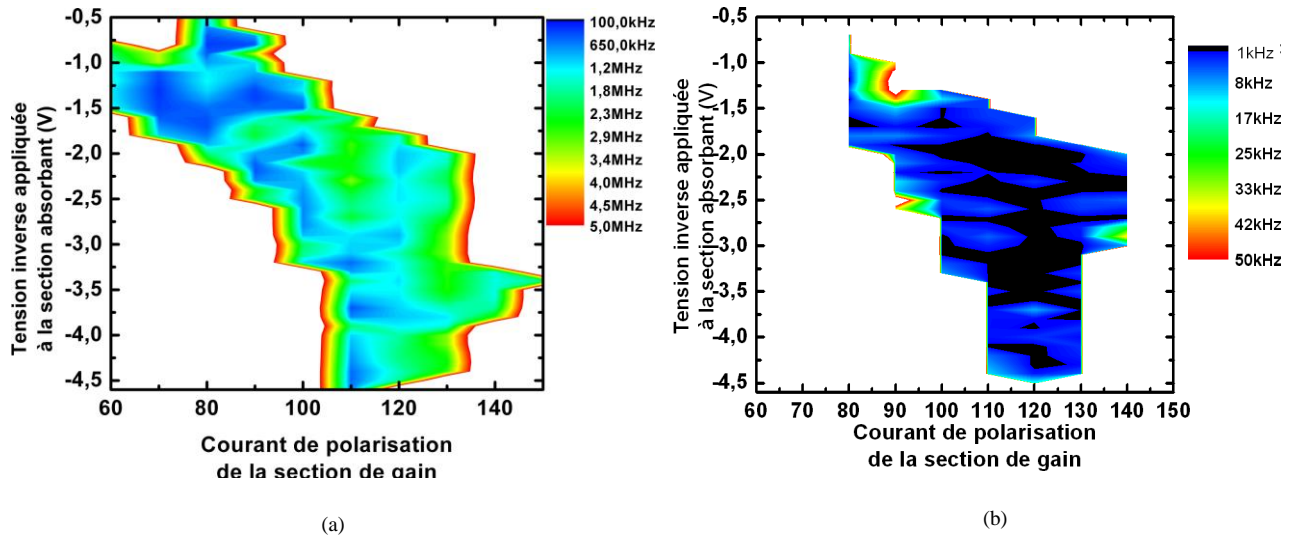


Fig. 3-28 : Cartographie des largeurs RF en fonction du courant dans la section de gain et de la tension appliquée sur la section absorbant (a) sans rétroaction optique et (b) avec un niveau de rétroaction optique $\eta \sim -22$ dB

Nous avons également étudié l'évolution de la largeur du spectre RF et la largeur de la raie optique en fonction du niveau de rétroaction optique η à différents points de fonctionnement.

La figure 3-29 illustre les spectres de battements self-hétérodynes à différents points de fonctionnement. La largeur de raie optique $\Delta\nu_{laser}$ diminue lorsque le courant augmente en raison de sa dépendance avec la puissance optique émise, évolution que l'on retrouve dans l'expression suivante :

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\pi \cdot h\nu \cdot \Delta\nu_c^2}{P_{out}} \quad (3.10)$$

où ν est la fréquence optique du laser, $\Delta\nu_c$ la largeur spectrale du résonateur et P_{out} la puissance en sortie du laser.

La figure 3-30 illustre les mesures de largeurs de raie optique et de largeur du spectre RF en fonction du niveau de rétroaction optique pour un point de fonctionnement fixe (100 mA, -1,8 V).

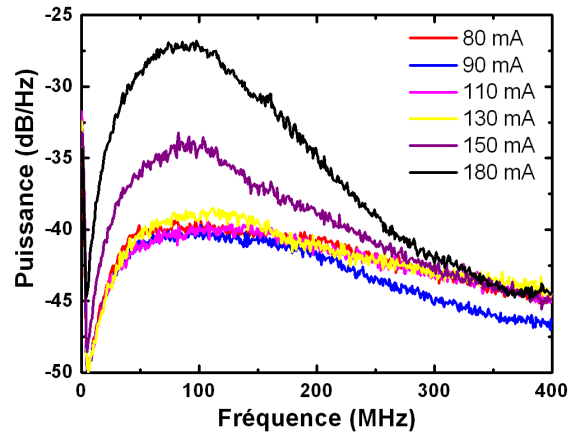


Fig. 3-29 : spectres de battements réalisés par la technique self-hétérodyne en fonction du courant injecté dans la section de gain pour une tension constante de 0 V appliquée sur la section absorbant.

L'évolution est similaire à celle observée sur les lasers à blocage de modes à base de puits quantiques [6]. On observe une réduction de la largeur RF lorsque le taux de rétroaction augmente.

A un faible niveau de rétroaction η , la largeur RF diminue progressivement et la largeur de la raie optique est stable. A partir d'un seuil η_{cc} , on observe un élargissement de la raie optique et une diminution drastique de la largeur RF, qui correspond à une des signatures du seuil d'effondrement de la cohérence prédit dans la théorie [9].

Néanmoins, on atteint des valeurs de largeurs RF de l'ordre du kHz dans ces conditions à partir d'un niveau de rétroaction de - 27 dB. Pour des niveaux de rétroaction plus élevées, on observe un effet de saturation et la variation de la largeur RF reste très faible.

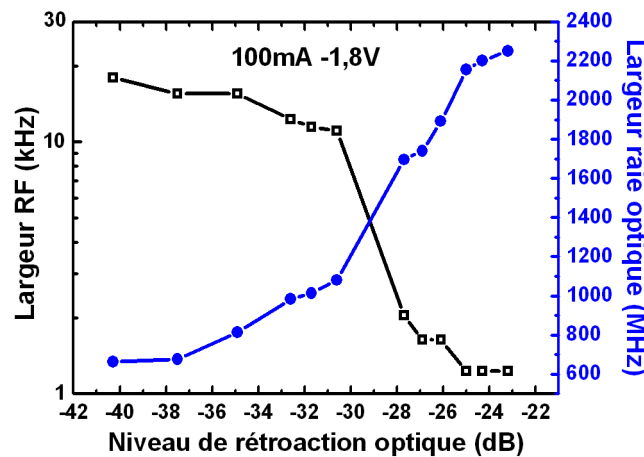


Fig. 3-30 : Largeurs du spectre RF et largeurs de raie optique obtenues par la méthode self-hétérodyne en fonction du niveau de rétroaction optique pour un point de fonctionnement fixe (100 mA, -1,8 V).

La réduction de la largeur RF dépend également de la phase de l'onde réinjectée dans le laser [9]. Pour étudier cet effet, nous faisons varier la longueur de la cavité externe à l'aide d'une ligne à retard dont la résolution s'élève à $\sim 3 \mu\text{m}$. Nous avons réalisé cette mesure pour deux valeurs de rétroaction optique (-42 dB et -22 dB).

L'effet de la variation de la longueur de la cavité externe sur la largeur RF n'est significatif que pour une faible rétroaction optique illustrée sur la figure 3-31 (a). On retrouve une périodicité de la fréquence de l'ordre de 9 mm correspondant à la fréquence de répétition de notre laser (17 GHz) pour une propagation dans l'air, la ligne à retard étant réalisée en espace libre. La variation de la largeur RF présente un minima pour chaque période de 9 mm de la longueur de la cavité externe. Ce sont les tendances qui ont été observées sur les lasers à verrouillage de modes à base de puits quantiques et également modélisées dans les références [9],[43].

Pour une valeur de rétroaction $\eta \sim -22 \text{ dB}$ (Fig. 3-31 (b)), la périodicité de la fréquence centrale reste identique tandis que les variations de la phase de l'onde réinjectée n'impactent plus la largeur RF. Elles demeurent à des valeurs relativement faibles pour toutes les positions de la ligne à retard. Ce comportement s'apparente au régime V de la théorie de Tkach et Chraplyvy [5] où le laser se trouve au delà du seuil d'effondrement de la cohérence, et retrouve ainsi un régime stable. Contrairement aux lasers à modulation directe, le niveau de rétroaction optique nécessaire pour atteindre ce régime est d'un ordre de grandeur plus faible. Dans cet état, le laser n'est plus sensible à la variation de la longueur de la cavité externe et à l'augmentation du taux de rétroaction optique.

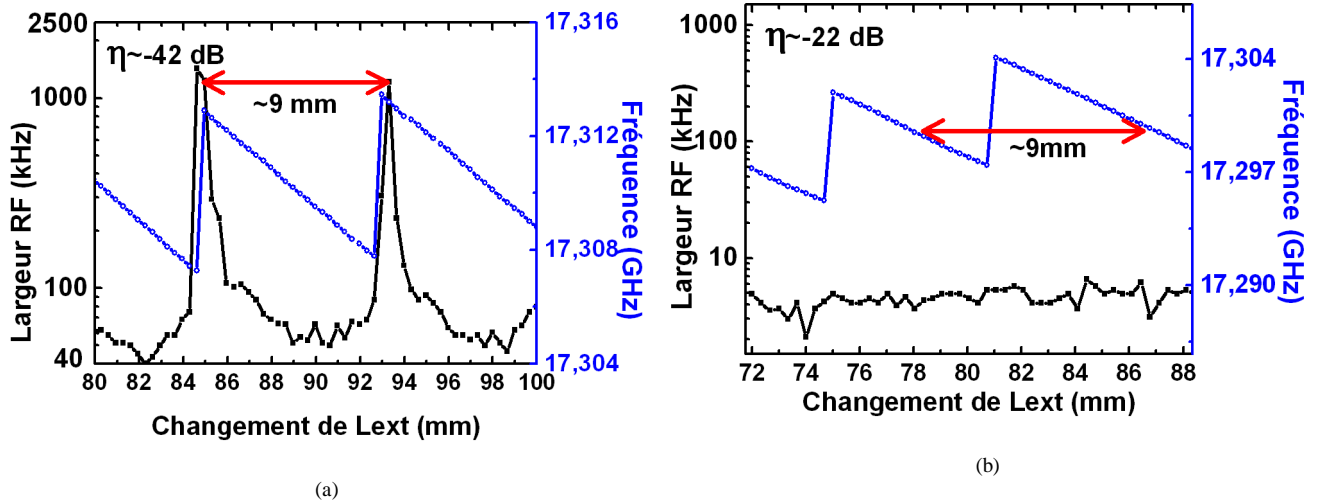


Fig. 3-31 : Evolution de la largeur RF et de la fréquence centrale en fonction du changement de longueur de la cavité externe L_{ext} pour un niveau de rétroaction \square de (a)– 42 dB et (b) – 22 dB

3.5. Conclusion générale

Nous avons étudié au cours de ce chapitre des lasers à verrouillage de modes ayant un faible facteur de confinement optique dans le but de vérifier l'impact de ce dernier sur les caractéristiques de bruit.

Nous avons tout d'abord présenté des résultats concernant des lasers à base de bâtonnets quantiques à deux sections. On se rend compte que les propriétés de bruit de ces lasers sont moins bonnes que le laser autopulsant à une section, en raison notamment de l'émission spontanée amplifiée plus importante. Ces observations nous amène à penser que le confinement optique n'est pas le seul paramètre qui régit la gigue temporelle et que les caractéristiques intrinsèques de la couche active (pertes internes, défauts, ...) jouent également un rôle important.

Ensuite, nous avons étudié une structure composée d'un seul puits quantique optimisée de manière à obtenir de faibles pertes ainsi qu'un faible gain différentiel se traduisant par une forte énergie saturation de la section de gain. La génération d'un train d'impulsions subpicosecondes à fréquence de répétition 21 GHz a été réalisée sans aucun système de compression d'impulsions. En outre, ces structures à faible gain différentiel présentent de faibles pertes et un faible confinement optique qui permettent, grâce à un faible couplage du bruit d'émission spontanée amplifiée sur le mode laser, d'obtenir une très faible largeur de raie du spectre RF synonyme d'une très faible gigue temporelle.

Néanmoins, le bruit intervient dans des conditions opératoires où le verrouillage de modes est incomplet et nécessite l'utilisation d'un filtre pour observer les impulsions. Une étude est en cours pour comprendre l'origine de ce verrouillage de modes incomplet et améliorer cette structure de manière à générer des impulsions courtes avec une très faible gigue temporelle.

Finalement, à partir de ces résultats, nous avons proposé une technique de stabilisation permettant de réduire la gigue temporelle des impulsions. Elle peut être utilisée pour améliorer les caractéristiques de gigue temporelle des lasers à verrouillage de modes. Il suffit pour cela de réinjecter une partie de la lumière du laser pour réduire la largeur RF de plus de trois ordres de grandeurs, ce qui représente une réduction de la gigue temporelle d'un facteur ~ 45 . La facilité de mise en œuvre de cette technique de stabilisation nous permet de réaliser des sources optiques ultra-stables destinées aux multiples applications nécessitant une faible gigue temporelle.

3.6. Références

- [1] R. Paschotta, "Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 79, Juillet. 2004, p. 163-173.
- [2] R. Paschotta, "Noise of mode-locked lasers (Part I): numerical model," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 79, Juillet. 2004, p. 153-162.
- [3] K. Petermann, "External optical feedback phenomena in semiconductor lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. vol.1, 1995, p. 480-489.
- [4] R. Lang et K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, Mar. 1980, p. 347-355.
- [5] R. Tkach et A. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5- μ m distributed feedback lasers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, Nov. 1986, p. 1655-1661.
- [6] O. Solgaard et K.Y. Lau, "Optical feedback stabilization of the intensity oscillations in ultrahigh-frequency passively modelocked monolithic quantum-well lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, Nov. 1993, p. 1264-1267.
- [7] M. Passerini, G. Giuliani, et M. Sorel, "Effect of optical feedback on 60-GHz colliding-pulse semiconductor mode-locked lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, 2005, p. 965-967.
- [8] F. Grillot, C. Lin, N.A. Naderi, M. Pochet, et L.F. Lester, "Optical feedback instabilities in a monolithic InAs/GaAs quantum dot passively mode-locked laser," *Applied Physics Letters*, vol. 94, Avr. 2009, p. 3503.
- [9] E. Avrutin et B. Russell, "Dynamics and Spectra of Monolithic Mode-Locked Laser Diodes Under External Optical Feedback," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 45, 2009, p. 1456-1464.
- [10] K. Merghem, R. Rosales, S. Azouigui, A. Akrou, A. Martinez, F. Lelarge, G. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Low noise performance of passively mode locked quantum-dash-based lasers under external optical feedback," *Applied Physics Letters*, vol. 95, 2009, p. 131111-3.
- [11] C. Lin, F. Grillot, N.A. Naderi, Y. Li, et L.F. Lester, "rf linewidth reduction in a quantum dot passively mode-locked laser subject to external optical feedback," *Applied Physics Letters*, vol. 96, Fév. 2010, p. 1118.
- [12] C. Mesaritis, C. Simos, H. Simos, S. Mikroulis, I. Krestnikov, E. Roditi, et D. Syvridis, "Effect of optical feedback to the ground and excited state emission of a passively mode locked quantum dot laser," *Applied Physics Letters*, vol. 97, 2010, p. 061114.
- [13] A. Akrou, A. Shen, A. Enard, G. Duan, F. Lelarge, et A. Ramdane, "Low phase noise all-optical oscillator using quantum dash modelocked laser," *Electronics Letters*, vol. 46, Jan. 2010, p. 73-74.
- [14] R. Scott, C. Langrock, et B. Kolner, "High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. vol.7, Aoû. 2001, p. 641-655.
- [15] D. von der Linde, "Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 39, Avr. 1986, p. 201-217.
- [16] L. Jiang, S. Wong, M. Grein, E. Ippen, et H. Haus, "Measuring timing jitter with optical cross correlations," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, 2002, p. 1047-1052.
- [17] J.P. Turrenc, S. O'Donoghue, M.T. Todaro, S.P. Hegarty, M.B. Flynn, G. Huyet, J.G. McInerney, L. O'Faolain, et T.F. Krauss, "Cross-Correlation Timing Jitter Measurement of High Power Passively Mode-Locked Two-Section Quantum-Dot Lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, Nov. 2006, p. 2317-2319.
- [18] J.P. Turrenc, A. Akrou, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Shen, G.H. Duan, et A. Ramdane, "Experimental investigation of the timing jitter in self-pulsating quantum-

- dash lasers operating at 1.55 μm ,” *Optics Express*, vol. 16, Oct. 2008, p. 17706-17713.
- [19] L. Jiang, M. Grein, H. Haus, et E. Ippen, “Noise of mode-locked semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, Avr. 2001, p. 159-167.
- [20] T. Okoshi, K. Kikuchi, et A. Nakayama, “Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum,” *Electronics Letters*, vol. 16, Juillet. 1980, p. 630-631.
- [21] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, et G. Duan, “Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55 μm ,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 13, 2007, p. 111-124.
- [22] J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion, et G. Duan, “45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5 μm ,” *Electronics Letters*, vol. 41, 2005, p. 1007-1008.
- [23] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, A. Ramdane, J. Landreau, et F. Lelarge, “Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μm ,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, Juin. 2006, p. 241105-3.
- [24] D. Kunitatsu, S. Arahira, Y. Kato, et Y. Ogawa, “Passively mode-locked laser diodes with bandgap-wavelength detuned saturable absorbers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, Nov. 1999, p. 1363-1365.
- [25] K. Sato, “Optical pulse generation using fabry-Perot lasers under continuous-wave operation,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, 2003, p. 1288-1293.
- [26] K. Yvind, D. Larsson, L.J. Christiansen, C. Angelo, L.K. Oxenlowe, J. Mork, D. Birkedal, J.M. Hvam, et J. Hanberg, “Low-Jitter and High-Power 40-GHz All-Active Mode-Locked Lasers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, Avr. 2004, p. 975-977.
- [27] K.A. Williams, M.G. Thompson, et I.H. White, “Long-wavelength monolithic mode-locked diode lasers,” *New Journal of Physics*, vol. 6, 2004, p. 179-179.
- [28] G.P. Agrawal et N.A. Olsson, “Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, Nov. 1989, p. 2297-2306.
- [29] C. Henry, “Theory of the linewidth of semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, Fév. 1982, p. 259-264.
- [30] F. Lelarge, R. Brenot, B. Rousseau, F. Martin, F. Poingt, L. LeGouezigou, O. Le Gouezigou, F. Pommereau, A. Accard, D. Make, N. Chimot, et F. van-Dijk, “Effect of P-doping on temperature and dynamic performances of 1550nm InAs/InP Quantum Dash based lasers,” *IEEE International Conference on Indium Phosphide & Related Materials (IPRM '09)*, Newport Beach, CA: 2009, p. ThB1.6.
- [31] A. Shen, C. Gosset, J. Renaudier, G.H. Duan, J. Oudar, F. Lelarge, F. Pommereau, F. Poingt, Le Gouezigou, et le Gouezigou, “Ultra-Narrow Mode-Beating Spectral Line-Width of a Passively Mode-Locked Quantum Dot Fabry-Perot Laser Diode,” *European Conference on Optical Communications, ECOC 2006*, Cannes, France: 2006, p. 1-2.
- [32] F. Kefelian, S. O'Donoghue, M.T. Todaro, J.G. McInerney, et G. Huyet, “RF Linewidth in Monolithic Passively Mode-Locked Semiconductor Laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, Aoû. 2008, p. 1405-1407.
- [33] B.W. Hakki et T.L. Paoli, “Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 46, 1975, p. 1299.

- [34] G.P. Agrawal et N.K. Dutta, *Long wavelength semiconductor lasers*, 1986.
- [35] L.A. Coldren et S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits chap. V*, John Wiley & Sons Inc, 1995.
- [36] K. Merghem, A. Akrou, A. Martinez, G. Moreau, J. Turrenc, F. Lelarge, F. Van Dijk, G. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser," *Optics Express*, vol. 16, Juillet. 2008, p. 10675-10683.
- [37] D.B. Malins, A. Gomez-Iglesias, S.J. White, W. Sibbett, A. Miller, et E.U. Rafailov, "Ultrafast electroabsorption dynamics in an InAs quantum dot saturable absorber at 1.3 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006, p. 171111.
- [38] K. Sato, "100 GHz optical pulse generation using Fabry-Perot laser under continuous wave operation," *Electronics Letters*, vol. 37, Juin. 2001, p. 763-764.
- [39] K. Merghem, C. Gosset, A. Martinez, G. Moreau, F. Lelarge, G. Aubin, et A. Ramdane, "Effect of spectrum filtering on the performances of Quantum-Dash mode-locked lasers emitting at 1.55 μm ," *Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum Electronics Conference. CLEOE-IQEC 2007. European Conference on*, 2007, p. 1.
- [40] J. Renaudier, "Polarization Insensitive 40 GHz Self-Pulsating DBR Lasers with Enhanced Nonlinearities and Wide Self-Pulsation Frequency Tunability," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, Maryland: 2005, p. cTuV.
- [41] G. Carpintero, M.G. Thompson, R.V. Penty, et I.H. White, "Low Noise Performance of Passively Mode-Locked 10-GHz Quantum-Dot Laser Diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, Mar. 2009, p. 389-391.
- [42] F. van Dijk, A. Enard, X. Buet, F. Lelarge, et G. Duan, "Phase Noise Reduction of a Quantum Dash Mode-Locked Laser in a Millimeter-Wave Coupled Opto-Electronic Oscillator," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, 2008, p. 2789-2794.
- [43] G. Duan, "New model of self-pulsating semiconductor lasers," *Proceedings of SPIE*, San Jose, CA, USA: 1998, p. 497-507.

Etude de lasers à blocage de modes à très haute fréquence de répétition

La génération d'impulsions optiques à des fréquences de répétition élevées trouvent de multiples applications dans les systèmes de télécommunications optiques à très haut débit ou le traitement de signaux ultra-rapides. Pour répondre à ces applications, l'utilisation de lasers semiconducteur est très bien adaptée en raison de leur faible encombrement et de leur capacité à générer ces signaux très rapides.

Ce chapitre est dédié à la génération d'impulsions à l'aide de lasers autopulsants constitués d'une seule section de gain. Ces lasers permettent de générer des impulsions sub-picosecondes à des fréquences de répétition supérieures à 300 GHz.

Après la présentation des différentes configurations laser permettant de générer des impulsions à très haute fréquence de répétition, nous résumerons les caractéristiques statiques et impulsionnelles des lasers autopulsants à base de bâtonnets quantiques. Enfin, nous présenterons succinctement deux applications : la récupération d'horloge tout optique et la génération de signaux terahertz réalisées à l'aide de lasers autopulsants.

4. Etude de lasers à blocage de modes à très haute fréquence de répétition

4.1. Techniques de génération d'impulsions à très haute fréquence de répétition

4.1.1. Laser à deux sections

La fréquence de répétition des lasers à verrouillage de modes classiques à deux sections est déterminée par l'intervalle spectral libre de la cavité (Fig 4.1(a)). Un moyen d'augmenter la fréquence de répétition est de raccourcir la longueur de cavité. Dans ce cas, une limitation est liée à la quantité de gain disponible compte tenu des pertes générées par l'absorbant saturable. A l'aide de ce type de configuration, *Portnoi et Chelnokov* ont démontré la génération d'impulsions subpicosecondes à 240 GHz à l'aide d'un laser de 160 μm de long à base de GaAs [1]. La section absorbante a été obtenue en générant localement des défauts sur une des facettes miroir par implantation d'ions. La longueur de l'absorbant, déterminée par la profondeur de pénétration de l'implantation, a été évaluée à 10 μm . La même technique a été utilisée pour obtenir une fréquence de répétition de 110 GHz à l'aide d'un laser massif à base d'InGaAsP/InP [2]. Les puissances optiques crêtes mises en jeu sont de l'ordre de 20 mW pour ces lasers.

4.1.2. Laser à collision d'impulsions

D'autres techniques de verrouillage de modes dites harmoniques existent permettant d'augmenter la fréquence de répétition sans modifier la longueur de cavité du laser [3].

La technique la plus connue est la collision d'impulsions (CPM : colliding pulse mode). Celle-ci est réalisée en plaçant l'absorbant saturable au centre de la cavité Fabry-Perot (Fig 4.1(b)). De cette manière, deux impulsions se propageant symétriquement dans la cavité vont saturer l'absorbant en même temps. Deux impulsions coexistent dans la cavité et vont interférer dans l'absorbant saturable pour générer la seconde harmonique de la fréquence initiale du laser. Ces lasers produisent des impulsions courtes et stables notamment due à la forte saturation de la section absorbante. Il existe également des variantes à cette technique où l'on utilise plusieurs sections absorbantes placées au $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{4}$ de la cavité afin de générer non seulement la seconde harmonique mais également la troisième et la quatrième harmonique. On atteint ainsi des fréquences records allant jusqu'à 860 GHz à l'aide de cette technique de verrouillage de modes [4]. Cependant, cette technique souffre des faibles puissances optiques disponibles en raison de la génération d'harmoniques élevées. De plus, la réalisation et le positionnement des différentes sections absorbantes sont extrêmement critiques pour obtenir des fréquences de répétition élevées.

4.1.3. Laser à réseau de Bragg

Les fréquences de répétition les plus élevées (\sim THz) ont été obtenues à l'aide d'un blocage de modes réalisé à l'aide d'un réseau de Bragg (Fig 4.1(c)). Cette dernière technique repose sur l'utilisation de quatre sections. On utilise une section de gain, une section absorbante, une section de contrôle de la phase et une section DBR permettant de filtrer les modes longitudinaux. La fréquence de répétition est déterminée par l'intervalle spectral libre entre les modes sélectionnés par la section DBR. *Arahira et al.* ont ainsi pu obtenir des impulsions en limite de Fourier à des fréquences de répétition comprises entre 500 GHz et 1,54 THz avec des puissances crêtes de l'ordre de 50 mW [5].

4.1.4. Laser modulé à l'aide d'une sous-harmonique

Il est également possible de générer des fréquences élevées à l'aide d'un verrouillage de modes hybride (Fig 4.1(d)). Cela consiste à utiliser une section de gain et une section absorbante de type modulateur réalisée par une reprise d'épitaxie de type butt-joint. La fréquence de répétition est déterminée dans ce cas par l'intervalle spectral libre de la cavité. La génération des impulsions à une fréquence de 240 GHz a été réalisée par *Ohno et al* à l'aide d'un laser à deux sections en modulant la section absorbante à l'aide d'une sous harmonique (\sim 80 GHz)[6].

4.1.5. Laser autopulsant à une section

Toutes les configurations précédentes visant à générer de hautes fréquences de répétition demandent des étapes de fabrication complexes et critiques pour réaliser les différentes sections (absorbant, DBR, modulateur) et les puissances crêtes disponibles sont limitées. Pour remédier à cela, on peut utiliser des lasers autopulsants (Fig 4.1(e)) qui permettent de générer de très haute fréquence de répétition avec des puissances optiques élevées sur le mode fondamental. Ces lasers sont constitués d'une seule section et ne nécessitent pas d'étapes de fabrication spécifiques contrairement aux autres configurations. Pour ces lasers autopulsants la fréquence de répétition est déterminée par la longueur de la cavité laser. Plusieurs démonstrations ont été rapportées en utilisant des lasers massifs ou à multipuits quantiques InGaAsP à des fréquences variant entre 100 et 160 GHz [7-9].

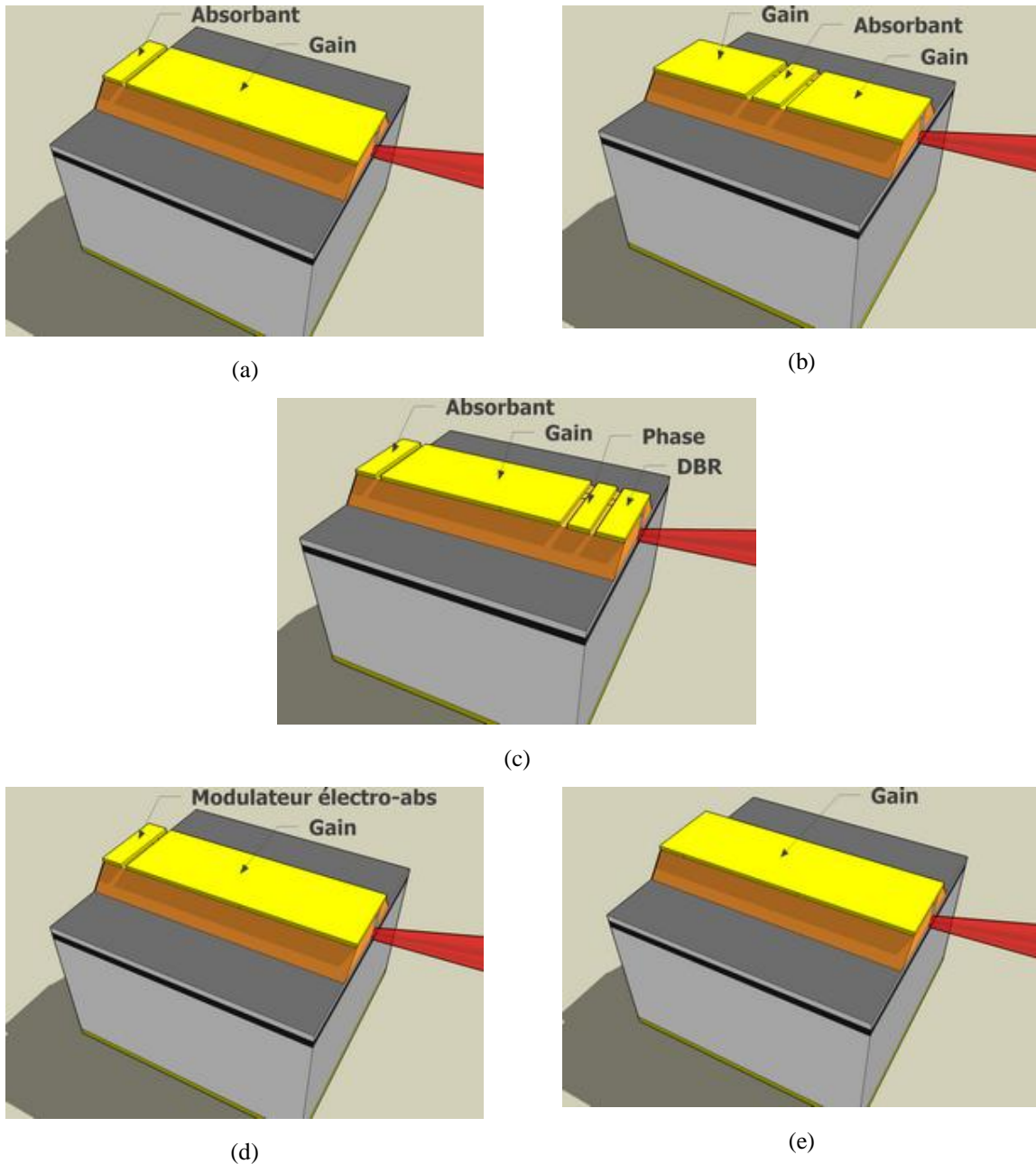


Fig. 4-1 : Schéma des différentes configurations laser permettant de générer des fréquences de répétition élevée :

- (a) laser constitué d'une section de gain et d'une section à absorbant saturable [10],
- (b) laser CPM constitué de deux sections de gain et d'une section à absorbant saturable [11],
- (c) laser DBR constitué d'une section de gain, d'une section absorbant saturable, d'une section de phase et d'une section DBR [5],
- (d) laser constitué d'une section de gain, d'une section modulateur électro-absorbant [6],
- (e) laser autopulsant constitué d'une seule section de gain [12].

4.2. Optimisation de la couche active et caractéristiques statiques des lasers à base de bâtonnets quantiques

4.2.1. Conception et optimisation de la couche active

Cette section est dédiée à l'optimisation de la couche active. L'étude concerne la caractérisation de structures DWELL comprenant 6, 9 et 12 plans de bâtonnets quantiques insérés dans un puits quantique (cf § 2.2.1) [13].

La croissance de ces couches actives a été réalisée par GSMBE sur des substrats InP orientés (100). La figure 4-2(a) illustre les mesures de largeurs de photoluminescence pour chaque empilement. Des valeurs relativement faibles de l'ordre de 70 meV sont observées pour les structures à 6 et 9 plans démontrant la qualité de l'empilement des bâtonnets quantiques. Pour évaluer la qualité des couches, nous avons réalisé des lasers à contact large (cf. §2.2.2).

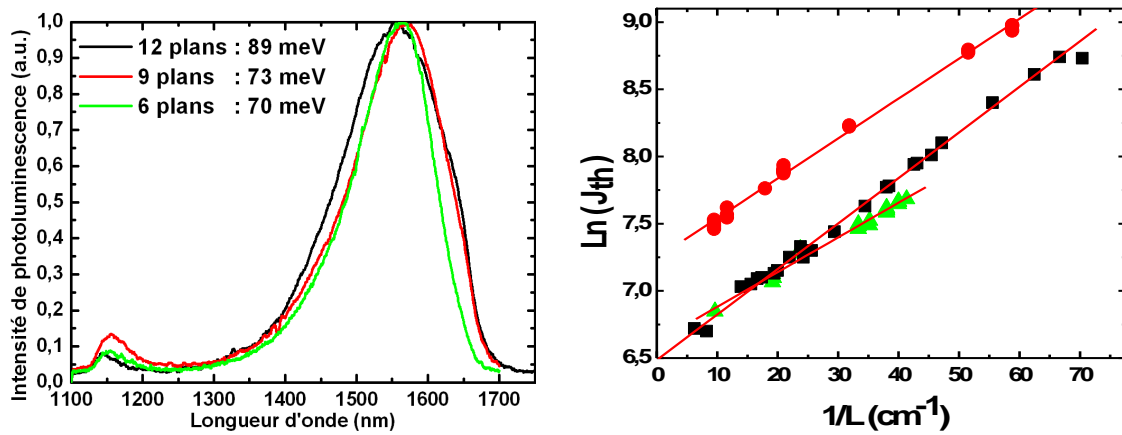


Fig. 4-2 : (a) Spectre de photoluminescence et (b) densité de courant seuil en fonction de la longueur de cavité pour des structures DWELL composées de 6, 9 et 12 plans de bâtonnets quantiques.

La densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité est reportée sur la figure 4-2(b). Les valeurs de gain modal Γg_0 extraites à partir de cette courbe (cf. §2.2.2.2.1) s'élèvent respectivement à 36, 48 et 40 cm^{-1} pour les structures à 6, 9 et 12 plans. Ce fort gain modal disponible nous permet d'observer l'effet laser pour des longueurs de cavité très courtes ($\sim 120 \mu\text{m}$). De plus, ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les structures à multipuits quantiques, tout en gardant des facteurs de confinement optique calculés de l'ordre de 1 % pour toutes les structures. Le résumé de toutes ces caractéristiques est indiqué dans le tableau 4-1.

Nombre de plans	Facteur de confinement optique Γ	Largeur de photoluminescence (meV)	Gain modal Γg_0 (cm^{-1})
6	0,0068	70	36
9	0,010	73	48
12	0,013	89	40

Tableau 4-1 : Résumé des caractéristiques de structures DWELL comprenant 6, 9 et 12 plans de bâtonnets quantiques.

4.2.2. Caractéristiques statiques des lasers autopulsants

Nous présentons dans cette section les caractéristiques de lasers autopulsants de type BRS à base de bâtonnets quantiques (structure Dbarrier 61611 *cf.* § 2.2.1). Plusieurs lasers de longueurs de cavité comprises entre 120 μm et 200 μm ont été étudiés. Ces lasers ont subi un traitement diélectrique visant à augmenter la réflectivité des facettes miroirs, ce qui permet de réduire les pertes aux facettes et ainsi diminuer le courant de seuil et augmenter la puissance optique de sortie. La figure 4-3 (a) présente les caractéristiques P(I) d'un laser de 170 μm de long avant et après traitement de la facette miroir arrière. Le dépôt diélectrique « hautement réflectif » (HR) utilisé est constitué de trois paires YF_3/ZnS dont la réflectivité a été évaluée à plus de 95%. Avant le traitement, le laser fonctionne seulement en régime impulsionnel et le courant de seuil s'élève à 12 mA. Après le traitement HR, le courant de seuil est divisé par deux et la valeur du rendement quantique externe est multipliée par 2,5 s'élevant ainsi à 0,52 W/A, confirmant ainsi l'efficacité du traitement HR.

La figure 4-3(b) résume les caractéristiques puissance optique en fonction du courant d'injection des différents lasers après traitement HR. Seul le laser de 120 μm a subi un traitement HR sur les deux facettes de manière à décaler sa longueur d'onde d'émission à 1,53 μm et ainsi le rendre compatible avec notre banc de mesures. En effet, il a été observé que la longueur d'onde d'émission dépendait de la densité de courant de seuil en raison de la dispersion en taille des bâtonnets quantiques [14].

Les courants de seuil des lasers sont de l'ordre de 6 mA et les rendements quantiques externes s'élèvent à 0,26 W/A pour le laser de 120 μm et à 0,52 W/A et pour les lasers les plus longs.

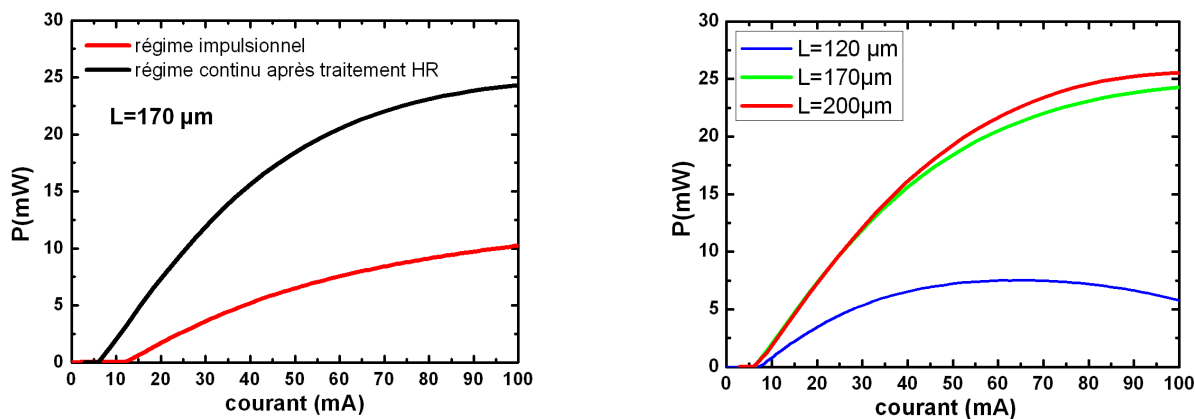


Fig. 4-3 : (a) Caractéristiques $P(I)$ avant et après traitement HR pour un laser d'une longueur de $170 \mu\text{m}$. (b) Caractéristiques $P(I)$ après traitement HR pour des lasers de longueur de $120 \mu\text{m}$, $170 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$.

On note également une puissance optique disponible supérieure à 20 mW pour les lasers les plus longs tandis que le laser le plus court présente une puissance moins importante en raison du traitement HR réalisé sur les deux facettes miroirs.

Pour toutes les longueurs de cavité, les longueurs d'onde varient entre 1510 nm et 1560 nm en fonction du courant d'injection en raison de l'échauffement du laser et de la variation d'indice du à l'injection des porteurs. La figure 4-4 présente les spectres optiques de chaque laser à différents courants d'injections. Les longueurs d'onde sont respectivement 1550 nm à 217 mA, 1530 nm à 192 mA et 1540 nm à 164 mA pour les lasers de $120 \mu\text{m}$, $170 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$.

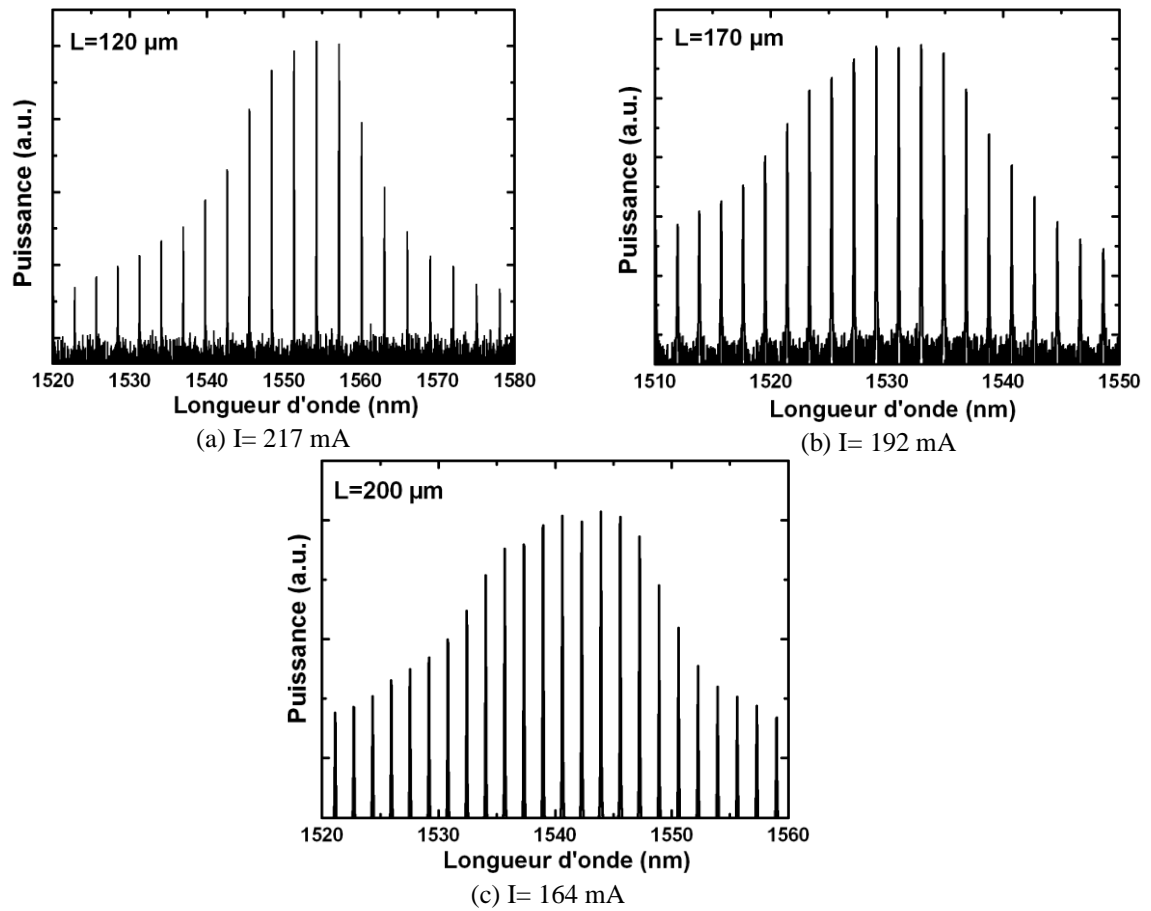


Fig. 4-4 : Spectres optiques (a) d'un laser d'une longueur de $120\ \mu\text{m}$ ($I=217\ \text{mA}$), (b) d'un laser d'une longueur de $170\ \mu\text{m}$ ($I=192\ \text{mA}$) et (c) d'un laser d'une longueur de $200\ \mu\text{m}$ ($I=164\ \text{mA}$).

4.3. Caractérisation temporelle des impulsions

La figure 4-5 résume les traces d'autocorrélation des différents lasers de longueurs comprises entre 120 μm et 200 μm . On observe un verrouillage de modes stable pour une large plage de courants comprise entre 100 mA et 250 mA pour chaque laser sauf pour le laser de 120 μm dont la plage de fonctionnement est plus restreinte en raison de la saturation rapide de la puissance optique émise.

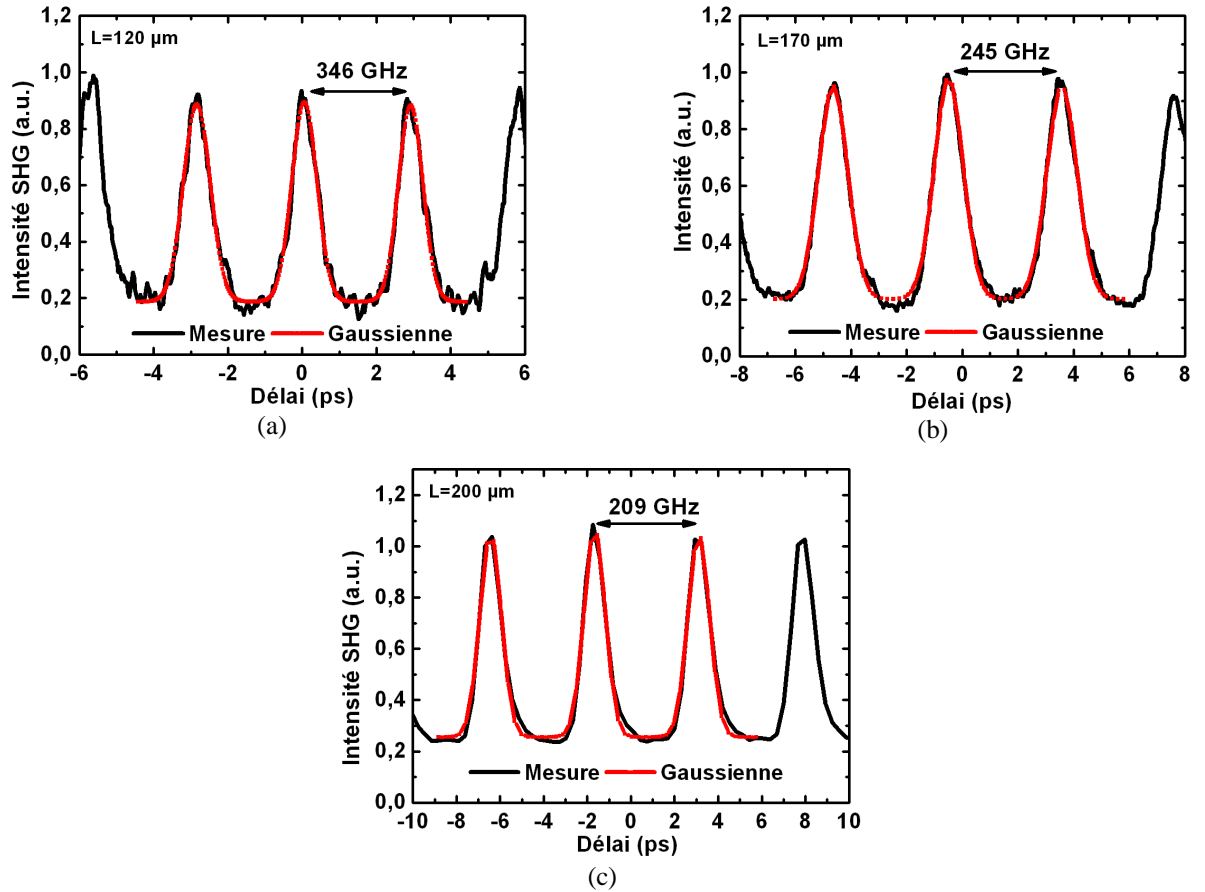


Fig. 4-5 : Traces d'autocorrélation (a) d'un laser d'une longueur de 120 μm ($I=217 \text{ mA}$), (b) d'un laser d'une longueur de 170 μm ($I=180 \text{ mA}$) et (c) d'un laser d'une longueur de 200 μm ($I=164 \text{ mA}$).

A partir de la figure 4-5, on extrait les largeurs des impulsions et les fréquences de répétition qui sont déterminées par l'intervalle spectral libre de chaque cavité.

Le tableau 4-2 résume les caractéristiques des trois lasers autopulsants à base de bâtonnets quantiques pour leur meilleur point de fonctionnement.

On démontre la génération d'impulsions de l'ordre de 560 fs à une fréquence record de 346 GHz à l'aide d'un laser autopulsant à base de bâtonnets quantiques d'une longueur de cavité

de 120 μm [15]. Du fait d'une puissance moyenne peu élevée, la puissance crête des impulsions est limitée à 20 mW.

Longueur de cavité (μm)	Courant d'injection (mA)	Fréquence de répétition (GHz)	Largeur temporelle des impulsions (ps)	Puissance moyenne (mW)	Puissance crête (mW)	Produit $\Delta\tau\Delta\nu$
120	217	346	0,560	4 ^a (20 ^b)	~20 ^a (~100 ^b)	0,6
170	180	245	0,870	21 ^b	~100 ^b	1
200	164	209	0,810	20 ^b	~120 ^b	0,8
<i>Puissance optique obtenue ^a avec traitement HR sur les deux facettes et ^b seulement sur la facette arrière.</i>						

Tableau 4-2 : Résumé des caractéristiques pour des lasers autopulsants de longueurs de cavité différentes.

Sans le traitement HR sur la face avant, on peut atteindre des puissances effectives de l'ordre 100 mW crête. On obtient des puissances crête du même ordre pour les lasers de 170 μm et 200 μm de long. Les largeurs d'impulsions de ces derniers sont de l'ordre de 800 fs à une fréquence de répétition de 245 GHz et 209 GHz pour respectivement des longueurs de cavité de 170 μm et de 200 μm de long. De plus, l'évaluation du produit $\Delta\tau\Delta\nu$ de chaque laser montre la présence plus ou moins importante de chirp dans les impulsions.

Pour tous les lasers, nous observons des impulsions sub-picosecondes. Par contre, il n'y a pas de tendance particulière concernant leur évolution. On observe seulement une corrélation entre le taux d'extinction de la trace d'autocorrélation et la largeur d'impulsion. Cette dernière augmente lorsque le taux d'extinction diminue, ce qui est synonyme d'un verrouillage de modes moins efficace.

Nous n'avons pas réussi à évaluer la gigue temporelle des impulsions à l'aide de la technique de cross-corrélation optique (cf. § 3.2.1.2) en raison des très fortes valeurs de giges pour ces lasers autopulsants. En effet, deux effets se cumulent. Tout d'abord, la gigue temporelle des impulsions est plus importante dans un fonctionnement passif car les impulsions ne sont pas resynchronisées à chaque aller-retour. Ensuite, il a été observé expérimentalement et confirmé par la simulation [16] que la gigue temporelle des impulsions est plus importante pour les fréquences de répétition les plus élevées.

4.4. Conclusion et perspective d'applications

Nous avons démontré un verrouillage de modes passif à une fréquence record de 346 GHz en utilisant un laser autopulsant à base de bâtonnets quantiques. L'optimisation de la structure active permet d'obtenir un gain modal assez élevé pour une émission laser pour de très courtes longueurs de cavité avec un traitement diélectrique adapté. En revanche, cette première génération de lasers présente une forte gigue temporelle des impulsions. Des études sont en cours pour réduire cette dernière à l'aide de technique de stabilisation.

Ces lasers présentent tout de même d'importants avantages. Ils fonctionnent sur de très grande plages de courants d'injection en générant des impulsions subpicosecondes et ne nécessitent pas d'étapes technologiques complexes. Les puissances crêtes disponibles sont de l'ordre de 100 mW.

Ces lasers autopulsants, ouvrent la voie à de nombreuses applications dans les systèmes de télécommunications, l'instrumentation ou la génération micro-ondes. Nous détaillons dans la suite deux perspectives d'applications sur lesquelles nous travaillons actuellement.

La récupération d'horloge tout optique à très haut débit (320 Gbit/s)

La récupération d'horloge à des débits jusqu'à 40 Gbit/s peut être réalisée à l'aide de composants électroniques à base de boucle de verrouillage de phase, cependant cette technique reste complexe à mettre en œuvre et pose des problèmes d'intégration pour les besoins des systèmes de télécommunications. Elle nécessite également une étape de conversion optoélectronique.

L'approche de récupération d'horloge tout-optique à l'aide de lasers autopulsants est une des techniques les plus attractives [17-20]. *Renaudier et al* ont ainsi démontré la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gbit/s à l'aide d'un laser autopulsant à base de bâtonnets quantiques en répondant aux normes ITU-T de télécommunications à 40 GHz [19]. Cette technique consiste à utiliser les caractéristiques spectrales du laser autopulsant pour filtrer la gigue temporelle par injection optique.

Récemment, une étude a démontré également que ces lasers permettent de réaliser une récupération d'horloge tout optique à 170 Gbit/s en procédant à une conversion à 40 Gbit/s [21]. Tous ces éléments confirment le potentiel des lasers autopulsants à base de bâtonnets quantiques générant de très haute fréquence de répétition (> 300 GHz) pour la réalisation d'une récupération d'horloge tout-optique à 320 Gbit/s.

Vers la génération de signaux térahertz

Les lasers autopulsants à base de bâtonnets quantiques peuvent être implémentés pour la génération de signaux térahertz à l'aide de diodes à effet tunnel résonant (DTR).

Ces dernières sont les composants électroniques dont les fréquences d'oscillation sont les plus élevées (~ 700 GHz). Elles sont composées de deux barrières et d'un puits quantique qui selon la tension appliquée présente des caractéristiques différentes et notamment, une zone où la résistance différentielle est négative comme illustrée sur la figure 4.6 [22].

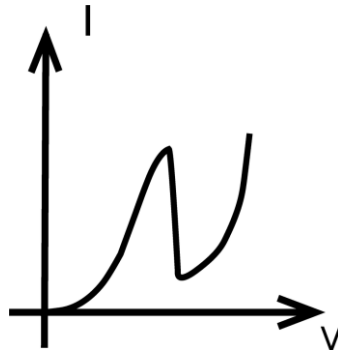


Fig. 4-6 : Caractéristiques courant-tension d'une DTR.

Ces composants sont capables de fonctionner à de très grande fréquence en raison de la rapidité du processus par effet tunnel. En revanche, les puissances THz générées sont relativement faibles (~ 20 μ W).

Nous collaborons actuellement avec une équipe de la compagnie *SPIRE Corporation* qui travaille sur la génération de signaux térahertz à l'aide de nouvelles DTR à déclenchement optique [23]. Celles-ci nécessitent l'utilisation d'une porte optique extrêmement rapide pour le déclenchement et permettent de transférer la puissance optique d'un laser impulsif à des fréquences THz, et d'atteindre ainsi des puissances de l'ordre de 10 mW, soit plus de deux ordres de grandeurs plus élevées que celles généralement obtenues avec les DTR classiques. Les lasers autopulsants à de très haute fréquence de répétition sont d'excellents candidats pour cette application.

4.5. Références

- [1] E. Portnoi et A. Chelnokov, "Passive Mode-locking in short cavity laser," *Digest of IEEE International Semiconductor Laser Conference*, Davos, Switzerland: 1990, p. 140-141.
- [2] A. Deryagin, D. Kuksenkov, V. Kuchinskii, E. Portnoi, et I. Khrushchev, "Generation of 110 GHz train of subpicosecond pulses in 1.535 μm spectral region by passively modelocked InGaAsP/InP laser diodes," *Electronics Letters*, vol. 30, 1994, p. 309.
- [3] E. Avrutin, J. Marsh, et E. Portnoi, "Monolithic and multi-GigaHertz mode-locked semiconductor lasers: Constructions, experiments, models and applications," *IEE Proceedings - Optoelectronics*, vol. 147, 2000, p. 251-278.
- [4] T. Shimizu, I. Ogura, et H. Yokoyama, "860 GHz rate asymmetric colliding pulse modelocked diode lasers," *Electronics Letters*, vol. 33, Oct. 1997, p. 1868-1869.
- [5] S. Arahira, Y. Matsui, et Y. Ogawa, "Mode-Locking at Very High Repetition Rates More than Terahertz in Passively Mode-Locked Distributed-Bragg Reflector Laser Diodes," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, 1996, p. 1211-1224.
- [6] T. Ohno, F. Nakajima, T. Furuta, et H. Ito, "240 GHz active modelocked laser diode," *Electronics Letters*, vol. 41, 2005, p. 1057.
- [7] L. Tiemeijer, P. Kuindersma, P. Thijs, et G. Rikken, "Passive FM locking in InGaAsP semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, 1989, p. 1385-1392.
- [8] Y. Nomura, S. Ochi, N. Tomita, K. Akiyama, T. Isu, T. Takiguchi, et H. Higuchi, "Mode locking in Fabry-Perot semiconductor lasers," *Physical Review A*, vol. 65, Mar. 2002, p. 043807.
- [9] K. Sato, "100 GHz optical pulse generation using Fabry-Perot laser under continuous wave operation," *Electronics Letters*, vol. 37, Juin. 2001, p. 763-764.
- [10] K.Y. Lau, I. Ury, et A. Yariv, "Passive and active mode locking of a semiconductor laser without an external cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 46, 1985, p. 1117.
- [11] R. Fork, B. Greene, et C. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode-locking," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 17, 1981, p. 2406.
- [12] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, A. Ramdane, J. Landreau, et F. Lelarge, "Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 88, Juin. 2006, p. 241105-3.
- [13] G. Moreau, S. Azouigui, D. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, et F. Pommereau, "Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 89, Déc. 2006, p. 241123-3.
- [14] 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, Juillet. 2005, p. 1369-1371.
- [15] K. Merghem, A. Akrou, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, et G. Duan, "Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 94, 2009, p. 021107.
- [16] I. Kim et K.Y. Lau, "Frequency and timing stability of mode-locked semiconductor lasers - Passive and active mode locking up to millimeter wave frequencies," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, Avr. 1993, p. 1081-1090.
- [17] B. Sartorius, C. Bornholdt, O. Brox, H. Ehrke, D. Hoffmann, R. Ludwig, et M. Mohrle,

- “All-optical clock recovery module based on self-pulsating DFB laser,” *Electronics Letters*, vol. 34, 1998, p. 1664-1665.
- [18] T. Ohno, K. Sato, R. Iga, Y. Kondo, T. Ito, T. Furuta, K. Yoshino, et H. Ito, “Recovery of 160 GHz optical clock from 160 Gbit/s data stream using modelocked laser diode,” *Electronics Letters*, vol. 40, 2004, p. 265.
- [19] J. Renaudier, B. Lavigne, F. Lelarge, M. Jourdran, B. Dagens, O. Legouezigou, P. Gallion, et G. Duan, “Standard-compliant jitter transfer function of all-optical clock recovery at 40 GHz based on a quantum-dot self-pulsating semiconductor laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, 2006, p. 1249-1251.
- [20] V. Roncin, A. O'Hare, S. Lobo, E. Jacquette, L. Bramerie, P. Rochard, Q. Le, M. Gay, J. Simon, A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, et G. Duan, “Multi-Data-Rate System Performance of a 40-GHz All-Optical Clock Recovery Based on a Quantum-Dot Fabry-Pérot Laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, Oct. 2007, p. 1409-1411.
- [21] M. Costa E Silva, A. Lagrost, L. Bramerie, P. Besnard, M. Joindot, J. Simon, A. Shen, et G. Duan, “Up to 425 GHz All Optical Frequency Down-Conversion Clock Recovery Based on Quantum Dash Fabry-Perot Mode-Locked Laser,” *OFC/NFOEC 2010*, San Diego (CA) : États-Unis: 2010.
- [22] M. Asada, S. Suzuki, et N. Kishimoto, “Resonant Tunneling Diodes for Sub-Terahertz and Terahertz Oscillators,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 47, 2008, p. 4375-4384.
- [23] D. Woolard, W. Zhang, E. Brown, B. Gelmont, et R. Trew, “An optically triggered I-RTD hybrid device for continuous-wave generation of THz oscillations,” *Terahertz for Military and Security Applications IV*, D.L. Woolard, R.J. Hwu, M.J. Rosker, et J.O. Jensen, Éd., Orlando (Kissimmee), FL, USA: SPIE, 2006, p. 621207-12.

Conclusions

L'objectif de cette thèse de doctorat était d'étudier les performances des lasers à base de bâtonnets quantiques en régime de verrouillage de modes dans différentes configurations.

En effet, ces lasers peuvent générer des impulsions dans une configuration à une ou deux sections. Le mécanisme de verrouillage de modes employé est alors différent.

Dans le cas d'un laser à deux sections (une section de gain et une section à absorbant saturable), on retrouve un fonctionnement classique où les temps de recouvrement de l'absorption et du gain déterminent la fenêtre temporelle de gain net permettant l'amplification de l'impulsion.

Pour ce type de laser, nous avons pu évaluer l'impact du confinement optique sur les caractéristiques de bruit en étudiant une structure à base d'un seul puits quantique présentant de faibles pertes et un faible confinement optique. A l'aide de cette structure, nous avons obtenu une largeur de spectre RF de 30 kHz, soit environ cinq fois plus faible que celle des meilleurs lasers à puits quantiques.

Cependant, les propriétés de bruit des lasers à bâtonnets quantiques à deux sections (également à faible confinement optique) sont moins intéressantes que celles des lasers autopulsants, en raison notamment de l'émission spontanée amplifiée plus importante.

D'un point de vue expérimental, nous avons mis en place une technique de mesure de la gigue temporelle des impulsions par cross corrélation optique et mis en œuvre une méthode de stabilisation basée sur une rétroaction optique afin d'améliorer les caractéristiques de bruit de lasers à verrouillage de modes.

A l'aide de cette technique de stabilisation, nous avons démontré une réduction de la largeur RF de plus de trois ordres de grandeurs, ce qui représente une réduction de la gigue temporelle d'un facteur ~ 45 (correspondant à $\tau_J \sim 300$ fs entre 100 kHz et 1 MHz et $\tau_J \sim 30$ fs entre 10 MHz et 1 GHz.). La facilité de mise en œuvre de cette technique de stabilisation permet de réaliser des sources optiques avec une très faible gigue temporelle.

Le dernier chapitre de ce manuscrit a été dédié aux lasers autopulsants qui sont constitués d'une seule section de gain. Le mécanisme de verrouillage de modes pour ces lasers est encore peu connu. Nous supposons que le mécanisme de verrouillage de modes est basé sur un mélange à quatre ondes exalté dans les bâtonnets quantiques lié à la réduction de la dimensionnalité.

A l'aide de ces lasers, nous avons pu démontrer un verrouillage de modes passif à une fréquence record de 346 GHz. Ce résultat a pu être obtenu suite à l'optimisation de la structure active qui présente un gain modal élevé permettant une émission laser pour de très courtes longueurs de cavité.

Enfin, nous travaillons actuellement pour utiliser ces lasers autopulsants pour deux applications intéressantes : la récupération d'horloge tout-optique à 320 Gbit/s et la génération de signaux terahertz à l'aide de diodes à effet tunnel résonant.

Nous concluons ce mémoire de thèse en abordant les travaux poursuivis dans le cadre de la thèse de Ricardo Rosales.

Afin de mieux comprendre les différents mécanismes mis en jeu, des études systématiques sont menées sur les lasers à base de bâtonnets quantiques à une et deux sections de même longueur de cavité et provenant de la même structure active. Les premiers résultats montrent des évolutions différentes des largeurs d'impulsions en fonction du courant d'injection (Fig. 5-1) confirmant ainsi des mécanismes de verrouillage de modes différents.

En effet, pour un laser autopulsant, on observe une réduction de la largeur d'impulsion lorsque l'on augmente le courant d'injection, ce qui tend à confirmer l'hypothèse que le verrouillage de modes est basé sur des effets non-linéaires exaltés.

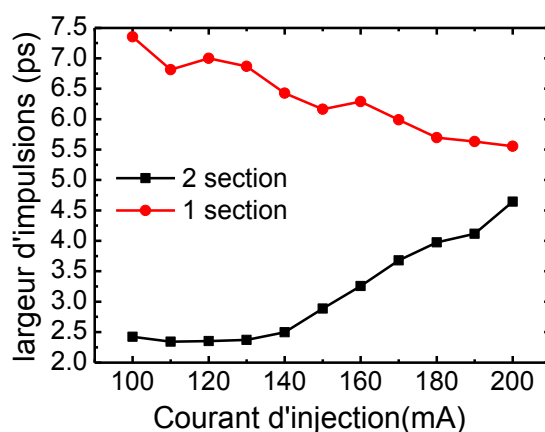


Fig. 5-1 : Largeur d'impulsions en fonction du courant de polarisation pour des lasers à base de bâtonnets quantiques à une et deux sections.

Afin d'expliquer le mécanisme de verrouillage de modes dans les lasers autopulsants, une collaboration est en cours avec l'Université Libre de Bruxelles pour élaborer un modèle dans le cadre du projet ANR TELDOT (Telecom Applications based on Quantum Dot devices).

Annexes

A. Modèle adapté pour les lasers autopulsants

Nous présentons dans cette annexe un modèle adapté aux lasers autopulsants à une section. Ce modèle est basé sur des équations différentielles couplées de lasers à blocage de modes à base de boîtes quantiques [1]. Nous rappelons ici les équations d'évolution utilisées.

L'équation décrivant l'évolution de l'enveloppe du champ électrique $E(t)$ pour un laser constitué seulement d'une section de gain est la suivante :

$$\gamma^{-1} \partial_t E(t) + E(t) = \sqrt{\kappa} e^{1-i\alpha G(t-T)/2} E(t-T) \quad (1.1)$$

où $E(t)$ est l'amplitude complexe du champ électrique, T est le temps d'un aller retour dans la cavité. Le facteur d'atténuation $\kappa < 1$ représente la totalité des pertes linéaires non résonantes à chaque tour de cavité, γ est la largeur spectrale de la cavité sans dimension et α le facteur de couplage phase-amplitude.

La variable $G(t)$ est le gain normalisé que l'on définit de la manière suivante:

$$G(t) = 2 dg/dn L_a [2\rho(t) - 1] \quad (1.2)$$

où dg/dn est le gain différentiel, L_a la longueur de cavité et ρ décrit la probabilité d'occupation d'un bâtonnet quantique.

A partir de la référence [1], on déduit que la dynamique des probabilités d'occupation dans les sections de gain est gouverné par :

$$\partial_t \rho = -\gamma_\tau \rho + F(\rho, N) - e^G - 1 |E|^2 \quad (1.3)$$

$$\partial_t N = N_0 - \Gamma N - 2F(\rho, N) \quad (1.4)$$

La variable $N(t)$ décrit la densité de porteurs dans la couche de mouillage. Les paramètres Γ , γ_τ sont respectivement le taux de relaxation des porteurs dans la couche de mouillage, et le taux de relaxation des porteurs dans les bâtonnets quantiques. Le paramètre N_0 représente la densité de porteurs dans la section de gain à la transparence. La fonction F décrit le taux d'échange de porteurs entre la couche de mouillage et les bâtonnets quantiques. On ne tient pas compte des états excités. Dans sa forme générale, le taux d'échange de porteurs peut s'écrire :

$$F(\rho, N) = R^{cap} (1 - \rho) - R^{esc} \rho \quad (1.5)$$

où $1 - \rho$ est le facteur de blocage de Pauli, $R^{\text{cap}} = BN$ décrit la capture des porteurs de la couche de mouillage vers les bâtonnets quantiques avec un taux B . R^{esc} est le coefficient qui définit le taux d'échappement des porteurs des bâtonnets quantiques vers la couche de mouillage. Les équations (1-10) à (1-14) constituent un système d'équations différentielles couplées que l'on peut résoudre.

Pour les simulations numériques, nous avons choisi les paramètres matériaux suivants:

On considère $\Gamma = \gamma_{\tau} = 0,01$, $\alpha = 5$, $B = 10$, $R^{\text{esc}} = 1$, $2gL_a = 3$, $N_0 = 4$, et $T = 0,75$ ce qui correspond à une fréquence de répétition de 134 GHz [20]. La largeur spectrale de la cavité $\gamma = 6$ de manière à correspondre aux conditions expérimentales où 6 à 8 modes interviennent.

Une illustration de cette simulation est présentée sur le chapitre 1.2.2.1 où l'on observe un train périodique d'impulsions. Ce modèle très simple ne prend pas en compte la complexité des phénomènes physiques qui peuvent intervenir dans les bâtonnets quantiques.

Dans cette simulation, les impulsions apparaissent de manière instantanée, il n'y a pas de transition, ce qui est un fonctionnement différent des lasers à verrouillage de modes classiques dotés de deux sections (gain et absorbant saturable). Ce modèle nous montre que l'on peut générer d'impulsions à l'aide d'une seule section sous certaines conditions et valeurs de paramètres.

Référence

[1] E.A. Viktorov, P. Mandel, A.G. Vladimirov, et U. Bandelow, "Model for mode locking in quantum dot lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 88, 2006, p. 201102.

B. Méthode BPM

La méthode des faisceaux propagés (BPM pour Beam Propagation Method) est une méthode numérique permettant de simuler la propagation d'une onde dans un guide de géométrie quelconque. Le logiciel que nous avons utilisé pour simuler la propagation des modes est le logiciel ALCOR-CNET. Nous décrivons dans cette annexe les équations de propagation utilisées dans la méthode des faisceaux propagés.

L'établissement des équations de propagation se fait à l'aide des équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E}(r,t) &= -\frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}(r,t) &= \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t} + \vec{J}(r,t) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(r,t) &= \rho(r,t) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(r,t) &= 0\end{aligned}$$

\vec{E} et \vec{H} étant respectivement les champs électriques et magnétiques,

\vec{D} et \vec{B} les inductions électriques et magnétiques,

\vec{J} et ρ les densités de courant et de charge,

$r(x, y, z)$ la position dans l'espace et t le temps.

Les propriétés optiques des matériaux se déduisent de l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. Afin de simplifier la résolution de ces équations, la dépendance temporelle est séparée de la dépendance spatiale en décomposant les champs en harmoniques. Nous considérons alors une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω qui se propage dans le milieu. En supposant que la variation d'indice de réfraction faible selon la direction de propagation z , les équations d'onde du champ électrique et du champ magnétique s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Delta \vec{E}(r) + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} \cdot \vec{E}(r) \right) + k_0^2 \epsilon_r(r) \vec{E}(r) &= 0 \\ \Delta \vec{H}(r) + \frac{\vec{\nabla} \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} \times \vec{\nabla} \times \vec{H}(r) + k_0^2 \epsilon_r(r) \vec{H}(r) &= 0\end{aligned}$$

Pour les champs transversaux, les équations deviennent :

$$\Delta E_{t \ r} + \nabla_t \left(\frac{\nabla_t \varepsilon_r}{\varepsilon_r} \cdot E_{t \ r} \right) + k_0^2 \varepsilon_r E_{t \ r} = 0$$

$$\Delta H_{t \ r} + \frac{\nabla_t \varepsilon_r}{\varepsilon_r} \left[\nabla_t H_{t' \ r} - \nabla_{t'} H_{t \ r} \right] + k_0^2 \varepsilon_r H_{t \ r} = 0, \quad t \perp t'$$

Les sous-indices t et t' représentent les directions transversales à la direction de propagation perpendiculaire.

A partir d'un champ électromagnétique incident, ces équations nous permettent de calculer le champ dans la structure. Ce calcul est effectué en divisant la structure en tranches et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche à partir du champ connu dans la tranche précédente.

C. Caractéristiques de l'analyseur de spectre électrique

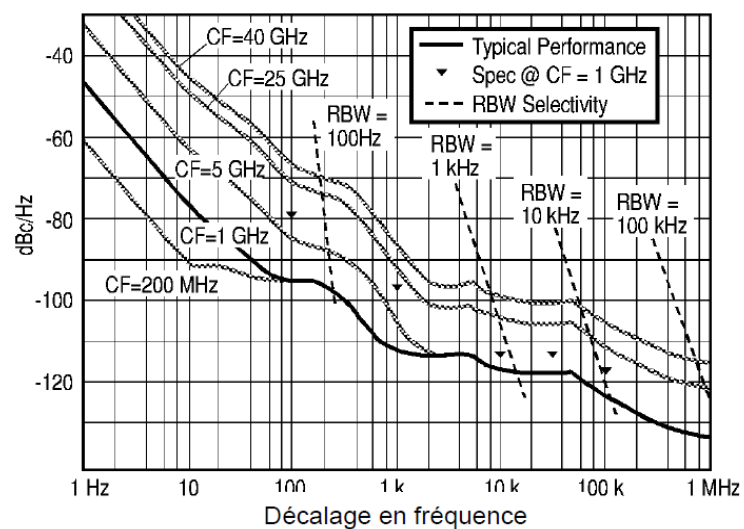


Fig. C-1 : Spécifications du bruit de phase de l'analyseur de spectre électrique HP8565EC
 extrait de « Calibration guide Agilent technologies 8560 e-series and ec-series spectrum
 analyzer »

D. Autocorrélation et cross-corrélation

D.1. Principe de l'autocorrélateur

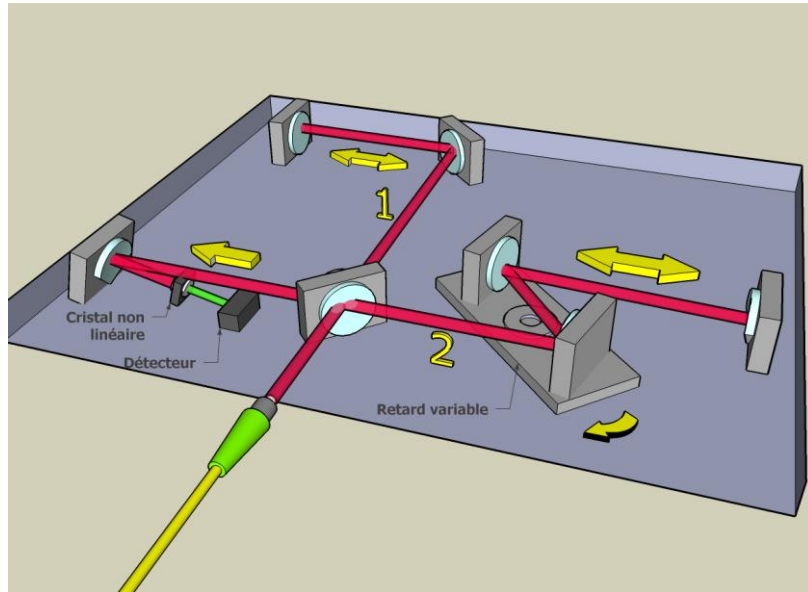


Fig. D-1 : principe de mesure d'un train d'impulsions par autocorrélation

Le principe de l'autocorrélateur optique est de transformer une information temporelle en une information spatiale plus facile à enregistrer [1]. Il est basé sur la détection de l'onde de seconde harmonique générée suite à la superposition, dans un cristal doubleur de fréquence (KDP), de deux impulsions identiques. La fonction d'autocorrélation est alors construite en décalant temporellement une impulsion par rapport à l'autre. La mesure de la durée d'impulsion s'effectue au moyen de la fonction d'autocorrélation suivante

$$S_{AC} = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 \cdot |E(t-\tau)|^2 \cdot dt, \quad E(t) \text{ étant le champ électrique de l'impulsion incidente et } E(t-\tau)$$

celui de l'impulsion retardée. Le schéma du montage expérimental de l'autocorrélateur par génération de seconde harmonique est représenté sur la figure D-1. Il consiste en un interféromètre de Michelson modifié, où l'on a placé, sur l'un des bras, un miroir mobile permettant de réaliser le retard relatif.

D.2. Fonction d'autocorrélation et de cross-corrélation

D.2.1. Fonction d'autocorrélation

La fonction de corrélation en intensité générée pour une mesure en régime colinéaire est

$$\text{donnée par [1]} : G_b^2(\tau) = 1 + \frac{8.K}{1+K^2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1^2(t) + I_2^2(t) dt} \quad (1)$$

où K est le coefficient de pertes de puissance en excès du bras supérieur 1 par rapport au bras inférieur 2 ($K < 1$), I_1 l'intensité optique normalisée issue de la propagation dans la voie 1 et I_2 l'intensité optique normalisée issue de la propagation dans la voie 2.

Dans le cas de figure où les retards moyens et la dispersion sur chaque bras du corrélateur sont identiques, c'est le cas de l'autocorrélation, la fonction de corrélation devient :

$$G_b^2(\tau) = 1 + \frac{8.K}{1+K^2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t-\tau) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt} \quad (2)$$

Prenons le cas de deux impulsions gaussiennes sans bruit dont les intensités peuvent être

$$\text{écrites de la manière suivante : } I(t) = \exp\left[\frac{-t^2}{2\sigma_p^2}\right] \quad (3)$$

dont la largeur à mi-hauteur est $FWHM_I = 2\sigma_p \sqrt{2 \ln 2}$

La fonction de corrélation devient alors :

$$G_b^2(\tau) = 1 + \frac{4.K}{1+K^2} \exp\left[\frac{-\tau^2}{4\sigma_p^2}\right] \quad (5)$$

dont la largeur à mi-hauteur est $FWHM_{AC} = \sqrt{2} FWHM_I$

Le tableau D-1 présente les fonctions d'autocorrélation les plus couramment utilisés pour des impulsions laser [2].

Profil temporel de l'impulsion, $I(t)$	Largeur de l'impulsion, $\Delta\tau$	Largeur de la trace d'autocorrélation, $\Delta\tau_c$	Ratio $\Delta\tau/\Delta\tau_c$	Produit, $\Delta\tau\Delta\nu$
Gaussienne	$2\sqrt{\ln 2} \Delta\tau_{gauss}$	$2\sqrt{2\ln 2} \Delta\tau_{gauss}$	0.7071	0.4413
Sécante hyperbolique	$1,6727\Delta\tau_{secant}$	$2,7196\Delta\tau_{secant}$	0.6482	0.3188
Lorentzienne	$2\Delta\tau_{lorentz}$	$4\Delta\tau_{lorentz}$	0.5	0.2206

Tableau D-1 : profil temporel pour différentes formes d'impulsions, largeur d'impulsion, largeur de la trace d'autocorrélation, ratio $\Delta\tau/\Delta\tau_c$ et limites de Fourier.

D.2.2. Fonction de cross-corrélation

D.2.2.1. Fonction de cross-corrélation d'impulsions gaussiennes sans bruit

Prenons le cas de deux impulsions gaussiennes sans bruit avec :

$$\begin{aligned} I_1(t) &= \exp\left[\frac{-t^2}{2\sigma_{p1}^2}\right] \\ I_2(t) &= \exp\left[\frac{-t^2}{2\sigma_{p2}^2}\right] \end{aligned} \quad (6)$$

Si l'on introduit ces équation dans la formule (1), après calcul, on obtient :

$$G_b^2(\tau) = 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\frac{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{p1} \cdot \sigma_{p2}}{\sqrt{\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2}} \cdot \exp\left[\frac{-\tau^2}{2(\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2)}\right]}{\sqrt{\pi}(\sigma_{p1} + \sigma_{p2})} \quad (7)$$

soit :

$$G_b^2(\tau) = 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\sqrt{2} \frac{\sigma_{p1}}{\sigma_{p2}}}{\left(1 + \frac{\sigma_{p1}}{\sigma_{p2}}\right) \sqrt{1 + \frac{\sigma_{p1}^2}{\sigma_{p2}^2}}} \cdot \exp\left[\frac{-\tau^2}{2(\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2)}\right] \quad (8)$$

On note que la largeur à mi-hauteur de la cross-corrélation $FWHM_{CC12}$ dépend de la largeur à

mi-hauteur de chacune des impulsions avec $FWHM_{CC12} = 2\sqrt{\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2} \sqrt{2\ln 2}$ (9)

et que l'écart type de la fonction de cross-corrélation σ_{CC12} par définition nous est donné par

$$\sigma_{CC12}^2 = \sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2 \quad (10)$$

D.2.2.2. Fonction d'inter-corrélation d'impulsions gaussiennes avec bruit

D.2.2.2.1. Calculs préliminaires

On considère que le retard variable introduit un retard moyen de N impulsions espacées de la période de répétition T_R .

On définit la gigue temporelle t_J comme : $t_J = \sqrt{\langle J^2 \rangle} = \sqrt{2 \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} S_J f df}$

où f_{\min} , f_{\max} sont les bornes d'intégration et S_J est la densité spectrale de gigue temporelle.

On note J_t la gigue de l'impulsion au temps t , et J_{t-NT_R} la gigue de l'impulsion retardée.

Dans l'expression (1), $I_1 t$ devient alors $I_1 t + J_t$ et $I_2 t - \tau$ devient $I_2 t - \tau + J_{t-NT_R}$.

Si l'on introduit la gigue temporelle des impulsions dans l'expression (1), la fonction de corrélation devient :

$$G_b^2(\tau) = 1 + \frac{8.K}{1+K^2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t+J_t) I_2(t-\tau+J_{t-NT_R}) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1^2(t+J_t) + I_2^2(t+J_{t-NT_R}) dt}$$

$$G_b^2(\tau) = 1 + \frac{8.K}{1+K^2} \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \right) * F^{-1} \left\{ \exp \left[-j2\pi \nu \left(J_{t-NT_R} - J_t \right) \right] \right\}}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1^2(t) + I_2^2(t) dt} \quad (13)$$

où F^{-1} représente la transformée de Fourier inverse et $*$ le produit de convolution.

La gigue temporelle présentant une distribution stationnaire, l'expression se simplifie de la manière suivante:

$$G_b^2(\tau) = 1 + \frac{8.K}{1+K^2} \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \right) * F^{-1} \left\{ \left\langle \exp \left[-2\pi \nu^2 \left\langle J_{t-NT_R} - J_t \right\rangle^2 \right] \right\rangle \right\}}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1^2(t) + I_2^2(t) dt} \quad (14)$$

On peut exprimer le deuxième terme de cette formule sous une forme simplifiée où

$$\begin{aligned}
\left\langle J_t - J_{t+NT_R} \right\rangle^2 &= \left\langle J_{\Delta NT_R}^2 \right\rangle \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\Delta J}^{ds} f df \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} 2 \left[1 - \cos 2\pi f \cdot NT_R \right] S_{\Delta J}^{ds} f df \quad (15) \\
&= \int_0^{+\infty} 4 \left[1 - \cos 2\pi f \cdot NT_R \right] S_J f df \\
&= \sigma_{pp}^2 NT_R
\end{aligned}$$

ainsi nous avons :

$$G_b^2 \tau = 1 + \frac{8.K}{1+K^2} \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \right) * \exp \left[\frac{-t^2}{2\sigma_{pp}^2 NT_R} \right]}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1^2(t) + I_2^2(t) dt} \quad (16)$$

D.2.2.2.2. Cas d'impulsions gaussiennes

En introduisant l'expression (8) dans (16), nous obtenons dans le cas d'impulsions gaussiennes :

$$G_b^2 \tau = 1 + \frac{8.K}{1+K^2} \frac{2\sqrt{\pi} \cdot \sigma_{p1} \cdot \sigma_{p2} \cdot \sigma_{pp} NT_R}{\sigma_{p1} + \sigma_{p2} \sqrt{\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2 + \sigma_{pp}^2} NT_R} \exp \left[\frac{-t^2}{2 \sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2 + \sigma_{pp}^2 NT_R} \right] \quad (17)$$

Cette formule nous montre une impulsion gaussienne dont la largeur à mi-hauteur dépend directement de la gigue temporelle.

Nous pouvons donc écrire : $\sigma_{pp}^2 NT_R = \sigma_{CC12}^2 - \sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2$ (18)

avec σ_{CC12}^2 l'écart type de la fonction de cross-corrélation ainsi mesurée.

Le protocole de mesure consiste donc à réaliser la mesure de l'autocorrélation de l'impulsion sur les voies 1 et 2 : $FWHM_{AC1} = \sqrt{2} \cdot 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_{p1}$ et $FWHM_{AC2} = \sqrt{2} \cdot 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_{p2}$ (19)

et mesurer la cross-corrélation de l'impulsion bruitée : $FWHM_{CC12} = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_{CC12}$ (20)

En combinant ces expressions, on obtient ;

$$\sigma_{pp}^2 NT_R = \frac{1}{8\ln 2} \left[FWHM_{CC12}^2 - \frac{FWHM_{AC1}^2 + FWHM_{AC2}^2}{2} \right] \quad (21)$$

Plusieurs mesures de cross-corrélation optique avec différentes valeurs de retard T permettent de reconstruire la fonction décrivant la gigue temporelle des impulsions. La gigue temporelle se traduit par un élargissement de la fonction de cross-corrélation au fur et à mesure que le retard T entre les impulsions augmente.

D.3. Références

- [1] K. Sala, G. Kenney-Wallace, et G. Hall, "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 16, 1980, p. 990-996.
- [2] P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*, Artech House Publishers, 1995.

Liste des Publications

Publications :

- [1] C. Gosset, **K. Merghem**, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, A. Ramdane, J. Landreau, et F. Lelarge, "Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 88, Juin. 2006, p. 241105-3.
- [2] C. Gosset, **K. Merghem**, G. Moreau, A. Martinez, G. Aubin, J. Oudar, A. Ramdane, et F. Lelarge, "Phase-amplitude characterization of a high-repetition-rate quantum dash passively mode-locked laser," *Optics Letters*, vol. 31, Juin. 2006, p. 1848-1850.
- [3] G. Moreau, S. Azouigui, D. Cong, **K. Merghem**, A. Martinez, G. Patriarche, A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, et F. Pommereau, "Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 89, Déc. 2006, p. 241123-3.
- [4] C. Gosset, **K. Merghem**, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, J. Landreau, F. Lelarge, et A. Ramdane, "Subpicosecond pulse generation at 134 GHz and low radiofrequency spectral linewidth in quantum dash-based Fabry-Perot lasers emitting at 1.5 μm ," *Electronics Letters*, vol. 42, 2006, p. 91.
- [5] **K. Merghem**, A. Akrouit, A. Martinez, G. Moreau, J. Turrenc, F. Lelarge, F. Van Dijk, G. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser," *Optics Express*, vol. 16, Juillet. 2008, p. 10675-10683.
- [7] J.P. Turrenc, A. Akrouit, **K. Merghem**, A. Martinez, F. Lelarge, A. Shen, G.H. Duan, et A. Ramdane, "Experimental investigation of the timing jitter in self-pulsating quantum-dash lasers operating at 1.55 μm ," *Optics Express*, vol. 16, Oct. 2008, p. 17706-17713.
- [6] **K. Merghem**, A. Akrouit, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, et G. Duan, "Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 94, 2009, p. 021107.
- [8] **K. Merghem**, R. Rosales, S. Azouigui, A. Akrouit, A. Martinez, F. Lelarge, G. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Low noise performance of passively mode locked quantum-dash-based lasers under external optical feedback," *Applied Physics Letters*, vol. 95, 2009, p. 131111-3.
- [9] G. Duan, A. Shen, A. Akrouit, F.V. Dijk, F. Lelarge, F. Pommereau, O. LeGouezigou, J. Provost, H. Gariah, F. Blache, F. Mallecot, **K. Merghem**, A. Martinez, et A. Ramdane, "High performance InP-based quantum dash semiconductor mode-locked lasers for optical communications," *Bell Labs Technical Journal*, vol. 14, 2009, p. 63-84.

Conférences internationales :

- [10] **K. Merghem**, C. Gosset, A. Martinez, G. Moreau, F. Lelarge, G. Aubin, et A. Ramdane, "Effect of spectrum filtering on the performances of Quantum-Dash mode-locked lasers emitting at 1.55 μm ," *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum Electronics Conference. CLEOE-IQEC 2007. European Conference on*, 2007, p. 1.
- [11] **K. Merghem**, A. Akrouit, A. Martinez, G. Moreau, F. Lelarge, G.H. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Subpicosecond pulse generation using a single quantum well mode-locked laser," *IEEE International Conference on Indium Phosphide & Related Materials (IPRM '08)*, Versailles, France: 2008.
- [12] **K. Merghem**, A. Akrouit, A. Martinez, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou, L. LeGouezigou, A. Accard, F. Pommereau, G.H. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Subpicosecond Pulse Generation at 245 GHz Using a Quantum-Dash-Based Passive Mode-Locked Laser Emitting at 1.53 μm ," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, San Jose, California: 2008.
- [13] **K. Merghem**, S. Azouigui, A. Akrouit, A. Martinez, F. Lelarge, A. Shen, G.H. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "RF Linewidth Narrowing in Quantum-Dash-Based Passive Mode-Locked Lasers Using Optical Feedback," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, Maryland: 2009.
- [14] R. Rosales, **K. Merghem**, S. Azouigui, A. Martinez, F. Lelarge, F. van Dijk, G. Aubin, et A. Ramdane, "Effect of Optical Feedback on 17-GHz Quantum Dash Based Mode Locked Lasers," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, San Jose, CA: 2010.
- [15] **K. Merghem**, R. Rosales, S. Azouigui, A. Martinez, F. Van Dijk, G. Aubin, et A. Ramdane, "Coherence collapse in monolithic quantum-dash-based passive mode-locked lasers," *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A.A. Valle, et R. Michalzik, Éd., Brussels, Belgium: SPIE, 2010, p. 772018-5.

Conférences nationales :

- [16] **K. Merghem**, A. Martinez, G. Moreau, A. Akrouit, F. Lelarge, et A. Ramdane, "Génération d'impulsions picosecondes à l'aide d'un laser à blocage de modes passif à base d'un puits quantique émettant à 1.55 μm ," *Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ'07)*, Grenoble: 2007.
- [17] **K. Merghem**, A. Akrouit, A. Martinez, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, L. LeGouezigou, O. LeGouezigou, A. Accard, F. Pommereau, G.H. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Génération d'impulsions sub-picosecondes à une fréquence de 245 GHz dans un laser a base de bâtonnets quantiques a 1,53 μm ," *Journée Nationale d'Optique Guidée, JNOG'08*, Lannion: 2008.
- [18] R. Rosales, **K. Merghem**, S. Azouigui, A. Akrouit, A. Martinez, F. Lelarge, A. Shen, G. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, "Stabilisation d'un laser monolithique à blocage de modes passif à base de bâtonnets quantiques à l'aide d'une rétroaction optique externe," *Journée Nationale d'Optique Guidée, JNOG'09*, Lille: 2009.

