



HAL
open science

Contribution à l'étude des lasers à verrouillage de modes pour les applications en télécommunications

Akram Akrouf

► **To cite this version:**

Akram Akrouf. Contribution à l'étude des lasers à verrouillage de modes pour les applications en télécommunications. Autre. Institut National des Télécommunications, 2009. Français. NNT : 2009TELE0023 . tel-01057726

HAL Id: tel-01057726

<https://theses.hal.science/tel-01057726>

Submitted on 25 Aug 2014

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

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



Ecole Doctorale EDITE

Thèse présentée pour l'obtention du diplôme de
DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL DES TELECOMMUNICATIONS

*Doctorat délivré conjointement par
L'Institut National des Télécommunications et l'Université Pierre et Marie Curie - Paris 6*

Spécialité :
Électronique et Télécommunications

Par
Akram Akrouf

Titre
Contribution à l'étude des lasers à verrouillage de
modes à base de bâtonnets quantiques pour les
applications en télécommunications

Soutenue le 16 décembre 2009 devant le jury composé de :

Président	Georges Alquie
Rapporteur	Joel Jacquet
Rapporteur	Pascal Besnard
Examineur	Ammar Sharaiha
Examineur	Philippe Gallion
Examineur	Mourad Zghal
Directeur de thèse	Abderahim Ramdane
Co-directeur de thèse	Guang-Hua Duan

Thèse n° 2009TELE0023

Abstract

This PhD thesis deals with InAs/InP quantum dash mode locked lasers emitting in the 1.55 μ m wavelength window, for use in optical communication systems. Such lasers are mode-locked owing to internal four-wave-mixing process. The properties of pulses and characterization methods are presented as well as requirements for application in communication systems. Experimental and analytical methods for pulse “chirp” characterization and compensation are also discussed. In order to compensate linear chirp, we perform pulse compression experiments by either using standard single mode fibre with appropriate dispersion or by spectrum filtering. Furthermore, we demonstrate that high order dispersion can be compensated using specific dispersion engineered fibres. Especially, high-frequency jitter measurement based on optical cross-correlation technique is implemented. This method allows performing high-frequency jitter measurement in the frequency range from 0 Hz to few hundred MHz. Moreover, the characterization of quantum dash based mode locked lasers has shown a record value of radio-frequency (RF) spectral linewidth of ~ 850 Hz, corresponding to a timing jitter of 500 fs in the 150 kHz – 320 MHz frequency range. Compared to typical passively mode-locked quantum well lasers which exhibit timing jitter in the range 12 ps, our device demonstrates a ~ 25 fold improvement in timing jitter. We demonstrate also that a low phase noise oscillator can be obtained using a QD MLL integrated in an optical self injection loop without any opto-electronic or electro-optic conversion. The phase noise has been reduced from -75dBc/Hz to a level as low as -105dBc/Hz at an offset of 100 kHz. This yields ultra low timing jitter and shows the potential to fabricate simple, and yet low noise oscillators based on semiconductor lasers without resorting to any high frequency electronics, photodetector or modulator. Finally, we report, for the first time, error-free transmission of 8 WDM channels over 50 km single mode fiber span at 10 Gbit/s using comb-generation with a quantum dash based mode locked laser. Such good performance paves the way for the use of mode locked-lasers in WDM transmission and allows considering such a solution in an integrated WDM transceiver.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude des lasers à verrouillage de modes à bâtonnets quantiques (MLL QD) sur le système de matériau InAs/InP en vue de leur utilisation pour les applications télécoms et micro-ondes. Contrairement aux lasers à deux sections, nous exploitons, tout au long de cette thèse, les propriétés du mélange à quatre-ondes afin de déclencher le verrouillage de modes dans ces structures. Une analyse du « chirp » des impulsions ainsi qu'une étude théorique et expérimentale pour le compenser ont été exposées. En particulier, nous démontrons qu'une compensation du « chirp » d'ordre supérieure est possible en utilisant une fibre à dispersion spécifique en sortie de la diode laser. Une étude, aussi bien expérimentale qu'analytique, a été consacrée à la gigue temporelle, un autre paramètre crucial pour la plupart des applications utilisant les MLLs QD. Dans une première étape, nous avons mis en œuvre une technique de mesure par cross-corrélation optique pour caractériser la gigue temporelle des MLLs à haute fréquence de répétition. Contrairement à la technique de mesure par analyse spectrale, celle-ci permet d'effectuer des mesures à des fréquences de répétitions supérieures à 50 GHz et sur une plage de fréquence allant de presque 0 Hz à quelques GHz. Ensuite, nous avons caractérisé des diodes lasers présentant une largeur de raie RF record d'une valeur de 850 Hz. Une valeur de gigue de 500 fs a été mesurée sur la bande de fréquence [150 kHz 320 MHz]. Cette valeur correspond à une amélioration d'un facteur 25 par rapport à la valeur mesurée sur une structure à base de puits quantiques pour les mêmes bornes d'intégration. Ainsi, nous avons mis en évidence le potentiel des MLLs QDash pour la génération des impulsions à faible gigue temporelle. Concernant la réduction de la gigue temporelle des impulsions à la sortie des MLLs SC, nous avons présenté une étude de la réduction du bruit de phase des MLLs basée sur l'observation de l'effet de la réinjection optique. Nous avons ainsi enregistré une amélioration du niveau de bruit de phase d'un facteur supérieur à 15 dB par rapport à la technique optoélectronique standard. Ce dernier résultat met en évidence le potentiel des MLL QD pour la génération des impulsions à très faibles gigue temporelle. Par ailleurs, la simplicité du schéma équivalent tout-optique étudié nous permet également de concevoir un composant monolithique. En plus, ces résultats ouvrent la voie pour la conception des oscillateurs tout-optiques à faible bruit de phase à base de MLL. Enfin, nous présentons la génération d'un peigne de fréquences WDM en utilisant un MLL QD. En utilisant une telle source, nous avons démontré une transmission canal par canal sur une distance de 50 km de fibre SMF à un débit de 10 Gbit/s. Ce résultat de toute première importance permet d'envisager l'utilisation des MLLs QD pour la transmission WDM.

Tables des matières

Tables des matières	5
Chapitre I : Introduction générale	8
<hr/>	
I.1 Lasers à verrouillage de modes : généralités	7
I.1.1 Le « chirp » :	11
I.1.2 La gigue temporelle :	13
I.2 Lasers à semi-conducteurs à boîtes quantiques à verrouillage de modes par saturation d'absorption :	14
I.2.1 Une faible largeur à mi-hauteur des impulsions :	15
I.2.1.1 Un faible temps de recouvrement :	15
I.2.1.2 Un large spectre de gain :	16
I.2.2 Un faible facteur d'Henry : un « chirp » réduit:	17
I.2.3 Une faible gigue temporelle :	18
I.3 Lasers à semi-conducteur à verrouillage des modes par mélange à quatre ondes:	18
I.3.1 Généralités : matériau à bâtonnets quantiques :	18
I.3.2 Principe du verrouillage de modes par mélanges à quatre-ondes :	21
I.3.3 Propriétés spectrales des lasers à verrouillage de modes par mélange à quatre ondes :	24
I.4 Principaux résultats obtenus antérieurement à l'aide de diodes lasers verrouillage de modes à bâtonnets quantiques:	27
I.4.1 applications à la régénération tout-optique du signal à haut-débit :	27
I.4.2 Application à la radio sur fibre :	30
I.5. Présentation du travail :	34
Bibliographies :	36

Chapitre II : Mise en forme et réduction du « chirp » des impulsions générées par une diode laser à blocage des modes passif à base de bâtonnets quantiques

43

II.1 Introduction :	43
II.2 Mise en forme des impulsions par filtrage optique :	44

Table des matières

II.2.1 Etude de l'influence de la forme du filtre optique sur le « chirp » des impulsions :	50
II.3 Mise en forme par compensation de la dispersion des impulsions:	52
II.3.1 Mise en forme d'impulsions par la compensation de la dispersion au premier ordre:.....	53
II.3.2 Génération d'impulsions par compensation de dispersion d'ordre supérieur:	55
II.3.2.1 Dispersion d'une fibre optique:	56
II.3.2.2 Détermination du « chirp » d'un MLL SC :	58
II.3.2.3 Compensation du « chirp » par deux fibres :	59
II.4 Etude de la variation de l'intervalle spectral libre :	61
II.5 Conclusion :	64
Bibliographies:	66

Chapitre III : Caractérisation de la gigue temporelle des impulsions optiques

70

III.1 Introduction :	67
III.1.1 Importance de la réduction du bruit pour les communications optiques :	69
III.1.2 Importance de la réduction du bruit pour l'échantillonnage optique :	70
III.2 Caractérisation de la gigue temporelle : Analyse spectrale :	71
III.2.1 Caractérisation de la gigue temporelle par la méthode d'analyse spectrale du battement électrique :	74
III.3 Caractérisation de la gigue temporelle : Méthode de cross-corrélation optique :	77
III.3.1 Principe de la technique de cross-corrélation optique :	78
III.3.1.1 Auto-corrélation :	79
III.3.1.2 Cross-corrélation d'impulsions gaussiennes sans bruit :	80
III.3.1.3 Inter-corrélation d'impulsions gaussiennes avec bruit :	81
III.3.1.4 Protocole de mesure :	83
III.3.1.5 Discussion:	83
III.3.2 Résultats expérimentaux:	86
III.4 Application des deux méthodes de caractérisation à un MLL à bâtonnets quantiques présentant une très faible largeur spectrale:	88
III.5 Réduction du bruit de phase :	91
III.5.1 Réduction du bruit de phase : boucle de réinjection optoélectronique :	91
III.5.2 réduction du bruit de phase : boucle d'auto-injection tout optique :	94

Table des matières

III.5.2.1 Résultats expérimentaux :	95
III.5.2.2. Modèle :	100
III.6 Conclusion:	101
Bibliographies:	103

Chapitre IV : Diode laser à verrouillage de modes pour la génération d'un peigne de fréquences pour la transmission WDM 109

IV.1. Introduction:	107
IV.2 Montage expérimental :	111
IV.3 Résultats expérimentaux :	113
IV.4 Bruit d'intensité relatif des lasers :	115
IV.4.1 Définition :	115
IV.4.2 Bruit d'intensité relatif des lasers à base de bâtonnets quantiques à verrouillage de modes :	118
IV.4.3 Bruit de partition des modes :	120
IV.4.4 Tolérance pour les systèmes de transmission optique :	122
IV.4.5 Etat de l'art sur la réduction du <i>RIN</i> des lasers semi-conducteurs :	126
IV.4.5.1 Filtrage tout-optique ou optoélectronique du <i>RIN</i> :	126
IV.4.5.1 Architecture de lasers SC à faible <i>RIN</i> :	130
IV. 5. Conclusion :	131
Bibliographies:	133

Conclusion générale 139

Chapitre I

Introduction générale :

I.1 Lasers à verrouillage de modes : généralités	7
I.1.1 Le « chirp » :	11
I.1.2 La gigue temporelle :	13
I.2 Lasers à semi-conducteurs à boîtes quantiques à verrouillage de modes par saturation d'absorption :	14
I.2.1 Une faible largeur à mi-hauteur des impulsions :	15
I.2.1.1 Un faible temps de recouvrement :	15
I.2.1.2 Un large spectre de gain :	16
I.2.2 Un faible facteur de Henry : un « chirp » réduit:	17
I.2.3 Une faible gigue temporelle :	18
I.3 Lasers à semi-conducteur à verrouillage des modes par mélange à quatre ondes:	18
I.3.1 Généralités : matériau à bâtonnets quantiques :	18
I.3.2 Principe du verrouillage de modes par mélanges à quatre-ondes :	21
I.3.3 Propriétés spectrales des lasers à verrouillage de modes par mélange à quatre ondes :	24
I.4 Principaux résultats obtenus antérieurement à l'aide de diodes lasers verrouillage de modes à bâtonnets quantiques:	27
I.4.1 applications à la régénération tout-optique du signal à haut-débit :	27
I.4.2 Application à la radio sur fibre :	30
I.5. Présentation du travail :	34
Bibliographies :	36

I.1 Lasers à verrouillage de modes : généralités

L'étude et l'exploitation des lasers à verrouillage de modes (MLLs : Mode locked lasers) datent de plus de 30 ans. En effet, depuis le milieu des années soixante, plusieurs travaux de recherche dont ceux de DiDomenico [1], d'Hargrove [2] et de Yariv [3] ont porté sur le mécanisme de blocage de modes dans les lasers. Ces études ont prouvé qu'un laser peut générer un train d'impulsions en exploitant la modulation des pertes internes de la cavité. Indépendamment, Lamb [4] a mis en avant la capacité des propriétés non linéaires d'un milieu à gain dans un laser à établir le processus de verrouillage de modes (ML : Mode Locking). Par la suite, le blocage de modes est démontré dans plusieurs types de lasers tels que les lasers à gaz [5], à solides [6], à colorants liquides [7] et à semi-conducteurs (SC) [8]. Ces dernières années les lasers (SC) ont bénéficié d'un intérêt particulier. En effet, les MLLs (SC) présentent des faibles dimensions par rapport à leurs homologues classiques tels que les lasers à gaz ou à colorant. Ainsi, nous pouvons atteindre des fréquences de répétition très élevées, voire supérieures à 100 GHz, et générer des impulsions ultra courtes de l'ordre de la picoseconde, contrairement aux autres types de lasers (la fréquence de répétition étant inversement proportionnelle à la longueur de la cavité). Enfin, étant donné leur faible encombrement, ces composants possèdent un grand potentiel en terme de simplicité d'intégration pour différentes applications. Par conséquent, un intérêt considérable a été accordé au développement de ces structures depuis le début des années 1970.

Afin d'introduire le phénomène du ML dans les lasers, nous commençons par rappeler le principe de base d'un laser. De manière générale, tel que l'indique l'acronyme « laser » (light amplification by stimulated emission of radiation), un laser produit un rayonnement cohérent par émission stimulée. Il se compose d'un milieu à gain placé à l'intérieur d'une cavité optique. Une partie de la lumière circulante à l'intérieur de la cavité est transmise à l'extérieur par l'intermédiaire d'un miroir. Si le gain du milieu amplificateur compense les pertes introduites par la cavité optique, nous obtenons alors la condition d'oscillation laser. Une fois celle-ci vérifiée, nous obtenons un nombre de fréquences discrètes (appelées modes optiques). Le nombre de modes obtenus dépend de la nature et de la largeur spectrale du gain du milieu amplificateur utilisé. Un laser délivrant plusieurs modes est dit multi-modes. La plupart du temps, les modes longitudinaux d'un laser SC oscillent d'une façon aléatoire les uns par rapport aux autres, essentiellement sous l'action de l'émission spontanée. Ceci conduit à une puissance optique émise continue à la sortie de la diode laser. En revanche, si ces modes

sont corrélés entre eux, ils peuvent interférer constructivement pour donner naissance à une modulation de la puissance optique. Cela se traduit par la génération d'un train d'impulsions dans le domaine temporel observable à l'aide d'un auto-corrélateur, mais aussi par un spectre de photocourant de type lorentzien dont la largeur spectrale est relativement faible comparée aux largeurs spectrales usuelles des modes optiques de la cavité [9]. Cette réduction est due essentiellement à l'existence d'une corrélation de phase entre les modes optiques. Dans ce dernier cas de figure, le laser est qualifié de laser à verrouillage de modes. En d'autres termes, le ML est défini comme étant un phénomène permettant l'établissement d'un régime de fonctionnement pour lequel l'espacement spectral entre modes est constant et les phases sont synchronisées.

En pratique, il existe trois catégories de ML dans les cavités lasers : active, passive et hybride. Le ML dit actif consiste à appliquer un signal externe afin de moduler les champs optiques internes de la cavité laser. La modulation externe peut être électrique par modulation directe du courant de polarisation du composant, ou optique par injection non résonnante d'un signal optique modulé. A l'inverse, les techniques de blocage de modes passifs ne nécessitent aucune source externe pour provoquer la synchronisation en phase des modes. Celles-ci font appel aux propriétés intrinsèques de la cavité laser pour réaliser une auto-redistribution de la puissance optique. Parmi les approches les plus répandues, nous pouvons citer l'utilisation d'un absorbant saturable au sein de la cavité laser¹ [10], ou encore l'utilisation de l'effet Kerr optique [11].

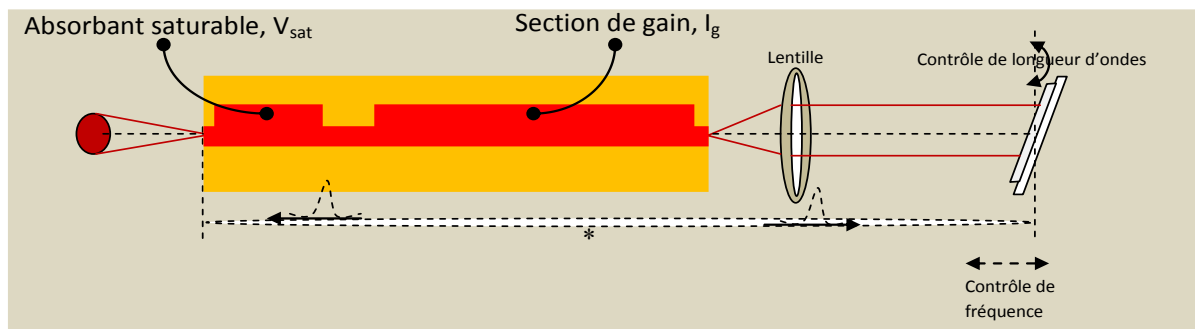


FIGURE I.1: Schéma d'un laser à verrouillage de modes à cavité externe.

Une autre approche, adoptée tout au long de cette thèse, consiste à exploiter les effets non linéaires du gain dans la cavité afin de déclencher le verrouillage de modes [12]. Ces

¹ Tout au long de ce travail, nous employons le terme de laser à deux sections pour désigner un laser comportant une section de gain et une section d'absorbant saturable.

derniers ne sont constitués que d'une section à gain. Il est important de signaler que les ML passif et actif ne sont pas incompatibles et qu'ils peuvent être utilisés conjointement. En effet, le ML passif facilite le blocage actif entre modes pour une plage de fréquence dite bande d'accrochage. Ce mécanisme est dit ML hybride. Il existe généralement deux types de configuration de MLLs SC: l'une à cavité externe et l'autre dite monolithique. Les diodes MLLs à cavité externe (figure I.1) permettent de contrôler la fréquence de répétition et la longueur d'onde d'émission du laser. Ces composants nécessitent cependant un réglage optique (il s'agit d'une cavité laser couplée à une cavité externe), tandis que les lasers monolithiques sont plus robustes et plus compacts (figure I.2). La configuration monolithique comprend souvent deux sections : une section de gain et une section d'absorption. L'absorbant saturable est un élément clé des lasers à deux sections. Dans ces structures, la génération des impulsions se base sur l'absorption optique. Cette dernière varie selon l'intensité du laser. Elle diminue lorsque l'intensité laser augmente. L'absorbant saturable joue donc le rôle d'une porte optique capable de laisser passer la lumière pendant une certaine durée temporelle.

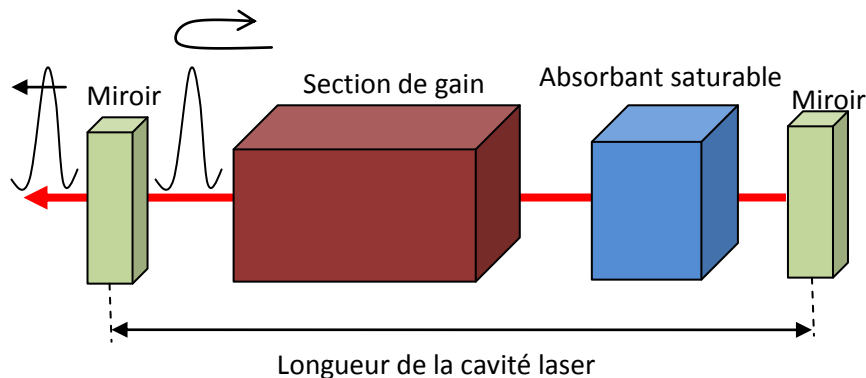


FIGURE I.2: Schéma d'un laser à verrouillage de modes à semi-conducteur monolithique.

La figure I.3 représente le principe de formation d'une impulsion par saturation d'absorption. Le front montant de l'impulsion correspond au début de la diminution des pertes jusqu'à ce que celles-ci saturent (on parle de saturation des pertes) et ce, afin de donner naissance au pic de puissance de l'impulsion [13]. Tandis que sur le front descendant de l'impulsion, les pertes augmentent progressivement jusqu'à devenir maximales au niveau le plus bas du front descendant de l'impulsion. Le temps durant lequel les pertes de l'absorbant sont saturées correspond à la fenêtre temporelle pour laquelle nous obtenons un gain réel (gain net). La durée temporelle de la saturation des pertes dépend essentiellement du temps

d'échappement de porteurs dans l'absorbant saturable. Plus celui-ci est petit, plus la durée temporelle de la saturation des pertes dans l'absorbant l'est également et par conséquent, plus la largeur de l'impulsion générée est faible.

Afin d'attirer l'attention sur le rôle de l'absorbant saturable dans la génération d'impulsion, nous rappelons la formule reliant la largeur d'impulsion aux différents paramètres de blocage de modes dans un laser SC à deux sections. D'après le modèle théorique développé dans [14-17], la largeur à mi-hauteur d'une impulsion (FWHM, Full Width at Half Maximum) est définie par :

$$\Delta\tau_{FWHM} = 1.76 \sqrt{\left(\frac{2g I_s^\alpha}{\alpha_0 \Delta\omega_g^2 |A_0|^2}\right)} \quad (I.1)$$

Soit g , le gain du laser, I_s^α et α_0 représentent respectivement l'intensité de saturation et la constante de pertes de l'absorbant saturable. $\Delta\omega_g$ désigne la largeur du spectre de gain et A_0 est l'enveloppe de l'impulsion à la position et à l'instant initial. L'équation (I.1) démontre qu'un absorbant dont la puissance de saturation est faible permet d'obtenir une largeur d'impulsion faible. Nous montrons par la suite (section suivante) qu'un choix judicieux de la tension d'alimentation de l'absorbant permet de réduire la puissance de saturation des lasers SC à deux sections et ainsi d'obtenir des faibles largeurs d'impulsions. La largeur à mi-hauteur, le « chirp » et la gigue temporelle sont les outils permettant de caractériser une impulsion à la sortie d'un laser SC. Nous présentons donc ci-dessous un rappel de ces différents paramètres.

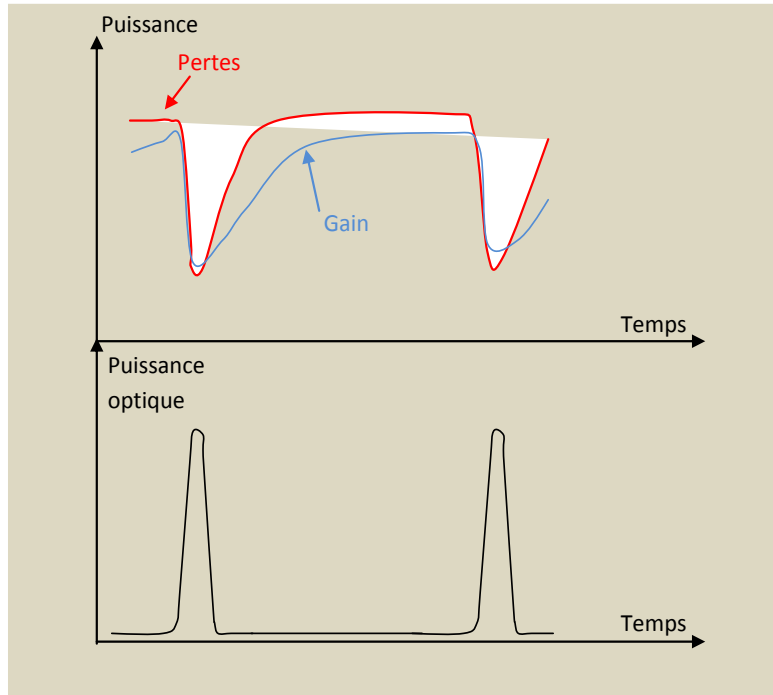


FIGURE I.3: Génération des impulsions par modulations des pertes intra-cavité.

I.1.1 Le « chirp » :

Dans un laser SC, la modulation de l'intensité ou de l'amplitude entraîne une modulation de la fréquence optique ou encore une modulation de la longueur d'onde d'émission de chaque mode longitudinal. Les fluctuations du courant provoquent des variations de la densité de porteurs qui provoquent elles-mêmes des variations de la partie réelle de l'indice de réfraction. Or, pour un laser de type Fabry-Perot, la longueur d'onde d'émission est donnée par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{2 n_{eff} L}{m} \quad (I.2)$$

Où n_{eff} est l'indice effectif tenant compte de la géométrie du guide et des matériaux utilisés, L la longueur de la cavité et m un entier.

Une variation Δn_{eff} de l'indice effectif entraîne alors une variation $\Delta \lambda$ de la longueur d'onde et une variation $\Delta \nu$ de la fréquence optique. Cette variation est donnée par [18]:

$$\Delta\nu = -\frac{c}{\lambda^2}\Delta\lambda = -\frac{c}{\lambda} \times \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \quad (I.3)$$

Cette propriété de modulation de fréquence par simple modulation du courant peut être exploitée dans les systèmes de transmission à longue distance. Cependant, ce phénomène appelé également « frequency chirping ou chirp » en anglo-américain présente souvent un inconvénient. En effet, combiné à la dispersion chromatique des fibres, il dégrade les performances des systèmes de télécommunications. Si nous considérons une impulsion ayant une forme gaussienne et une largeur à mi-hauteur $\Delta\tau$, en l'absence du « chirp », la largeur $\Delta\nu$ de son spectre est lié à $\Delta\tau$ par :

$$\Delta\nu \times \Delta\tau = \frac{2\ln 2}{\pi} \quad (I.4)$$

Cette impulsion est dite « en limite de Fourier » car son spectre optique se déduit directement de son profil temporel d'intensité par transformée de Fourier. Par contre, à cause du « chirp », une impulsion gaussienne émise par un laser SC présente un espacement $\Delta\nu$ plus grand qu'une impulsion en limite de Fourier :

$$\Delta\nu \times \Delta\tau = \frac{2\ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (I.5)$$

Où α_H est le facteur de couplage phase-amplitude, le facteur d'élargissement spectral ou encore facteur de Henry. Physiquement, Il traduit le couplage entre l'amplitude et la phase du champ optique mais aussi la dissymétrie de la courbe de gain. Il est défini par :

$$\alpha_H = \frac{-4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n}{\partial N}}{\frac{\partial G}{\partial N}} \quad (I.6)$$

Avec n l'indice optique, N la densité de porteurs et G le gain du matériau. Le facteur α_H est un paramètre essentiel de la caractérisation d'un laser SC. En effet, celui-ci est présent dans de nombreux mécanismes physiques tels que :

- Le « chirp » (comme nous venons de l'expliquer).
- La largeur de raie $\Delta\nu$ du laser : celle-ci dépend directement du facteur α_H et est définie par [19]:

$$\Delta\nu \propto (1 + \alpha_H^2) \quad (I.7)$$

La contribution directe du bruit de l'émission spontanée est traduite par le terme « 1 », tandis que α_H^2 représente la contribution indirecte via le couplage entre l'amplitude et la phase du

champ optique. Les fluctuations de la largeur de raie du laser sont essentiellement dues aux variations de l'indice de réfraction sous l'effet des fluctuations de la densité de porteurs. Il est donc évident que l'élargissement de la largeur de raie est partiellement associé aux fluctuations de fréquence lorsque l'intensité du champ optique est perturbée par l'émission spontanée.

- La sensibilité du laser à la réinjection optique est directement liée au facteur α_H . Plusieurs travaux ont montré qu'un laser est moins sensible à la contre-réaction optique pour un faible facteur α_H [20].

I.1.2 La gigue temporelle :

La gigue temporelle, connue sous l'acronyme anglo-américain « jitter », est un autre critère important dans la caractérisation des impulsions à la sortie d'une diode laser. Elle désigne la variation de la périodicité temporelle des impulsions. Pour un certain nombre d'applications, nous exigeons des impulsions présentant de faibles giges temporelles. La gigue temporelle peut être divisée en deux catégories : la gigue temporelle absolue qui prend en compte la contribution des sources externes en plus du bruit dû au laser et la gigue résiduelle qui ne prend en considération que le bruit intrinsèque au laser. La gigue temporelle absolue d'un laser SC a pour principales origines l'émission spontanée, les fluctuations aléatoires du courant de polarisation, le bruit de phase et d'intensité de l'électronique de commande et les instabilités thermiques et mécaniques de la cavité laser. La gigue temporelle absolue peut être réduite en améliorant les conditions de mesure expérimentales (utilisation des appareils électroniques à faible bruit..). La gigue temporelle d'un MLL SC s'exprime simplement en fonction de sa densité spectrale de bruit de phase $S_{\phi_{ap}}$:

$$\sigma = \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\phi_{ap}}(f) df} \quad (I.8)$$

D'autre part, la densité spectrale de bruit de phase $S_{\phi_{ap}}$ du laser est liée à la largeur à mi-hauteur de la raie électrique $\Delta\nu$ de celui-ci par :

$$S_{\phi_{ap}}(f) = \frac{\Delta\nu}{2\pi f^2} \quad (I.9)$$

Ainsi, une réduction de la largeur de raie électrique de la diode laser implique une réduction du bruit de phase de celle-ci et par conséquent une réduction de la gigue temporelle.

I.2 Lasers à semi-conducteurs à boîtes quantiques à verrouillage de modes par saturation d'absorption :

Les lasers SC à boîtes quantiques² (QDots : Quantum Dots) offrent un intérêt considérable grâce à leurs propriétés optoélectroniques exceptionnelles dues au confinement 3-D de porteurs dans la couche active. Ces structures présentent des propriétés remarquables telles qu'un large spectre de gain, un faible facteur de Henry et un faible confinement optique. Nous envisageons alors une amélioration des performances de ces structures par rapport à leurs homologues à puits quantiques [21].

Le principe des structures à QDots réside dans l'augmentation notable des densité d'états des porteurs de charge par un confinement électronique suivant les trois dimensions [22]. Le confinement électronique suivant la direction perpendiculaire au guide d'onde utilisé pour les structures à puits quantiques permet une localisation des porteurs selon cette direction et une discrétisation partielle des niveaux d'énergie. Cette propriété offre à ces structures des propriétés intéressantes en terme de réduction de la densité de courant de seuil et de flexibilité d'ajustement de la longueur d'onde d'émission par rapport aux structures massives. Contrairement aux structures à puits quantiques dans lesquelles les porteurs se déplacent librement dans le plan du guide d'onde, les fils quantiques offrent un confinement des porteurs suivant deux directions et ne sont libre que le long de l'axe du fil quantique. Dans la même optique, les QDots sont considérées comme des atomes artificiels dont le spectre d'énergie est totalement discrétisé par le confinement des porteurs suivants les trois directions. L'augmentation de la densité d'états dans les QDots en comparaison avec les puits quantiques, conduit théoriquement à une amélioration de certaines propriétés telles que la réduction de la densité de courant de seuil et l'amélioration du gain différentiel. Un engouement important au sein de plusieurs laboratoires est apparu pour l'étude et le développement des composants à base de ces nanostructures tels que les lasers et les amplificateurs optiques à base de semi-conducteurs.

² Le terme en anglais désignant boîtes quantiques est quantum dots.

Les premiers MLLs QDots remontent aux travaux de Huang *et al* [23]. Ces derniers ont présenté en 2001 des résultats de ML dans des lasers SC comportant deux sections. Ces diodes lasers émettent une longueur d'ondes de 1278 μm et ont une fréquence de répétition de 7,4 GHz. Même si ces impulsions sont larges (17 ps de large) et sont fortement « chirpées », ce premier résultat a encouragé plusieurs équipes de recherche à s'investir dans le développement des MLLs QDots. Trois ans plus tard, Thompson *et al* ont démontré la génération d'un train d'impulsions dites en limite de transformée de Fourier [24]. L'année suivante, Rafailov démontre, de manière expérimentale, l'aptitude des MLLs QDots à générer des impulsions ultra-courtes de l'ordre de quelques centaines de femto-seconde [25]. Les points communs entre tous ces travaux sont l'utilisation de lasers SC à deux sections, l'utilisation du système de matériau InGaAs/GaAs pour la couche active et une longueur d'onde d'émission qui se situe autour de 1,3 μm . En 2005, Martinez *et al* démontrent, pour la première fois, la génération d'impulsions sub-picosecondes à travers le ML passif dans des lasers à deux sections à bâtonnets quantiques en utilisant le système de matériau InAs/InP et émettant à 1.56 μm [26].

I.2.1 Une faible largeur à mi-hauteur des impulsions :

Nous enregistrons une réduction de la largeur à mi-hauteur des impulsions générées par les MLLs SC à deux sections grâce au faible temps de recouvrement des porteurs et au large spectre de gain obtenus grâce à l'utilisation des structures QDots.

I.2.1.1 Un faible temps de recouvrement :

La relation (I.1) démontre que la largeur de l'impulsion évolue en racine carrée de l'intensité de saturation de l'absorbant. Afin d'obtenir des impulsions plus courtes, il est donc nécessaire d'utiliser un absorbant qui sature rapidement ou qui possède une intensité de saturation faible. Par ailleurs, d'après [13], il a été démontré que l'utilisation d'un absorbant saturable, ayant un temps de recouvrement plus rapide que celui de la section de gain, est à l'origine de la réduction de la durée temporelle de l'impulsion. Le temps d'échappement de porteurs dans l'absorbant doit donc être inférieur à la picoseconde afin de garantir la génération des impulsions sub-picosecondes. Les lasers SC QDots offrent, grâce au confinement 3-D de porteurs, un faible temps de recouvrement. Plusieurs travaux ont évalué l'impact du temps du recouvrement de porteurs dans l'absorbant sur la réduction de la largeur

d'impulsion et ce, en fonction de la tension d'alimentation appliquée sur la section passive. Kuntz *et al* démontrent, en effet, une réduction de la largeur des impulsions de 18 à 8 ps en modifiant la tension de polarisation de l'absorbant saturable de 0 à 3 Volts mais tout en conservant le courant appliqué à la section de gain constant [27]. En revanche, l'obtention d'une réduction de la largeur d'impulsions en augmentant la tension de polarisation de la section passive nécessite également une augmentation du gain présent dans la section active de manière à compenser les pertes supplémentaires introduites. Ceci est possible grâce à l'augmentation de la longueur de la section de gain du laser [28]. Cependant, pour atteindre les grandes fréquences de répétition, il est nécessaire de réduire la longueur totale de la cavité laser car la fréquence de répétition est inversement proportionnelle à la longueur de celle-ci. Ce détail constitue un handicap pour les lasers à deux sections en ce qui concerne l'obtention des impulsions de hautes qualités à hautes fréquences de répétition. C'est donc l'un des avantages de l'utilisation des lasers à une seule section qui peuvent générer des impulsions sub-picosecondes à hautes fréquences de répétition.

I.2.1.2 Un large spectre de gain :

L'élargissement inhomogène du spectre de gain dans les lasers QDots résulte de la distribution de celles-ci dans la couche active. Ce type de matériau permet donc de générer des impulsions beaucoup plus courtes que les lasers à base de puits quantiques grâce à une largeur spectrale de gain plus grande. En effet, d'après l'équation (I.1), la largeur d'impulsion est inversement proportionnelle à la largeur du spectre du gain. Initialement, ces structures fonctionnent à de faibles courants de polarisation proches du courant de seuil étant donné la saturation du gain dans la structure. Les premiers résultats ont donc démontré un spectre de gain assez réduit, comparable à celui obtenu grâce aux lasers à base de puits quantiques [23]. De ce fait, pour réduire davantage la largeur des impulsions, nous sommes amenés à travailler sur des courants de polarisation assez élevés afin d'exploiter la totalité du spectre de gain offerte par ce type de matériau. La solution envisageable consiste à travailler avec des structures dont la couche active est à base de plusieurs plans de QDots. En effet, Kuntz *et al* démontrent une amélioration du ML dans ces structures en utilisant une couche active à base de cinq plans de QDots offrant ainsi un gain modal plus élevé [27]. Cela nécessite un choix adéquat quant à la tension de polarisation de la section passive, permettant ainsi la génération des impulsions dites en limite de transformée de Fourier à fort courant d'injection. Ces

derniers résultats ont montré l'aptitude des lasers QDots à générer des impulsions de l'ordre de la picoseconde à haute fréquence de répétition. Le large spectre de gain obtenu grâce aux lasers QDots est également exploité dans le cadre de la génération d'un peigne de fréquences pour une transmission WDM. Plus ce spectre est large, plus le nombre de canaux WDM est grand.

I.2.2 Un faible facteur de Henry : un « chirp » réduit:

Un second critère de choix, au sujet du confinement à trois dimensions des porteurs dans la couche active, est à prendre en compte. Il s'agit du faible facteur de Henry qu'offre ce type de structure par rapport à leurs homologues à base de puits quantiques. Le « chirp » des impulsions générées par les MLLs à puits quantiques est proportionnel au facteur de couplage phase-amplitude dans ces structures [13]. En effet, l'étude expérimentale de ce dernier a confirmé que le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ est donné par [14] :

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = K(1 + \alpha_H^2)^{1/2} \quad (\text{I.10})$$

Où K est une constante qui dépend du profil de l'impulsion.

Par analogie, plusieurs études ont également étudié l'évolution du facteur de Henry en fonction du courant de polarisation dans les structures à QDots [29-30]. Ces études ont montré que celui-ci est proche de zéro à faible courants mais qu'il augmente dès que l'on s'éloigne du courant seuil. Pour certaines applications, nous sommes contraints de polariser le laser à fort courant pour avoir une puissance moyenne élevée. Il apparaît donc nécessaire d'avoir un facteur de Henry raisonnable à fort courant. D'après les travaux de Choi *et al*, la valeur du facteur α_H augmente avec le courant d'injection et diminue en polarisant à l'inverse la section passive [31]. Par conséquent, le « chirp » des impulsions à la sortie de la diode laser est d'autant plus grand que l'on augmente le courant injecté dans la section de gain (d'après l'équation (I.10)). Un choix judicieux donc du couple courant de gain et de tension de polarisation de la section passive permet de réduire le « chirp » des impulsions.

Les MLLs QDots à deux sections présentent un énorme potentiel pour la génération d'impulsions de faibles largeurs temporelles et de hautes qualités. Leur atout est d'exploiter le large spectre de gain offert par les QDots à base de InGaAs/GaAs, tout en augmentant le confinement optique au niveau de la couche active afin de garantir un bon fonctionnement en dehors du régime de saturation de gain. En effet, celui-ci est à l'origine de l'accroissement du facteur de Henry qui augmente avec le courant d'injection et, par conséquent, l'élargissement des impulsions à la sortie de la diode laser.

I.2.3 Une faible gigue temporelle :

La source de bruit majeure dans les structures SC est l'émission spontanée. L'utilisation d'une structure à faible confinement optique réduit la partie d'émission spontanée couplée au mode optique qui se propage dans la cavité. Etant donné le faible facteur de confinement des structures QDots par rapport à celles à base de puits quantiques, nous nous attendons alors à une réduction du niveau de bruit dans les MLL SC à QDots.

Les mesures de la gigue temporelle de différentes diodes lasers à base de plans de QDots et émettant dans la fenêtre de $1,3\mu\text{m}$ ont montré des valeurs inférieures à la picoseconde [32-34]. Ces valeurs sont inférieures à celles obtenues par les meilleurs lasers à base de puits quantiques dans la bande de fréquence se situant entre 150 kHz et 50 MHz [35]. A titre d'exemple, une valeur de la gigue temporelle mesurée dans la bande de fréquence (20 kHz-50 MHz) est de 390 fs lorsque le laser est en régime de ML passif [33]. Cette valeur présente une amélioration de deux ordres de grandeurs par rapport aux lasers à base de puits quantiques dont la valeur est de 12,5 ps dans la bande de fréquence située entre 150 kHz et 50 MHz [36].

I.3 Lasers à semi-conducteur à verrouillage des modes par mélange à quatre ondes:

I.3.1 Généralités : matériau à bâtonnets quantiques :

Plusieurs laboratoires de recherches ont exploré la croissance épitaxiale de QDots sur le système de matériau InAs/InP mais très rares sont ceux qui ont réussi à obtenir des

« vraies » QDots comme c'était le cas pour le système du matériau InAs/GaAs [37-41]. La croissance épitaxiale sur le système de matériau InAs/InP permet plutôt d'obtenir des QDots allongées connues sous l'acronyme « QDash : quantum dash ou elongated dot ». La figure I.5 représente une image des bâtonnets quantiques prise par un microscope à transmission électronique (TEM). Les structures étudiées sont dites à rubans enterrés. Une image du ruban enterré au niveau de la couche active du laser prise également par un TEM est représentée sur la figure I.4.

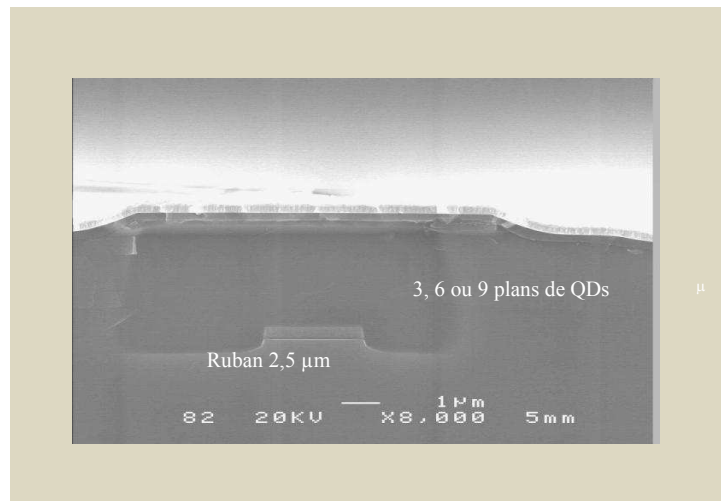


FIGURE I.4: Image TEM (microscopie à transmission électronique) d'un laser à ruban enterré.

L'hétéro-structure à QDash a été obtenue par épitaxie par jet moléculaire (gaz source-MBE) sur substrat InP. La couche active est composée de 3, 6 ou 9 plans de QDash d'InAs séparés par des barrières ($\lambda_g = 1.17 \mu m$) non dopées de 40 nm d'épaisseur. L'ensemble est entouré par deux couches de confinement optique (SCH) non dopées d'épaisseur variable afin d'avoir une zone effective de guidage optique identique et donc un mode optique identique pour les trois types de plaques composées d'un nombre de plan de boîtes différent. La hauteur et le diamètre typiques des QDash sont respectivement de 2,3nm et 20nm. La densité des boîtes est de $2 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ par couche [41].

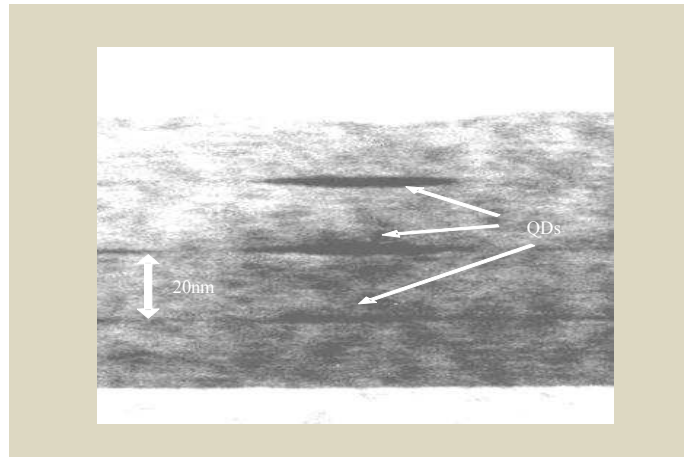


FIGURE I.5: Image TEM des bâtonnets quantiques au niveau de la couche active.

L'investigation des MLLs à base de ces nanostructures montre des propriétés intéressantes permettant la génération d'impulsions ultra-courtes. Les QDash présentent plusieurs avantages. Elles offrent un facteur de confinement plus grand que celui des QDots obtenues par croissance sur le système de matériaux InAs/GaAs. La croissance épitaxiale de neuf plans de bâtonnets dans les puits (dash-in-a-well) permet d'obtenir un fort gain modal de 48 cm^{-1} , nous obtenons ainsi des performances (courant de seuil, efficacité quantique) similaires à celles offertes par les structures à base de puits quantiques tout en réduisant la partie d'émission spontanée couplée au mode optique (le facteur de confinement dans les MLL QDash est environ dix fois inférieurs à celui des structures à base de puits). Une émission laser pour des courtes cavités dont la longueur est de $200 \mu\text{m}$ est également obtenue par optimisation d'une structure à base de six plans de QDash offrant un gain modal de 36 cm^{-1} [42].

En utilisant ce système de matériau, Renaudier *et al* montrent pour la première fois le phénomène de ML par mélange à quatre-ondes (FWM : Four wave mixing)³ à une fréquence de répétition de 45 GHz grâce à des lasers de type Fabry-Perot à une seule section [43]. Contrairement aux lasers à deux sections, aucune section passive n'est utilisée, pour déclencher le processus de blocage de modes à travers la modulation des pertes dans celle-ci. Ce phénomène a été observé en 2001 par Sato *et al* mais en utilisant des MLLs SC à puits quantiques [44]. L'origine du ML dans ces structures est le mécanisme de FWM que nous estimons suffisant afin d'imposer une corrélation entre les différents modes longitudinaux de

³ Four wave mixing est l'acronyme en anglais désignant les effets non-linéaire par FWM.

la cavité de Fabry-Perot. Le potentiel des lasers Fabry-Perot à bâtonnets quantiques à générer des impulsions ultra-courtes (800 fs) à haute fréquence de répétition (134 GHz) est également démontré par Gosset *et al* [45-46]. D'un point de vue d'analyse de bruit, malgré un facteur de confinement réduit de presque un facteur 30 pour les structures à QDash par rapport à celles à base de matériau massif, les mesures de l'efficacité du FWM dans les deux types de structures sont comparables. Par conséquent, le FWM reste suffisant pour garantir un verrouillage entre les modes tout en garantissant une énorme réduction du niveau de bruit grâce au faible facteur de confinement⁴ [41].

Ce même phénomène de ML par FWM a été observé en utilisant des lasers SC QDots au sein du « Institute for microstructural sciences, National Research Council, Ottawa, Canada » [47]. Le principe du ML dans ces structures est différent de celui des lasers à absorbant saturables [48-50]. Les auteurs attribuent l'origine de la synchronisation des phases des différents modes présents dans la cavité laser aux différents effets non linéaires tels que l'auto-modulation de phase « self phase modulation », la modulation du gain croisé « cross gain modulation » et le FWM dans le milieu à gain SC. Nous rappelons un modèle théorique dans le troisième paragraphe de ce chapitre qui explique l'effet du FWM sur la synchronisation des phases des modes. Ce modèle a été développé par Renaudier [56].

I.3.2 Principe du verrouillage de modes par mélanges à quatre-ondes :

Pour introduire le phénomène de verrouillage ou blocage de modes⁵ par FWM, nous rappelons les principes de la photodétection cohérente [51]. En effet, le battement entre deux champs optiques totalement décorrélés en phase donne naissance, par analyse sur un photodétecteur, à une composante lorentzienne dont la largeur spectrale est égale à la somme des deux largeurs initiales. L'analyse du signal électrique issu d'un laser à semi-conducteur de type DBR « Distributed Bragg Reflector » ou Fabry-Perot à l'aide d'un analyseur de spectre électrique montre un spectre de photocourant de type lorentzien dont la largeur spectrale est plus faible (de l'ordre du kHz) en comparaison avec les largeurs spectrales des modes optiques de la cavité laser. Par conséquent, la composante lorentzienne, dont la largeur spectrale est réduite par rapport à celles des modes optiques mis en jeu, n'est autre qu'une

⁴ L'émission spontanée couplée au mode optique est réduite grâce à la réduction du confinement optique.

⁵ Le verrouillage ou blocage de modes est connu sous le terme anglophone « mode locking ».

preuve de ML passif. La réduction de la largeur du battement est attribuée à l'existence d'une corrélation de phase entre les modes. L'existence de ce phénomène est attribuée aux interactions entre modes [52-53] qui sont à l'origine de la création d'une modulation temporelle de l'indice et du gain. On note l'existence de cinq processus derrière cette modulation [54]:

- les effets interbandes, dont la fréquence de coupure est de l'ordre de GHz :
 - la modulation de densité de porteurs (Carrier Density Modulation, CDM)
- les effets intrabandes, dont la fréquence de coupure est de l'ordre du THz :
 - l'échauffement des porteurs (Carrier Heating, CH)
 - le « hole burning » spectral (SHB, Spectral Hole Burning)
 - l'absorption à deux photons

Si les modes sont espacés de quelques dizaines de GHz, nous estimons à de telles fréquences que les effets interbandes sont à l'origine du FWM et que leur influence est plus importante par rapport aux effets intrabandes qu'on peut alors négliger [55]. Un modèle théorique a été proposé par J. Renaudier dans sa thèse permettant de justifier l'existence de la corrélation des phases des modes optiques dans les lasers DBR à semi-conducteurs par l'intermédiaire des effets non-linéaires et plus précisément le FWM [56]. Les effets intrabandes sont négligés et seuls les effets interbandes tels que la modulation de la densité de porteurs à la fréquence du battement entre les modes optiques du laser sont pris en compte [57].

Le battement entre deux modes optiques génère une modulation de la densité de porteurs à la fréquence de ce battement. La fréquence du battement correspond à l'espacement spectral entre les deux modes mis en jeu. Cette modulation de la densité de porteurs « CDM : Carrier Density Modulation » engendre des bandes latérales de modulation qui exercent sur les modes latéraux des effets d'injection optique. Ces effets peuvent être aperçus comme un processus de ML par injection optique interne qui est à l'origine du mécanisme de blocage de modes passif. Pour mieux comprendre, on considère uniquement le cas où trois modes optiques sont prises en compte mais cette analyse peut être généralisée pour un nombre plus grand de modes (figure I.6).

A partir des équations d'évolutions d'amplitudes et de phases, nous pouvons conclure que les phases des différents champs ne sont pas décorréelées mais dépendent l'une de l'autre à travers l'injection optique mutuelle.

Afin de simplifier la compréhension de ce principe, nous modélisons les bandes latérales, générées par modulation de la densité de porteurs, par deux champs optiques qui viennent s'ajouter aux champs initialement existants dans la cavité laser. L'injection optique intermodale donne alors naissance à des champs optiques qui vont jouer le rôle d'une force de rappel afin de ramener les champs initiaux correspondant à la position angulaire pour laquelle nous obtenons une constance de l'espacement spectral des modes.

Nous introduisons donc les champs optiques d'injection $E_{inj,1}$ et $E_{inj,3}$, générés par l'interaction entre les modes optiques définie par, d'après [56]:

$$E_{inj,1} = \rho_{inj,1} \exp(\Phi_{inj,1}) \quad (I.11)$$

$$E_{inj,3} = \rho_{inj,3} \exp(\Phi_{inj,3}) \quad (I.12)$$

$\rho_{inj,1}$, $\rho_{inj,3}$ et $\Phi_{inj,1}$, $\Phi_{inj,3}$ sont les taux d'injection et les phases correspondant respectivement aux champs $E_{inj,1}$ et $E_{inj,3}$ et sont définis par :

$$\rho_{inj,1} = G \sqrt{1 + \alpha_H^2 \frac{A_2^2 A_1}{P_s A_3}} \quad (I.13)$$

$$\rho_{inj,3} = G \sqrt{1 + \alpha_H^2 \frac{A_2^2 A_3}{P_s A_1}} \quad (I.14)$$

$$\Phi_{inj,1} = 2\Phi_2 - \Phi_1 + \arctan(\alpha_H), \quad \Phi_{inj,3} = 2\Phi_2 - \Phi_3 + \arctan(\alpha_H) \quad (I.15)$$

En observant les équations ci-dessus, nous attirons l'attention sur le facteur de couplage phase-amplitude α_H dont la contribution est importante pour la génération des bandes latérales de modulation. L'introduction de ces équations met l'accent sur l'apparition des champs optiques que nous qualifions de champs optiques d'injection et qui présentent un déphasage par rapport aux champs initiaux existants au sein de la cavité laser. L'introduction de ces termes dans les équations d'évolution couplées permet d'obtenir des équations semblables à celles représentant un laser soumis à l'injection d'un champ optique externe [58]. La seule différence réside dans le fait que le phénomène d'injection optique inter-modale est intrinsèque au laser contrairement à l'injection optique externe qui nécessite une source externe. Une validation expérimentale partielle sera présentée dans la deuxième section du chapitre II. En effet, nous montrerons une mesure de l'espacement spectral entre modes en dessous et au dessus du seuil de verrouillage des modes. Ces mesures montrent que l'intervalle spectral libre reste constant dans la région de blocage des modes ce qui justifie

l'existence d'une force qui ramène les modes initialement espacés arbitrairement à une position dont nous enregistrons une certaine régularité dans l'espacement spectral entre les modes (figure II.17 chapitre II).

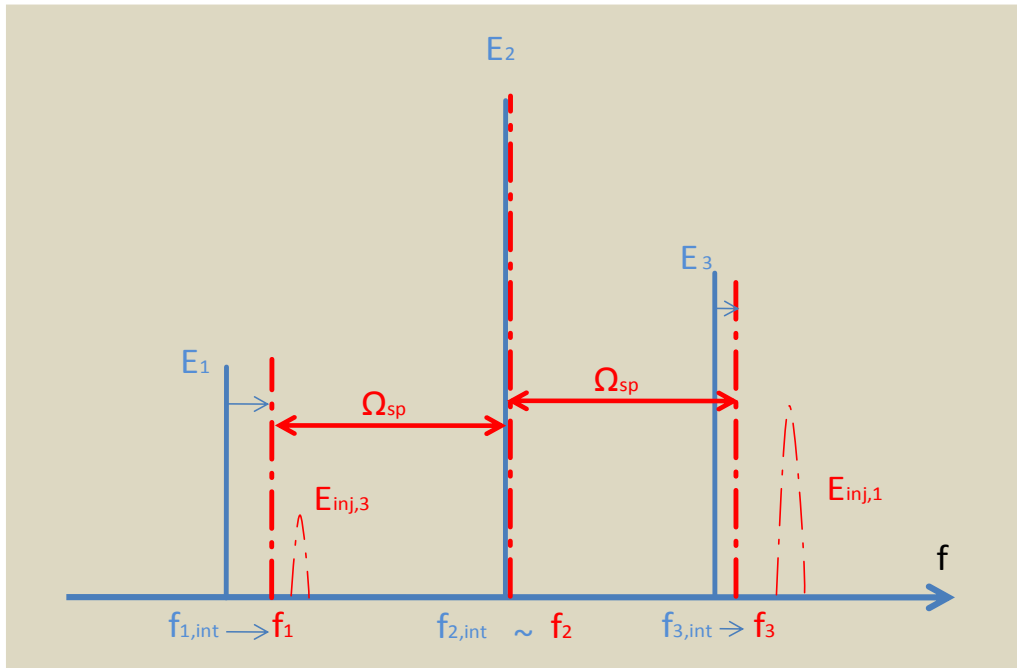


FIGURE I.6: Description de l'injection optique intermodale créée par les bandes latérales de modulation sous l'effet du FWM.

I.3.3 Propriétés spectrales des lasers à verrouillage de modes par mélange à quatre ondes :

Durant ces dernières années, des efforts considérables ont été consacrés à l'optimisation de la couche active des lasers SC à blocage de modes. Le progrès technologique en terme de procédé de fabrication ou plus précisément de croissance des couches actives a permis l'élaboration des structures à faible facteur de confinement optique. La caractérisation systématique des diodes lasers à différentes couches actives a montré l'étroite liaison entre le facteur de confinement optique et la propriété spectrale de la composante électrique produite par blocage de modes. Le choix de cette caractérisation est lié au fait que le facteur de confinement rend directement compte du niveau d'interactions entre les modes optiques et le milieu à gain ; il est en d'autres termes représentatif des effets non-linéaires des structures étudiées.

Les études expérimentales ont montré que la largeur de raie RF⁶ du battement des modes s'élargit lorsque le facteur de confinement optique augmente. L'étude faite, au sein de

⁶ RF : radiofréquence, nous utilisons raie RF pour désigner la raie électrique.

Alcatel-Thales III-V Lab, sur des diodes lasers de type Fabry-Perot dont la structure de la couche active est constituée de matériaux massif, d'une structure à base de plusieurs puits quantiques, ou encore une composition à base de bâtonnets quantiques est l'origine de cette conclusion. La figure I.7 illustre les résultats expérimentaux de l'évolution de la largeur de raie RF en fonction du confinement optique de la structure utilisée. Ainsi, nous obtenons une réduction importante de la largeur de la composante électrique lorsque nous passons d'une structure à base de matériau massif à une structure à puits quantiques ou encore à bâtonnets quantiques. En effet, nous enregistrons un facteur de réduction égale à cent voir mille (on passe de quelques MHz à quelques kHz voire des centaines de Hz). L'explication de ce phénomène est justifiée par le fait que la largeur spectrale des signaux électriques à la sortie du MLL provient essentiellement de l'émission spontanée directement couplée aux modes oscillants dans la cavité laser. Cette émission spontanée croît lorsque le confinement de la structure augmente. Il est donc nécessaire de réduire le confinement optique des composants pour diminuer la largeur spectrale des signaux électriques.

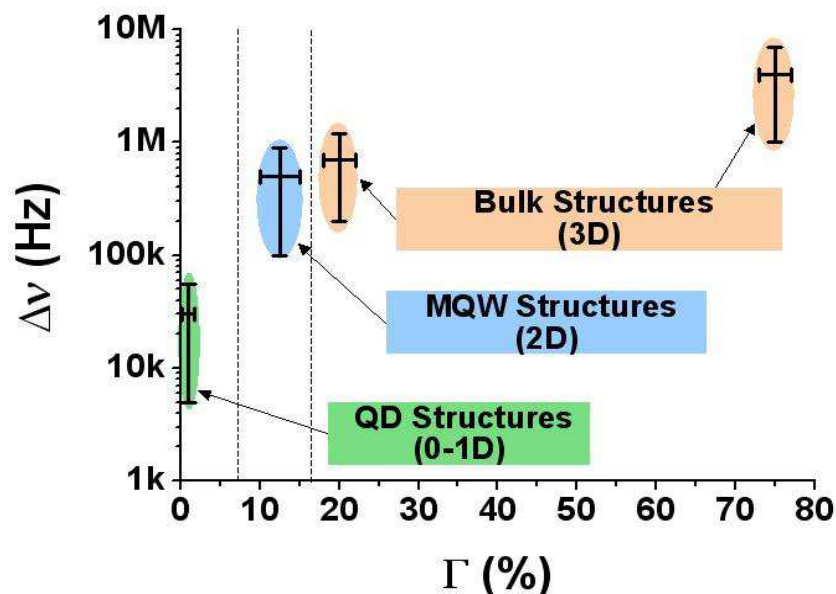


FIGURE I.7: Synthèse des différentes mesures de largeurs spectrales du battement en fonction du confinement optique des structures étudiées (Thèse J.Renaudier).

Dans la même optique et vu l'exigence de certaines applications en terme de bruit de phase, nous sommes amenés donc à réduire autant que possible la largeur de la raie RF des MLLs. Par conséquent, vu l'étroite liaison entre le confinement optique et la largeur de la raie

RF, une réduction du facteur de confinement optique a été adoptée par analogie pour les structures QDash. Une étude comparative est donc menée sur les diodes laser, en prenant comme paramètre le nombre de plans de QDash. Cette étude se fait en terme de la largeur de la raie RF.

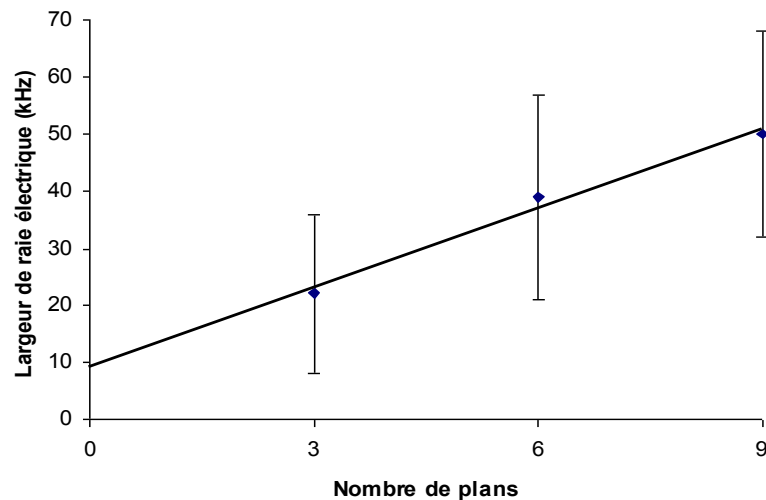


FIGURE I.8: Synthèse des différentes mesures de largeurs spectrales du battement en fonction du nombre de plan de bâtonnets quantiques.

La figure I.8 présente les résultats de cette étude comparative et démontre que la largeur de raie décroît lorsque le nombre de plans de bâtonnets quantiques diminue. L'étude des diodes lasers à base de trois, six et neuf plans de bâtonnets quantiques a confirmé l'influence de la réduction du facteur du confinement optique sur la largeur de la raie RF [59-60]. La largeur spectrale passe de 50kHz pour 9 plans de bâtonnets quantiques à 20kHz pour une structure à base de 3 plans. Chaque valeur de la largeur de la raie RF rapportée sur la figure I.8 est une moyenne des mesures relevées sur plus d'une dizaine de puces issues d'une même plaque, l'écart-type est rapporté sur les barres d'erreur verticales autour des valeurs moyennes. Plus la raie RF est fine, moins le bruit de phase est important, et plus le laser impulsionnel est stable temporellement : en d'autres termes, la finesse de la raie RF est une caractéristique du faible niveau de la gigue temporelle des impulsions optiques issues de ces diodes lasers en régime de ML. Le fait que les diodes laser QDash donnent des raies plus fines que des lasers à matériaux massifs ou à puits quantiques illustre l'intérêt des QDash. Notre étude sur la largeur de la raie RF en fonction du nombre de plans de QDash s'inscrit dans cette

analyse, et confirme l'idée que la réduction du couplage de l'émission spontanée dans le mode optique permet de diminuer le bruit de phase.

Cependant, il est à noter que le phénomène de ML est essentiellement dû au phénomène non-linéaire de FWM dans les diodes laser Fabry-Perot à section unique (sans absorbant saturable), et qu'une diminution du nombre de plans de bâtonnets quantiques peut mener à une réduction des effets non-linéaires, et ainsi à une augmentation du courant seuil à partir duquel le verrouillage de modes aura lieu. Ainsi, une réduction d'avantage du facteur de confinement optique par une réduction du nombre de plan de bâtonnets quantiques inférieure à trois n'a pas permis d'observer une réponse électrique du mécanisme de ML. Ceci est probablement une conséquence de l'insuffisance du gain nécessaire au FWM afin de verrouiller les modes.

En se basant sur ces dernières remarques, durant ce travail, les composants étudiés sont des lasers à semi-conducteur de type Fabry-Perot dont la couche active est à base de QDash.

I.4 Principaux résultats obtenus antérieurement à l'aide de diodes lasers verrouillage de modes à bâtonnets quantiques:

Le développement des composants photoniques à très haut débit ($\geq 40 \text{ Gbit/s}$) fait l'objet d'importants travaux de recherches. Nous rappelons ici les principaux résultats obtenus à ce jour à Alcatel Thales III-V Lab et au LPN-CNRS sur les lasers SC à blocage des modes notamment pour la récupération d'horloge tout-optique (40 Gbit/s et au-delà) [61-64] et la génération de porteuses optiques millimétriques nécessaire pour l'application radio sur fibre [65-66].

I.4.1 applications à la régénération tout-optique du signal à haut-débit :

De nos jours, nous enregistrons un besoin de plus en plus accru en ce qui concerne la bande passante des réseaux de transport. Ce besoin est dû à la diversification et à l'apparition de nouveaux services destinés au grand public. Par conséquent, la conception de composants optoélectroniques capables de fonctionner à des fréquences élevées devient une nécessité pour répondre à ce besoin. La fibre optique, combinée à l'apparition des amplificateurs à fibres

dopées à l'erbium (EDFA), a rendu possible l'évolution des réseaux de transport afin de répondre aux besoins liés au débit de transmission.

Par ailleurs, plusieurs techniques de multiplexage ont fait l'objet de nombreux travaux de recherches afin d'augmenter la capacité de transmission d'un support en terme de débit. La technique la plus répandue dans les systèmes de télécommunications est le multiplexage en longueur d'ondes (WDM : Wavelength Division Multiplexing). Cette technique consiste à transmettre sur la même fibre plusieurs longueurs d'ondes transportant chacune un signal différent. D'autre part, une seconde méthode, nommée technique de multiplexage temporel (TDM : Time Division Multiplexing), consiste à multiplexer ou juxtaposer temporellement plusieurs trains d'impulsions utilisés pour coder différents signaux. Une autre approche permet de répondre à ce même besoin, elle consiste à augmenter le débit par canal. Celui-ci est fixé par la norme de hiérarchie numérique synchrone (SDH, Synchronous Digital Hierarchy). Cette norme fixe les débits par canal à un multiple de **155,52 Mbit/s**. Un calcul simple pour une transmission à **40 Gbit/s** utilisant la trame de base correspond à une augmentation de **256 × 155,52 Mbit/s**. Augmenter le débit par canal ne permet pas à lui-même tout seul de répondre aux besoins en terme de croissance de trafic. A cette technique, nous rajoutons la technique de multiplexage précédemment décrite, les deux techniques combinées permettant une augmentation considérable du débit de transmission sur le support optique. En effet, il s'agit de combiner la transmission de N canaux en même temps dont chacun a un débit égal à D , le débit total de transmission sera donc de : $N \times D$. Cependant, un nouveau défi lié aux contraintes physiques résultants de l'accroissement du débit par canal et aux multiplexages lorsqu'on atteint des débits supérieurs à **40 Gbit/s**, se lève. Il s'agit des effets nuisibles dus à la propagation dans la fibre optique (effets non linéaires, dispersion chromatique, etc...) et l'émission spontanée des amplificateurs optiques utilisés sur une liaison optique. De ce fait, les techniques de régénération s'imposent lorsqu'on augmente le débit. La technique de régénération consiste à compenser la dégradation du rapport signal sur bruit optique et réduire les effets de fluctuation d'amplitude et de phase après une certaine longueur de propagation dans une fibre optique. Ce concept est résumé par les termes suivants : Réamplification, Remise en forme et Resynchronisation. C'est une technique qui s'appelle régénération « 3R ». Dans ce processus, c'est l'étape de resynchronisation qui nécessite l'utilisation d'une horloge de référence qui sera obtenue par la technique de récupération d'horloge. La réamplification et la remise en forme peuvent être développées en se basant sur les propriétés non linéaires de certains composants. Ceci permet uniquement d'assurer la

réamplification et la remise en forme et en aucun cas la resynchronisation. 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 est complexe à mettre en œuvre et souffre de compacité pour être facilement intégrée pour les besoins d'applications et surtout elle manque de transparence puisque elle intègre une étape de conversion optoélectronique. Par conséquent, une approche de récupération d'horloge « tout-optique » s'avère d'une grande importance. Parmi les différentes approches étudiées, la récupération d'horloge tout optique à base de synchronisation d'un laser à verrouillage des modes par FWM par injection externe est celle la plus prometteuse à très haut débit (≥ 40 Gbit/s). Cette technique a été validée chez Alcatel Thales III-V Lab pour un débit de 40 Gbit/s et 160 Gbit/s [64]. Dans le cadre de la récupération d'horloge tout-optique et afin de montrer l'intérêt des MLLs à bâtonnets quantiques pour celle-ci, nous allons rappeler le bruit de phase d'un MLL synchronisé par un signal d'horloge injecté. Par analogie avec les oscillateurs micro-ondes, il a été démontré qu'un MLL synchronisé par un signal d'horloge optique présente un bruit de phase dont la densité spectrale de puissance S_{ϕ_L} peut s'exprimer par [64] :

$$\begin{aligned} S_{\phi_L}(f) &= \frac{f_c^2}{f^2 + f_c^2} \times S_{\phi_{in}}(f) + \frac{f^2}{f^2 + f_c^2} \times S_{\phi_{ap}}(f) \\ &= \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \left(S_{\phi_{in}}(f) + \frac{\Delta\nu}{2\pi f_c^2} \right) \end{aligned} \quad (I.16)$$

Où f_c désigne la fréquence caractéristique du laser, $S_{\phi_{ap}}$ et $S_{\phi_{in}}$ sont respectivement la densité spectrale de bruit de phase intrinsèque au laser et celle de l'horloge optique incidente.

A partir de cette expression de bruit de phase du laser synchronisé, nous soulignons l'apparition d'une fonction de filtrage du second ordre dont la fréquence de coupure à -3dB n'est autre que la fréquence caractéristique f_c . Le second terme entre parenthèse représente la contribution au bruit de phase du laser libre. Cette contribution dépend uniquement de la largeur de la raie RF $\Delta\nu$, étant donné que f_c est liée à $\Delta\nu$ via le terme de bande d'accrochage Δf_{max} . Δf_{max} est définie comme l'écart fréquentiel maximal permettant de maintenir la synchronisation du MLL. Nous rappelons que Δf_{max} est d'autant plus petite que la largeur spectrale est faible, ainsi f_c l'est aussi. Etant donné que f_c est définie par :

$$f_c = \sqrt{\Delta f_{max} - \Delta f} \quad (I.17)$$

Où Δf est l'écart fréquentiel entre la fréquence du laser libre et celle du signal d'horloge optique.

Nous rappelons que la fonction de filtrage représente un filtre passe-bande du second ordre dont la décroissance est compatible avec les recommandations ITU⁷. Le paramètre clé qui gouverne l'efficacité d'un tel filtrage est la fréquence de coupure, représentée ici par la fréquence caractéristique. Comme nous venons de le montrer, une réduction de la largeur spectrale permet une réduction de f_c et par conséquent la fréquence de coupure. L'utilisation d'une structure présentant une faible largeur de la raie RF permet alors une réduction du bruit de phase du laser synchronisé. Les lasers SC de type Fabry-Perot à blocage de modes sont très prometteurs pour la récupération d'horloge tout-optique à très haut débit. Une autre application des lasers à semi-conducteur à ML est celle de la transmission sans fils haut-débit, plus connue sous le terme Radio sur Fibre (RoF).

I.4.2 Application à la radio sur fibre :

Aujourd'hui, les opérateurs de télécoms essayent de séduire un grand nombre de clients en offrant de plus en plus des services diversifiés avec une qualité de plus en plus satisfaisante. Un terminal mobile est capable aujourd'hui de fournir à son utilisateur les services du « triple play » c'est-à-dire : la téléphonie sur IP, le transfert des données de grande capacité, la télé haute définition et tant d'autres services de plus en plus accessibles grâce à l'infrastructure mobile « 3G » voire même « 4G ». D'autre part, l'explosion d'internet et le succès obtenu grâce à l'intégration du concept du réseau local sans fil (wireless local area network WLAN) dans l'infrastructure « 2-3 G » ont changé notre perception du domaine des communications. La majorité des usagers adopte de plus en plus la culture « toujours connecté » connu sous le terme anglophone « always on communication ». De nos jours, nous parlons de la communication à n'importe quelle heure, n'importe où et avec n'importe quoi (communication anytime, anywhere, and with anything). De plus, la fibre optique est de plus en plus proche des utilisateurs (Fiber To The Home FTTH) ce qui facilite l'accroissement de débit d'information véhiculé. Aujourd'hui, un débit de 100 Mbps (Fast Ethernet) commence à atteindre les foyers.

En même temps, la demande touchant les systèmes de communication sans fil en terme de débit et de couverture réseau ne cesse pas d'augmenter et de mettre la pression sur les opérateurs télécoms afin d'adapter l'infrastructure à ce type de service. En général il existe un compromis entre la couverture mobile du réseau et le débit véhiculé. A titre d'exemple, une

⁷ ITU est l'acronyme de International Telecommunication Union.

cellule de communication sans fil (Wireless Personal Area Networks WPANs) mesure quelques mètres alors que son débit peut atteindre quelques dizaines de Mbps. D'autre part, les systèmes « 2G » (exp : GSM⁸), et « 3G » (exp : UMTS⁹) possèdent des cellules qui peuvent atteindre quelques kilomètres, alors que leurs débit est limité à 2 Mbps. Ainsi, et du fait que les systèmes de communication mobile cherchent à augmenter leurs débit alors que les systèmes sans fils demandent à avoir une couverture réseau plus grande, l'adoption d'une infrastructure qui supporte les deux systèmes peut offrir une solution satisfaisante sur tous les volets. Une solution est proposée par la norme 802.16 plus connue sous le terme anglophone « WiMAX », cette dernière offre une infrastructure à bas coût qui répond aux exigences en termes de débit et de couverture réseau en même temps [67]. En général les porteuses de faible fréquence offrent une faible bande passante. C'est pour cette raison que l'infrastructure GSM offre un faible débit, en effet, les porteuses sont dans les bandes 900 MHz ou 1800 MHz avec une allocation spectrale de 200 kHz par porteuse. Donc, une solution consiste à augmenter d'avantage la fréquence de la porteuse utilisée. Les MLLs à base de semi-conducteur offrent cette possibilité. Par contre, nous sommes invités à changer la partie câblée du réseau. En effet, les composants électroniques perdent progressivement l'efficacité de leurs rendements en augmentant la fréquence. Dans la bande de fréquences des ondes millimétriques, nous estimons que l'efficacité des composants électroniques est inférieure à 30% [68].

Devant l'accroissement incessant en termes de service, la structure du réseau est amenée à fournir les solutions technologiques capables de répondre à ce besoin de plus en plus important en termes de bande passante. Les applications et les solutions sans fils ne cessent d'attirer un grand nombre d'utilisateurs et sont de plus en plus répandues. Dans ce contexte, la photonique offre une bande passante beaucoup plus large que celle offerte par l'électronique. La fibre optique offre une faible atténuation du signal radiofréquence due à la propagation, cette atténuation est typiquement de **0.3 dB/km** pour la fenêtre de longueur d'ondes autour de **1550 nm** et de **0.3 dB/km** pour celle autour de **1310 nm**. Par conséquent, les techniques de détection et de génération optique des ondes millimétriques ont fait l'objet de nombreux travaux de recherches afin de permettre l'intégration des techniques de la radio sur fibre.

La radio-sur-fibre repose sur l'utilisation de la fibre optique comme support pour transporter et distribuer les signaux radiofréquences entre une station centrale et une station de

⁸ GSM est l'acronyme de Global Système Mobile.

⁹ UMTS est l'acronyme de Universal Mobile Telecommunication System.

base (figure I.9). Cette technique permet de centraliser les fonctions telles que modulation, multiplexage et conversion de fréquence, au niveau de la station centrale.

Les MLLs SC présentent un intérêt pour ces applications par leurs compacités et les fréquences élevées qu'ils peuvent générer. Celles-ci peuvent être utilisées comme porteuses sur lesquelles le signal à transmettre sera modulé soit via un modulateur « Mach-Zender » par exemple, soit même en modulation directe [69]. Les signaux sont transportés par la suite vers l'antenne à travers une fibre optique. Le signal optique est détecté à l'aide d'une photodiode, qui livre un signal radiofréquence. Ce dernier est amplifié en utilisant un amplificateur hyperfréquence à faible bruit et alimente l'antenne. Dans le sens descendant (Down Link), les ondes sont détectées par l'antenne et transposées en optiques à l'aide d'un modulateur électro-optique. Le signal optique est transporté jusqu'à la station centrale. La démodulation de la porteuse radio, ainsi que la conversion analogique numérique peuvent également être réalisées grâce au même MLL SC comme montré dans la référence [69].

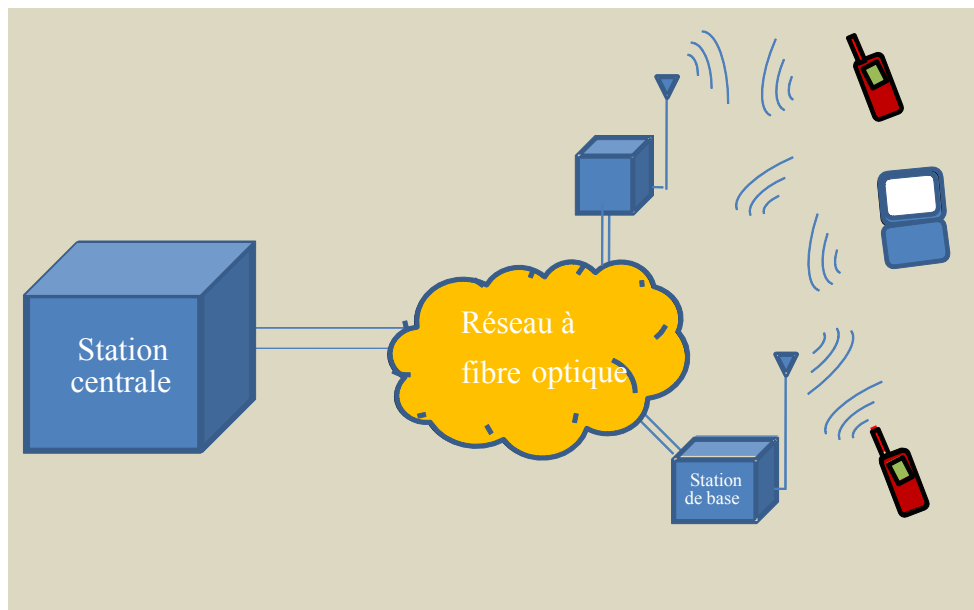


FIGURE I.9 : Concept du système radio-sur-fibre.

Dans le cadre du projet Européen IPHOBAC, en collaboration avec d'autres laboratoires de recherches, III-V Lab a démontré expérimentalement une transmission radio à un débit supérieur à 10 Gbit/s en utilisant une source laser à ML à 60 GHz [67].

La technique de radio-sur-fibre présente plusieurs avantages en comparaison avec les techniques se basant sur l'utilisation des composants électronique. En effet, elle offre :

- Une réduction des pertes dues à la propagation des signaux et une réduction considérablement du coût d'installation et de la maintenance de l'infrastructure. Ceci

est essentiellement justifié par les faibles pertes de la fibre optique et le progrès technologique enregistré en termes de composant photonique de traitement et d'amplification des signaux optiques.

- Une Immunité contre les interférences électromagnétiques, c'est une propriété très attractive des fibres optiques utilisées pour les communications. Cette propriété garantie, en plus de la sécurité, un aspect de privatisation et une protection contre l'espionnage des données qui circulent sur la fibre.
- Une diminution du coût d'installation et de la maintenance des équipements, en effet les équipements intelligents sont concentrés dans la station centrale et la station de base ne contient qu'un photodétecteur et un amplificateur faible bruit en plus du dispositif de rayonnement. La station centrale contrôle plusieurs station de base ce qui réduit énormément le coût d'installation. Le déploiement d'une infrastructure à faible coût est nécessaire vue le nombre important de stations de bases que nécessitent les systèmes micro-ondes.
- Une allocation plus efficace des ressources spectrales grâce à l'allocation dynamique des porteuses. La centralisation des opérations de routage et de modulation au niveau de la base centrale facilite l'adoption d'une gestion dynamique de la bande passante...

I.5. Présentation du travail :

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre le Alcatel-Thales III-V Lab et le Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures (LPN-CNRS) sur les lasers à verrouillage des modes à semi-conducteurs à bâtonnets quantiques. En effet, il y a un effort important entrepris dans ces deux laboratoires pour la conception et la fabrication de lasers à faible niveau de bruit en vue de l'utilisation de ces composants pour de nombreuses applications.

L'objectif de ce travail de thèse est de montrer le potentiel des MLLs SC par FWM pour leur utilisation dans un certain nombre d'applications telles que la transmission haut débits, l'échantillonnage optique, le traitement tout-optique des signaux, la distribution d'horloge etc. En particulier, une partie de ce travail est consacrée à l'analyse du « chirp » des impulsions à la sortie de la diode laser ainsi que la caractérisation et la compensation de ce paramètre. D'autre part, nous nous sommes intéressés à la caractérisation de la gigue temporelle des impulsions ainsi qu'à la réduction de celle-ci en se basant sur une technique de réduction du bruit de phase par réinjection optique. Cette technique est mise en œuvre en utilisant une analogie avec le phénomène de la rétroaction optique dans les lasers SC. Enfin, nous avons optimisé une nouvelle source pour la génération d'un peigne de fréquences WDM en utilisant un MLL SC.

Les études présentées dans ce mémoire sont principalement expérimentales. Néanmoins, nous avons systématiquement proposé ou adapté des modèles analytiques de la littérature afin de vérifier et interpréter les résultats expérimentaux obtenus.

La première étude que nous visons au **deuxième chapitre** est la génération et la mise en forme des impulsions ultra-courtes (~ 1 ps). Le but est double, d'une part mettre en œuvre les techniques de compensation de dispersion afin d'obtenir des impulsions dite en *limite de transformée de Fourier* et d'autre part proposer une source optique accordable en longueur d'ondes à l'aide du filtre optique approprié. Dans ce cadre, nous allons nous reposer soit sur l'utilisation des fibres optiques soit sur l'utilisation d'un filtre optique à la sortie du MLL SC. L'étude concernant l'utilisation des fibres optiques a révélé que nous pouvons compenser simultanément la dispersion de second ordre et d'ordre supérieur en utilisant un couple de fibres optiques avec des dispersions différentes. Cette méthode est intéressante étant donné les faibles pertes et la facilité de l'alignement si l'on compare avec les techniques utilisant une paire de réseau ou de prisme. L'utilisation d'un filtre optique à la sortie de la diode laser

Chapitre I

permet de sélectionner une partie du spectre optique dont les modes présentent une faible variation de phase relative. Ces deux méthodes peuvent être par la suite adaptées pour la conception d'un composant monolithique soit par l'intégration d'un milieu dispersif dont nous pouvons contrôler la dispersion soit tout simplement par l'intégration d'un filtre accordable en longueur d'onde.

Le troisième chapitre est dédié à l'étude de la gigue temporelle des impulsions, un paramètre crucial pour la plupart des applications utilisant les MLLs SC. Dans ce cadre, nous mettons en œuvre une technique de mesure de celle-ci par cross-corrélation optique. Cette technique est particulièrement adaptée pour les MLLs SC dont la fréquence est élevée et qui seront utilisées pour des applications nécessitant la mesure de la gigue temporelle sur une grande plage de fréquence. Nous allons également élargir notre étude aux moyens de réduction de la gigue temporelle à travers l'étude du bruit de phase des MLLs SC. En particulier, nous proposons d'étudier expérimentalement les effets de la réinjection optique sur le comportement spectral du MLL SC afin de réduire son bruit de phase.

Le quatrième chapitre concerne l'étude exploratoire d'une nouvelle source que nous proposons pour la génération de canaux WDM en utilisant un MLL SC. Nous exploitons le large spectre de gain offert par ces structures pour la conception d'une telle source. La motivation d'une telle étude réside dans les dimensions réduites des MLLs SC par rapport à la solution standard qui consiste à moduler N lasers. Nous présentons l'étude expérimentale d'une transmission canal par canal sur une distance de 50 km de fibre des signaux à un débit de 10 Gbit/s.

Bibliographies:

- [1] M. Jr. DiDomenico, "Small-signal analysis of (internal coupling) modulation of lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 35, pp. 2870-2876, (1964).
- [2] L. E. Hargrove, R. L. Fork and M. A. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation", *Applied Physics Letters*, Vol. 5, pp. 4-5, (1964).
- [3] A. Yariv, "Internal modulation in multimodes laser oscillators", *Journal of Applied Physics*, Vol. 36, pp. 338-391, (1965).
- [4] W. E. Lamb Jr, "Theory of an optical maser", *Physical Review*, Vol. 134, pp. A1429-A1450, (1964).
- [5] O. R. Wood and S. E. Schwarz, "Passive mode locking of CO₂ laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 12, pp. 263-265, (1968).
- [6] T. Deutsh, "Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 7, pp. 80-82, (1965).
- [7] W. Schmidt and F. P. Schafer, "Self-mode-locking of dye-lasers with saturable absorbers", *Physics Letters A*, Vol. 26, Issue 11, pp. 558-559, (1968).
- [8] V. N. Morozov, V. V. Nikitin, and A. A. Sherenov, "Self-synchronization of modes in GaAs semiconducting injection laser", *Letters to Journal of Experimental and Theoretical Physics*, Vol. 7. pp. 256-258, (1968).
- [9] M. DiDomenico, Jr., J. E. Guesic, H. M. Marcos, and R. G. Smith, "Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the Nd³⁺: Yag laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 8, pp.180-182, (1966).
- [10] J. A. Leegwater, "Theory of mode-locked semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, N°. 10, pp. 1782-1790, (1996).
- [11] D. K. Negus, L. Spinelli, N. Goldbatt and G. Feugnet, "Sub-100 femtosecon pulse generation by Kerr lens mode-locking in Ti: Al₂O₃", *Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10 of Optical Society of America Proceedings Series, paper SPL7, (1991).
- [12] Y. Nomura, S. Ochi, N. Tomita, K. Akiyama, T. Itsu, T. Akiguchi and H. Higuchi, "Mode locking in Fabry-Perot semiconductor lasers", *Physical Review A*, Vol. 65, Issue 4, 043807, (2002).
- [13] K.A. Williams, M.G. Thompson, and I.H. White, "Long wavelength monolithic mode-locked diode lasers", *New Journal of Physics*, Vol. 6, Issue 179, pp. 1-30, (2004).
- [14] P. Vasil'ev, "*Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*", (Artech House Publishers, Chapters 3 and 4, 1995).

- [15] A.E. Siegman and D.J. Kuizenga, "Simple analytical expression for AM and FM mode-locked pulses in homogenous lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 14, Issue 6, pp. 181-182, (1969).
- [16] D.J. Kuizenga and A.E. Siegman, "FM and AM mode-locking of the homogeneous laser – Part I: Theory", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 6, pp. 694-708, (1970).
- [17] H.A. Haus, "A theory of forced mode-locking", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11, pp. 323-330, (1975).
- [18] Irène et Michel Joindot et douze co-auteurs, "les télécommunications par fibres optiques", Edition Dunod, 1996.
- [19] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 19(9), pp. 1391-1397, (1983).
- [20] S. Lamkadmi Azouigui, "Lasers à boîtes quantiques et tolérance à la rétroaction optique", *Thèse de doctorat*, délivrée conjointement par l'Institut National des Télécommunications et l'Université de Pierre et Marie Curie - Paris 6, (2008).
- [21] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, and V.M. Ustinov, "InGaAs-GaAs quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3 Issue 2, pp. 196-205, (1997).
- [22] Z. Alferov, "Double hetrostructure lasers :early days and future persepectives", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, N°. 6, pp. 832-840, (2000).
- [23] X. Huang, A. Stintz, H. Li, L.F. Lester, J. Cheng, and K.J. Malloy, "Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 78, Issue 19, pp. 2825-2827, (2001).
- [24] Thompson, M. G.etal, "Transform-limited optical pulses from 18 GHz monolithic modelocked quantum dot lasers operating at 1.3 μm ", *Electronics Letters*, Vol. 40, pp. 346-347, (2004).
- [25] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, W. Sibbett, N.D. Il'inskaya, Yu.M. Zadiranov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, A.R. Kovsh, and N.N. Ledentsov, "High-power picosecond and femtosecond pulse generation from a two-section mode-locked quantum-dot laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 87, Issue 8, 081107(3 pages), (2005).
- [26] A. Martinez, C. Gosset, K. Merghem, F. Lelarge, J. Landreau, G. Aubin, and A. Ramdane, "Subpicosecond pulse generation at 1.56 μm using a mode-locked quantum dot laser", *Technical Digest of European Conference on Optical Communications 2005*, paper Tu1.5.4, (2005).
- [27] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lämmlin, D. Bimberg, M.G. Thompson, K.T. Tan, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Y.M. Shernyakov, and A.R. Kovsh, "35 GHz mode-locking of 1.3 μm quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 85, Issue 5, pp. 843-845, (2004).

- [28] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, W. Sibbett, N.D. Il'inskaya, Yu.M. Zadiranov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, A.R. Kovsh, and N.N. Ledentsov, "High-power picosecond and femtosecond pulse generation from a two-section mode-locked quantum-dot laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 87, Issue 8, 081107 (3 pages), (2005).
- [29] A. Markus, J.X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, J.G. Provost, C. Paranthoën, and A. Fiore, "Impact of intraband relaxation on the performance of a quantum-dot laser", *IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, Issue 5, pp. 1308-1314, (2003).
- [30] A. Martinez, A. Lemaître, K. Merghem, L. Ferlazzo, C. Dupuis, A. Ramdane, J.-G. Provost, B. Dagens, O. Le Gouezigou, and O. Gauthier-Lafaye, "Static and dynamic measurements of the α -factor of 5-quantum-dot-layer single-mode lasers emitting at 1.3 μm on GaAs", *Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO*, Baltimore, Maryland, (2005).
- [31] M.-T. Choi, W. Lee, J.-M. Kim, and P.J. Delfyett, "Ultrashort high-power pulse generation from a master oscillator power amplifier based on external cavity mode locking of a quantum-dot two section diode laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 87, Issue 22, 221107 (3 pages), (2005).
- [32] L. Zhang, L. Cheng, A.L. Gray, S. Luong, J. Nagyvary, F. Nabulsi, L. Olona, K. Sun, T. Tumolillo, R. Wang, C. Wiggins, J. Zilko, Z. Zou, and P.M. Varangis, "Low timing jitter, 5 GHz optical pulses from monolithic two-section passively mode-locked 1250/1310 nm quantum dot lasers for high speed optical interconnects", *Technical Digest of Optical Fiber Communications OFC 2005*, paper OWM4, (2005).
- [33] M.G. Thompson, A. Rae, R.V. Penty, I.H. White, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, D.A. Livshits, and I.L. Krestnikov, "Absorber length optimisation for sub-picosecond pulse generation and ultra-low jitter performance in passively mode-locked 1.3 μm quantum-dot laser diodes", *Technical Digest of Optical Fiber Communications OFC 2006*, paper OThG3, (2006).
- [34] M.G. Thompson, K.T. Tan, C. Marinelli, K.A. Williams, R.V. Penty, I.H. White, M. Kuntz, D. Ouyang, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, D.-J. Kang, and M.G. Blamire, "Transform-limited optical pulses from 18 GHz monolithic mode locked quantum dot lasers operating at 1.3 μm ", *Electronics Letters*, Vol. 40, No. 5, pp. 346-347, (2004).
- [35] D.J. Derickson, P.A. Morton, J.E. Bowers, and L.R. Thornton, "Comparison of timing jitter in external and monolithic cavity mode-locked semiconductor-lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 59, Issue 26, pp. 3372-3374, (1991).
- [36] D. J. Derickson et al, "Short pulse generation using multisegment mode locked semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, pp. 2186-2202, (1992).
- [37] R.H. Wang, A. Stintz, P.M. Varangis, T.C. Newell, H. Li, K.J. Malloy, and L.F. Lester, "Room-temperature operation of InAs quantum-dot lasers on InP (001)", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, Issue 8, 767-769, (2001).

- [38] S. Deubert, A. Somers, W. Kaiser, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, and A. Forchel, “InP-based quantum dash lasers for wide gain bandwidth applications”, *Journal of Crystal Growth*, Vol. 278, pp. 346-350, (2005).
- [39] F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, F. Pommereau, and 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, Issue 7, pp. 1369-1371, (2005).
- [40] J.P. Reithmaier, A. Somers, S. Deubert, R. Schwertberger, W. Kaiser, A. Forchel, M. Calligaro, Resneau, O. Parillaud, S. Bansropun, M. Krakowski, R. Alizon, D. Hadass, A. Bilenca, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Gioannini, I. Montrosset, T.W. Berg, M. van der Poel, J. Mørk, and B. Tromborg, “InP based lasers and optical amplifiers with wire-/dot-like active regions”, *Journal of physics D: Applied Physics*, Vol. 38, pp. 2088-2102, (2005).
- [41] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J.-G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, and G.-H. Duan, “Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at 1.55 μm ”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13 Issue 1, pp. 111-124, (2007).
- [42] G. Moreau, S. Azouigui, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, and 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, 241123, (2006).
- [43] J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion and G.-H. Duan, “45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry–Perot semiconductor lasers at 1.5 μm ”, *Electronics Letters*, Vol. 41, N°. 18, pp. 1007-1008, (2005).
- [44] K. Sato, “100 GHz optical pulse generation using Fabry-Perot laser under continuous wave operation”, *Electronics Letters*, Vol. 37, N°. 12, pp. 763-764, (2001).
- [45] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, J. Landreau, F. Lelarge, and 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, N°. 2, pp. 91-92, (2006).
- [46] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, and A. Ramdane, “Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using quantum dash-based Fabry–Perot laser emitting at 1.56 μm ”, *Applied Physics Letters*, Vol. 88, 241105, (2006).
- [47] Z. G. Lu, J. R. Liu, S. Raymond, P. J. Poole, P. J. Barrios, and D. Poitras, “312-fs pulse generation from a passive C-band InAs/InP quantum dot mode-locked laser”, *Optics Express*, Vol. 16, Issue 14, pp. 10835-10840, (2008).
- [48] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, and W. Sibbett, “Mode-locked quantum-dot lasers,” *Nature Photonics*, Vol.1, pp. 395-401, (2007).

- [49] X. D. Huang, A. Stintz, H. Li, F. Lester, J. L. Cheng, and K. J. Malloy, "Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 78, pp. 2825-2827 (2001).
- [50] M. J. Heck, E. A. Bente, B. Smalbrugge, Y. S. Oei, M. K. Smit, S. Anantathanasarn, and 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, pp. 16292-16301, (2007).
- [51] P. Gallion, "Pureté spectrale d'un laser semi-conducteur synchronisé. Applications à la détection cohérente", *Mémoire de thèse d'état*, Université de Montpellier, (1986).
- [52] P.W.Smith, "Mode locking of lasers", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 58, Issue 9, (1970).
- [53] K.Sato, "Optical pulse generation using Fabry-Perot laser under continuous wave operation", *IEEE journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, N°. 5, pp. 1288-1293, (2003).
- [54] G.P. Agrawal, "Population pulsation and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers", *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 5, N°. 1, pp. 302-304, (1988).
- [55] G.P.Agrawal, "Highly nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers due to spectral hole burning", *Applied Physics Letters*, Vol. 51, No. 5, pp. 302-304, (1987).
- [56] J.Renaudier, "Etude de l'autopulsation par verrouillage de modes passif dans des lasers à semi-conducteurs à réflecteur de Bragg distribué. Application à la récupération d'horloge tout optique à 40 Gbit/s", *Thèse de mémoire*, Ecole nationale supérieure des télécommunications Paris, (2006).
- [57] G. R. Gray and G. P. Agrawal, "Importance of self induced carrier-density modulation in semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, Issue 11, pp. 1216-1219, (1992).
- [58] I.Petitbon, P.Gallion, G.Debarge, and C.Chabran, "Locking bandwidth and relaxation oscillation of an injected locked semiconductor laser", *IEEE journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, N°. 2, pp. 148-154, (1988).
- [59] Akram Akrouf, Alexandre Shen, François Lelarge et Guang-Hua Duan, "Etude de la largeur de raie électrique en fonction du nombre de plans de boîtes quantiques dans des diodes lasers en régime de verrouillage de mode", *Journées Nationales d'Optiques Guidées JNOG 2007*, Grenoble, France, (2007).
- [60] A. Shen, A. Akrouf, J-G. Provost, B. Rousseau, F. Lelarge, O. Legouezigou, F. Pommereau, F. Poingt, L. Legouezigou, G-H. Duan and A. Ramdane, "Low confinement factor quantum dash mode-locked Fabry-Perot laser for tuneable pulse generation", *Optical Fiber Communication Conference OFC*, San Diego, California, page OTHK1, (2008).
- [61] G.-H.Duan, C.Gosset, B.Lavigne, R.Brenot, B.Thevrez, J.Jacquet and O.Leclerc, "40 GHz all-optical clock recovery using polarization insensitive distributed Bragg reflector lasers", *Proceeding of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, Maryland, paper CThQ5, (2003).

- [62] J.Renaudier, B.Lavigne, M.Jourdran, P.Gallion, F.Lelarge, B.Dagens, A.Accard, O.Le Gouezigou and G.-H.Duan, “First demonstration of all-optical clock recovery at 40 GHz with standard compliant jitter characteristics based on quantum-dots self pulsating semiconductor laser”, *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper TH4.3.4, Glasgow (2005).
- [63] G.-H.Duan et G. Pham, “Injection-locking properties of self-pulsation in semiconductor laser”, *IEE Proceedings of Optoelectronics*, Vol. 144, N°. 4, pp. 228-234, (1997).
- [64] J.Renaudier, B.Lavigne, F.Lelarge, M.Jourdran, B.Dagens, O.Le Gouezigou, P.Gallion and G.-H.Duan, “Standard-compliant jitter transfer function of all optical clock recovery at 40 GHz based on a quantum- dots self-pulsating semi-conductor lasers”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, N°. 11, pp. 1249-1251, (2006).
- [65] F.Van Dijk, A.Enard, X. Buet, F.Lelarge and G.-H.Duan, “Phase noise reduction of a Quantum Dash mode-locked laser in a millimeter-wave Coupled Opto-Electronic Oscillator”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, No. 13-16, pp. 2789-2794, (2008).
- [66] A. Stöhr, A. Akrouf, R. Buß, B. Charbonnier, F. V. Dijk, A. Enard, S. Fedderwitz, D. Jäger, M. Huchard, F. Lecoche, J. Marti, R. Sambaraju, A. Steffan, A. Umbach, and M. Weiß, “60 GHz Radio-over-Fiber Technologies for Broadband Wireless Services”, *Journal of Optical Networking*, Vol. 8, Issue 5, pp. 471-487, (2008).
- [67] IEEE 802.16 Working Group on Broadband Wireless Access Standards, “Developing the IEEE 802.16 WirelessMAN Standard for Wireless Metropolitan Area Networks”, May 2005.
- [68] D. M. Pozar, “Microwave and RF Design of Wireless Systems”, (John Wiley & Sons, Inc., 2001).
- [69] Charbonnier, B. Chancelou, P. Corral, J.L. Duan, G.-H. Gonzalez, C. Huchard, M. Jager, D. Lelarge, F. Marti, J. Naglic, L. Pavlovic, L. Polo, V. Sambaraju, R. Steffan, A. Stohr, A. Thual, M. Umbach, A. van Dijk, F. Vidmar, M. Weiss, M. “Photronics for broadband radio communications at 60 GHz in Access and Home Networks”, *International Topics Meeting on Microwave Photonics, Jointly held with the 2008 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference, MWP/APMP 2008*, page 5-8, (2008).

Chapitre II

Mise en forme et réduction du « chirp » des impulsions générées par une diode laser à blocage des modes passif à base de bâtonnets quantiques

II.1 Introduction :	43
II.2 Mise en forme des impulsions par filtrage optique :	44
II.2.1 Etude de l'influence de la forme du filtre optique sur le « chirp » des impulsions :	50
II.3 Mise en forme par compensation de la dispersion des impulsions:	52
II.3.1 Mise en forme d'impulsions par la compensation de la dispersion au premier ordre:	53
II.3.2 Génération d'impulsions par compensation de dispersion d'ordre supérieur:	55
II.3.2.1 Dispersion d'une fibre optique:	56
II.3.2.2 Détermination du « chirp » d'un MLL SC :	58
II.3.2.3 Compensation du « chirp » par deux fibres :	59
II.4 Etude de la variation de l'intervalle spectral libre :	61
II.5 Conclusion :	64
Bibliographies:	66

II.1 Introduction :

La génération des impulsions optiques en utilisant des lasers SC est une technique très prometteuse pour un nombre d'applications telles que : la distribution d'horloge [1], le traitement tout-optique des signaux [2], l'échantillonnage optique [3] et les systèmes de transmission haut débit à base de multiplexage par division temporel connue sous l'acronyme « Optical Time Division Multiplexing » [4]. Parmi les différentes techniques de génération d'impulsions, celle des lasers SC à « verrouillage de modes passif » s'avère être la plus attrayante pour les télécommunications optiques. La largeur à mi-hauteur et la gigue temporelle constituent les paramètres clés de la caractérisation des impulsions. A ce titre, la réduction de la largeur à mi-hauteur des impulsions devient nécessaire afin, par exemple, d'augmenter le débit véhiculé sur une liaison optique et d'améliorer le temps de résolution pour l'échantillonnage optique.

En 2001, Sato *et al* présentent pour la première fois, du moins à notre connaissance, la génération d'un train d'impulsions en utilisant des MLLs SC par mélange à quatre ondes à base de puits quantiques dans la fenêtre de 1,5 μ m. Cependant, l'utilisation d'une fibre standard semble nécessaire afin de réduire le « chirp » et d'extraire les impulsions [5]. L'apparition des MLLs SC par mélange à quatre ondes à base de boîtes ou de bâtonnets quantiques dans la fenêtre 1,5 μ m date des travaux de Renaudier *et al* et Gosset *et al* [6-7]. C'est la première fois qu'est présentée la génération d'impulsions à haute fréquence de répétition (40 et 134 GHz) grâce au mélange à quatre ondes dans les MLLs SC à bâtonnets quantiques.

Etant donné l'engouement pour l'intégration des MLLs en régime de ML passif comme sources optiques, nous présenterons dans la section suivante les techniques de mise en forme et de compensation de la dispersion afin d'améliorer davantage la qualité des impulsions générées par ces composants.

Le glissement fréquentiel, connu sous le terme anglais « chirp », est toujours présent dans les impulsions générées par un laser à blocage de modes à base de boîtes quantiques. C'est le « chirp » qui est à l'origine de l'indésirable élargissement temporel des impulsions. Il pénalise l'utilisation de tels composants comme des sources optiques pour la génération d'impulsions car des impulsions « chirpées » se déforment rapidement lors de leur

propagation dans une fibre optique dispersive. D'un point de vue composant, nous avons montré dans le premier chapitre qu'il existe une relation étroite entre le facteur de Henry α_H et la dérive fréquentielle (voir paragraphe I.2.2, chapitre I) d'un laser monomode. Nous avons également rappelé lors du premier chapitre que plusieurs études expérimentales et théoriques ont démontré qu'une réduction du facteur de Henry conduit à une réduction considérable du « chirp » des structures [8-9]. Le faible facteur de Henry des lasers SC QDash laisse entendre une réduction du « chirp » dans ces structures en comparaison avec celles à puits quantiques. Cependant, le « chirp » d'un MLL Qdash reste toujours non nul et il est souhaitable de le réduire d'avantage.

Il existe plusieurs techniques permettant de compenser le « chirp » et donc d'approcher la génération d'impulsions dite en *limite de transformée de Fourier* pour les MLLs en régime passif. Nous étudierons la compensation du « chirp » soit par filtrage optique, soit en utilisant différents types de fibres optiques à la sortie de la diode laser. Dans le premier cas, le filtrage optique permettra de ne sélectionner que certains modes. Nous pourrions également choisir de compenser la différence de phase des divers modes à la sortie de la diode laser en utilisant un milieu dont la dispersion est de signe opposé à celle des impulsions. Nous présenterons donc ci-dessous l'étude systématique de la largeur de l'impulsion en fonction de la longueur de fibre utilisée ou encore de la largeur spectrale du filtre optique. Cependant, cette étude nous permet seulement de comprimer les impulsions et de réduire leur « chirp », mais en aucun cas d'établir une génération d'impulsions en limite de transformée de Fourier. En effet, il s'agit généralement d'une compensation du premier ordre du « chirp ». Nous tenterons donc, dans la seconde partie, d'estimer le « chirp » d'ordre supérieur en nous appuyant sur un modèle théorique afin de pouvoir le compenser entièrement par la suite.

II.2 Mise en forme des impulsions par filtrage optique :

Dans cette partie, nous présenterons une méthode simple de mise en forme par filtrage optique des impulsions générées par une diode laser à ML passif. Notre étude porte sur un laser Fabry Pérot dont l'intervalle spectral libre (ISL) est de 42.71 GHz ($\Delta\lambda \sim 0,34 \text{ nm}$) et dont l'émission se situe dans la fenêtre 1.55 μm .

Quant à l'utilisation d'un filtre optique en sortie de la diode laser, l'idée sous-jacente consiste à ne sélectionner qu'une partie du spectre optique. Les modes ainsi sélectionnés présentent une faible variation de phase relative et génèrent ainsi des impulsions moins « chirpées » par rapport à celles obtenues par tous les modes. Une étude systématique a été effectuée au sujet de la largeur de fenêtre de filtrage et de la longueur d'ondes centrale. Comme représenté sur la figure II.2, le spectre optique est assez large et présente une vingtaine de modes optiques en moyenne dont la variation de la puissance optique ne dépasse pas les 3 dB. Le nombre de modes optiques dépend de la fréquence de répétition (f_{rep}) de la diode laser utilisée. En effet, plus la longueur de la cavité (L) est petite, plus l'ISL entre modes optiques ($\Delta\lambda$) est élevé :

$$f_{rep} = \frac{c}{2 \times n_g \times L} \quad (II.1)$$

$$f_{rep} = \frac{c \times \Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (II.2)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \times n_g \times L} \quad (II.3)$$

D'une manière générale, la largeur du spectre optique des composants étudiés est d'une dizaine de nanomètres et ne varie que très peu avec la longueur de la cavité. Par conséquent, plus la fréquence de répétition est grande, plus le nombre de modes générés est petit. Nous justifions l'aptitude d'une cavité laser à générer des impulsions par l'existence d'une corrélation de phase entre les modes optiques générés par celle-ci. Cette étude s'avère très utile dans le sens où elle prévoit le groupe de modes capables de générer les impulsions les plus courtes. En d'autres termes, il s'agit de repérer les modes présentant un minimum de « chirp ». Pour chacun des composants, l'objectif est de trouver la largeur et la longueur d'onde centrales optimales du filtre permettant ainsi de générer les faibles largeurs d'impulsions. Un second paramètre rentre en compte, il est d'ailleurs non négligeable car il consiste à choisir la forme de la réponse du filtre optique à utiliser. Nous montrerons ultérieurement qu'un choix judicieux de la forme de la réponse du filtre nous permettra de réduire également la dispersion à compenser.

La figure II.1 représente le schéma expérimental utilisé pour la génération d'impulsions par filtrage optique. Le signal optique issu du laser passe à travers un isolateur optique afin d'éviter toute réflexion nuisant au bon fonctionnement de celui-ci. Une caractérisation expérimentale de l'effet de la réinjection optique « feedback » sera d'ailleurs

présentée lors du troisième chapitre. Un filtre optique est utilisé en amont du coupleur pour n'extraire qu'une partie du spectre optique. Le coupleur envoie quatre-vingt-dix pour cent de la puissance délivrée par la diode laser pour l'analyse électrique. Ce niveau de puissance est nécessaire afin que le signal puisse sortir du plancher de bruit de l'appareil utilisé. Une photodiode rapide de bande passante de 50 GHz est utilisée pour la conversion électrique du signal optique. La seconde partie du signal servira à l'analyse temporelle grâce à un auto-corrélateur et à l'étude du spectre optique. L'analyseur de spectre optique (OSA) mesure la largeur et la longueur d'onde centrale du filtre optique et permet de visualiser le spectre optique. Le contrôleur de polarisation (PC), quant à lui, est utilisé afin de maximiser le signal au niveau de l'auto-corrélateur. Cette manœuvre est importante car il est nécessaire que l'état de polarisation du signal à analyser ait une projection maximale sur l'axe propre de polarisation du cristal doubleur à l'intérieur de l'auto-corrélateur. Enfin, l'amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) est indispensable afin d'amplifier le signal optique arrivant sur l'auto-corrélateur car le signal doublé n'existe (dans le sens où le rapport signal sur bruit est suffisant) que si la puissance incidente est suffisante (typiquement $(P_{in}) \geq 7\text{dBm}$).

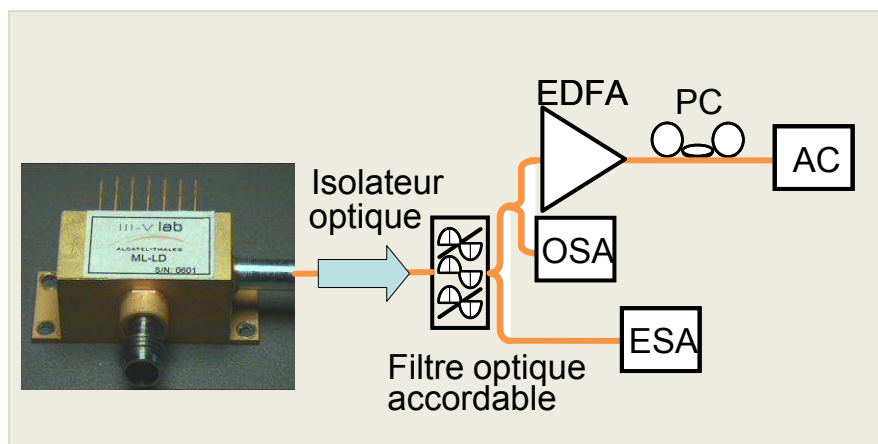


FIGURE II.1 : Schéma expérimental de caractérisation des impulsions générées à l'aide d'un filtre optique externe (EDFA : amplificateur optique à fibre dopée à l'Erbium, OSA : analyseur de spectre optique, PC : contrôleur de polarisation, AC : auto-corrélateur, ESA : analyseur de spectre électrique).

La figure II.2 représente le spectre optique à la sortie de la diode laser sans filtrage. Nous obtenons un spectre large dont la largeur à -3 dB du maximum est de 9,6 nm. Un agrandissement du spectre optique est également représenté, illustrant la platitude du spectre. Cette dernière s'explique par l'utilisation d'une structure dont la couche active est à base de bâtonnets quantiques dans les barrières (Quantum dash-in-a-barrier). L'usage d'une couche active à base de bâtonnets quantiques dans les puits n'offre pas les mêmes résultats quant à la

Chapitre II

platitude du spectre optique. Ce dernier point mérite donc une étude plus détaillée. Par ailleurs, la particularité qu'a le spectre d'être plat permet l'utilisation de ces diodes lasers pour la transmission WDM à modulation externe. Le chapitre 4 nous permettra d'approfondir ce dernier point.

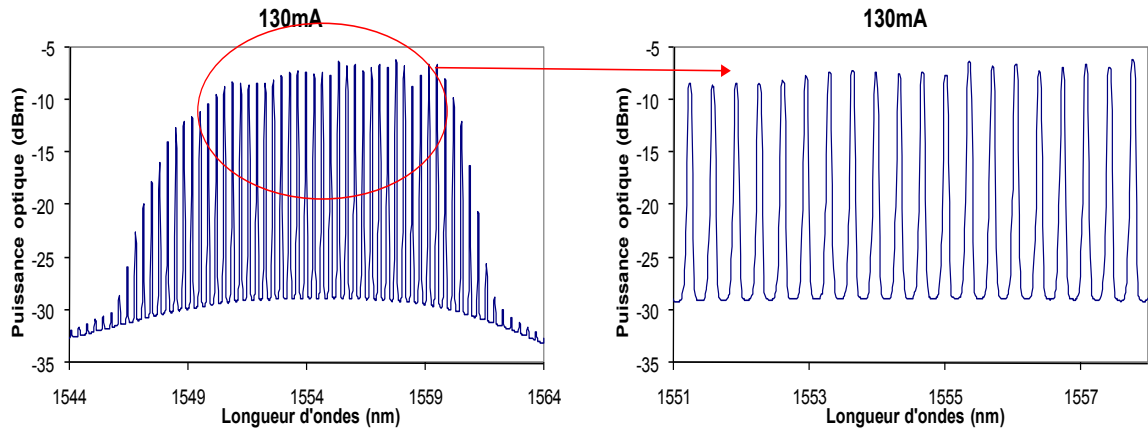


FIGURE II.2 : Spectre optique émis par un laser SC à ML, à droite un agrandissement de ce spectre (variation de la puissance optique des modes < 1 dB sur presque 9,6 nm).

La figure II.3 représente un train d'impulsions à la sortie de la diode laser. Nous mesurons un taux d'extinction de la trace d'auto-corrélation de presque 11,5 dB. Celui-ci diminue lorsque les impulsions s'élargissent mais reste suffisant pour nous permettre de savoir s'il s'agit d'impulsions ou non (taux d'extinction > 7 dB).

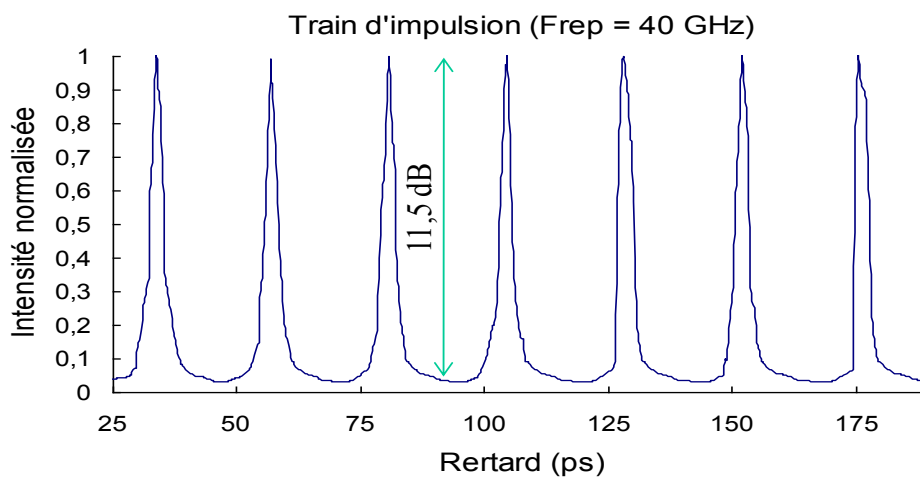


FIGURE II.3 : Train d'impulsions à la sortie de la diode laser (taux d'extinction de la trace d'auto-corrélation est de presque 11,5 dB).

Nous utilisons un filtre doublement accordable : en longueur d'onde centrale et en largeur de bande passante. En déplaçant la longueur d'onde centrale du filtre, nous pouvons agir sur la largeur des impulsions. La plage d'accordabilité est de 12 nm et les largeurs de filtre varient de 1,5 à 5 nm. La figure II.4 représente la variation de la durée temporelle des impulsions en fonction de la longueur d'onde centrale et de la largeur du filtre. En ce qui concerne les différentes largeurs de filtre, les impulsions les plus courtes sont obtenues pour les petites longueurs d'onde. Nous pouvons justifier ce dernier point par la faible différence de phase de ces modes Fabry Pérot par rapport aux modes correspondants aux grandes longueurs d'onde.

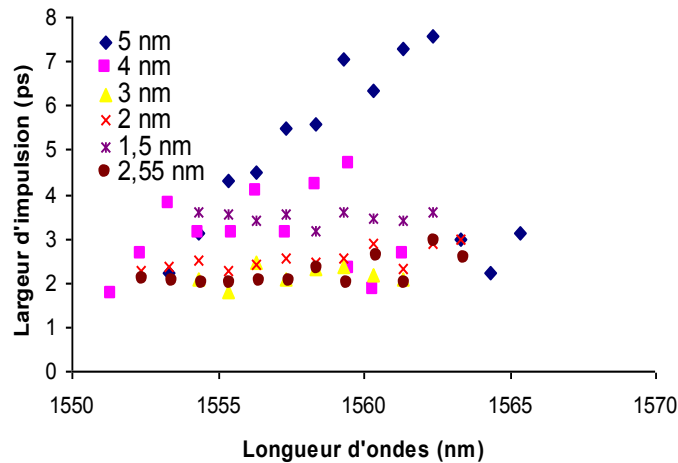


FIGURE II.4 : Variation de la largeur d'impulsion en fonction de la longueur d'onde centrale et la largeur du filtre.

Pour chaque largeur de filtre, nous déplaçons la longueur d'onde centrale λ_c et nous mesurons les largeurs d'impulsions correspondantes. Le but est alors de trouver la largeur de filtre permettant d'avoir les impulsions les plus courtes. La figure II.5 synthétise la variation de la largeur d'impulsion et du produit « $\Delta\nu\Delta\tau$ » en fonction de la largeur du filtre utilisé pour une λ_c donnée. Ce produit permet de caractériser le « chirp » des impulsions générées. Nous rappelons d'ailleurs que la valeur limite de ce produit est de 0,44 pour une impulsion de forme gaussienne sans « chirp ». Ainsi, plus le produit est proche de cette valeur, moins les impulsions sont « chirpées ». Il faut savoir que toute valeur reportée sur la figure II.5 présente une moyenne des différentes valeurs mesurées pour chaque largeur de filtre et sur une plage de longueur d'onde allant de 1552 à 1562nm. Les barres, quant à elles, représentent l'écart-type pour chaque valeur mesurée. En augmentant la largeur du filtre de 1,5 à 3 nm, les

Chapitre II

résultats nous indiquent que la largeur d'impulsion diminue et qu'elle passe de 3,6 ps à 2,2 ps. Ce n'est plus le cas lorsque la largeur de filtre augmente de 3 à 5 nm car la durée temporelle des impulsions optiques passent de 2,2 à 4,7 ps. Le nombre des modes Fabry Péroth augmente lorsque la largeur du filtre passe de 1,5 à 3 nm. Nous obtenons par conséquent une réduction de la largeur temporelle des impulsions optiques : en considérant que les modes possèdent une faible différence de phase, la largeur des impulsions en limite de Fourier est inversement proportionnelle à la largeur spectrale. Lorsque la largeur du filtre passe de 3 à 5 nm, la largeur d'impulsion passe de 2,2 à 4,7 ps ceci est dû au fait que les impulsions sont « chirpées » et que, autrement dit, le groupe de modes filtrés contient des sous-groupes de modes ayant des différences de phase importantes. Il faut donc faire un compromis entre le nombre de modes et la différence de phase des modes filtrés.

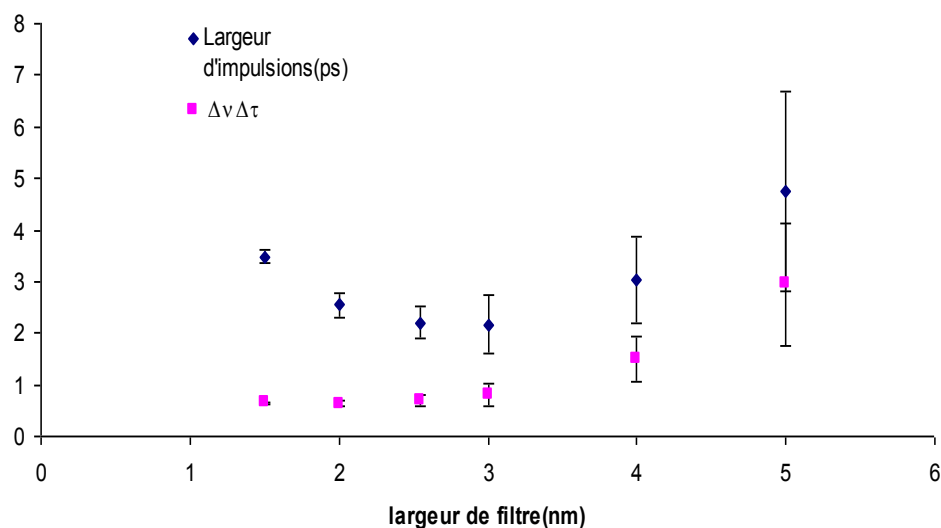


FIGURE II.5 : Variation de la largeur d'impulsion et du produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ en fonction de la largeur du filtre (Diode laser à ~ 40 GHz de fréquence de répétition).

La valeur minimale du produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ obtenue est de 0,57. Les impulsions sont donc proches de la limite de transformée de Fourier. Ce produit augmente jusqu'à atteindre 2,9 lorsque la largeur du filtre est de 5 nm, ce qui confirme une grande différence des phases statiques entre les modes Fabry Péroth sélectionnés déjà observée par un élargissement des impulsions. Par conséquent, une compensation du « chirp » utilisant différents types de fibre est possible pour les grandes largeurs de filtre [10].

Cette même méthode est appliquée pour d'autres fréquences de répétition. La figure II.6 représente les largeurs temporelles des impulsions ainsi que le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ pour une diode laser dont l'ISL est de 10 GHz. Nous reportons les mesures pour deux largeurs de filtre de 1 et de 0,4 nm sur une plage d'accordabilité supérieur à 10 nm. Ces résultats montrent qu'il est possible d'accorder la longueur d'onde des MLLs par un filtrage passif externe et confirment l'explication avancée ci-dessus sur la grande différence des phases statiques entre les modes. Nous obtiendrons des impulsions proches de la limite de transformée de Fourier que pour certaines largeurs de filtre. L'aspect « chirpé » des impulsions ne dépend donc que du nombre des modes mis en jeu.

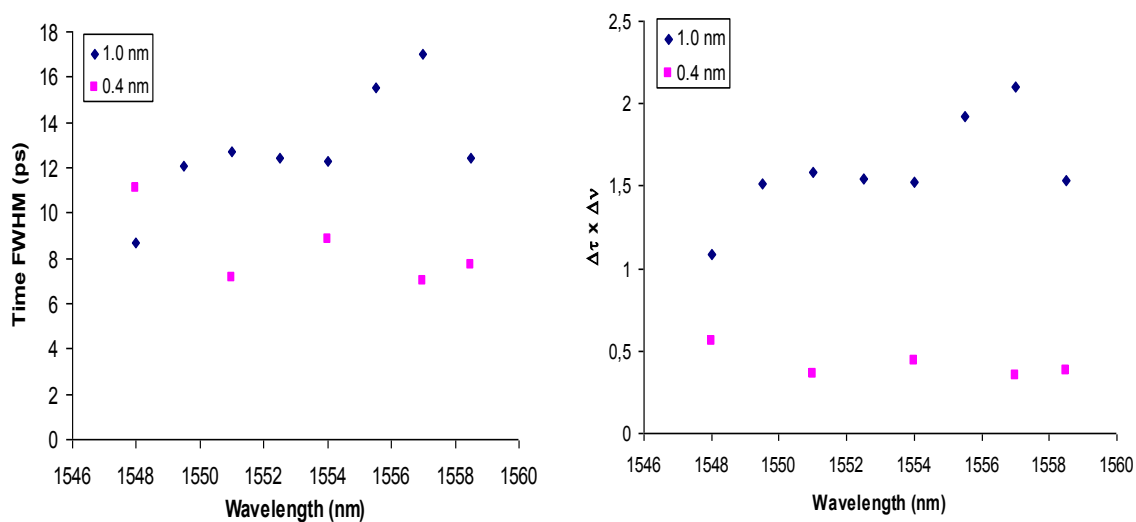


FIGURE II.6 : Variation de la largeur d'impulsion en fonction de la longueur d'onde centrale pour deux largeurs de filtre de 1 nm et de 0,4 nm (Diode laser à 10 GHz de fréquence de répétition).

II.2.1 Etude de l'influence de la forme du filtre optique sur le « chirp » des impulsions :

Le choix de la forme de la réponse du filtre utilisé est également important pour la mise en forme des impulsions. De ce fait, deux filtres ont donc été testés, l'un est de forme gaussienne et l'autre de forme carrée.

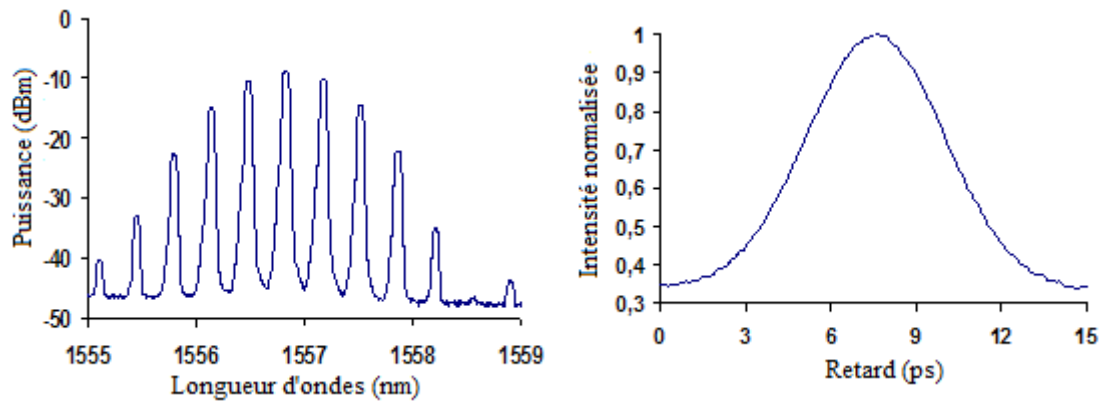


FIGURE II.7 : Spectre optique à la sortie d'un filtre optique de forme gaussienne et la trace d'impulsion correspondante.

La figure II.7 représente le spectre optique et la largeur d'impulsion générée en utilisant un filtre optique de forme gaussienne à la sortie de la diode laser. La figure II.8 possède les mêmes caractéristiques que la précédente à l'exception de la forme du filtre qui est cette fois-ci carrée. La largeur de filtre à mi-hauteur est de 1,5 nm pour les deux cas de figures. En utilisant le filtre de forme gaussienne, nous recueillons davantage des modes optiques et obtenons une plus faible largeur d'impulsion (6 ps), contrairement au filtre de forme carrée (11ps). Le nombre de modes sélectionnés et leurs puissances dépendent de ce paramètre. Ce critère mériterait une étude plus approfondie.

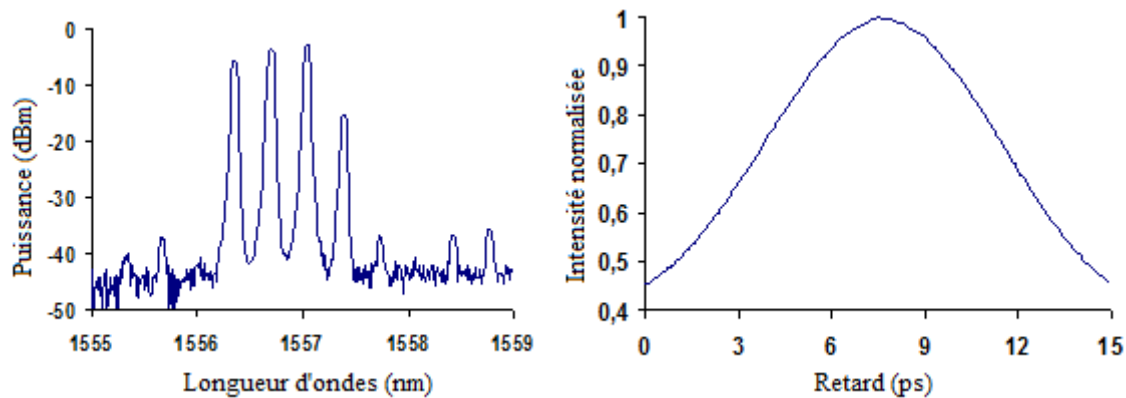


FIGURE II.8 : Spectre optique à la sortie d'un filtre optique de forme carrée et la trace d'impulsion correspondante.

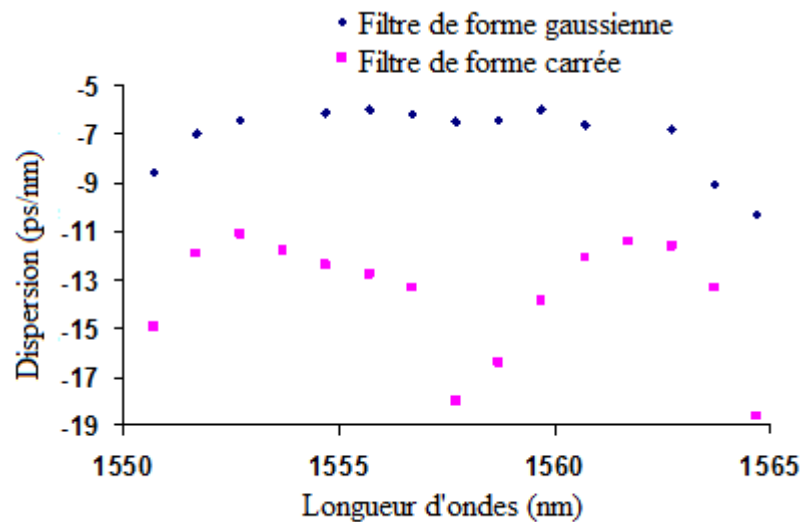


FIGURE II.9 : Variation de la dispersion mesurée à la sortie de chaque filtre en fonction de la longueur d'onde.

La figure II.9 représente la dispersion des impulsions mesurées à la sortie des deux filtres en fonction de la longueur d'onde. Ces mesures ont été effectuées selon une méthode particulière. Une description de la méthode ainsi que celle de la définition de la dispersion des impulsions seront détaillées dans la section suivante. Nous pouvons observer que les impulsions filtrées par un filtre gaussien sont moins « chirpées » et présentent moins de dispersion que les autres. De ce fait, il est judicieux d'utiliser ce type de filtre de forme gaussienne dans la mise en forme des impulsions car la dispersion sera plus simple à compenser par la suite.

Nous avons démontré dans cette partie que le filtrage optique permet de réduire le « chirp » des impulsions optiques générées par un MLL SC passif, mais en aucun cas de l'éliminer entièrement car le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ des impulsions générées demeure toujours au dessus de la valeur de la limite de transformée de Fourier. Dans la section suivante, nous présenterons la technique de compression des impulsions en utilisant des fibres standards monomode (SMF : single mode fiber). Vue l'étendue du spectre optique obtenu à l'aide des Qdash (figure II.2), un grand avantage serait l'optimisation d'une source accordable en longueur d'onde à l'aide d'un filtre de largeur spectrale appropriée. Dans la section suivante, nous utiliserons les impulsions présentant le plus de « chirp » afin de prouver que nous pouvons combiner les deux techniques dans le but d'obtenir une source accordable sur un spectre plus large.

II.3 Mise en forme par compensation de la dispersion des impulsions:

II.3.1 Mise en forme d'impulsions par la compensation de la dispersion au premier ordre:

Dans la partie précédente, nous avons démontré que pour certaines largeurs de filtre, les impulsions sont loin d'être en limite de transformée de Fourier. Dans cette partie, nous prendrons en compte des impulsions générées avec une largeur de filtre de 5 nm. Le but est de réduire encore plus le « chirp » et d'obtenir des impulsions encore plus courtes. Nous allons donc égaliser la variation de la phase des différents modes à l'extérieur de la cavité laser en utilisant la dispersion introduite par les fibres optiques. Cette compression d'impulsion sera faite par le biais de fibres monomodes standards (SMF). Nous reportons sur la figure II.10, la variation du profil temporel normalisé des impulsions en fonction de la longueur de fibre utilisée. Malgré la compression, les impulsions ne sont pas encore en limite de transformée de Fourier ($\Delta\nu.\Delta\tau = 0,77$). L'utilisation des fibres standard ne permettent pas l'élimination complète du « chirp ».

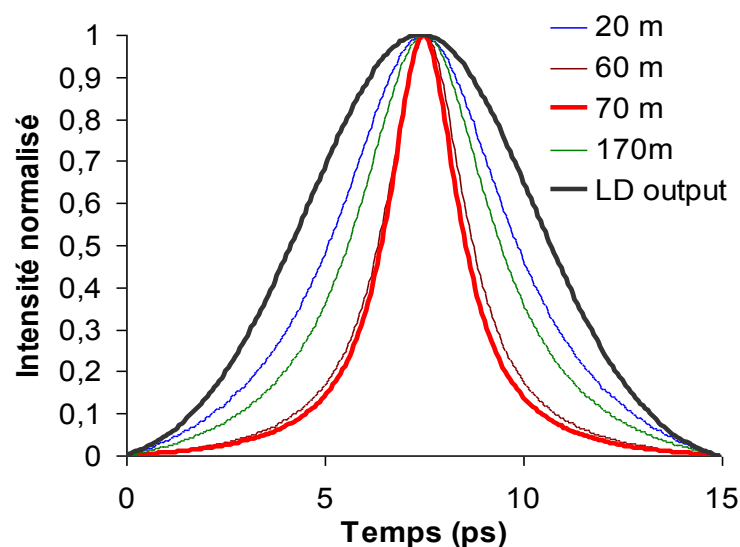


FIGURE II.10 : Variation de la trace d'auto-corrélation de l'impulsion en fonction de la longueur de fibre (sans filtre).

Nous reportons sur la figure II.11, l'évolution de la largeur d'impulsions après un filtre de 5 nm de largeur en fonction de la longueur de la fibre utilisée. La valeur minimale en termes de largeur d'impulsion est obtenue après 90 m de fibre. La valeur la plus petite de la

largeur d'impulsion obtenue est de 1,1 ps mais le produit « $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ » est de 0,67. Ceci implique que le « chirp » est encore présent dans les impulsions générées après l'utilisation d'un filtre de largeur 5 nm et propagation dans une fibre SMF. Sur le même graphe, nous transcrivons l'évolution de la largeur d'une impulsion dite proche de la limite de Fourier en fonction de la longueur de fibre. Pour ce second cas de figure, la largeur d'impulsion reste quasiment constante, hormis au-delà de 200 mètre de fibre.

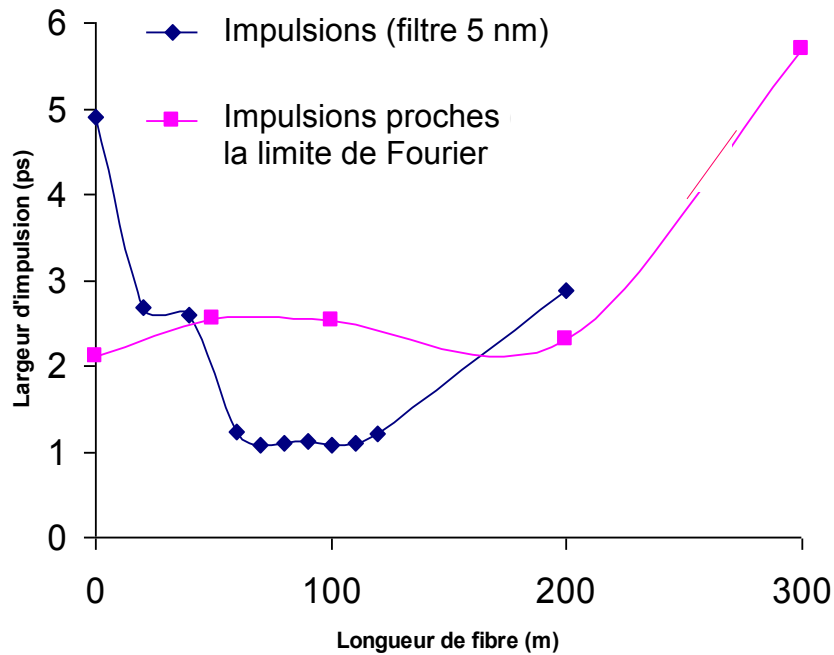


FIGURE II.11 : Variation de la largeur d'impulsion en fonction de la longueur de fibre pour deux impulsions, en bleu celle générée par un filtre de largeur 5 nm et en rose pour celle que l'on dit proche de la limite de transformée de Fourier (filtre de 1,5 nm de largeur).

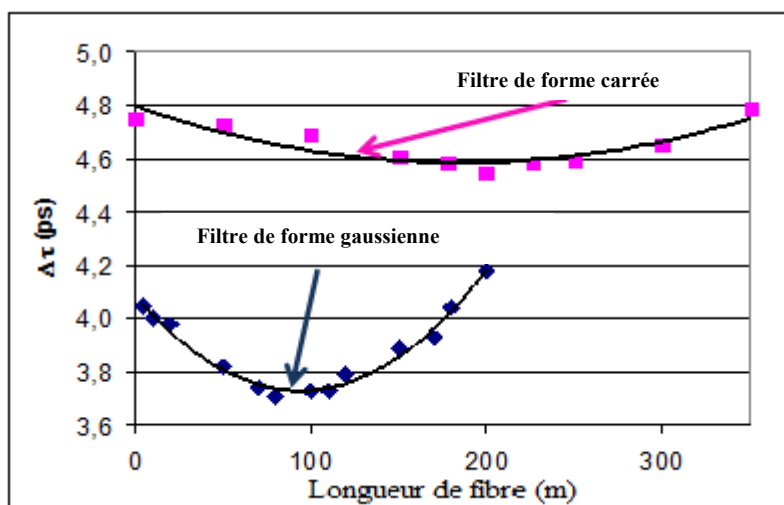


FIGURE II.12 : Variation de la largeur d'impulsion en fonction de la longueur de fibre pour les deux formes de filtres.

La figure II.12 représente l'évolution de la durée temporelle des impulsions en fonction de la longueur de fibre pour les deux formes de réponse de filtre. Nous enregistrons une faible réduction du « chirp » dans les deux cas de figures. La combinaison des deux techniques (filtrage et compression dans une SMF) ne permet pas donc de réduire d'avantage le « chirp ». Afin d'obtenir des impulsions en limite de Fourier, nous devons supprimer, en plus du « chirp » linéaire, celui d'ordres supérieurs. Nous allons à présent exposer la technique permettant de quantifier le « chirp » d'ordre supérieur et les différents moyens de le supprimer.

II.3.2 Génération d'impulsions par compensation de dispersion d'ordre supérieur:

Dans les systèmes de communications optiques, les critères concernant la largeur d'impulsions et la gigue temporelle, sont très stricts. Par ailleurs, si les impulsions sont amenées à parcourir des longues distances, le « chirp » non linéaire devient alors très pénalisant. Il est donc nécessaire de le compenser. Nous présenterons dans cette partie, la méthode de caractérisation du « chirp » d'ordre supérieur, ainsi que le moyen mis en œuvre afin de le réduire.

Dans le domaine fréquentiel, l'élargissement des impulsions est synonyme de la variation de la phase relative des différents modes Fabry Péro du laser. Afin de compenser ce « chirp » et d'obtenir des impulsions ultra courtes, voire en limite de Fourier, il faut introduire à l'extérieur de la cavité laser une phase supplémentaire de signe opposé. En effet, ceci permet de compenser la phase relative des différents modes Fabry Péro émis. Plusieurs méthodes ont été largement utilisées dans le but de réduire la durée temporelle des impulsions à l'extérieur de la cavité laser. Il s'agit, à titre d'exemple, de l'utilisation du non linéarité des fibres optiques telles que l'effet de Kerr optique [11]. L'utilisation d'une paire de réseau ou de prisme [12-13] est la technique utilisée pour compenser la dispersion d'ordre supérieur dans le but de générer des impulsions ultra courtes avec les MLLs à base de gaz par exemple. Nous nous intéressons durant ce travail à la compensation du « chirp » d'ordre supérieur des MLL SC en utilisant un couple de fibres optiques. La dispersion de la vitesse de groupe dans une fibre optique (également connue sous l'acronyme « group velocity dispersion GVD ») permet la compensation de la dispersion de second ordre ou le « chirp » linéaire des impulsions optiques [14]. Nous montrerons que le « chirp » non linéaire peut être également compensé en

utilisant une deuxième fibre dont les caractéristiques diffèrent de celle utilisée pour compenser le « chirp » linéaire.

La compensation de la dispersion d'ordre supérieur devient une nécessité si la largeur temporelle de l'impulsion à la sortie de la diode laser est inférieure à la picoseconde. La compensation simultanée de la dispersion de second ordre et d'ordre supérieur en utilisant uniquement des fibres optiques est d'un grand intérêt étant donné les faibles pertes de couplage et la facilité de l'alignement optique de cette technique par rapport aux autres techniques (une paire de réseau ou de prisme).

II.3.2.1 Dispersion d'une fibre optique:

Les effets de dispersion sont caractérisés par un développement en série de Taylor de la constante de propagation des modes β autour de la fréquence angulaire ω_0 [11]. En considérant le troisième ordre de la dispersion, la dérive de la phase Φ_{fibre} introduite par la dispersion de la fibre dans le domaine fréquentiel est donnée par :

$$\Phi_{fibre} = \beta z = \beta_0 z + \beta_1 \Delta\omega z + \frac{1}{2} \beta_2 (\Delta\omega)^2 z + \frac{1}{6} \beta_3 (\Delta\omega)^3 z \quad (\text{II.4})$$

$$\beta_n = \frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n} \quad (\text{II.5})$$

z étant la longueur de la fibre, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ traduit le décalage par rapport à la fréquence de référence, β_0 signifie la constante de propagation des modes à la fréquence ω_0 . β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe, quant à β_n il s'agit du différentiel à l'ordre n de la constante de propagation des modes. β_2 et β_3 sont respectivement les dispersions du deuxième et troisième ordre. L'enveloppe des impulsions se propage à la vitesse de groupe $v_g = \left(\frac{1}{\beta_1}\right)$, tandis que les paramètres β_2 et β_3 sont responsables de la forme des impulsions. Ainsi, l'étude de la forme des impulsions (largeur d'impulsion, asymétrie, etc..) après propagation nécessite uniquement le troisième et le quatrième terme de la partie droite de l'équation précédente. Le premier et le second terme créent simplement un retard. Les paramètres β_2 et β_3 peuvent être reliés à GVD et à la dispersion de la fibre (D) par [11]:

$$D = -\frac{2\pi \times c}{\lambda^2} \times \beta_2 \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = -\frac{2D}{\lambda} + \left(\frac{2\pi \times c}{\lambda^2}\right)^2 \beta_3 \quad (\text{II.7})$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide et λ , la longueur d'onde centrale des impulsions optiques.

La dispersion de la vitesse de groupe introduite par les fibres optiques varie selon le design de la fibre optique utilisée (diamètre du cœur, profile de l'indice de réfraction), cette dispersion peut être de signe positif ou négatif, typiquement D varie entre -16 et 20 $ps/km/nm$ à $\lambda = 1,55 \mu m$). Cela signifie qu'il est possible de compenser totalement tout type de « chirp » linéaire (positif ou négatif) en utilisant les fibres optiques. Par ailleurs, $\frac{\partial D}{\partial \lambda}$ demeure quasi invariable lorsque l'on modifie le design d'une fibre optique standard. Celle-ci est typiquement de $\sim 0,07$ $ps/km/nm^2$ autour de $\lambda = 1,55 \mu m$. En réinjectant les deux équations précédentes dans les termes de dispersion d'ordre supérieur de la première équation, nous obtenons le terme de déphasage d'ordre supérieur $\phi_{ordre\ supérieur}$:

$$\phi_{ordre\ supérieur} = - \frac{\pi \lambda^2}{c} \{Dz + D^{(3rd)} \Delta \lambda z\} (\Delta f)^2 \quad (II.8)$$

$$\text{Avec } \Delta \lambda = - \frac{\lambda^2}{c} \Delta f \quad (II.9)$$

$$D^{(3rd)} \equiv \frac{1}{3} \left(\frac{2D}{\lambda} + \frac{\partial D}{\partial \lambda} \right) \quad (II.10)$$

En conséquence, si le « chirp » des impulsions à l'entrée de la fibre optique est totalement caractérisé par le déphasage d'ordre supérieur, il sera alors possible de le compenser totalement et nous obtiendrons à la sortie de la fibre des impulsions dites en limite de Fourier. Pour ce faire, nous commençons par compenser le « chirp » linéaire en utilisant une fibre standard. La dispersion introduite est ajustée en modifiant la longueur de la fibre utilisée. De plus, afin de compenser le « chirp » d'ordre supérieur, nous utilisons deux types de fibres avec différentes valeurs de GVD. Dans ce cas, la dispersion totale est la somme des dispersions introduites par chaque fibre optique.

$$\phi_{ordre\ supérieur} = - \frac{\pi \lambda^2}{c} \sum_{i=1}^2 \{D_i z_i + D_i^{(3rd)} \Delta \lambda z_i\} (\Delta f)^2 \quad (II.11)$$

Ainsi, les dispersions d'ordre deux et d'ordre supérieurs seront compensées simultanément en ajustant la longueur de chaque fibre utilisée.

II.3.2.2 Détermination du « chirp » d'un MLL SC :

Une connaissance du « chirp » d'ordre supérieur des impulsions à la sortie de la diode laser est nécessaire afin de compenser celui-ci. Le schéma expérimental nécessaire pour la mesure du « chirp » est le même que celui de la figure II.1.

Le signal à la sortie de la diode laser est filtré grâce à un filtre optique accordable en bande passante. Le signal filtré est ensuite mesuré à l'aide d'un auto-corrélateur et d'un analyseur de spectre optique.

En utilisant alors un filtre de 1.5 nm, le deuxième terme à droite de l'équation (II.8) peut être délaissé au profit du premier. En supposant que le chirp non linéaire est négligeable dans une faible fenêtre spectrale, la variation de la phase dans le domaine fréquentiel est par conséquent :

$$\Phi(n \Delta f) = - \frac{\pi \lambda^2}{c} D_{LD}(n \Delta f)^2 \quad (\text{II.12})$$

Dans l'équation, n est le numéro du mode, $\Phi(n \Delta f)$ est la phase relative du $n^{\text{ième}}$ mode et D_{LD} représente la dispersion nécessaire à la compensation du « chirp » dans le spectre étroit. λ constitue la longueur d'onde centrale du filtre optique et Δf est l'espacement fréquentiel entre les modes (fréquence de répétition de la diode laser). Dans le domaine temporel, la forme d'onde d'impulsion $I(t)$, peut être décrite par :

$$I(t) = [\sum_n \sqrt{S(n \Delta f)} \times \exp\{i[2 \pi n \Delta f t + \Phi(n \Delta f)]\}]^2 \quad (\text{II.13})$$

Où $S(n \Delta f)$ est l'intensité du $n^{\text{ième}}$ mode. A partir des deux équations précédentes, nous pouvons calculer la fonction d'auto-corrélation au second ordre :

$$G_2(\tau) = \int I(t) \times I(t - \tau) \partial t \quad (\text{II.14})$$

La dispersion des impulsions à la sortie de la diode laser, D_{LD} , est déterminée par l'observation du fit de la trace d'auto-corrélation expérimentale ainsi que par celle calculée analytiquement à partir de l'équation précédente. Les deux traces d'auto-corrélation, expérimentale et théorique, sont superposées. La valeur de dispersion, introduite dans le calcul analytique est retenue, d'autant plus qu'elle permet d'obtenir le meilleur fit expérimental. En modifiant la longueur d'onde centrale du filtre, nous obtenons de la même manière que celle décrite précédemment la dispersion pour tous les modes présents dans le spectre optique. Un fit linéaire est tracé par la suite, dans le but de déterminer les coefficients A et B de la droite de l'évolution de la dispersion en fonction de la longueur d'onde. La figure II.13 représente les valeurs de dispersion obtenues analytiquement en fonction de la longueur d'onde.

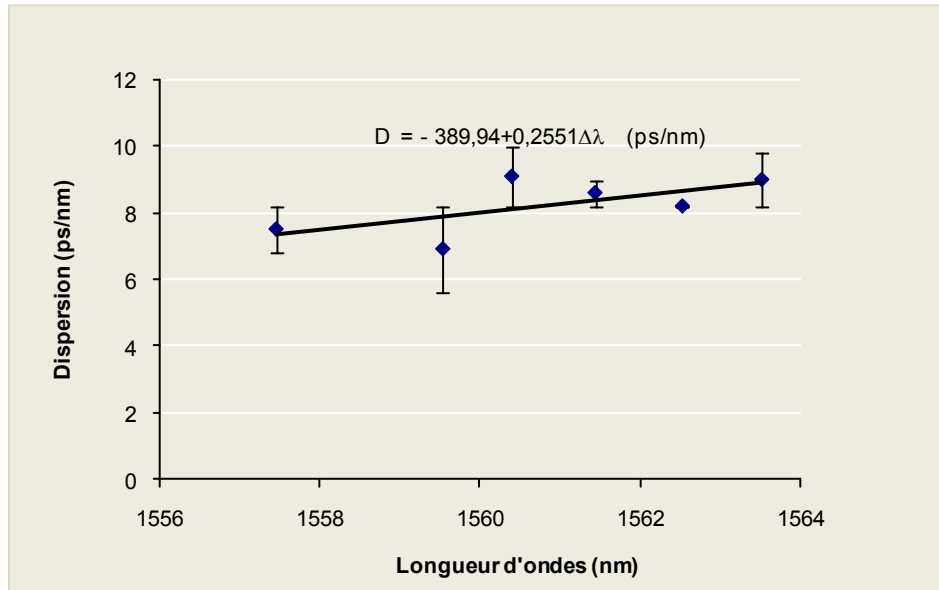


FIGURE II.13 : Estimation de la variation de la dispersion à compenser en fonction de la longueur d'onde.

II.3.2.3 Compensation du « chirp » par deux fibres :

Supposons que le « chirp » des impulsions à l'entrée de la fibre est caractérisé par :

$$-A - B \Delta\lambda \text{ (ps/nm)} \quad (\text{II.15})$$

Avec $\Delta\lambda$ est le décalage par rapport à une longueur d'onde de référence.

Par la suite, les longueurs de fibre nécessaires pour la compensation du « chirp » sont obtenues en résolvant l'équation ci-dessous :

$$\sum_{i=1}^2 \{D_i z_i + D_i^{(3rd)} \Delta\lambda z_i\} = A + B \Delta\lambda \quad (\text{II.16})$$

La solution de l'équation précédente est donnée par :

$$\begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix} = R^{-1} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad (\text{II.17})$$

$$R = \begin{bmatrix} D_1 & D_2 \\ D_1^{(3rd)} & D_2^{(3rd)} \end{bmatrix} \quad (\text{II.18})$$

Afin de trouver un couple de longueur de fibre, il est nécessaire de remplir la condition suivante :

$$\det[R] = D_2 \left(\frac{\partial D}{\partial \lambda} \right)_1 - D_1 \left(\frac{\partial D}{\partial \lambda} \right)_2 \neq 0 \quad (\text{II.19})$$

Nous venons de démontrer de manière analytique, la possibilité de compenser le « chirp », qu'il soit dû à une dispersion du second ou du troisième ordre. Il suffit dès lors de trouver la bonne combinaison en termes de longueur de fibre.

La figure II.14 représente l'évolution du coefficient B en fonction du coefficient A pour trois types de fibres différentes. Les coefficients A et B pour chaque fibre dépendent de la longueur utilisée. D'après l'équation (II.17), nous pouvons écrire :

$$\begin{pmatrix} R_1 & R_2 \\ R_3 & R_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad (\text{II.20})$$

Sachant que z_1 et z_2 sont des longueurs donc sont des nombres positifs, nous pouvons en déduire les deux conditions suivantes :

$$z_1 = \frac{1}{\det(R)} \begin{vmatrix} A & R_2 \\ B & R_4 \end{vmatrix} = \frac{R_4 A - R_2 B}{\det(R)} \geq 0 \quad (\text{II.21})$$

$$z_2 = \frac{1}{\det(R)} \begin{vmatrix} R_1 & A \\ R_3 & B \end{vmatrix} = \frac{R_1 B - R_3 A}{\det(R)} \geq 0 \quad (\text{II.22})$$

Si $\det(R)$, R_2 et R_1 sont positifs :

$$B \leq \frac{R_4}{R_2} A \quad (\text{II.23})$$

$$B \geq \frac{R_3}{R_1} A \quad (\text{II.24})$$

Les équations (II.23) et (II.24) doivent être satisfaites pour que le couple z_1 et z_2 existent. $\frac{R_4}{R_2}$ et $\frac{R_3}{R_1}$ représentent les coefficients directeurs des droites de l'évolution du coefficient B en fonction du coefficient A pour deux types de fibres différents. Nous supposons que la droite en bleue est de coefficient directeur $\frac{R_4}{R_2}$ et que celle en rose est de coefficient directeur $\frac{R_3}{R_1}$. Si la solution existe, elle doit être située dans la zone délimitée par les deux droites. Si ce n'est pas le cas, il faut alors utiliser une troisième fibre afin de ramener la solution dans cette zone.

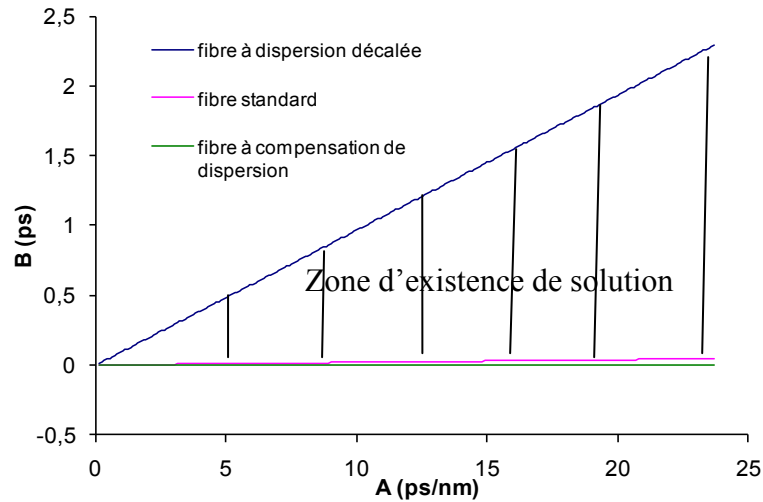


FIGURE II.14 : Variation de la valeur de dispersion à compenser en fonction du type de la fibre utilisée.

En conclusion, pour une compensation totale du « chirp », il suffit de déterminer les coefficients A et B de l’expression (II.15) et de les rapporter sur le graphe de la figure II.14. Si le point se trouve dans la zone d’existence de solution, nous pouvons alors calculer les longueurs des fibres à partir de l’expression (II.17). Sinon, nous utilisons une troisième fibre qui permet de ramener le point de coordonnées (A,B) dans cette zone. Le point est alors de coordonnées (A’,B’). Il suffit donc de résoudre l’expression (II.17) pour le nouveau couple (A’,B’) pour trouver le couple de longueur de fibres à utiliser afin de compenser totalement le « chirp ».

II.4 Etude de la variation de l’intervalle spectral libre :

Nous pouvons envisager une autre approche afin de mieux comprendre l’évolution du « chirp » des impulsions générées par un MLL SC. Elle consiste à étudier la variation de l’ISL des différents modes Fabry Pérot. Renaudier *et al* ont montré que la variation de l’espace fréquentiel entre les modes non corrélés en dessous du seuil de ML crée un déphasage entre ces mêmes modes corrélés en régime de synchronisation. En effet, l’espace fréquentiel initial s’écrit [15] :

$$\Delta\omega^i = \frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2} \vartheta_{cdm} (\rho_{inj,1} - \rho_{inj,2}) \left(\frac{3 A_2^0 A_1^0}{2 A_2^{0^2}} - \cos(\psi^0) \right) \quad (II.25)$$

Où $\Delta\omega^i$ est le désaccord de fréquence angulaire initial, celui-ci est défini par $(\omega_2^i - \omega_1^i) - (\omega_3^i - \omega_2^i)$, ω_k^i la fréquence angulaire de résonance dans la cavité du mode k.

ϑ_{cdm} un paramètre qui quantifie l'effet de la modulation de la densité de porteurs dans la cavité laser. $\rho_{inj,k}$ est le taux d'injection du mode k (voir chapitre I), A_k^0 l'amplitude statique du champ k et ψ^0 , le désaccord des phases relatives. α_H , le facteur de Henry.

Cette expression traduit une relation de stationnarité entre le désaccord des phases relatives ψ^0 et le désaccord de fréquences angulaires initiales $\Delta\omega^i$. Une mesure directe du désaccord angulaire nous renseignera donc sur la variation des phases relatives. Une mesure systématique de l'ISL sur tout le spectre optique a été donc relevée sur la même diode laser utilisée pour l'étude de la génération d'impulsions par filtrage optique. Le schéma expérimental est représenté sur la figure II.15 ci-dessous.

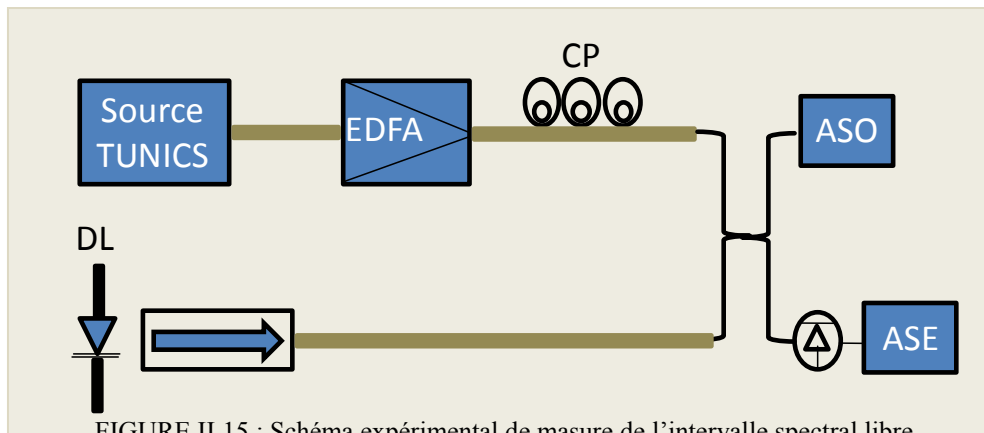
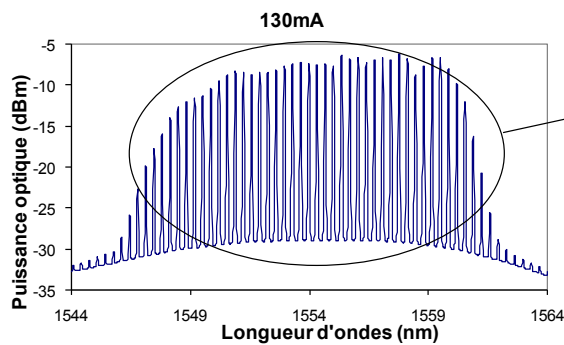


FIGURE II.15 : Schéma expérimental de mesure de l'intervalle spectral libre.

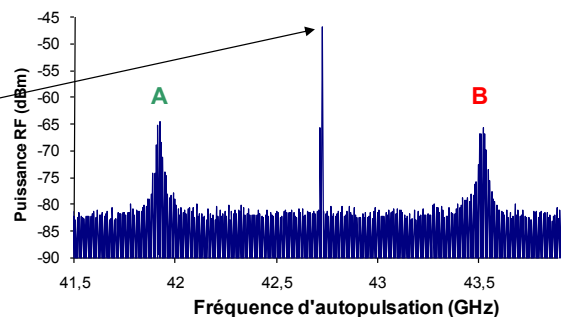
Le signal à la sortie de la diode laser passe dans un isolateur optique afin d'éliminer tout retour optique susceptible de perturber le bon fonctionnement de la diode laser et de rendre par conséquent, les mesures instables et non reproductibles. Le signal optique issu de la diode laser et le signal continu délivré par le laser accordable traversent un coupleur optique. Un second coupleur permet de visualiser simultanément le spectre électrique par l'intermédiaire d'une photodiode UTC ayant 40GHz de bande passante. Il visualise également le spectre optique grâce à un analyseur de spectre optique (figure II.16 (a)). Un rapport d'au minimum 10dB est nécessaire entre le signal continu et les deux modes FP qui lui sont contigus afin d'observer les raies latérales de battement sur le spectre électrique (figure II.16 (b)). L'utilisation d'un amplificateur optique à la sortie du laser accordable s'est révélée utile afin de régler ce rapport de plus de 10dB. Il s'agit d'une méthode simple qui permet de mesurer l'ISL entre les différents modes Fabry Pérot. En effet, une mesure directe de la variation de l'ISL à partir de l'analyseur de spectre optique (ASO) n'est pas envisageable car l'ordre de grandeur de la variation attendue est de quelques 100MHz en fréquence (soit quelques pm en longueur d'onde).

Chapitre II

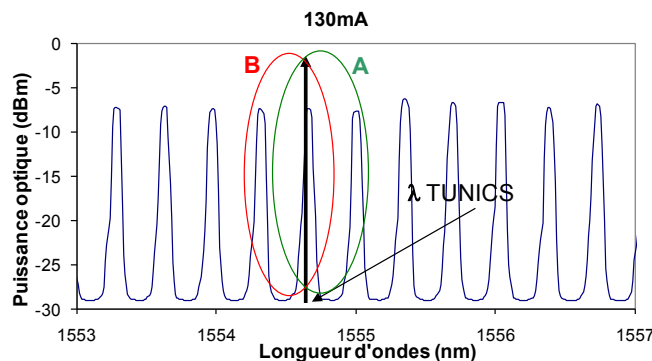
Nous observons sur l'analyseur de spectre électrique trois battements (figure II.16 (b)). Tout d'abord, le battement au centre correspond au verrouillage de modes de tous les modes Fabry Péro de la diode laser. Quant à ceux des deux côtés, il s'agit des battements entre le laser externe et les deux modes FP les plus proches. La position fréquentielle de ces deux battements est alors relevée. L'ISL est obtenu en réalisant la moyenne entre ces deux fréquences (A et B sur la figure II.16 (b)). Afin de balayer tout le spectre optique, il suffit simplement de modifier la valeur de la longueur d'onde du laser accordable.



II. 16 a : Spectre optique de la diode laser en régime d'auto-pulsation libre.



II. 16 b : Spectre électrique présentant la raie d'auto-pulsation de la diode laser et les deux raies correspondantes aux battements entre le laser accordable et deux modes de la diode laser.



II. 16 c : Un agrandissement du spectre optique et une représentation de la composante du signal continu.

FIGURE II.16 : Les spectres optique et électrique de la diode laser en régime de ML par mélange à quatre ondes libre et le battement entre un mode quelconque avec la composante continue.

La figure II.17 représente la variation de l'ISL en fonction de la longueur d'onde mesurée grâce à la méthode décrite dans le paragraphe précédent pour deux courants de polarisations. Nous avons sélectionné des courants en dessous et au dessus du seuil de ML afin d'étudier l'impact du blocage des modes sur la variation de l'ISL. Chaque point représenté constitue la moyenne de trois mesures espacées dans le temps. La barre d'erreur représente l'écart-type entre les différentes valeurs de l'ISL mesuré. L'ISL entre les différents

modes est quasi plat pour un courant supérieur au courant seuil de ML. Les faibles variations entre les différentes mesures sont dues aux erreurs de mesures produites par les différentes sources de bruits extérieurs telles que les vibrations mécaniques ou les effets thermiques. La comparaison des mesures obtenues en dessous et au dessus du seuil de ML démontre l'impact du verrouillage sur la variation de l'ISL entre les différents modes. Le but de ces mesures est de prédire les déphasages entre les modes. Malheureusement, à ce stade de mesure, une telle prédiction n'a pas été possible étant donné la complexité des relations reliant les déphasages à la variation de l'ISL. Cependant, ces mesures confirment la liaison étroite entre la constance de la variation de l'ISL et le phénomène de ML.

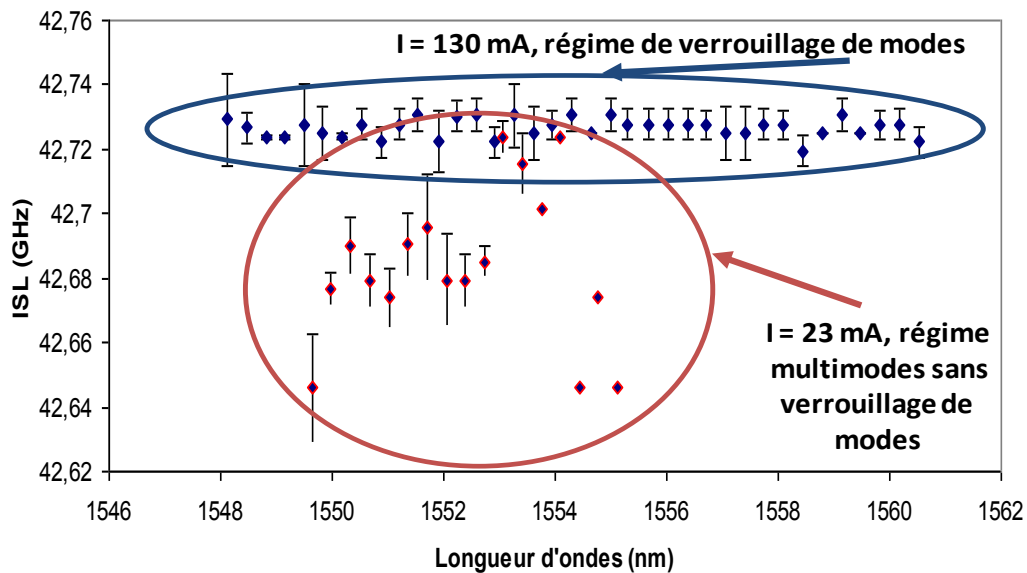


FIGURE II.17 : Variation de l'intervalle spectral libre en fonction de la longueur d'onde en dessous et au dessus du seuil de ML.

II.5 Conclusion :

En conclusion, ce chapitre concerne l'étude exploratoire de la mise en forme des impulsions optiques en utilisant un MLL SC. Nous avons exposé une analyse du « chirp » des impulsions à la sortie du laser ainsi qu'une technique de caractérisation et de compensation de ce paramètre. Pour répondre aux exigences de certaines applications, nous sommes amenés à réduire le « chirp » des impulsions. Deux techniques ont été proposées, la première consiste à utiliser le filtrage optique pour ne sélectionner que les modes présentant une faible variation de phase relative et la deuxième repose sur la compensation de la dispersion en ajustant la longueur d'une fibre SMF à la sortie du MLL SC. Cependant, les résultats expérimentaux ont révélé que seulement la dispersion de second ordre est compensée en utilisant ces techniques.

Chapitre II

La génération d'impulsion dite en *limite de transformée de Fourier* nécessite de compenser simultanément le « chirp » linéaire et non linéaire. Nous nous sommes alors basés sur une étude analytique pour caractériser le « chirp » d'ordre supérieur et nous avons montré que la compensation de celui-ci en plus du « chirp » linéaire est possible en utilisant un couple de fibres dont nous déterminons exactement les longueurs respectives. En d'autres termes, si nous parvenons à déterminer le « chirp » linéaire et non linéaire, il suffit donc d'introduire une dispersion de signe opposée. Nous pouvons ainsi soit intégrer de façon monolithique le MLL SC avec un milieu à dispersion contrôlée (e.g à base de cristaux photoniques), soit utiliser une fibre à dispersion spécifique en sortie du MLL SC. L'utilisation des fibres optique est intéressante étant donné les faibles pertes de couplage et la facilité de l'alignement si l'on compare avec les techniques qui consistent à utiliser une paire de réseau ou de prisme.

Cependant, l'utilisation des MLLs SC à bâtonnets quantiques pour les applications télécoms ou autres ne dépend pas que de la largeur d'impulsions générées mais également du niveau de bruit de phase ou encore de la gigue temporelle, plus connue sous l'acronyme « jitter »¹⁰. De ce fait, une caractérisation de la gigue temporelle s'avère nécessaire et c'est ce qui fera l'objet du chapitre suivant.

¹⁰ Jitter est le terme en anglais désignant la gigue temporelle.

Bibliographies:

- [1] Delyfett P. J, Hartman D. H and Ahmad S. Z, "Optical clock distribution using a mode-locked laser diode system", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, N° 12, pp. 1646-1649, (1991).
- [2] Vlachos K, Pleros N, Bintjas C, Theophilopoulos G and Avramopoulos H, "Ultrafast time-domain technology and its application in all-optical signal processing", *Invited Tutorial, IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, N° 9, pp. 1857-1868, (2003).
- [3] Weingarten K J, Rodwell M J W and Bloom D M, "Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, N°2, pp. 198-220, (1988).
- [4] Takara H, "High-speed optical time-division-multiplexed signal generation", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 33, N° 7-10, pp. 795-810, (2001).
- [5] K. Sato, "100 GHz optical pulse generation using Fabry-Perot laser under continuous wave operation", *Electronics Letters*, Vol. 37, N° 12, pp. 763-764, (2001).
- [6] Renaudier, J. et al, "45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5 μm ", *Electronics Letters*, Vol. 41, pp. 1007-1008, (2005).
- [7] Gosset, C. et al, "Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μm ", *Applied Physics Letter*, Vol. 88, n° 24, 241105-3 pages, (2006).
- [8] Wright, A. P., B. Garrett, G. H. B. Thompson, and J. E. A. Whiteaway, "Influence of carrier transport on wavelength chirp of InGaAs/InGaAsP MQW lasers", *Electronics Letters*, Vol. 28, pp. 1911-1913, (1992).
- [9] Williams, K. A., P. S. Griffin, I. H. White, B. Garrett, J. E. A. Whiteaway, and G. H. B. Thompson, "Carrier transport effect in Long-wavelength Multi Quantum Lasers under large signal modulation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, pp. 1355-1357, (1994).
- [10] S. Arahira, S. Kutsuzawa, Y. Matsui, and Y. Ogawa, "Higher order chirp compensation of femtosecond mode-locked semiconductor lasers using optical fibers with different group-velocity dispersions", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 2, N° 3, (1996).
- [11] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, CA: Academic, 1989.
- [12] M. Stern, J. P. Heritage, and E. W. Chase, "Grating compensation of third-order fiber dispersion", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 2742-2748, (1992).
- [13] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", *Optics Letters*, Vol. 12, pp. 483-485, (1987).
- [14] K. A. Ahmed, H. F. Liu, N. Onodera, P. Lee, R. S. Tucker, and Y. Ogawa, "Nearly transform-limited pulse (3.6 ps) generation from gain-switched 1.55 μm distributed feedback laser by using fiber compression technique", *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 54-56, (1993).
- [15] Renaudier et al, "Phase correlation and linewidth reduction of 40 GHz self-pulsating in distributed bragg reflector semiconductor", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, Issue 2, pp. 147-156, (2007).

Chapitre III

Caractérisation de la gigue temporelle des impulsions optiques

III.1 Introduction :	67
III.1.1 Importance de la réduction du bruit pour les communications optiques :	69
III.1.2 Importance de la réduction du bruit pour l'échantillonnage optique :	70
III.2 Caractérisation de la gigue temporelle : Analyse spectrale :	71
III.2.1 Caractérisation de la gigue temporelle par la méthode d'analyse spectrale du battement électrique :	74
III.3 Caractérisation de la gigue temporelle : Méthode de cross-corrélation optique :	77
III.3.1 Principe de la technique de cross-corrélation optique :	78
III.3.1.1 Auto-corrélation :	79
III.3.1.2 Cross-corrélation d'impulsions gaussiennes sans bruit :	80
III.3.1.3 Inter-corrélation d'impulsions gaussiennes avec bruit :	81
III.3.1.4 Protocole de mesure :	83
III.3.1.5 Discussion:	83
III.3.2 Résultats expérimentaux:	86
III.4 Application des deux méthodes de caractérisation à un MLL à bâtonnets quantiques présentant une très faible largeur spectrale:	88
III.5 Réduction du bruit de phase :	91
III.5.1 Réduction du bruit de phase : boucle de réinjection optoélectronique :	91
III.5.2 réduction du bruit de phase : boucle d'auto-injection tout optique :	94
III.5.2.1 Résultats expérimentaux :	95
III.5.2.2. Modèle :	100
III.6 Conclusion:	101
Bibliographies:	103

III.1 Introduction :

La plupart des applications à base de MLLs nécessitent une très bonne qualité des impulsions, en particulier une très faible gigue temporelle. Cette dernière représente les fluctuations temporelles des impulsions générées. En effet, c'est la variation autour de la période temporelle moyenne, qui correspond à l'inverse de la fréquence de répétition, que l'on qualifie de gigue temporelle ou de « jitter ». Certaines applications utilisant ces sources sont très exigeantes par rapport aux valeurs de gigue temporelle tolérables [1]. A titre d'exemple et dans le cadre de la conversion analogique-numérique, la valeur de la gigue temporelle imposée est de 311fs pour l'échantillonnage d'une résolution de 8 bits¹¹ d'un signal contenu dans une bande passante de 2 GHz avec une résolution de 8 bits [2].

Dans ce contexte, les MLLs SC à bâtonnets quantiques sont d'un intérêt considérable en comparaison avec leurs homologues à base de puits quantiques. Récemment, des études sur des diodes lasers à deux sections à base de boîtes quantiques dans la fenêtre **1,3 μm** ont révélé le potentiel de ces structures à générer des impulsions de faible gigue temporelle, de l'ordre de 500 fs dans la plage de fréquence 1MHz-100MHz [3]. Une telle réduction se justifie par la faible émission spontanée couplée au mode optique. Celle-ci est le résultat du faible confinement optique des porteurs dans la couche active et de la réduction du facteur de couplage amplitude phase dans ces structures.

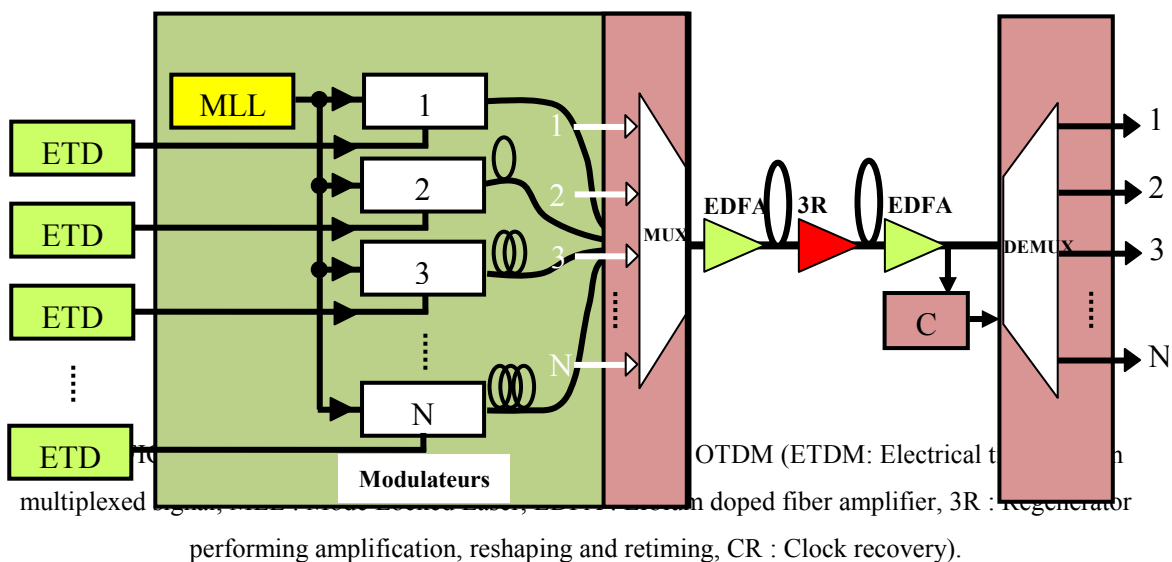
Pour les faibles fréquences de répétition (quelques GHz), une mesure de la gigue temporelle peut être obtenue par l'intégration directe du bruit de phase du signal électrique des harmoniques d'ordres supérieurs. Ce signal est détecté à l'aide d'un analyseur de spectre électrique ou d'un analyseur de bruit de phase [4]. Néanmoins, cette méthode n'est pas compatible avec les fréquences de répétitions élevées (supérieures à 50 GHz) car il est difficile de relever suffisamment d'harmoniques d'ordres supérieurs. Ceci est lié à la bande passante limitée à environ 50 GHz de la plupart des photodiodes utilisées. Une alternative à cette technique consiste à utiliser le principe de la cross-corrélation optique pour obtenir une estimation précise de la gigue temporelle [5]. Ce principe a déjà été validé dans le but de mesurer la gigue temporelle des MLLs à base de boîtes quantiques émettant à 1,3 μm [6].

¹¹ Les appareils proposés dans le commerce ne permettent pas actuellement un échantillonnage réel de 8bits à 40GS/s. Ces appareils électroniques font appel à une synthèse à partir de différents échantillonnages effectués à des résolutions plus basses (typiquement 4bits) afin de reconstituer artificiellement une haute résolution de 8bits.

Les MLLs à bâtonnets quantiques émettant à 1.55 μm ont récemment fait l'objet de nombreux travaux de recherches. Ces travaux ont permis d'obtenir de très faibles largeurs de battement spectral (de quelques centaines de Hz à quelques kHz), ce qui implique des faibles valeurs de gigue temporelle [7-8]. Dans cette partie, nous présenterons une caractérisation de la gigue temporelle de ces dispositifs grâce à la technique de cross-corrélation optique ainsi qu'à une mesure directe à partir du spectre électrique.

III.1.1 Importance de la réduction du bruit pour les communications optiques :

La juxtaposition des impulsions ultra-courtes ouvre la voie à la transmission à très haut débit grâce à la technique de multiplexage temporel optique (OTDM : « Optical Time Division Multiplexing », figure III.1) [9-11]. Cette technique s'impose surtout lorsque les fréquences dépassent la bande passante offerte par les composants électroniques. La figure III.1 illustre le principe de fonctionnement de la technique OTDM. Dans une telle configuration, la source MLL fournit un train d'impulsions à une fréquence de répétition X GHz. Le signal est ensuite divisé sur N branches présentant chacune un retard optique différent. Sur chaque branche, le signal sera modulé et les signaux seront recombinaés par la suite pour former un signal à un débit de $N \times X$ Gbit/s.

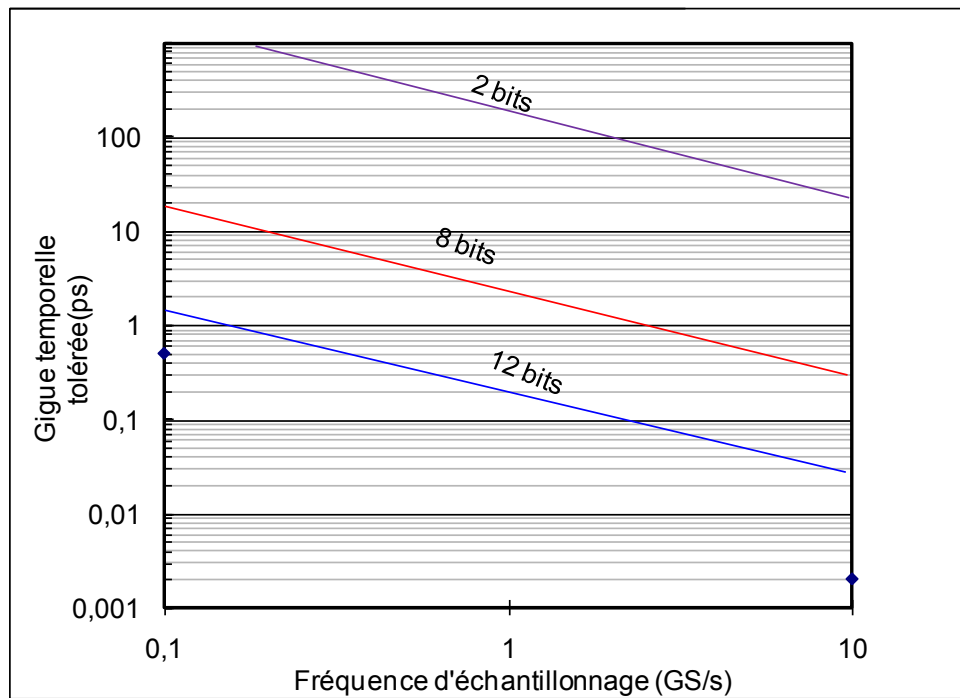


Par exemple, une transmission à 160 Gb/s a été démontrée en utilisant des impulsions avec une largeur de 1,2 ps de large [12]. Ce taux de répétition correspond à un espacement

temporel entre bit de 6,25 ps. Par conséquent, les impulsions à la sortie de la diode laser doivent présenter des faibles valeurs de gigue afin de garantir un taux d'erreur acceptable. En effet, la gigue temporelle doit être inférieure à 10% de la période d'un bit pour obtenir un taux d'erreur binaire supérieur à 10^{-9} [13]. Un débit de 160 Gb/s nécessite l'utilisation d'impulsions dont la gigue doit être inférieure à 625 fs. Atteindre des hauts débits de transmission demande alors l'utilisation d'impulsions encore plus courtes et présentant des valeurs de gigue encore plus faibles.

III.1.2 Importance de la réduction du bruit pour l'échantillonnage optique :

La conversion analogique-numérique par échantillonnage optique apparaît comme une alternative à la traditionnelle technique électronique [14]. En effet, l'intérêt de cette approche réside en une amélioration simultanée de la résolution et du taux d'échantillonnage. Nous rappelons que pour un taux d'échantillonnage donné, la valeur de la gigue tolérée pour la conversion analogique-numérique devient de plus en plus petite lorsque le nombre de bits de résolution utilisé augmente. Il existe donc un compromis entre le taux d'échantillonnage et le nombre de bit de résolution pour une valeur de gigue donnée. La figure III.2 représente l'évolution de la gigue tolérée en fonction de la fréquence d'échantillonnage pour différents bits de résolution. A titre d'exemple, un échantillonneur 12-bit exige une valeur de gigue inférieure à 20 fs pour un taux d'échantillonnage de 10 Gsample/s. L'amélioration de la conversion analogique-numérique à base de l'échantillonnage optique permet d'améliorer la capacité du traitement des signaux pour un certain nombre d'applications tel que e.g. le radar pulsé.



FUGURE III.2 : Evolution de la gigue temporelle tolérée pour l'application de la conversion analogique-numérique en fonction de la fréquence d'échantillonnage et le nombre de bits [14].

III.2 Caractérisation de la gigue temporelle : Analyse spectrale :

Parmi les méthodes de caractérisation de gigue temporelle, celle qui utilise une photodiode pour convertir le signal optique en un signal électrique et mesurer celle-ci à l'aide d'un analyseur de spectre électrique est la plus répandue. Tant que le niveau du bruit de l'analyseur de spectre électrique reste 10 dB en dessous de celui du signal optique à caractériser, cette méthode reste valable et désirable puisqu'elle est rapide et simple à mettre en oeuvre. La conversion de la résultante spectrale du signal en une mesure de bruit d'amplitude et de gigue temporelle a été présentée par Von Der Linde *et al* [4].

Sous l'effet du bruit, les impulsions générées par une diode laser en régime de verrouillage de modes (ML : Mode Locking) se décalent d'une façon aléatoire autour de leur position moyenne, de par la modulation d'amplitude et celle de la phase. Afin de caractériser les différents aspects de ce bruit, nous proposons tout d'abord une étude sur l'aspect spectral du signal à la sortie du laser.

Soit $I_0(t)$ l'intensité à la sortie d'une diode laser dont les modes sont parfaitement verrouillés entre eux. $I_0(t)$ peut s'écrire :

$$I_0(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} f(t + mT) \quad (\text{III.1})$$

Où $f(t)$ est le profil temporel de l'intensité d'une impulsion dans un train d'impulsions et T représente la période de répétition des impulsions.

L'intensité à la sortie d'une diode laser dont les modes ne sont pas parfaitement verrouillés entre eux, présente de faibles fluctuations. L'intensité totale s'écrit alors :

$$I(t) = I_0(t) + \delta I(t) \quad (\text{III.2})$$

Où $\delta I(t)$ représente les fluctuations qui sont considérées très faibles par rapport à $I_0(t)$.

La densité spectrale de la puissance de l'intensité du laser est donnée par la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation de l'équation (III.2) :

$$P_I(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_I(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{III.3})$$

Où $G_I(t)$ est la fonction d'auto-corrélation de l'intensité $I(t)$ à la sortie de la diode laser.

Des caractéristiques intéressantes du bruit à la sortie du laser peuvent être déduites du spectre de puissance de celui-ci. Soit ΔI l'écart-type de la variation de l'intensité $I(t)$. ΔI s'écrit :

$$\langle (\Delta I)^2 \rangle = \langle (I(t) - I_0(t))^2 \rangle = \langle (\delta I(t))^2 \rangle \quad (\text{III.4})$$

Nous envisagerons le cas où les fluctuations seraient très faibles par rapport à l'intensité totale à la sortie du laser. D'après [4], l'intensité à la sortie du laser s'écrit :

$$I(t) = I_0(t) + I_0(t)A(t) + \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} TJ(t) \quad (\text{III.5})$$

$I_0(t) A(t)$ est la contribution du bruit d'amplitude où $A(t)$ est une fonction aléatoire. Cette contribution représente l'écart-type de la variation d'amplitude par rapport à la valeur moyenne d'amplitude des impulsions. Le dernier terme de l'équation (III.5) représente les fluctuations de la période de répétition. A partir de celui-ci, nous définissons la gigue temporelle des impulsions par :

$$\delta T = T J(t) \tag{III.6}$$

$J(t)$ est une fonction aléatoire représentant la variation relative de la périodicité temporelle des impulsions par rapport à la valeur moyenne de la période de répétition. A partir des expressions (III.3) et (III.5), la densité spectrale de la puissance s'écrit :

$$P_I(\omega) = P_{I_n}(\omega) * [\delta(\omega) + P_A(\omega)] + [(\omega T)^2 P_I(\omega)] * P_J(\omega) \\ = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} [\delta(\omega_m) + P_A(\omega_m) + (2\pi m)^2 P_J(\omega_m)] \tag{III.7}$$

Où $\omega_m = (\omega - \frac{2\pi m}{T})$ avec m un nombre entier qui varie de $-\infty$ à $+\infty$.

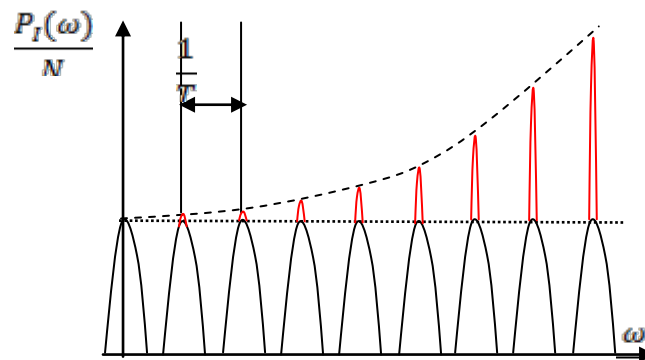


FIGURE III.3 : Spectre de puissance $P_I(\omega)$ d'un train d'impulsions présentant les fluctuations d'amplitude et de temps. T est la période de répétition du train d'impulsions. N est le facteur de normalisation ($N = |\tilde{f}(\omega)|^2$). Le trait en pointillés représente la contribution du bruit d'amplitude. La contribution de la gigue, quant à elle, est représentée en rouge (celle-ci est proportionnelle à m^2). (Figure adaptée à partir de la figure 1 de la référence [4]).

La figure III.3 illustre une somme de bandes de fréquence centrées autour de ω_m avec un espacement de $\frac{2\pi}{T}$. Chaque bande de fréquence représente trois contributions différentes. La contribution du premier terme de la somme de l'équation (III.7) est commune à toutes les bandes de fréquence. Elle correspond à un train d'impulsions parfait, ne présentant aucun bruit. Le second terme de l'équation (III.7) illustre la contribution du bruit d'amplitude. La partie du spectre représentée en rouge sur la figure III.3 est celle de la gigue temporelle. Cette dernière est proportionnelle à m^2 qui présente l'ordre de l'harmonique. La dépendance en m^2 dans l'équation (III.7) permet de différencier le bruit d'amplitude $P_A(\omega)$ par rapport à la gigue temporelle $P_J(\omega)$. Puisqu'il existe aucune contribution du bruit de gigue temporelle pour l'ordre $m = 0$, celle du bruit d'amplitude peut être directement obtenue à partir de la composante spectrale centrée autour $\omega = 0$. D'autre part, les ordres supérieurs sont dominés

par la gigue temporelle. La contribution de $P_f(\omega)$ peut ainsi être déterminée à partir d'un ordre $m > 0$. Nous nous appuyerons dans la section suivante sur cette dernière remarque pour déterminer la gigue temporelle à partir de la méthode d'analyse spectrale.

III 2.1 Caractérisation de la gigue temporelle par la méthode d'analyse spectrale du battement électrique :

Nous utilisons tout d'abord la méthode d'analyse spectrale pour la caractérisation de la gigue temporelle. En effet, l'analyse spectrale du signal produit par la diode laser fournit une estimation rapide sur le niveau du bruit de phase. Cette méthode permet le tri des lasers qui peuvent faire l'objet d'une étude plus poussée. Le choix du composant repose donc sur une sélection grossière, faite au préalable, et qui concerne la largeur de raie RF¹² et la platitude du spectre optique. Le composant testé est ensuite monté en module afin de réduire les sources de bruit d'ordre mécanique qui sont dues aux vibrations de la cavité laser. Cela permet également de simplifier son utilisation ainsi que son intégration pour les différentes applications.

Avec cette technique, la contribution du bruit de l'appareil de mesure utilisé pour extraire la gigue temporelle est très importante, d'autant plus lorsque la borne d'intégration inférieure est très proche de la porteuse. A titre d'indication, nous rappelons les spécifications du bruit de phase d'un analyseur de spectre électrique pour différentes valeurs de la fréquence porteuse égales à 200 MHz, 1, 5, 25 et 40 GHz (figure III.4). D'après cette dernière, nous remarquons que sur la plage de fréquence allant de 0 Hz – 1kHz de la porteuse ($CF = 5$ GHz), le niveau de bruit de l'appareil est supérieur à -105 dB/Hz. L'appareil ne peut donc pas distinguer un bruit dont le niveau est inférieur à cette dernière valeur. De même, pour une fréquence supérieure à 1 MHz le bruit total du composant sera totalement noyé dans le plancher de bruit de l'appareil lui-même. C'est pour ces raisons que cette méthode n'a plus d'utilité lorsque nous voulons effectuer des mesures assez précises sur des plages d'intégration importantes.

¹² RF : radio-fréquence, raie RF désigne le battement électrique.

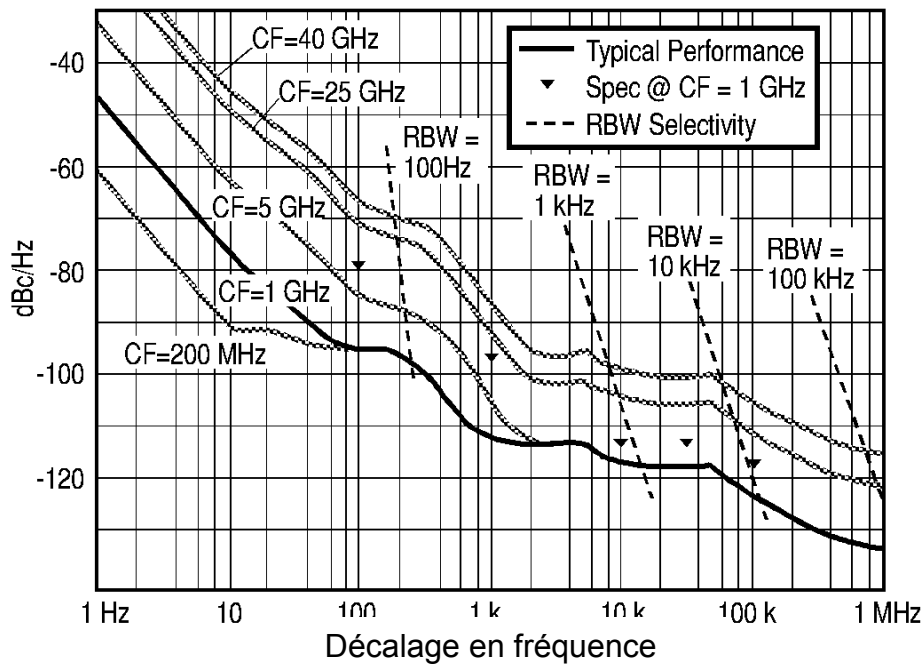


FIGURE III.4 : Spécification du bruit de phase de l'analyseur de spectre électrique Agilent 8585 EC (graphe extrait de la référence [15], CF : fréquence centrale).

Nous allons présenter les résultats pour une diode laser de type Fabry Pérot dont la fréquence de répétition est de ~ 40 GHz. Nous utilisons une photodiode (50 GHz de bande passante) suivie d'un amplificateur électrique de 45 GHz de bande passante et d'un analyseur de spectre électrique pour une mesure directe du bruit de phase. La fréquence du ML est de 39.7944 GHz et la largeur à mi-hauteur du battement est de 240 kHz (la résolution étant de 10 kHz, figure III.5 (a)). La largeur à mi-hauteur des impulsions est égale à 3,75 ps. Le bruit de phase est centré autour de la fréquence du ML de la diode laser, une intégration dans le domaine fréquentiel de la bande latérale du bruit de phase ($L(f)$) à partir du spectre électrique permet de mesurer la gigue temporelle (SSB PN, single side band phase noise figure III.5 (b)). Nous définissons généralement $L_n(f)$ comme la densité spectrale réduite de bruit de phase à l'harmonique d'ordre n provenant du signal détecté par une photodiode et un analyseur de spectre électrique. Le bruit de phase "classique" $L(f)$ est donc le bruit à la 1^{ère} harmonique. La gigue temporelle mesurée entre deux fréquences f_{min} et f_{max} est donc définie ainsi [16]:

$$t_j = \frac{1}{2\pi n f_R} \sqrt{2 \int_{f_{min}}^{f_{max}} L_n(f) df} = \frac{1}{2\pi f_R} \sqrt{2 \int_{f_{min}}^{f_{max}} L(f) df} \quad (III.8)$$

Où f_R est la fréquence de répétition de la diode laser.

Pour un blocage des modes passif, des sources de bruit d'ordres mécanique et thermique dues aux vibrations mécaniques et à la fluctuation de la température viennent s'ajouter au bruit intrinsèque du laser et peuvent alors compliquer ce genre de mesure. Une intégration pour évaluer le bruit de phase n'est valide que dans la bande de fréquence où l'on observe une variation de -20 dB/decade [17]. Ainsi en s'appuyant sur la figure III.5 (b), la fréquence minimale d'intégration est fixée à 1 MHz. D'autre part, pour une fréquence supérieure à 20 MHz à partir de la porteuse, le bruit de phase du laser est masqué par celui de l'analyseur de spectre électrique. La plage d'intégration du bruit de phase est limitée entre 1 et 20 MHz étant donné ces conditions expérimentales. Nous mesurons une valeur de gigue temporelle de 0,79 ps en utilisant directement la courbe expérimentale (courbe bleue) et une valeur de 0,86 ps en utilisant le fit en $1/f^2$ (courbe rouge, figure III.5 (b)).

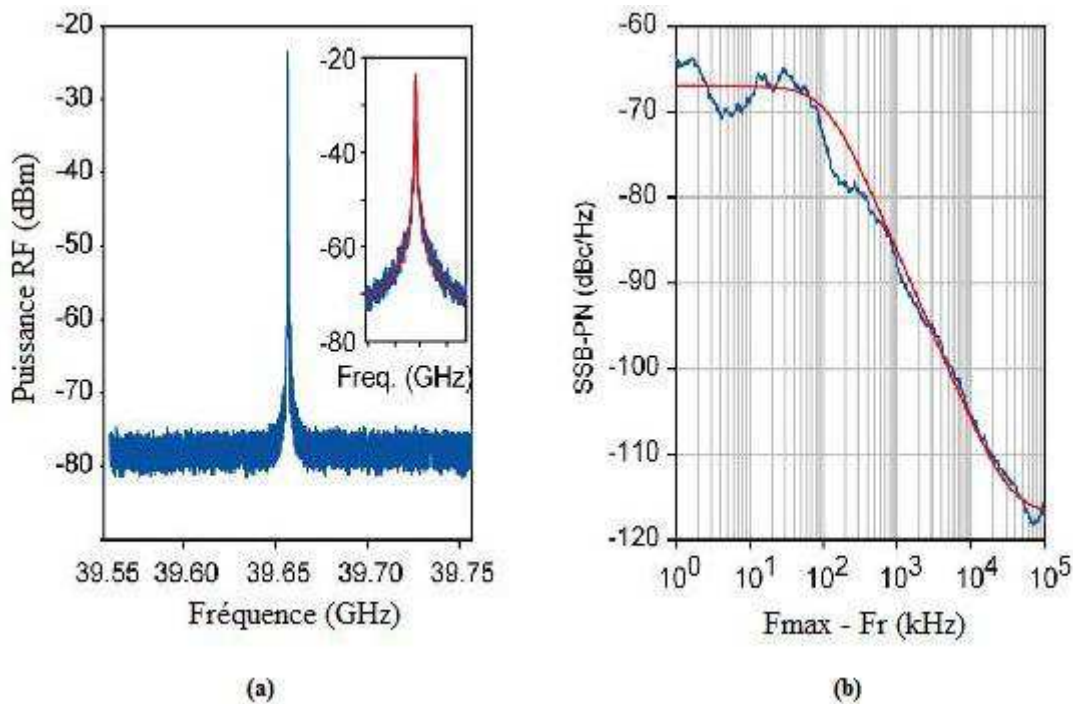


FIGURE III.5 a) Spectre du battement électrique du laser en régime de ML. b) Bande latérale du bruit de phase ($L(f)$) à partir du spectre électrique (SSB PN, Single Side Band Phase Noise).

Cette première technique de mesure ne nous offre pas une estimation précise de la gigue sur une large bande d'intégration. Ceci s'explique d'une part par les fluctuations dans le temps de la raie RF qui limite la borne inférieure d'intégration et d'autre part par le plancher de bruit de l'appareil de mesure qui limite la borne supérieure d'intégration.

La technique de cross-corrélation optique est une alternative offrant une mesure plus précise de la gigue temporelle sur une bande d'intégration plus large que celle du diagramme de bruit de phase.

III.3 Caractérisation de la gigue temporelle : Méthode de cross-corrélation optique :

Dans cette partie, nous appliquons la méthode de cross-corrélation optique pour mesurer la gigue temporelle des MLLs SC émettant à 1,55 μm . Grâce à un analyseur de spectre électrique, nous effectuons une mesure directe de ce paramètre afin de valider les mesures obtenues. Nous rappelons que l'objectif de l'implémentation de cette technique est d'avoir un outil permettant de mesurer la gigue temporelle des diodes laser à haute fréquence de répétition (> 50 GHz) lorsqu'il nous est impossible d'utiliser la méthode classique pour faire de telles mesures.

La technique de cross-corrélation optique est particulièrement adaptée à la caractérisation de la gigue temporelle des lasers à blocage de modes à très haute fréquence de répétition. Certaines applications, comme l'échantillonnage optique, nécessitent des bornes d'intégrations allant de 0 Hz jusqu'à environ la moitié de la fréquence de répétition du laser. Ce qui est impossible à réaliser avec la technique de mesure à partir du spectre électrique. En effet, cette dernière offre la mesure du bruit de phase seulement jusqu'à quelques centaines de MHz de la porteuse avant que le bruit du laser soit masqué par le plancher de bruit de l'appareil. La technique de cross-corrélation optique utilisant un cristal non-linéaire et la génération de seconde harmonique offre une méthode de caractérisation directe dans le domaine temporel des fluctuations temporelles à hautes fréquences. En modifiant la longueur de la fibre à faibles pertes sur l'un des bras, la gigue temporelle peut être mesurée d'une manière précise. Nous montrons que la borne d'intégration inférieure dépend uniquement de la longueur de fibre utilisée sur l'un des bras du corrélateur. L'augmentation de la largeur temporelle des impulsions par cross-corrélation par rapport à celle de l'auto-corrélation est synonyme de la contribution de la gigue temporelle. Cette technique de mesure optique devient nécessaire afin d'effectuer des mesures sur une plage de fréquence plus grande.

Tout d'abord, nous évoquerons dans cette partie la technique de mesure de gigue temporelle par cross-corrélation optique. Une comparaison avec les résultats obtenus dans la partie précédente sera faite par la suite. Enfin, nous présenterons les mesures faites par la même technique sur une diode laser présentant une très faible largeur de raie de l'ordre de quelques centaines de Hz.

III.3.1 Principe de la technique de cross-corrélation optique :

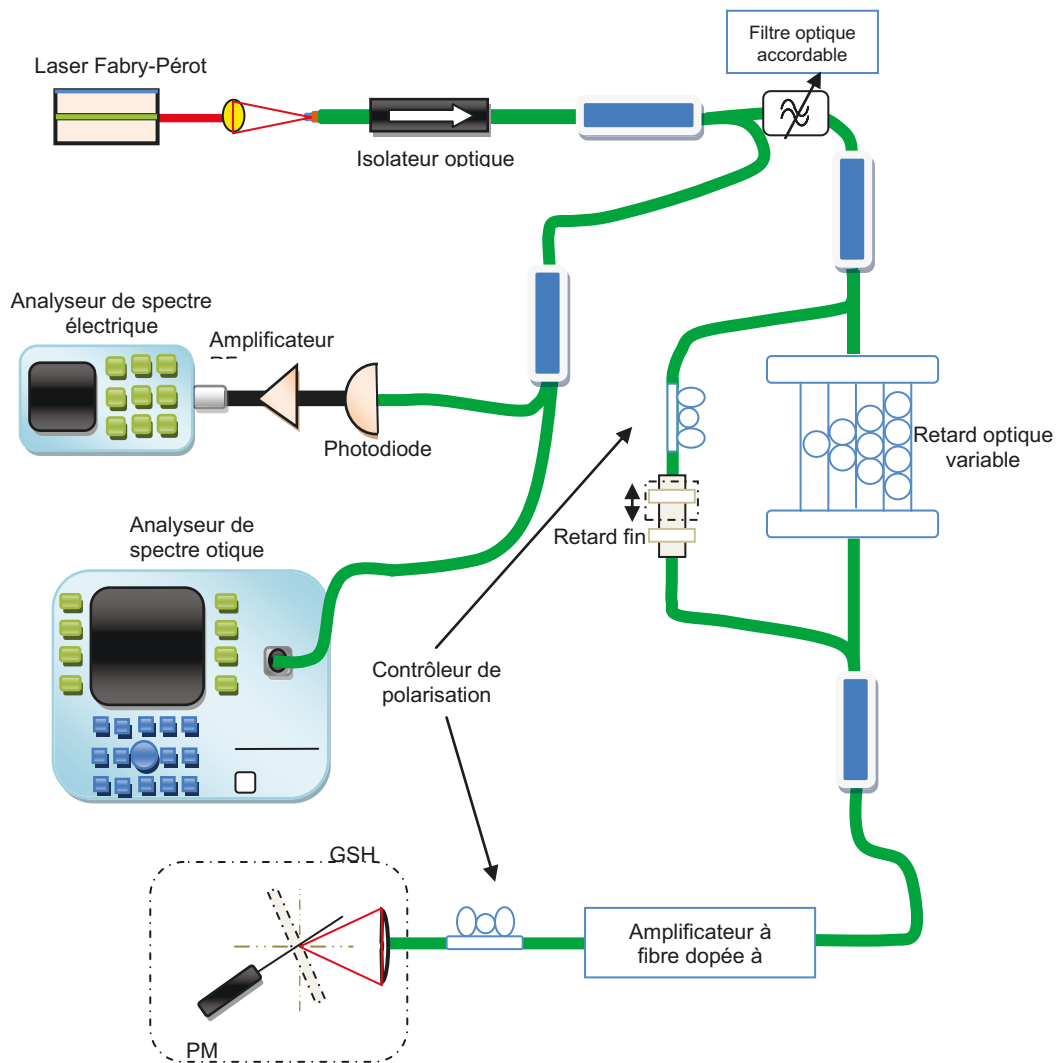


FIGURE III.6 : Schéma expérimental. PM : photo-multiplieur.

Le schéma expérimental est présenté sur la figure III.6 [16]. Le signal optique issu du laser est couplé dans la fibre à travers une lentille traitée antireflet. Ensuite, la lumière passe à travers un isolateur optique, un filtre optique de 2 nm de large. Celui-ci est utilisé afin de garantir un minimum de « chirp ». Enfin le signal sera divisé sur deux bras. Une partie du signal se propage à travers un routeur optique présentant huit longueurs de fibres différentes qui servent de ligne à retard. Nous utilisons de la fibre à dispersion décalée pour réduire les problèmes de compression ou d'élargissement des impulsions optiques lors de la propagation. La seconde partie du signal est envoyée vers un dispositif de retard à réglage fin (5-fs) et un contrôleur de polarisation. Durant une période supérieure à celle des impulsions utilisant le dispositif du retard fin, un balayage permet d'obtenir la fonction de cross-corrélation entre l'impulsion, et celle retardée par le second bras. Nous rappelons que, selon le retard introduit sur les deux bras du corrélateur, nous obtenons soit la cross-corrélation si les retards moyens sont différents, soit l'auto-corrélation s'ils sont identiques. Les deux faisceaux sont ensuite recombinaés, amplifiés à l'aide d'un amplificateur à fibre dopée erbium, puis focalisés sur un cristal non linéaire pour génération de seconde harmonique. La puissance optique est enfin collectée à l'aide d'un photo-multiplier. La fonction de corrélation en intensité générée après le cristal non linéaire est définie par [18] :

$$G^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t)I_2(t-\tau)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_1^2(t)+I_2^2(t))dt} \quad (\text{III.9})$$

Où $I_1(t)$ et $I_2(t)$ sont respectivement les intensités optiques normalisées dans les voies 1 et 2. K est le coefficient de pertes de puissance en excès du bras supérieur 1 par rapport au bras inférieur 2.

III.3.1.1 Auto-corrélation :

L'auto-corrélation est le cas de figure où les retards moyens sont identiques sur chaque voie, les éventuels effets de dispersion sont alors les mêmes dans les deux voies. L'équation précédente devient donc :

$$G^2(\tau) = 1 + \frac{4K}{1+K^2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t)dt} \quad (\text{III.10})$$

Pour un profil temporel des impulsions générées par une MLL SC de la forme gaussienne, l'intensité optique dans chaque voie s'écrit :

$$I(t) = \exp \left[\frac{-t^2}{2\sigma_p^2} \right] \quad (\text{III.11})$$

La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est donc $FWHM_I = 2\sigma_p\sqrt{2\ln 2}$ et la fonction d'auto-corrélation sera :

$$G^2(\tau) = 1 + \frac{4K}{1+K^2} \exp \left[\frac{-\tau^2}{4\sigma_p^2} \right] \quad (\text{III.12})$$

Nous obtenons donc la largeur à mi-hauteur de la fonction d'auto-corrélation :

$$FWHM_{AC} = 2\sqrt{2}\sigma_p\sqrt{2\ln 2} = \sqrt{2}FWHM_I \quad (\text{III.13})$$

III.3.1.2 Cross-corrélation d'impulsions gaussiennes sans bruit :

C'est le cas de figure où les retards optiques sur les deux voies sont différents. En supposant que le profil temporel des impulsions est gaussien, les intensités optiques dans les deux bras du corrélateur s'écrivent :

$$I_1(t) = \exp \left[\frac{-t^2}{2\sigma_{p1}^2} \right] \quad (\text{III.14})$$

$$I_2(t) = \exp \left[\frac{-t^2}{2\sigma_{p2}^2} \right] \quad (\text{III.15})$$

Nous notons σ_{p1} et σ_{p2} , les écart types des intensités optiques correspondants respectivement aux impulsions se propageant avec deux retards optiques différents. En remplaçant les deux équations précédentes dans l'équation (III.9), nous obtenons la fonction de corrélation en intensité :

$$G^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\sqrt{2} \frac{\sigma_{p1}}{\sigma_{p2}}}{\left(1 + \frac{\sigma_{p1}}{\sigma_{p2}}\right) \sqrt{1 + \frac{\sigma_{p1}^2}{\sigma_{p2}^2}}} \exp \left[\frac{-\tau^2}{2(\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2)} \right] \quad (\text{III.16})$$

D'après l'expression (III.16), nous remarquons que la largeur à mi-hauteur de la fonction de cross-corrélation dépend de la largeur à mi-hauteur de chacune des deux impulsions sur les deux voies du corrélateur et elle est égale à :

$$FWHM_{CC12} = 2 \sqrt{\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2} \sqrt{2 \ln 2} \quad (\text{III.17})$$

Par ailleurs, nous notons que l'écart type de la fonction de cross-corrélation par définition correspond à la somme des écarts type des deux fonctions d'intensité sur les deux voies optique :

$$\sigma_{CC12}^2 = \sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2 \quad (\text{III.18})$$

III.3.1.3 Inter-corrélation d'impulsions gaussiennes avec bruit :

La ligne à retard introduit un décalage moyen de N impulsions espacées de la période de répétition T_R correspondant à la période de la cavité laser. En outre, la ligne à retard présente généralement une dispersion, qu'il faut en tenir compte, car elle modifie la largeur de l'impulsion retardée par rapport à l'impulsion de référence.

Soit I_t la gigue temporelle de l'impulsion à l'instant t, et I_{t-NT_R} la gigue de l'impulsion retardée. Il suffit donc de remplacer les expressions d'intensité optique dans l'équation (III.9) par :

$$I_1(t) \rightarrow I_1(t + J_t) \quad (\text{III.19})$$

$$I_2(t - \tau) \rightarrow I_2(t - \tau + J_{t+NT_R}) \quad (\text{III.20})$$

La fonction de cross-corrélation s'écrit alors :

$$G^{(2)}(\tau) = \left\langle 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t+J_t) I_2(t-\tau+J_{t+NT_R}) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_1^2(t+J_t) + I_2^2(t-\tau+J_{t+NT_R})) dt} \right\rangle =$$

$$1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \right) * F^{-1}\{(\exp[-j2\pi\nu(J_{t+NT_R}-J_t)])\}}{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_1^2(t) + I_2^2(t)) dt} \quad (\text{III.21})$$

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

Etant donné que la gigue temporelle présente une distribution stationnaire, l'expression (III.21) devient :

$$G^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t)I_2(t-\tau) dt \right) * F^{-1} \left\{ \exp \left[-2(\pi\nu)^2 ((J_{t+NT_R} - J_t)^2) \right] \right\}}{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_1^2(t) + I_2^2(t)) dt} \quad (\text{III.22})$$

Nous savons, par définition, que la gigue temporelle sur l'intervalle de fréquence $[f_{min}, f_{max}]$ s'écrit :

$$t_J = \sqrt{\langle J(t)^2 \rangle} = \sqrt{2 \int_{f_{min}}^{f_{max}} S_J(f) df} \quad (\text{III.23})$$

Où $S_J(f)$, la densité spectrale de puissance de la gigue temporelle.

Le second terme de la transformée de Fourier inverse de l'expression (III.22) s'écrit donc [19] :

$$\langle (J_{t+NT_R} - J_t)^2 \rangle = \langle J_{\Delta NT_R}^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\Delta J}(f) df \quad (\text{III.24})$$

D'après [19-21], nous notons $\sigma_{pp}^2(NT_R)$ l'écart type entre l'impulsion retardée de NT_R et l'impulsion de référence qu'est égale à :

$$\sigma_{pp}^2(NT_R) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\Delta J}(f) df = \int_0^{+\infty} 4[1 - \cos(2\pi f NT_R)] S_J(f) df \quad (\text{III.25})$$

L'expression (III.22) devient donc :

$$G^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t)I_2(t-\tau) dt \right) * \exp \left[\frac{-\tau^2}{2\sigma_{pp}^2(NT_R)} \right]}{\int_{-\infty}^{+\infty} (I_1^2(t) + I_2^2(t)) dt} \quad (\text{III.26})$$

Par ailleurs, nous allons considérer le cas de figure où il s'agit d'une impulsion de forme gaussienne. En introduisant l'expression (III.16) dans (III.26), nous obtenons donc :

$$G^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{8K}{1+K^2} \frac{2\sqrt{\pi}\sigma_{p2}\sigma_{p1}\sigma_{pp}(NT_R)}{(\sigma_{p1} + \sigma_{p2})\sqrt{\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2 + \sigma_{pp}^2(NT_R)}} \exp \left[\frac{-\tau^2}{2(\sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2 + \sigma_{pp}^2(NT_R))} \right] \quad (\text{III.27})$$

Nous obtenons alors une impulsion gaussienne dont la largeur à mi-hauteur dépend directement de la gigue temporelle. L'écart type de la fonction de cross-corrélation ainsi mesurée est donc égale à :

$$\sigma_{CC12}^2 = \sigma_{p1}^2 + \sigma_{p2}^2 + \sigma_{pp}^2(NT_R) \quad (\text{III.28})$$

III.3.1.4 Protocole de mesure :

Nous commençons par mesurer la fonction d'auto-corrélation sur la voie 1 du corrélateur, et nous déduisons sa largeur à mi-hauteur :

$$FWHM_{AC1} = \sqrt{2}(2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{p1}) \quad (III.29)$$

De même, nous mesurons la fonction d'auto-corrélation de l'impulsion sur la voie 2, et on note sa largeur à mi-hauteur :

$$FWHM_{AC2} = \sqrt{2}(2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{p2}) \quad (III.30)$$

Enfin, la fonction de cross-corrélation permet de déduire la largeur à mi-hauteur de l'impulsion bruitée par la gigue temporelle :

$$FWHM_{CC12} = (2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{cc12}) \quad (III.31)$$

D'après l'expression (III.28) nous déduisons donc la gigue temporelle correspondant au retard optique de NT_R :

$$\sigma_{pp}^2(NT_R) = \frac{1}{8\ln 2} \left[FWHM_{CC12}^2 - \frac{FWHM_{AC1}^2 + FWHM_{AC2}^2}{2} \right] \quad (III.32)$$

III.3.1.5 Discussion:

Dans le cadre d'un MLL passif, nous pouvons écrire le bruit de phase $L(f)$ sous la forme générique :

$$L(f) = \frac{K_p}{f^2} \quad (III.33)$$

En appliquant la formule (III.8), nous obtenons la gigue temporelle :

$$t_J^2 = \frac{2K_p}{(2\pi f_R)^2} \left(\frac{1}{f_{min}} - \frac{1}{f_{max}} \right) \quad (III.34)$$

Et d'après l'expression (III.25), nous obtenons l'écart type entre l'impulsion de référence et l'impulsion retardée de NT_R :

$$\sigma_{pp}^2(NT_R) = \int_0^{+\infty} 4[1 - \cos(2\pi fNT_R)] S_J(f) df$$

$$\begin{aligned}
 &= \int_0^{+\infty} 4[1 - \cos(2\pi fNT_R)] \frac{K_p}{f^2} df \\
 &= \frac{8K_p}{(2\pi f_R)^2} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(\pi fNT_R)}{f^2} df \\
 &= \frac{8K_p}{(2\pi f_R)^2} \frac{\pi^2 NT_R}{2} \\
 &= \frac{2K_p}{(2\pi f_R)^2} \frac{1}{2\pi^2 NT_R} \tag{III.35}
 \end{aligned}$$

En comparant cette dernière expression avec celle de (III.34), nous déduisons que le cross-corrélation de deux impulsions séparées de NT_R permet l'intégration du bruit de phase entre $f_{min} = \frac{1}{2\pi^2 NT_R}$ et l'infini. En comparaison avec les travaux de Jiang *et al*, il existe une différence d'un rapport de $\frac{\pi^2}{2}$ entre les deux valeurs de fréquences minimales d'intégration [21].

En effet, Jiang considère un cas général pour la forme du bruit de phase. Il examine la variation de la fonction de pondération, définie par $1 - \cos(2\pi \cdot N \cdot T_R \cdot f) = 2\sin^2(\pi \cdot N \cdot T_R \cdot f)$, dans l'intégrale définissant $\sigma_{pp}^2(NT_R)$. La figure ci-dessous représente l'évolution de la fonction de pondération en fonction de la fréquence pour $NT=0.01$. La fonction de pondération décroche de la fonction unité vers les basses fréquences pour les fréquences inférieures $f_{min} = \frac{1}{4NT_R}$. En effet, cette fonction tend vers zéro pour des fréquences inférieures à $\frac{1}{4NT_R}$. La fonction de pondération annule donc les effets de bruit de phase pour des fréquences inférieures à $\frac{1}{4NT_R}$. C'est pour cette dernière raison que l'intégration n'est effective qu'à partir de $\frac{1}{4NT_R}$.

Quant à nous, nous avons supposé une forme pour le bruit de phase en $\frac{1}{f^2}$. Nous avons ainsi pu résoudre analytiquement l'intégrale de l'expression (III.35).

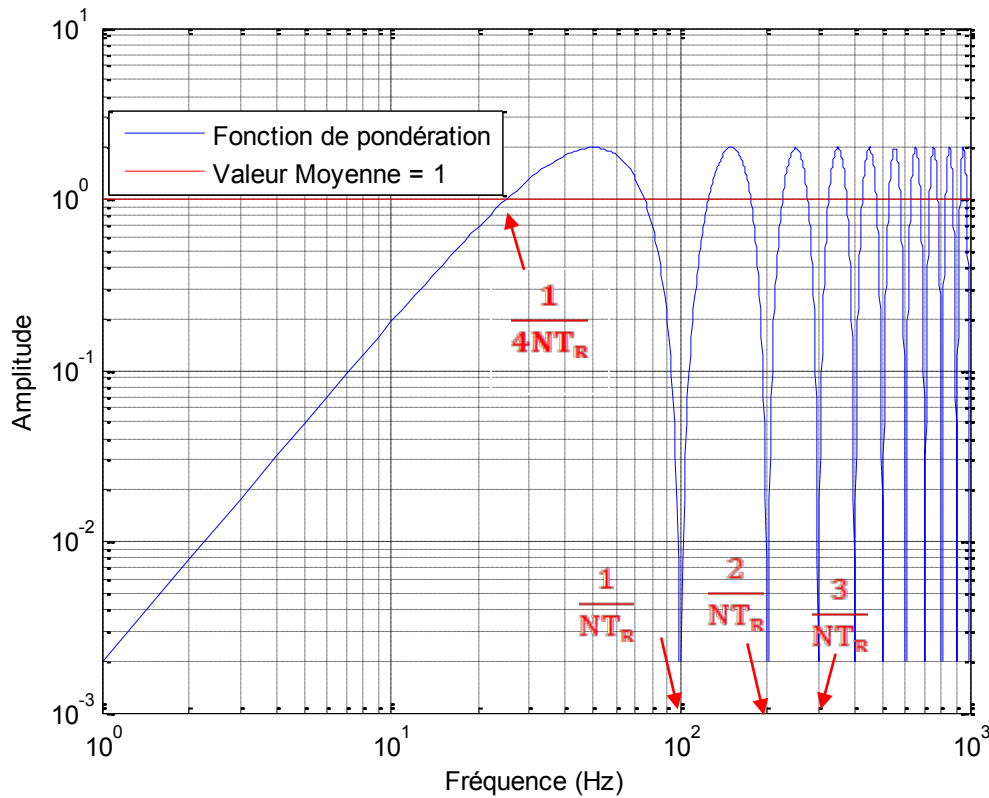


FIGURE III.7 : Evolution de la fonction de pondération en fonction de la fréquence pour $NT_R = 0.01$

Une fibre optique introduisant un retard T permet la mesure de la cross-corrélation entre $\sim \frac{1}{4T}$ et ∞ . Ainsi, plus le retard est grand, plus la fréquence basse d'intégration est faible. En effet, c'est cette longueur de fibre qui va fixer la fréquence inférieure d'intégration. Nous pouvons utiliser quelques kilomètres de fibres étant donné la faible atténuation introduite par celles-ci. Nous pouvons ainsi atteindre des valeurs de fréquence pour la borne inférieure d'intégration de l'ordre de quelques dizaines de kHz (à titre d'exemple, l'utilisation de 5 km de fibre correspond à une fréquence de 10 kHz). En revanche, l'impulsion sera légèrement élargie à cause de la propagation dans la fibre. Afin d'obtenir une mesure précise de la gigue temporelle, il faut donc tenir compte de ces effets de dispersion. La technique de cross-corrélation consiste à faire trois mesures différentes :

- 1 Une mesure d'auto-corrélation permettant d'évaluer la largeur temporelle de l'impulsion.
- 2 Une mesure d'auto-corrélation de l'impulsion après propagation dans la fibre offrant une estimation de la dispersion introduite par la fibre.

3 Une mesure de cross-corrélation entre l'impulsion et celle retardée après propagation dans la fibre.

III.3.2 Résultats expérimentaux:

Dans cette partie, nous appliquons la méthode de la cross-corrélation optique afin de mesurer la gigue temporelle de la diode laser utilisée dans la section (II.1.2.1). Le courant de polarisation est de 260 mA. Nous utilisons donc les mêmes conditions de mesure que celles utilisées dans la première section afin de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes. La figure III.8 (a) représente la trace expérimentale de la cross-corrélation des impulsions après une propagation dans 37,5 m de fibre à dispersion décalée. Un scan sur une durée de 50 ps est représenté sur cette figure. Cette durée permet le scan de deux impulsions. Un fit gaussien est utilisé pour mesurer la largeur à mi-hauteur de l'impulsion après cross-corrélation $FWHM_{CC12} = 3,41 \text{ ps}$. La largeur à mi-hauteur de l'impulsions sur la voie 1 est $FWHM_{AC1} = 2,23 \text{ ps}$. Nous rappelons que la propagation dans la fibre de 37,5 m de longueur introduit un léger élargissement des impulsions. Nous mesurons alors une valeur de $FWHM_{AC2} = 2,45 \text{ ps}$.

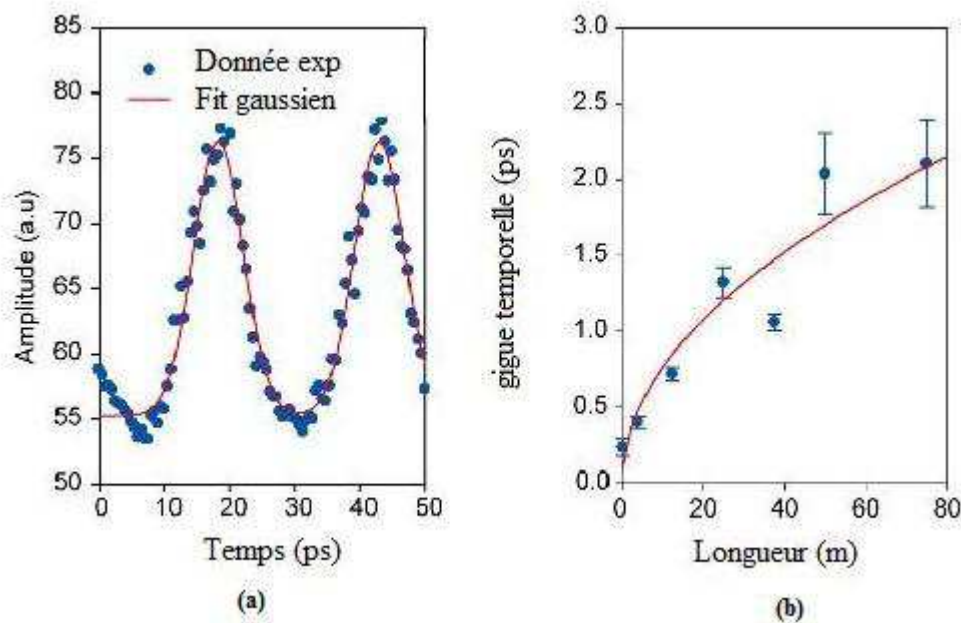


FIGURE III.8 : (a) Trace de cross-corrélation pour un retard de 37,5 m. (b) Evolution de la gigue temporelle en fonction de la longueur. En bleu sont représentées résultats expérimentaux et en rouge le fit expérimental.

En considérant les effets de dispersion introduits par la fibre, nous obtenons une gigue temporelle correspondante à l'intégration du bruit de phase dans la bande de fréquence [1,33 MHz, ∞] [16] :

$$t_j = \sqrt{\sigma_{PP}^2 (NT_R)} = \sqrt{\frac{1}{8 \ln 2} \left[FWHM_{CC12}^2 - \frac{FWHM_{AC1}^2 + FWHM_{AC2}^2}{2} \right]} \cong 1,05 \text{ ps} \quad (\text{III.36})$$

La répétition de cette expérience pour différentes longueurs de fibres permet de tracer l'évolution de la gigue temporelle en fonction du retard introduit (figure III.8 (b)). Sur cette figure les cercles bleus représentent les mesures expérimentales obtenues en modifiant la longueur de la fibre, tandis que la courbe rouge représente un fit théorique en racine carrée d'équation $t_j = 0,201 \sqrt{L}$ (t_j est en picosecondes et L en mètre). Ce fit se rapporte au modèle théorique en $1/f^2$ du bruit de phase des MLL passif [5]. La gigue temporelle mesurée par la méthode de cross-corrélation optique dans la bande de fréquences [1 MHz, 20 MHz] est la différence entre la gigue accumulée après 50 m et celle accumulée après 2,5 m de fibres. A partir de la figure III.8 (b), nous déduisons une valeur de 1,08 ps, supérieure à 0,86 ps, valeur obtenue par la méthode d'analyse spectrale du bruit de phase. En revanche, l'analyse réalisée dans le domaine temporel, la méthode de cross-corrélation optique ne tient compte que de la gigue temporelle. Nous devons donc obtenir une valeur de gigue plus faible que celle obtenue par la technique d'analyse de bruit de phase. Néanmoins, les mesures précédentes ne sont pas pour autant erronées. En effet, la technique de mesure par cross-corrélation perd progressivement en précision avec l'augmentation du retard optique introduit, ce qui justifie la légère différence entre les deux valeurs trouvées. Cependant, des améliorations apportées à cette technique comme l'utilisation d'un modulateur mécanique (chopper) et d'un amplificateur à verrouillage de phase (lock-in amplifier) devraient permettre des mesures plus précises. Les résultats obtenus sont assez similaires et traduisent le faible bruit d'amplitude dans les lasers SC à ML par FWM à haute fréquence de répétition. Par conséquent, nous pouvons nous contenter d'une simple mesure du bruit de phase des harmoniques d'ordre inférieur afin de déterminer la gigue temporelle sans introduire une grande surestimation.

Une confirmation expérimentale consiste à effectuer des mesures de bruit de phase sur un laser ayant une fréquence de répétition de ~10 GHz. Une intégration du bruit de phase jusqu'à l'harmonique d'ordre 4 est donc envisageable. La figure III.9 représente la gigue temporelle mesurée sur plusieurs ordres de l'harmonique. Les mesures reportées ont été

réalisées grâce à la méthode d'analyse de spectre électrique. Sur la même figure, nous reportons également la valeur de la gigue temporelle pour les différentes harmoniques suite à la propagation des impulsions à travers différentes longueurs de fibre. La valeur de gigue varie légèrement avec l'ordre de l'harmonique. Ce dernier point confirme la faible contribution du bruit d'amplitude dans ces structures. Nous remarquons une légère variation entre la valeur de gigue des impulsions à la sortie de la diode laser et celle après propagation dans les différentes longueurs de fibre mesurée sur l'harmonique d'ordre 4.

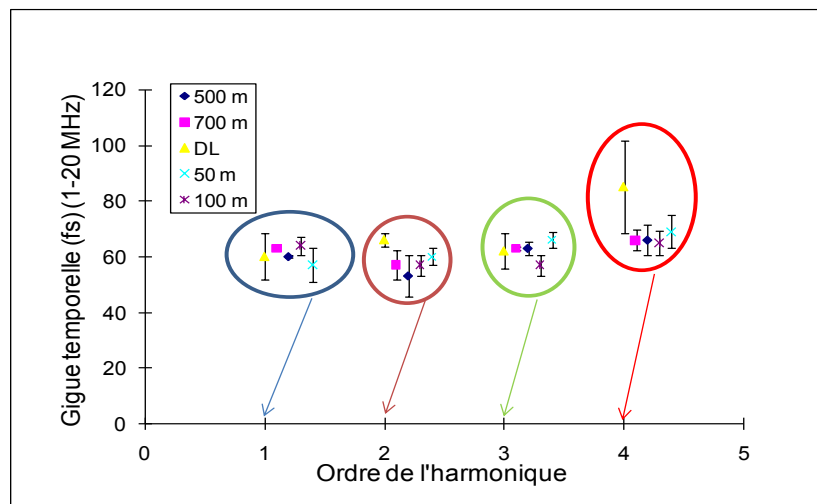


FIGURE III.9 : Evolution de la gigue temporelle en fonction de l'ordre de l'harmonique pour différentes longueur de fibre.

Des mesures de gigue temporelle ont également été réalisées sur des diodes lasers présentant de très faibles largeurs de battement électrique et ce, afin de justifier la capacité de ces dispositifs à générer des impulsions avec de très faibles valeurs de gigue.

III.4 Application des deux méthodes de caractérisation à un MLL à bâtonnets quantiques présentant une très faible largeur spectrale:

Dans la section précédente, la méthode de cross-corrélation optique a été validée comme une technique de mesure assez précise de la gigue temporelle. Dans ce qui suit, cette technique sera adoptée pour caractériser des MLLs présentant des faibles niveaux de bruit de phase. Ainsi nous allons étudier leur potentiel à répondre aux exigences de certaines

applications qui nécessitent des valeurs de gigue temporelle très faibles sur des bandes d'intégrations plus larges.

Dans cette partie, nous présentons des mesures de la gigue temporelle d'une diode laser de type Fabry Péroto à ML passif. La structure étudiée possède une fréquence de répétition de 10,094 GHz lorsqu'elle est alimentée par un courant égal à 160 mA. Le signal électrique (Figure III.10) est obtenu grâce à une photodiode de 50 GHz de bande passante suivie d'un analyseur de spectre électrique. La résolution de l'appareil utilisé est de 300 Hz. Nous mesurons une largeur à mi-hauteur du spectre électrique de 850 Hz. A notre connaissance, cette valeur est désormais la plus faible reportée de nos jours sur les MLLs SC à 1,5 μm . Un tel résultat est obtenu grâce aux conditions spécifiques de mesure prises en compte, qui consistent en particulier à réduire le bruit d'ordre mécanique et thermique. L'amélioration des conditions de mesure permet de réduire d'avantage le bruit mesuré et par conséquent la gigue temporelle. Le battement électrique représenté sur la figure III.10 a une forme Lorentzienne permettant de calculer la valeur de gigue temporelle entre deux bornes d'intégration. En respectant une tendance de 20 dB/decade sur la courbe de bruit de phase, nous pouvons fixer respectivement les deux bornes d'intégration minimale et maximale à 150 kHz et 50 MHz. La gigue temporelle mesurée pour cette bande de fréquence est de 400 fs. Cette valeur correspond à une amélioration d'un facteur 25 par rapport à la valeur mesurée sur une structure à ML à base de puits quantiques pour les mêmes bornes d'intégration¹³ [22]. Cette amélioration se justifie par l'optimisation de la couche active d'une telle structure. Comme nous l'avons déjà évoqué au premier chapitre, le faible confinement optique au niveau de la couche active permet de réduire la largeur à mi-hauteur du battement électrique. Une réduction de l'émission spontanée couplée aux modes due au faible confinement des porteurs et au faible facteur de couplage phase-amplitude est à l'origine de la réduction du bruit dans telles composants par rapport à leurs homologues à base de puits quantiques.

¹³ La valeur de la gigue temporelle mesurée dans la référence [22] est de 12,5 ps pour la plage de fréquence [150 kHz - 50 MHz].

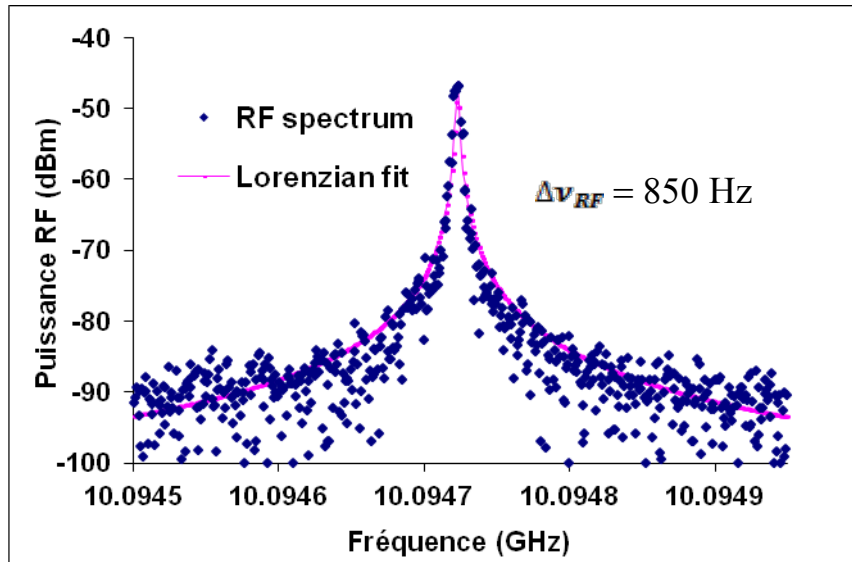


FIGURE III.10 : Largeur spectrale du laser SC à bâtonnets quantiques (structure de type Fabry Péro à une fréquence de répétition de 10 GHz).

Nous représentons sur la figure III.11 l'évolution de la gigue temporelle en fonction du retard introduit par la fibre obtenue par la méthode de cross-corrélation optique. Un fit de la forme racine carrée, $t_j = 0,027\sqrt{L}$ (t_j en picosecondes et L en mètre), est présenté sur la même figure (fit en noir). Nous pouvons ainsi extraire une valeur de gigue temporelle égale à ~ 500 fs pour la bande de fréquence [150 kHz 320 MHz]. L'explication de la légère différence entre les deux valeurs obtenues par les deux méthodes est déjà avancée dans la partie précédente. Ces mesures permettent de valider l'utilisation de la technique de cross-corrélation optique afin d'évaluer la gigue temporelle des structures MLLs passif à bâtonnets quantiques. Des améliorations à cette technique sont attendues afin d'obtenir des mesures plus précises. De plus, ces mesures confirment la faible contribution du bruit d'amplitudes dans ce type de structures.

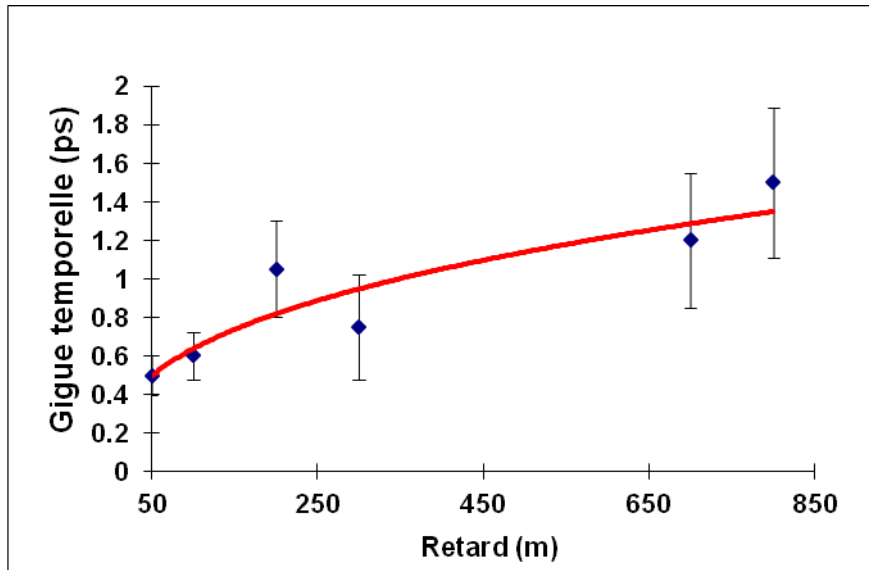


FIGURE III.11 : Evolution de la gigue temporelle en fonction du retard.

III.5 Réduction du bruit de phase :

III.5.1 Réduction du bruit de phase : boucle de réinjection optoélectronique :

La génération d'ondes millimétriques à base de composants photoniques présente un grand intérêt pour un certain nombre d'applications telles que la radio sur fibre et RADAR¹⁴. Parmi les techniques de génération d'ondes millimétriques, nous citons celle qui utilise le battement entre deux lasers monomodes pour créer un signal millimétrique [23]. Celle-ci offre une large plage d'accordabilité grâce à l'ajustement de la longueur d'ondes initiale du laser. Cependant, il est souhaitable d'intégrer les deux lasers dans un seul composant afin de diminuer les fluctuations de la fréquence de battement, réduire le coût total et rendre l'ensemble du dispositif plus compact. Il existe deux solutions permettant l'intégration de cette technique dans un seul composant. Il s'agit du laser bi-longueur d'ondes et le MLL. Nous nous intéressons alors dans cette section à cette dernière solution.

Par ailleurs, la réduction du bruit de phase de ces signaux micro-ondes est un point crucial, et fait l'objet de nombreuses études. Dans cette première partie, nous proposons de rappeler le principe de la technique de réduction du bruit de phase par réinjection optoélectronique ou optique ainsi que les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre d'un MLL SC. Dans son schéma le plus simple, cette technique consiste à détecter une fraction du

signal optique, mesurer la fluctuation de phase de l'onde millimétrique générée et corriger la phase optique par un ajustement du courant d'injection du laser. En ce qui concerne les MLLs, il a été démontré que l'intégration d'un MLL dans une boucle de verrouillage de phase permet l'amélioration du bruit de phase de celui-ci. Van Dijck *et al* ont proposé un schéma équivalent permettant de réduire l'excès de bruit de phase en asservissant le courant d'injection du MLL [24]. La figure III.12 illustre le principe de cette configuration. Le signal optique issu du laser est couplé dans la fibre à travers une lentille traitée antireflet. La lumière à la sortie du MLL passe à travers un isolateur optique. Ensuite, le signal optique est divisé sur deux bras. Celles-ci contiennent deux bobines de fibre SMF dont les longueurs sont respectivement de 500 et 3500 m. Un dispositif de retard à réglage fin est utilisé sur le bras à faible retard pour ajuster la phase du signal optique par rapport à celle du signal sur le bras utilisant 3500 m de fibre. Ensuite, la lumière sur chaque bras est envoyée sur une photodiode rapide de 50 GHz de bande passante. Les deux signaux électriques sont ensuite recombinaés en utilisant un coupleur et la somme est amplifiée grâce à un amplificateur électrique. Le signal électrique résultant est divisé en deux parties : une partie est envoyée vers un analyseur de spectre électrique, la deuxième est injectée dans le MLL à travers un « T » de polarisation. Ce dernier servira également pour injecter le courant dans le MLL.

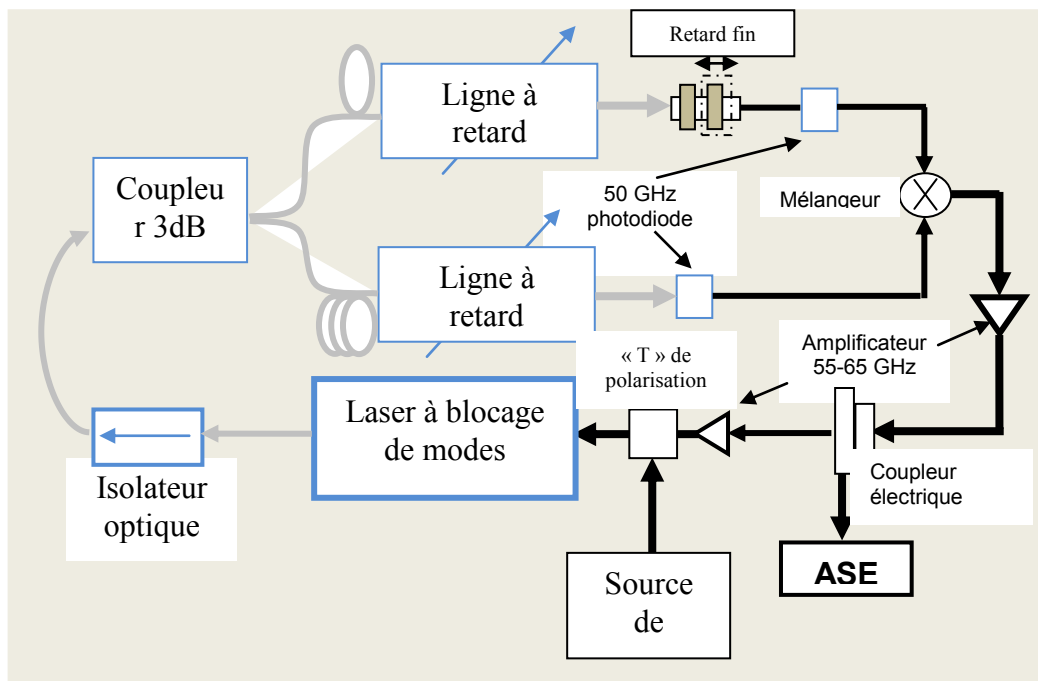


FIGURE III.12 : Configuration d'un oscillateur optoélectronique à base d'un MLL à base de boîtes quantiques (figure extrait de [24]).

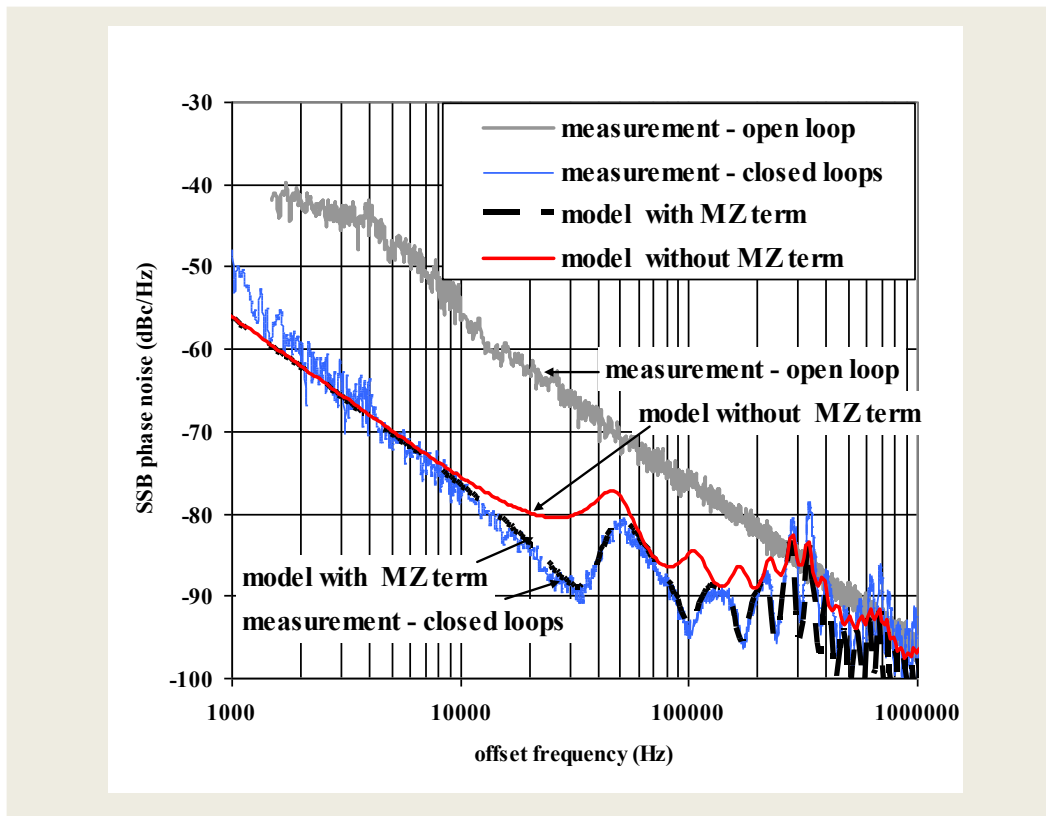


FIGURE III.13 : Spectre de bruit de phase d'un oscillateur optoélectronique à base de MLL à bâtonnets quantiques (graphe extrait de [24]).

La figure III.13 représente les mesures de bruit de phase du MLL SC intégré dans cette boucle à verrouillage de phase obtenues par Van Dijck *et al.* Une mesure du bruit de phase du laser en boucle ouverte est également représentée afin d'évaluer l'amélioration introduite par la boucle de verrouillage de phase. Nous remarquons une amélioration du niveau de bruit de phase de -55 dBc/Hz à -75 dBc/Hz autour de la fréquence « offset »¹⁵ égale à 10 kHz. La valeur du niveau du bruit de phase diminue de -75 dBc/Hz à -94 dBc/Hz à une fréquence égale à 100 kHz à partir de la porteuse. Nous enregistrons également l'apparition des pics de bruit parasites pour des fréquences supérieures à 200 kHz lorsque le MLL est utilisé en configuration de boucle de réinjection. Celles-ci présentent un niveau de bruit de phase inférieur à -75 dBc/Hz. La mesure du bruit de phase du laser en boucle ouverte est difficile à réaliser pour des fréquences « offset » inférieures à 5 kHz à cause de l'instabilité du signal en

¹⁵ La fréquence offset est définie à partir de la fréquence porteuse, cette dernière vaut 10 GHz dans le cadre de cette expérience.

³ « Feedback » est le terme en anglais désignant la réinjection optique.

boucle ouverte aux basses fréquences. La réduction du bruit de phase résultante obtenue est supérieure à 15 dB sur la plage de fréquence allant de 1 kHz à 20 kHz. Les résultats de la simulation du modèle théorique développé par Van Dijck *et al* sont également reportés sur la même figure [24].

Cette première approche permet de démontrer l'aptitude des MLL à générer des signaux micro-ondes présentant un faible niveau de bruit de phase. Cependant, cette technique nécessite de l'électronique à très hautes fréquences. Nous proposons alors dans la section suivante d'étudier l'effet de la réinjection ou rétroaction optique afin de proposer une solution tout-optique pour réduire le bruit de phase des MLL SC.

III.5.2 réduction du bruit de phase : boucle d'auto-injection tout optique :

Le « feedback » optique signifie qu'une partie du signal optique retournée vers le laser induit une perturbation du fonctionnement de celui-ci. Il est toujours présent lors de la caractérisation des lasers, à titre d'exemple, l'utilisation d'une lentille pour collecter la puissance optique à la sortie de la diode laser même traitée antireflet peut induire des « feedback » dont les effets sont observables par la mesure du spectre de battement. Cependant, il s'avère que l'effet du « feedback » n'est pas toujours indésirable et qu'il permettra même sous certaines conditions d'améliorer la largeur du battement électrique du MLL SC [25,26]. Par ailleurs, l'utilisation d'un miroir externe pour réinjecter une partie du signal au laser peut être utile pour sélectionner certains modes à la sortie d'une diode laser de type Fabry-Pérot et ainsi améliorer le taux de suppression des modes secondaires [27-29]. L'effet de « feedback » sur les caractéristiques optiques et électriques d'un laser SC a fait l'objet de plusieurs études théoriques telles que celle avancée par Agrawal [30].

Dans cette section, nous proposons d'étudier la technique de réduction du bruit de phase d'un MLL SC par rétroaction optique (ou réinjection optique). En général, cette technique consiste à réinjecter le signal optique dans la cavité laser via un miroir ou un réseau externe supplémentaire placé à quelques cm du laser lui-même. Pour un MLL SC, l'étude de l'effet du « feedback » sur les caractéristiques spectrales de celui-ci diffère de celle pour un laser SC. Récemment, plusieurs travaux de recherche ont traité ce phénomène en se basant sur une analogie entre les MLLs et les oscillateurs. En effet, un MLL est avant tout un oscillateur.

Nous pouvons faire une analogie entre le signal généré par une photodiode sous l'excitation d'un MLL et le mode laser. En effet, le mode laser correspond à l'oscillation dans le domaine optique alors le signal électrique observé sur une photodiode correspond à l'oscillation dans le domaine micro-onde. Malgré cette analogie, il existe des différences fondamentales entre leurs caractéristiques spectrales. En effet, d'une part l'oscillation laser est dans le domaine optique à une fréquence de l'ordre de 10^{14} Hz alors que la fréquence du battement entre les modes pour un MLL généralement varie de 100 MHz à quelques centaines de GHz et elle est dans le domaine micro-onde. D'autre part, c'est le champ électrique qui oscille pour un oscillateur laser alors que c'est la puissance optique qui oscille pour un MLL.

Fort de cette analogie entre le MLL SC et un oscillateur laser, Duan *et al* ont proposé un modèle qui décrit l'impact du « feedback » sur les caractéristiques spectrales du signal de battement [31]. Ce modèle permet d'analyser les propriétés du signal de battement sous l'effet de l'injection optique d'un signal externe. Il décrit en particulier l'impact du « feedback » sur le changement de la fréquence du verrouillage des modes et sur l'élargissement de la raie RF. Ces changements sont résumés par [31]:

$$\Omega_s - \Omega_0 = \kappa \sin(\Omega_s \tau + \phi_0) \quad (\text{III.37})$$

Où Ω_s présente la pulsation de la fréquence de répétition du MLL sous l'effet du « feedback », Ω_0 la pulsation initiale (sans « feedback »), τ le temps d'aller retour dans la cavité externe, κ le coefficient de « feedback » lié à la proportion de la puissance radiofréquence injecté dans le laser. Le « feedback » produit également une variation de la largeur de la raie RF.

$$\frac{\Delta f_1}{\Delta f_0} = \frac{1}{(1 + \kappa \tau \cos(\Omega_s \tau + \phi_0))^2} \quad (\text{III.38})$$

Δf_1 et Δf_0 présentent respectivement les largeurs spectrales du battement entre modes avec et sans « feedback ». Dans la section suivante, nous allons étudier expérimentalement et théoriquement l'effet de « feedback » sur le MLL SC.

III.5.2.1 Résultats expérimentaux :

Nous proposons d'étudier une alternative tout-optique à la technique présentée ci-dessus. Celle-ci consiste à réinjecter une partie du signal optique émis par le laser après compensation de la dispersion, qui corrige la phase des différents modes. Nous souhaitons

améliorer le niveau du bruit de phase total à travers une réinjection optimale d'une partie du signal. La figure III.14 représente le schéma expérimental utilisé pour réinjecter le signal optique et caractériser le bruit de phase total du système. La lumière issue du MLL passe à travers un circulateur optique et est séparée en deux parties à l'aide d'un coupleur optique. Une partie du signal traverse un contrôleur de polarisation afin d'ajuster la polarisation du signal injecté à celle du signal émis par le MLL. Un atténuateur optique permettra de modifier la puissance du signal optique réinjecté. Une ligne à retard est utilisée pour ajuster le retard introduit par la boucle d'auto-injection. Une longueur de 240 m de fibre est introduite dans la boucle de réinjection de sorte à compenser la dispersion des modes réinjecter. Dans le montage, le signal optique émis par le MLL subit un retard optique et réinjecté dans le laser à travers un circulateur. Le MLL est ainsi couplé à une cavité externe. Une partie du bruit de phase du laser est ainsi filtrée grâce à cette cavité externe. La partie du signal transmise hors de la boucle est amplifiée à l'aide d'un amplificateur optique à fibre dopée à l'Erbium. Une partie de ce signal sera transmise sur un analyseur de spectre optique et la seconde partie est utilisée pour l'analyse électrique de celui-ci à l'aide d'une photodiode rapide et d'un analyseur de spectre électrique.

Les travaux présentés dans la section précédente reposent sur la photo-détection qui converti le signal optique en un signal électrique, lequel est utilisé par la suite pour moduler le laser. L'étude présentée ici consiste à réinjecter directement le signal optique au laser, qui permet de ne pas utiliser une photodiode rapide et l'électronique.

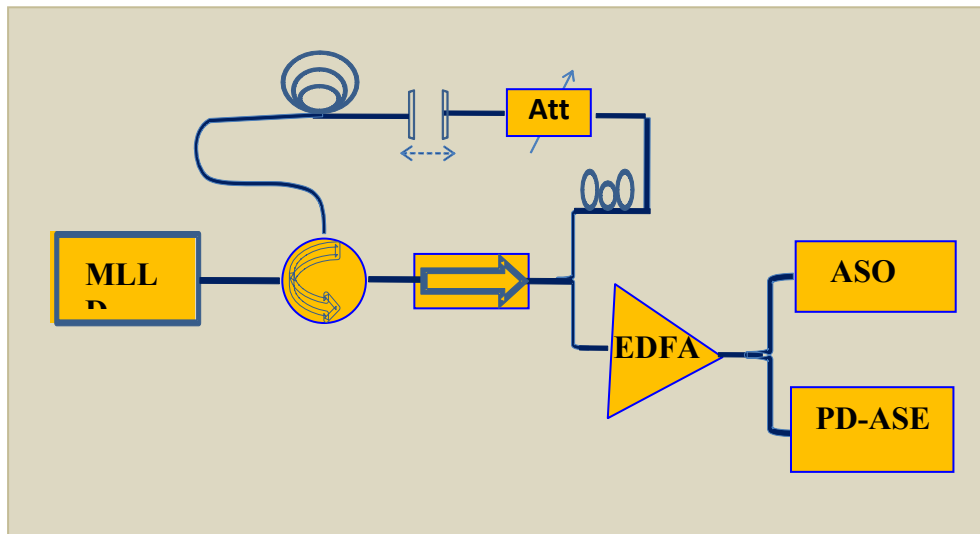


FIGURE III.14 : Montage expérimental pour l'étude de la réinjection tout-optique dans un MLL SC. MLLD : diode laser à verrouillage de modes. Att : atténuateur optique variable. EDFA : amplificateur optique à fibre dopée à l'Erbium. ASO : analyseur de spectre optique. PD-ASE : photodiode rapide (50 GHz de bande passante), analyseur de spectre électrique.

Nous reportons tout d'abord la mesure de la largeur à mi-hauteur de la raie RF en fonction du retard supplémentaire introduit par la ligne à retard. L'atténuateur introduit une atténuation de 4 dB. Les résultats expérimentaux sont reportés sur la figure III.15 [32]. Ces résultats montrent une réduction de la largeur de raie RF d'un facteur supérieur à 100 et atteindre ainsi une valeur inférieure à 200 Hz (figure III.16). Nous rappelons que la largeur de raie en régime ML libre mesure 30 kHz. Nous avons enregistré une valeur minimale de la largeur de raie pour deux valeurs optimales du retard optique séparées de 100 ps. Cette valeur correspond à l'inverse de la fréquence de répétition du MLL (10 GHz). Ce résultat est en accord avec l'évolution périodique de la largeur de raie en fonction du retard prédit par l'expression (III.38). Nous reportons sur la figure III.16 le spectre électrique du battement des modes du MLL dans la boucle de réinjection optique dont le retard est optimisé. Le battement électrique entre les différents modes du MLL en boucle ouverte est également présenté sur la même figure. Nous enregistrons une amélioration du niveau du bruit supérieure à 15 dB.

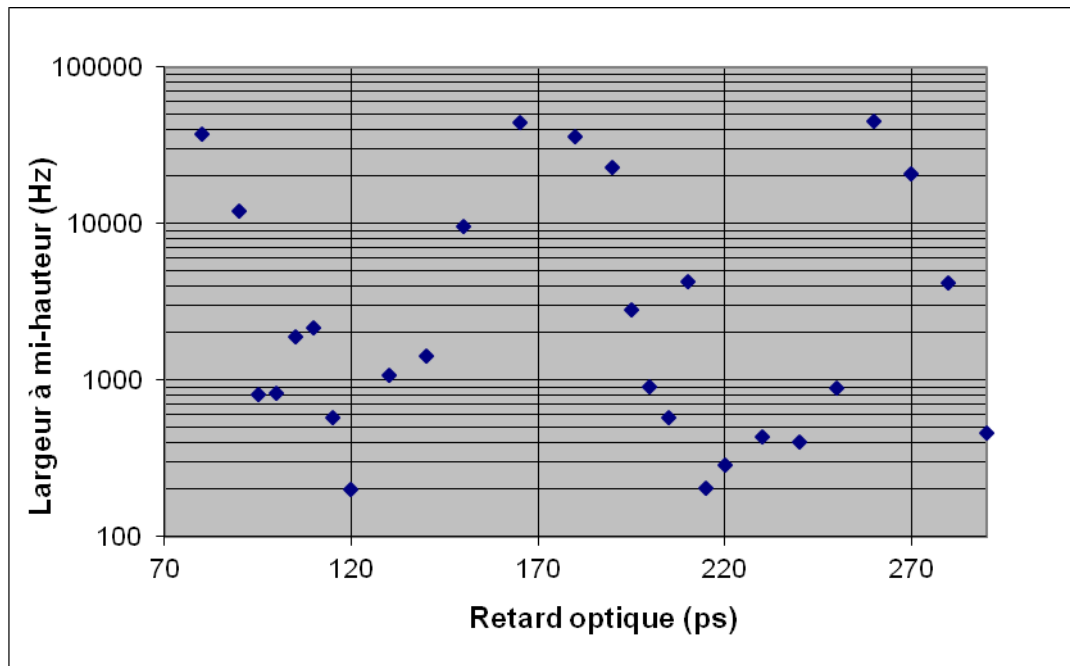


FIGURE III.15: Evolution de la largeur à mi-hauteur de la raie RF en fonction du retard introduit sur le bras de réinjection [32] (la dispersion observée pour les mesures de largeurs de raie RF < 1 kHz est due à la sensibilité de mesure).

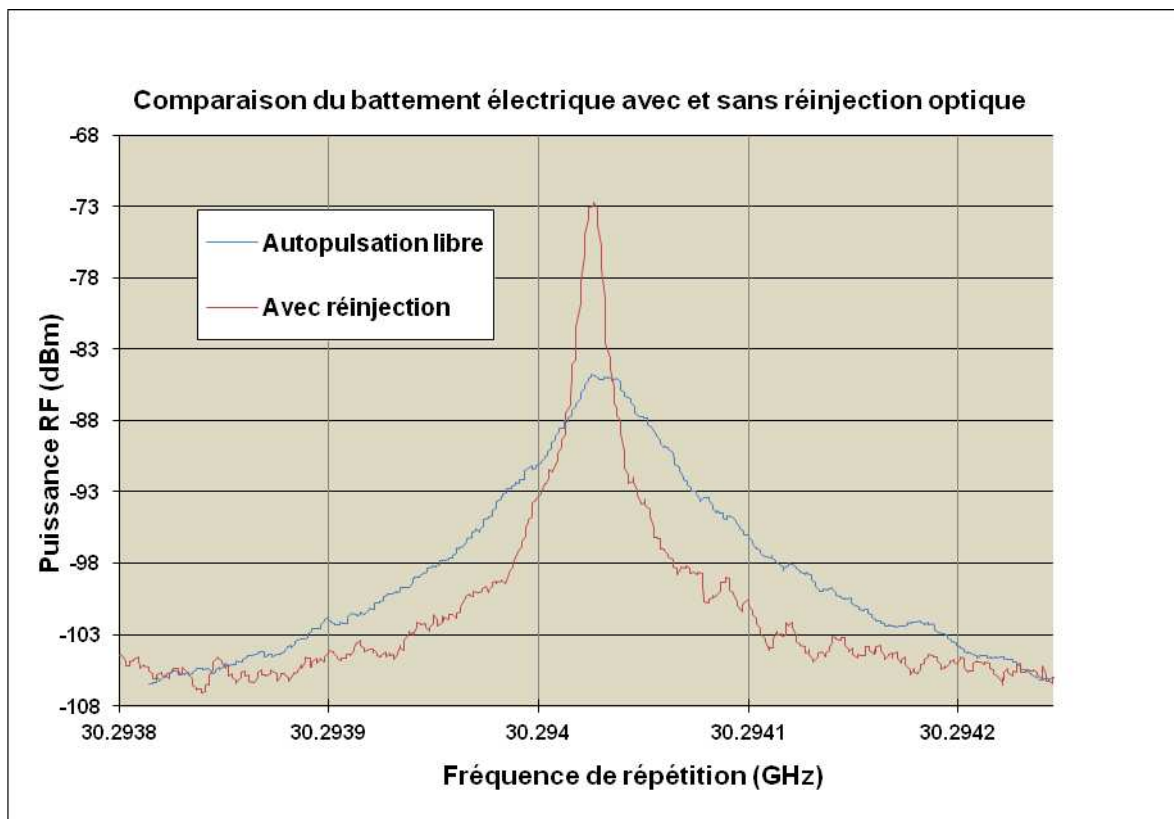


FIGURE III.16 : Illustration de l'effet de l'optimisation du retard optique sur la largeur spectrale de la raie RF.

Les mesures du bruit de phase pour les deux cas de figure (avec et sans boucle de réinjection) sont représentées sur la figure III.17. La mesure du bruit de phase en boucle de réinjection est effectuée après avoir optimisé le retard introduit sur le bras d'auto-injection en se basant sur l'étude faite ci-dessus (figure III.15). Cette mesure est obtenue en utilisant l'option du mesure de bruit de phase dans l'analyseur de spectre électrique de type FSEK 30 Rode&Schwartz. Ces mesures sont reportées sur la figure III.17 [32]. Le niveau de bruit de phase en configuration de boucle ouverte, correspondant aux performances du laser tout seul, est égale à -75 dBc/Hz autour de la fréquence « offset » de 100 kHz. Cette mesure n'est possible qu'à partir d'une fréquence « offset » supérieure à 10 kHz à cause de l'instabilité du signal à basses fréquences. Le niveau du bruit de phase total est réduit de 35 dB pour atteindre une valeur inférieure à -110 dB/Hz à la même fréquence « offset » sous l'effet de réinjection optique. Cependant, nous remarquons l'apparition d'un pic de bruit à une fréquence « offset » égale à 830 kHz. Celle-ci correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité externe constituée de 240 m de fibre.

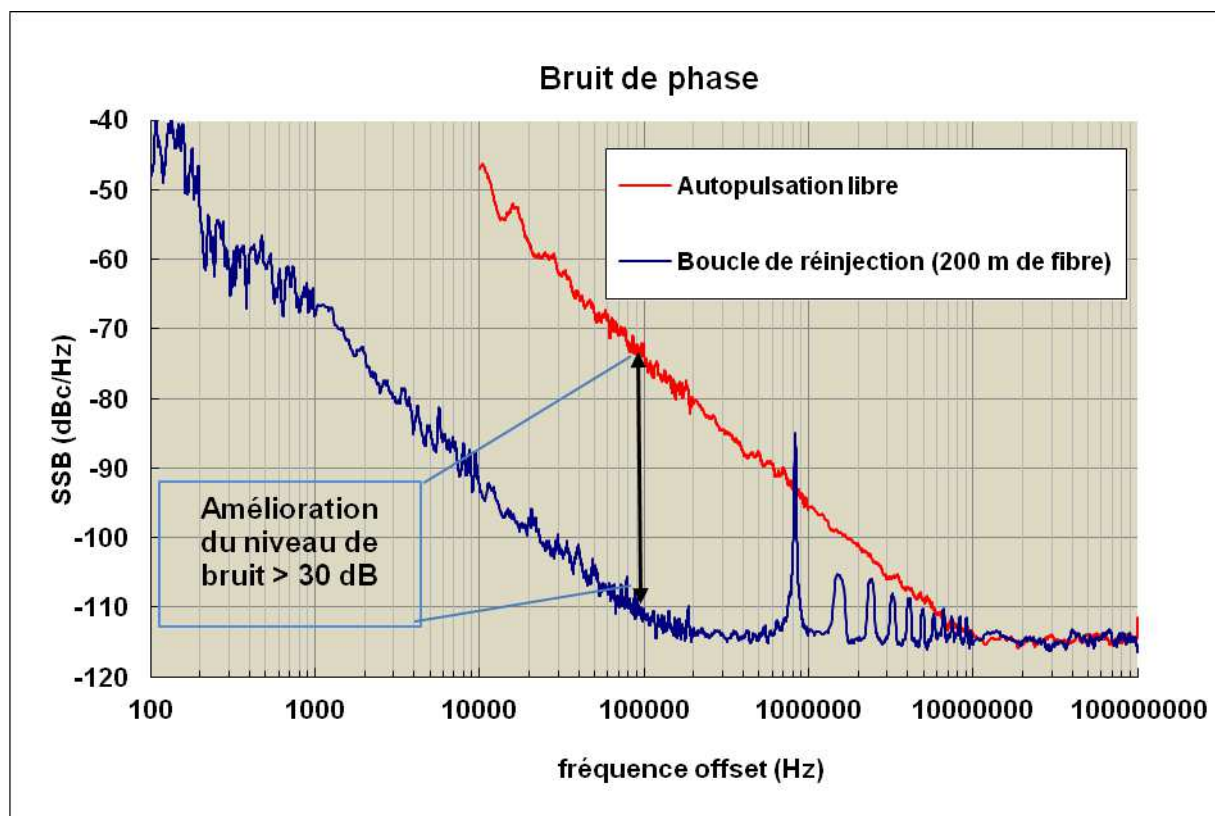


FIGURE III.17 : Spectre du bruit de phase du MLL SC en configuration sans et avec réinjection optique (en rouge : régime libre, en bleu : MLL SC en régime de réinjection optique).

III.5.2.2. Modèle :

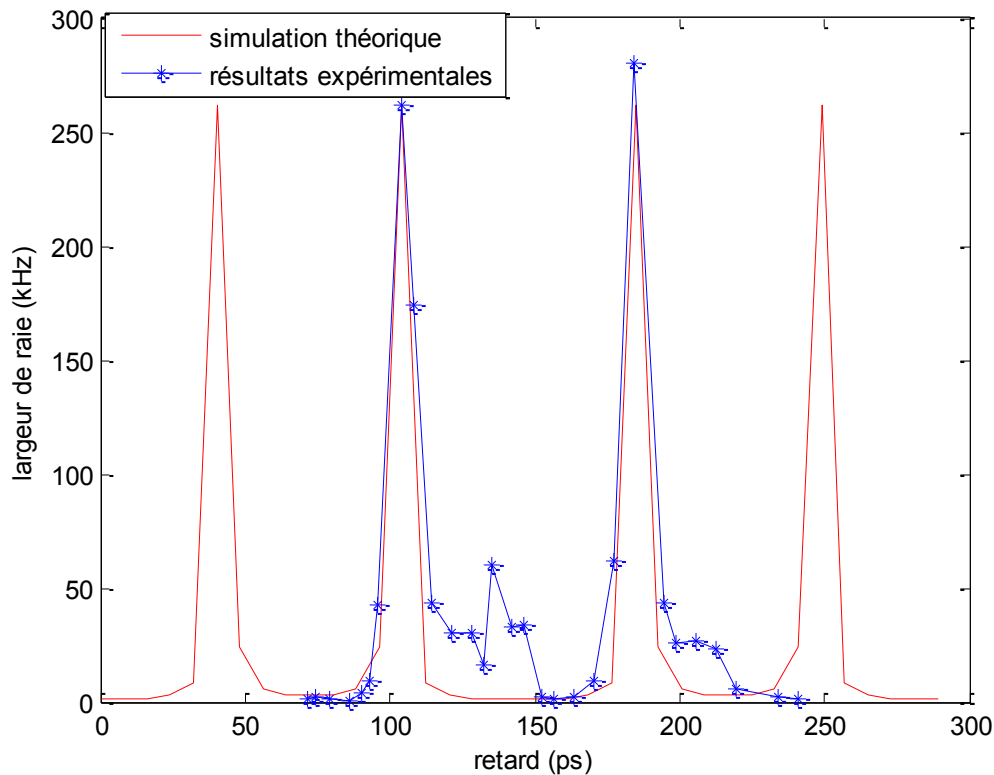


FIGURE III.18 : Illustration de l'accord entre le modèle théorique développé par [31] et les résultats expérimentaux.

Afin de comparer les résultats expérimentaux avec la théorie, nous avons procédé à une résolution numérique du système d'équation (III.37) et (III.38). La figure III.18 illustre simultanément l'évolution expérimentale et les valeurs théoriques de la largeur de raie RF en fonction du retard optique introduit sur le bras de l'auto-injection optique. L'intervalle total du retard étudié est supérieur à celui de la période de répétition temporelle de la fréquence du battement libre du MLL. Ce choix est fait afin de mettre en évidence la périodicité de l'effet de la réinjection optique sur les caractéristiques spectrales du ML. Les résultats expérimentaux confirment les prédictions du modèle théorique développé. La faible divergence obtenue quand le retard optique varie entre 120 et 140 ps est due à l'instabilité de la raie RF à cause des effets thermiques dans toute la boucle. En effet, seul le MLL est contrôlé thermiquement. Nous pensons obtenir une meilleure stabilité de la raie RF une fois tous les composants de la boucle seront également contrôlés thermiquement.

III.6 Conclusion:

En conclusion, nous avons examiné le potentiel des lasers SC à ML par FWM à bâtonnets quantiques pour la génération des impulsions optique à faible gigue temporelle. Dans une première étape, nous avons mis en œuvre une technique de mesure par cross-corrélation optique pour caractériser la gigue temporelle des MLLs à haute fréquence de répétition. Contrairement à la technique de mesure par analyse spectrale, celle-ci permet d'effectuer des mesures à des fréquences de répétitions supérieures à 50 GHz et sur une plage de fréquence allant de presque 0 Hz à quelques GHz. Initialement, cette méthode a été validée en comparant les résultats expérimentaux avec ceux obtenus en utilisant la méthode standard par l'approche d'analyse spectrale. Ensuite, celle-ci a été appliquée pour mesurer la gigue d'une diode laser à ML présentant une très faible largeur de la raie RF. Cependant, cette technique perd progressivement en précision avec l'augmentation du retard optique introduit. Nous proposons alors dans une prochaine étape d'utiliser un modulateur mécanique (chopper) et un amplificateur à verrouillage de phase pour remédier à ce problème. Etant donné que l'utilisation de ces éléments a déjà été validée pour la mesure de la gigue temporelle des lasers SC émettant à 1,3 μm avec une grande précision.

Dans la dernière section de ce chapitre, nous avons présenté une étude de la réduction du bruit de phase des MLLs. Cette étude est basée sur l'observation de l'effet de la réinjection optique sur les caractéristiques spectrales du ML. Le but de cette étude est double. D'une part, elle permet de réduire la gigue temporelle du MLL à travers l'étude de son bruit de phase. D'autre part, nous souhaitons simplifier la configuration de réduction de bruit de phase par réinjection optoélectronique. En effet, la technique proposée ne nécessite aucun traitement électronique. Expérimentalement, nous avons enregistré une amélioration du niveau de bruit de phase d'un facteur supérieur à 30 dB par rapport à la technique optoélectronique lorsque le retard optique sur le bras de réinjection est optimisé. Nous avons également présenté une comparaison entre les résultats expérimentaux et celle prédits par le modèle théorique développé par Duan et Pham. Par ailleurs, la simplicité du schéma équivalent tout-optique étudié nous encourage également à concevoir un composant monolithique. En plus, ces résultats ouvrent la voie pour la conception des oscillateurs tout-optique à faible bruit de phase à base de MLL. Cependant, la raie RF en boucle de réinjection montre des instabilités temporelles. L'ordre de grandeur de la durée de cette instabilité est

Chapitre III

comparable à celui du temps aller-retour dans la cavité externe équivalente. Ceci laisse penser que cet effet est essentiellement dû à la variation thermique dans les différents composants de la boucle de réinjection. L'amélioration de la stabilité thermique de la raie RF lorsque le MLL est soumis à la réinjection optique est en cours d'étude. En effet, nous nous attendons à pouvoir réduire d'avantage le bruit de phase si la thermique de la boucle sera totalement contrôlée. Nous espérons ainsi obtenir de très faibles valeurs de la gigue temporelle sur une grande plage de fréquence pouvant répondre aux exigences de certaines applications telles que l'échantillonnage tout-optique.

Bibliographies:

- [1] "The control of jitter and wander within digital networks which are based on the synchronous digital hierarchy (SDH)", *Recommendation G.825*, ITU-T, (Nov. 2001).
- [2] A. Shen et al, "Actively Mode-Locked Fabry-Perot Laser Diode Module for Sampling Applications", *European Conference on Optical Communications ECOC*, Berlin, P053, (2007).
- [3] M.T. Todaro, J.-P. Tournenc, S.P. Hegarty, C. Kelleher, B. Corbett, G. Huyet, and J.G. McInerney, "Simultaneous achievement of narrow pulse width and low pulse-to-pulse timing jitter in 1.3 μm passively mode-locked quantum-dot lasers", *Optics Letters*, Vol. 31, N^o. 21, pp. 3107-3109, (2006).
- [4] D. VonDerLinde, "Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers", *Applied Physics B*, Vol. 39, N^o. 4, pp. 201-217, (1986).
- [5] L.A. Jiang, M.E. Grein, H.A. Haus, and E.P. Ippen, "Noise of mode-locked semiconductor lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 7, pp. 159-167, (2001).
- [6] J.P. Tournenc, S. O'Donoghue, M.T. Todaro, S.P. Hegarty, M.B. Flynn, G. Huyet, J.G. McInerney, L. O'Faolain, and T.F. Krauss, "Cross-correlation timing jitter measurement of high power passively modelocked two-section quantum-dot lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, pp. 2317-2319, (2006).
- [7] J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion, and G.H. Duan, "45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum-dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5 μm ", *Electronics Letters*, Vol. 41, N^o. 18, pp. 1007-1008, (2005).
- [8] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, A. Ramdane, J. Landreau, and 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, N^o. 24, pp. 241105-1:241105-3, (2006).
- [9] R. A. Barry, VWS Chan, Hall K. L., E. S. Kintzer, J. D. Moores, K. A. Rauschenbach, E. A. Swanson, L. E. Adams, C. R. Doerr, S. G. Finn, H. A. Haus, E. P. Ippen, W. S. Wong, and M Haner, "All-optical network consortium ultrafast TDM network", *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, Vol. 14, N^o. 5, pp. 999-1013, (1996).
- [10] M. Nakazawa, E. Yoshida, T. Yamamoto, E. Yamada, and A. Sahara, "TDM single channel 640 Gbit/s experiment over 60 km using 400 fs pulse train and walk-off free, dispersion-flattened nonlinear optical loop mirror," *Post deadline Optical Fiber Communication Conference OFC*, San Jose, California, (1998).
- [11] M. Nakazawa, T. Tamamoto, and K. R. Tamura, "1.28 Tbit/s-70 km OTDM transmission using third- and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator", *Electronics Letters*, Vol. 36, Issue 24, pp. 2027-2029, (2000).
- [12] U. Feiste, R. Ludwig, C. Schubert, J. Berger, C. Schmidt, H. G. Weber, B. Schmauss, A. Munk, B. Buchold, D. Briggmann, F. Kueppers, and F. Rumpf, "160 Gbit/s transmission over 116 km field-installed fibre using 160 Gbit/s OTDM and 40 Gbit/s ETDM", *Electronics Letters*, Vol. 37, N^o. 7, pp. 443-445, (2001).
- [13] Irène et Michel Joindot, « Les télécommunications par fibres optiques », Edition Dunod, 1996.
- [14] P. W. Juodawlkis, J. C. Twichell, G. E. Betts, J. J. Hargreaves, R. D. Younger, J. L. Wasserman, F. J. O'Donnell, K. G. Ray, and R. C. Williamson, "Optically sampled analog-to-

digital converters", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 49, Issue 10, Part 2, pp. 1840-1853, (2002).

[15] Agilent Technologies, "Calibration guide agilent technologies 8560 e-series and ec-series spectrum analyzers", *Agilent Calibration Guide*, Agilent Technologies, 2000.

[16] J.P. Tourrenc, A. Akrou, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, G.H. Duan, and A. Ramdane, "Experimental Investigation of the Timing Jitter in Self-Pulsating Quantum-Dash Lasers operating at 1.55 μm ", *Optics Express*, Vol. 16, Issue 22, pp. 17706-17713, (2008).

[17] D. Eliyahu, R.A. Slavatore, and A. Yariv, "Noise characterization of a pulse train generated by actively mode-locked lasers", *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 13, Issue 7, pp. 1619-1626, (1996).

[18] Sala.K, Kenney-Wallace.G, Hall.G, "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 16, Issue 9, pp. 990-996, (1980).

[19] H. A. Haus and A. Mecozzi, "Noise of mode-locked lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, N^o. 3, pp. 983-996, (1993).

[20] M. J. W. Rodwell, D. J. Bloom, and K. J. Weingarten, "Subpicosecond laser timing stabilization", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, pp. 817-827, (1989).

[21] L.A. Jiang, S.T.Wong, M.E. Grein, E.P. Ippen, and H.A. Haus "Measuring timing jitter with optical cross-correlations", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 38, pp. 1047-1052, (2002).

[22] D. J. Derickson et al, "Short Pulse Generation Using Multisegment Mode-Locked Semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, pp. 2186-2202, (1992).

[23] A. J. Seeds, "Microwave photonics", *IEEE Trans.*, 2002, MTT-50, pp. 877-887. (invited paper, special issue marking the 50th *Anniversary of the IEEE MTT Society*).

[24] F. Van Dijk, A. Enard, X. Buet, F. Lelarge and Guang-Hua 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, N^o 13-16, pp. 2789-2794, (2008).

[25] K. Merghem, R. Rosales, S. Azouigui, A. Akrou, A. Martinez, F. Lelarge, G.-H. Duan, G. Aubin, A. Ramdane, "Low noise performances of passively mode locked quantum-dash-based laser using external optical feedback", *Applied Physics Letters*, Vol. 95, (2009).

[26] E. A. Avrutin, S. Xibin, B.M. Russell, "Optical feedback tolerance of mode-locked laser diodes and some feedback reduction methods: a numerical investigation", *Optical and Quantum Electronics*, in press, (2009).

[27] K.R. Preston, K.C.Woolard, and K.H. Cameron, "External cavity controlled single longitudinal mode laser transmitter module", *Electronics Letters*, Vol. 17, pp. 931-933, (1981).

[28] M. Osinski and M.J. Adamas, "Optimal design of monomode transmitter", *Proceeding European Conference of Optical Communication ECOC 09*, pp. 47-50, Switzerland, (1983).

[29] J.P. Von der Ziel and R.M. Mikulyak, "Single-mode operation of 1.3 μm InGaAsP/InP buried crescent lasers using a short external optical cavity", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20, pp. 223-229, (1984).

[30]G.P.Agrawal, and N. K. Dutta, "Long wavelength semiconductor lasers", Van Nostrand Reinhold, New York, (1986).

[31] G-H. Duan and G. Pham, "A new model of self-pulsating semiconductor lasers", *Spie Proceedings series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, Bellingham, Etats-Unis, Vol. 3283 (2), pp. 497-507, (1998).

Chapitre III

[32] Akram Akrouf, Frédéric van Dijk, Guang-Hua Duan, Alexandre Shen, François Lelarge, Abderrahim Ramdane, “Low phase noise optical oscillator at 30Ghz using a quantum dash mode-locked laser associated with an optical self injection loop”, *International Topical Meeting on Microwave Photonics*, Spain, (2009).

Chapitre IV

Diode laser à verrouillage de modes pour la génération d'un peigne de fréquences pour la transmission WDM

IV.1. Introduction:.....	107
IV.2 Montage expérimental :	111
IV.3 Résultats expérimentaux :	113
IV.4 Bruit d'intensité relatif des lasers :	115
IV.4.1 Définition :	115
IV.4.2 Bruit d'intensité relatif des lasers à base de bâtonnets quantiques à verrouillage de modes :	118
IV.4.3 Bruit de partition des modes :	120
IV.4.4 Tolérance pour les systèmes de transmission optique :	122
IV.4.5 Etat de l'art sur la réduction du <i>RIN</i> des lasers semi-conducteurs :.....	126
IV.4.5.1 Filtrage tout-optique ou optoélectronique du <i>RIN</i> :	126
IV.4.5.1 Architecture de lasers SC à faible <i>RIN</i> :	130
IV. 5. Conclusion :	131
Bibliographies:	133

IV.1. Introduction:

En théorie, la capacité des systèmes optiques dépasse un débit de 10 Tbit/s grâce à la large bande passante de la fibre optique. En effet, la fenêtre optique, sur laquelle l'atténuation reste suffisamment faible pour assurer une bonne qualité de transmission, est énorme. A titre d'indication, nous disposons de 15 THz autour de la longueur d'ondes de 1,3 μm et autant autour de celle de 1,5 μm . En pratique le débit est limité à 10 Gbit/s par canal depuis 1995 dans la plupart des systèmes déployés. Ceci est lié à la dégradation due à l'interférence inter-symboles imposée par la dispersion et par les effets non linéaires de la fibre. Ces effets deviennent de plus en plus gênants lorsque le débit augmente. De plus, la limitation du débit s'explique également par la bande passante limitée des composants électroniques pour la modulation et pour la détection. Dès lors, la transmission de plusieurs canaux optiques à travers la même fibre offre une technique simple afin d'augmenter la capacité du système de transmission jusqu'à 1Tbit/s et ce, sans pour autant se heurter aux problèmes évoqués précédemment. Au lieu d'une seule porteuse optique, N canaux seront utilisés transportant N fois le débit par canal. Tant que les spectres des différents canaux ne se recouvrent pas, il est possible d'extraire les données transportées par chaque canal sans qu'elles soient erronées par les canaux voisins. Pour répondre à ce dernier point, deux techniques de multiplexage de canaux sont proposées. Il s'agit du multiplexage dans le domaine de la longueur d'onde, connue sous le terme anglophone «WDM : Wavelength-Division-Multiplexing». Le développement des systèmes de communications optiques à canaux multiples a fait l'objet d'une attention particulière durant les années quatre-vingt-dix. Les systèmes « WDM » sont en effet commercialisés depuis 1996.

Dès lors, la technique de génération d'un peigne de longueur d'ondes ou de fréquence connu sous l'acronyme « comb-generation » connaît un intérêt considérable. A titre d'exemple, concernant le domaine de communications optiques, Zeller *et.al* ont proposé la génération d'un peigne de fréquences espacées de 50 GHz à base d'une diode laser à verrouillage de modes (MLL : Mode Locked Laser) appropriée à la transmission « WDM » [1]. Récemment, un nouveau format de transmission optique, connu sous l'acronyme « CoWDM » pour transmission WDM cohérente [2], fut proposé. Ce dernier exige une corrélation de phase entre les canaux adjacents, d'où vient le nom WDM cohérent [3]. Cette technique résulte en un certain nombre d'avantages. En particulier, elle permet d'augmenter la

densité spectrale du transport de données dans une fibre optique. Un nouveau défi vient s'ajouter aux techniques de génération multifréquences. En effet, CoWDM exige non seulement un grand nombre de canaux générés, mais aussi une cohérence entre eux.

Le choix d'une technique de génération d'un peigne multifréquence repose sur un nombre de critère. Parmi ceux-ci, nous notons l'importance d'une distribution uniforme de la puissance optique des canaux générés. Dans le cadre d'une transmission WDM cohérente, il est en plus nécessaire d'avoir un espacement bien défini et une corrélation de phase entre les différents canaux. Enfin, une configuration simple et à faible coût sera très appréciée d'un point de vue industriel.

Une technique de génération d'un peigne multifréquences consiste en une modulation de l'amplitude ou de la fréquence d'un laser continu. Celle-ci présente l'avantage d'un rapport signal sur bruit important. Ellis *et al* ont proposé la génération de 11 canaux, dont la variation de la puissance optique des différents canaux reste inférieure à 2 dB, espacés de 42,6 GHz en se basant sur cette technique [4] (figure IV.1). Ils ont augmenté ainsi la bande passante totale pour atteindre ~ 0,5 THz. Un taux de suppression supérieur à 12 dB est également atteint. Le module « comb-generation » est représenté sur la figure IV.1. Il se compose d'une source laser DFB « Distributed Feedback », une source sinusoïdale et deux modulateurs électro-optiques. Nous rappelons que le champ optique E_k à la sortie du modulateur ($k^{\text{ième}}$ modulateur), lorsque celui-ci est excité par une onde continue de fréquence f_0 , d'amplitude E_0 et de phase ϕ_{in} , s'écrit [4] :

$$E_k = |E_0| \sum_p A_{p,k} \cos[2\pi(f_0 + pf)t + \theta_{p,k}] \quad (IV.1)$$

Où f est la fréquence du signal sinusoïdal et p , l'ordre de l'harmonique.

$A_{p,k}$ et $\theta_{p,k}$ sont définis par :

$$A_{p,k} = \frac{1}{2} \cos \left[(a_k + p) \frac{\pi}{2} \right] J_p \left(\frac{b_k \pi}{4} \right) \quad (IV.2)$$

$$\theta_{p,k} = [1 + p + (-1)^p] \frac{\pi}{2} + p\phi_k + \phi_{in} \quad (IV.3)$$

Chapitre IV

Où b_k et ϕ_k représentent l'amplitude et la phase du signal sinusoïdale qui pilote le $k^{\text{ième}}$ modulateur, a_k caractéristique de l'amplitude du signal réinjecté et J_p , la fonction du Bessel à l'ordre p .

Le champ total à la sortie du deuxième modulateur s'écrit :

$$E_k = |E_0| \sum_q \frac{1}{2} \sum_p A_{p,1} \left\{ \left[(-1)^{2p-q} A_{p-q,2} + (-1)^q A_{q-p,2} \right] \times \cos \left[2\pi(f_0 + qf)t + q\frac{\pi}{2} + (q-p)\phi_2 \right] \right\} \quad (\text{IV.4})$$

Cette technique offre un contrôle facile de l'amplitude des différentes fréquences générées grâce aux paramètres : $a_{1,2}$, $b_{1,2}$ et la différence de phase relative ϕ_2 .

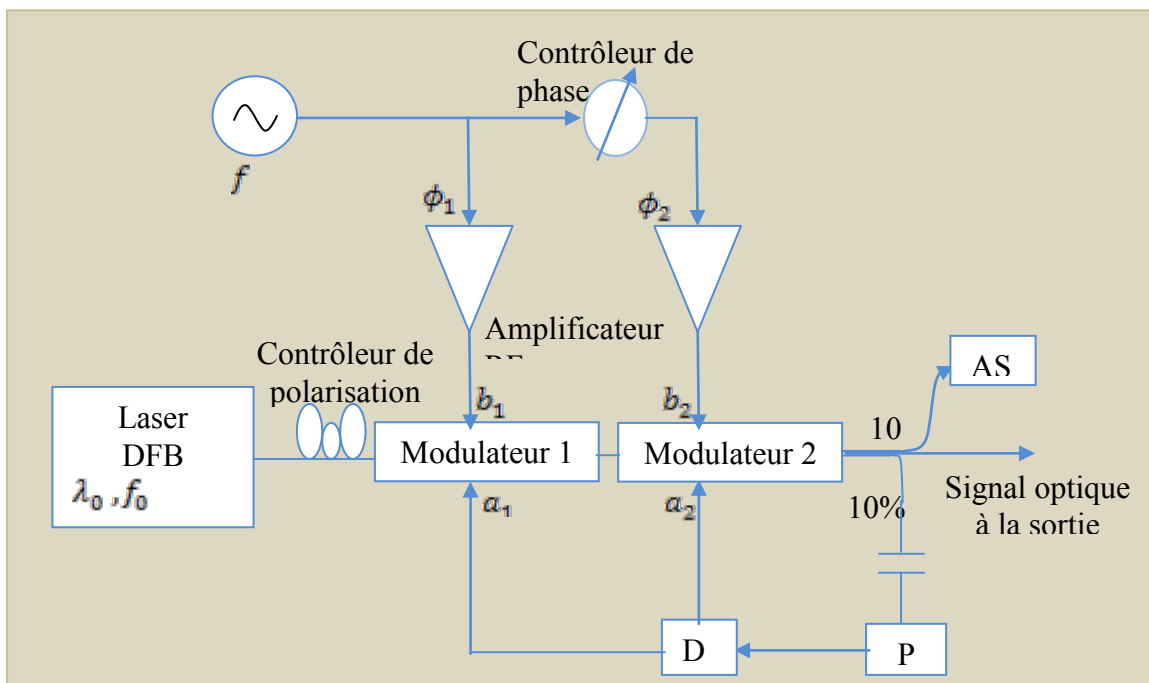


FIGURE IV.1: Diagramme expérimental de generation d'un peigne de frequences espacées de ~ 40 GHz (un laser DFB et deux modulateurs électro-optique), figure extraite de [4].

L'utilisation d'une source optique multifréquence [5-7] pour la génération des canaux WDM peut être une alternative à la traditionnelle méthode qui se base sur l'utilisation d'une

barrette de lasers DFB. Les MLLs à bâtonnets quantiques de type Fabry-Pérot génèrent plusieurs dizaines de modes optiques dont la distribution de l'intensité est quasi uniforme [8]. Ces résultats sont obtenus grâce à la large bande de gain offerte par la couche active à base de boîtes ou de bâtonnets quantiques. L'exploitation de ces structures pour la transmission WDM présente de nombreux avantages. D'une part, l'espacement entre les canaux est imposé par l'intervalle spectral libre de la cavité laser. D'autre part, aucun contrôle individuel des canaux n'est nécessaire étant donné que l'espacement entre les canaux est ajusté à l'espacement fréquentiel. En plus, les différents canaux générés par la diode laser sont cohérents, ce qui entraîne une réduction de la diaphonie (crosstalk). Enfin, nous pouvons atteindre une large efficacité spectrale grâce à un faible espacement fréquentiel entre canaux [9]. Il est à souligner également que l'adoption de cette technique ne nécessite qu'une seule diode laser. Par conséquent, l'intégration de tels composants avec un démultiplexeur en longueur d'onde pourrait réduire le coût sachant qu'elle permet de remplacer N diode laser émettant à une seule longueur d'onde.

Une première approche, utilisant des lasers à boîtes quantiques émettant dans la fenêtre 1,3 μm , a montré la capacité de ces derniers à garantir une transmission sans erreur pour quelques modes (largeur spectrale de 3 nm) [10]. Cette première approche exploite uniquement la capacité du laser utilisé à générer plusieurs modes. Le bruit d'intensité relatif est un paramètre clé pour la transmission WDM à haut débit. Les diodes lasers de type Fabry-Pérot à verrouillage de modes (ML : Mode Locking) passif offrent un faible bruit d'intensité total [11]. Les MLLs peuvent alors assurer une transmission sans erreur sur une peigne de longueur d'ondes. Nous atteindrons de telles performances malgré le niveau de bruit d'intensité relatif élevé de chaque mode généré en comparaison avec celui de la puissance totale émise ou avec celui d'un laser émettant une seule longueur d'ondes.

Ce chapitre traite la technique de transmission WDM à base de MLL passif dans la fenêtre 1,5 μm . Nous démontrons pour la première fois une transmission WDM sans erreur à travers 50 km de fibre standard de 8 canaux espacés de 100 GHz à un débit de 10 Gbit/s. Etant donné la corrélation de phase, qui existe entre les différents modes, cette source peut être également intégrée pour une transmission WDM cohérente.

IV.2 Montage expérimental :

Le composant utilisé dans cette étude est un laser Fabry-Pérot dont la longueur de la cavité est de 420 μm . Le choix de cette longueur a été fait afin d'obtenir une fréquence de répétition de 100 GHz. Le phénomène de ML dans de telles structures est obtenu grâce à l'effet non linéaire du mélange à quatre ondes comme nous l'avons déjà expliqué dans le premier chapitre [12-13]. En effet, lorsque l'intensité lumineuse intra cavité est suffisamment élevée, le mélange à quatre ondes génère une interaction entre les modes optiques de la diode laser. Cette interaction provoque alors une redistribution de la puissance optique contenue dans deux modes adjacents sur deux raies optiques situées à un espacement spectral correspondant à l'intervalle spectral libre et ainsi de suite. Nous pensons donc que c'est ce phénomène qui est à l'origine d'une puissance quasi uniforme pour tous les modes et d'où la platitude du spectre optique. Nous rappelons tout de même que cette caractéristique a été uniquement observée avec des structures dont la couche active est à base de bâtonnets quantiques dans les barrières (Quantum Dash in Barrier) et avec celles dites à « effet tunnel ». La largeur et la platitude du spectre optique sont des propriétés intéressantes en ce qui concerne l'intégration de ces composants pour la génération d'un peigne WDM. La figure IV.2 représente un spectre large et plat centré autour de la longueur d'onde de 1,555 μm . Environ 12 canaux sont présents dans la bande passante optique de - 3dB par rapport à la puissance du mode dominant. C'est l'observation de cette dernière propriété qui encourage l'utilisation de tels composants pour les applications de transmission à base de WDM.

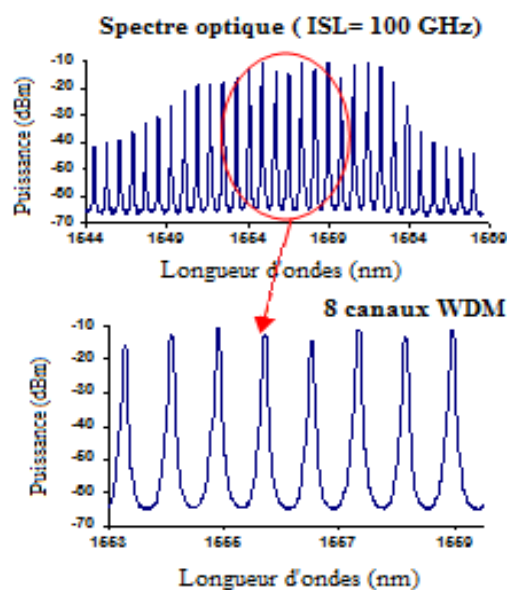


FIGURE IV.2: Spectre optique du laser en régime de ML passif de type Fabry-Pérot.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude de mesure du taux d'erreur est décrit par la figure IV.3 et comprend trois parties distinctes.

La première partie est relative à la génération des canaux optiques. Elle se compose d'un MLL de type Fabry-Pérot dont l'intervalle spectral libre est de 100 GHz. Le signal issu du laser passe à travers un isolateur optique afin de minimiser les effets de réinjection optique. Un démultiplexeur 1 à 8 offre la sélection des 8 canaux destinés au codage du signal à transmettre. Il permet ainsi une sélection de canaux avec un espacement de 100 GHz. Le courant de polarisation est choisi de façon à ce que les longueurs d'ondes à la sortie de la diode laser coïncident avec les différents canaux du démultiplexeur. Un taux de suppression des canaux adjacents supérieur à 35 dB pour tous les canaux sélectionnés est obtenu grâce au filtrage optique de largeur 1,2 nm en aval du démultiplexeur. En revanche, un amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium est nécessaire afin d'amplifier le signal de chaque canal sélectionné. En effet, le niveau de puissance optique mesuré des modes à la sortie de la cavité laser est uniquement de -10 dBm.

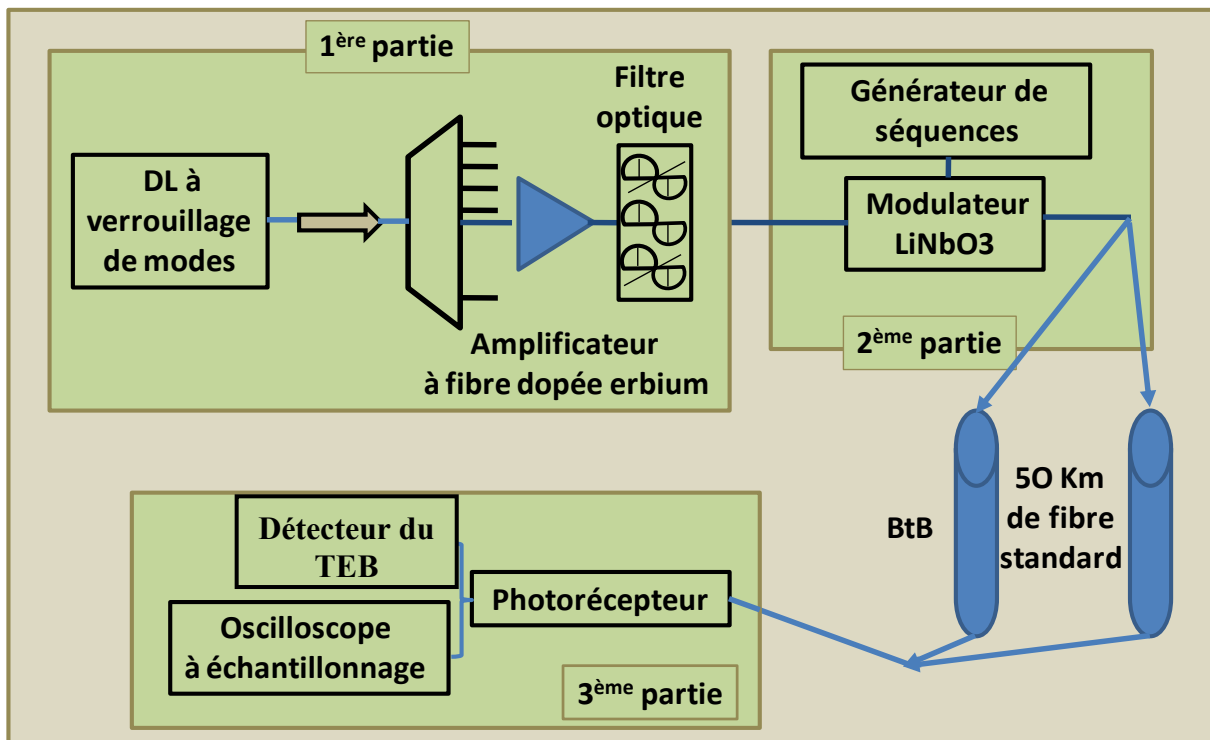


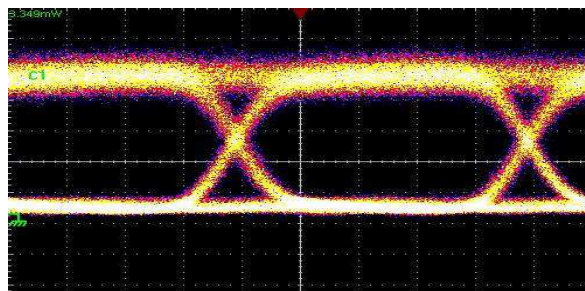
FIGURE IV.3: Schéma expérimental de mesure de taux d'erreur binaires. (TEB : Taux d'erreur binaire, BtB : « Back to Back », configuration sans propagation).

La seconde partie, permettant la génération du signal incident, comprend un générateur de séquence binaire pseudo aléatoire (PRBS, Pseudo Random Binary Sequence) de longueur $2^{31} - 1$ à 10 Gbit/s et un modulateur à base d'interféromètre Mach-Zehnder à Niobate de Lithium (LiNbO_3) pour la conversion du signal électrique de modulation des données en un signal optique.

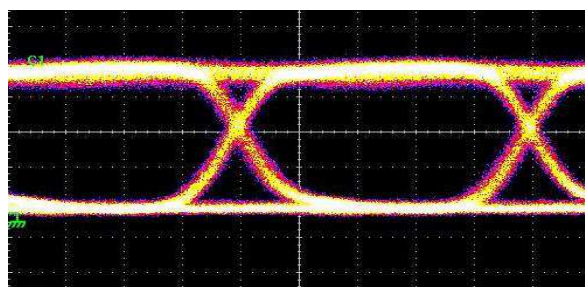
La troisième partie concerne les mesure du taux du signal reçu : nous utilisons un oscilloscope à échantillonnage Tektronics afin d'évaluer la réponse temporelle et un détecteur du taux d'erreur Anritsu pour mesurer le taux d'erreur. Les mesures de taux d'erreur sont réalisées pour deux configurations : l'une sans propagation et l'autre après transmission à travers 50 km de fibre standard.

IV.3 Résultats expérimentaux :

Tout d'abord, nous utilisons un laser à cavité externe pour générer un signal monomode, qui présente un faible niveau de bruit. Celui-ci servira comme signal de référence pour comparer les performances avec notre source WDM. Les diagrammes de l'œil pour un canal WDM généré par notre MLL et pour le signal de référence sont représentés sur la figure IV.4. Il s'agit de l'analyse temporelle des signaux sans propagation. Nous observons un niveau bruité des symboles "1" pour le canal WDM par rapport au signal de référence. Ceci est dû au bruit d'intensité relative du mode filtré qui est plus élevé que celui de la puissance totale issue de la diode laser.

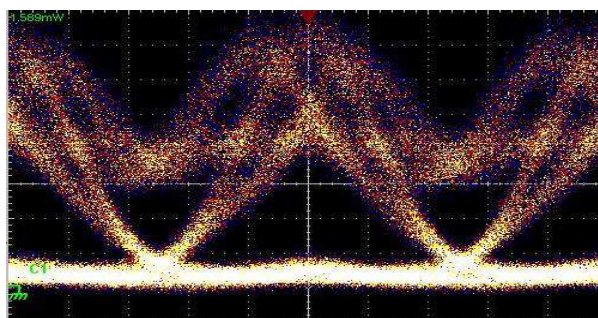


(a)

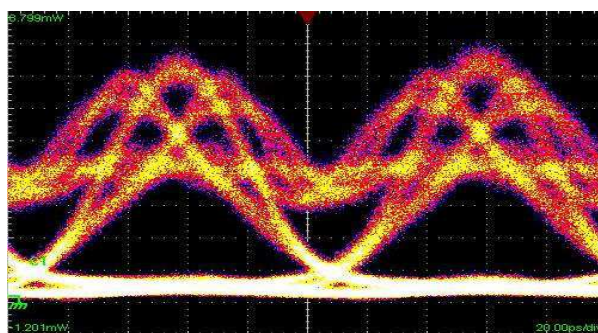


(b)

FIGURE IV.4: Diagramme de l'œil sans propagation (Back to Back) : (a) un canal WDM, (b) signal de référence.



(a)



(b)

FIGURE IV.5: Diagramme de l'œil après propagations dans 50 km de fibre standard : (a) un canal WDM, (b) signal de référence.

Quant à la figure IV.5, elle représente les traces temporelles des signaux après une transmission dans 50 km de fibre standard pour (a) canal WDM et (b) signal de référence. Le niveau de bruit est légèrement supérieur à celui de la référence.

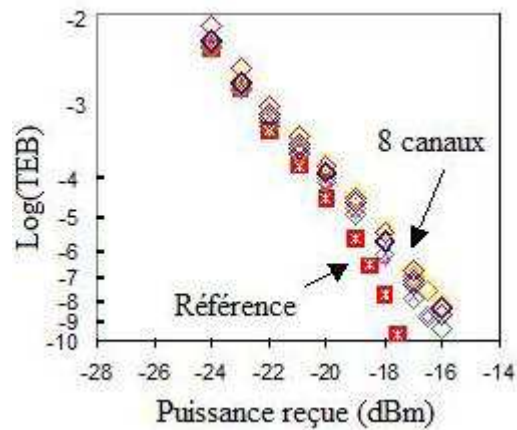


FIGURE IV.6: Mesure de taux d'erreur pour les 8 canaux WDM et la référence après transmission à travers 50 km de fibre standard.

La figure IV.6 représente les mesures du taux d'erreur des 8 canaux WDM ainsi que la référence. Une transmission sans erreur ($BER < 10^{-9}$) est obtenue pour un niveau de puissance reçue de -16 dBm. Nous obtenons une pénalité de seulement 1.5 dB en comparaison avec une source externe idéale. Nous allons analyser dans la section suivante les origines de cette pénalité.

IV.4 Bruit d'intensité relatif des lasers :

IV.4.1 Définition :

Une diode laser subit constamment des perturbations extérieures d'ordre mécanique et thermique : il s'agit des vibrations mécaniques de la cavité laser, des fluctuations thermiques du milieu à gain etc. Même si ces perturbations sont éliminées en utilisant par exemple une source de courant à faible bruit présentant de très faibles variations de courant et une régulation de température pour minimiser les fluctuations thermiques du composant, l'intensité et la phase du signal issu du laser présentent toujours des fluctuations. Les deux mécanismes fondamentaux de bruit présents dans ces composants sont l'émission spontanée et le bruit de grenaille. De manière générale, le bruit dans les lasers SC est dominé par l'émission spontanée. Cette source de bruit est indispensable à l'initiation de l'effet laser car

ce sont les premiers photons émis spontanément qui seront ensuite « multipliés » par émission stimulée. En revanche, le mécanisme de création de photons spontanés est un processus aléatoire. Il entraîne donc une modification stochastique du nombre de photons dans la cavité et du nombre de porteurs dans le milieu à gain. L'émission spontanée de chaque photon rajoute un faible champ dont la phase est aléatoire. Par conséquent, la puissance optique émise fluctue autour de sa valeur moyenne $\langle P_{opt} \rangle$. Nous désignons par $\delta P_{opt}(t)$ l'amplitude des fluctuations de la puissance P_{opt} . Dans ce qui suit nous nous limiterons au bruit d'intensité de la source liée à l'émission spontanée.

Afin d'obtenir une description du bruit relatif d'intensité de la source optique, il suffit d'introduire les forces de *Langevin*¹⁶ dans les équations d'évolution temporelle du nombre de photon et des porteurs [14]. Ces forces liées à l'émission spontanée décrivent des fluctuations temporelles stochastiques. D'un point de vue statistique, elles décrivent un processus de bruit gaussien stationnaire. L'étude du bruit relatif d'intensité n'est pas le sujet de cette thèse, on se contentera donc d'un rappel des résultats connus sur ce sujet. Les fluctuations de puissance optique sont quantifiées par la densité spectrale de puissance de $\delta P_{opt}(t)$, notée $S_{\delta P_{opt}}$. Dans la suite du manuscrit, nous désignerons par *RIN* le bruit d'intensité relatif¹⁷ de la source optique:

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P_{opt}}(f)}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad (IV.5)$$

Le *RIN* est exprimé en Hz^{-1} .

Il a été montré que le *RIN* d'un laser à SC est donné par [16]:

$$RIN(f) = \frac{4R_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{\gamma_e^2 + (2\pi f)^2 + \frac{(2\pi f)^2 \gamma_e}{R_{sp}}}{((2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2)((2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2)} \quad (IV.6)$$

Où Γ_r représente le facteur d'amortissement et il est défini par :

$$\Gamma_r = \frac{(2\pi f_r)^2}{4\pi\gamma_a} \quad (IV.7)$$

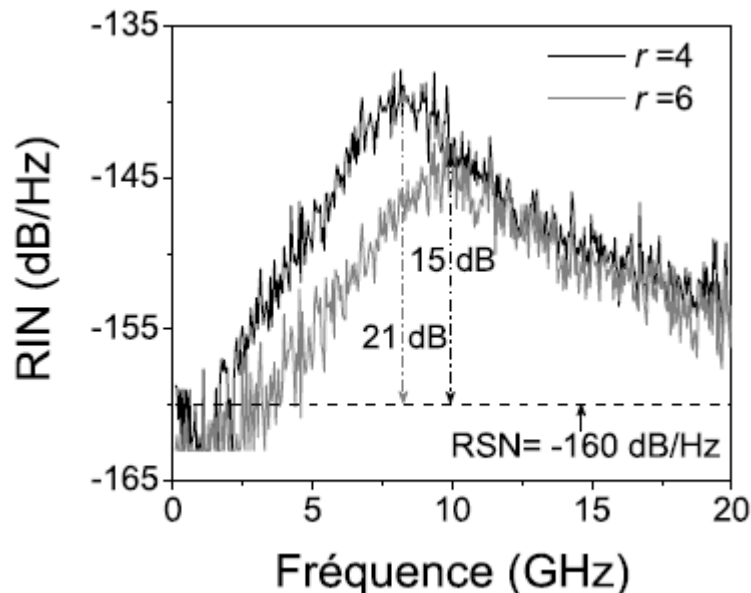
¹⁶En 1908, Paul Langevin propose une équation qui décrit le mouvement aléatoire des particules en suspension dans un liquide (mouvement brownien). Il décrit à travers celle-ci le principe fondamental de la dynamique d'un objet dans un liquide soumis à des forces visqueuses et à une force aléatoire qui correspond aux collisions permanentes de l'objet avec les atomes du milieu ambiant [15].

Avec R_{sp} est le taux d'émission spontanée dans le mode, γ_e taux de relaxation du nombre de porteur, N_{ph} le nombre de photon, f_r la fréquence des oscillations de relaxation, et γ_a le taux d'amortissement.

Dans le cadre de ce travail nous nous intéressons à la mesure expérimentale de la valeur du RIN . La représentation expérimentale du RIN est donnée en dB/Hz :

$$RIN_{dB/Hz} = 10 \log(RIN) \quad (IV.8)$$

L'expression (IV.6) montre clairement que la distribution spectrale du bruit relatif d'intensité à la sortie d'un laser SC est résonnante à la fréquence des oscillations de relaxation f_r . La valeur du RIN d'un laser DFB à 1,55 μm se situe entre -130 et -165dB/Hz à basses fréquences, et augmente de 10 à 20 dB à la fréquence de résonance [17]. Nous entendons par "basses fréquences" la plage spectrale regroupant les fréquences très inférieures à la fréquence f_r . A titre d'exemple, pour un laser DFB, cette plage spectrale s'étend de 0 Hz à 1 GHz. La figure IV.7 présente des mesures expérimentales du RIN d'un laser DFB ALCATEL (LMI1905) étudié dans la référence [17]. Elle illustre l'augmentation du niveau du RIN autour de la fréquence f_r en comparaison avec celui à basses fréquences.



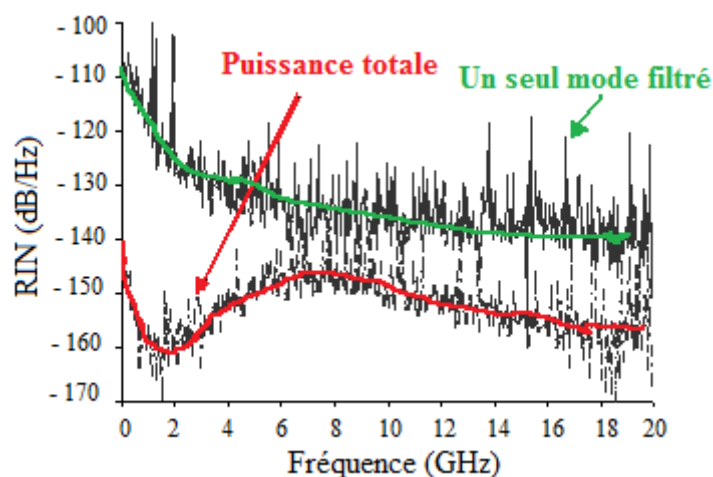
¹⁷ Le terme anglophone est Relative Intensity Noise.

FIGURE IV.7: Graphe extrait de [17] illustrant les mesures expérimentales du RIN d'un laser DFB (ALCATEL LMI1905) pour deux taux de pompage¹⁸, $r = 4$ et $r = 6$ ($r = \frac{I}{I_{th}}$, I_{th} est le courant de seuil). Le photocourant de la mesure vaut 3,2 mA dans les deux cas. La puissance optique émise est égale à 16 mW et 26 mW respectivement pour $r = 4$ et $r = 6$. La courbe en trait discontinu est le bruit de grenaille relatif pour le photocourant de la mesure : 3,2 mA. RSN est le bruit de grenaille relatif.

IV.4.2 Bruit d'intensité relatif des lasers à base de bâtonnets quantiques à verrouillage de modes :

Afin de comprendre l'origine de la pénalité obtenue dans la section IV. 3 et en se basant sur l'étude présentée ci-dessus, nous sommes amenés à mesurer le bruit d'intensité relatif de la diode laser étudiée.

Les deux spectres de bruit d'intensité relatif correspondants respectivement à tous les modes et à un seul mode filtré sont représentés sur la figure IV.8. Nous atteindrons un niveau de bruit d'intensité relatif inférieur à - 150 dB/Hz pour la puissance totale émise à basses fréquences. La figure IV.8 montre que le bruit d'intensité relatif devient important (-140 dB/Hz) autour de la fréquence des oscillations de relaxation f_r . En revanche, le bruit d'intensité relatif pour un seul mode filtré atteint - 110 dB/Hz à basses fréquences et diminue jusqu'à une valeur inférieure à - 135 dB/Hz dans la bande spectrale de fréquence située entre 5 et 20 GHz. Nous observons la disparition de la fréquence des oscillations de relaxation pour ce dernier cas de figure.



¹⁸ $RIN_{max} \propto \frac{1}{P_{opt}^2}$, $P_{opt} = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d (I - I_{th})$, I est le courant électrique injecté, I_{th} est le courant seuil, q désigne la charge élémentaire, η_d est l'efficacité quantique différentielle du laser, h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et λ est la longueur d'onde optique.

FIGURE IV.8: Bruit d'intensité du laser Fabry-Pérot (en rouge) et d'un mode optique après filtrage (en vert).

En pratique, le bruit d'intensité relatif aux basses fréquences dépend de certains phénomènes autres que l'émission spontanée. Ces mécanismes peuvent être d'origine externe comme la réinjection optique [18] ou intrinsèques au laser comme la compétition entre les modes longitudinaux de celui-ci [19-20]. Cette dernière traduit l'échange d'énergie (intensité optique) entre l'ensemble des modes de la cavité. La compétition ou le couplage entre modes se fait à travers le gain optique et dépend fortement de l'intensité optique de chaque mode. Le bruit généré par la compétition entre les modes est appelé bruit de partition connu sous le terme anglophone « Mode partition noise ». Une description théorique de celui-ci est possible en prenant en compte la saturation du gain optique par l'ensemble des modes de la cavité [21]. La distribution spectrale du bruit de partition est celle d'un filtre passe-bas décroissant en $1/f^2$. Son amplitude décroît lorsque nous augmentons le taux de pompage de la source optique. En général, un laser quasi-monomode présente moins de bruit de partition qu'un laser multimode. Un exemple de mesure du bruit de partition en sortie d'un laser multimode de type Fabry-Perot étudié dans la référence [22] est présenté sur la figure IV.9(a). La figure IV.9(b) montre que le bruit de partition est d'autant plus faible que le taux d'extinction du mode latéral est grand [23].

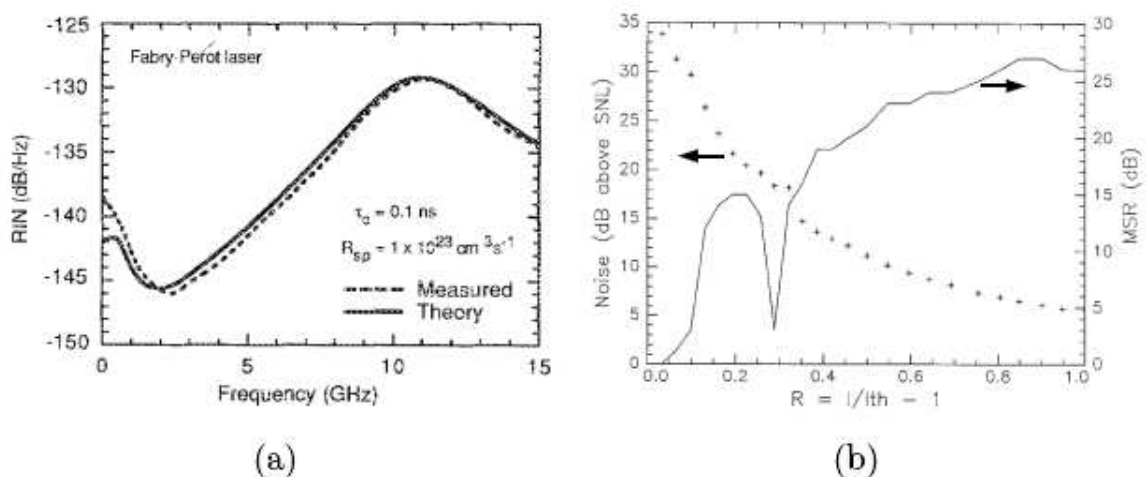


FIGURE IV.9: (a) : Figure illustrant une mesure de RIN d'un laser SC type Fabry-Pérot (graphe extrait de [22]). Le bruit de partition est l'excès de bruit observé aux basses fréquences. (b) : Figure illustrant l'évolution du bruit de partition et du taux d'extinction du mode latéral avec le taux de pompage relatif ($R = \frac{I}{I_{th}} - 1$). Le bruit de partition est d'autant plus important que le taux d'extinction est faible (graphe extrait de [23]).

A des fréquences inférieures à 100 kHz, nous retrouvons principalement la contribution d'un bruit d'intensité dont la distribution spectrale est généralement en $1/f$ [24]. Ce bruit, dit bruit en $1/f$, est bien connu dans les systèmes électroniques. Dans un laser SC, celui-ci peut avoir pour origine le bruit de courant de l'alimentation électrique. Il est transféré aux porteurs qui le transmettent ensuite aux photons générés par recombinaisons radiatives [24]. Le bruit en $1/f$ peut être aussi corrélé à des fluctuations de la fréquence optique [25]. Dans l'exemple illustré par la figure IV.10, le bruit d'intensité aux basses fréquences peut atteindre -100 dB/Hz, 55 dB au dessus du bruit de grenaille¹⁹ relatif de la mesure (-155 dB/Hz pour 1 mA détecté).

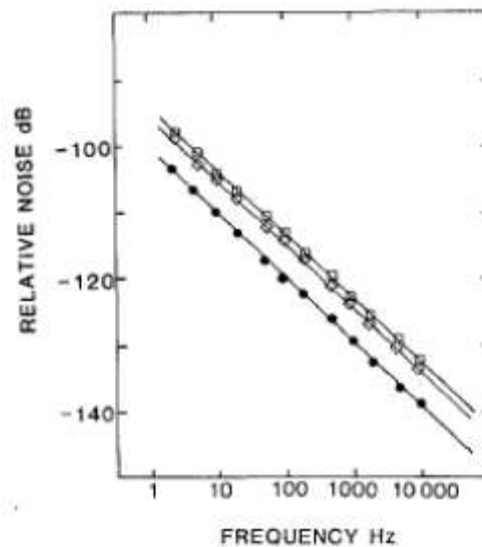


FIGURE IV.10: Mesure du bruit d'intensité relatif de trois diodes lasers sur une plage de fréquence allant 5 Hz à 10 kHz (RBW= 1 Hz). Les diodes sont en AlGaAs fonctionnant à 0,82 μm . Mise en évidence d'une distribution spectrale en $1/f$ et d'un excès de bruit allant jusqu'à -100 dB/Hz. Le bruit de grenaille relatif correspond à un photocourant égal à 1 mA (graphe extrait de [25]).

IV.4.3 Bruit de partition des modes :

De manière générale, une diode laser multi-modes délivre une puissance optique dont le bruit d'intensité est relativement faible. Cependant, la répartition de la puissance des

¹⁹ Le bruit de grenaille ou "shot noise" a une autre origine que celle du bruit thermique. Il provient de la nature discrète des charges qui portent le courant. Ce dernier est donc la superposition de courants impulsionnels générés à des instants aléatoires dans le temps et indépendants les uns des autres. Le bruit de courant induit, i_{shot} , est décrit par une statistique de Poisson. La densité spectrale de puissance associée au bruit de grenaille est liée au photocourant moyen (I_{ph}) par la relation suivante : $S_{i_{shot}} = 2q(I_{ph})$ (où q est la charge élémentaire d'un électron).

différents modes fluctue dans le temps introduisant le phénomène de bruit de partition des modes [26-29]. De façon plus précise, la portion de puissance relative à chaque mode varie dans le temps malgré la constance de la puissance totale délivrée par l'ensemble des modes. Dans une cavité laser, les modes optiques prélèvent leur énergie dans une source commune à l'ensemble. Par conséquent, une augmentation brutale de la puissance optique d'un mode provoque une diminution de celles des modes adjacents de manière à conserver une puissance totale constante. La figure IV.11 représente une illustration de ce phénomène à deux instants donnés.

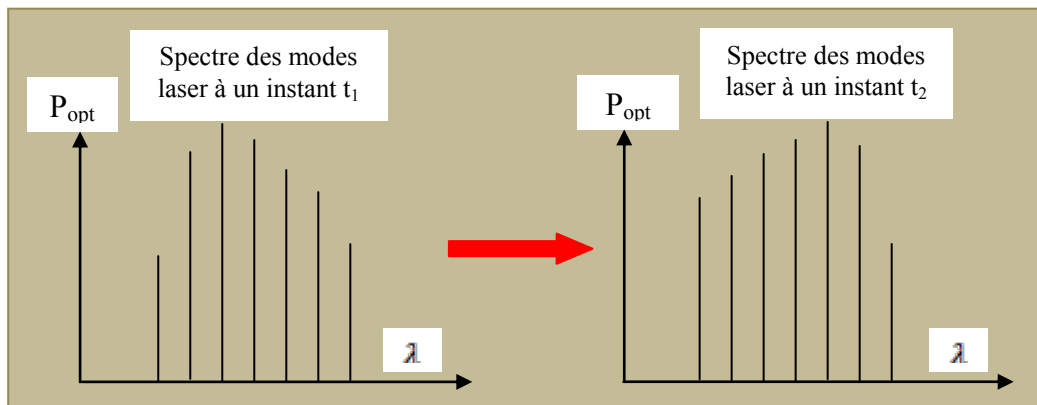


FIGURE IV.11: Variation du spectre optique d'un laser multi-modes entre deux instants illustrant le bruit de partition.

Le bruit de partition ne s'observe pas sur le bruit total du laser. Il est à l'origine des fluctuations de la puissance sur un mode individuel du laser. Ces variations sont compensées partiellement par des fluctuations opposées sur d'autres modes. Nous rappelons l'évolution de l'amplitude totale pour un laser bimode afin d'illustrer la contribution du bruit de partition. La variation de la puissance totale du laser en fonction de celle de chaque mode δP_i peut s'exprimer ainsi [16]:

$$\langle |\delta P_1(\omega) + \delta P_2(\omega)|^2 \rangle = \langle |\delta P_1(\omega)|^2 \rangle + \langle |\delta P_2(\omega)|^2 \rangle + 2 \cos(\theta_{12}(\omega)) \sqrt{\langle |\delta P_1(\omega)|^2 \rangle \langle |\delta P_2(\omega)|^2 \rangle} \quad (\text{IV.9})$$

C'est le coefficient $\cos(\theta_{12}(\omega))$ qui traduit l'interaction entre les deux modes de la cavité. Pour une valeur égale à « -1 » de ce coefficient, nous obtenons donc une valeur minimale du bruit total dû à cette contribution d'interaction entre les différents modes.

Afin de mieux comprendre le bruit de partition des modes, il faut prendre en considération le fait que chaque mode possède sa propre émission spontanée qui détermine ainsi le niveau de bruit de celui-ci. Nous nous attendons donc à un bruit d'intensité important pour l'ensemble des modes. En réalité, il existe un mécanisme de réajustement grâce à l'évolution de la densité de porteur. Le nombre de photons augmente sous l'effet de l'émission spontanée, ceci provoque une augmentation du nombre de porteurs consommés. Ainsi, le gain est réduit et nous obtenons donc un mécanisme de stabilisation du nombre de photon. Il s'agit en effet d'un seul réservoir de porteur pour tous les modes et ce processus de stabilisation n'est effectif que pour la puissance totale. Par conséquent, nous observons une réduction du bruit d'intensité de la puissance totale issue de la diode laser. En revanche, ce processus n'est pas valable pour un seul mode issu d'une diode laser multi-mode et conduit ainsi à un bruit d'intensité élevé par rapport à celui de la puissance totale.

IV.4.4 Tolérance pour les systèmes de transmission optique :

Nous avons évoqué dans la partie précédente l'aspect bruité du signal issu du laser. Il s'agit du bruit relatif d'intensité qui peut être représenté par la densité spectrale de la puissance des fluctuations relatives d'intensité. Nous rappelons que la densité spectrale de puissance bilatérale du photocourant engendrée par la détection d'une onde optique est constituée d'une composante blanche, correspondant au bruit de grenaille associé à la puissance moyenne $\langle P \rangle$ et à un terme supplémentaire dû aux fluctuations de puissance qui est proportionnel à $\langle P \rangle^2 RIN(f)$. En tenant compte du bruit relatif d'intensité, les variances de bruit des deux symboles « 0 » et « 1 » émis sont :

$$\sigma_0^2 = 2eI_0B + I_0^2 \int_0^{+\infty} RIN(f)|G(f)|^2 df + \sigma_{th}^2 \quad (IV.10)$$

$$\sigma_1^2 = 2eI_1B + I_1^2 \int_0^{+\infty} RIN(f)|G(f)|^2 df + \sigma_{th}^2 \quad (IV.11)$$

Où σ_{th}^2 est la variance du bruit thermique, I_0 et I_1 les intensités du signal correspondantes respectivement aux états « 0 » et « 1 ».

Le rapport signal sur bruit est donc :

$$\rho = \frac{(I_1 - I_0)^2}{(\sigma_1 + \sigma_0)^2} \quad (\text{IV.12})$$

Ou encore :

$$\rho = \frac{(I_1 - I_0)^2}{\left(\sqrt{2eI_0 B + \alpha I_0^2 + \sigma_{th}^2} + \sqrt{2eI_1 B + \alpha I_1^2 + \sigma_{th}^2} \right)^2} \quad (\text{IV.13})$$

Avec $\alpha = \int_0^{+\infty} RIN(f) |G(f)|^2 df$. Dans le cas où $RIN(f)$ est considérée comme indépendante de la fréquence et égale à une certaine valeur dans la bande B du filtre de fonction de transfert $G(f)$, α est donc tout simplement égale à :

$$\alpha = RIN \times B \quad (\text{IV.14})$$

Nous allons considérer dans un premier temps le cas de figure où la contribution du bruit d'intensité relatif est nulle. L'équation (IV.13) s'écrit donc :

$$\rho = \frac{(I_1 - I_0)^2}{\left(\sqrt{2eI_0 B + \sigma_{th}^2} + \sqrt{2eI_1 B + \sigma_{th}^2} \right)^2} \quad (\text{IV.15})$$

Pour une modulation par tout ou rien, nous supposons que la puissance optique correspondante à l'état « 0 » est nulle. Soit I l'intensité du signal correspondant à l'état « 1 », le rapport signal sur bruit s'écrit donc :

$$\rho = \frac{I^2}{\left(\sigma_{th}^2 + \sqrt{2eIB + \sigma_{th}^2} \right)^2} \quad (\text{IV.16})$$

La relation reliant l'intensité du signal à la sortie du photodétecteur à la puissance optique moyenne reçue sur celui-ci est donnée par :

$$I = \frac{e\eta}{h\nu_s} P \quad (\text{IV.17})$$

η étant le rendement quantique, h la constante de Planck, ν_s la fréquence optique du signal et e la charge électronique.

En remplaçant l'expression (IV.17) dans l'équation (IV.16), nous obtenons la puissance incidente requise pour garantir une valeur donnée ρ_0 du rapport signal à bruit :

$$\begin{aligned} P_1(\rho_0) &= \frac{h\nu_s}{\eta} \left(2\rho_0 B + 2 \frac{\sigma_{th}\sqrt{\rho_0}}{e} \right) \\ P_1(\rho_0) &= P_0(\rho_0) \left(1 + \frac{\sigma_{th}}{eB\sqrt{\rho_0}} \right) \end{aligned} \quad (IV.18)$$

Où $P_0(\rho_0)$ est la puissance nécessaire en l'absence du bruit thermique σ_{th} :

$$P_0(\rho_0) = 2 \frac{h\nu_s}{\eta} \rho_0 B \quad (IV.19)$$

A partir de l'équation (IV.13), récrivant le rapport signal sur bruit dans le cadre d'une modulation par tout ou rien et en tenant compte de la contribution du bruit d'intensité relatif :

$$\rho = \frac{(I)^2}{\left(\sigma_{th} + \sqrt{2eIB + \alpha I^2 + \sigma_{th}^2} \right)^2} \quad (IV.20)$$

En partant de l'équation (IV.20) et en y injectant l'expression (IV.17), nous obtenons la puissance optique nécessaire ($P(\rho_0)$) pour garantir un rapport signal sur bruit égal à ρ_0 :

$$P(\rho_0) = \frac{2 \frac{h\nu_s}{\eta} \rho_0 B}{1 - \alpha \rho_0} \left[1 + \frac{\sigma_{th}}{eB\sqrt{\rho_0}} \right] \quad (IV.21)$$

Ainsi, en utilisant l'équation (IV.19), nous déduisons :

$$\frac{P(\rho_0)}{P_0(\rho_0)} = \frac{1}{1 - \alpha \rho_0} \times \frac{P_1(\rho_0)}{P_0(\rho_0)} \quad (IV.22)$$

Par conséquent, la dégradation en dB due au bruit relatif d'intensité est :

$$\text{Pénalité}(\alpha) = 10 \times \log(1 - \alpha \rho_0) \quad (dB) \quad (IV.23)$$

Une probabilité d'erreur égale à 10^{-9} est souvent utilisée comme référence. Pour cette valeur, le rapport du signal à bruit est de 36. Le graphe ci-dessous représente la pénalité introduite par le niveau de bruit d'intensité relatif correspondant à un rapport de signal sur bruit égal à 36. Le débit utilisé est de 10 Gbit/s.

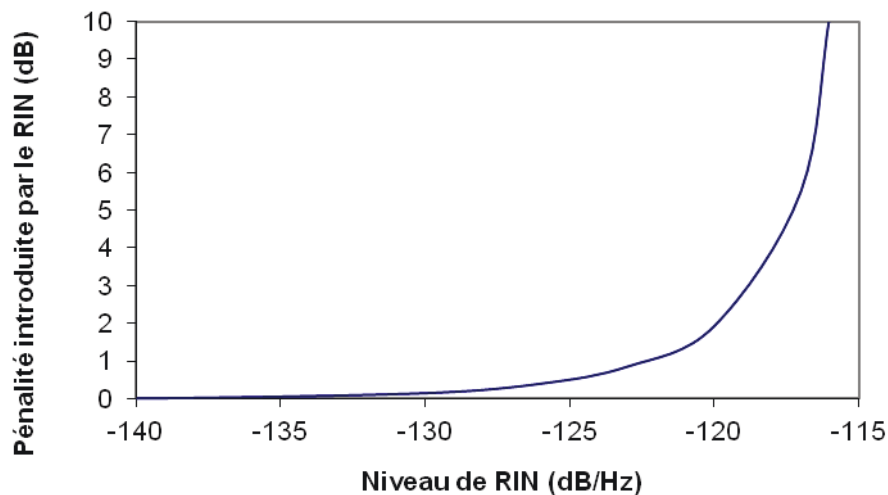


FIGURE IV.12 : Evolution de la pénalité introduite en fonction du niveau du bruit d'intensité relatif.

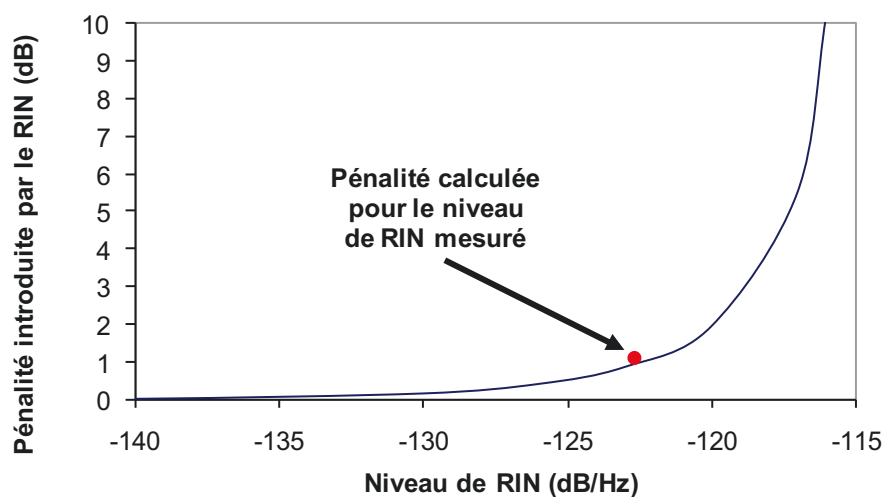


FIGURE IV.13 : Pénalité introduite par le niveau de bruit d'intensité du laser.

Nous reportons sur le graphe ci-dessus le bruit d'intensité mesuré pour un seul mode filtré ainsi que la pénalité calculée pour celui-ci. La valeur mesurée de ce bruit est égale à -123 dB/Hz, ce qui correspond à une pénalité égale à 1.5 dB (figure IV.13).

En conclusion, l'augmentation du niveau de bruit d'intensité relatif du mode filtré est bien à l'origine de la pénalité mesurée. L'utilisation des lasers SC en tant que source WDM nécessite donc une attention particulière pour leur niveau de bruit d'intensité relatif. De ce fait, un

nouvel enjeu s'annonce qui est de réduire le niveau de bruit des modes filtrés et permettre ainsi une propagation de l'information sur une plus grande distance.

IV.4.5 Etat de l'art sur la réduction du *RIN* des lasers semi-conducteurs :

En général, nous pouvons regrouper les techniques de réduction de *RIN* des lasers SC en deux familles :

- une première famille regroupant des techniques de suppression du *RIN* utilisant des filtres tout-optiques ou des filtres optoélectroniques.
- une deuxième famille regroupant des techniques de réduction du *RIN* par modification des paramètres internes de la cavité laser.

IV.4.5.1 Filtrage tout-optique ou optoélectronique du *RIN* :

Une première technique consiste à changer la phase relative de deux composantes de bruit symétriques par rapport à la porteuse optique en utilisant des milieux dispersifs tels qu'une fibre optique ou un filtre de Bragg. Quand la dispersion induit un déphasage égale à π , ces deux composantes de bruit interfèrent destructivement produisant ainsi une extinction du bruit total. Cependant, cette dernière méthode s'accompagne en général de son effet inverse qui convertit les fluctuations de phase en fluctuations d'intensité et engendre ainsi une augmentation considérable du niveau de *RIN*. Cette approche a été mise en œuvre dans deux types de milieux dispersifs :

- En utilisant un réseau de Bragg dont la dispersion est importante sur les pentes de la transmission de ce dernier. Dans cette configuration, Mc Adams et al. ont obtenu une réduction du *RIN* de l'ordre de 2 dB de 3 GHz à 15 GHz contre une augmentation de 30 dB aux très basses fréquences [30].
- En utilisant de la fibre optique monomode dont la longueur est suffisamment importante pour que l'effet de la dispersion soit situé dans la bande de fréquences où le *RIN* est important. Par exemple, une réduction de 12 dB à 4 GHz a pu être obtenue avec 4 km de fibre monomode dont la dispersion est $D = -17$ ps/nm.km [31].

Dans le cas d'une fibre monomode, la réduction du *RIN* se fait à des fréquences particulières dépendant de la dispersion et de la longueur de la fibre optique. Le spectre de *RIN* d'un laser SC suivi d'une fibre monomode de longueur égale à 51 km est reproduit dans la figure IV.14 où nous observons une diminution de 5 dB du *RIN* localement autour de 13 GHz [32].

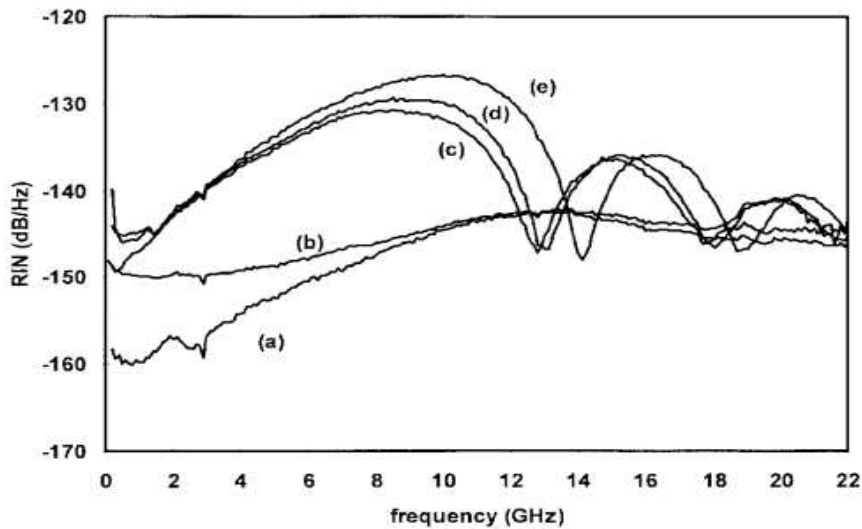


FIGURE IV.14: Graphe extrait de [32]. Spectre de *RIN* d'un laser SC suivi d'une fibre optique monomode de longueur égale à 50 km. Les courbes (a), (b), (c), (d) et (e) correspondent respectivement au spectre de *RIN* : en sortie du laser SC, après amplification optique, en sortie de la fibre optique pour les puissances optiques suivantes : 6 dBm, 12 dBm et 18 dBm.

Cependant, l'utilisation d'une fibre optique aussi longue devient rapidement une limitation. D'une part, l'atténuation optique de la fibre dans cet exemple aussi longue est de l'ordre de 15 dB. D'autre part, la propagation du signal optique peut devenir non-linéaire, provoquant une augmentation du *RIN* aux basses fréquences ainsi qu'un décalage des fréquences d'évanouissement de *RIN* [32]. L'utilisation de fibres optiques plus courtes mais présentant de plus fortes valeurs de dispersion qu'une fibre standard peut permettre de remédier à cette limitation. La figure IV.15 présente une illustration de l'effet de la dispersion sur le *RIN* [33]. Elle représente les spectres de *RIN* mesurés à l'entrée et à la sortie d'une fibre dispersive. D'une part, nous observons une dégradation du bruit d'intensité relatif aux fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation (4,8 GHz). D'autre part, nous remarquons que le bruit d'intensité transmis est plus faible que le bruit d'intensité incident à des fréquences particulières du spectre. Autour des fréquences égales à 6.4, 9.3 et 11.2 GHz, les auteurs ont obtenue une réduction du *RIN* allant de 2,5 à 10 dB mais sur des

bandes de fréquences étroites de l'ordre de 1,5 MHz. Cette technique permet donc de « creuser » le *RIN* autour de certaines fréquences, cependant une dégradation du niveau *RIN* est également enregistrée autour de certaines fréquences.

Cette technique est particulièrement adaptée pour les applications RADAR²⁰ pour lesquelles nous souhaitons réduire le *RIN* uniquement sur une plage de fréquences étroite (quelques MHz) autour d'une porteuse bien définie. Cette technique est incompatible avec les besoins d'une transmission WDM qui nécessitent une réduction sur une plage de fréquence allant de 0 Hz à 20 GHz.

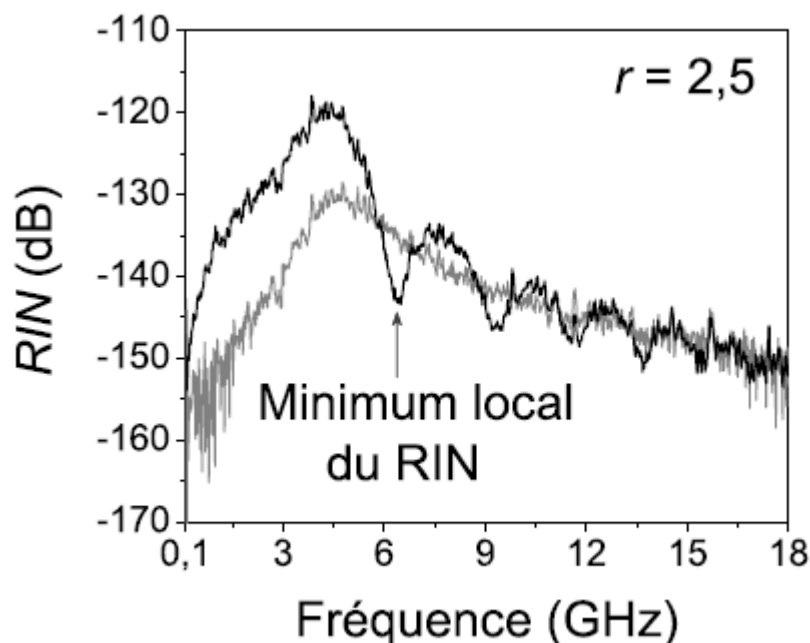


Figure IV.15: Graphe extrait de [33] illustrant les spectres de *RIN* en entrée (en gris) et en sortie (en noir) de la fibre dispersive obtenus pour un taux de pompage $r = 2,5$. $RBW = 300$ kHz. la longueur d'onde centrale du laser vaut 1550 nm et le paramètre $D \times L$ vaut -2534 ps/nm.

Une deuxième approche consiste à exploiter la dynamique d'un amplificateur optique SC (SOA) en régime de saturation de gain. En effet, celui-ci en régime de saturation de gain se comporte, d'un point de vue électrique, comme un filtre passe haut dont la fréquence de coupure est définie par la durée de vie de l'inversion de population [34]. Un SOA présente

²⁰ RADAR est l'acronyme de RADio Detection And Ranging.

une fréquence de coupure de l'ordre de 2 GHz typiquement. Par conséquent, le bruit d'intensité relatif inférieur à 2 GHz est atténué par le SOA [35]. Dans l'exemple de la figure IV.16, le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser à fibre dopée Er-Yb ($\approx 1\text{MHz}$), est réduit de 30 dB en utilisant un SOA dont le gain optique est saturé. La réduction du *RIN* est d'autant plus importante que l'amplificateur optique est saturé. Cette technique s'avère intéressante dans le cadre d'une transmission WDM. La contribution du *RIN* du mode filtré jusqu'à une fréquence 2 GHz sera en conséquence réduite (voir la figure IV.8).

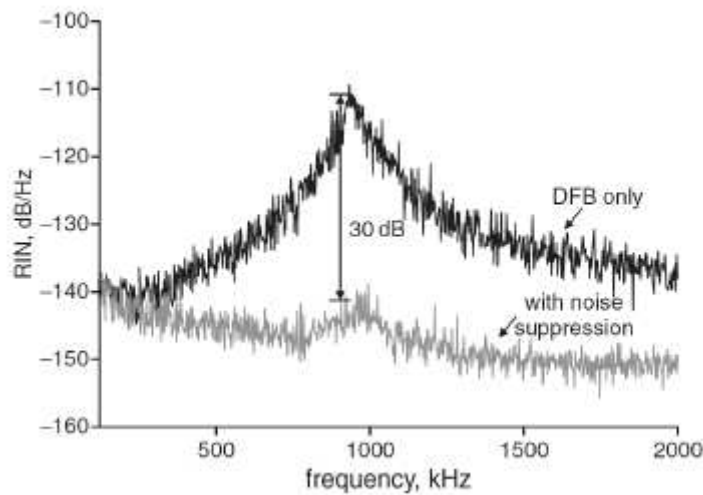


FIGURE IV.16: Graphe extrait de [35]. Réduction de 30 dB du *RIN* à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser à fibre dopé Er : Yb amplifié avec un AOSC en régime de saturation de gain optique.

Finalement, nous citons la technique de réduction de *RIN* par rétroaction optoélectronique. Dans son schéma le plus simple, celle-ci consiste à détecter une fraction du signal optique, amplifier le signal d'erreur résultant puis l'ajouter avec la bonne phase électrique au courant d'injection du laser. A titre d'exemple, Yamada et ses collaborateurs ont obtenu une réduction du bruit de partition d'un laser SC multimodes en asservissant son courant d'injection [36]. Ils ont obtenu une réduction de *RIN* égale à 10 dB mais sur une bande passante étroite (1MHz). La rétroaction optoélectronique s'adresse particulièrement aux lasers à état solide ou SC présentant un excès de bruit aux basses fréquences. Elle nécessiterait de l'électronique très rapide pour pouvoir être transposée aux lasers SC dont l'excès de bruit est principalement dans la bande 5-20 GHz.

Nous avons présenté jusqu'ici des techniques permettant de réduire le bruit d'intensité relatif avec des filtres tout-optiques ou optoélectroniques agissant en sortie de la cavité laser. Toutefois, plusieurs auteurs ont proposé des architectures de lasers SC dont le RIN peut être faible localement. Nous entendons par "architectures de lasers SC" la structuration du matériau semi-conducteur ainsi que la configuration de la cavité laser. Nous en présentons quelques unes dans la partie suivante.

IV.4.5.1 Architecture de lasers SC à faible RIN :

Une deuxième famille regroupant les techniques de réduction par modification des paramètres internes de la cavité laser. Ces techniques s'appuient sur la maîtrise des propriétés du milieu à gain SC ou des conditions de résonance de la cavité. Une voie en cours d'étude également au sein de notre laboratoire est l'effet de la réinjection optique moyennant une longueur de fibre.

Nous rappelons que l'excès de RIN à la fréquence de résonance f_r pour un laser SC décroît quand nous augmentons le facteur d'amortissement Γ_r (expression IV.6). Il a été démontré que le facteur d'amortissement croît linéairement avec le facteur de compression non-linéaire du gain [37]. Forts de cette constatation, les auteurs de la référence [38] ont montré expérimentalement que les lasers à boîtes quantiques présentent une réponse dynamique fortement amortie et par conséquent un RIN localement faible par rapport aux lasers à puits quantiques. Ils ont obtenu ainsi un RIN de -158 dB/Hz de 2 GHz à 10 GHz, obtenu pour un taux de pompage élevé ($r=20$). Cependant, le laser fonctionne sur plusieurs modes longitudinaux, engendrant un bruit de partition supérieur à -130 dB/Hz aux basses fréquences. Par ailleurs, il apparaît du bruit de battement entre les modes longitudinaux à des fréquences supérieures à 10 GHz. En ce qui concerne l'utilisation d'un MLL pour la transmission WDM, la fréquence de battement se trouve largement en dehors de cette bande (la source MLL utilisée dans ce chapitre possède une fréquence de 100 GHz). Nous avons obtenu une valeur de RIN inférieure à -135dB/Hz sur la plage de fréquence allant de 5 à 20 GHz.

Dans l'ensemble, ces techniques permettent de réduire le *RIN* sur une plage de fréquences réduite moyennant une augmentation du *RIN* aux autres fréquences. Nous avons retenu que l'utilisation de la dynamique d'un SOA en régime de saturation de gain peut être une technique avantageuse pour la transmission WDM utilisant un MLL.

IV. 5. Conclusion :

Ce chapitre a été dédié à l'étude d'une nouvelle source pour la génération d'un peigne de fréquences WDM en utilisant un MLL à bâtonnets quantiques. Cette technique présente l'avantage d'être compacte en comparaison avec la technique se basant sur la modulation de l'amplitude ou de la fréquence d'un laser continu. Elle permet aussi de réduire le coût total de l'architecture d'un système WDM due au remplacement de N diodes lasers monomodes par un seul MLL. En utilisant une telle source, nous avons démontré une transmission canal par canal sur une distance de 50 km de fibre SMF à un débit de 10 Gbit/s. En seconde partie, nous avons expliqué à travers une étude théorique la relation entre la pénalité obtenue et le niveau du bruit d'intensité mesuré dans ces composants. Ainsi, un nouveau défi est lancé pour l'intégration des lasers SC à ML dans les systèmes de transmission optique. Il s'agit de réduire le niveau du bruit d'intensité relatif dans ces structures afin d'augmenter d'avantage la capacité des supports optiques à véhiculer des données sur des distances plus grandes.

Nous avons ensuite rappelé quelques techniques étudiées dans la littérature pour la réduction du *RIN*. Celles-ci se résument en partie au filtrage tout-optique ou optoélectronique du bruit en sortie de la cavité laser. D'autres techniques s'appuient sur la maîtrise des propriétés du milieu à gain SC. Dans l'ensemble, ces techniques permettent de réduire le *RIN* sur une plage de fréquences réduite moyennant une augmentation du *RIN* aux autres fréquences. Nous avons retenu que l'utilisation de la dynamique d'un SOA en régime de saturation de gain peut être une technique avantageuse pour la transmission WDM utilisant un MLL. Cette technique est d'autant plus avantageuse que la plus grande contribution du *RIN* du mode filtré se situe essentiellement à des fréquences inférieures à la fréquence de coupure du SOA fonctionnant en régime de saturation de gain. Cette dernière remarque encourage la conception d'un composant monolithique comportant un MLL, un AWG et un SOA. Un autre paramètre clé en cours d'études et celui de la puissance optique du mode filtré. Nous avons

Chapitre IV

mesuré une puissance du mode filtré égale -10 dBm. Cette valeur est insuffisante si on veut transmettre les signaux sur une plus grande distance ($> 50 \text{ km}$). Une transmission sur des grandes distances nécessite donc d'augmenter d'avantage la puissance optique du mode filtré. Une solution consiste à étudier l'intégration d'une section d'amplification dans le MLL.

Un autre axe de recherche d'une importance considérable dans le cadre de l'utilisation du MLL comme source WDM est l'élargissement du spectre de gain de celle-ci afin d'augmenter le nombre de canaux générés tout en assurant une puissance optique quasi uniforme entre celles-ci.

Enfin, la corrélation de phase stable entre les différents canaux imposée par le régime de ML dans ces structures peut être exploitée pour leur intégration dans la transmission WDM cohérente. Cette approche est également en cours d'étude dans notre laboratoire puisqu'elle offre une efficacité spectrale plus grande.

Bibliographies:

- [1] S.C. Zeller, G.J. Spuhler, L. Krainer, R. Paschotta, U. Keller and K.P. Hansen, "Frequency comb generation with 50-GHz channel spacing in the telecom C-band", *Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe, 2005 Conference*, San Francisco pp. 221, (2006).
- [2] A.D. Ellis, F.C. Garcia-Gunning and T. Healy, "Coherent WDM : The achievement of high spectral density through phase control within the transmitter", *Optical Fiber Communication Conference 2006, OFC/NFOEC*, Technical Digest, pp. 3 pages, Anaheim, (2006).
- [3] F.C. Garcia-Gunning and A.D. Ellis, "Generation of widely spaced optical frequency comb using an amplitude modulator pair", *Proceedings of SPIE, the International Society of Optical Engineering*, Opto-Ireland Conference, Vol. 5825, pp. 469-473, (2005).
- [4] Tadhg Healy, Fatima C. Garcia Gunning, Andrew D. Ellis and Jeff D. Bull, "Multi-wavelength source using low drive-voltage amplitude modulators for optical communications", *Optics Express*, pp. 2981-2986, Vol. 15, N°. 6, (2007).
- [5] J.J. O'Reilly, P.M. Lane, R. Heidemann and R. Hofstetter, "Optical generation of very narrow linewidth millimeter wave signals", *Electronics Letters*, Vol. 28, pp. 2309-2310 (1992).
- [6] Shi, H., Alphonse, G.A., Connolly, J.C., and Delfyett, P.J, "20 5 Gbit/s optical WDM transmitter using single-stripe mutiwavelength modelocked semiconductor laser", *Electronics Letters*, Vol. 34, pp. 179-180, (1998).
- [7] Kim H.D, Kang S.G, and Lee Ch.H, "A low-cost WDM source with an ASE injected Fabry-Perot semiconductor laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp. 1067-1069, (2000).
- [8] Kovsh A, Krestnikov I, Livshits D, Mikhrin S, Weimert J, and Zhukov A, "Quantum dot laser with 75-nm-broad spectrum of emission", *Optics Letters*, Vol. 32, pp. 793-795, (2007).
- [9] T. Healy, F.C. Garcia Gunning, E. Pincemin, B.Cuenot and A.D. Ellis "1,200 km SMF, 100 km spans 280 Gbit/s Coherent WDM Transmission using Hybrid Raman/EDFA Amplification" *European Conference on Optical Communications*, Berlin, Germany, pp. 4 pages, (2007).
- [10] A. Gubenko, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhrin, A. Kovsh, L. West, C. Bornholdt, N. Grote and A. Zhukov "Error-free 10 Gbit/s transmission using individual Fabry-Perot modes of low-noise quantum-dot laser", *Electronics Letters*, Vol. 43, N°. 25, pp. 1430-1431, (2007).
- [11] Schimpe R, "Theory of intensity noise in semiconductor laser emission", *Zeitschrift fur Physik. B Condensed Matter*, Vol. 52, N°. 4, pp. 289-294, (1983).
- [12] F. Lelarge; B. Dagens; J. Renaudier; R. Brenot; A. Accard; F. Van Dijk; D. Make; O. Le Gouezigou; J. G. Provost; F. Poingt; J. Landreau; O. Drisse; E. Derouin; B. Rousseau; F. Pommereau; and Guang-Hua Duan, "Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at 1.55 μm ", *Journal of Selected Topics on Quantum Electronics*, Vol. 13, N°. 1, pp. 111-124, (2007).
- [13] A. Shen, J-G. Provost, F. Blache, H. Gariah, F. Mallécot, O. Le Gouezigou, A. Accard, F. Poingt, L. Le Gouezigou, F. Pommereau, B. Rousseau, F. Lelarge and G-H. Duan, "Nearly Fourier-transform limited tunnel injection quantum dash modelocked Fabry-Perot laser module for tuneable pulse generation" *Post dead line European Conference on Optical Communications*, Berlin, Germany, (2007).
- [14] M. Lax, "Classical noise IV : Langevin methods", *Reviews of Modern Physics*, Vol. 38, N°. 3, pp. 541-566, (1996).

- [15] P. Langevin, Sur la théorie du mouvement brownien, *Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences*, 146, pp. 530-532, (1908).
- [16] J.F. Hayau, "Caractérisation de composants photoniques à base d'îlots quantiques à semi-conducteurs InAs/InP : bruit et injection optique", *Thèse de doctorat*, université de Rennes I, Mai 2009.
- [17] K. Noguchi, O. Mitomi and H. Miyazawa, "Millimeter-Wave Ti : LiNbO₃ Optical Modulators", *Journal of Lightwave Technologie*, Vol. 16, Issue 4, pp. 615-619, (1998).
- [18] M. Fujiwara, K. Kubota and R. Lang, "Low-frequency intensity fluctuations in laser diodes with external optical feedback", *Applied Physics Letters*, Vol. 38, N°. 4, pp. 217–220, (1981).
- [19] N. Chinone, T. Kuroda, T. Ohtoshi, T. Takahashi and T. Kajimura, "Mode-Hopping Noise in Index-Guided Semiconductor Lasers and Its reduction by saturable Absorbers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-21 (8), pp. 1264-1270, (1985).
- [20] I. Joindot and C. Boisrobert, "Intensity fluctuations in longitudinal modes of a nearly single-mode AlGaAs laser", *Electronics Letters*, Vol. 18 (7), pp. 304-305, (1982).
- [21] M. Yamada, Theory of Mode Competition Noise in Semiconductor Injection Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22, Issue 7, pp. 1052–1059, (1986).
- [22] C. B. Su, J. Schlafer and R. B. Lauer, "Explanation of low-frequency relative intensity noise in semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 57, N°. 9, pp. 849–851, (1990).
- [23] M. M. Hall and J. L. Carlsten, "Low-frequency intensity noise in semiconductor lasers", *Applied Optics*, Vol. 35, pp. 6438–6444, (1996).
- [24] G. Tenchio, "Low-frequency intensity fluctuations of C. W. D. H GaAlAs-diode lasers", *Electronics Letters*, Vol. 12, N°. 21, pp. 562–563, (1976).
- [25] A. Dandridge and H. F. Taylor, "Correlation of Low-Frequency Intensity and Frequency Fluctuations in GaAlAs Lasers", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-30 (10), pp. 1726–1738 (1982).
- [26] D. E. MoCumber, "Intensity fluctuation in the output of cw laser oscillators", *Physical Review*, Vol. 141, pp. 306-322, (1966).
- [27] H. Jackel and G. Guekos, "High frequency intensity noise spectra of axial mode groups in the radiation from cw GaAlAs diode lasers", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 9, pp. 233-239, (1977).
- [28] T. Ito, S. Machida, K. Nawata and T. Ikegami, "Intensity fluctuation in each longitudinal mode of multimode AlGaAs laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-13, pp. 574-579, (1977).
- [29] M. M. Choy, P. L. Liu and S. Sasaki, "Origin of modulation induced mode partition and Gb/s system performance of highly single mode 1,5 μ m distributed feedback lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 52, pp. 1762-1764, (1988).
- [30] M. McAdams, D. Provenzano, E. Peral, W. K. Marshall, and A. Yariv, "Effect of transmission through fiber gratings on semiconductor lasers intensity noise", *Applied Physics Letters*, Vol. 73, N°. 23, pp. 3341-3343, (1997).
- [31] W. K. Marshalla, J. Paslaski and A. Yariv, "Reduction of relative intensity noise of the output field of semiconductor lasers due to propagation in dispersive optical fiber", *Applied Physics Letters*, Vol. 68, N°. 18, pp. 2496-2498, (1996).
- [32] A. V. T. Cartaxo, B. Wedding and W. Idler, "Influence of fiber Nonlinearity on the phase noise to intensity noise conversion in fiber transmission : Theoretical and experimental Analysis", *Journal of Lightwave Technologie*, Vol. 16, N°. 7, pp. 1187-1193, (1998).

- [33] G. Baili, “Contribution à la réduction du bruit d’intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars”, *Thèse de doctorat*, Université de Paris – Sud U.F.R. Scientifique d’Orsay, (2008).
- [34] R. Boula-Picard, M. Alouini, J. Lopez, N. Vodjdani and J.-C. Simon, “Impact of the gain saturation dynamics in semiconductor optical amplifiers on the characteristics of an analog optical link”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 23, N°. 8, pp. 2420-2426, (2005).
- [35] A. McCoy, L. Fu, M. Ibsen, B. Thomsen and D. Richardson, “Intensity Noise suppression in fibre DFB laser using gain saturated SOA”, *Electronics Letters*, Vol. 40 (2), pp. 107-108, (2004).
- [36] M. Yamada, N. Nakaya and M. Funaki, “Characteristics of mode-hopping noise and its suppression with the help of electric negative feedback in semiconductor laser”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-23 (8), pp. 1297-1302, (1987).
- [37] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Vol. 1. Van Nostrand Reinhold, second edition edition, (1993).
- [38] A. Capua, L. Rozenfeld, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Kuntz, M. Laemmlin and D. Bimberg, “Direct correlation between a highly damped modulation response and ultra low relative intensity noise in InAs/GaAs quantum dot laser”, *Optics Express*, Volo. 15 (9), pp. 5388-5393, (2007).

Chapitre V

Conclusion générale

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire de thèse ont été menés dans le but de montrer le potentiel des MLLs SC par FWM pour un certain nombre d'applications telles que la transmission à haut débits à base de multiplexage par division temporel, l'échantillonnage optique, le traitement tout-optique des signaux, la distribution d'horloge, ou encore la conception d'oscillateur optique à faible bruit, RADAR etc. Plus particulièrement, nous nous intéressons à la mise en forme des impulsions optiques, à l'analyse du « chirp », à la réduction de la gigue temporelle et du bruit de phase et à la génération de canaux WDM.

Les critères, imposés par la plupart des applications utilisant les impulsions générées par les MLLs SC, nous invitent à réduire davantage le « **chirp** » des impulsions. Nous avons donc exposé une analyse de ce paramètre ainsi qu'une étude théorique et expérimentale pour le compenser. L'étude exploratoire de la mise en forme des impulsions a été mise en œuvre à travers deux techniques. La première consiste à étudier l'effet du filtrage optique sur le profil temporel des impulsions (réduction ou élargissement de la largeur à mi-hauteur). Celle-ci repose sur la sélection d'une partie du spectre optique dont les modes optiques présentent une faible variation de phase relative. Vu l'étendue du spectre optique émis par des structures à Qdash, il est envisageable de réaliser une source accordable en longueur d'onde à l'aide d'un filtre accordable de largeur spectrale appropriée.

La deuxième technique exploite la dispersion introduite par les fibres optiques pour compenser le « chirp ». Il suffit juste d'introduire la dispersion appropriée, de signe opposé à celui des impulsions. Cependant, les résultats expérimentaux ont montré que seule la dispersion de second ordre est compensée en utilisant cette technique. Obtenir des impulsions dite en *limite de transformé de Fourier* nécessite de compenser en plus de la dispersion de second ordre et celle d'ordre supérieure. Nous avons alors présenté une étude analytique permettant de caractériser le « chirp » d'ordre supérieur. En se basant sur cette étude, nous avons ensuite caractérisé expérimentalement le « chirp » des impulsions. La compensation

Conclusion générale

totale du « chirp » d'ordre supérieur en plus de celui de second ordre est possible en utilisant un couple de fibres optiques présentant des dispersions différentes. Nous avons présenté à travers une étude analytique que nous pouvons calculer avec précision les longueurs de fibre à utiliser pour compenser totalement le « chirp » des impulsions. En résumé, cette partie nous renseigne sur la capacité des MLLs SC QDash pour la génération des impulsions dite en *limite de transformée de Fourier* via l'introduction d'une dispersion de signe opposée à celle des impulsions à la sortie du laser.

Pour compenser le « chirp » en pratique, nous pouvons envisager, dans le future, soit d'intégrer de façon monolithique le MLL SC avec un milieu à dispersion contrôlée (e.g à base de cristaux photoniques), soit d'utiliser une fibre à dispersion spécifique en sortie du MLL SC. Une autre approche consiste à intégrer un filtre optique accordable en longueur d'onde, cette dernière est d'un grand avantage vu le large spectre offert par les structures à QDash.

La seconde partie de ce travail, a été consacrée à l'étude, aussi bien expérimentale qu'analytique, de **la gigue temporelle**, un autre paramètre crucial pour la plupart des applications utilisant les MLLs SC. La mesure de la gigue temporelle des MLLs SC à hautes fréquences de répétition est rendue possible grâce à l'implémentation d'une technique de mesure par cross-corrélation optique. Contrairement à la méthode s'appuyant sur une analyse spectrale du signal électrique, cette nouvelle méthode permet de caractériser des MLLs SC aussi bien à haute fréquence de répétition que sur une grande plage de fréquence. Initialement, nous avons procédé à une mesure de la gigue temporelle des MLLs SC à faibles fréquence de répétitions (quelques GHz) afin de comparer les résultats obtenus avec ceux obtenus par l'approche par analyse spectrale. Ensuite, nous avons caractérisé des diodes lasers présentant une largeur de raie RF record d'une valeur de 850 Hz. Une valeur de gigue de 500 fs a été mesurée sur la bande de fréquence [150 kHz 320 MHz]. Cette valeur correspond à une amélioration d'un facteur 25 par rapport à la valeur mesurée sur une structure à ML à base de puits quantiques pour les mêmes bornes d'intégration. Ainsi, nous avons mis en évidence le potentiel des MLLs SC QDash pour la génération des impulsions à faible gigue temporelle.

Cependant, cette technique perd progressivement en précision avec l'augmentation du retard optique introduit. Nous proposons alors dans une prochaine étape d'utiliser un modulateur mécanique (chopper) et un amplificateur à verrouillage de phase pour remédier à

Conclusion générale

ce problème. Etant donné que l'utilisation de ces éléments a déjà été validée pour la mesure de la gigue temporelle des lasers SC émettant à $1,3 \mu\text{m}$ avec une grande précision.

Concernant **la réduction de la gigue temporelle** des impulsions à la sortie des MLLs SC, nous avons présenté une étude de la réduction du bruit de phase des MLLs. Cette étude est basée sur l'observation de l'effet de la réinjection optique sur les caractéristiques spectrales du ML. Le but de cette étude est double. D'une part, celle-ci est faite pour réduire la gigue temporelle du MLL à travers l'étude de son bruit de phase. D'autre part, nous souhaitons simplifier la configuration de réduction de bruit de phase par réinjection optoélectronique. En effet, la technique proposée ne nécessite aucun traitement électronique. Nous avons également enregistré une amélioration du niveau de bruit de phase d'un facteur supérieur à 15 dB par rapport à la technique optoélectronique lorsque le retard optique sur le bras de réinjection est optimisé. Nous avons également présenté une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux prédits par un modèle théorique. Par ailleurs, la simplicité du schéma équivalent tout-optique étudié nous permet également de concevoir un composant monolithique. En plus, ces résultats ouvrent la voie pour la conception des oscillateurs tout-optique à faible bruit de phase à base de MLL.

Le dernier chapitre a été dédié à la génération **d'un peigne de fréquences WDM** en utilisant un MLL SC QDah. Cette technique présente l'avantage d'être compacte en comparaison avec la technique nécessitant la modulation de N lasers. En utilisant une telle source, nous avons démontré une transmission canal par canal sur une distance de 50 km de fibre SMF à un débit de 10 Gbit/s. En seconde partie, nous avons expliqué à travers une étude théorique la relation entre la pénalité obtenue et le niveau du bruit d'intensité mesuré dans ces composants. Ainsi, un nouveau défi est lancé pour l'intégration des lasers SC à ML dans les systèmes de transmission optique. Il s'agit de réduire le niveau du bruit d'intensité relatif dans ces structures afin d'augmenter d'avantage la capacité des supports optiques à véhiculer des données sur des distances plus grandes.

Nous avons ensuite rappelé quelques techniques étudiées pour la réduction du RIN. Celles-ci se résument en partie au filtrage tout-optique ou optoélectronique du bruit en sortie de la cavité laser. D'autres techniques s'appuient sur la maîtrise des propriétés du milieu à gain SC. Dans l'ensemble, ces techniques permettent de réduire le RIN sur une plage de fréquences réduite moyennant une augmentation du RIN aux autres fréquences. Nous avons retenu que l'utilisation de la dynamique d'un SOA en régime de saturation de gain peut être

Conclusion générale

une technique avantageuse pour la transmission WDM utilisant un MLL. Cette technique est d'autant plus avantageuse que la plus grande contribution du RIN du mode filtré se situe essentiellement à des fréquences inférieures à la fréquence de coupure du SOA fonctionnant en régime de saturation de gain. Cette dernière remarque nous conduit à envisager la conception d'un composant monolithique comportant un MLL, un AWG et un SOA. Un autre paramètre clé en cours d'étude est la puissance optique du mode filtré. Nous avons mesuré une puissance du mode filtré égale -10 dBm. Cette valeur est insuffisante si on veut transmettre les signaux sur une plus grande distance ($> 50 \text{ km}$). Une solution consiste à étudier l'intégration d'une section d'amplification avec le MLL.

Un autre axe de recherche d'une importance considérable dans le cadre de l'utilisation du MLL comme source WDM est l'élargissement du spectre de gain afin d'augmenter le nombre de canaux générés tout en assurant une puissance optique quasi uniforme entre ceux-ci. Enfin, la corrélation de phase stable entre les différents canaux imposée par le régime de ML dans ces structures peut être exploitée pour leur intégration dans la transmission WDM cohérente. Cette approche est également en cours d'étude dans notre laboratoire puisqu'elle offre une efficacité spectrale plus grande.

Revues

- 1 A. Akrouf, A. Shen, R. Brenot, F. Van Dijk, O. Legouezigou, A. Accard, F. Lelarge A. Ramdane and G-H. 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, no. 23, pp. 1746-1748, 2009
- 2 A. Akrouf, F. Van Dijk, G-H. Duan, A. Shen, F. Lelarge and A. Ramdane
Low phase noise all optical oscillator using a quantum dash mode-locked laser.
IEEE Electronics Letters 2009 (accepted to appear 2009).
- 3 G-H. DUAN, A. Shen, A. Akrouf, F. Van Dijk, F. Lelarge, F. Pommereau, O. LE Gouezigou, K. Merghem and A. Ramdane
High performance InP-based quantum-dot semiconductor mode-locked lasers for optical communications.
Bell Labs Technical Journal, 2009 (Invited paper)
- 5 K. Merghem, R. Rosales, A. Akrouf, S. Azouigui, A. Martinez, F. Lelarge, G-H Duan, G. Aubin and A. Ramdane
Low noise performance of passively mode locked quantum-dash-based laser using external optical feedback.
Applied Physics Letters (accepted to appear 2009)
- 6 X. Tang, J. C. Cartledge, A. Shen, A. Akrouf and G.-H. Duan,
Low Timing Jitter All-Optical Clock Recovery for 40 Gb/s RZ- and NRZ-DPSK Signals Using a Passively Mode-Locked Quantum-Dot Fabry-Perot Semiconductor Laser.
accepted, Optics Letter (2009).
- 7 K. Merghem, A. Akrouf, A. Martinez, F. Lelarge, G.-H. Duan, G. Aubin and A. Ramdane
Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser emitting at 1.55 μm .
Applied Physics Letters, Volume 94, Issue 2, 021107 (2009)
- 8 J.P. Turrenc, A. Akrouf, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, G.H. Duan, and A. Ramdane
Experimental Investigation of the Timing Jitter in Self-Pulsating Quantum-Dash Lasers operating at 1.55 μm .
Optics Express, Volume 16, Issue 22, pp. 17706-17713 (2008)
- 9 K. Merghem, A. Martinez, A. Akrouf, G. Moreau, J.-P. Turrenc, F. Lelarge, F. Van Dijk, G.-H. Duan, G. Aubin and A. Ramdane
Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser.
Optics Express, Vol. 16, Issue 14, pp. 10675-10683 (2008).
- 10 A. Stöhr, A. Akrouf, R. Buß, B. Charbonnier, F. van Dijk, A. Enard, S. Fedderwitz, D. Jäger, M. Huchard, F. Lecoche, J. Marti, R. Sambaraju, A. Steffan, A. Umbach, and M. Weiß
60 GHz Radio-over-Fiber Technologies for Broadband Wireless Services.

Journal of Optical Networking, vol. 8, issue 5, p. 471

11 A. Ramdane, A. Martinez, S. Azouigui, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Akrouit, C. Gosset, G. Moreau, F. Lelarge, B. Dagens, J.-G. Provost, A. Accard, O. Legouezigou, I. Krestnikov, A. R. Kovsh and M. Fischer

Recent advances in long wavelength quantum dot based lasers Invited paper Proc. SPIE 6900, 690008 (2008)

CONFERENCES INTERNATIONALES

1 A. Akrouit, F. van Dijk, G-H. Duan, A. Shen, F. Lelarge and A. Ramdane

Low phase noise optical oscillator at 30Ghz using a quantum dash mode-locked laser associated with an optical self injection loop.

Microwave Photonics West, MPW'09 (Oct 2009)

2 A. Akrouit, K. Merghem, A. Martinez, J.-P. Turrenc, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge O. Le Gouezigou, A. Accard and G-H. Duan

Ultra high repetition rate and very low noise mode locked lasers based on InAs/InP quantum dash active material.

IPRM 2009, Newport Beach, May 2009, (Invited paper)

3 A. Akrouit, K. Merghem, A. Shen, A. Martinez, F. Lelarge, O. Legouezigou, F. Pommereau, F. Poingt, L. Legouezigou, G-H. Duan and A. Ramdane

Extremely narrow mode-beating linewidth of Passively Mode Locked Quantum Dash Based Lasers operating at 1.55 μ m.

Optical Fiber Communication Conference, OFC' 09, San Diego, March 2009

4 X. Tang, J. C. Cartledge, A. Akrouit, A. Shen and G-H. Duan

Low Timing Jitter All-optical Clock Recovery for 40-Gb/s NRZ-DPSK Data Using a Quantum-dot Fabry-Perot Laser.

IEEE LEOS, Acapulco, Nov 2008

5 F. Van Dijk, A. Enard, A. Akrouit, G-H. Duan and F. Lelarge

Dispersion management for a semiconductor laser 54.8 GHz Coupled Opto-Electronic Oscillator.

Microwave Photonics West, MPW'08, Australia Oct 2008.

6 A Akrouit, A. Shen, R. Brenot, F. Van Dijk, O. Legouezigou, A. Accard, F. Lelarge, A. Ramdane and G-H. Duan

8 channels WDM transmission at 10 Gbit/s using comb generation in a quantum dash based mode-locked laser.

Post deadline, paper Th.3.D.4, European Conference on Optical Communication, ECOC'08, Brussels september 2008

7 A. Akrouit A. Shen, G-H Duan and A. Ramdane

Spectrum filtering and pulse compression of Quantum-Dash mode-locked lasers emitting at 1.55 μ m.

European Conference on Optical Communication, ECOC'08, Brussels september 2008.

8 A. Akrouit K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, G Aubin and A. Ramdane

Bibliographie de l'auteur

Subpicosecond Pulse Generation at >200 GHz Using InAs/InP Quantum-Dash-Based Mode-Locked Lasers.

International Workshop on Semiconductor Quantum Dot Devices and Applications, Rennes, July 2008.

9 K. Merghem, A. Akrou, A. Martinez, F. Lelarge, G. Aubin and A. Ramdane

Subpicosecond Pulse Generation at 245GHz Using a Quantum-Dash-Based Passive Mode-Locked Laser emitting at 1.53 μm .

CLEO San Jose, California, May 2008.

10 K. Merghem, A. Akrou, A. Martinez, G. Moreau, F. Lelarge, G.-H. Duan, G. Aubin and A. Ramdane

Subpicosecond pulse generation using a single quantum well mode-locked laser.

IPRM 2008, Versailles May 2008.

11 A. Shen, J-G. Provost, A. Akrou, B. Rousseau, F. Lelarge, O. Legouezigou, F. Pommereau, F. Poingt, L. Legouezigou, G-H. Duan and A. Ramdane

Low confinement factor quantum dash mode-locked Fabry-Perot laser for tuneable pulse generation.

Optical Fiber Communication Conference, OFC'08, San Diego fev 2008.

CONFERENCES NATIONALES

1 Akram Akrou, Alexandre Shen, François Lelarge et Guang-Hua Duan

Etude de la largeur de raie électrique en fonction du nombre de plans de boîtes quantiques dans des diodes lasers en régime de verrouillage de mode.

Journées Nationales d'Optique Guidée, Grenoble 2007.

2 Akram Akrou, Alexandre Shen, Guang-Hua Duan et Abderahim Ramdane

Etude du « chirp » et de l'intervalle spectral libre des modes Fabry-Pérot d'une diode laser verrouillée en modes.

Journées Nationales d'Optique Guidée, Lannion 2008.

3 R. Rosales, K. Merghem, S. Azouigui, A. Akrou, A. Martinez, F. Lelarge, G.-H. Duan, G. Aubin, A. Ramdane

Stabilisation d'un laser monolithique a blocage de modes passif a base de bâtonnets quantiques a l'aide d'une retroaction optique externe.

Journées Nationales d'Optique Guidée, Lille 2009.