



HAL
open science

Contribution à la caractérisation des impulsions ultra-courtes à l'aide de sources laser rapidement accordables

Mokhtar Korti

► **To cite this version:**

Mokhtar Korti. Contribution à la caractérisation des impulsions ultra-courtes à l'aide de sources laser rapidement accordables. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Institut National des Télécommunications; Université Abou Bekr Belkaid (Tlemcen, Algérie), 2018. Français. NNT : 2018TELE0014 . tel-01943783

HAL Id: tel-01943783

<https://theses.hal.science/tel-01943783>

Submitted on 4 Dec 2018

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

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



**THÈSE DE DOCTORAT DE TÉLÉCOM SUDPARIS EN CO-ACCREDITATION
AVEC L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS 6**

Spécialité

Électronique et Télécommunications

École Doctorale Informatique, Télécommunications et Électronique de Paris

EN CO-TUTELLE AVEC L'UNIVERSITÉ ABOU BEKR BELKAID - TLEMCEM

Spécialité

Télécommunications

Présentée par

Mokhtar KORTI

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE TÉLÉCOM SUDPARIS (FRANCE) ET DOCTEUR EN
TÉLÉCOMMUNICATIONS (ALGERIE)**

Sujet

**Contribution à la caractérisation des impulsions ultra-courtes à
l'aide de sources laser rapidement accordables**

Soutenue publiquement le 18 Novembre 2018

Devant le jury composé de :

M. BOUKLI-HACENE Nouredine	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
M. BENKELFAT Badr-Eddine	Professeur	Télécom SudParis	Directeur de thèse
M. SEDDIKI Omar	Professeur	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
M. BESNARD Pascal	Professeur	ENSSAT, FOTON	Examinateur, Rapporteur
M. SOUDINI Belabbas	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbès	Examinateur, Rapporteur
M. VILCOT Jean Pierre	Directeur de Recherche CNRS	IEMN, Villeneuve d'Ascq	Examinateur, Rapporteur
M. RAMDANE Abderrahim	Directeur de Recherche CNRS	C2N, Université Paris-Sud	Invité
M. GOTTESMAN Yaneck	Maître de Conférences, HDR	Télécom SudParis	Invité
Mme KANDOUCI Malika	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbès	Invitée

N° NNT : 2018TELE0014



**THÈSE DE DOCTORAT DE TÉLÉCOM SUDPARIS EN CO-ACCREDITATION
AVEC L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS 6**

Spécialité

Électronique et Télécommunications

École Doctorale Informatique, Télécommunications et Électronique de Paris

EN CO-TUTELLE AVEC L'UNIVERSITÉ ABOU BEKR BELKAID - TLEMCEM

Spécialité

Télécommunications

Présentée par

Mokhtar KORTI

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE TÉLÉCOM SUDPARIS (FRANCE) ET DOCTEUR EN
TÉLÉCOMMUNICATIONS (ALGERIE)**

Sujet

**Contribution à la caractérisation des impulsions ultra-courtes à
l'aide de sources laser rapidement accordables**

Soutenue publiquement le 18 Novembre 2018

Devant le jury composé de :

M. BOUKLI-HACENE Nouredine	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
M. BENKELFAT Badr-Eddine	Professeur	Télécom SudParis	Directeur de thèse
M. SEDDIKI Omar	Professeur	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
M. BESNARD Pascal	Professeur	ENSSAT, FOTON	Examineur, Rapporteur
M. SOUDINI Belabbas	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbès	Examineur, Rapporteur
M. VILCOT Jean Pierre	Directeur de Recherche CNRS	IEMN, Villeneuve d'Ascq	Examineur, Rapporteur
M. RAMDANE Abderrahim	Directeur de Recherche CNRS	C2N, Université Paris-Sud	Invité
M. GOTTESMAN Yaneck	Maître de Conférences, HDR	Télécom SudParis	Invité
Mme KANDOUCI Malika	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbès	Invitée

N° NNT : 2018TELE0014

Remerciements

Ce manuscrit est le résultat des travaux de recherche réalisés dans le cadre d'une cotutelle entre l'institut Télécom SudParis et l'Université de Tlemcen. Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Monsieur Badr-Eddine BENKELFAT, qui m'a accueilli au sein du département Électronique et Physique de Télécom SudParis. Je le remercie pour sa gentillesse, sa sagesse et ses conseils inestimables qui m'ont permis de mener à bien ce projet.

Je remercie également Monsieur Omar SEDDIKI, mon directeur de thèse à l'université de Tlemcen, pour sa gentillesse, sa générosité et sa présence dans les moments difficiles de cette thèse. Je le remercie pour son soutien et son aide pour la soutenance.

Je voudrais aussi remercier mon encadrant Yaneck GOTTESMAN pour sa disponibilité, ses conseils et pour les différentes discussions instructives. Je continue avec l'équipe de Télécom SudParis en remerciant Patricia FIXOT et Ydalia GARCIA qui m'ont aidé dans mes démarches administratives depuis mon arrivée. Je remercie également mes collègues au sein du département EPH : Yann FRIGNAC, Catherine LEPERS, Alain LEBEGUE pour leur sympathie. Je remercie aussi mes collègues doctorants et stagiaires : Sina, Abdoulaye, François, Djalal, Nicolas, Meryem, Nadia, Sanaa, Emad, Hatem, Aymen, Seif, Laeticia, Christian, Mohamed, Nour et Youcef avec qui j'ai partagé des moments inoubliables.

Je tiens à remercier Monsieur Abderrahim RAMDANE qui m'a accueilli pendant un an dans le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) et qui a mis à ma disposition tout le matériel nécessaire pour réaliser des mesures expérimentales. Je le remercie pour sa générosité et ses conseils. Je remercie aussi toute son équipe et plus particulièrement Kamel MERGHEM pour sa disponibilité et son aide précieuse. Je cite aussi Quentin et Vivek avec qui j'ai partagé des bons moments.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Guillaume HUYET qui m'a accueilli dans son laboratoire à l'Institut Tyndall afin de mettre en place une nouvelle technique de mesure expérimentale. Je remercie toute son équipe dans le groupe CAPPA notamment Martina CONNOLLY qui m'a aidé dans les procédures administratives. Je cite aussi Sofiane, Svetlana, Tanya, Uday et Thomas pour leur disponibilité et leur sympathie.

Je me tourne ensuite vers mes enseignants à l'université de Tlemcen qui m'ont beaucoup encouragé dans cette aventure. Je remercie aussi mes collègues doctorants au sein du laboratoire LTT avec qui j'ai passé des moments conviviaux: Bilal, Hichem, Chems-Eddine, Djamila, Sarah MAHI, Sarra TALEB, Imane CHIALI et Imane SELADJI.

Je remercie par ailleurs les membres du jury : Noureddine BOUKLI-HACENE, Pascal BESNARD, Belabbas SOUDINI, Jean Pierre VILCOT et Malika KANDOUCCI pour avoir accepté de juger mes travaux de thèse. Je les remercie pour leur contribution à la version finale de ce manuscrit.

Je termine ces remerciements en exprimant ma reconnaissance envers ma famille pour leur soutien. Je remercie particulièrement mes parents pour leur confiance, leur amour et leurs sacrifices, ma sœur pour sa tendresse, mon frère pour son humour et sa joie de vivre et ma grand-mère pour ses prières. Je remercie tous mes oncles, tantes, cousins et cousines pour leur présence et leur soutien. Enfin je dédicace ce manuscrit à ma défunte tante Nadjia, puisse Allah lui accorder sa miséricorde et l'accueillir dans son vaste paradis.

Résumé

Les sources laser accordables se distinguent par leur capacité à changer leur longueur d'onde d'émission de façon continue dans le temps. Elles sont utilisées dans de nombreuses applications comme les télécommunications, la spectroscopie et la tomographie optique cohérente. Elles sont caractérisées principalement par une faible largeur de raie instantanée, une grande fréquence de balayage et une large plage d'accord.

Les avantages des sources accordables ouvrent la voie vers d'autres types d'applications comme la caractérisation des impulsions ultra-courtes par exemple. Généralement, ces impulsions sont caractérisées via des méthodes non linéaires, lentes et trop compliquées à mettre en place.

Nous avons donc proposé une nouvelle approche basée sur les sources accordables pour la caractérisation des impulsions ultra-courtes. En utilisant un laser à semi-conducteur accordable linéairement, type SG-DBR (Sampled-Grating Distributed Bragg Reflector), nous pouvons balayer en une seule mesure tout le spectre optique des impulsions sous test. Le signal de battement entre la source accordable et le laser pulsé permet de mesurer l'amplitude et la phase spectrales des différents modes ce qui nous donne accès à la forme temporelle de l'impulsion.

L'avantage de notre approche est que tout le processus de caractérisation se fait en une seule mesure très rapide. En effet, la grande fréquence de balayage du laser accordable permet d'avoir des temps de mesure très faibles ($< 10 \mu\text{s}$), ce qui offre la possibilité d'avoir des mesures en temps réel. De plus, grâce à la large plage d'accord, cette technique est complètement indépendante de l'impulsion sous test, elle ne nécessite aucune connaissance au préalable des différentes propriétés de cette dernière telles que la fréquence de répétition, le nombre de modes ou la fréquence de chaque mode.

Mots clés : Sources accordables, laser à semi-conducteur, mesure de la phase, impulsions ultra-courtes, méthodes de caractérisation.

Abstract

Optical swept sources are distinguished by the ability to change their output wavelength in a continuous manner over time. They are used in many applications such as telecommunications, spectroscopy and optical coherence tomography. They are mainly characterized by a narrow instantaneous linewidth, a high sweep rate and a wide tuning range.

The advantages of swept sources open the way to other types of applications such as the characterization of ultrashort pulses for example. Generally, these pulses are characterized using nonlinear methods which are slow and too complicated.

We have proposed a novel approach based on swept sources for the characterization of ultrashort pulses. By using a linearly wavelength-swept semiconductor laser like SG-DBR (Sampled-Grating Distributed Bragg Reflector), we can scan the entire optical spectrum of the pulses under test in a single measurement. The beat signal between the swept source and the pulsed laser is then used to measure the spectral amplitude and phase of all modes which gives access to the temporal shape of the pulse.

The main advantage of our approach is that the entire characterization process is done in a single fast measurement. Indeed, the high sweep rate of the swept source offers the possibility of having real time measurements. In addition, thanks to the wide tuning range, this technique is completely independent of the pulse under test, it requires no prior knowledge of the various properties of the pulse such as the repetition frequency, the number of modes or the frequency of each mode.

Keywords: Optical swept source, semiconductor laser, phase measurement, ultrashort pulses, methods of characterization.

Table des matières

Remerciements	
Résumé	i
Table des matières	iii
Liste des figures	vi
Liste des acronymes	xi
Introduction générale	1
Contexte et motivations	1
Objectifs de la thèse.....	2
Organisation du manuscrit.....	2
1. Les sources accordables	4
1.1. Définition d'une source accordable	5
1.2. Les caractéristiques des sources accordables	6
1.3. Les applications des sources accordables	10
1.3.1. La tomographie optique cohérente.....	10
1.3.2. La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel.....	12
1.3.3. Les capteurs à fibre optique	13
1.4. Les architectures des sources accordables	14
1.4.1. Laser à cavité verticale émettant par la surface	15
1.4.1.1. Généralités	15
1.4.1.2. Le MEMS-VCSEL.....	16
1.4.1.3. Les performances des MEMS-VCSEL.....	16
1.4.2. Laser à réflecteur de Bragg distribué	19
1.4.2.1. Généralités	19
1.4.2.2. Le laser à réseau échantillonné	20
1.4.2.3. Le laser à réseau super structuré	22
1.4.2.4. Les performances des DBR à effet Vernier.	23
1.4.3. Laser à fibre	25
1.4.3.1. Laser accordable à cavité en anneau	26
1.4.3.2. Le laser à blocage de modes dans le domaine de Fourier.....	27
1.4.3.3. Les performances des FDML.....	28
1.5. Comparaison des différentes architectures	31

1.6.	Le choix du SG-DBR	31
1.7.	Conclusion	33
2.	Modélisation du SG-DBR.....	34
2.1.	Modèle des matrices de transfert	35
2.1.1.	Description du modèle	35
2.1.2.	Réseau de Bragg uniforme	36
2.1.3.	Réseau de Bragg échantillonné	38
2.1.4.	Calcul de la réflectivité R et de la transmission T	39
2.2.	Modèle des lignes de transmission	40
2.2.1.	Description du modèle	40
2.2.2.	Les matrices de diffusion	40
2.2.3.	Les matrices de connexion	42
2.2.4.	Équation d'évolution des populations	42
2.3.	La section de phase	43
2.4.	L'approche du Filtre numérique	43
2.5.	Simulations numériques	44
2.5.1.	Les performances en régime statique	45
2.5.2.	Le mécanisme d'accord	47
2.5.2.1.	La reconfiguration au moyen d'un seul miroir	47
2.5.2.2.	La reconfiguration au moyen des deux miroirs	49
2.5.2.3.	Le choix des courants	50
2.5.3.	Les performances en régime dynamique	51
2.6.	Conclusion	53
3.	Caractérisation du SG-DBR	54
3.1.	Présentation de l'appareil	55
3.2.	Reconstruction du champ électrique E	57
3.3.	La largeur de raie instantanée	62
3.4.	Le Bruit d'intensité relatif	64
3.5.	La longueur de cohérence	67
3.6.	Conclusion	70
4.	Les impulsions ultra-courtes	71
4.1.	Définition	72
4.2.	Principe de fonctionnement du laser à blocage de modes	72
4.3.	Les types de blocage de modes	74
4.3.1.	Le blocage de modes actif	74

4.3.2.	Le blocage de modes passif	75
4.3.2.1.	Blocage de modes passif dans un laser à double section.....	75
4.3.2.2.	Blocage de modes passif sans absorbant saturable.....	76
4.3.3.	Le blocage de modes hybride.....	76
4.4.	Les techniques de mesure des impulsions ultra-courtes	76
4.4.1.	Autocorrélation	77
4.4.2.	Frequency-resolved optical gating	78
4.4.3.	Spectral interferometry	80
4.4.4.	Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction	82
4.4.5.	Stepped-heterodyne.....	83
4.4.6.	Technique de Multihétérodynage.....	85
4.5.	Conclusion	86
5.	Mesure complète d'un train d'impulsions ultra-courtes à l'aide d'un laser	
	accordable	88
5.1.	La théorie.....	89
5.2.	Simulations	92
5.3.	Résultats expérimentaux.....	96
5.3.1.	U2t TMLL-1550	96
5.3.2.	QD-MLL	101
5.3.2.1.	La première mesure : le QD-MLL filtré.....	101
5.3.2.2.	La seconde mesure : le QD-MLL non filtré	105
5.4.	Conclusion	110
	Conclusion générale et perspectives	111
	Conclusion.....	111
	Perspectives	112
	A. Publication	113
	B. Conférence internationale.....	121
	Références	123

Liste des figures

Figure 1.1: (à gauche) La représentation temporelle des signaux, (à droite) le spectre optique ; (a) laser monomode, (b) laser pulsé et (c) laser accordable.	5
Figure 1.2: Représentation temps-fréquence des lasers, (a) laser accordable, (b) laser monomode et (c) laser pulsé.	6
Figure 1.3: La direction de balayage du laser accordable ; (a) direction directe, (b) direction inverse et (c) les deux directions.	7
Figure 1.4: La représentation du cycle du travail D.	8
Figure 1.5: La longueur de cohérence calculée à partir du roll-off à -3dB.	9
Figure 1.6: Schéma du montage de la technique SS-OCT.	11
Figure 1.7: Imagerie de la rétine et la choroïde en utilisant la SS-OCT. (a) le rendu en 3D, (b) coupe transversale, (c) image OCT en face de la choroïde et la sclérotique, (d) image OCT à 30 μm de profondeur, (e) 80 μm et (f) 200 μm . [42].	12
Figure 1.8: Schéma du montage de l'OFDR.	13
Figure 1.9: Schéma du montage des capteurs à fibre optique FBG.	14
Figure 1.10: Schéma d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) [57].	15
Figure 1.11: Schéma 3D d'un laser accordable MEMS-VCSEL à 1310 nm [63].	16
Figure 1.12: La plage d'accord du MEMS-VCSEL à 1310 nm en régime statique (les pics) et dynamique (vert) [63].	17
Figure 1.13: Le spectre optique du MEMS-VCSEL directement à la sortie du laser (Rouge), après post-amplification (bleu) [65].	18
Figure 1.14: La mesure du roll-off du laser MEMS-VCSEL [64]. La longueur de cohérence est > 100 mm.	19
Figure 1.15: (a) Schéma d'un laser DBR à 2 sections. (b) Schéma d'un laser DBR à 3 sections.	20
Figure 1.16: Schéma du laser SG-DBR à 4 sections.	21
Figure 1.17: (Continu) La réflectivité du premier RBE. (Pointillé) deuxième RBE. Les pics de réflexion des deux miroirs coïncident en une seule longueur d'onde.	21
Figure 1.18: Schéma du laser SSG-DBR à 4 sections.	22
Figure 1.19: (Continu) La réflectivité du premier RBSS. (Pointillé) deuxième RBSS. Les pics de réflexion des deux miroirs coïncident en une seule longueur d'onde.	22
Figure 1.20: 143 nm de plage d'accord pour le laser SSG-DBR [74].	23
Figure 1.21: La puissance de sortie d'un VT-DBR en fonction de la longueur d'onde [79].	24
Figure 1.22: La mesure du roll-off du laser VT-DBR [79]. La longueur de cohérence est de 40 mm.	25
Figure 1.23: Schéma du laser accordable à cavité en anneau [46].	26
Figure 1.24: Schéma montrant la dynamique de l'accord du laser à cavité en anneau [46]. (Bleu) La bande passante du filtre optique. (Rouge) les modes actifs. (Vert) l'émission spontanée (ASE).	27
Figure 1.25: Schéma du laser FDML [82].	28
Figure 1.26: Le concept du laser FDML optimisé à l'aide des mémoires tampons [85].	29
Figure 1.27: Spectre optique du laser FDML [84].	30
Figure 1.28: La mesure du roll-off du laser FDML [82].	31
Figure 2.1: Schéma illustrant les différents modèles utilisés pour modéliser le SG-DBR. FSG : réseau échantillonné avant. RSG : réseau échantillonné arrière.	35
Figure 2.2: Matrice de transfert M	35
Figure 2.3: Réseau de Bragg uniforme.	36
Figure 2.4: Les matrices élémentaires d'une seule période.	37

Figure 2.5: (a) réseau de Bragg uniforme, (b) fonction d'échantillonnage et (c) réseau de Bragg échantillonné.....	38
Figure 2.6: La matrice d'une section échantillonnée.....	38
Figure 2.7: Schéma du modèle des lignes de transmission.	40
Figure 2.8: La matrice de diffusion S.....	41
Figure 2.9: La matrice de connexion C.	42
Figure 2.10: Schéma illustrant l'approche du filtre numérique [101].	43
Figure 2.11: Réflectivité spectrale du FSG (rouge pointillé) et du RSG (noire).	44
Figure 2.12: (a) La simulation de la réponse transitoire du SG-DBR. (Vert) la densité des porteurs. (Noir) la puissance de sortie. (b) Le spectre optique à la sortie du laser. La longueur d'onde sélectionnée est à 1551 nm avec un SMSR > 30 dB. (c) La puissance de sortie en fonction du courant injecté dans la zone active.	46
Figure 2.13: (a) La configuration initiale des deux miroirs FSG et RSG. (b) L'injection du courant dans le FSG ce qui engendre le décalage des pics de réflexion de ce dernier. Désormais les deux miroirs coïncident en une nouvelle longueur d'onde. La longueur d'onde de sortie est accordée en saut de mode.	48
Figure 2.14: (a) L'évolution de la longueur d'onde de sortie du SG-DBR en fonction du courant injecté dans le FSG. (b) dans le RSG.....	48
Figure 2.15: (a) La configuration initiale des deux miroirs FSG et RSG. (b) L'injection du courant simultanément dans le FSG et le RSG ce qui engendre le décalage des pics de réflexion des deux miroirs. La longueur d'onde de sortie est accordée en continu.	49
Figure 2.16: (a) L'évolution de la longueur d'onde de sortie du SG-DBR en fonction du courant injecté dans le FSG. (b) dans le RSG. Les deux courants sont injectés simultanément. ...	50
Figure 2.17: La cartographie des différents courants appliqués dans le FSG et RSG.....	50
Figure 2.18: L'accord linéaire du SG-DBR de manière quasi-continue. (Vert) L'évolution de la longueur d'onde de sortie dans le temps. (Rouge pointillé) La variation dans le temps du courant injecté dans le FSG. (Noir) dans le RSG.	51
Figure 2.19: Puissance de sortie du laser en régime dynamique. Le saut de mode est présent à l'instant $t=41.6$ ns. (Zoom) les oscillations de relaxation.	52
Figure 2.20: Le spectre optique du SG-DBR à différentes longueurs d'onde.....	52
Figure 3.1: Insight swept laser. (1) la sortie du laser. (2) signal du début de balayage. (3) signal des données valides (4) horloge d'échantillonnage.....	55
Figure 3.2: Coupe transversale du laser SG-DBR, chaque section est pilotée par injection de courant. Les deux miroirs de Bragg ont des périodes légèrement différentes afin d'accorder le laser sur une grande bande spectrale en utilisant l'effet Vernier [116].	56
Figure 3.3: Interface d'utilisateur du laser SG-DBR de la compagnie insight Photonics Solutions Inc. (1) La fréquence de balayage entre 20 et 300 kHz. (2) La longueur d'onde minimale. (3) La longueur d'onde maximale. (4) Le cycle de travail. (5) La direction de balayage. (6) Le profil de la puissance. (7) La puissance de sortie.	56
Figure 3.4: Spectre optique moyen du SG-DBR mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA).....	57
Figure 3.5: Schéma du montage de la technique 3×3. PC : contrôleur de polarisation. OSC : oscilloscope en temps-réel avec une fréquence d'échantillonnage de 40 GSa/s [118].	58
Figure 3.6: Reconstruction du champ électrique E du SG-DBR pour un balayage sur 50 nm autour de 1550 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz. (Haut) intensité R(t) du champ électrique. (Bas) la fréquence instantanée du laser f(t).	60
Figure 3.7: Zoom sur l'amplitude et la fréquence instantanée du signal lors d'un saut de mode. (Gris) la partie du signal inexploitable qui sera filtrée. (Rouge) les oscillations de relaxations après la reconfiguration des miroirs de Bragg.	61
Figure 3.8: (Bleu pointillé) La fréquence instantanée f(t). (Noir) la fréquence moyenne de balayage \bar{f} . (Rouge) la fluctuation de la fréquence instantanée.	62

Figure 3.9: (Bleu) la largeur de raie instantanée du SG-DBR. (Noir) la largeur de raie moyenne d'un seul balayage = 120 MHz.	63
Figure 3.10: largeur de raie moyenne en fonction de la fréquence de balayage. La barre d'erreur indique l'écart-type de la largeur de raie.	64
Figure 3.11: (a) le sliding RIN (b) l'ortho RIN [83].....	65
Figure 3.12: l'évolution du bruit relative d'intensité dans le temps.	66
Figure 3.13: Sliding RIN en fonction de la fréquence de balayage. La barre d'erreur représente l'écart-type du RIN.....	67
Figure 3.14: Schéma du montage destiné à mesurer le roll-off. PC : contrôleurs de polarisations. Le miroir de référence est fixé tandis que le deuxième miroir est translaté afin de varier la différence de marche optique.....	67
Figure 3.15: Résultat de mesure du roll-off. (Noir) la pente du roll-off. (Rouge) le seuil -3 dB utilisé pour calculer la longueur de cohérence. Le SG-DBR est accordé sur 50 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz. La longueur de cohérence mesuré est de 18 mm.	68
Figure 3.16: L'effet de la fréquence de balayage sur la longueur de cohérence. La barre d'erreur représente l'écart type de la longueur de cohérence.	69
Figure 4.1: (a) Les impulsions à la sortie d'un laser à blocage de modes. (b) la sortie d'un laser où la phase des modes varie aléatoirement.....	74
Figure 4.2: Le blocage de modes actif dans le temps. La génération des impulsions dépend du gain et de la modulation des pertes. [138]	75
Figure 4.3: Le blocage de modes passif avec absorbant saturable. [138].....	76
Figure 4.4: Schéma du montage d'un auto-corrélateur à génération de seconde harmonique (SGH). [152].....	77
Figure 4.5: Schéma du montage de la PG-FROG. [152].....	79
Figure 4.6: Schéma du montage de la spectral interferometry (SI). [152]	80
Figure 4.7: La transformée de Fourier du signal de battement constitué de 3 lobes autour de $-\tau$, 0 et τ . Le lobe autour de τ est filtré.....	81
Figure 4.8: Schéma du montage de la méthode SPIDER. [152]	82
Figure 4.9: Schéma du montage de la méthode stepped-heterodyne. PC : contrôleurs de polarisation. 83	
Figure 4.10: (a) Spectre optique et (b) spectre RF du signal de battement.....	84
Figure 4.11: Schéma du montage de la méthode multiheterodyne. PC : contrôleurs de polarisation. .	85
Figure 4.12: (a) Spectre optique et (b) spectre RF du signal de battement.....	86
Figure 5.1: La représentation temps-fréquence des signaux. (Noir) les modes du signal périodique. (Bleu pointillé) la fréquence instantanée du laser accordable. La fréquence instantanée varie linéairement dans le temps sur toute la bande spectrale de l'objet sous test. (Rouge pointillé) $(\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m)$ représentent respectivement les instants où le laser accordable est sur la même fréquence que les modes $(0, 1, 2, \dots, m)$. F est la fréquence de répétition du signal périodique.....	90
Figure 5.2: La représentation temps-fréquence du battement entre le laser accordable et l'objet sous test. (Noir) les modes k et k+1 du signal périodique. (Bleu pointillé) la fréquence instantanée du laser accordable. (Vert pointillé) filtrage du signal de battement à l'instant t_k correspondant à une fréquence instantanée du laser accordable positionnée entre les deux modes k et k+1 avec un décalage δ inférieur à F/2.	91
Figure 5.3: Le spectrogramme du signal de battement entre le laser accordable et le laser à blocage de modes. (Rouge) les instants $(\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{14})$ correspondent à une fréquence de battement nulle et permettent de retrouver la fréquence de chacun des 15 modes. (Noir) le signal de battement est filtré aux instants $(t_0, t_1, t_2, \dots, t_{13})$ qui correspondent à une fréquence instantanée positionnée entre deux modes avec un décalage inférieur à F/2. La fréquence de répétition F = 10 GHz.	93

Figure 5.4: Le spectre RF du signal de battement entre le laser accordable et deux modes adjacents. δ , $F-\delta$ sont respectivement les fréquences de battement avec le premier et le second mode, F la fréquence de répétition.....	94
Figure 5.5: (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (rouge) la phase spectrale mesurée en utilisant le laser accordable. (Vert) la phase spectrale mesurée avec la technique stepped-heterodyne. (Noir) la courbe de 30 ps^2 de dispersion quadratique.	95
Figure 5.6: (a) L'impulsion mesurée directement à la sortie du laser. (b) L'impulsion mesurée après la compensation de la dispersion. (Rouge) l'impulsion générée par le laser à blocage de modes. (Cercles noirs) l'impulsion mesurée en utilisant le laser accordable. (Carrés verts) L'impulsion mesurée avec la technique stepped-heterodyne.....	96
Figure 5.7: Le retard de groupe. (Rouge) courbe théorique calculée à partir de 30 ps^2 de dispersion quadratique. (Cercles noirs) valeurs mesurées en utilisant le laser accordable.	96
Figure 5.8: Montage expérimental de la mesure hétérodyne utilisant un SG-DBR. PC : contrôleurs de polarisation.....	97
Figure 5.9: (Jaune) le signal de battement entre le SG-DBR et le TMLL-1550. (Vert) l'horloge du SG-DBR. Chaque période représente un balayage complet. Echelle du temps $10 \mu\text{s}/\text{div}$.	97
Figure 5.10: Le spectrogramme du signal de battement calculé avec la STFT.	98
Figure 5.11: Le spectre RF du signal de battement entre le laser accordable et deux modes adjacents.	98
Figure 5.12: (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (rouge) la phase spectrale mesurée en utilisant le SG-DBR.....	99
Figure 5.13: (a) l'impulsion mesurée à l'aide du SG-DBR. (b) l'autocorrélation optique.....	100
Figure 5.14: Le retard de groupe. (Cercles noirs) valeurs mesurées en utilisant le SG-DBR. (Rouge) courbe théorique. (Vert) l'erreur du retard de groupe ($<0.1 \text{ ps}$).	100
Figure 5.15: Montage expérimental de la mesure hétérodyne utilisant un SG-DBR. PC : contrôleurs de polarisation.....	101
Figure 5.16: (Vert) le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL filtré. (Rouge) l'horloge du SG-DBR. Echelle du temps $20 \mu\text{s}/\text{div}$	102
Figure 5.17: Le spectrogramme du signal de battement calculé avec la STFT.	102
Figure 5.18: Le spectre RF du signal de battement entre le SG-DBR et deux modes adjacents.....	103
Figure 5.19: (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (Triangles rouges) (carrés noirs) la phase spectrale du QD-MLL filtré mesurée en utilisant respectivement le SG-DBR et la stepped-heterodyne. (Cercles bleus) (losanges verts) la phase spectrale du QD-MLL filtré après 100m de fibre monomode, mesurée en utilisant respectivement le SG-DBR et la stepped-heterodyne.	104
Figure 5.20: (Noir) l'impulsion mesurée à l'aide du SG-DBR. (Rouge pointillé) l'impulsion mesurée avec la stepped-heterodyne.	104
Figure 5.21: Le retard de groupe. (Cercles rouges) valeurs mesurées en utilisant le SG-DBR. (Courbe rouge) régression linéaire. (Courbe noire) courbe théorique calculée pour une dispersion introduite par 100m de fibre monomode. (Carrés noirs) valeurs mesurées après 100m de fibre monomode. (Vert) l'erreur du retard de groupe ($<1.5 \text{ ps}$).	105
Figure 5.22: Montage expérimental de la mesure hétérodyne utilisant un SG-DBR. PC : contrôleurs de polarisation.....	105
Figure 5.23: (Vert) le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL. (Jaune) Le signal de sortie du SG-DBR. (Rouge) l'horloge du SG-DBR.....	106
Figure 5.24: (a) L'horloge de synchronisation. (b) le signal de référence du SG-DBR. (c) le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL. (Cercles rouges) Les sauts de modes. (Gris) les zones à filtrer.	107
Figure 5.25: Le spectrogramme du signal de battement.	107

- Figure 5.26:** (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (cercles rouges) la phase spectrale mesurée du QD-MLL avant la compensation de dispersion. (Noir) la courbe de 8.23 ps^2 de dispersion quadratique et 1.01 ps^3 de dispersion cubique. (Points verts) le profil de phase du QD-MLL après la compensation de la dispersion. 108
- Figure 5.27:** (a) l'impulsion mesurée à l'aide du SG-DBR avant la compensation de la dispersion. (b) l'impulsion mesurée après compensation de dispersion. 109
- Figure 5.28:** Le retard de groupe. (Cercles rouges) valeurs mesurées en utilisant le SG-DBR. (Courbe noire) courbe théorique calculée à partir de 8.23 ps^2 de dispersion quadratique et 1.01 ps^3 de dispersion cubique. (Points verts) l'erreur du retard de groupe ($< 2 \text{ ps}$)..... 109

Liste des acronymes

AOM	Acousto-optic modulator
ASE	Amplified spontaneous emission
CCD	Charged-coupled device
DBR	Distributed Bragg reflector
EDFA	Erbium doped fibre amplifier
EOM	Electro-optic modulator
FBG	Fibre Bragg grating
FDML	Fourier domain mode-locked
FD-OCT	Fourier-domain optical coherence tomography
FFT	Fast Fourier transform
FIR	Finite impulse response
FP	Fabry-Perot
FROG	Frequency-resolved optical gating
FSG	Front sampled grating
GD	Group delay
GCSR	Grating-assisted codirectional coupled sampled grating reflector
ISL	Intervalle spectral libre
MEMS	Micro-electro-mechanical systems
MLL	Mode-locked laser
MMI-DBR	Multi-mode interference Distributed Bragg reflector
OCT	Optical coherence tomography
OFDR	Optical frequency domain reflectometry

OL	Oscillateur local
OPD	Optical path difference
OSA	Optical spectrum analyzer
PG-FROG	Polarization Gating Frequency-resolved optical gating
QD-MLL	Quantum-dash mode-locked laser
RBE	Réseau de Bragg échantillonné
RBSS	Réseau de Bragg super structuré
RF	Radio frequency
RIN	Relative intensity noise
RSG	Rear sampled grating
SA	Saturable absorber
SG-DBR	Sampled-grating distributed Bragg reflector
SHG	Second harmonic generation
SI	Spectral interferometry
SMSR	Side mode suppression ratio
SOA	Semiconductor optical amplifier
SPIDER	Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction
SS-OCT	Swept source optical coherence tomography
STFT	Short-time Fourier transform
TD-OCT	Time domain optical coherence tomography
TLLM	Transmission-line laser modelling
TMLL	Tunable mode-locked laser
TMM	Transfer-matrix method
VCSEL	Vertical-cavity surface-emitting laser
VT-DBR	Vernier tuned distributed Bragg reflector
WDM	Wavelength division multiplexing

Introduction générale

Contexte et motivations

Depuis l'apparition du premier laser accordable dans les années 1960, celui-ci a trouvé sa place dans diverses applications allant des télécommunications jusqu'à la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) en passant par la spectroscopie et les capteurs optiques. En effet ces applications sont rendues possibles grâce à la capacité du laser à changer la longueur d'onde d'émission sur une large bande spectrale et de manière totalement contrôlée. Par ailleurs, le laser accordable est caractérisé aussi par sa vitesse d'accord, sa longueur de cohérence et sa puissance de sortie. Toutefois, les exigences vis-à-vis de ces paramètres peuvent varier selon le type d'application visé.

C'est dans le début des années 2000, avec l'apparition de la tomographie optique cohérente (OCT) que les sources accordables en continu ont connu un énorme développement grâce aux performances requises par celle-ci. En fait, elle exige de disposer de sources rapidement accordables sur de larges bandes spectrales (>100 nm) et ayant une longueur de cohérence supérieure à 10 mm car cela permet d'augmenter la résolution des images OCT et par conséquent de distinguer les différentes couches de l'échantillon sous test. L'OCT exige aussi une grande fréquence de balayage du laser (>20 kHz) afin de réduire le temps de mesure pour garantir le confort du patient et limiter les artefacts liés au mouvement. Pour répondre à tous ces besoins, plusieurs architectures de source accordable ont été développées comme les lasers à cavité verticale à émission par la surface (VCSEL), les lasers à réseau de Bragg distribué (DBR), les lasers à fibre ...etc.

Dans cette thèse, nous souhaitons exploiter les propriétés des sources accordables pour proposer une nouvelle approche dédiée à la caractérisation des impulsions ultra-courtes. Ce sont des impulsions électromagnétiques dont la durée est de l'ordre de la pico-seconde (10^{-12} s) voire la femto-seconde (10^{-15} s). Généralement, la caractérisation est réalisée au moyen de techniques standards telles que l'autocorrélation optique, FROG, SPIDER ...etc. Cependant, ces techniques exigent une grande puissance de signal car elles utilisent souvent un milieu non linéaire pour générer la seconde harmonique. Dans le cas des signaux à faible puissance, on est

obligé d'amplifier le signal avant d'utiliser ces techniques, ceci peut causer la distorsion du spectre et rendre la mesure inexacte.

En utilisant une source accordable, nous espérons développer une nouvelle méthode de caractérisation des impulsions ultra-courtes. Celle-ci doit être rapide, directe, facile à réaliser et complètement indépendante de l'impulsion sous test. Effectivement, grâce à la plage d'accord assez large et à la grande fréquence de balayage de ce type de laser, nous pouvons imaginer une technique capable de caractériser en une seule mesure et en temps réel différentes formes d'impulsions ultra-courtes.

Objectifs de la thèse

L'objectif principal de cette thèse concerne l'utilisation des sources accordables pour le développement d'une nouvelle approche de caractérisation des impulsions ultra-courtes. Pour cela, nous avons mis en place une démarche progressive :

- Rappeler les différents types d'architectures de lasers accordables afin de comparer leurs caractéristiques. Cela a pour objectif de sélectionner celle qui conviendra le mieux pour développer notre approche.
- Élaborer un modèle numérique complet pour l'architecture choisie, ceci permet de simuler sa dynamique. Le but de cet outil est de prévoir et d'aider à comprendre le comportement du laser accordable.
- Procéder à une caractérisation complète du laser en utilisant des techniques de caractérisation capables de déterminer les différentes propriétés comme la largeur de raie instantanée, le bruit d'intensité relatif et la longueur de cohérence.
- Faire un état de l'art des différentes techniques de caractérisation des impulsions ultra-courtes, ce qui nous permet de positionner notre approche par rapport à celles qui existent déjà.
- Finalement, proposer la nouvelle approche de caractérisation utilisant des lasers accordables. Le principe théorique est détaillé et validé par des simulations ainsi que par des mesures expérimentales.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est organisé de la manière suivante :

Après un rappel du principe d'une source accordable, de ses propriétés et des diverses applications, nous présentons dans le premier chapitre les différentes architectures trouvées dans la littérature telles que les MEMS-VCSEL, FDML, DBR ...etc. Nous décrivons le principe de fonctionnement de chaque laser et présentons ses différentes propriétés, ses performances et ses limitations. Ceci justifiera le choix du laser SG-DBR à étudier le long de cette thèse en raison de ses multiples avantages.

Le chapitre 2 explique comment modéliser le laser SG-DBR en combinant plusieurs modèles dynamiques comme le modèle des lignes de transmission (TLLM) pour le milieu à gain et le modèle des matrices de transfert (TMM) pour les miroirs de Bragg échantillonnés. Nous allons voir comment piloter le laser pour avoir un accord parfaitement linéaire. Les résultats de simulation seront présentés.

Les techniques de caractérisation du laser accordable feront l'objet du troisième chapitre. Nous allons montrer comment remonter au champ électrique et obtenir la fréquence instantanée du laser. Nous expliquerons aussi comment mesurer la largeur de raie instantanée, la longueur de cohérence ainsi que le bruit d'intensité relatif. Nous étudierons également l'effet de la fréquence de balayage sur la largeur de raie instantanée. Les résultats expérimentaux seront présentés.

Le chapitre 4 présente les impulsions ultra-courtes générées par des lasers à blocage de modes et leurs applications. Nous verrons aussi les diverses méthodes utilisées pour caractériser ces impulsions comme l'autocorrélation, FROG, SPIDER, Stepped-Heterodyne ...etc. Nous expliquerons le principe de fonctionnement ainsi que les limites de chaque méthode.

C'est dans le cinquième et dernier chapitre que l'on décrit la nouvelle approche de caractérisation des impulsions ultra-courtes en utilisant une source laser accordable. Cette technique permet de reconstruire l'amplitude et la phase spectrale de l'impulsion afin de retrouver sa forme temporelle. La technique est directe, très rapide et ne nécessite aucune connaissance au préalable sur l'impulsion à caractériser. Des simulations ainsi que des mesures expérimentales ont été effectuées pour valider cette méthode.

1. Les sources accordables

Table des matières

1. Les sources accordables.....	4
1.1. Définition d'une source accordable.....	5
1.2. Les caractéristiques des sources accordables	6
1.2.1. La longueur d'onde centrale (λ_0)	6
1.2.2. La plage d'accord ($\Delta\lambda$)	6
1.2.3. La direction de balayage.....	7
1.2.4. La courbe d'accord	7
1.2.5. Le cycle de travail (D)	8
1.2.6. La fréquence de balayage	8
1.2.7. La largeur de raie instantanée ($\delta\lambda$).....	9
1.2.8. La puissance de sortie.....	9
1.2.9. Le Bruit d'intensité relatif (RIN).....	10
1.3. Les applications des sources accordables.....	10
1.3.1. La tomographie optique cohérente	10
1.3.2. La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel.....	12
1.3.3. Les capteurs à fibre optique.....	13
1.4. Les architectures des sources accordables.....	14
1.4.1. Laser à cavité verticale émettant par la surface	15
1.4.2. Laser à réflecteur de Bragg distribué.....	19
1.4.3. Laser à fibre	25
1.5. Comparaison des différentes architectures.....	31
1.6. Le choix du SG-DBR	31
1.7. Conclusion.....	33

Dans ce chapitre, nous allons définir le laser accordable et présenter ses différentes caractéristiques ainsi que ses applications dans de nombreux domaines. Nous évoquerons aussi quelques types d'architectures où nous expliquerons leur principe de fonctionnement ainsi que le mécanisme d'accord. Les caractéristiques de chaque laser seront présentées afin d'établir une comparaison entre les performances des différentes architectures. Ce chapitre a pour objectif de permettre le choix du laser à utiliser dans le cadre de cette thèse.

1.1. Définition d'une source accordable

Les sources laser accordables en continu sont des dispositifs optiques qui permettent de générer, sur une large bande spectrale, un signal lumineux dont la fréquence varie au cours du temps de façon continue. La figure 1.1 illustre la différence entre un laser monomode, un laser pulsé et un laser accordable.

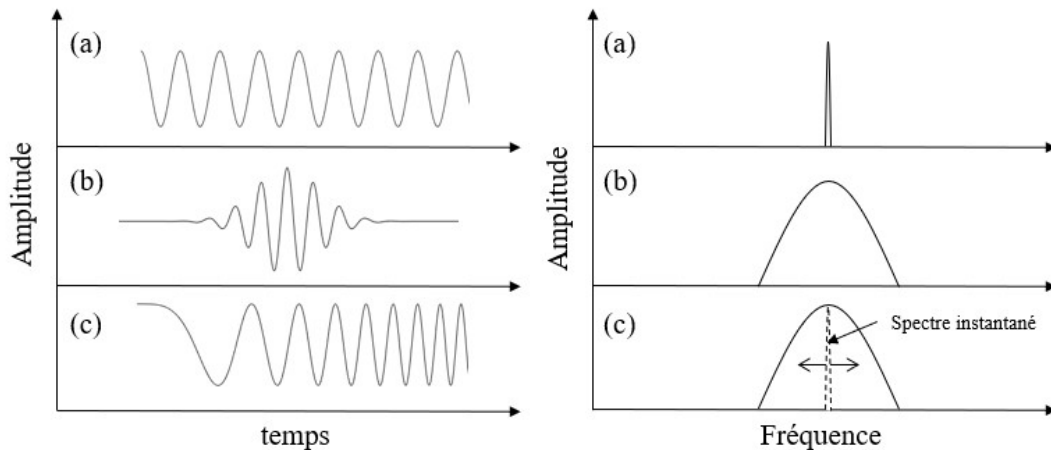


Figure 1.1: (à gauche) La représentation temporelle des signaux, (à droite) le spectre optique ; (a) laser monomode, (b) laser pulsé et (c) laser accordable.

Comme le montre la figure 1.1, un laser monomode émet un signal lumineux sur une seule fréquence durant toute la durée du signal tandis qu'un laser pulsé émet, simultanément, sur toutes les fréquences présentes dans sa bande spectrale [1]. Un laser accordable a la particularité qu'à chaque instant, une seule fréquence est présente ce qui se traduit par une fine largeur de raie instantanée, cependant, contrairement aux précédents lasers, la fréquence du laser accordable change de façon continue ce qui lui permet de couvrir une large bande spectrale. On parle donc d'une fréquence instantanée $f(t)$. Dans un laser accordable idéal, la fréquence instantanée varie linéairement, elle est donnée par :

$$f(t) = f_0 + vt \quad (1.1)$$

où f_0 est la fréquence initiale, ν la fréquence de balayage du laser accordable

La figure 1.2 illustre une comparaison entre la fréquence instantanée du laser accordable avec celle respectivement des lasers monomode et pulsé. On remarque que la fréquence instantanée du laser accordable varie de manière continue.

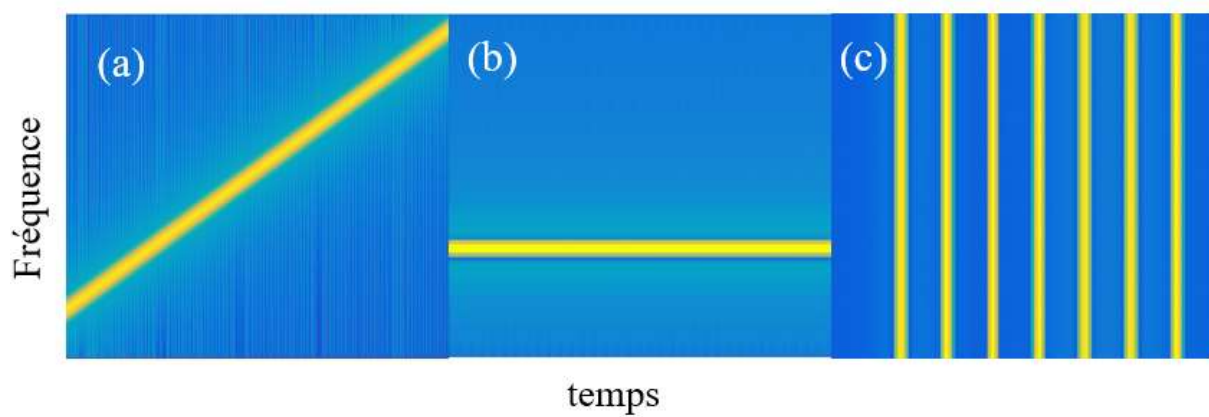


Figure 1.2: Représentation temps-fréquence des lasers, (a) laser accordable, (b) laser monomode et (c) laser pulsé.

1.2. Les caractéristiques des sources accordables

Avant d'évoquer les différentes applications des lasers accordables, il est nécessaire de parler des propriétés de ces derniers. Nous allons donc voir les différentes caractéristiques des lasers accordables et leur impact sur les applications.

1.2.1. La longueur d'onde centrale (λ_0)

Le choix de la longueur d'onde centrale λ_0 varie selon le type d'application, par exemple pour l'imagerie de la rétine il est préférable d'utiliser la fenêtre spectrale autour de la longueur d'onde 850 nm parce que le taux d'absorption est faible dans cette région [2]. Cependant le taux de dispersion est important, ce qui fait que pour d'autres applications tel que l'imagerie du tissu, il est préférable d'utiliser la fenêtre autour de 1310 nm [3], là où la dispersion est plus faible. Il existe une troisième fenêtre autour de 1550 nm qui est utilisée pour des applications comme la réflectométrie optique et les capteurs à fibre optique [4-6].

1.2.2. La plage d'accord ($\Delta\lambda$)

La plage d'accord $\Delta\lambda$ est calculée à partir du spectre optique à -3dB. Elle est inversement proportionnelle à la résolution axiale Δz . Cette dernière est définie comme étant la plus petite distance qui sépare deux points pour qu'ils réfléchissent deux ondes séparées.

$$\Delta z \propto \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \quad (1.2)$$

Donc pour avoir une meilleure résolution axiale, il est important que le laser accordable puisse balayer sur une grande plage d'accord. Des applications comme la tomographie optique cohérente exigent des sources accordables avec une plage de plus de 100 nm [7].

1.2.3. La direction de balayage

Selon le type du laser accordable, ce dernier est capable de balayer les longueurs d'onde dans la direction directe (de la plus petite longueur d'onde à la plus grande) ou dans le sens inverse (de la plus grande longueur d'onde à la plus petite) ou dans les deux directions comme l'illustre la figure 1.3.

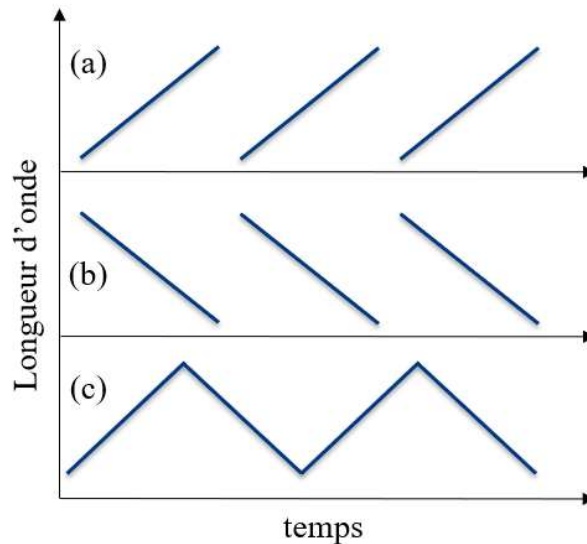


Figure 1.3: La direction de balayage du laser accordable ; (a) direction directe, (b) direction inverse et (c) les deux directions.

Selon l'application, il est préférable d'utiliser le balayage dans la direction directe car des artéfacts ont été observés en utilisant le balayage inverse, ceci est dû à la dynamique des composants optiques, comme l'amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) [8], [9], qui engendre un décalage vers le rouge des longueurs d'onde.

1.2.4. La courbe d'accord

La courbe d'accord décrit la variation de la longueur d'onde à la sortie du laser en fonction du temps. Dans les applications d'imagerie comme l'OCT par exemple, la profondeur d'image dépend de la courbe d'accord et plus précisément du nombre d'onde $k=2\pi/\lambda$. Où λ

représente la longueur d'onde. Afin d'imager correctement en profondeur, il est nécessaire que le nombre d'onde k , et non pas la longueur d'onde λ , varie de façon linéaire dans le temps pour que le signal d'interférence de la mesure OCT soit échantillonné uniformément. En pratique, dans le cas où l'accord n'est pas linéaire, on utilise des techniques d'échantillonnage non uniforme pour linéariser la courbe d'accord afin d'optimiser la profondeur d'image. Cependant, une forte non linéarité n'est pas recommandée car cela nécessiterait une large bande de détection pour appliquer le processus de linéarisation.

1.2.5. Le cycle de travail (D)

Il est défini comme étant le rapport de la durée $\Delta\tau$ où le balayage est linéaire sur la période d'accord ΔT , comme illustré sur la figure 1.4. Il est exprimé en pourcentage et permet de calculer le temps utile lors d'une mesure.

$$D = \frac{\Delta\tau}{\Delta T} \quad (1.3)$$

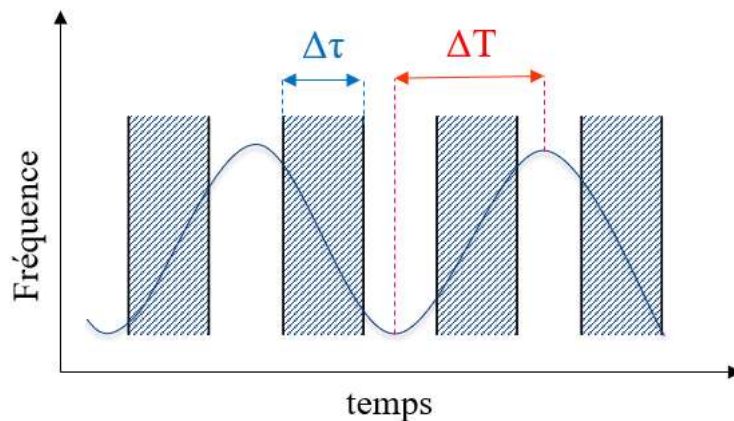


Figure 1.4: La représentation du cycle du travail D.

Il faut noter aussi que pour cet exemple, si une application nécessite un balayage unidirectionnel, le cycle de travail sera divisé par deux.

1.2.6. La fréquence de balayage

Elle est proportionnelle à la vitesse d'accord et est définie comme l'inverse de la période d'accord ΔT . Exprimé en kHz, elle détermine le temps nécessaire pour faire une acquisition. Une grande fréquence de balayage permet de diminuer ce temps d'acquisition et ainsi réduire les artéfacts liés au mouvement [10]. La majorité des applications exige une fréquence de balayage de l'ordre de quelques dizaines de kHz voire même des centaines de kHz. Selon le

type du laser accordable, la fréquence de balayage peut être limitée par des facteurs mécaniques ou électriques liés à l'accord des miroirs qui forment la cavité du laser.

1.2.7. La largeur de raie instantanée ($\delta\lambda$)

Nous avons vu qu'en théorie, un laser accordable émet sur une seule longueur d'onde à chaque instant, ce qui se traduit par un profil de Dirac comme largeur de raie instantanée. En pratique, la largeur de raie instantanée $\delta\lambda$ n'est pas nulle mais dépend du bruit de phase et de la non linéarité de l'accord. Ceci induit une atténuation de la visibilité des franges d'interférence en augmentant la différence de marche optique, ce phénomène est appelé *Roll-off* comme l'illustre la figure 1.5. Le Roll-off est un artefact observé dans les mesures interférométriques, il est causé par la largeur de raie instantanée du laser accordable et détermine la profondeur maximale qui peut être mesurée. La mesure du roll-off est expliquée dans le paragraphe 3.5.

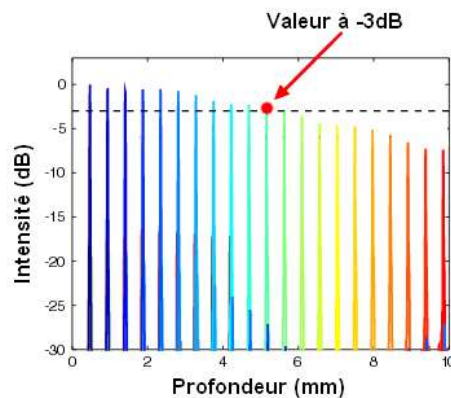


Figure 1.5: La longueur de cohérence calculée à partir du roll-off à -3dB.

La longueur de cohérence l_c est calculée à -3dB du roll-off, elle est donc inversement proportionnelle à la largeur de raie instantanée [11]

$$l_c \propto \frac{\lambda_0^2}{\delta\lambda} \quad (1.4)$$

La longueur de cohérence permet de déterminer la différence de marche optique maximale avec laquelle on peut encore observer les franges d'interférence, c'est pour cela qu'une source accordable avec une grande longueur de cohérence est fortement recommandée.

1.2.8. La puissance de sortie

Elle varie selon le type d'application, cependant une puissance de quelques mW est généralement suffisante pour faire l'acquisition du signal [12]. Toutefois, il faut faire attention

au niveau d'exposition quand il s'agit de l'OCT, qui ne doit pas dépasser les 700 μW pour la rétine par exemple [13].

Un autre facteur important est la forme du spectre, l'idéal serait d'avoir un spectre plat pour avoir la même puissance à chaque longueur d'onde [14].

1.2.9. Le Bruit d'intensité relatif (RIN)

Le bruit d'intensité relatif est défini comme étant la fluctuation de l'intensité divisée par l'intensité moyenne [15], il est exprimé en pourcentage. Le RIN affecte directement le roll-off ce qui réduit la longueur de cohérence et limite ainsi la profondeur de la mesure.

$$RIN = \frac{\langle \delta I \rangle^2}{\bar{I}^2} \quad (1.5)$$

En pratique, le RIN d'un laser accordable ne doit pas dépasser 1 ou 2 %.

1.3. Les applications des sources accordables

Les sources laser accordables ont trouvé de nombreuses applications allant de l'imagerie médicale à la caractérisation des systèmes optiques. Dans cette partie nous allons présenter brièvement quelques applications, leur principe et comment elles tirent avantage des différentes propriétés présentées précédemment.

1.3.1. La tomographie optique cohérente

La tomographie optique cohérente (OCT) est une technique d'imagerie médicale basée sur un système interférométrique et capable de réaliser des images tridimensionnelles sur des échantillons biologiques. La tomographie optique cohérente dans le domaine temporel (TD-OCT) a été la première architecture démontrée. Apparue en 1991 [16], elle utilise le principe d'interférence en faible cohérence pour imager en profondeur. Elle se compose d'une source large bande, un interféromètre disposant d'un miroir mobile et une photodiode pour l'acquisition du signal d'interférence [17-24]. Le principal inconvénient de la TD-OCT, en plus de sa faible résolution axiale, est le temps de balayage qui est donné par la vitesse de translation du miroir de référence. Il est connu que plus le temps de balayage est important plus le risque d'artefacts lié au mouvement est grand. Une autre approche, l'OCT dans le domaine fréquentiel (FD-OCT), est démontrée en 1995 [25]. La différence avec la TD-OCT est qu'elle utilise un spectromètre, composé d'un réseau de diffraction, une lentille et une caméra CCD, pour la

détection du profil de réflectivité en profondeur au lieu d'une photodiode. La détection se fait en une seule acquisition ce qui permet de s'affranchir de la translation du miroir de référence et par la même occasion diminuer le temps nécessaire pour un scan [26-32]. Cependant, malgré les vitesses de scan nettement supérieures à la TD-OCT, cette technique reste limitée par le système de détection. Une solution alternative consiste à utiliser un laser accordable pour balayer toute la bande spectrale et remplacer le spectromètre par une photodiode, les composantes spectrales sont donc séparées dans le temps et non dans l'espace. Cette technique est nommée la swept-source OCT (SS-OCT) et démontrée pour la première fois en 1997 [33]. La figure 1.6 illustre le principe de fonctionnement de la SS-OCT [34-41].

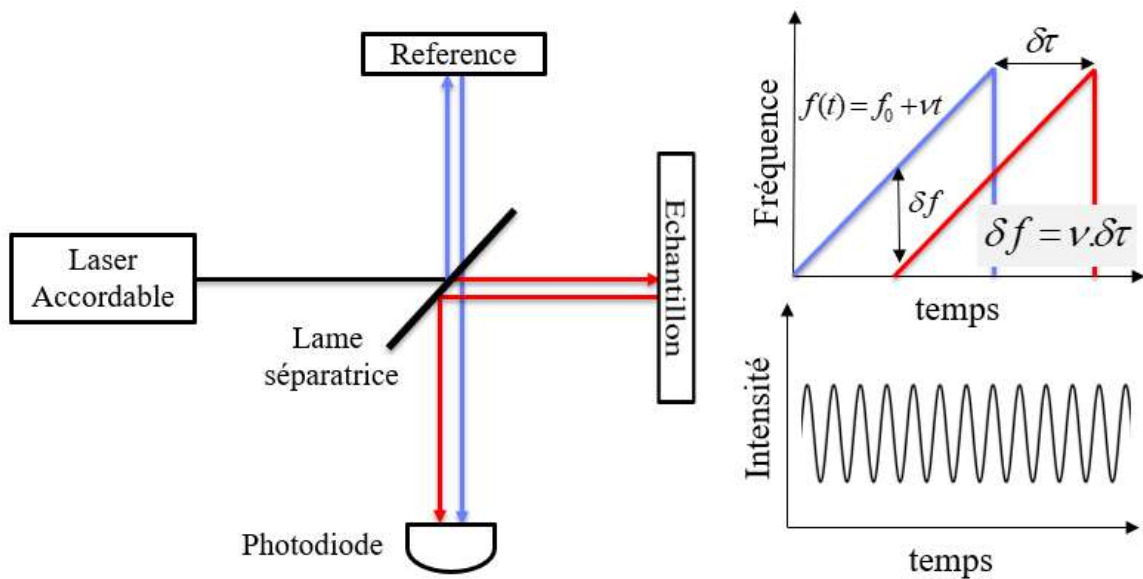


Figure 1.6: Schéma du montage de la technique SS-OCT.

Le système SS-OCT est composé d'un laser accordable émettant un signal qui sera divisé en deux par l'interféromètre à deux ondes. La première moitié se dirige vers le miroir statique de référence tandis que l'autre moitié va vers l'échantillon à scanner. Les deux signaux réfléchis seront couplés et détectés par la photodiode. Selon la différence de marche de l'interféromètre, un retard est introduit entre les deux signaux réfléchis, ce retard se traduit par une différence de fréquence instantanée δf qui est la fréquence de battement du signal détecté par la photodiode. Cette fréquence de battement est obtenue en appliquant la transformée de Fourier au signal de battement. Une fois la fréquence de battement connue, il est facile de retrouver le temps de retard $\delta\tau$ et ainsi connaître la différence de marche δz qui est donnée par :

$$\delta z = \frac{c \cdot \delta\tau}{2} \quad (1.6)$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

De la même manière, dans le cas d'un échantillon avec plusieurs couches, l'exemple du tissu biologique, plusieurs signaux seront réfléchis par l'échantillon. Ainsi en appliquant la transformée de Fourier sur le signal de battement, on récupère plusieurs fréquences qui correspondent chacune à la profondeur des différentes couches.

La figure 1.7 montre un exemple de l'imagerie de la rétine et la choroïde en utilisant la SS-OCT. Cette mesure est effectuée à une fréquence de balayage de 580 kHz.

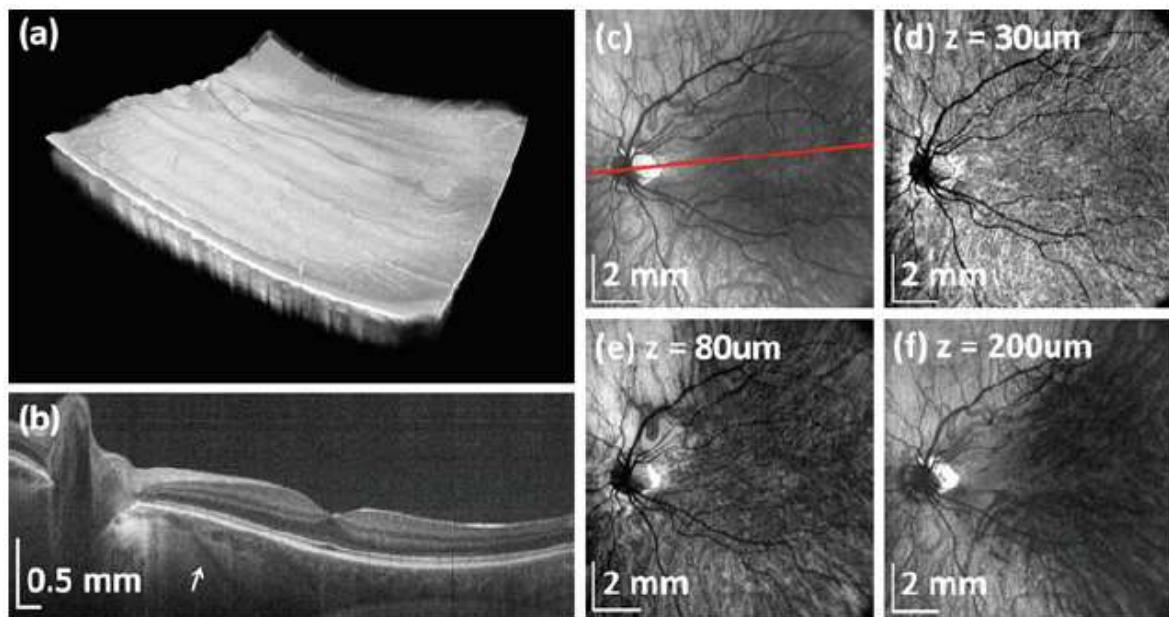


Figure 1.7: Imagerie de la rétine et la choroïde en utilisant la SS-OCT. (a) le rendu en 3D, (b) coupe transversale, (c) image OCT en face de la choroïde et la sclérotique, (d) image OCT à 30 μm de profondeur, (e) 80 μm et (f) 200 μm . [42]

La SS-OCT exige des sources laser accordables très rapides à une fréquence de balayage qui dépasse les 20 kHz sur une plage d'accord supérieure à 100 nm pour avoir une meilleure résolution axiale [7], et une puissance de sortie de quelques mW ainsi qu'une longueur de cohérence d'une dizaine de millimètre.

1.3.2. La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel

La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) [43-48] est une technique interférométrique dont le principe est similaire à la SS-OCT. Elle est utilisée pour détecter l'atténuation, la dispersion, les différentes pertes et localiser les défauts sur des composants optiques comme la fibre par exemple. A la différence de la SS-OCT, l'OFDR est une technique à une dimension qui permet de faire des mesures à des distances de l'ordre de quelques

centaines de mètres ce qui implique l'utilisation de sources accordables ayant une grande longueur de cohérence. Néanmoins la résolution requise par l'OFDR est de l'ordre de quelques dizaines de μm ce qui signifie une plage d'accord moins importante que la SS-OCT.

La figure 1.8 illustre le schéma synoptique d'une mesure OFDR. Le système est constitué d'un laser accordable, d'un interféromètre à deux ondes dont un bras contient un miroir de référence tandis que sur le deuxième bras est placé l'objet sous test, une fibre optique dans cet exemple. Tout comme la SS-OCT, l'acquisition du signal de battement est réalisée grâce à une photodiode. Une transformée de Fourier est appliquée au signal résultant et permet de retrouver la différence de marche δz entre les deux signaux.

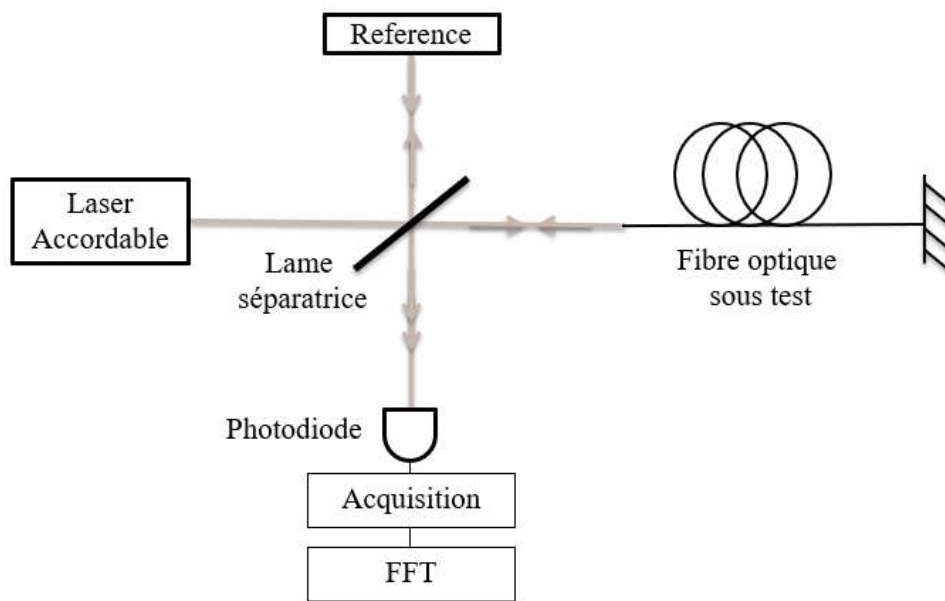


Figure 1.8: Schéma du montage de l'OFDR

1.3.3. Les capteurs à fibre optique

Les capteurs à fibre optique (FBG) [49-54] sont des réseaux de Bragg inscrits sur fibre utilisés pour la détection des variations de la température et de la contrainte sur des grandes structures comme les barrages, ponts, pipelines ...etc. Chaque réseau permet de réfléchir une longueur d'onde particulière appelée longueur d'onde de Bragg λ_B qui est donnée par :

$$\lambda_B = 2 n_{eff} \Lambda \quad (1.7)$$

où n_{eff} est l'indice effectif de la fibre et Λ la période du réseau de Bragg.

Les fluctuations de la température et de la contrainte affectent l'indice effectif et la période du réseau de Bragg n_{eff} ce qui cause un décalage de la longueur d'onde réfléchie comme

illustrée sur la figure 1.9. Le montage des capteurs (FBG) est composé d'un laser accordable sur une large bande spectrale, un circulateur optique, les réseaux de Bragg sur fibre ainsi qu'une photodiode pour la détection. Étant donné que le décalage de la longueur d'onde de Bragg est de l'ordre de 1 nm, il est possible de placer jusqu'à 80 capteurs sur une seule fibre.

Le laser accordable balaye toute la bande spectrale tandis que chaque réseau réfléchit sa propre longueur d'onde de Bragg. En tenant compte de la linéarité d'accord, le décalage des longueurs d'onde de Bragg dans le domaine temporel, dû au changement de température ou de contrainte, est proportionnel au décalage dans le domaine spectral.

Les capteurs FBG sont utilisés sur des longueurs pouvant atteindre une dizaine de km avec une précision de l'ordre du pico-mètre.

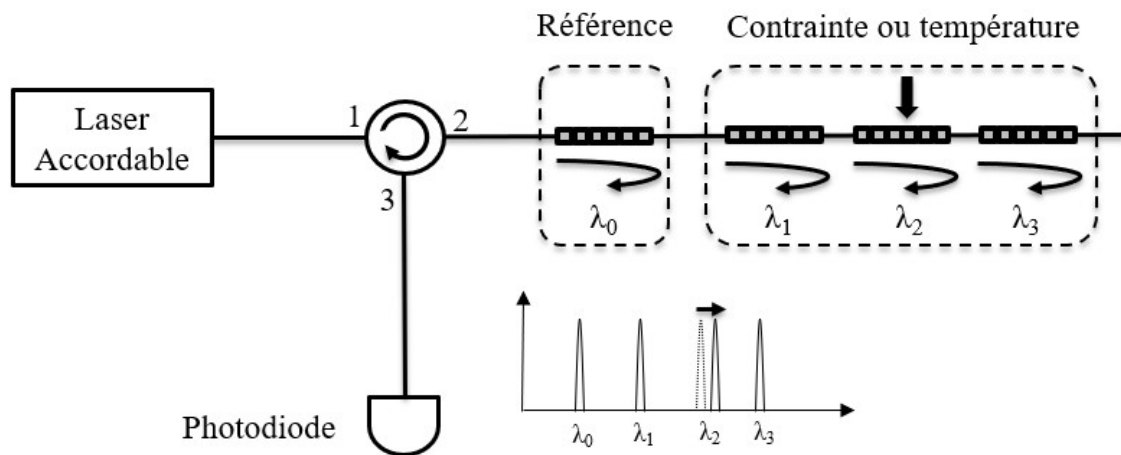


Figure 1.9: Schéma du montage des capteurs à fibre optique FBG.

A la différence de la SS-OCT et l'OFDR, les capteurs FBG ne sont pas basés sur une technique interférométrique. Cependant, ils exigent un laser accordable sur une large bande spectrale car cette dernière détermine le nombre de capteurs à placer sur la fibre. Ils exigent aussi une puissance de sortie importante pour avoir une grande portée. Tout comme les deux autres techniques, le temps de mesure des capteurs FBG est décidé par la fréquence de balayage de la source accordable alors que la largeur de raie instantanée affecte la précision de la mesure.

1.4. Les architectures des sources accordables

Il existe de nombreuses architectures de laser accordable, dans cette section nous évoquerons les configurations les plus utilisées. Le principe de fonctionnement ainsi que les différentes performances de chaque laser seront présentés afin de pouvoir établir une comparaison de ces architectures.

1.4.1. Laser à cavité verticale émettant par la surface

1.4.1.1. Généralités

Le laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) a été proposé pour la première fois en 1977 [55] et démontré en 1979 [56] par une équipe japonaise de l'institut de technologie de Tokyo. Le VCSEL se distingue des lasers à « émission par la tranche » par la taille de sa cavité et de son orientation. En effet, le VCSEL consiste à former une cavité perpendiculaire au plan de croissance afin d'avoir une émission laser par la surface. Cette configuration permet des longueurs de cavités de quelques micromètres seulement. Cependant, la taille réduite de la cavité implique un gain optique par passage plus faible, il est donc nécessaire de diminuer les pertes afin d'atteindre le régime laser. Pour cela des miroirs de Bragg avec une haute réflectivité ($R > 99\%$) sont utilisés à chaque extrémité de la cavité.

La figure 1.10 montre le schéma d'un laser VCSEL. Le principe de fonctionnement des miroirs de Bragg sera décrit en détail dans le chapitre 2. Il est basé sur l'empilement périodique des couches alternées d'indice n_1 et n_2 . Les miroirs de Bragg permettent d'avoir une haute réflectivité à la longueur d'onde de Bragg (λ_B) qui est déterminée par l'épaisseur de chaque couche. Dans un VCSEL la réflectivité du miroir du bas est $R > 99.9\%$ tandis que celle du miroir du haut est $99.5\% < R < 99.9\%$.

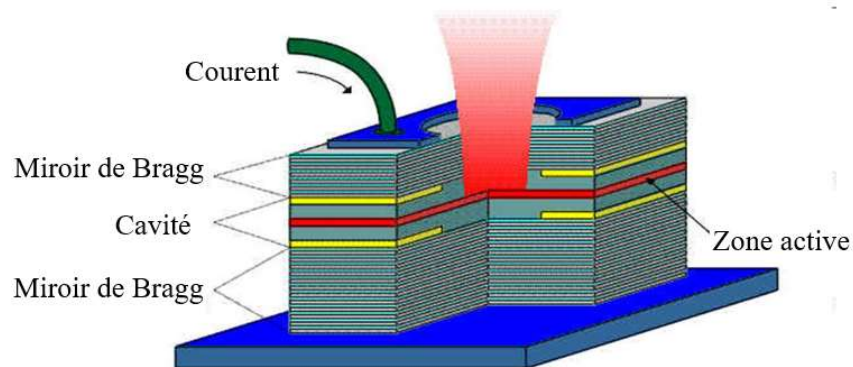


Figure 1.10: Schéma d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) [57].

La longueur réduite de cavité du VCSEL lui permet d'obtenir un régime monomode longitudinal avec un faible courant de seuil. La divergence du faisceau à la sortie du laser étant faible aussi, ceci assure une grande efficacité de couplage avec les fibres optiques. Enfin, la technologie VCSEL autorise la réalisation de tests au cours de la fabrication ce qui permet

d'éliminer les composants défectueux avant le montage et ainsi réduire les coûts. Toutefois malgré tous ses avantages, l'inconvénient majeur du VCSEL reste la faible puissance de sortie.

1.4.1.2. Le MEMS-VCSEL

Dans le but d'accorder le laser sur une large bande, des microsystèmes électromécaniques (MEMS) sont intégrés à l'architecture VCSEL. Le MEMS-VCSEL a été proposé pour la première fois en 1995 [58] et utilisé par la suite pour des applications en télécommunications [59], en spectroscopie [60] et en imagerie OCT [61].

La figure 1.11 illustre le schéma d'un laser MEMS-VCSEL. Il est constitué d'un premier miroir de Bragg, d'un milieu à gain, d'un écart d'air et d'un deuxième miroir de Bragg suspendu placé sur une membrane diélectrique. En appliquant une tension électrique sur les contacts, le miroir du haut se déplace permettant l'accord de la cavité. Le laser est pompé optiquement à la longueur d'onde 980 nm en utilisant un coupleur (WDM) et balaye une plage spectrale autour de 1310 nm en régime monomode. La plage d'accord est déterminée par le déplacement maximal de la membrane ainsi que par la courbe de gain de la zone active.

Malgré les récents travaux centrés sur le pompage électrique [62], la majorité des MEMS-VCSEL sont pompés optiquement. En effet, le pompage optique présente plusieurs avantages en termes de pureté spectrale et de plage d'accord. Il permet d'avoir un meilleur gain sur une plus large bande avec un taux d'extinction (SMSR) > 45 dB.

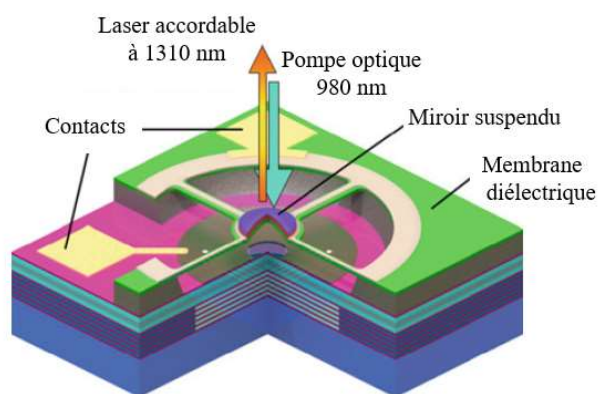


Figure 1.11: Schéma 3D d'un laser accordable MEMS-VCSEL à 1310 nm [63].

1.4.1.3. Les performances des MEMS-VCSEL

Cette section décrit les performances du MEMS-VCSEL dans le régime dynamique. Rappelons qu'il émet autour de la longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1310$ nm.

1.4.1.3.1. La plage d'accord

Le record actuel de la plage d'accord d'un MEMS-VCSEL a été publié en 2012 par Jayaraman et al [63], il est de 150 nm comme le montre la figure 1.12. Ce résultat est obtenu en accordant le laser avec une fréquence de balayage de 500 kHz. L'accord est effectué en appliquant à la membrane diélectrique une tension électrique comprise entre 12V et 56V. Il a été observé qu'au-delà de 56V le régime devenait instable.

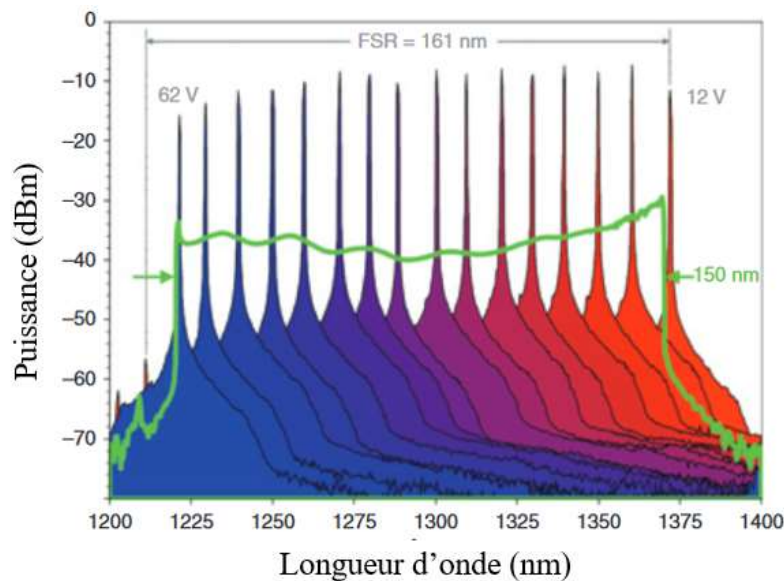


Figure 1.12: La plage d'accord du MEMS-VCSEL à 1310 nm en régime statique (les pics) et dynamique (vert) [63].

1.4.1.3.2. La linéarité d'accord

L'un des inconvénients du MEMS-VCSEL est la non linéarité d'accord. En effet, ce laser utilise un miroir mécanique dont le déplacement est déterminé par le carré de la tension appliquée. Le désavantage du balayage avec ce type de miroir est le besoin d'accélérer au départ avant d'atteindre la phase linéaire et ensuite décélérer pour arrêter afin de balayer dans le sens inverse. Etant donné que seule la partie linéaire du balayage est exploitée, cela réduit considérablement le cycle du travail. A cela s'ajoute l'obligation d'avoir un balayage bidirectionnel car le miroir doit se déplacer physiquement dans les deux sens. Cela signifie que dans le cas d'un balayage unidirectionnel, le cycle de travail est divisé par 2.

1.4.1.3.3. La fréquence de balayage

Le MEMS-VCSEL peut être accordé à différentes fréquences de balayage allant de quelques dizaines de kHz jusqu'au MHz. Cette flexibilité peut s'avérer très utile quand il s'agit des applications comme l'OCT [64]. La fréquence de balayage maximale enregistrée à ce jour

pour un MEMS-VCSEL est de 1.2 MHz pour un balayage bidirectionnel [64] ce qui revient à 600 kHz en unidirectionnel sans prendre en considération la non linéarité de l'accord, sachant que ce record a été obtenu pour une plage de balayage de 115 nm.

1.4.1.3.4. La puissance de sortie

Le deuxième inconvénient du MEMS-VCSEL consiste en sa puissance de sortie. En effet, compte tenu des faibles dimensions du milieu à gain ainsi que la haute réflectivité des miroirs de Bragg, la puissance de sortie du laser varie entre 0.2 mW et 0.8 mW ce qui est très faible et nécessite donc une post-amplification à l'aide d'un SOA. Le MEMS-VCSEL souffre encore d'un autre problème qui est le profil de la puissance en fonction de la longueur d'onde. La figure 1.13 indique le spectre optique du MEMS-VCSEL avant (rouge) et après (bleu) la post-amplification.

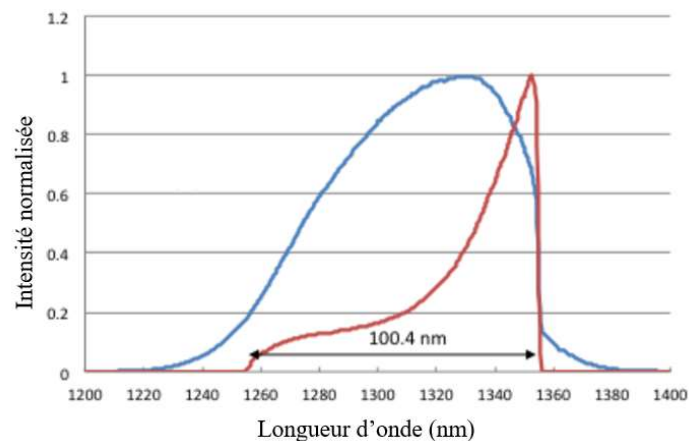


Figure 1.13: Le spectre optique du MEMS-VCSEL directement à la sortie du laser (Rouge), après post-amplification (bleu) [65].

On remarque que la puissance de sortie du MEMS-VCSEL diminue en accordant le laser à cause du miroir mécanique. Ce qui signifie que les longueurs d'onde qui constituent le spectre optique du laser n'ont pas la même puissance et ce même après la post-amplification. Ceci a pour effet de limiter la plage d'accord exploitable par le MEMS-VCSEL.

1.4.1.3.5. La longueur de cohérence

La longueur de cohérence du MEMS-VCSEL est considérée comme son plus grand avantage. En plus du pompage optique qui permet de s'affranchir du bruit et des différentes pertes liées généralement au pompage électrique, et grâce à la nature monomode du laser assurée par sa faible longueur de cavité, on peut s'attendre à des largeurs de raie instantanée faibles et donc une importante longueur de cohérence.

La figure 1.14 montre le résultat de la mesure roll-off du MEMS-VCSEL. Cette mesure a été effectuée avec une fréquence de balayage de 60 kHz. La longueur de cohérence mesurée est supérieure à 100 mm ce qui fait du MEMS-VCSEL la meilleure source accordable en termes de cohérence.

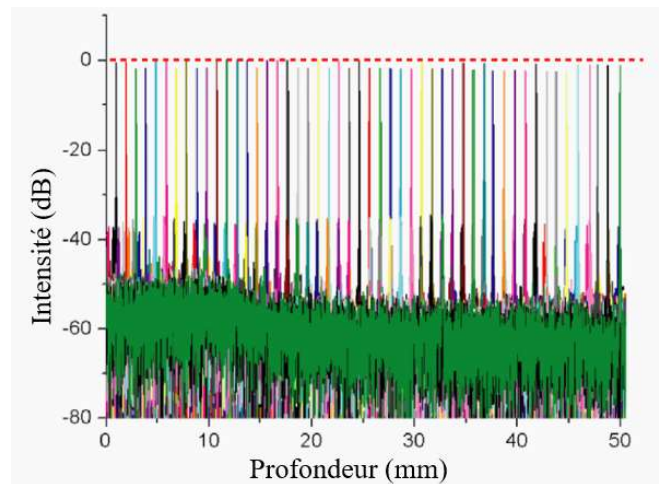


Figure 1.14: La mesure du roll-off du laser MEMS-VCSEL [64]. La longueur de cohérence est > 100 mm.

En résumé, voici les avantages et les inconvénients du MEMS-VCSEL.

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> ➤ Accord en régime monomode ➤ Plage d'accord > 110 nm ➤ Fréquence de balayage pouvant aller jusqu'à 1 MHz ➤ Longueur de cohérence > 100 mm ➤ Dimensions réduites du laser ➤ Possibilité de tester les composants au cours de la fabrication ce qui permet de réduire les coûts 	<ul style="list-style-type: none"> ➤ La non linéarité de l'accord ➤ Puissance de sortie faible ➤ Spectre optique non plat ➤ Balayage bidirectionnel ➤ Utilisation d'une pompe et d'un coupleur externes

Tableau 1.1: Les avantages et les inconvénients du MEMS-VCSEL.

1.4.2. Laser à réflecteur de Bragg distribué

1.4.2.1. Généralités

Le laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR) est un laser à semi-conducteur composé de plusieurs sections. Il a été démontré pour la première fois en 1971 [66]. La première version

du DBR était composée d'une section active contenant le milieu à gain et une section passive contenant un réseau de Bragg uniforme comme l'illustre la figure 1.15(a). Les deux sections sont contrôlées par des courants indépendants. Tout comme pour le VCSEL, la longueur d'onde de sortie du DBR est déterminée par la longueur d'onde de Bragg du miroir. En appliquant un courant à la section passive, on modifie son indice de réfraction ce qui permet à la longueur d'onde de Bragg de se déplacer. Cependant, il a été observé que l'accord de ce DBR se fait par saut de modes et non pas de façon continue. Pour pallier ce problème, une troisième section passive appelée « section de phase » a été introduite comme l'illustre la figure 1.15(b) [67]. Cette section est elle aussi contrôlée par un troisième courant. En effet, en injectant le courant dans la section de phase, cela permet de moduler la longueur optique de la cavité et c'est ainsi en synchronisant le courant de la section de Bragg avec le courant de la section de phase, on arrive à obtenir un accord continu.

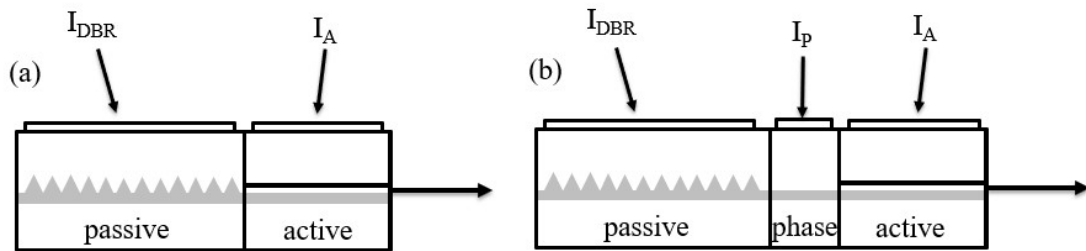


Figure 1.15: (a) Schéma d'un laser DBR à 2 sections. (b) Schéma d'un laser DBR à 3 sections.

La puissance de sortie du laser DBR peut atteindre les 20 mW tout en ayant un SMSR > 40 dB [68]. Toutefois, la plage d'accord est limitée à 16 nm. Pour s'affranchir de cette limite, plusieurs approches, basées principalement sur l'effet Vernier, ont été proposées.

1.4.2.2. Le laser à réseau échantillonné

Le laser à réseau échantillonné (SG-DBR) [69], [70] est capable d'avoir une plage d'accord bien supérieure à la limite physique des DBR. Il est constitué de deux miroirs de Bragg échantillonnés (RBE) de part et d'autre de la section active et de la section de phase comme l'illustre la figure 1.16. Le RBE est obtenu en échantillonnant un miroir de Bragg uniforme avec une fréquence d'échantillonnage fixe. Une description plus détaillée sur le fonctionnement des RBE sera présentée dans le chapitre 2. Néanmoins ce qu'il faut retenir, à ce stade du manuscrit, est que les deux RBE du SG-DBR ont un espacement légèrement différent ceci permet d'obtenir la coïncidence des pics de réflexion des deux miroirs sur une seule longueur

d'onde comme le montre la figure 1.17. C'est donc à cette longueur d'onde que le SG-DBR va émettre car les pertes sont les plus faibles.

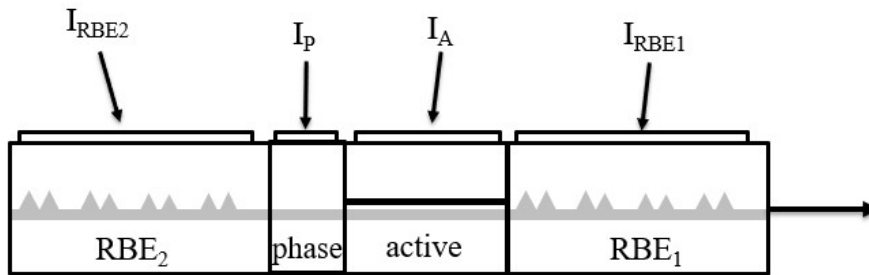


Figure 1.16: Schéma du laser SG-DBR à 4 sections.

De même que pour les DBR, on peut modifier l'indice de réfraction du RBE en lui appliquant un courant, ceci a pour effet de décaler les pics de réflexion. Afin d'accorder le SG-DBR de façon continue, on applique simultanément un courant aux deux RBE ainsi qu'à la section de phase. La limite physique de l'accord étant une dizaine de nm, on utilise alors l'effet Vernier qui consiste à décaler l'un des miroirs par rapport à l'autre afin que les pics de réflexion coïncident sur une nouvelle longueur d'onde. On obtient donc un saut de mode vers cette longueur d'onde. En répétant cette procédure, on arrive à obtenir un accord en quasi-continu sur une plage d'environ 50 nm [70].

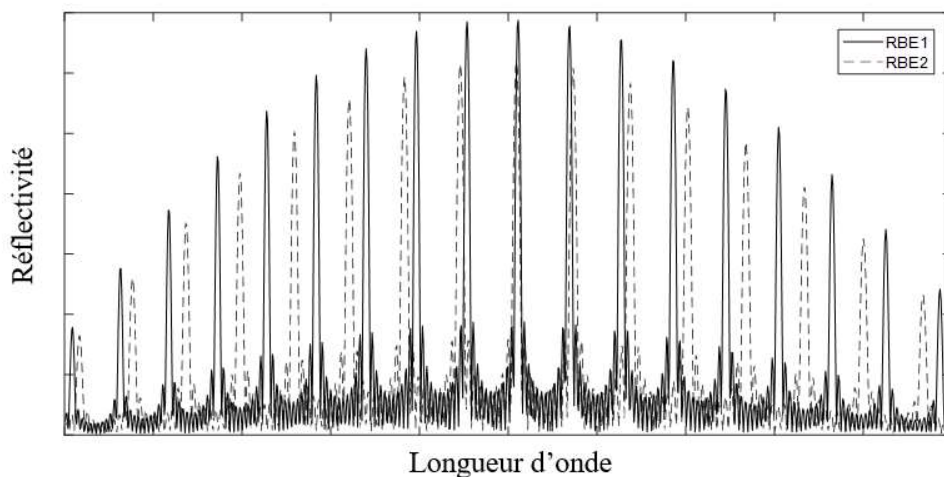


Figure 1.17: (Continu) La réflectivité du premier RBE. (Pointillé) deuxième RBE. Les pics de réflexion des deux miroirs coïncident en une seule longueur d'onde.

La limite de la plage d'accord du SG-DBR est causée par le profil de réflectivité des RBE. Comme le montre la figure 1.17, la réflectivité du RBE n'est pas la même pour tous les pics de réflexion. On peut constater que ceux situés au milieu du spectre ont une plus forte réflectivité que ceux aux deux extrémités.

Enfin, le contrôle du SG-DBR est effectué au moyen de quatre courants électriques, une tâche compliquée qui est souvent effectuée grâce à des microcontrôleurs [71], [72].

1.4.2.3. Le laser à réseau super structuré

Le laser à réseau super structuré (SSG-DBR) [73] consiste à utiliser des réseaux de Bragg super structurés (RBSS) à la place des RBE pour le SG-DBR comme l'illustre la figure 1.18. Contrairement aux RBE, les RBSS ont la particularité d'avoir un profil de réflectivité plat (figure 1.19) ce qui permet d'augmenter la plage d'accord du laser pour dépasser les 100 nm [74]. Le principe d'accord du SSG-DBR reste le même que pour le SG-DBR, Il consiste à exploiter l'effet Vernier induit par la différence d'espacement entre les deux miroirs pour accorder le laser en quasi-continu.

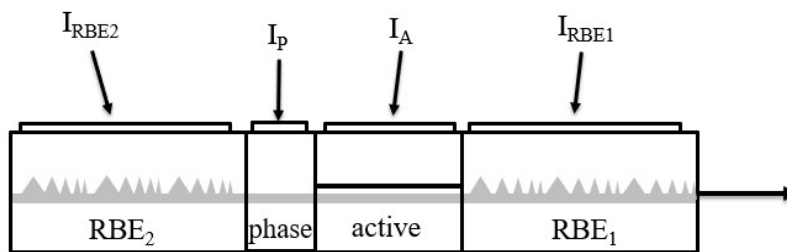


Figure 1.18: Schéma du laser SSG-DBR à 4 sections.

Les RBSS sont obtenus en répétant périodiquement un réseau dont le pas est variable, ceci permet de moduler la phase du réseau et non l'amplitude comme c'est le cas des RBE. On parle donc d'un réseau de Bragg à « phase échantillonnée ». La figure 1.19 montre la réflectivité des deux RBSS. On observe que les modes de résonance ont la même réflectivité.

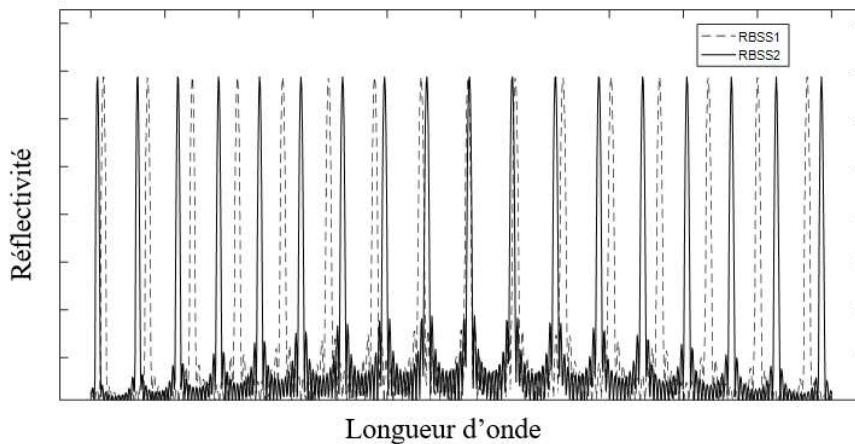


Figure 1.19: (Continu) La réflectivité du premier RBSS. (Pointillé) deuxième RBSS. Les pics de réflexion des deux miroirs coïncident en une seule longueur d'onde.

À noter qu'il existe d'autres architectures de DBR qui n'utilisent pas l'effet Vernier comme le laser à coupleur vertical (GCSR) [75] et le laser à interférence multimode (MMI-DBR) [76] et dont les performances sont moindres que celles des deux lasers à effet Vernier.

1.4.2.4. Les performances des DBR à effet Vernier.

Nous allons maintenant voir les performances du SG-DBR et du SSG-DBR en régime dynamique sachant que ces deux lasers opèrent autour de la longueur d'onde centrale 1550 nm.

1.4.2.4.1. La linéarité d'accord

L'accord des lasers de Bragg à effet Vernier (VT-DBR) se fait en modifiant l'indice de réfraction des deux miroirs en injectant du courant. L'accord étant purement électronique, cela signifie l'absence de toute partie mobile dans la cavité ce qui assure un accord parfaitement linéaire et un cycle de travail pouvant atteindre les 95%. Les VT-DBR sont actuellement les meilleures sources accordables en termes de linéarité d'accord et de cycle de travail. Un autre avantage des VT-DBR est la possibilité de configurer les différents paramètres comme la direction du balayage (unidirectionnel ou bidirectionnel), ou le cycle de travail qui peut être ajuster entre 5% et 95%.

1.4.2.4.2. La plage d'accord

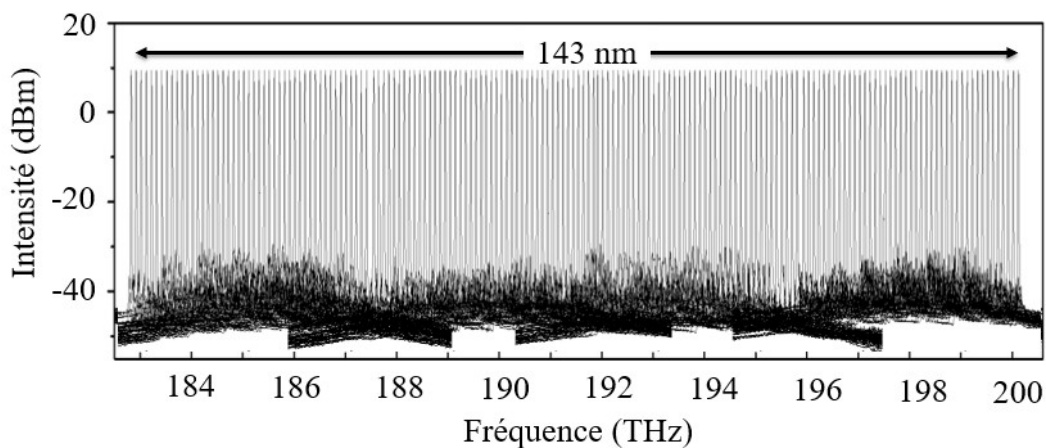


Figure 1.20: 143 nm de plage d'accord pour le laser SSG-DBR [74].

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la plage d'accord du SG-DBR est de 50 nm tandis qu'elle dépasse les 100 nm pour le SSG-DBR. Le record actuel de plage d'accord pour un SSG-DBR est de 143 nm avec un SMSR > 40 dB [74] comme le montre la figure 1.20. Sachant que la plage d'accord des VT-DBR est ajustable ce qui donne à ce type de laser une certaine flexibilité selon l'application ciblée.

1.4.2.4.3. La fréquence de balayage

De même que pour toutes les caractéristiques des VT-DBR, la fréquence de balayage est elle aussi ajustable. En effet, on peut la configurer entre 20 kHz et 200 kHz [77]. Cette fréquence de balayage peut même atteindre les 300 kHz si on choisit de ne pas balayer toute la plage d'accord. Toutefois, ces vitesses restent inférieures à ce que les autres types de lasers accordables proposent.

1.4.2.4.4. La puissance de sortie

Les VT-DBR possèdent une puissance de sortie de quelques mW, c'est la raison pour laquelle la majorité de ces lasers intègre un SOA dans une cinquième section à la sortie du laser. Cela permet d'atteindre des puissances de l'ordre de 45 mW [78].

Un autre avantage du VT-DBR est la possibilité de contrôler la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde ce qui permet d'avoir un profil plat comme le montre la figure 1.21. Les VT-DBR sont les lasers accordables qui possèdent le moins de fluctuations de puissance ce qui justifie le faible taux de bruit d'intensité relatif (RIN) qui est $< 0.1\%$.

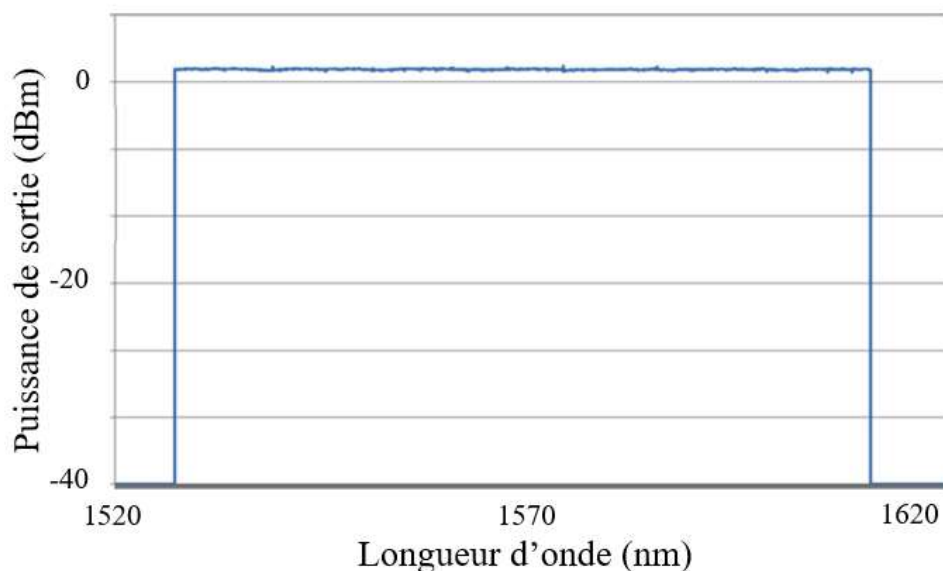


Figure 1.21: La puissance de sortie d'un VT-DBR en fonction de la longueur d'onde [79].

1.4.2.4.5. La longueur de cohérence

La longueur de cohérence est l'un des avantages des VT-DBR. Elle est de l'ordre de 40 mm [80] ce qui permet de placer les VT-DBR en deuxième position derrière les MEMS-VCSEL en termes de cohérence.

La figure 1.22 montre le résultat de la mesure du roll-off d'un VT-DBR. Cette mesure a été effectuée avec une fréquence de balayage de 100 kHz sur une plage d'accord de 40 nm.

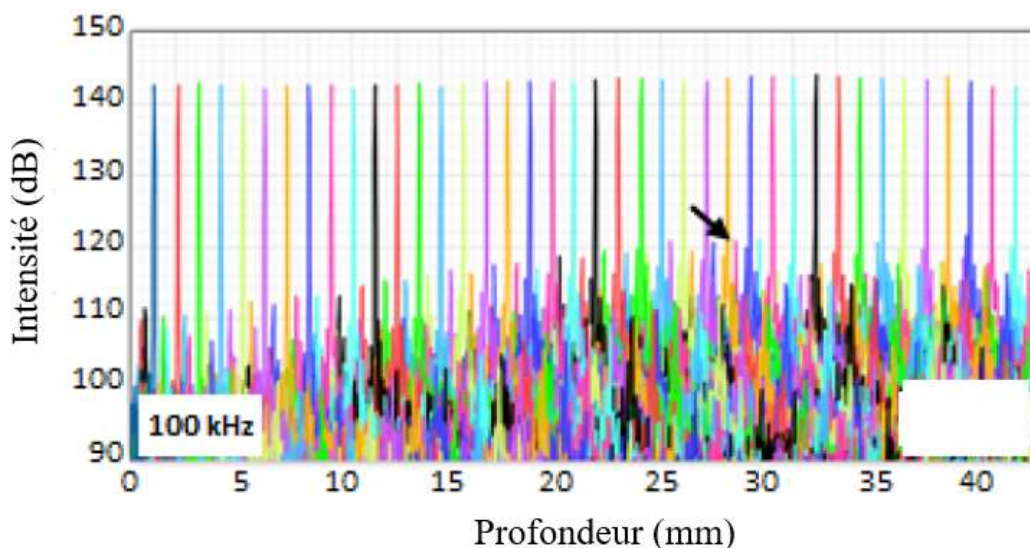


Figure 1.22: La mesure du roll-off du laser VT-DBR [79]. La longueur de cohérence est de 40 mm.

En résumé, voici les avantages et les inconvénients du VT-DBR.

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> ➤ La possibilité de configurer les paramètres ➤ La linéarité de l'accord ➤ Profil de puissance plat ➤ La longueur de cohérence (40mm) ➤ RIN < 1% ➤ Les dimensions réduites du laser (< 2 mm de longueur) ➤ Le prix (laser à semi-conducteur) 	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Contrôle compliqué des différents courants ➤ L'accord quasi-continu avec des sauts de modes ➤ La plage d'accord limitée à 50 nm pour le SG-DBR ➤ Fréquence de balayage 200 kHz maximum

Tableau 1.2: Les avantages et les inconvénients du VT-DBR.

1.4.3. Laser à fibre

Un laser standard est constitué d'un milieu à gain placé dans une cavité résonante formée par deux miroirs. Ceci permet à l'onde lumineuse de « rebondir » sur les miroirs et d'être amplifiée à chaque passage par le milieu à gain. Une autre méthode pour créer une cavité

résonante consiste à placer le milieu à gain dans une configuration en anneau qui sert à réinjecter l'onde lumineuse dans le milieu amplificateur.

1.4.3.1. Laser accordable à cavité en anneau

Afin de créer un laser accordable à partir du laser à fibre à cavité en anneau, il faut insérer un filtre optique passe bande accordable dans la cavité résonante comme l'illustre la figure 1.23 [46], [81]. Le filtre permet de sélectionner la longueur d'onde de sortie du laser car c'est à cette longueur d'onde qu'il y a le moins de pertes.

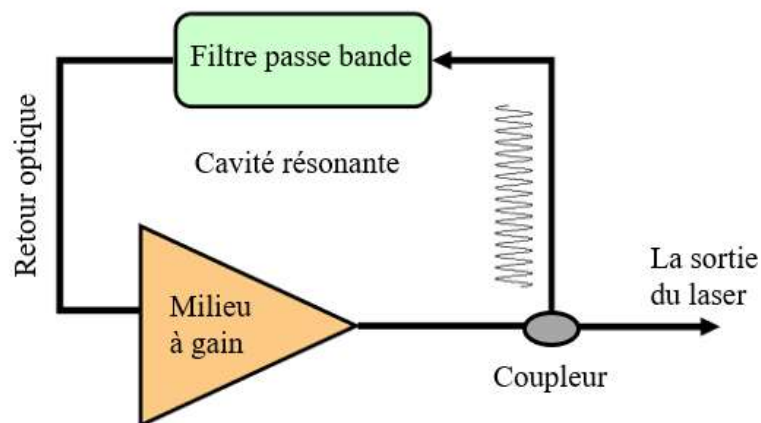


Figure 1.23: Schéma du laser accordable à cavité en anneau [46].

Pour accorder le laser, on déplace en fréquence la bande passante du filtre. Ce décalage en continu du filtre fait que le laser fonctionne en régime non stationnaire comme le montre la figure 1.24. La courbe bleue représente la bande passante du filtre. On constate que seuls les modes compris dans cette bande sont actifs.

Puisque la lumière circule dans la cavité, elle est amplifiée à chaque passage par le milieu à gain. Sachant que le niveau de l'émission spontanée (ASE) est inférieur au seuil laser, il faut donc plusieurs passages pour avoir assez de puissance. Cependant, compte tenu de la dynamique du filtre, les longueurs d'onde qui étaient amplifiées pendant les précédents passages vont être bloquées pour laisser place aux longueurs d'onde couvertes par la nouvelle position de la bande passante à chaque passage. Ceci constitue une limite physique de la fréquence d'accord car le filtre doit se déplacer assez lentement pour permettre l'amplification de la lumière. Pour augmenter la fréquence d'accord du laser, il est nécessaire de raccourcir la longueur de la cavité afin de réduire le temps requis pour faire un tour complet. Toutefois, cela n'est pas sans conséquences, car il engendre une augmentation de l'intervalle spectral libre (ISL) ce qui se traduit par un accord par saut de mode [8].

Le laser à cavité en anneau permet de balayer une plage d'accord > 100 nm mais avec une très faible longueur de cohérence (4 nm) [81]. La fréquence d'accord de ce type de laser est limitée à 27 kHz [46]. Pour s'affranchir de cette limite physique, une nouvelle solution a été mise en place « le laser à blocage de modes dans le domaine de Fourier (FDML) ».

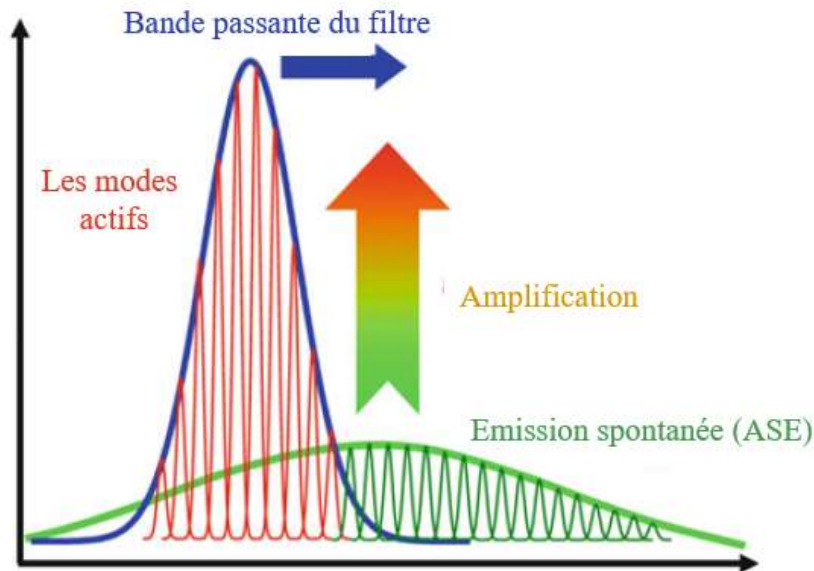


Figure 1.24: Schéma montrant la dynamique de l'accord du laser à cavité en anneau [46]. (Bleu) La bande passante du filtre optique. (Rouge) les modes actifs. (Vert) l'émission spontanée (ASE).

1.4.3.2. Le laser à blocage de modes dans le domaine de Fourier

Le laser à blocage de modes dans le domaine de Fourier (FDML) [82] est l'une des solutions qui permet de s'affranchir de la limite physique de la fréquence de balayage du laser à cavité en anneau. En effet, l'idée consiste à augmenter la longueur de la cavité en insérant un retard optique comme l'illustre la figure 1.25. Cela a pour effet de synchroniser le temps nécessaire à la lumière pour faire un tour dans la cavité avec le temps requis par le filtre optique pour réaliser un balayage complet. Cette synchronisation signifie que pour une longueur d'onde donnée, le filtre est toujours à la même position, donc le laser n'a plus besoin d'amplifier à chaque fois la lumière à partir de l'ASE ce qui permet ainsi son fonctionnement en régime stationnaire.

La particularité du FDML est la présence permanente de toutes les longueurs d'onde de la plage d'accord dans la cavité. Pour réaliser cela, la longueur de la cavité doit être synchronisée avec la fréquence de balayage. Par exemple, pour une fréquence de balayage $f = 300$ kHz, la longueur de la cavité doit être $l_{cavité} = c/f = 1$ km. Généralement, on ajoute une fibre

optique monomode pour atteindre cette longueur de cavité. Enfin, la dispersion chromatique introduite par la fibre monomode doit être compensée pour le bon fonctionnement du laser [83].

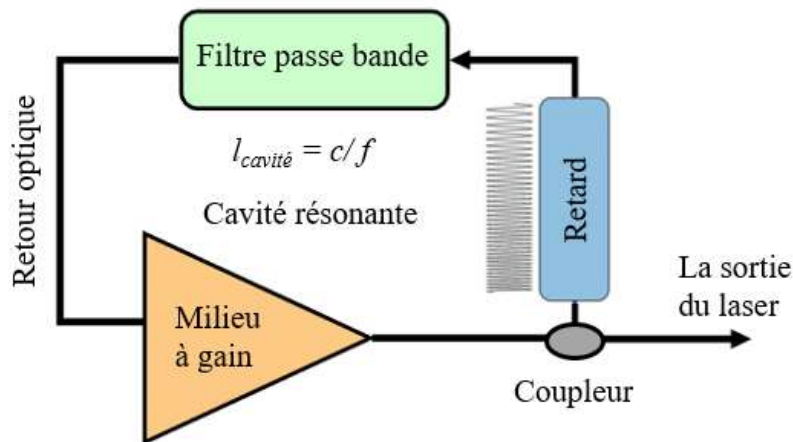


Figure 1.25: Schéma du laser FDML [82].

L'appellation « FDML » est donnée en raison de l'analogie de son principe de fonctionnement avec le laser à blocage de modes standard (voir chapitre 4). En fait, celui-ci émet une impulsion large bande pendant une fenêtre temporelle très courte tandis que pour le FDML, le fenêtrage se passe dans le domaine fréquentiel qui assure une faible largeur de raie instantanée pendant toute la durée du balayage.

1.4.3.3. Les performances des FDML

Les performances du FDML en régime dynamique présentées dans cette section ont été réalisées autour de la longueur d'onde centrale 1300 nm.

1.4.3.3.1. La plage d'accord

La plage d'accord du FDML est considérée comme l'un des avantages de cette architecture. En effet, elle dépasse aisément les 100 nm pour toutes les variantes du FDML et ce grâce au principe du fonctionnement qui repose sur l'utilisation d'un filtre optique accordable. Le record actuel de la plage d'accord est de 220 nm autour de la longueur d'onde centrale 1300 nm et avec une fréquence de balayage de 100 kHz [84]. Il a été obtenu en 2010 par une équipe de recherche à l'université de Californie.

1.4.3.3.2. La linéarité d'accord

L'accord du laser FDML est basé sur l'utilisation d'un filtre optique de type Fabry-Perot pour balayer la plage d'accord. La réponse mécanique du filtre signifie que l'accord est

forcément bidirectionnel contenant 3 phases : l'accélération, la partie linéaire et la décélération. Sachant que seule la partie linéaire de l'accord est exploitable cela réduit le cycle de travail à 25% seulement pour un balayage unidirectionnel.

En 2006, une solution a été proposée pour optimiser le FDML en utilisant des mémoires tampons [85]. Le principe illustré dans la figure 1.26 consiste à moduler le milieu à gain (SOA) de façon à ce qu'il ne soit activé que pendant la phase linéaire du balayage direct. Une fois le balayage direct obtenu, on crée des copies à l'aide de coupleurs et de fibres monomodes (mémoires tampons). La longueur de chaque fibre est choisie de sorte à ce que le retard introduit permet de placer les copies les unes derrière les autres comme le montre la figure 1.26. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'avoir un accord unidirectionnel tout en multipliant le cycle de travail et la fréquence d'accord par 4 (voire plus selon le cycle de travail initial et le nombre de mémoires tampons utilisées). Cependant cette architecture est extrêmement compliquée à mettre en place. Elle nécessite un nombre considérable de composants optiques (amplificateurs, fibres optiques, coupleurs, contrôleurs de polarisation ...etc.) et une très grande puissance pour pouvoir générer les copies.

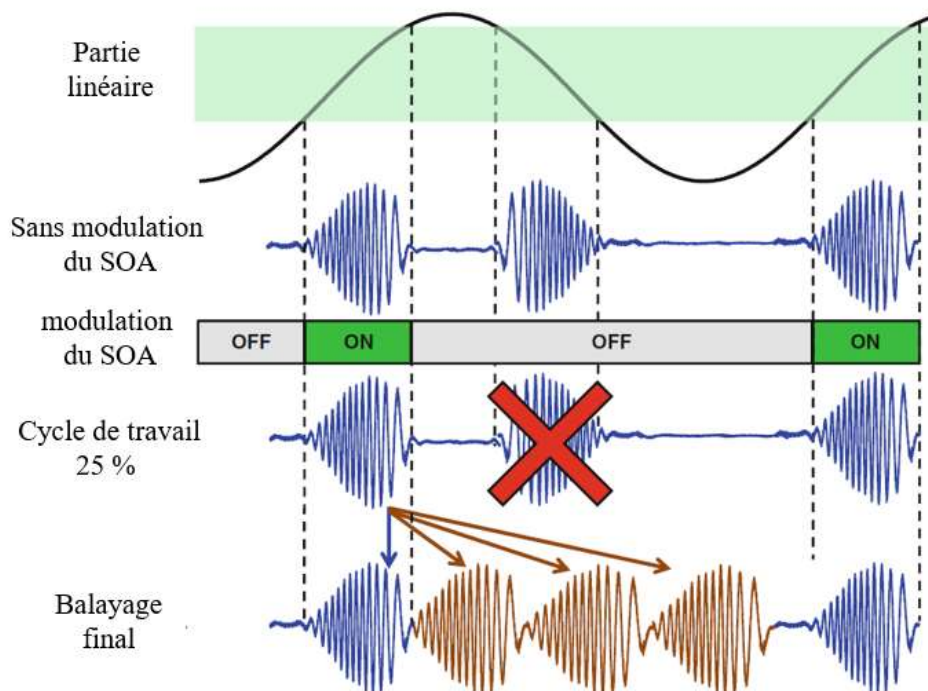


Figure 1.26: Le concept du laser FDML optimisé à l'aide des mémoires tampons [85].

1.4.3.3.3. La fréquence de balayage

La fréquence de balayage constitue l'avantage principal de l'architecture FDML. Ce dernier est d'ailleurs le laser accordable le plus rapide actuellement. La fréquence d'accord du

FDML est limitée uniquement par la fréquence de balayage du filtre optique. Le record actuel de la fréquence de balayage est de 5.2 MHz [39]. Ce record a été obtenu en utilisant la méthode des mémoires tampons et en accordant le FDML sur une plage d'accord de 80 nm autour de la longueur d'onde centrale 1300 nm. Malgré que la fréquence de balayage soit impressionnante, elle reste fixe et impossible à configurer car elle dépend directement de la longueur de la cavité ce qui constitue un inconvénient non négligeable.

1.4.3.3.4. La puissance de sortie

L'architecture FDML propose des puissances de sortie entre 3 mW et 16 mW avant la post amplification et plus de 35 mW après la post amplification [39], [82], [85]. Cependant cette puissance n'est pas la même pour toutes les longueurs d'onde comme l'illustre la figure 1.27.

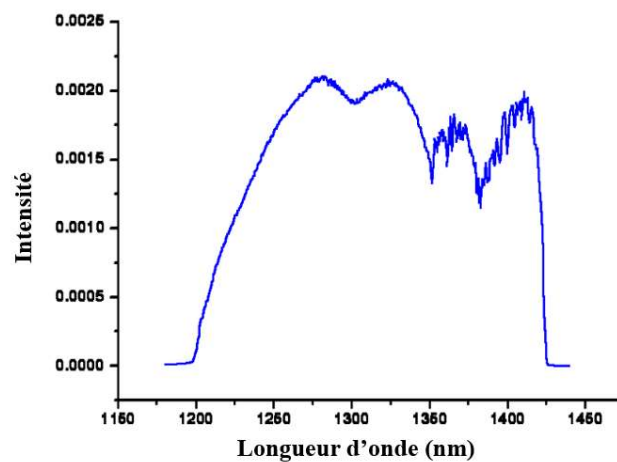


Figure 1.27: Spectre optique du laser FDML [84].

1.4.3.3.5. La longueur de cohérence

La longueur de cohérence est l'un des inconvénients du laser FDML, elle est de l'ordre de 4 mm seulement [82] ce qui place l'architecture FDML loin derrière les MEMS-VCSEL et les VT-DBR en termes de cohérence.

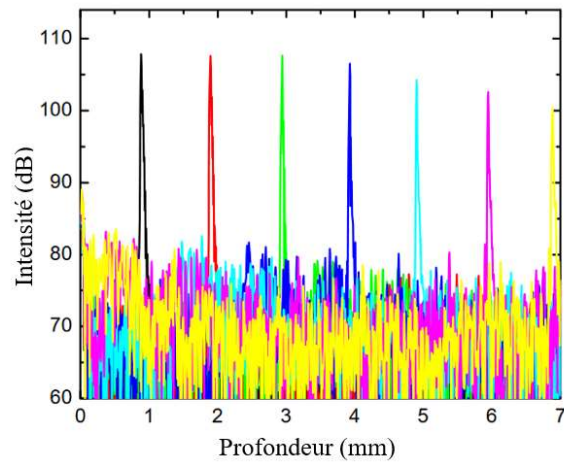


Figure 1.28: La mesure du roll-off du laser FDML [82].

La figure 1.28 montre le résultat de la mesure du roll-off d'un FDML. Cette mesure a été effectuée avec une fréquence de balayage de 290 kHz sur une plage d'accord de 105 nm autour de la longueur d'onde centrale 1300 nm [82].

Enfin, le tableau 1.3 résume les avantages et les inconvénients de l'architecture FDML.

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> ➤ La fréquence de balayage (> 5MHz) ➤ La plage d'accord (> 220 nm) ➤ Puissance de sortie ➤ Possibilité de remplacer les composants plus facilement 	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Architecture extrêmement complexe ➤ Accord non linéaire ➤ Longueur de cohérence (4 mm) ➤ Profil de puissance non plat ➤ Fréquence d'accord fixe ➤ La taille du laser

Tableau 1.3: Les avantages et les inconvénients du FDML.

1.5. Comparaison des différentes architectures

Le tableau 1.4 nous donne un résumé comparatif des différentes architectures présentées auparavant. Cela permet d'avoir une vision globale sur les avantages et les inconvénients de chaque type de laser.

1.6. Le choix du SG-DBR

D'après le tableau 1.4, on constate que l'architecture VT-DBR est celle qui présente le plus d'avantages par rapport aux autres lasers. En effet, elle offre la possibilité de contrôler les

différentes caractéristiques (fréquences de balayage, plage d'accord, puissance de sortie ...etc). En plus des dimensions réduites du laser, la cavité ne contient aucune partie mobile car l'accord est purement électronique ce qui justifie sa linéarité parfaite ainsi que le cycle de travail élevé et le profil de puissance plat. Le VT-DBR possède une bonne longueur de cohérence qui le place à la deuxième position juste derrière les MEMS-VCSEL. Sa fréquence de balayage reste correcte malgré le fait qu'il ne soit pas le plus rapide. Enfin, le VT-DBR est un laser à semi-conducteur ce qui signifie que le coût de fabrication diminue avec le temps.

Tous ces éléments nous ont motivés à opter pour l'un des deux VT-DBR. Finalement, le choix est fixé sur le SG-DBR car sa plage d'accord était largement suffisante pour caractériser les impulsions ultra-courtes et aussi parce qu'il est le plus simple à modéliser.

Plage d'accord	Longueur de cohérence	Linéarité de l'accord	Profil de puissance plat	Refs
110 nm	100 mm	Non	Non	[64]
50 nm	40 mm	Oui	Oui	[70]
100 nm	40 mm	Oui	Oui	[74]
110 nm	4 mm	Non	Non	[46]
105 nm	4 mm	Non	Non	[82]
80 nm	4 mm	Non	Non	[39]
220 nm	4 mm	Non	Non	[84]
104 nm	5 mm	Non	Non	[86]
110 nm	24 mm	Non	Non	[87]

Tableau 1.4: Comparaison des différentes architectures des

Type d'architecture	Longueur d'onde centrale	Fréquence de balayage
MEMS-VCSEL	1310 nm	60 kHz - 1.2 MHz
SG-DBR	1550 nm	20 kHz – 200 kHz
SSG-DBR	1550 nm	20 kHz – 200 kHz
Cavité en anneau	1300 nm	27 kHz
FDML1	1300 nm	290 kHz
FDML2	1300 nm	5.2 MHz
FDML3	1300 nm	100 kHz
Laser à miroir polygonal rotatif	1280 nm	403 kHz
AXSUN	1060 nm	100 kHz

1.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu ce qu'est un laser accordable, ses nombreuses caractéristiques et diverses applications. Nous avons aussi évoqué quelques types d'architectures les plus utilisées et présenté le principe de fonctionnement ainsi que les performances de chacune d'entre elles. Un comparatif entre ces architectures nous a permis de choisir la source accordable qui nous convient le mieux et qui est le SG-DBR grâce à ses différents avantages. Le prochain chapitre sera consacré à la modélisation de ce laser.

2. Modélisation du SG-DBR

Table des matières

2. Modélisation du SG-DBR.....	34
2.1. Modèle des matrices de transfert.....	35
2.1.1. Description du modèle	35
2.1.2. Réseau de Bragg uniforme	36
2.1.3. Réseau de Bragg échantillonné	38
2.1.4. Calcul de la réflectivité R et de la transmission T.....	39
2.2. Modèle des lignes de transmission.....	40
2.2.1. Description du modèle	40
2.2.2. Les matrices de diffusion	40
2.2.3. Les matrices de connexion.....	42
2.2.4. Équation d'évolution des populations	42
2.3. La section de phase.....	43
2.4. L'approche du Filtre numérique.....	43
2.5. Simulations numériques	44
2.5.1. Les performances en régime statique.....	45
2.5.2. Le mécanisme d'accord.....	47
2.5.2.1. La reconfiguration au moyen d'un seul miroir	47
2.5.2.2. La reconfiguration au moyen des deux miroirs.....	49
2.5.2.3. Le choix des courants.....	50
2.5.3. Les performances en régime dynamique.....	51
2.6. Conclusion.....	53

L'objectif de ce chapitre est de décrire le fonctionnement du laser SG-DBR en modélisant les différentes parties constituant la cavité comme l'illustre la figure 2.1.

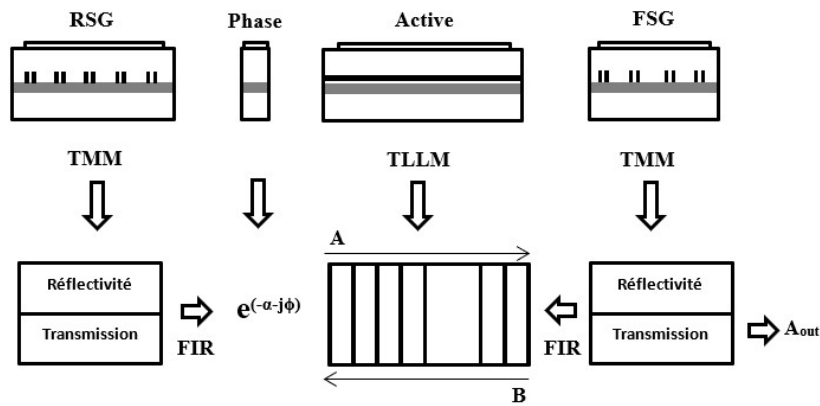


Figure 2.1: Schéma illustrant les différents modèles utilisés pour modéliser le SG-DBR. FSG : réseau échantillonné avant. RSG : réseau échantillonné arrière.

Les miroirs de Bragg échantillonnés sont d'abord modélisés dans le domaine fréquentiel en utilisant le modèle des matrices de transfert (TMM) [88-90], en raison de leur structure complexe qui rend difficile la modélisation dans le domaine temporel.

Le milieu à gain, est modélisé directement dans le domaine temporel avec le modèle des lignes de transmissions (TLLM) [91-100].

Les deux modèles sont par la suite combinés en utilisant un filtre numérique [101], [102] qui permet le passage du domaine fréquentiel ou temporel des coefficients calculés avec le modèle (TMM).

2.1. Modèle des matrices de transfert

2.1.1. Description du modèle

Le modèle des matrices de transfert (TMM) [88] permet de calculer la réflectivité R , la transmission T ainsi que la distribution du champ électrique dans un guide d'onde. Ce champ électrique se décompose en deux ondes, copropagative (U) et contrapropagative (V) comme le montre la figure 2.2.

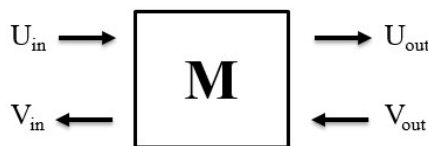


Figure 2.2: Matrice de transfert M .

On appelle une matrice de transfert la matrice M qui permet de calculer le champ électrique à la sortie du guide d'onde à partir du champ électrique à l'entrée. On peut donc écrire :

$$\begin{bmatrix} U_{in} \\ V_{in} \end{bmatrix} = M \cdot \begin{bmatrix} U_{out} \\ V_{out} \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Avec M une matrice 2x2 qui s'écrit : $M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$.

2.1.2. Réseau de Bragg uniforme

Dans le cas d'un réseau de Bragg uniforme, le guide d'onde de longueur L est considéré comme une succession de couches d'indices n_1 et n_2 alternés avec une période Λ comme le montre la figure 2.3.

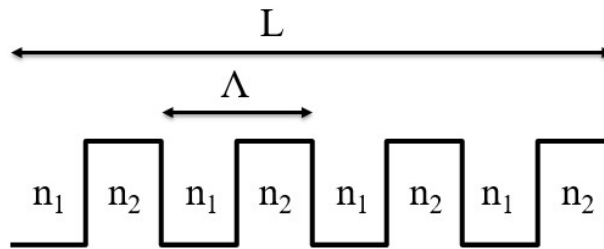


Figure 2.3: Réseau de Bragg uniforme.

La longueur d'onde de Bragg λ_B de ce réseau est définie par le pas Λ et s'écrit :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.2)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du guide.

La matrice M_{tot} d'un réseau de Bragg uniforme est le produit de toutes les matrices élémentaires. Une matrice élémentaire peut être soit une matrice d'interface M_{int} qui représente le passage de l'onde du milieu d'indice n_1 au milieu d'indice n_2 ou l'inverse, soit une matrice de propagation M_{prop} qui représente la propagation de l'onde dans un milieu d'indice n_1 ou n_2 .

M_{int} est donnée par [90] :

$$M_{int} = \frac{1}{2n_x} \begin{bmatrix} n_x + n_y & n_x - n_y \\ n_x - n_y & n_x + n_y \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Et M_{prop} par [89] :

$$M_{prop} = \begin{bmatrix} \exp(jk_0 l) & 0 \\ 0 & \exp(-jk_0 l) \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

où l représente la longueur de la couche d'indice n_x et $k_0 = \beta - j\alpha$, $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_x$ avec α les pertes liées au guide d'onde.

Etant donné que le réseau de Bragg uniforme est périodique, on peut écrire la matrice M_{tot} comme :

$$M_{tot} = [X]^n \quad (2.5)$$

Avec n le nombre de périodes donné par $n = \frac{L}{\Lambda}$ et X la matrice correspondante à une seule période calculée à partir des matrices élémentaires A, B, C et D comme le montre la figure 2.4.

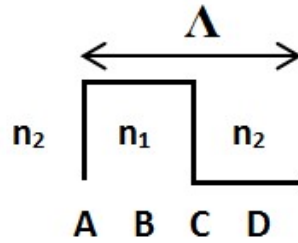


Figure 2.4: Les matrices élémentaires d'une seule période.

$$X = ABCD \quad (2.6)$$

avec

$$A = \frac{1}{2n_2} \begin{bmatrix} n_2 + n_1 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_2 + n_1 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

$$B = \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{\alpha\Lambda}{2} + j\frac{\pi}{\lambda} n_1 \Lambda\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{\alpha\Lambda}{2} - j\frac{\pi}{\lambda} n_1 \Lambda\right) \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$C = \frac{1}{2n_1} \begin{bmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

$$D = \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{\alpha\Lambda}{2} + j\frac{\pi}{\lambda} n_2 \Lambda\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{\alpha\Lambda}{2} - j\frac{\pi}{\lambda} n_2 \Lambda\right) \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

2.1.3. Réseau de Bragg échantillonné

Le réseau de Bragg échantillonné est obtenu en multipliant un réseau de Bragg uniforme par une fonction d'échantillonnage [103], [104] comme l'illustre la figure 2.5.

La longueur d'onde de Bragg λ_B d'un réseau de Bragg échantillonné s'écrit :

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda \quad (2.11)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du guide.

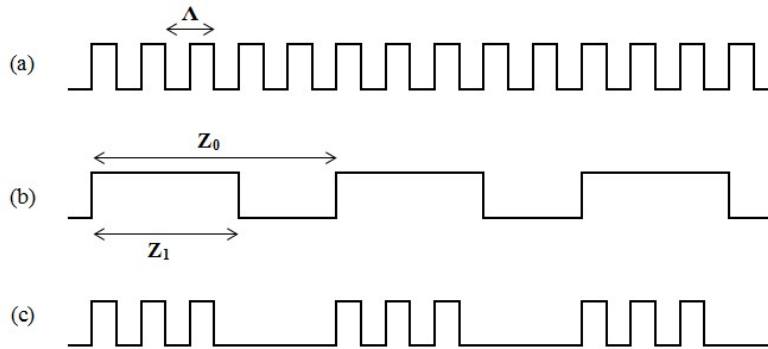


Figure 2.5: (a) réseau de Bragg uniforme, (b) fonction d'échantillonnage et (c) réseau de Bragg échantillonné.

L'intervalle spectral libre (ISL) du réseau de Bragg échantillonné dépend de la période d'échantillonnage Z_0 et est donné par la relation :

$$ISL_{RBE} = \frac{\lambda^2}{2n_{eff} Z_0} \quad (2.12)$$

De même que dans le cas d'un réseau de Bragg uniforme, la matrice M_{tot} d'un réseau de Bragg échantillonné est la multiplication des matrices élémentaires.

On nomme Y la matrice d'une seule section échantillonnée. Y peut donc s'écrire comme le produit des deux matrices $[X]^m$ et E comme le montre la figure 2.6

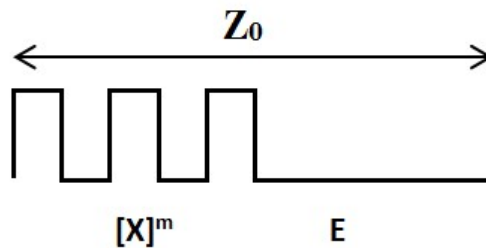


Figure 2.6: La matrice d'une section échantillonnée.

Où

$$E = \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{\alpha l}{2} + j\frac{\pi}{\lambda}n_2l\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{\alpha l}{2} - j\frac{\pi}{\lambda}n_2l\right) \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

Avec $m = \frac{Z_1}{\Lambda}$ et $l = Z_0 - Z_1$

Etant donné que le réseau de Bragg échantillonné est périodique, on peut écrire la matrice M_{tot} comme :

$$M_{tot} = [Y]^n \quad (2.14)$$

Avec n le nombre de périodes : $n = \frac{L_{tot}}{Z_1}$

2.1.4. Calcul de la réflectivité R et de la transmission T

Rappelons que le champ électrique complexe se décompose en deux ondes copropagative U et contrapropagative V. Dans le cas d'un réseau de Bragg échantillonné, on suppose qu'il n'y a aucun couplage à la sortie ($V_{out} = 0$), on peut donc écrire :

$$\begin{bmatrix} U_{in} \\ V_{in} \end{bmatrix} = M_{tot} \cdot \begin{bmatrix} U_{out} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

avec $M_{tot} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$.

La réflectivité R est définie comme le rapport de l'onde réfléchie V_{in} et de l'onde incidente U_{in} ce qui donne :

$$R = \frac{M_{21}U_{out}}{M_{11}U_{out}} = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (2.16)$$

De la même manière, la transmission T est définie comme le rapport de l'onde émergente U_{out} et de l'onde incidente U_{in} :

$$T = \frac{U_{out}}{M_{11}U_{out}} = \frac{1}{M_{11}} \quad (2.17)$$

2.2. Modèle des lignes de transmission

2.2.1. Description du modèle

Le principe du modèle des lignes de transmission (TLLM) est de diviser une cavité de longueur L en n sections de longueur égale à ΔL comme illustré sur la figure 2.7. Chaque section est caractérisée par une matrice de diffusion S . Les matrices S sont connectées entre elles par des matrices de connexion C . Chaque matrice C représente le temps de propagation Δt qui est lié à la longueur de la section ΔL par

$$\Delta L = v_g \Delta t \quad (2.18)$$

où v_g représente la vitesse de groupe à l'intérieur de la cavité.

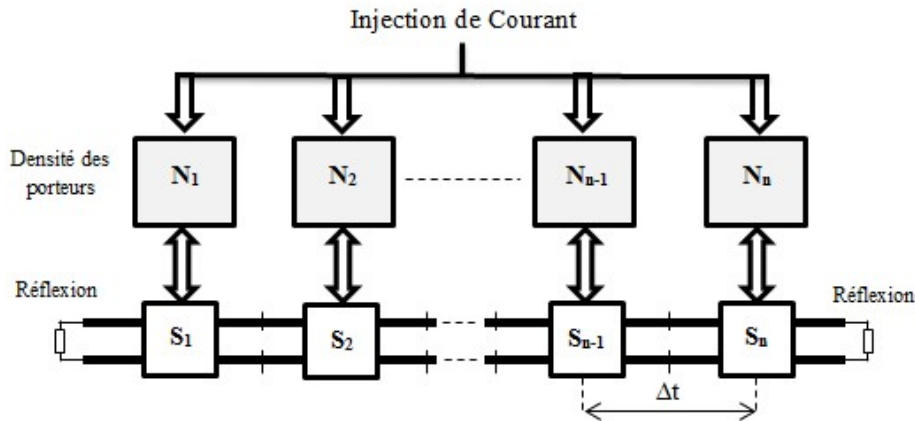


Figure 2.7: Schéma du modèle des lignes de transmission.

2.2.2. Les matrices de diffusion

La matrice S intègre les divers processus optiques tel que l'émission spontanée, l'émission stimulée et l'atténuation. La figure 2.8 montre la matrice S de la section n à l'instant k .

$A^i(n)$, $B^i(n)$ sont les ondes à l'entrée de la section n alors que $A^r(n)$, $B^r(n)$ sont les ondes à la sortie de cette section.

Pour chaque section, on peut donc écrire :

$$\begin{bmatrix} A(n) \\ B(n) \end{bmatrix}^r = S \cdot \begin{bmatrix} A(n) \\ B(n) \end{bmatrix}^i + E_s \quad (2.19)$$

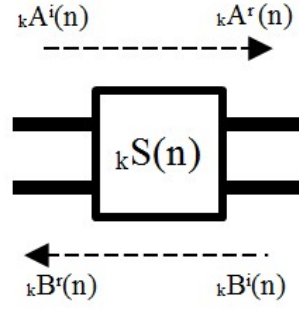


Figure 2.8: La matrice de diffusion S.

où S est donnée par :

$$S = \begin{bmatrix} g(n)\gamma(n) & 0 \\ 0 & g(n)\gamma(n) \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

$g(n)$ est le gain optique dans la section n . Il est donné par l'expression suivante [105] :

$$g(n) = \exp(a\Delta L\Gamma [N(n) - N_0] / 2) \quad (2.21)$$

avec a le gain différentiel, Γ le facteur de confinement, $N(n)$ la densité de porteurs dans la section n et N_0 la densité à la transparence optique.

$\gamma(n)$ représente le terme de propagation dans la section n . il est donnée par :

$$\gamma(n) = \exp\left(-\alpha \frac{\Delta L}{2} - j \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} n_{eff}\right) \quad (2.22)$$

avec α le coefficient d'absorption dans la cavité.

Le terme E_s dans l'équation (2.19) représente l'onde générée par l'émission spontanée, on peut l'écrire comme :

$$E_s(n) = I_s Z_p \gamma(n) / 2 \quad (2.23)$$

où Z_p est l'impédance d'onde [91], I_s le bruit qui représente l'émission spontanée [97].

Sa moyenne quadratique est donnée par :

$$\langle I_s^2 \rangle = 2\beta L h f B [N(n)]^2 m^2 / Z_p \quad (2.24)$$

avec β le coefficient de couplage de l'émission spontanée, hf l'énergie du photon et B le coefficient de recombinaison radiative.

2.2.3. Les matrices de connexion

Comme indiqué sur la figure 2.9, les matrices de connexion C décrivent la relation dans le temps entre les ondes à la sortie d'une section n à l'instant k et les ondes à l'entrée de sa section adjacente à l'instant $k+1$.

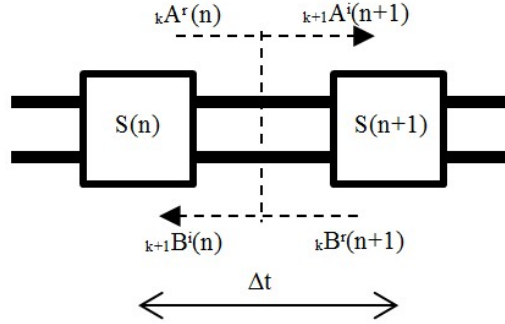


Figure 2.9: La matrice de connexion C .

On peut donc écrire :

$${}_{k+1} \begin{bmatrix} A(n+1) \\ B(n) \end{bmatrix}^i = C \cdot {}_k \begin{bmatrix} A(n) \\ B(n+1) \end{bmatrix}^r \quad (2.25)$$

avec

$$C = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

2.2.4. Équation d'évolution des populations

La densité de porteurs $N(n)$ est calculée en intégrant dans le temps l'équation d'évolution des populations qui est donnée par :

$$\frac{dN(n)}{dt} = \frac{I(n)}{eV} - AN(n) - B[N(n)]^2 - C[N(n)]^3 - av_g \Gamma [N(n) - N_0] S_p(n) \quad (2.27)$$

où $I(n)$ est le courant injecté dans la section n , e la charge d'un électron, V le volume de la section. A étant le taux de recombinaisons dues aux défauts dans le volume et aux interfaces. B et C sont respectivement le coefficient de recombinaison radiative et Auger, v_g est la vitesse de groupe. $S_p(n)$ est la densité de photons dans la section n et est exprimée par :

$$S_p(n) = \left([A^i(n)]^2 + [B^i(n)]^2 \right) / (hfv_g Z_p m^2) \quad (2.28)$$

2.3. La section de phase

Comme illustré sur la figure 2.1, la section de phase est utilisée pour introduire un retard et assurer la continuité en phase, on peut donc la caractériser par un terme en $\exp(-\alpha-j\phi)$ [106] avec

$$\alpha = \alpha_p L_p \quad (2.29)$$

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} L_p \quad (2.30)$$

où α_p et L_p sont respectivement l'atténuation et la longueur de la section de phase, n_{eff} est l'indice effectif du guide et λ est la longueur d'onde.

2.4. L'approche du Filtre numérique

Cette approche est utilisée pour calculer les coefficients de réflexion r et transmission t dans le domaine temporel à partir de la réflectivité R et la transmission T calculées auparavant avec le modèle TMM. Le calcul est effectué en utilisant un filtre à réponse impulsionnelle finie FIR. Le choix de ce dernier est justifié par sa stabilité et sa réponse linéaire en phase. Les coefficients r et t sont obtenus en appliquant une transformée de Fourier inverse.

$$r = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} R e^{j2\pi k f \Delta t} \quad (2.31)$$

$$t = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} T e^{j2\pi k f \Delta t} \quad (2.32)$$

où M est le nombre de coefficients du filtre FIR

La figure 2.10 montre le schéma descriptif de cette approche [101].

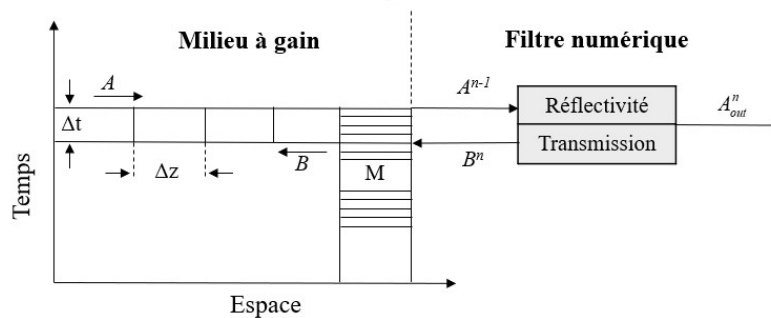


Figure 2.10: Schéma illustrant l'approche du filtre numérique [101].

Après avoir calculé r et t , on peut désormais exprimer le champ A_{out} à la sortie du laser par [102] :

$$A_{out}^n = \sum_{k=0}^M t^k A^{n-k} \quad (2.33)$$

où A est le champ de l'onde copropagative.

De la même manière on calcule les champs A et B réinjectés dans la cavité en fonction de la réflectivité r des deux miroirs.

2.5. Simulations numériques

En utilisant le modèle présenté, on peut simuler le fonctionnement du laser SG-DBR. Tout d'abord les paramètres des miroirs avant (FSG) et arrière (RSG) sont choisis de sorte qu'un seul pic de réflexion coïncide entre les deux spectres comme le montre la figure 2.11. Le FSG contient 10 sections échantillonnées de $58.5 \mu\text{m}$ avec $6 \mu\text{m}$ la longueur de Z_l . Quant au RSG, il est constitué de 12 sections échantillonnées de $64.5 \mu\text{m}$ avec un Z_l de $6 \mu\text{m}$.

La figure 2.11 montre la réflectivité spectrale des deux miroirs FSG et RSG.

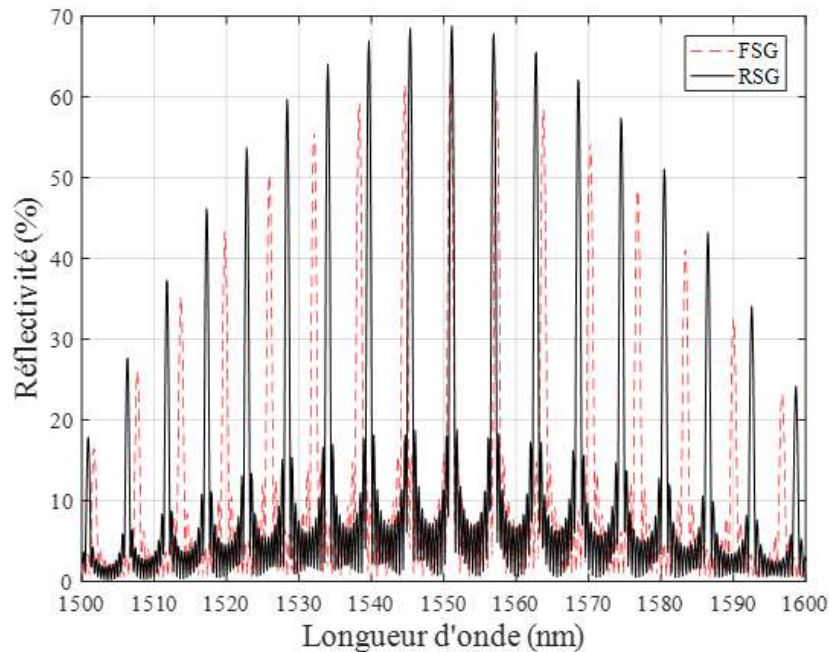


Figure 2.11: Réflectivité spectrale du FSG (rouge pointillé) et du RSG (noire).

On peut observer sur la figure 2.11 que les pics de réflexions des deux spectres coïncident en une seule longueur d'onde à 1551 nm . L'espacement entre les pics du FSG est à

6.35 nm alors qu'entre ceux du RSG est à 5.75 nm. Cette légère différence nous permet d'utiliser l'effet Vernier.

2.5.1. Les performances en régime statique

Le SG-DBR est constitué de deux miroirs, d'une zone active et d'une zone passive. Les longueurs de chacune des parties sont les suivantes. FSG : 585 μm , RSG : 747 μm , section active : 450 μm et section passive : 150 μm . Ce qui donne une longueur totale légèrement inférieure à 2 mm. Les autres paramètres de simulation sont indiqués dans le tableau 2.1.

Paramètre		Symbole	Valeur	Unité
Largeur de la section active		w	2	μm
Epaisseur de la section active		d	0.05	μm
Les pertes	Dans la section active	α_a	3000	m^{-1}
	Dans la section passive	α_p	200	m^{-1}
Facteur de confinement	Dans la section active	Γ_a	0.35	
	Dans la section passive	Γ_p	0.5	
Indice effectif		n_{eff}	3.24	
Densité à la transparence optique		N_0	1.5×10^{24}	m^{-3}
Coefficient de recombinaison monomoléculaire		A	10^8	s^{-1}
Coefficient de recombinaison bimoléculaire		B	10^{-16}	m^3s^{-1}
Coefficient de recombinaison d'Auger	Dans la section active	C_a	2.5×10^{-41}	m^6s^{-1}
	Dans la section passive	C_p	7×10^{-41}	m^6s^{-1}
Gain différentiel		a	4.55×10^{-20}	m^2
Coefficient de couplage de l'émission spontanée		β	5×10^{-5}	

Tableau 2.1: Les paramètres de simulation [102], [106].

La figure 2.12(a) montre la réponse transitoire du SG-DBR simulé avec le modèle présenté en appliquant un courant de 50 mA au milieu à gain. Le courant dans les autres sections

est maintenu à 0 mA. On peut observer les oscillations de relaxation amorties avant d'atteindre l'état stationnaire. La figure 2.12(b) représente le spectre optique après la stabilisation du laser. Il est calculé en appliquant la transformée de Fourier sur le champ optique à la sortie du laser.

La figure 2.12(c) représente l'évolution de la puissance de sortie du SG-DBR en fonction du courant injecté dans la zone active. Le courant dans les autres sections est maintenu à 0 mA.

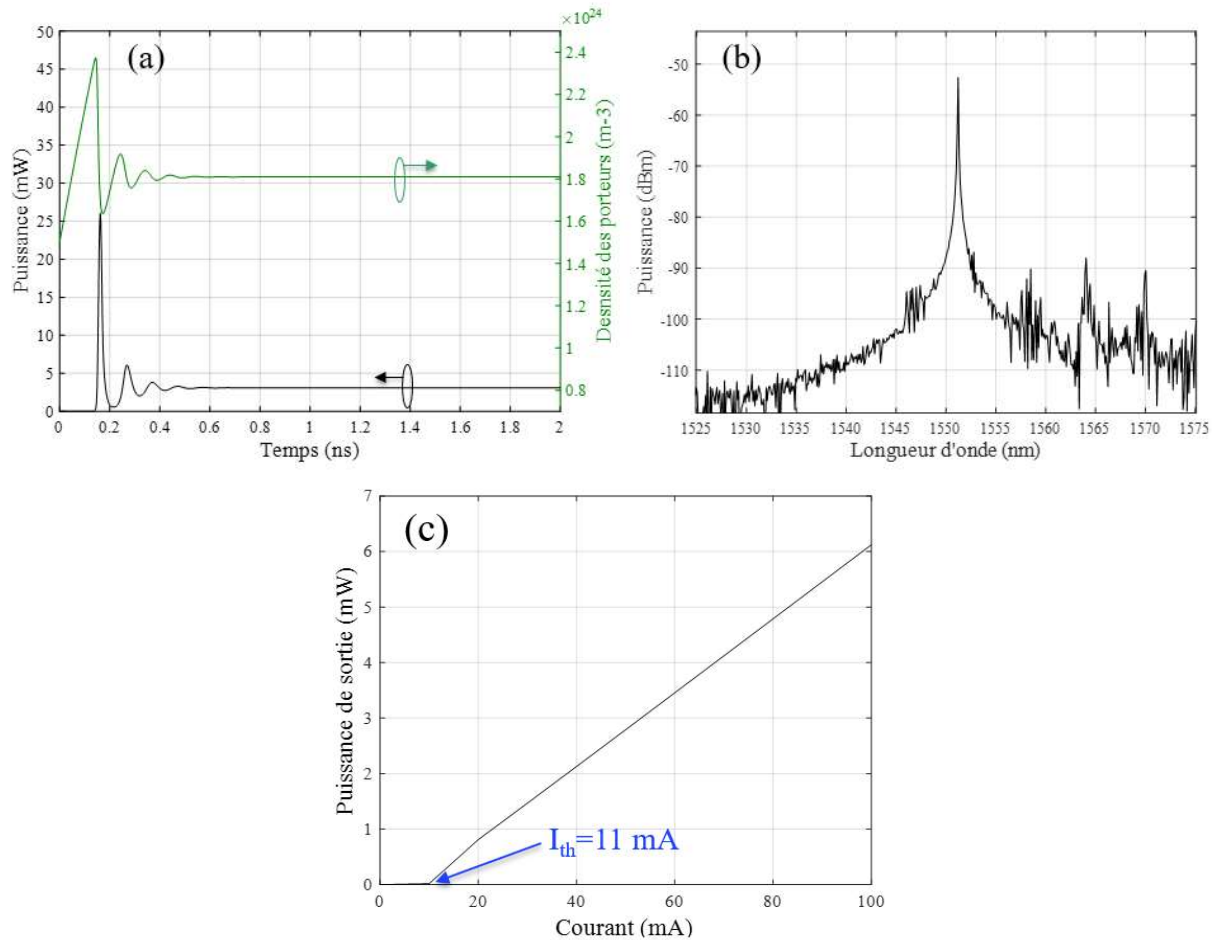


Figure 2.12: (a) La simulation de la réponse transitoire du SG-DBR. (Vert) la densité des porteurs. (Noir) la puissance de sortie. (b) Le spectre optique à la sortie du laser. La longueur d'onde sélectionnée est à 1551 nm avec un SMSR > 30 dB. (c) La puissance de sortie en fonction du courant injecté dans la zone active.

D'après les figures 2.12 (a) et (b), on constate que la puissance de sortie du laser est à 3 mW et que la longueur d'onde de sortie est à 1551 nm ce qui correspond à la longueur d'onde sélectionnée par les miroirs FSG et RSG.

D'après la figure 2.12(c), le courant de seuil du SG-DBR I_{th} est à 11 mA ce qui est comparable pour des structures similaires [109], [110].

2.5.2. Le mécanisme d'accord

La longueur d'onde d'émission du SG-DBR est donnée par la configuration des miroirs FSG et RSG qui permet de sélectionner une seule longueur d'onde. Dans les miroirs de Bragg, l'indice de réfraction n et l'indice d'absorption α peuvent être modifiés en injectant du courant selon l'effet plasma [107]. La variation de ces indices est donnée par :

$$\Delta n = \Gamma \frac{dn}{dN} N \quad (2.34)$$

$$\Delta \alpha = \Gamma \frac{d\alpha}{dN} N \quad (2.35)$$

où N la densité des porteurs. dn/dN et $d\alpha/dN$ sont des coefficients qui dépendent du matériau. Γ le facteur de confinement.

La variation de l'indice de réfraction Δn cause un décalage de la longueur d'onde d'une valeur $\Delta \lambda$ qui est donnée par [103], [108]:

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta n}{n} \lambda \quad (2.36)$$

En exploitant cette propriété, on peut accorder le SG-DBR en injectant du courant dans un seul miroir ou dans les deux miroirs.

2.5.2.1. La reconfiguration au moyen d'un seul miroir

Il est possible d'accorder le SG-DBR en injectant du courant dans un seul miroir. La figure 2.13 illustre le principe d'accord du laser.

Initialement, aucun courant n'est injecté dans les deux miroirs (figure 2.13(a)), les pics de réflexion coïncident en une seule longueur d'onde λ_i qui est aussi la longueur d'onde de sortie. En injectant le courant dans l'un des miroirs (le FSG dans cet exemple) (figure 2.13(b)), les pics de réflexion de ce dernier translatent tandis que ceux du deuxième miroir restent inchangés. Désormais, les deux miroirs ne coïncident plus en λ_i mais en une nouvelle longueur d'onde λ_f . La longueur d'onde de sortie a donc « sauté » de λ_i à λ_f . On dit dans ce cas-là que l'accord du SG-DBR se fait par saut de mode.

La figure 2.14 montre l'accord en longueur d'onde du SG-DBR en fonction du courant injecté dans chaque miroir séparément.

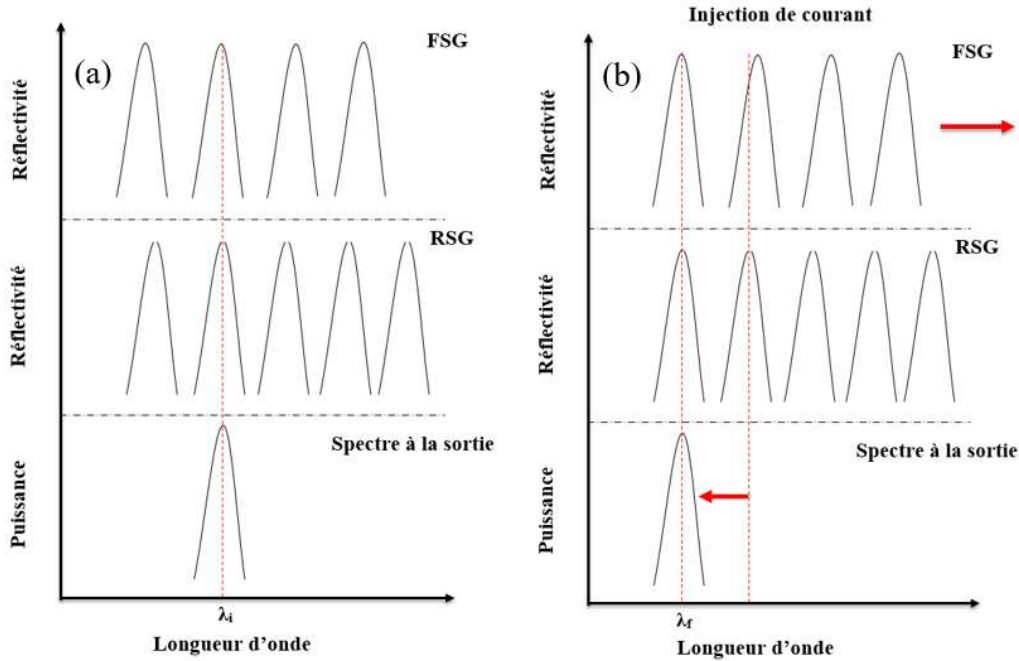


Figure 2.13: (a) La configuration initiale des deux miroirs FSG et RSG. (b) L'injection du courant dans le FSG ce qui engendre le décalage des pics de réflexion de ce dernier. Désormais les deux miroirs coïncident en une nouvelle longueur d'onde. La longueur d'onde de sortie est accordée en saut de mode.

D'après la figure 2.14(a), on observe qu'en injectant le courant dans le FSG, la longueur d'onde de sortie varie de 1551 nm à 1574 nm avec des sauts de mode de 6 nm chacun. De même lorsqu'on injecte du courant dans le RSG (figure 2.14(b)) la longueur d'onde de sortie varie de 1551 nm à 1520 nm avec des sauts de mode de 6 nm également ce qui correspond aux résultats publiés dans [109].

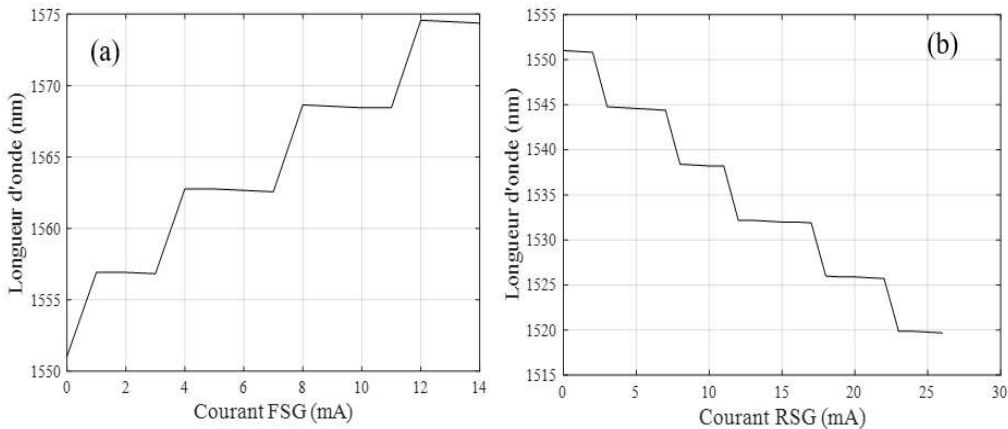


Figure 2.14: (a) L'évolution de la longueur d'onde de sortie du SG-DBR en fonction du courant injecté dans le FSG. (b) dans le RSG.

2.5.2.2. La reconfiguration au moyen des deux miroirs

De la même manière que dans le point précédent, il est possible d'accorder le SG-DBR en injectant le courant simultanément dans les deux miroirs.

La figure 2.15 illustre le principe d'accord du laser en utilisant les deux miroirs.

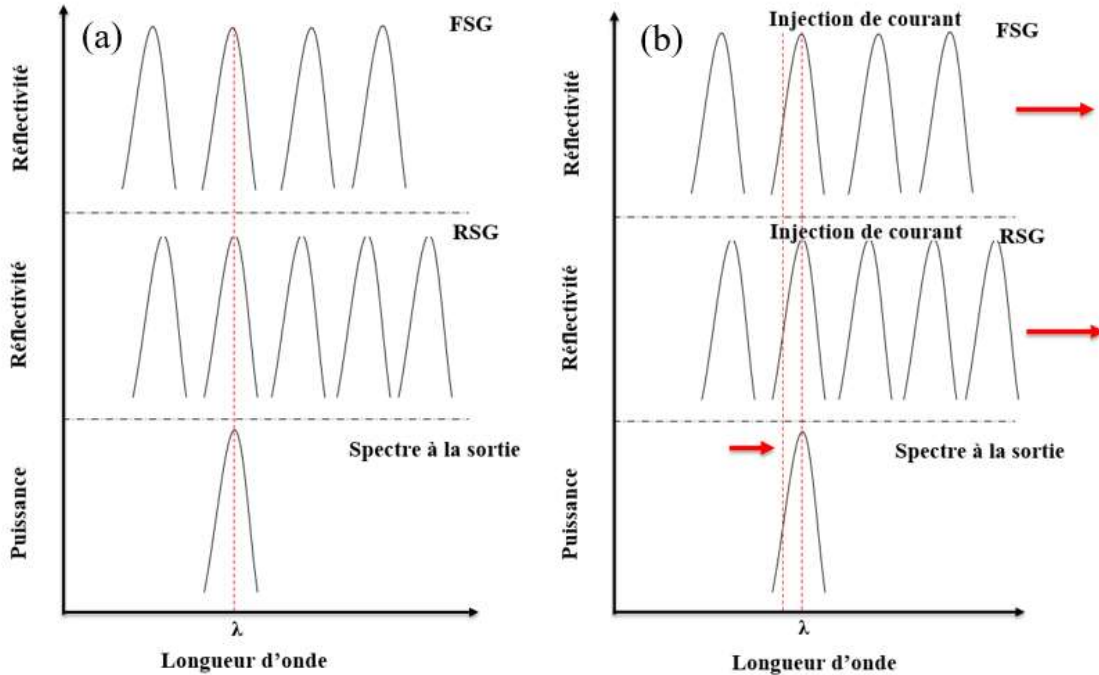


Figure 2.15: (a) La configuration initiale des deux miroirs FSG et RSG. (b) L'injection du courant simultanément dans le FSG et le RSG ce qui engendre le décalage des pics de réflexion des deux miroirs. La longueur d'onde de sortie est accordée en continu.

Lorsqu' aucun courant n'est injecté dans les deux miroirs (figure 2.15(a)), les pics de réflexion coïncident en une seule longueur d'onde λ qui est aussi la longueur d'onde de sortie. En injectant le courant simultanément dans les deux miroirs (figure 2.15(b)), les pics de réflexion se décalent ensemble ce qui permet à la longueur d'onde de sortie λ de translater aussi de manière continue et sans saut de mode. On dit alors que l'accord du SG-DBR se fait en continu. Comme nous l'avons expliqué dans le premier chapitre, cet accord en continu est limité à une dizaine de nm. Nous sommes donc obligés d'utiliser l'effet Vernier pour balayer une plage d'accord plus large.

La figure 2.16 montre l'accord en longueur d'onde du SG-DBR en fonction du courant injecté simultanément dans les deux miroirs.

D'après la figure 2.16(a), on observe qu'en injectant le courant simultanément dans le FSG et le RSG, on obtient un accord quasi-continu en longueur d'onde. La longueur d'onde de sortie varie de 1515 nm à 1574 nm de manière continue sur 10 trajets ce qui correspond aux résultats expérimentaux publiés [70], [111], [115]. Le passage d'un trajet à un autre se fait par saut de mode à cause de l'effet Vernier.

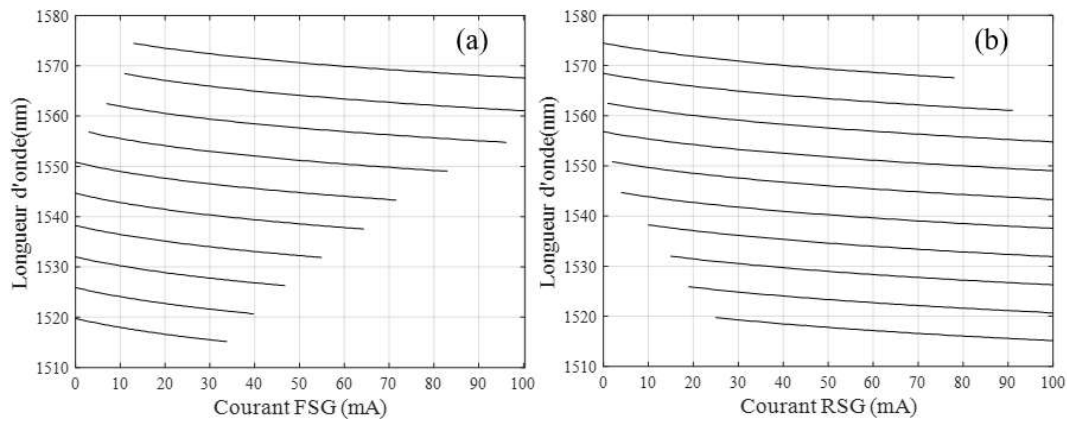


Figure 2.16: (a) L'évolution de la longueur d'onde de sortie du SG-DBR en fonction du courant injecté dans le FSG. (b) dans le RSG. Les deux courants sont injectés simultanément.

2.5.2.3. Le choix des courants

Après avoir vu comment accorder le SG-DBR en continu, il est nécessaire de faire le choix des courants à injecter dans chacun des miroirs afin d'obtenir un accord linéaire. Pour cela nous avons fait la cartographie des différents courants.

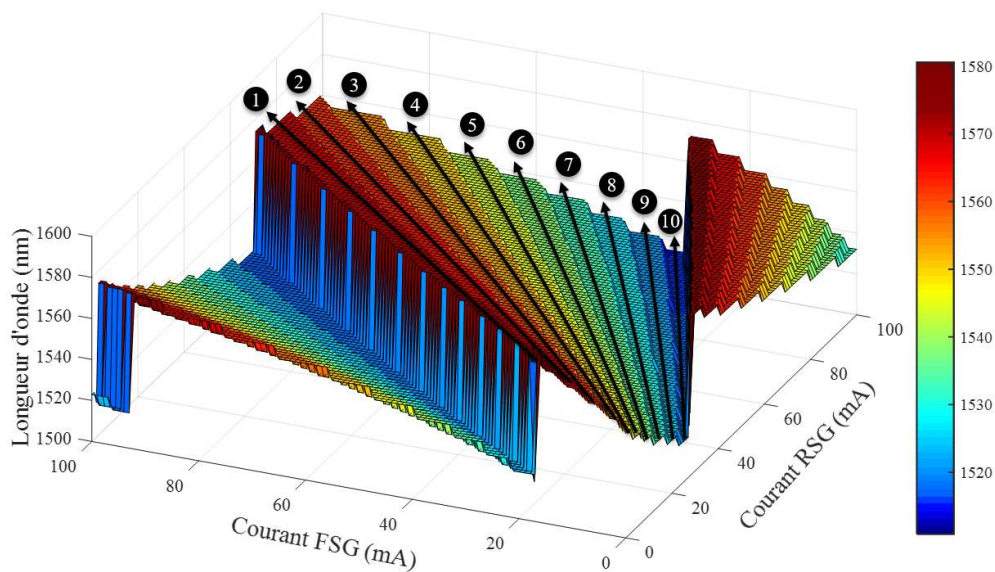


Figure 2.17: La cartographie des différents courants appliqués dans le FSG et RSG.

La figure 2.17 montre une représentation tridimensionnelle de la longueur d'onde de sortie en fonction des courants injectés dans le FSG et le RSG. Ceci est comparable avec les résultats expérimentaux publiés [112-114], [79].

Afin d'accorder linéairement le SG-DBR, on suit les trajets numérotés de 1 à 10 (la figure 2.17). Le résultat de cet accord est présenté dans la figure 2.18.

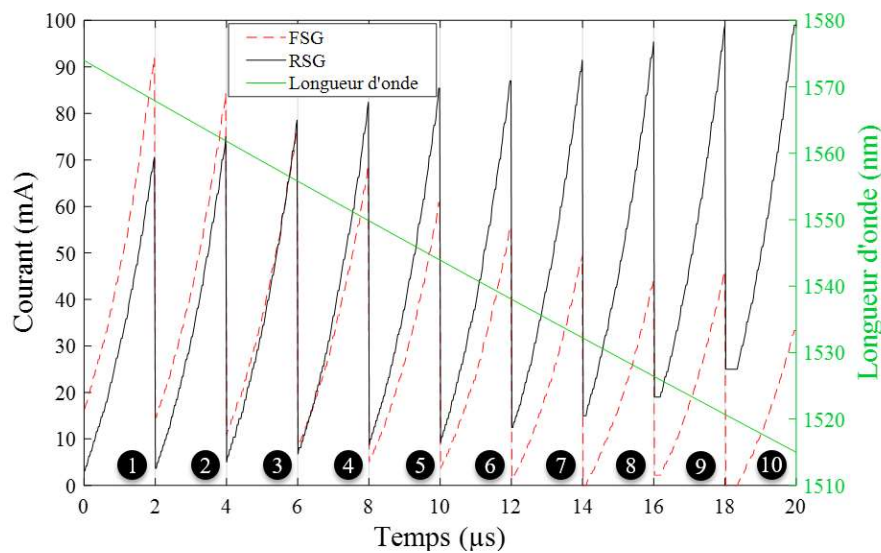


Figure 2.18: L'accord linéaire du SG-DBR de manière quasi-continue. (Vert) L'évolution de la longueur d'onde de sortie dans le temps. (Rouge pointillé) La variation dans le temps du courant injecté dans le FSG. (Noir) dans le RSG.

A partir de la figure 2.18, on observe la linéarité de l'accord sur une plage de 59 nm comprise entre 1515 nm et 1574 nm avec 9 sauts de modes causés par la reconfiguration des miroirs afin d'obtenir l'effet Vernier. Ce qui correspond aux résultats publiés dans [112].

A noter aussi que la continuité de l'accord à l'intérieur de chaque trajet est maintenue en injectant du courant dans la section de phase.

2.5.3. Les performances en régime dynamique

Nous avons vu dans la section précédente comment piloter le SG-DBR afin d'avoir un accord linéaire. Cependant nous avons remarqué la présence des sauts de mode causés par la reconfiguration des miroirs. Il est donc important d'étudier ces régions-là pour limiter leurs impacts sur les différents types d'applications.

La figure 2.19 montre un exemple de saut de mode à l'instant 41.6 ns causé par le passage du premier au deuxième trajet.

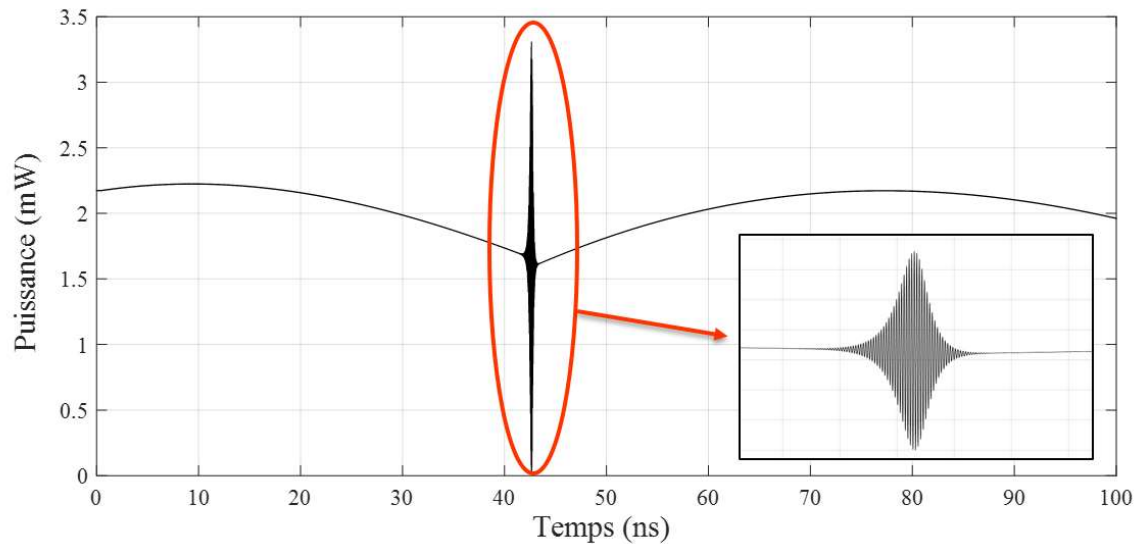


Figure 2.19: Puissance de sortie du laser en régime dynamique. Le saut de mode est présent à l'instant $t=41.6$ ns. (Zoom) les oscillations de relaxation.

A partir de la figure 2.19, on observe les oscillations de relaxation causées par le saut de mode. Ce dernier est inévitable à cause de l'effet Vernier. Il est donc impératif de le filtrer lors de l'utilisation du SG-DBR dans diverses applications. Le filtrage des sauts de mode doit respecter la continuité de la phase et de la longueur d'onde de sortie pour éviter des parties non couvertes dans le spectre optique.

La figure 2.20 montre le spectre optique du SG-DBR à différentes longueurs d'onde. On voit que le laser peut émettre une bande spectrale de 59 nm. Ce qui correspond aux résultats expérimentaux publiés dans [70], [115].

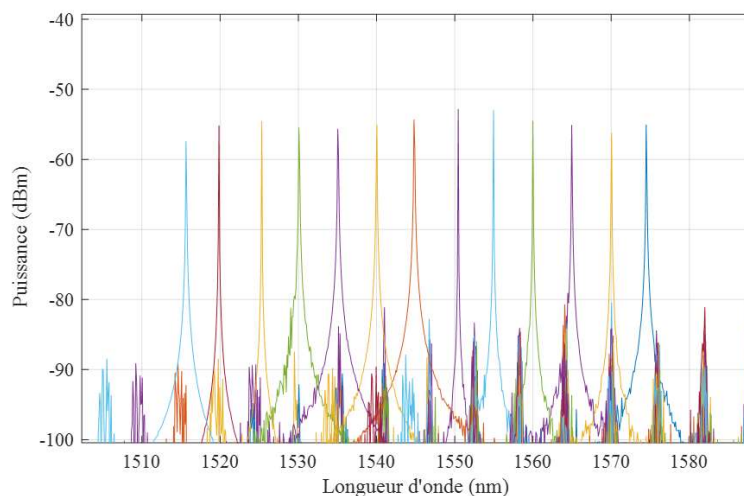


Figure 2.20: Le spectre optique du SG-DBR à différentes longueurs d'onde.

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu comment modéliser le SG-DBR en combinant le modèle des lignes de transmissions (TLLM) pour le milieu à gain et le modèle des matrices de transfert (TMM) pour les réseaux de Bragg échantillonnés. Nous avons aussi vu comment accorder le SG-DBR, en saut de mode en injectant le courant dans un seul miroir, et dans les deux miroirs simultanément pour l'accord en continu. Une cartographie complète des courants a été faite afin de déterminer la trajectoire optimale pour avoir un accord linéaire. Cependant, des sauts de mode existent lors de la reconfiguration des miroirs avec l'effet Vernier. Ces sauts de mode sont inévitables et doivent donc être filtrés en respectant la continuité de la phase et des longueurs d'onde. Les résultats de simulations présentés sont en accord avec les résultats expérimentaux dans la littérature. Dans le prochain chapitre, nous allons voir comment caractériser le SG-DBR.

3. Caractérisation du SG-DBR

Table des matières

3. Caractérisation du SG-DBR	54
3.1. Présentation de l'appareil	55
3.2. Reconstruction du champ électrique E.....	57
3.3. La largeur de raie instantanée.....	62
3.4. Le Bruit d'intensité relatif	64
3.5. La longueur de cohérence.....	67
3.6. Conclusion.....	70

Dans ce chapitre, nous examinerons les caractéristiques du laser SG-DBR en reconstruisant le champ électrique du signal de sortie. Nous expliquerons comment retrouver la fréquence instantanée et mesurer la largeur de raie instantanée. Nous présenterons aussi les résultats de mesure du bruit d'intensité relatif et de la longueur de cohérence. Enfin nous étudierons l'effet de la fréquence de balayage sur ces différentes propriétés citées.

3.1. Présentation de l'appareil

Les mesures expérimentales ont été effectuées avec un SG-DBR de la compagnie Insight Photonics Solutions Inc [77], [80]. La figure 3.1 montre une photo de l'appareil.

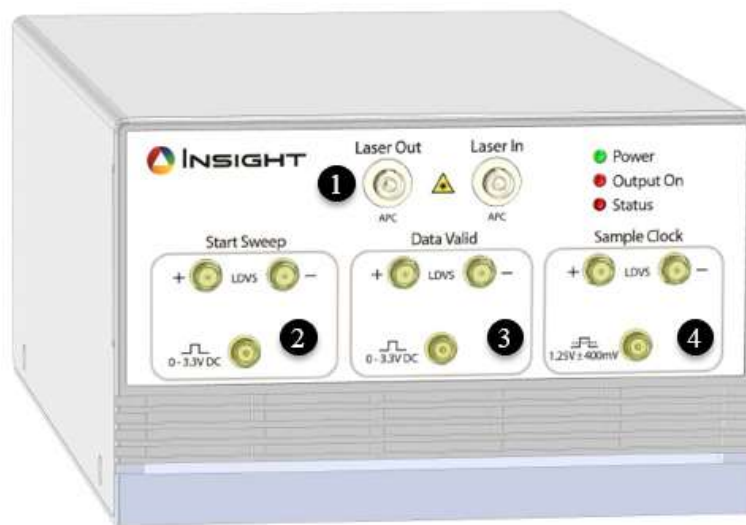


Figure 3.1: Insight swept laser. (1) la sortie du laser. (2) signal du début de balayage. (3) signal des données valides (4) horloge d'échantillonnage.

Le laser est composé de 5 sections qui sont le milieu à gain, la section de phase, le SOA pour la post-amplification et les deux miroirs de Bragg échantillonnés comme l'illustre la figure 3.2. Les miroirs de Bragg ont des périodes légèrement différentes afin de pouvoir balayer une large bande spectrale en utilisant l'effet Vernier [122].

Le laser offre la possibilité de configurer les différents paramètres de balayage tel que le cycle de travail, la direction d'accord (sens direct, sens inverse ou les deux en même temps), la puissance de sortie, la plage d'accord qui est comprise entre 20 et 50 nm et la fréquence d'accord qui varie entre 20 et 300 kHz. L'utilisateur a aussi le choix de la longueur d'onde minimale et maximale autour de 1550 nm et du profil de la puissance entre plat ou gaussien. La configuration se fait à l'aide d'une interface utilisateur comme l'indique la figure 3.3.

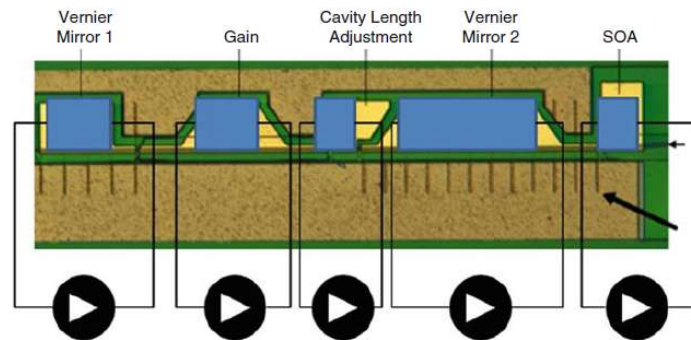


Figure 3.2: Coupe transversale du laser SG-DBR, chaque section est pilotée par injection de courant. Les deux miroirs de Bragg ont des périodes légèrement différentes afin d'accorder le laser sur une grande bande spectrale en utilisant l'effet Vernier [116].



Figure 3.3: Interface d'utilisateur du laser SG-DBR de la compagnie insight Photonics Solutions Inc. (1) La fréquence de balayage entre 20 et 300 kHz. (2) La longueur d'onde minimale. (3) La longueur d'onde maximale. (4) Le cycle de travail. (5) La direction de balayage. (6) Le profil de la puissance. (7) La puissance de sortie.

Le laser est piloté par injection de courant dans les différentes sections comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2. L'accord est contrôlé électroniquement. La cavité ne contient aucune partie mécanique ce qui garantit la linéarité de l'accord, un cycle de travail élevé ainsi que l'exemption de l'utilisation d'une horloge externe.

La figure 3.4 montre un exemple d'utilisation du SG-DBR. Dans cet exemple, nous avons un balayage de la longueur d'onde de 1527 nm à 1549 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz, une puissance de sortie de 2 mW et un cycle de travail à 96%. Le balayage se fait dans le sens direct.

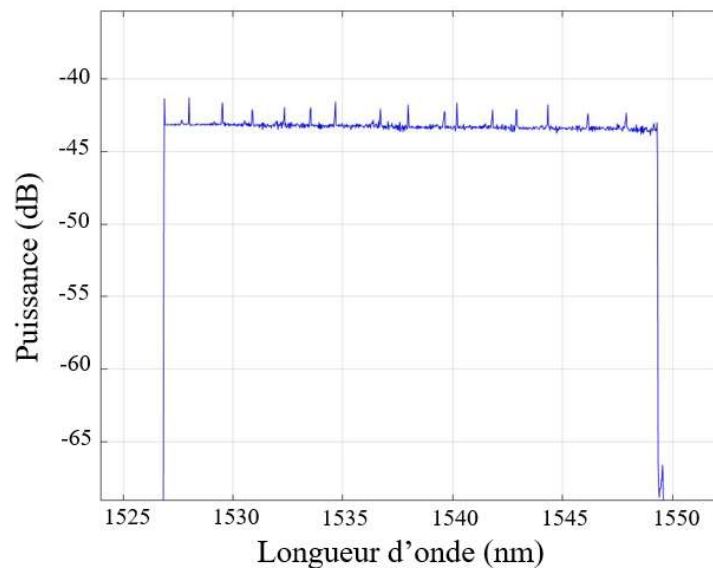


Figure 3.4: Spectre optique moyen du SG-DBR mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA).

A noter que les fluctuations de puissance observées sur la figure 3.4 sont dues aux sauts de modes causés par la reconfiguration des miroirs de Bragg échantillonnés comme le montre notre modèle dans le chapitre 2. Ses parties du signal seront filtrées après l'acquisition.

3.2. Reconstruction du champ électrique E

Afin de reconstruire le champ électrique E du laser accordable, nous utiliserons une méthode interférométrique 3×3 [117], [197]. C'est une technique self-hétérodyne qui permet de mesurer la phase instantanée du signal de sortie. Dans cette expérience, nous avons utilisé une bande spectrale de 50 nm autour de la longueur d'onde 1550nm. Le balayage en longueur d'onde est effectué par un signal en dents de scie de fréquence 20kHz. La figure 3.5 illustre le schéma du montage qui est composé du laser accordable, d'un coupleur 3×3 et d'un oscilloscope en temps réel.

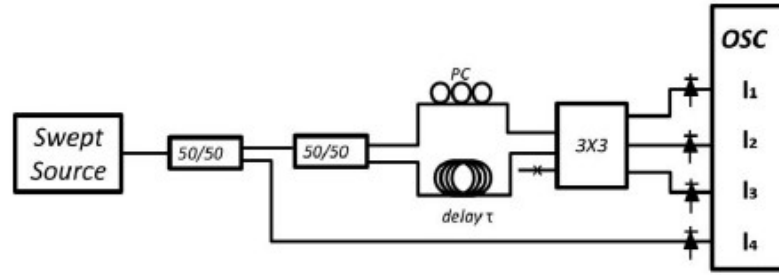


Figure 3.5: Schéma du montage de la technique 3×3. PC : contrôleur de polarisation. OSC : oscilloscope en temps-réel avec une fréquence d'échantillonnage de 40 GSa/s [118].

Le signal de sortie est divisé en deux grâce à un coupleur 50/50, la première partie, dirigée vers le 4eme canal de l'oscilloscope, sert à mesurer l'amplitude grâce à l'intensité mesurée I_4 alors que l'autre partie est destinée à mesurer la phase. Le champ électrique du signal s'écrit :

$$E(t) = R(t)e^{j\phi(t)} \quad (3.1)$$

où R représente l'amplitude et ϕ la phase du signal.

Pour mesurer la phase, la première partie est divisée en deux grâce à un deuxième coupleur 50/50. Les deux signaux résultants E_1 et E_2 sont décalés l'un par rapport à l'autre en introduisant un retard τ (< 1 ns) et sont injectés dans le coupleur 3×3. A la sortie de ce dernier, les trois signaux S_1 , S_2 et S_3 sont déphasés de $2\pi/3$ [123]. On peut donc écrire :

$$S_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(E_1 + E_2 e^{\frac{2\pi}{3}} + E_3 e^{\frac{2\pi}{3}} \right) \quad (3.2)$$

$$S_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(E_1 e^{\frac{2\pi}{3}} + E_2 + E_3 e^{\frac{2\pi}{3}} \right) \quad (3.3)$$

$$S_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(E_1 e^{\frac{2\pi}{3}} + E_2 e^{\frac{2\pi}{3}} + E_3 \right) \quad (3.4)$$

Etant donné que la troisième entrée du coupleur 3×3 n'est pas utilisée cela veut dire que $E_3=0$. Et sachant que l'intensité des signaux détectés par la photodiode est le carré des champs S_n alors on peut écrire :

$$I_1 = \frac{1}{3} \left(R_1^2 + R_2^2 + 2R_1R_2 \cos \left(\phi_1 - \phi_2 - \frac{2\pi}{3} \right) \right) \quad (3.5)$$

$$I_2 = \frac{1}{3} \left(R_1^2 + R_2^2 + 2R_1R_2 \cos \left(\phi_1 - \phi_2 + \frac{2\pi}{3} \right) \right) \quad (3.6)$$

$$I_3 = \frac{1}{3} \left(R_1^2 + R_2^2 + 2R_1R_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \right) \quad (3.7)$$

Afin de pouvoir retrouver la différence de phase, nous faisons les opérations suivantes :

$$I_1 - I_2 = \frac{2R_1R_2}{\sqrt{3}} \sin(\phi_1 - \phi_2) \quad (3.8)$$

$$I_1 + I_2 = \frac{2}{3} \left(R_1^2 + R_2^2 - R_1R_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \right) \quad (3.9)$$

$$I_3 - \frac{1}{2}(I_1 + I_2) = R_1R_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (3.10)$$

En divisant l'équation 3.8 par l'équation 3.10 on obtient :

$$\phi_1 - \phi_2 = \arctan \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{I_1 - I_2}{I_3 - \frac{1}{2}(I_1 + I_2)} \right) \quad (3.11)$$

L'équation 3.11 nous donne la différence de phase entre les deux signaux E_1 et E_2 . Sachant que le signal E_2 est identique au signal E_1 retardé de τ on peut donc écrire :

$$\phi_2(t) = \phi_1(t - \tau) \quad (3.12)$$

On définit $\eta(t)$ comme étant la différence de phase du laser accordable, on écrit :

$$\eta(t) = \phi(t) - \phi(t - \tau) \quad (3.13)$$

L'équation 3.13 contient uniquement l'information sur la différence de phase et non pas sur la phase elle-même. Pour remonter à la phase du laser accordable $\phi(t)$, on suppose que le retard introduit τ est très faible. Ceci nous permet d'écrire la dérivée de la phase [119] :

$$\frac{d\phi}{dt} = \sum_{n=0}^{+\infty} a_n \tau^{n-1} \eta^{(n)}(t) \quad (3.14)$$

Où $a_0 = 1$ et $a_1 = 1/2$. Vu que le temps de retard τ est très petit, les termes $n \geq 2$ tendent vers 0 et sont donc négligeables. L'équation 3.14 devient :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\eta(t)}{\tau} + \frac{1}{2} \frac{d\eta(t)}{dt} = 2\pi f(t) \quad (3.15)$$

où $f(t)$ représente la fréquence instantanée du laser accordable.

Après avoir récupéré l'intensité I_4 et la fréquence instantanée, on peut désormais reconstruire le champ électrique E du laser accordable. L'équation 3.1 devient :

$$E(t) = \sqrt{I_4(t)} \exp\left(j\left(2\pi \int f(t) dt\right)\right) \quad (3.16)$$

La figure 3.6 montre l'intensité et la fréquence instantanée du SG-DBR lors d'un balayage sur 50 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz ce qui correspond à une vitesse d'accord de 1 nm/ μ s. A noter que la fréquence instantanée mesurée est une fréquence instantanée relative dans la bande de base. Il suffit de lui rajouter la fréquence optique du laser pour retrouver la fréquence instantanée absolue.

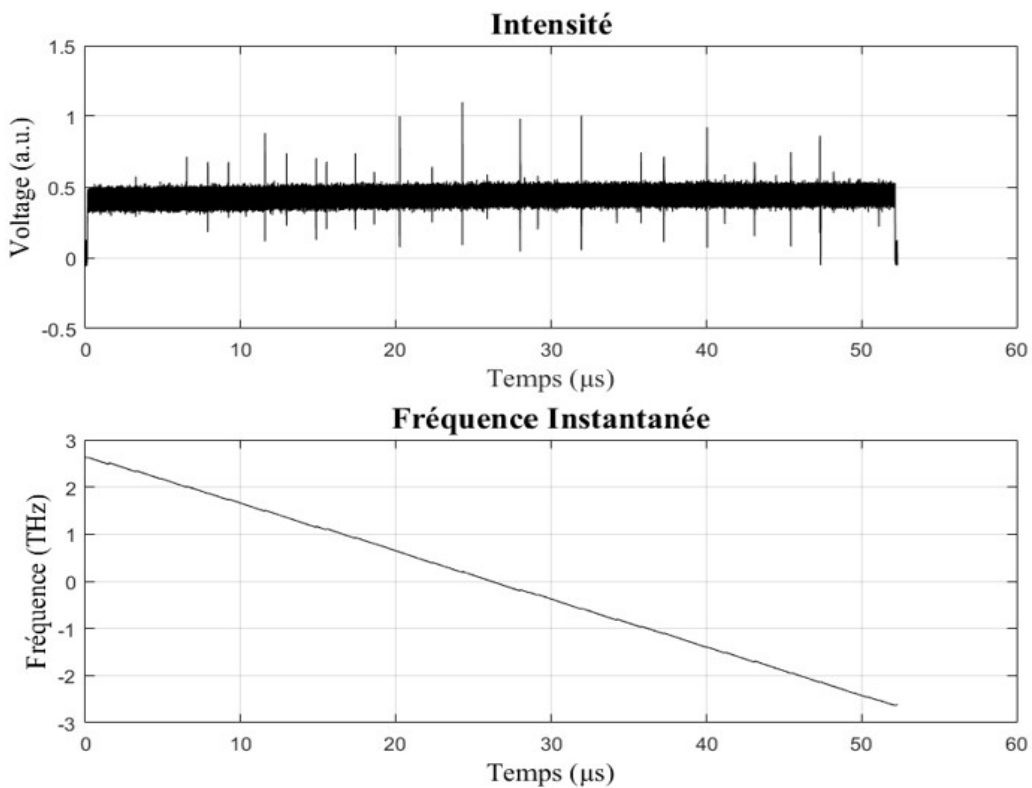


Figure 3.6: Reconstruction du champ électrique E du SG-DBR pour un balayage sur 50 nm autour de 1550 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz. (Haut) intensité $R(t)$ du champ électrique. (Bas) la fréquence instantanée du laser $f(t)$.

On peut observer sur la figure 3.6 la linéarité de l'accord ainsi que les sauts de modes causés par la reconfiguration des miroirs de Bragg échantillonnés (voir chapitre 2). Ces parties du signal seront filtrées après l'acquisition comme le montre la figure 3.7 (en gris) où on voit le comportement de la fréquence instantanée lors d'un saut de mode.

La figure 3.7 montre un zoom sur l'amplitude et la fréquence lors d'un saut de mode. La partie du signal indiquée en gris n'est pas exploitable et sera donc filtrée par la suite.

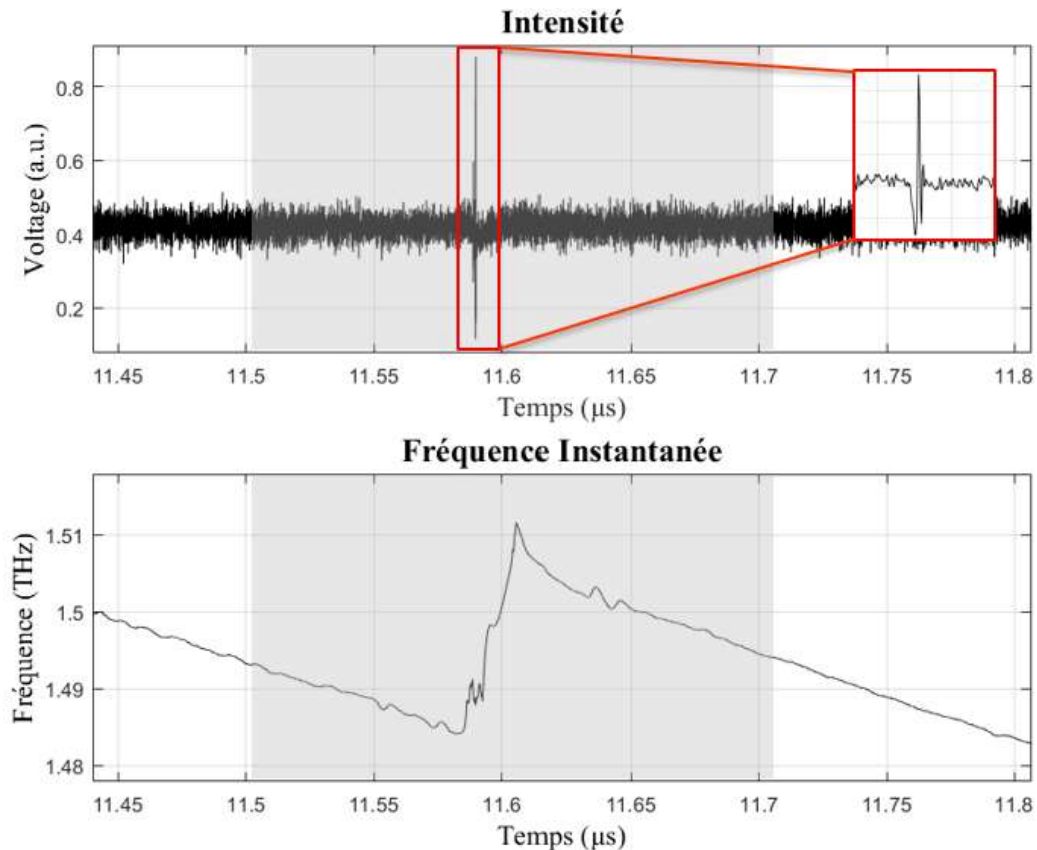


Figure 3.7: Zoom sur l'amplitude et la fréquence instantanée du signal lors d'un saut de mode. (Gris) la partie du signal inexploitable qui sera filtrée. (Rouge) les oscillations de relaxations après la reconfiguration des miroirs de Bragg.

Sur la figure 3.7, on peut observer les effets dynamiques lors d'un saut de mode où on voit les oscillations de relaxations qui se produisent au début du balayage après la reconfiguration des miroirs.

La suppression des sauts de modes se fait en respectant la continuité de la phase et de la fréquence instantanée afin de ne pas affecter la cohérence du laser. Une fois cela fait, nous obtiendrons un accord parfaitement linéaire.

3.3. La largeur de raie instantanée

Une fois le champ électrique E du SG-DBR reconstruit et les sauts de modes filtrés, nous pouvons mesurer la largeur de raie instantanée. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, la largeur de raie est due au bruit de phase. Ce bruit engendre une fluctuation de la fréquence instantanée qui s'écrit [15] :

$$f(t) = \tilde{f} + \delta f \quad (3.17)$$

où \tilde{f} représente la fréquence moyenne de balayage et δf le bruit de phase stationnaire.

Pour mesurer la largeur de raie, il faut se placer dans le référentiel de la fréquence instantanée [121]. Pour cela il suffit de soustraire la fréquence moyenne \tilde{f} de la fréquence instantanée $f(t)$ comme le montre la figure 3.8.

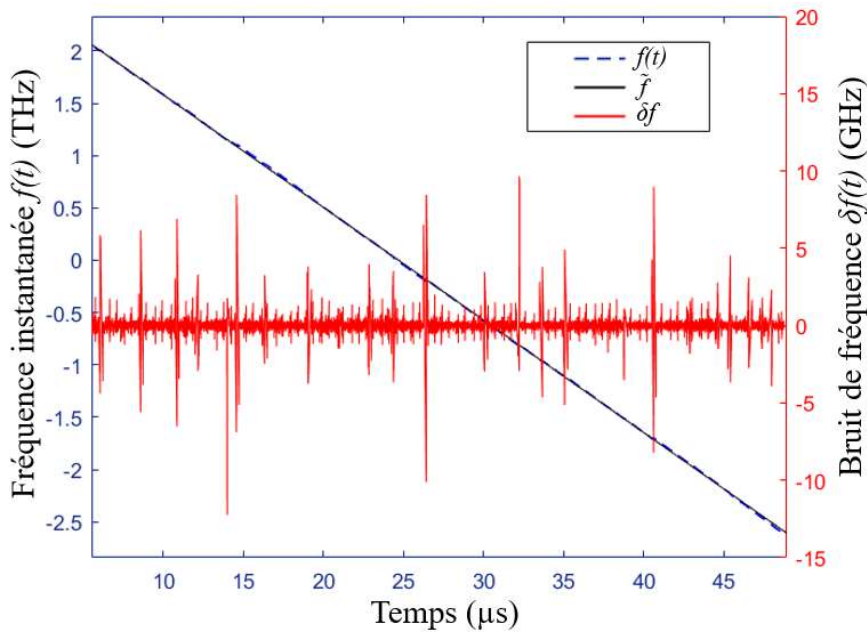


Figure 3.8: (Bleu pointillé) La fréquence instantanée $f(t)$. (Noir) la fréquence moyenne de balayage \tilde{f} . (Rouge) la fluctuation de la fréquence instantanée.

Après le changement de référentiel, l'équation 3.16 du champ électrique s'écrit :

$$E(t) = \sqrt{I_4(t)} \exp\left(j\left(2\pi \int \delta f(t) dt\right)\right) \quad (3.18)$$

A partir de l'équation 3.18, on peut calculer la densité spectrale de puissance qui n'est autre que l'amplitude de la transformée de Fourier du champ électrique et qui est donnée par [120]:

$$S(\nu) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-j2\pi\nu t) dt \right|^2 \quad (3.19)$$

La largeur de raie instantanée est calculée en utilisant la formule suivante [125]:

$$\delta\nu = \frac{\left(\int_0^{+\infty} S(\nu) d\nu \right)^2}{\int_0^{+\infty} S(\nu)^2 d\nu} \quad (3.20)$$

Afin de voir l'évolution de la largeur de raie dans le temps, on divise le signal du laser en petites sections (100 ns de durée chacune) et on calcule la largeur de raie localement. La figure 3.9 montre la largeur de raie à chaque instant.

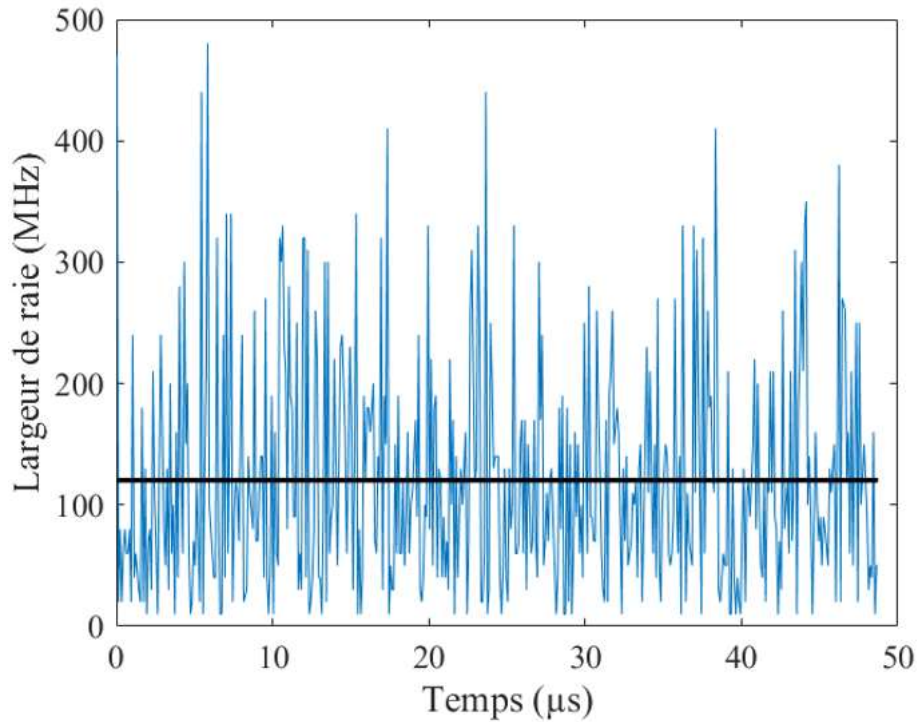


Figure 3.9: (Bleu) la largeur de raie instantanée du SG-DBR. (Noir) la largeur de raie moyenne d'un seul balayage = 120 MHz.

D'après la figure 3.9, on constate que la largeur de raie instantanée varie le long du balayage autour d'une valeur moyenne de 120 MHz et reste en dessous de la barre des 500 MHz ce qui est assez faible en comparant avec d'autres lasers accordables tel que le FDML [124] dont la largeur de raie instantanée dépasse les quelques GHz. La faible largeur de raie du SG-DBR est due principalement à la linéarité d'accord et à l'absence des parties mécaniques dans la cavité. Ces derniers engendrent un bruit de phase causant l'élargissement de la raie.

L'un des avantages du SG-DBR est le contrôle électronique de l'appareil. Ceci nous offre une liberté du choix des paramètres. Afin d'exploiter cet avantage, nous avons décidé d'étudier l'effet de la fréquence de balayage sur la largeur de raie instantanée. Pour cela nous avons répété l'expérience pour des fréquences de balayage comprises entre 20 kHz et 160 kHz avec un pas de 20 kHz sur une plage de 50 nm.

La figure 3.10 représente l'évolution de la largeur de raie en fonction de la fréquence de balayage. La barre d'erreur indique l'écart-type de la largeur de raie.

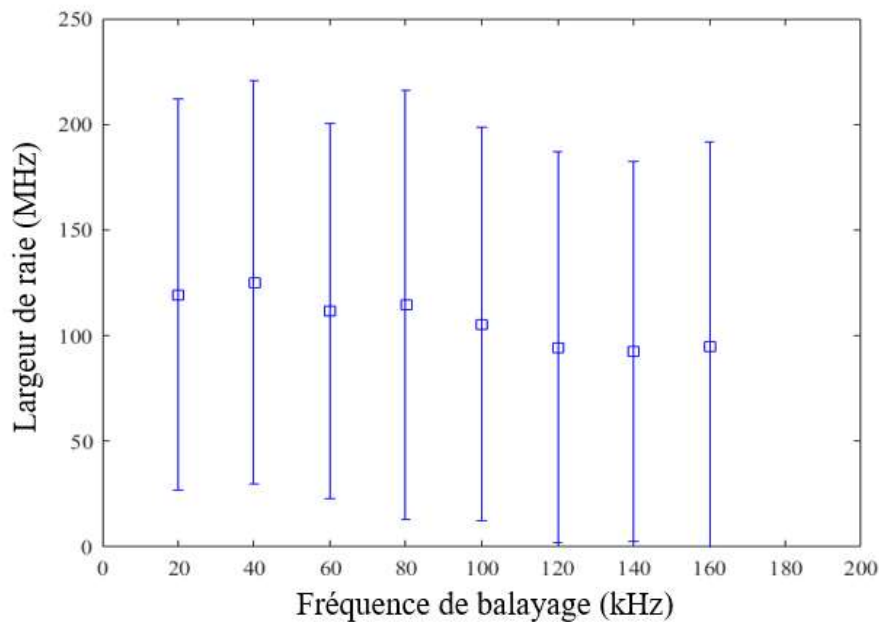


Figure 3.10: largeur de raie moyenne en fonction de la fréquence de balayage. La barre d'erreur indique l'écart-type de la largeur de raie.

D'après la figure 3.10, on constate que la largeur de raie reste stable et ne change pas en augmentant la fréquence de balayage. Ceci montre l'efficacité du laser SG-DBR pour des applications comme l'OCT qui exige que le laser soit stable afin de permettre des mesures précises et rigoureuses.

3.4. Le Bruit d'intensité relatif

Nous avons dit dans le premier chapitre que le bruit de phase affecte la largeur de raie limitant ainsi la longueur de cohérence du laser. Nous allons maintenant nous intéresser au bruit d'intensité. Ce dernier affecte directement la sensibilité de la mesure. Il est quantifié à l'aide d'un paramètre nommé RIN (Bruit d'Intensité Relatif). Le RIN est défini comme étant le rapport de la fluctuation d'intensité et de l'intensité moyenne du signal.

$$RIN = \frac{\langle \delta I \rangle^2}{\bar{I}^2} \quad (3.21)$$

Dans un laser accordable, la puissance de sortie varie lorsqu'il est accordé, ceci a pour effet la variation dans le temps du bruit d'intensité relatif ce qui rend obsolètes les techniques de mesures de RIN classiques. Pour cela, une nouvelle méthode a été développée afin de mesurer le sliding RIN et ortho RIN [83]. Le sliding RIN consiste à mesurer l'évolution du RIN dans le temps pendant un seul balayage tandis que l'ortho RIN mesure le bruit dans la même région sur plusieurs balayages consécutifs.

La figure 3.11 illustre le sliding RIN et l'ortho RIN.

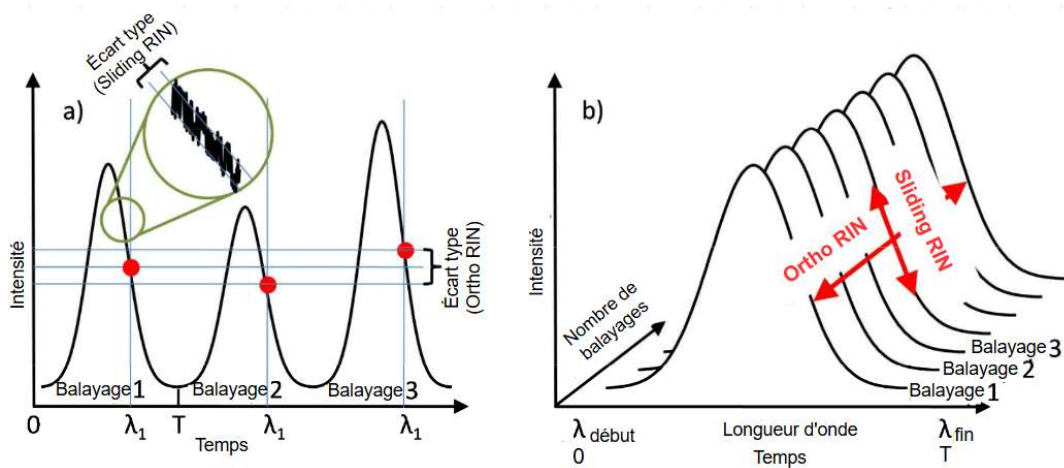


Figure 3.11: (a) le sliding RIN (b) l'ortho RIN [83].

Comme dans la mesure de la largeur de raie instantanée, on divise le signal en petites sections contenant chacune 1000 points. Le RIN est mesuré localement dans chaque section. Avant de calculer le RIN, on doit d'abord calculer la fluctuation de l'intensité qui est donnée par l'écart-type (σ_I) de l'intensité à chaque instant $I(t)$ moins l'intensité moyenne \tilde{I} :

$$\sigma_I = \frac{\sqrt{\sum \delta I^2}}{n} \quad (3.22)$$

On doit aussi supprimer le bruit d'intensité lié à la photodiode de détection dont l'écart-type est σ_n . On suppose que ce bruit est ajouté en quadrature. On écrit alors l'expression du RIN :

$$RIN = \frac{\sqrt{(\sigma_I - \sigma_n)^2}}{\tilde{I}} \quad (3.23)$$

La figure 3.12 montre l'évolution du sliding RIN pour un accord sur 50 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz. En raison de la mémoire limitée de l'oscilloscope, il nous a été difficile d'enregistrer un bon nombre de balayages consécutifs ce qui a rendu impossible la mesure de l'ortho RIN.

Le RIN moyen mesuré est de 0.12 %

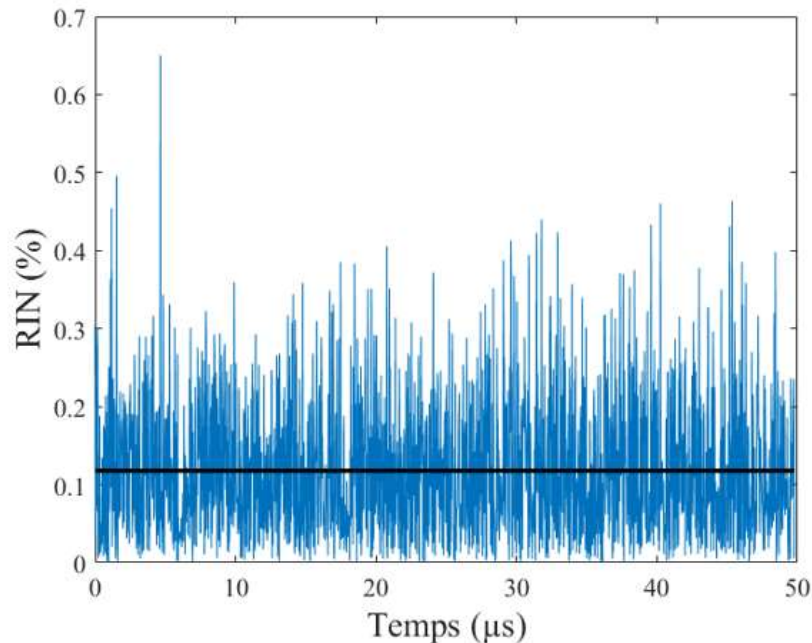


Figure 3.12: Evolution du bruit d'intensité relatif dans le temps.

D'après la figure 3.12, on observe que le RIN du SG-DBR est nettement inférieur à 1%. La fluctuation de l'intensité est plus importante dans les régions proches des sauts de modes.

Nous avons aussi étudié l'effet de la fréquence de balayage sur le RIN. Pour cela des mesures ont été effectuées avec des fréquences de balayage allant de 20 kHz jusqu'à 160 kHz. La figure 3.13 montre les résultats obtenus. On observe que la valeur du RIN augmente quasi linéairement en fonction de la fréquence de balayage. Cependant elle reste toujours inférieure à 1%. Ce qui confirme encore une fois la qualité du SG-DBR.

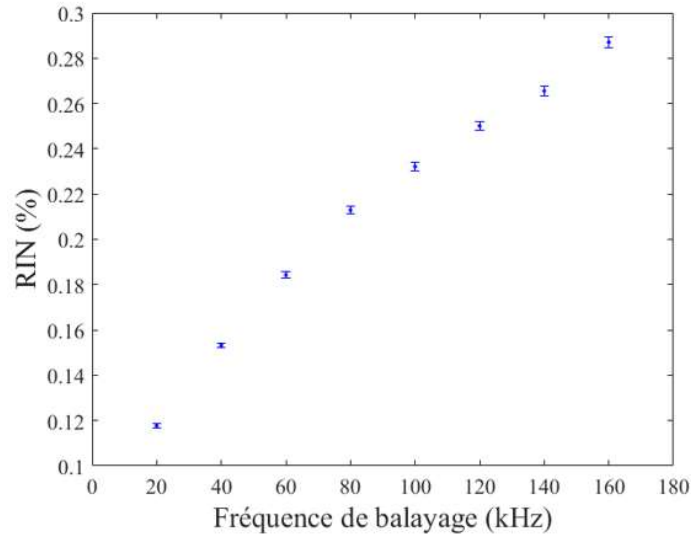


Figure 3.13: Sliding RIN en fonction de la fréquence de balayage. La barre d'erreur représente l'écart-type du RIN.

3.5. La longueur de cohérence

La longueur de cohérence est calculée à partir du roll-off. Rappelons que le roll-off est un phénomène observé dans les techniques interférométriques utilisant un laser accordable. Ce phénomène est caractérisé par la perte de visibilité des franges d'interférences lorsqu'on augmente la différence de marche optique (OPD). Généralement, on utilise la valeur du roll-off à -3 dB comme étant la longueur de cohérence dynamique du laser accordable.

La figure 3.14 illustre le schéma du montage utilisé pour mesurer le roll-off.

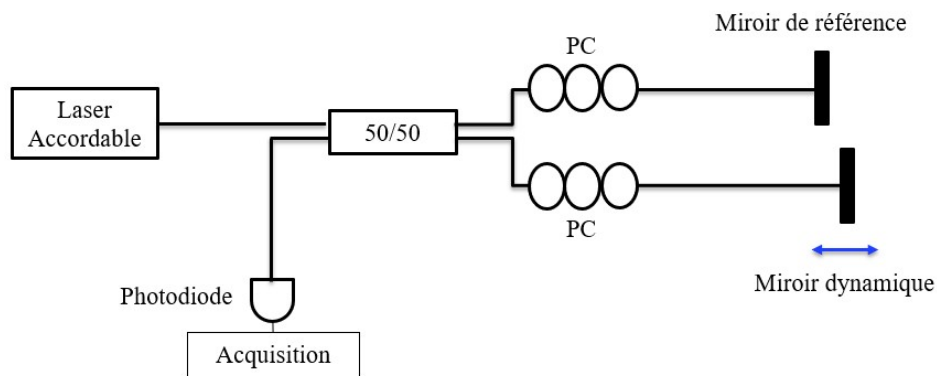


Figure 3.14: Schéma du montage destiné à mesurer le roll-off. PC : contrôleurs de polarisations. Le miroir de référence est fixé tandis que le deuxième miroir est translaté afin de varier la différence de marche optique.

Le montage est composé d'une source laser accordable, d'un coupleur 50/50, de deux contrôleurs de polarisation et de deux miroirs. Le premier est fixe et sert de référence tandis que le deuxième est translaté pour créer une différence de marche optique $z=c\tau/2$, avec c étant

la vitesse de la lumière dans le vide. Le signal de battement est enregistré à l'aide d'une photodiode. Le champ électrique du signal de battement E_{beat} s'écrit :

$$E_{beat}(t) = \frac{1}{2}E(t) + \frac{1}{2}E(t - \tau) \quad (3.24)$$

Ainsi l'intensité du photocourant $I(t)$ est donnée par :

$$I(t) \propto |E_{beat}(t)|^2 \quad (3.25)$$

Une fois le signal de la photodiode enregistré, on peut calculer la fonction du roll-off pour une différence de marche optique z en appliquant une transformée de Fourier sur le signal.

$$RO(z) = 20 \log_{10} |fft(I(t))| \quad (3.26)$$

La figure 3.15 montre le résultat de la mesure roll-off pour un accord sur 50 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz. La longueur de cohérence mesurée à -3 dB est de 18 mm.

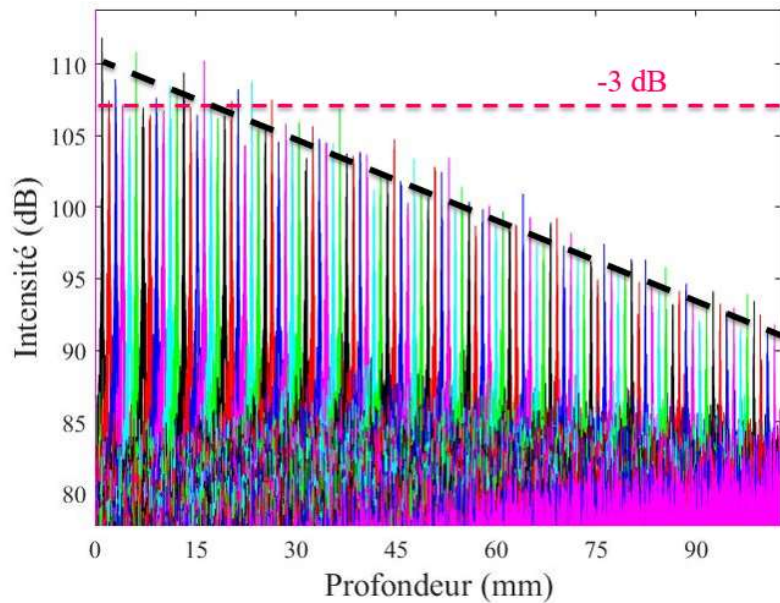


Figure 3.15: Résultat de mesure du roll-off. (Noir) la pente du roll-off. (Rouge) le seuil -3 dB utilisé pour calculer la longueur de cohérence. Le SG-DBR est accordé sur 50 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz. La longueur de cohérence mesurée est de 18 mm.

D'après la figure 3.15, on observe que la pente du roll-off mesurée est linéaire. Dans ce cas il est préférable d'utiliser un nouveau paramètre nommé R-number [83] afin de caractériser le roll-off. Il est défini comme étant l'inverse de la pente du roll-off et se mesure en (mm/dB). Le R-number a principalement 3 avantages :

- Il est plus stable et robuste car il prend en considération toutes les composantes du roll-off et ne se limite pas à -3 dB.
- Il est proportionnel à la longueur de cohérence
- Son unité de mesure est assez simple (mm/dB) ce qui rend facile le jugement de la cohérence d'un laser accordable. Plus le R-number est élevé plus le laser est de meilleure qualité.

Le R-number mesuré est 5.47 mm/dB ceci veut dire que le SG-DBR possède une meilleure cohérence en comparant avec les résultats publiés [39] où le R-number est entre 0.1 et 0.34 mm/dB.

Tout comme pour les autres propriétés du SG-DBR, nous allons maintenant étudier l'effet de la fréquence de balayage sur la longueur de cohérence. Pour cela le laser est accordé sur 50 nm avec des fréquences de balayage allant de 20 kHz jusqu'à 160 kHz comme le montre la figure 3.16.

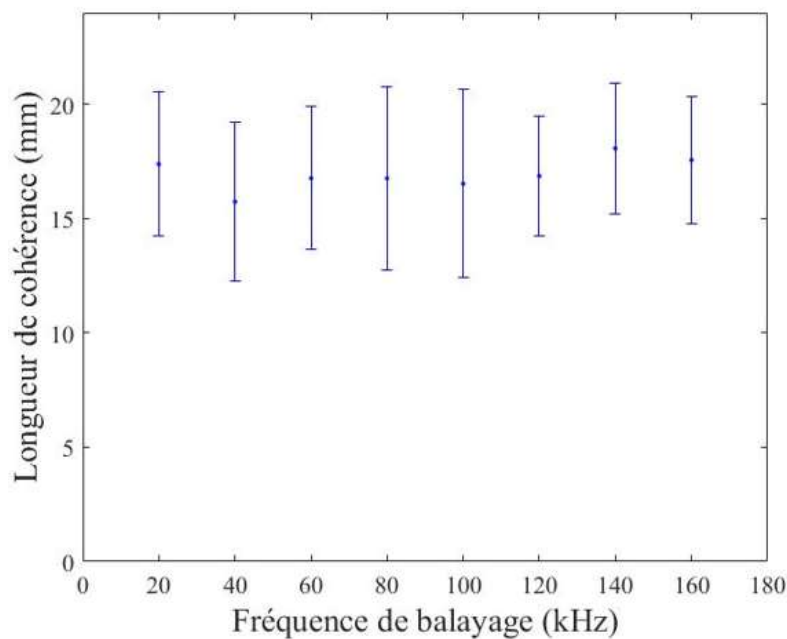


Figure 3.16: L'effet de la fréquence de balayage sur la longueur de cohérence. La barre d'erreur représente l'écart type de la longueur de cohérence.

D'après la figure 3.16, on constate que la longueur de cohérence reste stable et dépasse les 15 mm quel que soit la fréquence de balayage. Ceci est très important pour des applications comme l'OCT.

3.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les différentes caractéristiques du SG-DBR en régime dynamique. Tout d'abord, la reconstruction du champ électrique qui donne accès à la fréquence instantanée. Nous avons vu comment filtrer les sauts de modes afin d'avoir un accord parfaitement linéaire. La largeur de raie mesurée est de l'ordre de quelques centaines de MHz et reste stable même en augmentant la fréquence de balayage contrairement au bruit d'intensité relatif qui est affecté par la vitesse d'accord. Cependant, cette augmentation du bruit reste très faible comparée aux autres types de laser accordables [83]. La longueur de cohérence a aussi été mesurée grâce au roll-off, nous avons trouvé des longueurs de cohérences assez intéressantes de l'ordre de 18 mm et qui restent stables quel que soit la fréquence de balayage. Toutes ses propriétés, en plus de sa flexibilité, font du SG-DBR l'un des meilleurs lasers accordables.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les impulsions ultra-courtes générées par des lasers à blocage de modes et leurs applications ainsi que les techniques de caractérisation.

4. Les impulsions ultra-courtes

Table des matières

4. Les impulsions ultra-courtes	71
4.1. Définition.....	72
4.2. Principe de fonctionnement du laser à blocage de modes	72
4.3. Les types de blocage de modes	74
4.3.1. Le blocage de modes actif.....	74
4.3.2. Le blocage de modes passif.....	75
4.3.3. Le blocage de modes hybride.....	76
4.4. Les techniques de mesure des impulsions ultra-courtes.....	76
4.4.1. Autocorrélation.....	77
4.4.2. Frequency-resolved optical gating	78
4.4.3. Spectral interferometry.....	80
4.4.4. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction.....	82
4.4.5. Stepped-heterodyne.....	83
4.4.6. Technique de Multihétérodynage.....	85
4.5. Conclusion.....	86

Ce chapitre est consacré aux impulsions ultra-courtes générées par des lasers à blocage de modes. La mesure des caractéristiques de ces impulsions représente une application potentielle pour les lasers accordables, mais avant cela il est important de définir les impulsions ultra-courtes et expliquer le processus de leur génération par des lasers à blocage de modes. Par la suite, nous présenterons quelques techniques utilisées pour la caractérisation de ces impulsions, ce qui permettra d'avoir un aperçu sur l'intérêt des sources accordables pour ce type d'application.

4.1. Définition

Une impulsion ultra-courte est définie comme étant une impulsion électromagnétique dont la durée est de l'ordre de la picoseconde (ps) voire de la femto-seconde (fs). Elle est générée par des lasers à blocage de modes et son utilisation présente des caractéristiques intéressantes comme par exemple :

- *La résolution temporelle* : Compte tenu de la durée de l'impulsion qui est de l'ordre de la ps, on a une très haute résolution dans le temps pour les différents types d'applications.
- *La résolution spatiale* : elle est déterminée par la durée de l'impulsion multipliée par la vitesse de la lumière. Ce qui donne une très haute résolution spatiale nécessaire pour les applications d'imagerie, par exemple.
- *La bande passante* : Elle est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion. Lorsque cette dernière diminue, la bande passante augmente.

Les impulsions ultra-courtes ont trouvé de nombreuses applications allant de la spectroscopie ultrarapide [126], [127] aux télécommunications optiques [128-130] en passant par les applications biomédicales [131], [132].

4.2. Principe de fonctionnement du laser à blocage de modes

On considère un laser Fabry-Perot (FP). En respectant les conditions d'oscillation [120], seules quelques fréquences discrètes, qu'on appelle les modes longitudinaux, peuvent exister. La présence ou non d'un mode dans le spectre optique du laser est déterminée par l'enveloppe du gain. Afin d'exister, un mode doit avoir un gain supérieur aux pertes.

On appelle l'intervalle spectral libre (ISL) l'espacement entre deux modes longitudinaux consécutifs. Il est donné par :

$$ISL = \frac{c}{2nL} \quad (4.1)$$

où c représente la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction et L la longueur de la cavité.

Le champ total de l'onde de sortie du laser s'écrit comme étant la somme des champs des différents modes longitudinaux :

$$E(t) = \sum_{m=0}^{N-1} E_m \exp(j\omega_m t + \varphi_m) \quad (4.2)$$

où N étant le nombre de modes longitudinaux, E_m et φ_m sont respectivement l'amplitude et la phase des modes, ω_m est la pulsation du mode, elle est donnée par :

$$\omega_m = \omega_0 + m\Delta\omega \quad (4.3)$$

avec $\Delta\omega = 2\pi ISL$, ω_0 est la fréquence de la porteuse.

Le blocage de modes consiste à induire une relation de phase entre les modes longitudinaux. En supposant que ces modes ont la même amplitude ($E_m = E_0$) et qu'ils sont en accord de phase ($\varphi_m = \varphi_0$), on peut simplifier l'équation (4.2) :

$$E(t) = E_0 \exp(j\omega_0 t) \exp(j\varphi_0) \sum_{m=0}^{N-1} \exp(jm\Delta\omega t) \quad (4.4)$$

En utilisant la somme suivante :

$$\sum_{i=0}^n x^i = \frac{1 - x^{i+1}}{1 - x} \quad (4.5)$$

On peut simplifier l'équation (4.4), ce qui donne :

$$E(t) = E_0 \exp(j\omega_0 t) \exp(j\varphi_0) \left(\frac{\sin(N\Delta\omega t / 2)}{\sin(\Delta\omega t / 2)} \right) \quad (4.6)$$

Sachant que l'intensité du laser $I(t)$ est proportionnelle au carré du champ $E(t)$, on peut l'écrire comme suit:

$$I(t) \propto |E_0|^2 \left(\frac{\sin^2(N\Delta\omega t / 2)}{\sin^2(\Delta\omega t / 2)} \right) \quad (4.7)$$

La figure 4.1(a) représente les impulsions générées par 20 modes avec un ISL de 10GHz. On observe que les impulsions sont périodiques avec $T=1/ISL$ ce qui signifie que la fréquence de répétition des impulsions F est égale à l'ISL.

La durée de l'impulsion Δt est inversement proportionnelle au nombre de modes N et est donnée par : $\Delta t=T/N$.

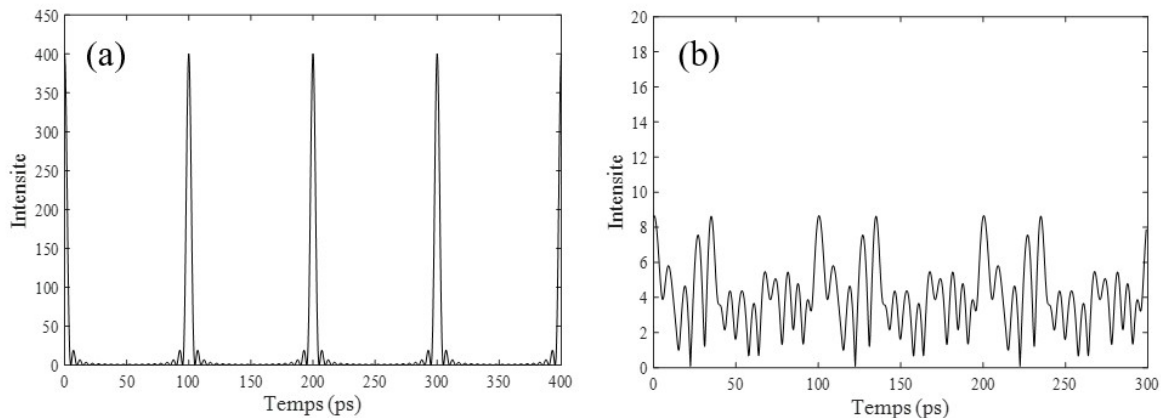


Figure 4.1: (a) Les impulsions à la sortie d'un laser à blocage de modes. (b) la sortie d'un laser où la phase des modes varie aléatoirement.

Dans le cas où la phase des modes n'est pas accordée et varie aléatoirement, le signal de sortie du laser est continu comme le montre la figure 4.1(b).

4.3. Les types de blocage de modes

Il existe plusieurs techniques pour réaliser un blocage de mode. Ce dernier peut être soit actif, passif ou hybride.

4.3.1. Le blocage de modes actif

Le blocage de modes actif consiste à moduler les pertes intra-cavité à la fréquence fondamentale [133]. Pour cela, deux types de modulateurs peuvent être utilisés : soit un modulateur acousto-optique (AOM) pour une modulation d'amplitude [134] soit un modulateur électro-optique (EOM) pour une modulation de phase [135-137].

En utilisant une source externe, on peut moduler l'indice de réfraction du modulateur ce qui provoque la modulation des pertes. Les pertes modulées sont supérieures au gain saturé

(considéré comme constant dans le temps) sauf aux valeurs minimales comme l'illustre la figure 4.2. Dans ce cas le gain est plus important et le laser émet une impulsion pendant ce laps de temps.

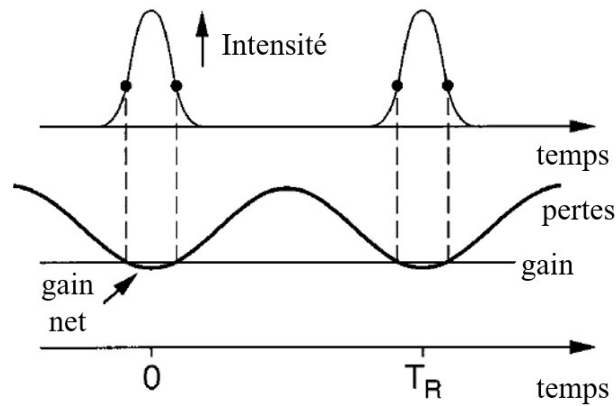


Figure 4.2: Le blocage de modes actif dans le temps. La génération des impulsions dépend du gain et de la modulation des pertes. [138]

La fréquence maximale de répétition du laser est limitée par l'électronique de contrôle des modulateurs, ce qui constitue l'inconvénient majeur du blocage de modes actif.

4.3.2. Le blocage de modes passif

Afin de s'affranchir de la limite en fréquence du blocage de modes actif, il est nécessaire de trouver une autre méthode qui ne dépend pas des alimentations externes. C'est le cas du blocage de modes passif qui utilise les effets optiques non-linéaires.

4.3.2.1. Blocage de modes passif dans un laser à double section

Il s'agit de la configuration la plus répandue pour la génération d'impulsions ultra-courtes. Pour produire un blocage de modes passif on utilise un absorbant saturable (SA) dans la cavité [139-144]. Le principe est d'exploiter la dynamique de l'absorbant saturable afin de générer des impulsions. En fait, le coefficient d'absorption du SA varie de façon non-linéaire et réversible en fonction de l'intensité de la lumière absorbée.

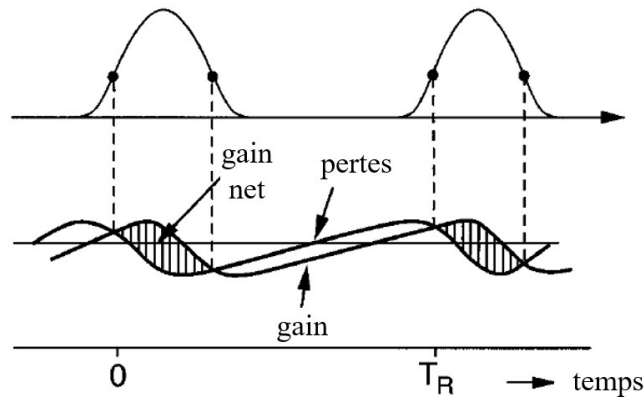


Figure 4.3: Le blocage de modes passif avec absorbant saturable. [138]

Pour les lasers à base de semi-conducteur on dit que le processus de blocage de modes est lent car la durée de l'impulsion est plus courte que le temps de recouvrement du SA. Le temps de recouvrement est défini comme étant le temps nécessaire pour retourner à l'état d'équilibre. Il est déterminé par le temps d'évacuation des porteurs photo-générés qui va dépendre de la valeur du champ électrique appliqué en inverse. Sachant que la saturation du SA est plus rapide que celle du gain, ceci permet de créer une petite fenêtre où le gain net est positif comme l'illustre la figure 4.3. C'est dans cette fenêtre que le laser émet les impulsions.

4.3.2.2. Blocage de modes passif sans absorbant saturable

Le blocage de modes passif peut se produire aussi avec des lasers mono-section sans absorbant saturable. L'origine exacte de ce phénomène reste inexpliquée, mais il est souvent attribué à la non-linéarité du milieu à gain et plus précisément au mélange à quatre ondes.

Le processus a été observé sur des lasers semi-conducteurs massifs [145], à base de boîtes quantiques [146] et de bâtonnets quantiques [147].

4.3.3. Le blocage de modes hybride

Le blocage de modes hybride consiste à combiner les blocages de modes actif et passif en utilisant à la fois un absorbant saturable et une modulation externe des pertes [148].

4.4. Les techniques de mesure des impulsions ultra-courtes

Le développement rapide des applications basées sur les impulsions ultra-courtes a incité à la mise en place de méthodes simples et rapides de caractérisation de ces impulsions afin de recréer leur forme temporelle.

4.4.1. Autocorrélation

L'autocorrélation est la plus ancienne méthode utilisée pour mesurer la durée des impulsions ultra-courtes [149]. Le principe consiste à diviser le signal de sortie du laser en deux signaux identiques décalés l'un par rapport à l'autre d'un retard τ grâce à un interféromètre à deux ondes. Les deux signaux sont focalisés sur un cristal non linéaire qui a la particularité de générer de la lumière à deux fois la fréquence du signal d'entrée (génération de seconde harmonique (SHG)) [150], [151]. L'intensité moyenne de la seconde harmonique est enregistrée à l'aide d'une photodiode. En variant la différence de marche optique τ , on obtient la fonction d'autocorrélation qui est donnée par l'expression suivante :

$$S(\tau) \propto \int I(t)I(t-\tau)dt \quad (4.8)$$

La figure 4.4 illustre le montage d'une mesure d'autocorrélation.

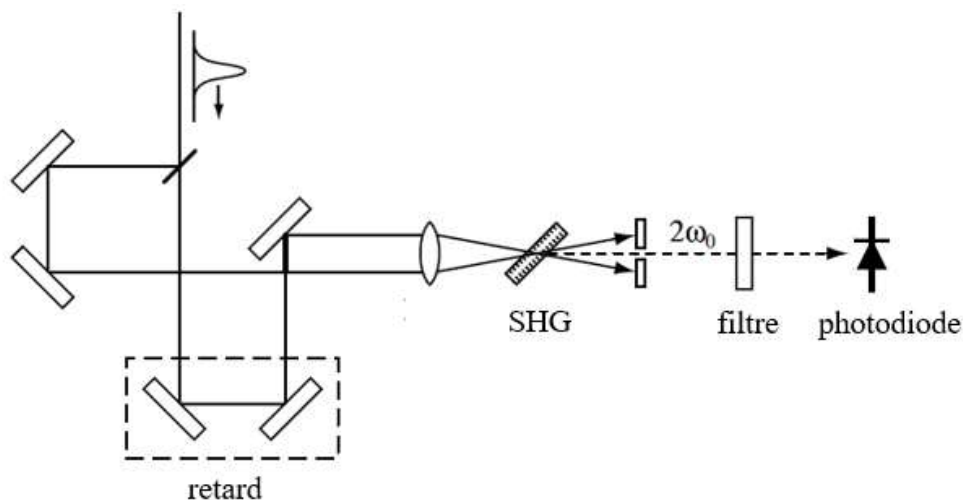


Figure 4.4: Schéma du montage d'un auto-corrélateur à génération de seconde harmonique (SGH). [152]

La fonction d'autocorrélation ne contient pas une information complète sur le champ électrique de l'impulsion initiale. En fait, cette fonction est toujours symétrique et ce indépendamment de la forme initiale de l'impulsion. Ce qui signifie qu'on ne peut déduire le profil d'intensité de l'impulsion que si cette dernière a aussi une forme symétrique bien déterminée.

Dans le cas où l'impulsion est asymétrique, l'autocorrélation donne uniquement une information sur l'intensité sans la phase ce qui rend impossible la détection des défauts dans l'impulsion ainsi que la reconstruction de sa forme.

Donc, du fait de sa symétrie et de l'absence d'information sur la phase, la fonction d'autocorrélation, malgré sa simplicité, ne permet pas de caractériser le chirp ou la dispersion dans une impulsion. Ce qui constitue une véritable contrainte et c'est pour cela que d'autres méthodes ont été mises en place afin de s'affranchir de cette limite et mesurer la phase des impulsions.

Il existe une autre variante de l'autocorrélation, appelée « intercorrélation » [153] qui est basée sur le même principe et qui consiste à remplacer le signal retardé par une impulsion courte bien déterminée qui sert de référence. Etant donné que les deux impulsions n'ont pas la même forme, la fonction d'intercorrélation permet de mieux caractériser les impulsions asymétriques à condition que la durée de l'impulsion de référence soit très petite par rapport à celle de l'impulsion sous test. En effet, la fonction d'intercorrélation s'approche de plus en plus de la durée de l'impulsion sous test quand on diminue la durée de l'impulsion de référence. De même que l'autocorrélation, l'intercorrélation ne donne aucune information sur la phase.

4.4.2. Frequency-resolved optical gating

La frequency-resolved optical gating (FROG) [154], [155] est une méthode de caractérisation plus complète qui permet de mesurer l'intensité et la phase des impulsions ultra-courtes. L'idée de base de la FROG consiste à utiliser le fenêtrage temporel de l'impulsion $E(t)$ et la mesure du spectre de chaque fenêtre $G(t)$ en fonction du retard τ entre la fenêtre et l'impulsion. Le signal obtenu est bidimensionnel (temps, fréquence) et est donné par la formule suivante :

$$S(\tau, \omega) \propto \left| \int E(t) G(t-\tau) e^{j\omega t} dt \right|^2 \quad (4.9)$$

A partir du spectrogramme $S(\tau, \omega)$ on peut extraire l'intensité et la phase spectrale de l'impulsion en utilisant un algorithme itératif [156]. Il existe plusieurs variantes de la FROG. Elles diffèrent principalement par la méthode de fenêtrage employée via des processus optiques non-linéaires.

Une des premières méthodes utilisées est la Polarization Gating FROG (PG-FROG) [157-159], le montage expérimental est illustré par la figure 4.5.

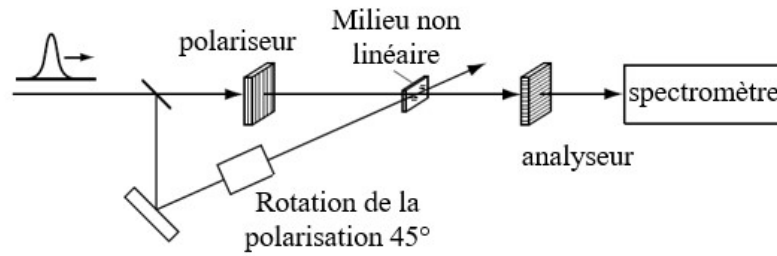


Figure 4.5: Schéma du montage de la PG-FROG. [152]

Le principe de la PG-FROG repose sur l'effet Kerr optique. Comme le montre la figure 4.5, l'impulsion est divisée en deux signaux à l'aide d'un interféromètre à deux ondes, le signal sous test passe à travers un couple polariseur-analyseur croisé tandis que le signal de fenêtrage subit une rotation de polarisation de 45°. Les deux signaux se croisent dans un milieu non linéaire du troisième ordre. La biréfringence varie selon le carré du champ et on peut donc écrire la fenêtre comme suit :

$$G(t) = |E(t)|^2 \quad (4.10)$$

On déduit donc que le fenêtrage est proportionnel à l'intensité des impulsions. Le spectrogramme résultant est mesuré à l'aide du spectromètre.

L'une des méthodes FROG les plus utilisées est la SHG-FROG [160], [161]. Elle est plus facile à implémenter que la PG-FROG. Elle utilise le même montage que l'autocorrélation sauf que la photodiode est remplacée par un spectromètre. Ce qui signifie que la fenêtre n'est rien d'autre que l'impulsion elle-même retardée dans le temps. On peut donc écrire le signal mesuré par le spectromètre comme suit :

$$S(\tau, \omega) \propto \left| \int E(t) E(t-\tau) e^{j\omega t} dt \right|^2 \quad (4.11)$$

Tout comme l'autocorrélation, la SHG-FROG est symétrique dans le temps ce qui peut causer des artefacts lors de la compensation du chirp par exemple.

La FROG peut aussi être implémentée sur le montage de l'intercorrélation, dans ce cas on l'appelle XFROG [162]. La photodiode est remplacée par un spectromètre. L'impulsion de référence $E_2(t)$ doit avoir une durée plus courte que celle de l'impulsion sous test $E_1(t)$. Le spectrogramme s'écrit comme suit :

$$S(\tau, \omega) \propto \left| \int E_1(t) E_2(t-\tau) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (4.12)$$

De même, la XFROG possède les mêmes limites que l'intercorrélation. On peut trouver d'autres variantes de la FROG dans la littérature [163-165], cependant le plus grand inconvénient reste l'algorithme utilisé pour analyser le spectrogramme.

4.4.3. Spectral interferometry

Une des méthodes de caractérisations des impulsions ultra-courtes consiste à mesurer l'amplitude spectrale $A(\omega)$ et la phase spectrale $\phi(\omega)$ et c'est exactement l'idée de la technique « Spectral Interferometry (SI) » [166], [167]. Le principe de la SI consiste à mélanger l'impulsion sous test $E(t)$ avec une impulsion de référence $E_{\text{ref}}(t)$ bien déterminée. Le signal obtenu est mesuré à l'aide d'un spectromètre comme l'illustre la figure 4.6.

Le processus de caractérisation est composé de deux étapes. Tout d'abord la mesure de l'amplitude spectrale. Pour cela, on bloque le bras de référence pour mesurer uniquement le spectre de l'impulsion sous test. L'intensité mesurée par le spectromètre est donnée par :

$$I(\omega) = \left| \tilde{E}(\omega) \right|^2 = A^2(\omega) \quad (4.13)$$

A partir de l'équation (4.13), on peut facilement déduire l'amplitude spectrale $A(\omega)$.

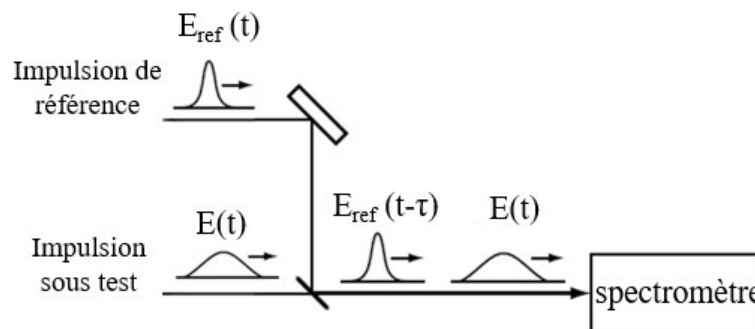


Figure 4.6: Schéma du montage de la spectral interferometry (SI). [152]

La deuxième étape consiste à mesurer la phase spectrale $\phi(\omega)$. Pour cela, on mesure à l'aide du spectromètre, le signal d'interférence entre l'impulsion sous test $E(t)$ et l'impulsion de référence retardée $E_{\text{ref}}(t-\tau)$. L'intensité mesurée s'écrit donc comme suit :

$$I(\omega) = \left| \tilde{E}(\omega) + \tilde{E}_{ref}(\omega) e^{j\omega\tau} \right|^2 \quad (4.14)$$

$$I(\omega) = A^2(\omega) + A_{ref}^2(\omega) + 2A(\omega)A_{ref}(\omega)\cos(\varphi(\omega) - \varphi_{ref}(\omega) - \omega\tau) \quad (4.15)$$

Le terme *cos* dans l'équation (4.15) représente les franges d'interférence. Afin d'extraire la différence de phase $\varphi(\omega) - \varphi_{ref}(\omega)$, on applique une transformée de Fourier sur le signal d'intensité $I(\omega)$. Le résultat obtenu est composé de 3 lobes dans le temps autour de $-\tau$, 0 et τ comme le montre la figure 4.7.

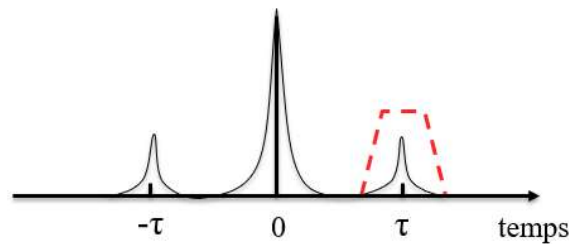


Figure 4.7: La transformée de Fourier du signal de battement constitué de 3 lobes autour de $-\tau$, 0 et τ . Le lobe autour de τ est filtré.

Le lobe autour de τ est filtré. On lui applique une autre transformée de Fourier pour revenir dans le domaine fréquentiel [167]. On extrait l'argument du signal résultant qui s'écrit comme :

$$\theta(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi_{ref}(\omega) - \omega\tau \quad (4.16)$$

Le terme $-\omega\tau$ dans l'équation (4.16) représente un retard dans le temps et n'a aucune incidence sur la forme de l'impulsion.

La méthode SI permet de mesurer l'amplitude spectrale $A(\omega)$ et la phase spectrale $\varphi(\omega)$ d'une impulsion ultra-courte à condition que :

- L'impulsion sous test et l'impulsion de référence soient en cohérence afin d'avoir une interférence.
- Le retard τ doit être assez grand pour permettre le filtrage (figure 4.7) et en même temps assez petit pour que le spectromètre échantillonne correctement les franges d'interférence.

4.4.4. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction

La méthode de caractérisation « Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction (SPIDER) » [168-171] constitue la deuxième méthode la plus utilisée après la FROG. Elle est basée principalement sur la SI en remplaçant l'impulsion de référence par l'impulsion sous test elle-même décalée à la fois dans le temps et en fréquence. L'équation (4.16) s'écrit désormais comme suit :

$$\theta(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega) - \omega\tau \quad (4.17)$$

avec Ω étant le décalage en fréquence tandis que τ représente le retard dans le temps.

Le retard τ est obtenu à l'aide d'un interféromètre à deux ondes tandis que le décalage en fréquence Ω est obtenu en mélangeant l'impulsion sous test avec une impulsion fortement chirpée dans un milieu non linéaire comme l'illustre la figure 4.8. L'impulsion chirpée est généralement obtenue à partir de l'impulsion sous test. La fréquence instantanée de l'impulsion chirpée est donnée par :

$$\omega_c(t) = \omega_0 + \frac{t}{\varphi_0^2} \quad (4.18)$$

où ω_0 et φ_0 sont respectivement la fréquence initiale et la phase initiale. En choisissant bien le retard τ on peut trouver le décalage en fréquence Ω qui s'écrit :

$$\Omega = \tau / \varphi_0^2 \quad (4.19)$$

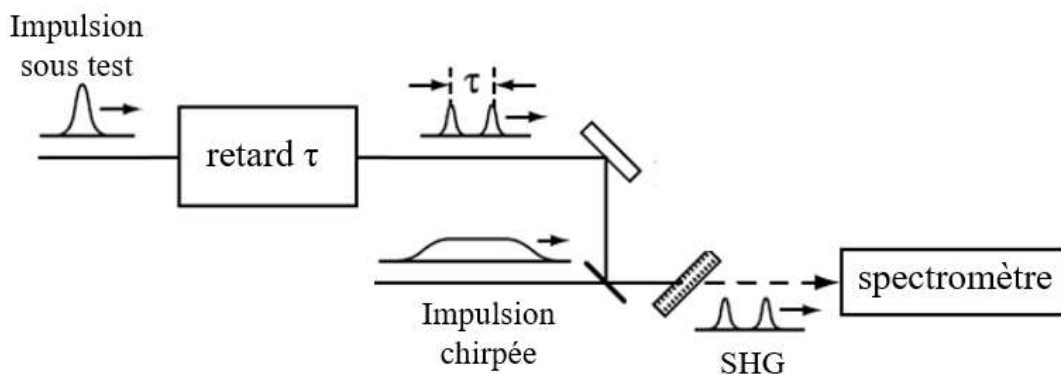


Figure 4.8: Schéma du montage de la méthode SPIDER. [152]

Le cristal non linéaire permet donc de générer l'impulsion décalée en fréquence. Le signal résultant est mesuré à l'aide du spectromètre.

Etant donné que Ω et τ sont bien connus, on peut, à partir de l'équation (4.17) écrire :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \omega} = \frac{\varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega)}{\Omega} \quad (4.20)$$

La phase spectrale $\varphi(\omega)$ est obtenue en intégrant l'équation (4.20) sachant que Ω doit être assez petit pour permettre l'échantillonnage correcte de $\varphi(\omega)$.

De même que la FROG, il existe plusieurs variantes de la SPIDER dans la littérature [172-180].

4.4.5. Stepped-heterodyne

La stepped-heterodyne est une méthode de caractérisation qui permet de mesurer l'intensité et la phase d'un signal périodique. Le principe de fonctionnement de la stepped-heterodyne consiste à faire le battement entre les impulsions sous test et un oscillateur local [181]. La figure 4.9 illustre le montage expérimental.

Le champ électrique de l'impulsion sous test est supposé être périodique, il s'écrit donc comme suit :

$$E(t) = \sum_{m=-N}^N \left(\sqrt{P_m} \exp(jm2\pi Ft + j\phi_m) \right) \exp(j\omega_s t + j\phi_s(t)) \quad (4.21)$$

où F est la fréquence de répétition de l'impulsion, P_m et ϕ_m sont respectivement la puissance et la phase spectrale du mode m , ω_s et ϕ_s la fréquence optique et le bruit de phase de la porteuse.

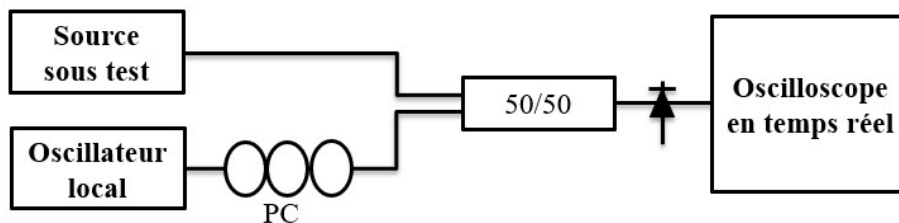


Figure 4.9: Schéma du montage de la méthode stepped-heterodyne. PC : contrôleurs de polarisation.

Le champ électrique de l'oscillateur local s'écrit comme :

$$E_{OL}(t) = \sqrt{P_{OL}} \exp(j\omega_{OL}t + j\phi_{OL}(t)) \quad (4.22)$$

où P_{OL} , ω_{OL} et ϕ_{OL} représentent respectivement la puissance, la fréquence optique et le bruit de phase de l'oscillateur local.

L'oscillateur local est placé entre deux modes avec un décalage δ inférieur à la moitié de la fréquence de répétition F comme l'illustre la figure 4.10(a). Le signal de battement est mesuré dans le domaine RF. Le spectre du signal de battement est illustré dans la figure 4.10(b). On observe la présence de trois pics dans le spectre RF à la fréquence δ , $F-\delta$ et F . A noter que les fréquences supérieures à F ne sont pas prises en considération.

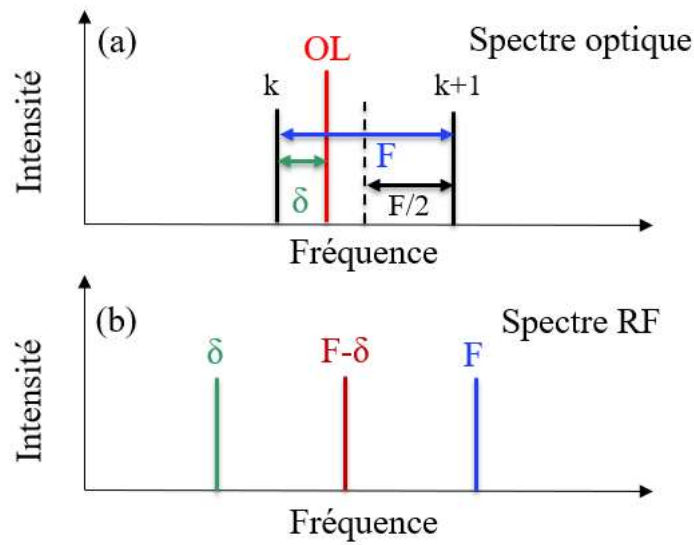


Figure 4.10: (a) Spectre optique et (b) spectre RF du signal de battement.

En filtrant les trois signaux du spectre RF, on peut écrire :

$$sig_{\delta_k} = \sqrt{P_{OL}P_k} \exp(j(2\pi\delta_k t + \phi_{LO}(t) - \phi_s(t) - \phi_k)) \quad (4.23)$$

$$sig_{F-\delta_k} = \sqrt{P_{LO}P_{k+1}} \exp(j(2\pi(F-\delta_k)t - \phi_{LO}(t) + \phi_s(t) + \phi_{k+1})) \quad (4.24)$$

$$sig_F = P_{tot} \exp(j(2\pi Ft + \phi_{tot})) \quad (4.25)$$

En multipliant l'équation (4.23) par l'équation (4.24) on arrive à supprimer le bruit de phase, ce qui nous donne :

$$sig_{\delta_k} sig_{F-\delta_k} = P_{OL} \sqrt{P_k P_{k+1}} \exp(j(2\pi Ft + \phi_{k+1} - \phi_k)) \quad (4.26)$$

En multipliant l'équation (4.26) par le conjugué de l'équation (4.25) on trouve :

$$sig_{\delta_k} sig_{F-\delta_k} \overline{sig_F} \propto \exp(j(\phi_{k+1} - \phi_k - \phi_{tot})) \quad (4.27)$$

L'équation (4.27) permet de calculer la différence de phase entre les modes k et $k+1$. La présence de ϕ_{tot} n'a aucune incidence sur la forme de l'impulsion, elle va juste introduire un retard dans le temps.

En répétant ce procédé pour tous les modes de l'impulsion, on peut récupérer la phase spectrale totale et ainsi reconstruire la forme de l'impulsion.

L'avantage de la stepped-heterodyne est qu'elle ne nécessite aucune horloge externe ou une modulation du signal ce qui fait d'elle une méthode directe, cependant, il est impératif de connaître avec exactitude le nombre de modes ainsi que la fréquence de chaque mode à l'avance afin de positionner correctement l'oscillateur local. Autrement, le résultat obtenu est erroné. Un autre inconvénient de la stepped-heterodyne est le nombre de mesures à effectuer et le temps complet de la caractérisation dans le cas où on a un nombre important de modes, comme pour un laser à blocage de modes passif à base de bâtonnets quantiques.

4.4.6. Technique de Multihétérodynage

La technique de caractérisation « Multiheterodyne » est basée sur le même principe que la stepped-heterodyne qui consiste à mélanger l'impulsion sous test avec un peigne de fréquences optiques au lieu d'un oscillateur local comme l'illustre la figure 4.11. L'utilisation du peigne de fréquences optiques permet de caractériser l'impulsion en une seule mesure [182].

Le champ électrique du peigne de fréquences optiques s'écrit comme suit :

$$E_{po}(t) = \sum_{k=0}^N (\sqrt{P_k} \exp(jk2\pi ft + j\phi_k)) \exp(j(\omega_s + \delta\omega)t + j\phi_{po}(t)) \quad (4.21)$$

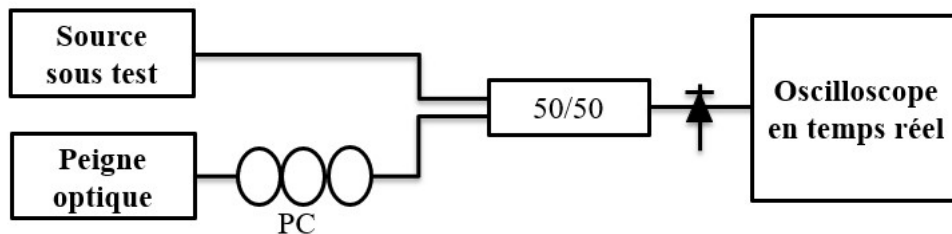


Figure 4.11: Schéma du montage de la méthode multiheterodyne. PC : contrôleurs de polarisation.

où f est l'ISL du peigne de fréquences optiques ($f < F$), $\delta\omega$ représente le décalage minimum entre les modes de l'impulsion et le peigne de fréquences optiques.

Etant donné que la fréquence de répétition des deux signaux est différente, le signal de battement entre le peigne de fréquences optiques et le mode le plus proche est donné dans le spectre RF par le peigne A (figure 4.12(b)) tandis que le peigne B représente le battement avec le second mode le plus proche.

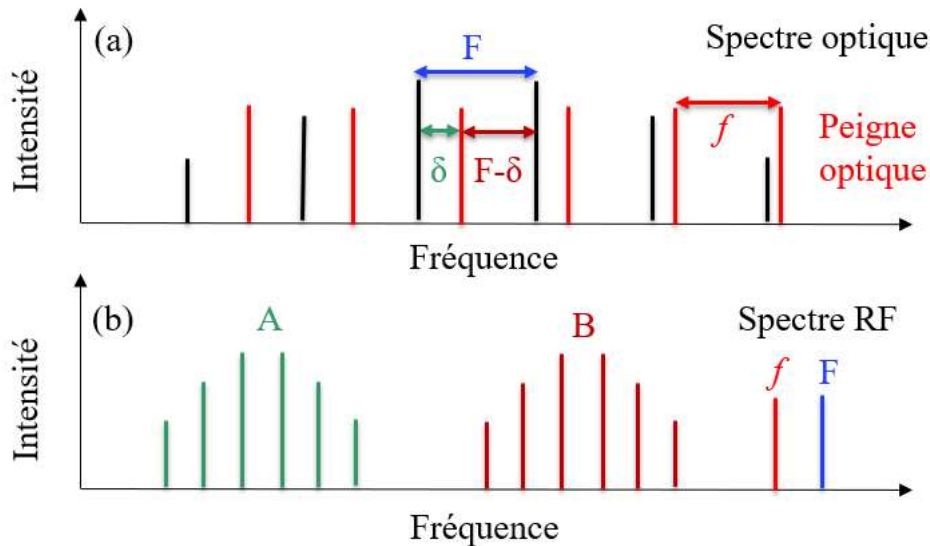


Figure 4.12: (a) Spectre optique et (b) spectre RF du signal de battement.

A partir de là, c'est la même procédure que la stepped-heterodyne qui s'applique afin de retrouver la phase spectrale totale et ainsi reconstruire la forme de l'impulsion.

En plus de tous les avantages de la stepped-heterodyne, la multiheterodyne ne nécessite qu'une seule mesure, ceci a pour effet de réduire le temps nécessaire pour la caractérisation. Cette méthode est plus adaptée à la caractérisation des peignes de fréquences optiques que les lasers avec un nombre important de modes. Enfin, elle exige aussi la connaissance au préalable du nombre de modes ainsi que leurs fréquences afin de bien positionner le peigne de fréquences optiques.

4.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini les impulsions ultra-courtes générées par des lasers à blocage de modes. Le principe de fonctionnement de ces derniers a été présenté ainsi que les différents types de blocage de modes (actif, passif et hybride). Afin de caractériser les impulsions ultra-courtes, il existe plusieurs méthodes comme l'autocorrélation qui est assez

simple mais qui ne donne aucune information sur la phase. Il y a aussi la FROG qui est plus complète en donnant accès à l'amplitude et la phase, cependant, elle reste relativement compliquée à mettre en œuvre à cause de la nécessité d'un algorithme itératif pour analyser le spectrogramme. La SI et la SPIDER sont aussi des techniques complètes malgré les difficultés liées à la génération de l'impulsion chirpée. Enfin, la stepped-heterodyne et la multiheterodyne sont des méthodes simples et directes qui ne nécessitent aucune horloge externe ou modulation du signal. Toutefois, elles ne sont pas très adaptées pour les lasers avec un nombre important de modes.

Dans le chapitre suivant, nous allons voir comment exploiter les avantages des sources accordables pour caractériser les impulsions ultra-courtes.

5. Mesure complète d'un train d'impulsions ultra-courtes à l'aide d'un laser accordable

Table des matières

5. Mesure complète d'un train d'impulsions ultra-courtes à l'aide d'un laser accordable	88
5.1. La théorie.....	89
5.2. Simulations.....	92
5.3. Résultats expérimentaux.....	96
5.3.1. U2t TMLL-1550.....	96
5.3.2. QD-MLL	101
5.3.2.1. La première mesure : le QD-MLL filtré.....	101
5.3.2.2. La seconde mesure : le QD-MLL non filtré	105
5.4. Conclusion.....	110

Dans ce chapitre, nous allons présenter une nouvelle application pour les lasers accordables qui vient s'ajouter à celles présentées dans le chapitre 1. Cette application consiste en la caractérisation des trains d'impulsions ultra-courtes générées habituellement par des lasers à blocage de modes.

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 4, il existe de nombreuses techniques dédiées à la caractérisation de ces impulsions comme FROG [183], [184] et SPIDER [168], [185]. Toutefois, ces méthodes exigent des puissances élevées ce qui fait qu'elles utilisent l'EDFA pour amplifier le signal, cela peut causer la distorsion du spectre et rendre la mesure inexacte [186]. Il existe aussi des méthodes linéaires comme la stepped-heterodyne [181] et la Multiheterodyne [182], [187], [188] qui ne nécessitent aucune horloge externe ou une modulation du signal. Cependant ces techniques dépendent fortement des caractéristiques du laser à blocage de modes; par exemple dans le cas de la stepped-heterodyne, le nombre de modes du laser détermine le nombre de mesures à effectuer et ainsi le temps nécessaire pour la caractérisation.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons mis en place une nouvelle approche interférométrique basée sur la stepped-heterodyne pour caractériser des impulsions ultra-courtes. Notre technique exploite les propriétés des sources lasers accordables en continu pour balayer, en une seule mesure, toute la bande spectrale du laser à blocage de modes. Ceci nous permet de mesurer l'amplitude et la phase spectrales des différents modes et ainsi retrouver le champ électrique de l'impulsion.

Notre technique est simple, directe et ne nécessite aucune horloge externe. La caractérisation se fait en une seule mesure très rapide. En plus de ces avantages, elle n'exige aucune connaissance au préalable sur les différentes caractéristiques du laser à blocage de modes comme la fréquence de répétition, le nombre de modes et la fréquence de chaque mode, ce qui la rend indépendante de l'objet sous test.

5.1. La théorie

Le principe de la technique consiste à mélanger le signal périodique de l'impulsion ultra-courte avec le signal du laser accordable [198]. Le signal de battement est enregistré à l'aide d'un oscilloscope en temps réel. En connaissant la fréquence instantanée du laser accordable on peut déduire les caractéristiques du laser à blocage de modes comme l'illustre la figure 5.1.

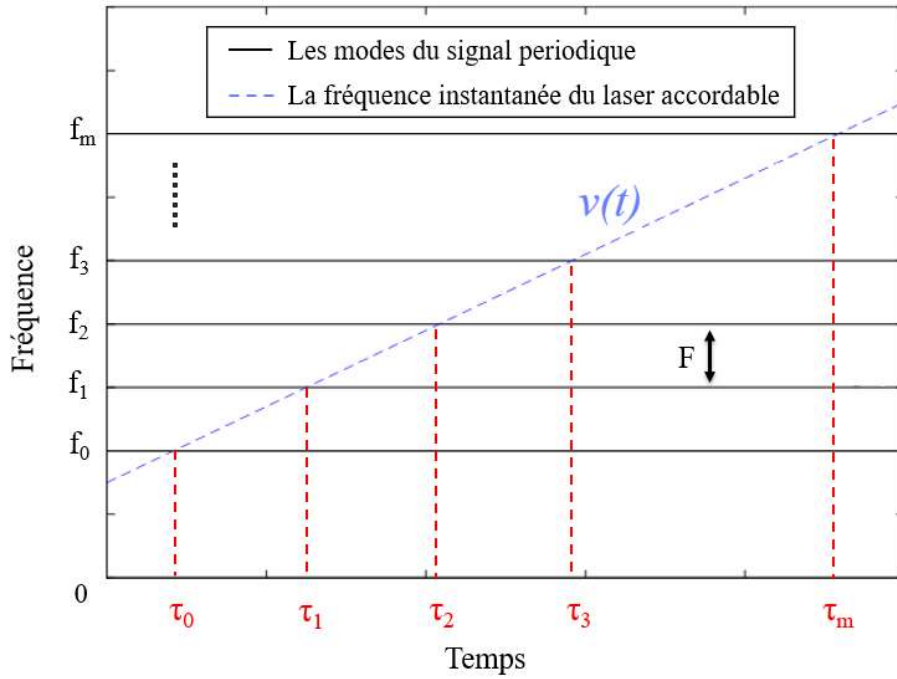


Figure 5.1: La représentation temps-fréquence des signaux. (Noir) les modes du signal périodique. (Bleu pointillé) la fréquence instantanée du laser accordable. La fréquence instantanée varie linéairement dans le temps sur toute la bande spectrale de l'objet sous test. (Rouge pointillé) ($\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m$) représentent respectivement les instants où le laser accordable est sur la même fréquence que les modes ($0, 1, 2, \dots, m$). F est la fréquence de répétition du signal périodique.

A partir de la figure 5.1, on peut déduire le nombre de mode $m+1$ ainsi que la fréquence de chaque mode f_k qui est donnée par :

$$f_k = v(\tau_k) \quad (5.1)$$

Avec $v(t)$ étant la fréquence instantanée du laser accordable et τ_k l'instant où le laser accordable est sur la même fréquence que le mode k , ce qui se traduit par une fréquence de battement nulle à cet instant. La fréquence de répétition F de l'objet sous test est calculée comme étant la différence de fréquence entre les modes adjacents.

En supposant que le signal sous test est périodique [181], on peut écrire son champ électrique E_{sig} comme :

$$E_{sig}(t) = \sum_{n=0}^m \sqrt{P_n} \exp(jn\Omega t + j\phi_n) \exp(j\omega_{sig} t + j\phi_{sig}(t)) \quad (5.2)$$

Avec $\Omega = 2\pi F$ est la fréquence angulaire et F la fréquence de répétition du signal périodique. P_n et ϕ_n sont respectivement la puissance et la phase spectrale du $n^{\text{ième}}$ mode. ω_{sig} et $\phi_{sig}(t)$ sont respectivement la fréquence et le bruit de phase de la porteuse optique.

Le champ électrique du laser accordable E_{ss} [189] s'écrit comme:

$$E_{ss}(t) = \sqrt{P_{ss}} \exp\left(j2\pi\left(\nu_0 + \frac{\gamma}{2}t\right)t + j\phi_{ss}(t)\right) \quad (5.3)$$

Avec $\nu(t) = \nu_0 + \gamma t$ est la fréquence instantanée du laser accordable avec une fréquence initiale ν_0 et une vitesse γ . P_{ss} et $\phi_{ss}(t)$ sont respectivement la puissance et le bruit de phase de la source accordable.

Une fois les deux signaux mélangés, le champ électrique du signal de battement E_{beat} peut s'écrire comme suit :

$$E_{beat}(t) = \frac{1}{2}(E_{sig}(t) + E_{ss}(t)) \quad (5.4)$$

Le signal de battement est détecté dans le domaine RF à l'aide d'un oscilloscope en temps réel et une photodiode dont la bande passante est supérieure à la fréquence de répétition du signal périodique F . Il est ensuite filtré à des instants t_k ($k=0, 1, 2, \dots, m-1$) correspondant à une fréquence instantanée du laser accordable se trouvant entre les modes k et $k+1$ avec un décalage δ inférieur à la moitié de la fréquence de répétition F comme l'illustre la figure 5.2.

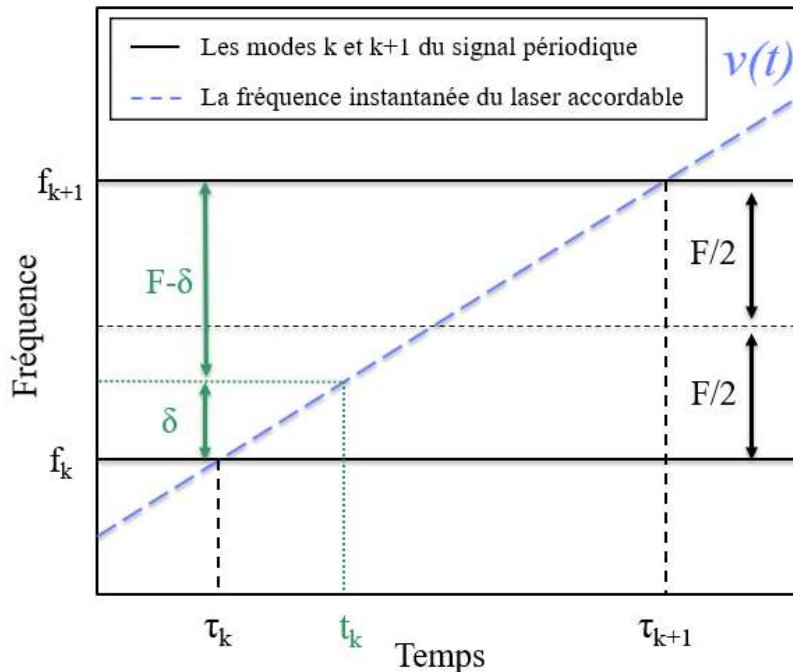


Figure 5.2: La représentation temps-fréquence du battement entre le laser accordable et l'objet sous test. (Noir) les modes k et $k+1$ du signal périodique. (Bleu pointillé) la fréquence instantanée du laser accordable. (Vert pointillé) filtrage du signal de battement à l'instant t_k correspondant à une fréquence instantanée du laser accordable positionnée entre les deux modes k et $k+1$ avec un décalage δ inférieur à $F/2$.

Les m signaux filtrés représentent le battement entre chaque deux modes adjacents et la source accordable. Chacun de ces signaux contient donc trois fréquences : δ , $F-\delta$ et F . on peut écrire :

$$Sig_k = sig_{\delta_k} + sig_{F-\delta_k} + sig_F + C.C \quad (5.5)$$

Avec sig_{δ_k} et $sig_{F-\delta_k}$ sont respectivement les signaux de battement entre le laser accordable et les modes k et $k+1$. Sig_F est la somme de tous les signaux de battement entre les modes adjacents.

A noter que les fréquences de battement supérieures à F ne sont pas prises en considération. Les trois signaux sig_{δ_k} , $sig_{F-\delta_k}$ et sig_F sont filtrés séparément, ils s'écrivent :

$$sig_{\delta_k} = \sqrt{P_{ss}P_k} \exp\left(j\left(2\pi t\left(\delta_k + \frac{\gamma}{2}t\right) + \phi_{ss}(t) - \phi_{sig}(t) - \phi_k\right)\right) \quad (5.6)$$

$$sig_{F-\delta_k} = \sqrt{P_{ss}P_{k+1}} \exp\left(j\left(2\pi t\left((F-\delta_k) - \frac{\gamma}{2}t\right) - \phi_{ss}(t) + \phi_{sig}(t) + \phi_{k+1}\right)\right) \quad (5.7)$$

$$sig_F = P_{tot} \exp(j(2\pi Ft + \phi_{tot})) \quad (5.8)$$

Afin de supprimer le bruit de phase du laser accordable $\phi_{ss}(t)$, on multiplie l'équation (5.6) par l'équation (5.7) ce qui nous donne :

$$sig_{\delta_k} sig_{F-\delta_k} = P_{ss} \sqrt{P_k P_{k+1}} \exp(j(2\pi Ft + \phi_{k+1} - \phi_k)) \quad (5.9)$$

En multipliant l'équation (5.9) par le conjugué de l'équation (5.8) on trouve :

$$sig_{\delta_k} sig_{F-\delta_k} \overline{sig_F} \propto \exp(j(\phi_{k+1} - \phi_k - \phi_{tot})) \quad (5.10)$$

L'équation (5.10) permet de calculer la différence de phase entre les modes k et $k+1$. La présence de ϕ_{tot} va introduire un décalage dans le temps sans affecter la mesure.

A noter que cette procédure est appliquée simultanément à tous les m signaux filtrés. Ceci permet de retrouver en une seule mesure l'amplitude de tous les modes ainsi que la différence de phase entre les modes adjacents.

5.2. Simulations

Afin de valider la partie théorique, nous avons fait des simulations de la technique proposée sur des impulsions ultra-courtes générées par un laser à blocage de modes. Ce dernier

contient 15 modes autour de la longueur d'onde 1550 nm avec une fréquence de répétition de 10 GHz. Nous avons volontairement introduit une dispersion quadratique de 30 ps² dans le but de comparer la phase spectrale mesurée avec un profil de phase bien déterminé. Les mêmes simulations ont été refaites avec la stepped-heterodyne pour comparer les deux méthodes.

Le laser accordable permet de balayer toute la bande spectrale du laser à blocage de modes. Le signal de battement entre ces deux lasers est détecté dans le domaine RF. On applique ensuite une transformée de Fourier à fenêtre glissante (STFT) [190] sur le signal de battement pour obtenir le spectrogramme. Ceci est important pour déterminer les caractéristiques du laser à blocage de modes telles que la fréquence de répétition, le nombre de modes et leurs fréquences respectives.

La figure 5.3 montre le spectrogramme du signal de battement.

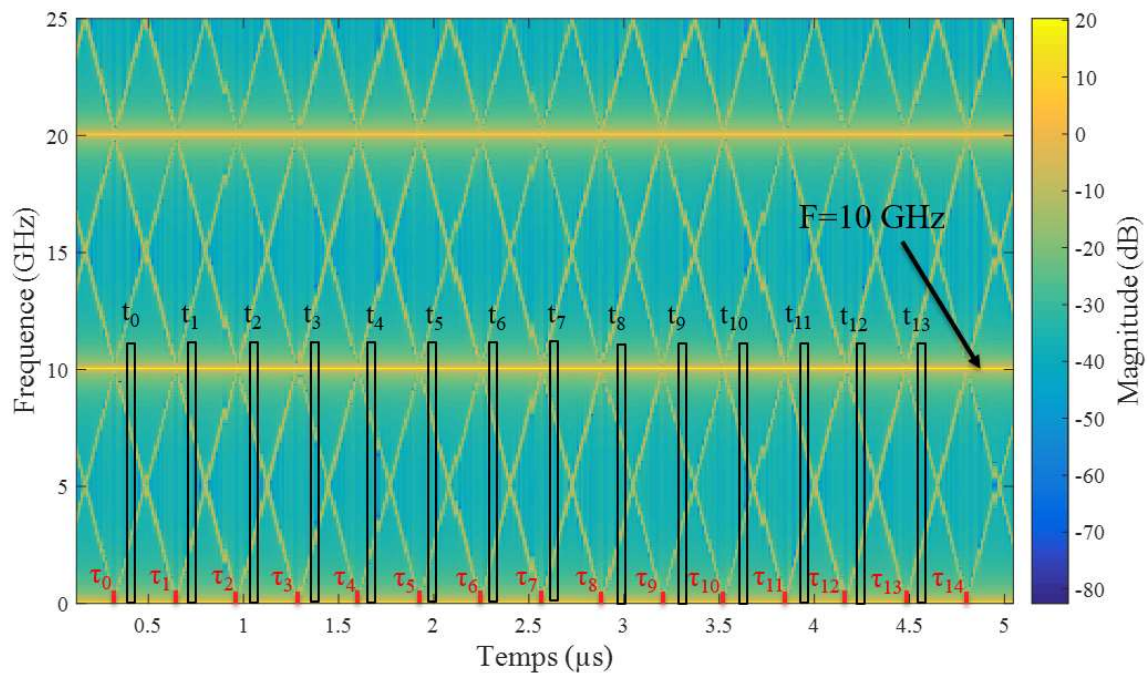


Figure 5.3: Le spectrogramme du signal de battement entre le laser accordable et le laser à blocage de modes. (Rouge) les instants ($\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{14}$) correspondent à une fréquence de battement nulle et permettent de retrouver la fréquence de chacun des 15 modes. (Noir) le signal de battement est filtré aux instants ($t_0, t_1, t_2, \dots, t_{13}$) qui correspondent à une fréquence instantanée positionnée entre deux modes avec un décalage inférieur à $F/2$. La fréquence de répétition $F = 10$ GHz.

A partir de la figure 5.3 on peut déduire directement la fréquence de répétition $F = 10$ GHz et le nombre de modes $n = 15$. Pour retrouver la fréquence de chaque mode, on utilise l'équation (5.1) après avoir relevé les temps ($\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{14}$) qui correspondent à une fréquence de battement nulle (c'est-à-dire quand le laser accordable est à la même fréquence que celle d'un des modes).

Après avoir déterminé toutes les caractéristiques du laser à blocage de modes, on filtre le signal de battement aux instants ($t_0, t_1, t_2, \dots, t_{13}$) comme l'illustre la figure 5.3. Chacun des signaux résultants représente le battement entre le laser accordable et deux modes adjacents. Il contient donc trois fréquences comme le montre la figure 5.4. Rappelons que les fréquences supérieures à F sont négligées.

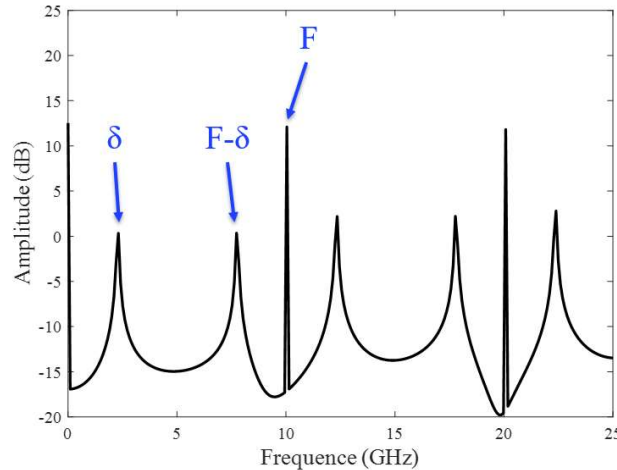


Figure 5.4: Le spectre RF du signal de battement entre le laser accordable et deux modes adjacents. δ , $F-\delta$ sont respectivement les fréquences de battement avec le premier et le second mode, F la fréquence de répétition.

En filtrant les trois fréquences et en suivant la procédure décrite dans la section précédente, on arrive à récupérer la différence de phase entre les deux modes. De même pour les autres signaux qui sont traités simultanément, on retrouve alors la phase spectrale de notre laser à blocage de modes.

La figure 5.5 montre les résultats des simulations de l'amplitude et de la phase spectrale du laser à blocage de modes en utilisant le laser accordable et la technique de la stepped-heterodyne. Pour cette dernière, il faut connaître au préalable les caractéristiques de l'objet sous test afin de positionner l'oscillateur local à chaque fois à la bonne fréquence. Le nombre de mesures à effectuer dépend du nombre de modes. Ceci peut devenir un véritable obstacle, par exemple dans le cas où le laser contient plus d'une centaine de modes.

On observe sur la figure 5.5(a) que l'amplitude mesurée coïncide avec l'amplitude des modes dans le spectre optique. De même pour la phase spectrale dans la figure 5.5(b), on remarque que les deux méthodes donnent le même résultat qui est aussi en accord avec la courbe théorique de la dispersion quadratique de 30 ps^2 . Ceci prouve l'efficacité de notre approche à faire des mesures rapides en un seul coup et sans avoir aucune connaissance au préalable sur l'objet sous test.

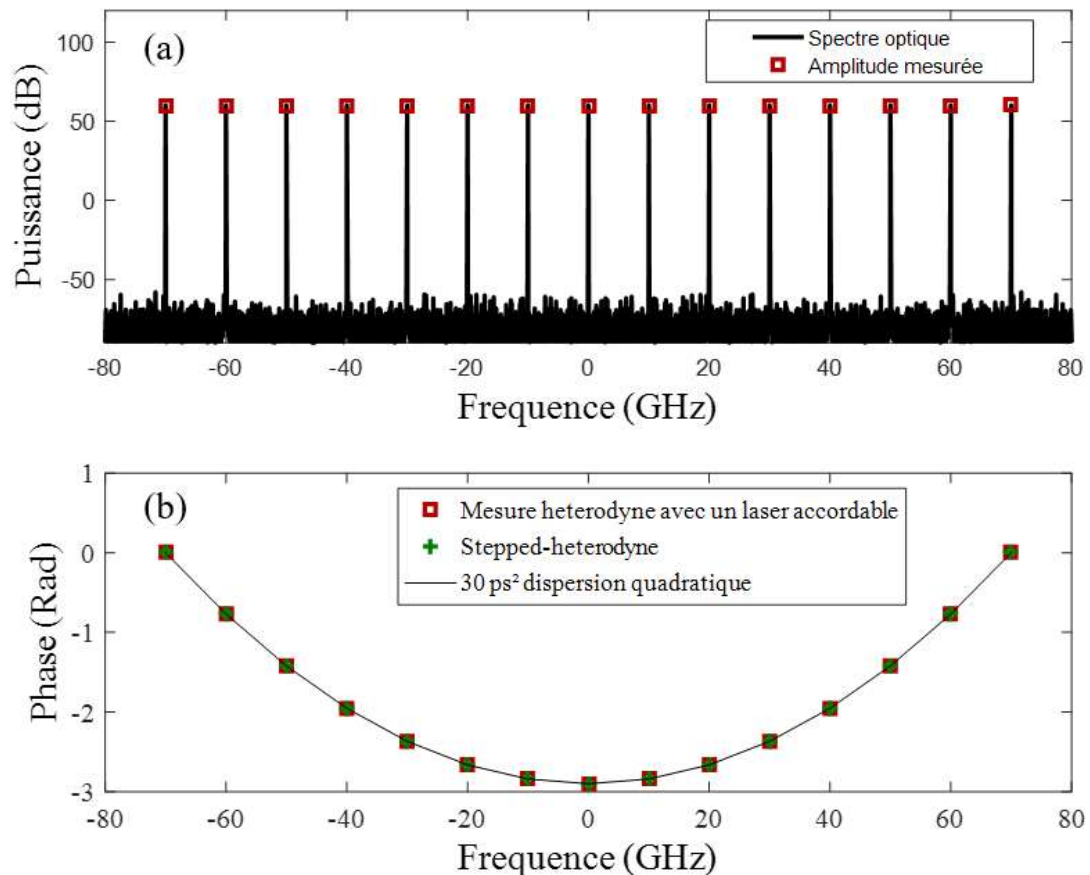


Figure 5.5: (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (rouge) la phase spectrale mesurée en utilisant le laser accordable. (Vert) la phase spectrale mesurée avec la technique stepped-heterodyne. (Noir) la courbe de 30 ps² de dispersion quadratique.

Après avoir obtenu l'amplitude et la phase spectrale de tous les modes, on peut désormais reconstruire l'impulsion dans le domaine temporel en utilisant l'équation (5.2).

La figure 5.6(a) montre l'impulsion reconstruite directement à la sortie du laser en utilisant le laser accordable (cercles noirs) et la stepped-heterodyne (carrés verts). Ces deux mesures donnent des résultats similaires qui sont en accord avec la forme de l'impulsion générée. On peut clairement voir l'élargissement de l'impulsion causé par la dispersion. Les mêmes mesures ont été refaites, cette fois-ci en compensant la dispersion. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 5.6(b). Là aussi on remarque que les deux techniques donnent des résultats similaires qui correspondent à la forme de l'impulsion.

Le retard de groupe (GD) d'un signal est calculé en dérivant sa phase spectrale par rapport à la fréquence angulaire. La figure 5.7 montre le retard de groupe calculé à partir de la phase spectrale mesurée en utilisant le laser accordable. On remarque que le résultat obtenu correspond à la courbe théorique calculée à partir de 30 ps² de dispersion quadratique.

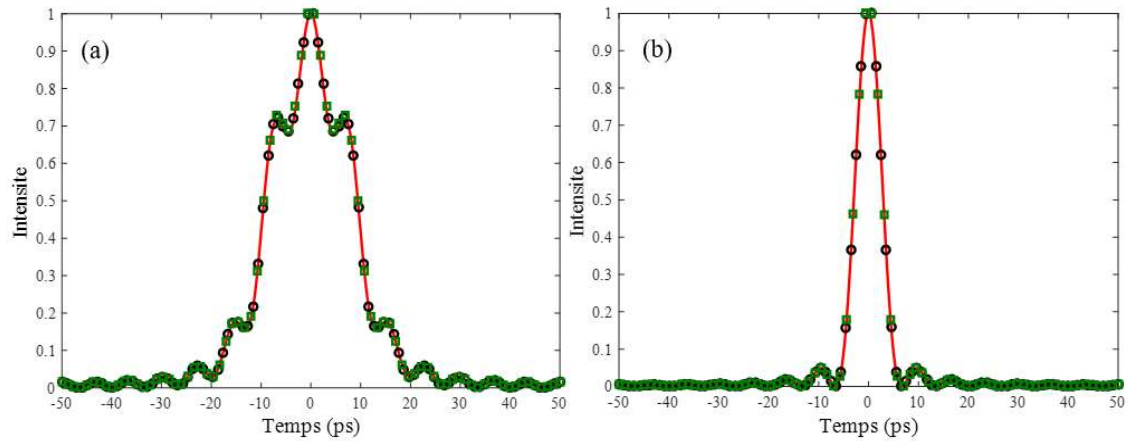


Figure 5.6: (a) L'impulsion mesurée directement à la sortie du laser. (b) L'impulsion mesurée après la compensation de la dispersion. (Rouge) l'impulsion générée par le laser à blocage de modes. (Cercles noirs) l'impulsion mesurée en utilisant le laser accordable. (Carrés verts) L'impulsion mesurée avec la technique stepped-heterodyne.

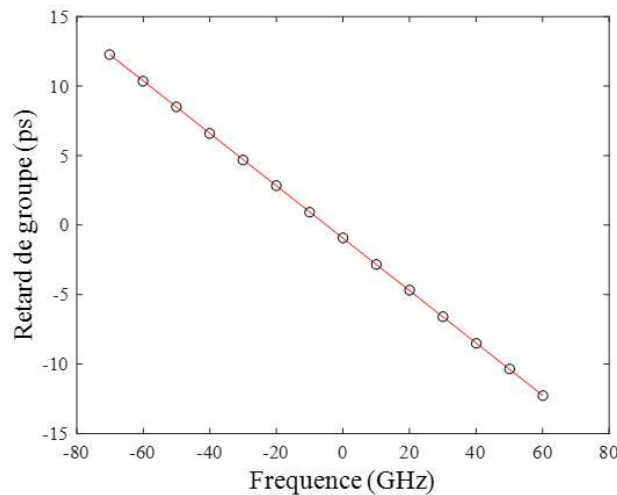


Figure 5.7: Le retard de groupe. (Rouge) courbe théorique calculée à partir de 30 ps^2 de dispersion quadratique. (Cercles noirs) valeurs mesurées en utilisant le laser accordable.

5.3. Résultats expérimentaux

Après les résultats de simulation, des mesures expérimentales ont été réalisées sur deux types de lasers à blocage de modes.

5.3.1. U2t TMLL-1550

Le premier test a été effectué sur un laser à blocage de modes commercial TMLL-1550 de la compagnie u2t Photonics [191]. Le laser permet un blocage de modes passif grâce à la présence d'un absorbant saturable dans sa cavité.

La figure 5.8 illustre le schéma du montage expérimental. Il consiste à faire battre le TMLL-1550 avec le SG-DBR en utilisant un coupleur 50/50. La polarisation du signal provenant du TMLL-1550 est maintenue grâce à des contrôleurs de polarisations (PC). Le signal de battement est enregistré dans le domaine RF à l'aide d'une photodiode avec une bande passante de 12 GHz et un oscilloscope en temps réel dont la fréquence d'échantillonnage est de 40 GSa/s.

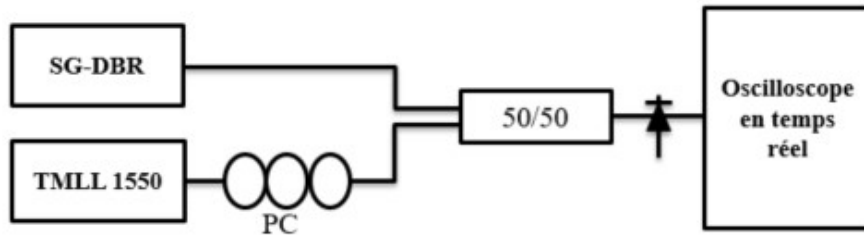


Figure 5.8: Montage expérimental de la mesure hétérodyne utilisant un SG-DBR. PC : contrôleurs de polarisation.

Le TMLL-1550 est alimenté par un courant continu de 89.9 mA à 19°C de température. La fréquence de répétition est à 10.35 GHz. Le SG-DBR balaye une plage de 50 nm autour de 1550 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz.

La figure 5.9 montre le signal de battement mesuré par l'oscilloscope.

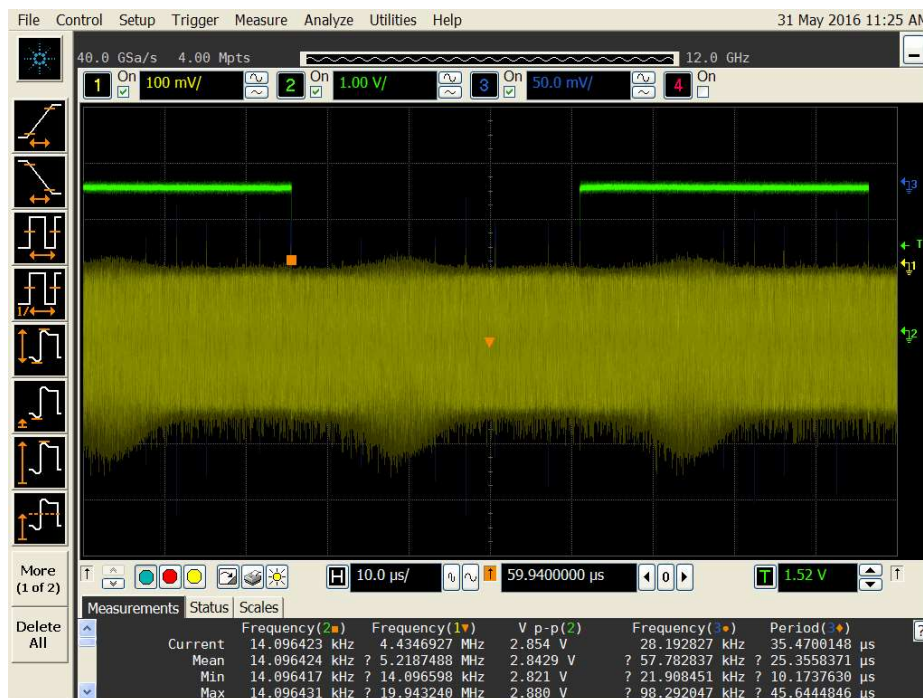


Figure 5.9: (Jaune) le signal de battement entre le SG-DBR et le TMLL-1550. (Vert) l'horloge du SG-DBR. Chaque période représente un balayage complet. Echelle du temps 10 μs/div.

Après avoir sauvegardé le signal de battement, on applique la STFT afin d'extraire les caractéristiques du TMLL-1550.

La figure 5.10 montre le spectrogramme du signal de battement. Le temps d'intégration est de 30 ns.

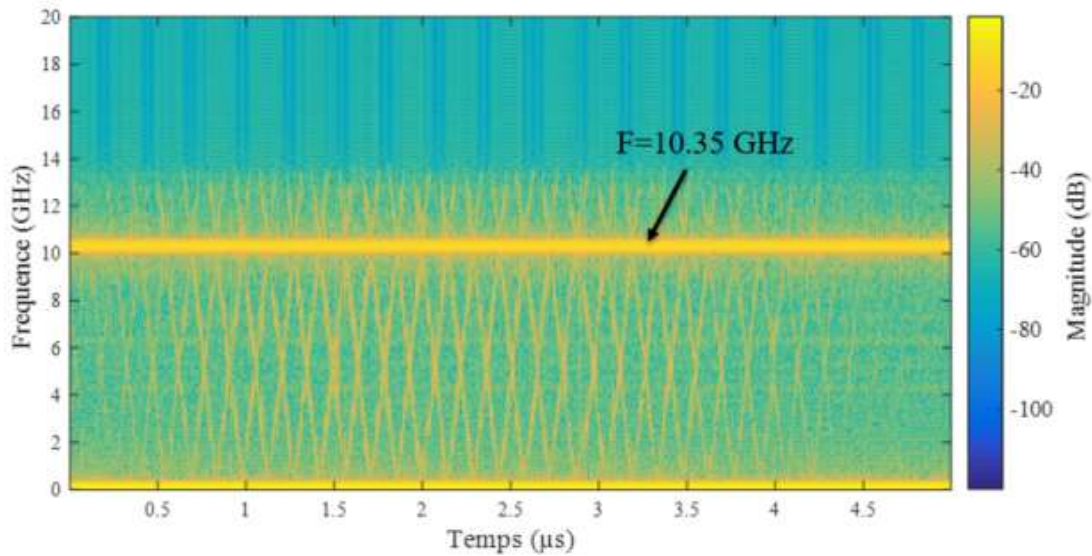


Figure 5.10: Le spectrogramme du signal de battement calculé avec la STFT.

D'après la figure 5.10, on déduit directement la fréquence de répétition du TMLL-1550. De la même façon que dans la section précédente, on relève les temps ($\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m$) pour calculer la fréquence de chaque mode ainsi que les temps ($t_0, t_1, t_2, \dots, t_{m-1}$) pour filtrer les signaux de battement entre le SG-DBR et les modes adjacents.

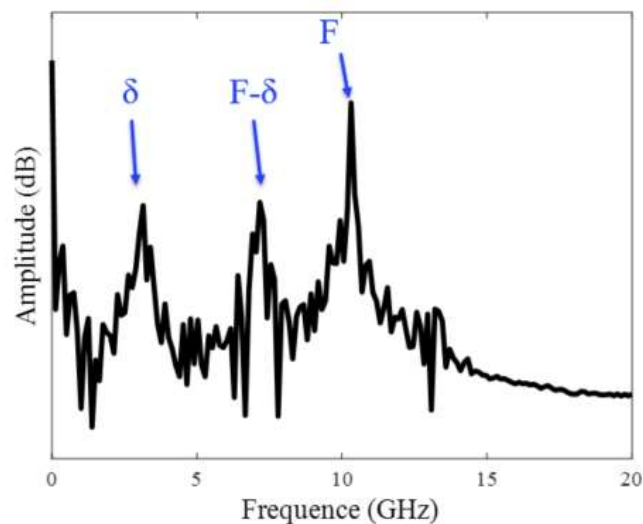


Figure 5.11: Le spectre RF du signal de battement entre le laser accordable et deux modes adjacents.

On observe aussi l'absence des fréquences multiples de F , ceci est due à la limite de la bande passante de la photodiode. Cela n'a aucun impact sur la mesure tant que cette limite est supérieure à F .

La figure 5.11 représente le spectre RF d'un signal de battement entre le SG-DBR et deux modes adjacents. Comme prévu, on observe les trois fréquences (δ , $F-\delta$ et F) qui constituent ce signal de battement. En filtrant ces trois fréquences, on arrive à calculer la différence de phase entre les deux modes. Ce processus est appliqué simultanément à tous les m signaux de battement, ceci permet de retrouver la phase spectrale du TMLL-1550.

Les résultats de mesure de l'amplitude et de la phase spectrale du TMLL-1550 sont présentés dans la figure 5.12. On remarque que l'amplitude mesurée coïncide avec le spectre optique mesuré à l'aide de l'OSA.

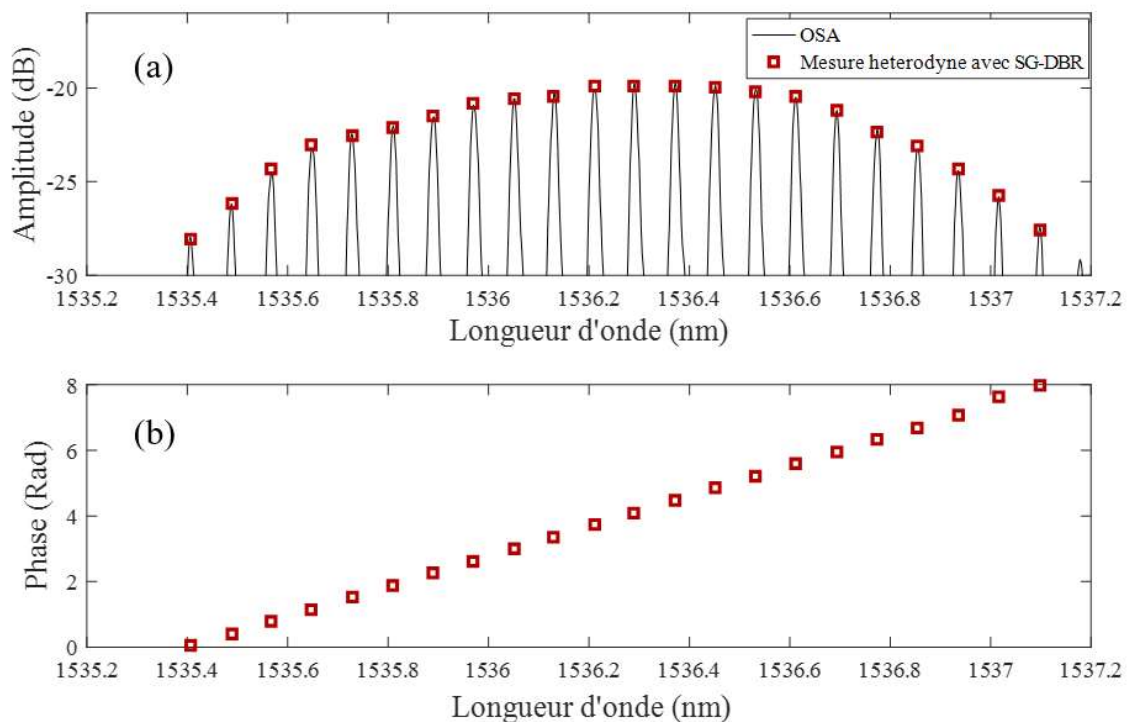


Figure 5.12: (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (rouge) la phase spectrale mesurée en utilisant le SG-DBR.

Une fois l'amplitude et la phase spectrale du TMLL-1550 récupérées, on peut reconstruire l'impulsion dans le domaine temporel.

La figure 5.13 montre l'impulsion reconstruite (a) ainsi que l'autocorrélation optique de second ordre (b). On remarque que les résultats obtenus sont en accord avec les résultats publiés dans [192-194] pour ce même type de laser à blocage de modes.

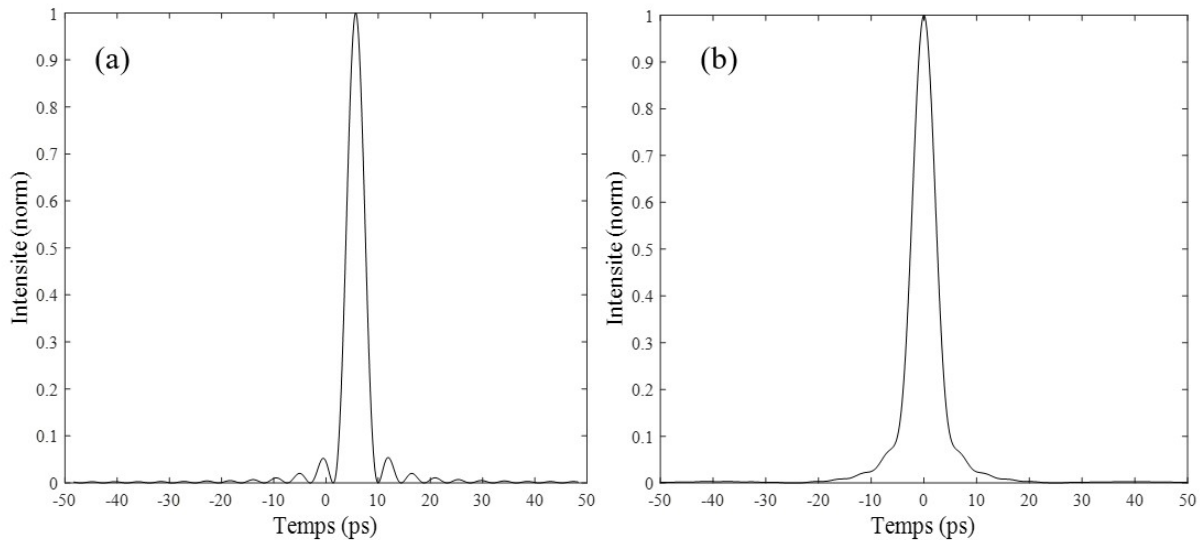


Figure 5.13: (a) l'impulsion mesurée à l'aide du SG-DBR. (b) l'autocorrélation optique.

A noter que le retard de l'impulsion observé sur la figure 5.13(a) est tout à fait normal. Ceci est dû à la présence du terme ϕ_{tot} dans l'équation (5.10).

Le retard de groupe est présenté dans la figure 5.14 par des cercles noirs. La courbe en rouge indique la valeur théorique du retard de groupe, tandis que l'erreur de mesure est représentée par des croix vertes.

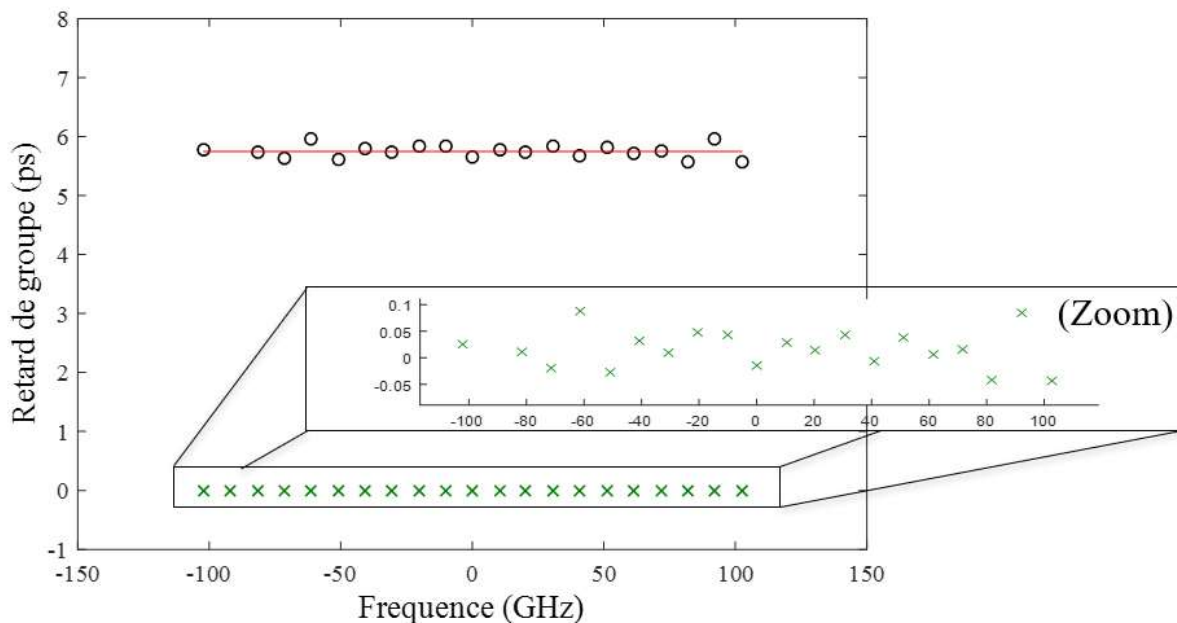


Figure 5.14: Le retard de groupe. (Cercles noirs) valeurs mesurées en utilisant le SG-DBR. (Rouge) courbe théorique. (Vert) l'erreur du retard de groupe (<0.1 ps).

D'après la figure 5.14, on constate que l'erreur du retard de groupe est inférieure à 0.1 ps.

5.3.2. QD-MLL

Le second test a été effectué sur un laser à blocage de modes à base de bâtonnets quantiques (QD-MLL). Ce dernier a deux particularités qui sont le nombre important de modes (>100 modes) et la forte dispersion intra-cavité [147], [196]. Ce qui le rend idéal pour tester et valider notre technique. Cependant la forte dispersion a pour effet de rendre difficile la mesure directe de l'impulsion produite. Nous avons donc réalisé deux mesures, la première consiste à sélectionner quelques modes en plaçant un filtre optique à la sortie du QD-MLL et la deuxième à compenser la dispersion à l'aide d'une fibre optique.

5.3.2.1. La première mesure : le QD-MLL filtré

Le principe de cette mesure est de filtrer le signal de sortie du QD-MLL afin de ne garder que quelques modes comme l'illustre la figure 5.15. Le schéma du montage expérimental est similaire à celui utilisé pour le TMLL-1550 tout en ajoutant le filtre et l'isolateur optique à la sortie du QD-MLL afin d'éviter un retour optique. Le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL est enregistré dans le domaine RF à l'aide d'une photodiode avec une bande passante de 12 GHz et un oscilloscope en temps réel dont la fréquence d'échantillonnage est de 40 GSa/s.

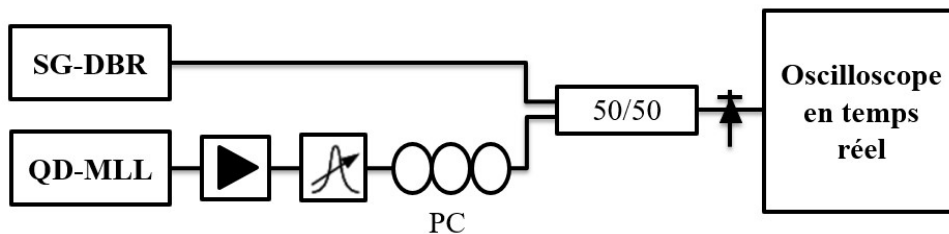


Figure 5.15: Montage expérimental de la mesure hétérodyne utilisant un SG-DBR.
PC : contrôleurs de polarisation.

Le QD-MLL utilisé dans cette mesure fait 4 mm de longueur [195]. Il est alimenté par un courant continu de 300 mA. La fréquence de répétition est à 10.15 GHz ce qui est inférieure à la limite de la bande passante de la photodiode. Le filtre optique est un filtre passe-bande accordable avec une bande passante de 2 nm. Le SG-DBR balaye une plage de 50 nm autour de 1550 nm avec une fréquence de balayage de 20 kHz.

La figure 5.16 montre le signal de battement mesuré par l'oscilloscope. En appliquant la STFT sur ce signal, on obtient le spectrogramme comme le montre la figure 5.17. A partir de celui-ci, on peut déduire directement la fréquence de répétition du QD-MLL ainsi que le nombre

Chapitre 5. Mesure complète d'un train d'impulsions ultra-courtes à l'aide d'un laser accordable

de modes $n = 15$ modes. Afin de calculer la fréquence de chaque mode, on relève les temps ($\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{14}$) correspondant à une fréquence de battement nulle.

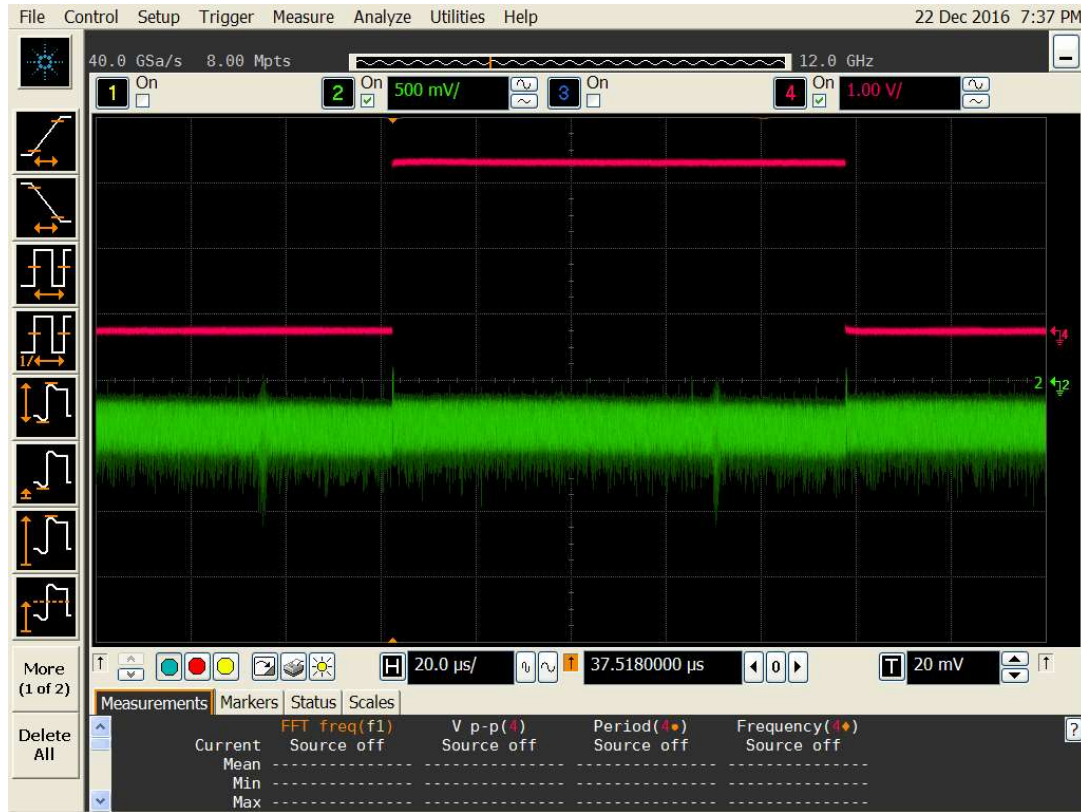


Figure 5.16: (Vert) le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL filtré. (Rouge) l'horloge du SG-DBR. Echelle du temps 20 $\mu\text{s}/\text{div}$.

A partir de la figure 5.17, on relève aussi les temps ($t_0, t_1, t_2, \dots, t_{13}$) pour filtrer les signaux de battement entre le SG-DBR et les différents modes adjacents.

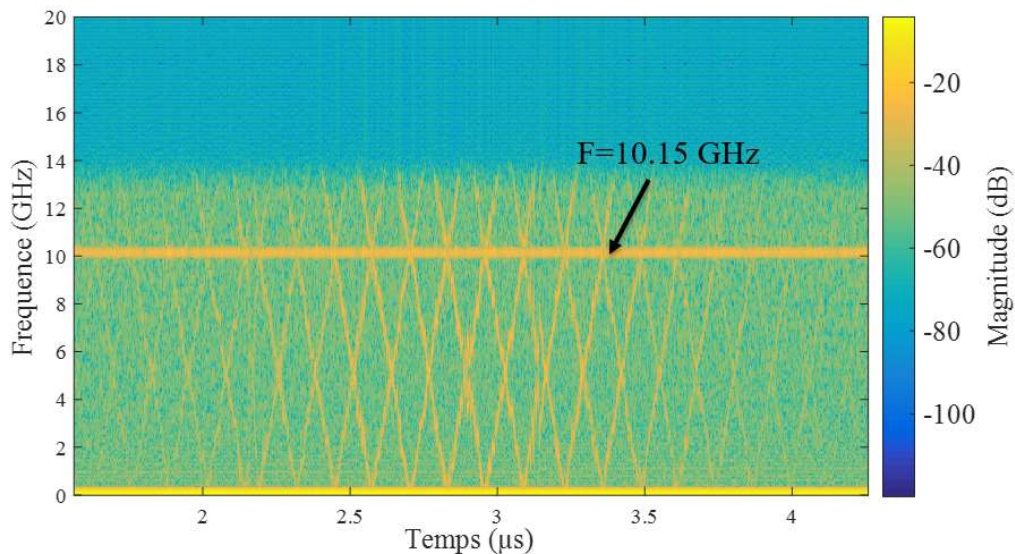


Figure 5.17: Le spectrogramme du signal de battement calculé avec la STFT.

La figure 5.18 représente le spectre RF d'un signal de battement entre le SG-DBR et deux modes adjacents.

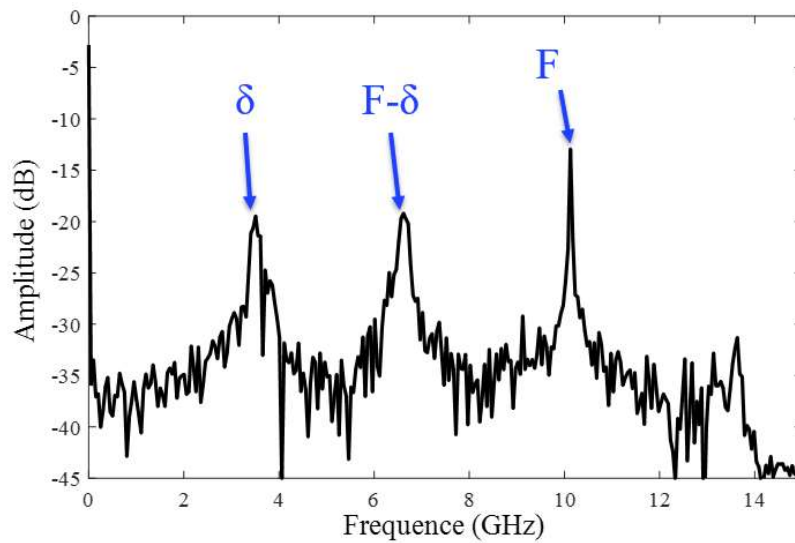


Figure 5.18: Le spectre RF du signal de battement entre le SG-DBR et deux modes adjacents.

A partir de la figure 5.18, on observe les trois fréquences (δ , $F-\delta$ et F) qui constituent ce signal de battement. En suivant la même procédure expliquée précédemment, on retrouve la phase spectrale du QD-MLL filtré.

Une seconde mesure a été effectuée sur le QD-MLL filtré, cette fois-ci en ajoutant, après le filtre optique, une fibre monomode de 100 m de longueur qui vient introduire une dispersion chromatique de l'ordre de 17 ps/nm.km. En connaissant ce taux de dispersion ainsi que la phase spectrale à partir de la première mesure, on peut déduire les nouvelles valeurs de la phase spectrale. Ces valeurs calculées vont ensuite être comparées avec les valeurs mesurées.

Les deux mesures (avec et sans fibre) sont aussi effectuées en utilisant la technique de la stepped-heterodyne. Celle-ci va servir de référence afin de valider notre approche à base de laser accordable.

Les résultats de mesure de l'amplitude et de la phase spectrale du QD-MLL filtré sont présentés dans la figure 5.19. On remarque que l'amplitude mesurée coïncide avec le spectre optique. Concernant la phase spectrale, les données représentées par des triangles rouges et carrés noirs indiquent la phase mesurée respectivement avec le SG-DBR et la stepped-heterodyne sans fibre optique ajoutée, tandis que les cercles bleus et losanges verts représentent la phase mesurée après 100 m de fibre monomode en utilisant respectivement le SG-DBR et la stepped-heterodyne. Les résultats montrent un très bon accord entre les deux techniques.

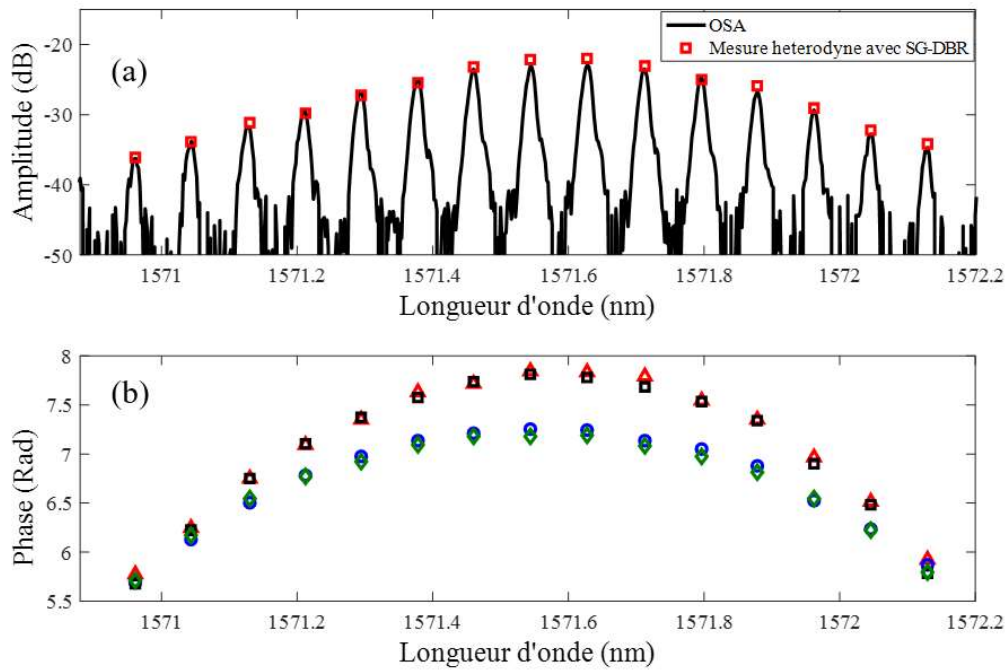


Figure 5.19: (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (Triangles rouges) (carrés noirs) la phase spectrale du QD-MLL filtré mesurée en utilisant respectivement le SG-DBR et la stepped-heterodyne. (Cercles bleus) (losanges verts) la phase spectrale du QD-MLL filtré après 100m de fibre monomode, mesurée en utilisant respectivement le SG-DBR et la stepped-heterodyne.

La figure 5.20 montre l'impulsion reconstruite en utilisant le SG-DBR (noir) et la stepped-heterodyne (rouge pointillé). On remarque que les résultats obtenus par notre technique sont en accord avec ceux issus de la stepped-heterodyne. Ceci montre encore une fois l'efficacité de notre approche.

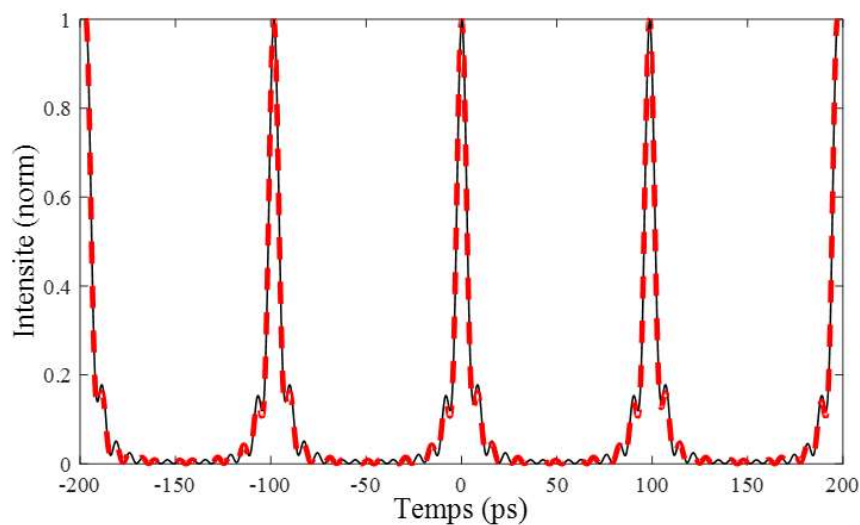


Figure 5.20: (Noir) l'impulsion mesurée à l'aide du SG-DBR. (Rouge pointillé) l'impulsion mesurée avec la stepped-heterodyne.

Le retard de groupe est présenté dans la figure 5.21 par des cercles rouges. La courbe en rouge représente la régression linéaire de ces valeurs tandis que la courbe en noir représente la courbe théorique du retard de groupe après une dispersion introduite par 100 m de fibre monomode. Les carrés noirs indiquent les valeurs du retard de groupe mesurées après 100 m de fibre monomode. L'erreur entre les valeurs mesurées et théoriques est représentée par des croix vertes. On constate que l'erreur du retard de groupe est inférieure à 1.5 ps.

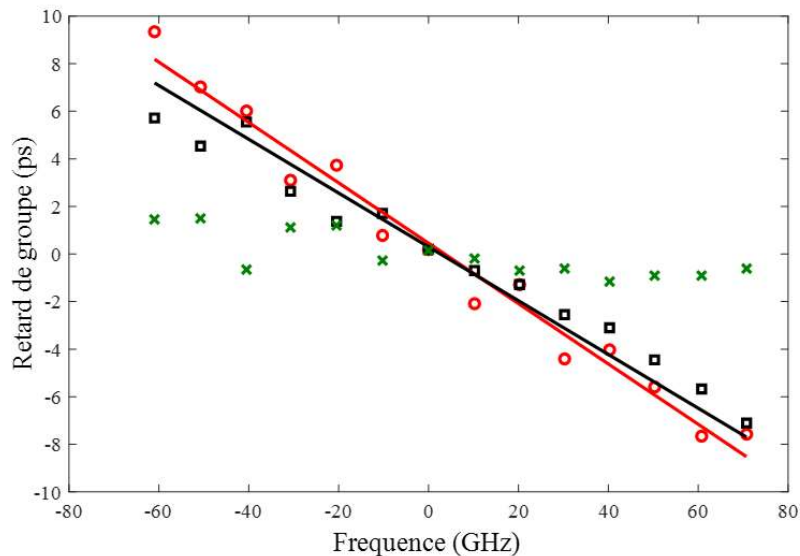


Figure 5.21: Le retard de groupe. (Cercles rouges) valeurs mesurées en utilisant le SG-DBR. (Courbe rouge) régression linéaire. (Courbe noire) courbe théorique calculée pour une dispersion introduite par 100m de fibre monomode. (Carrés noirs) valeurs mesurées après 100m de fibre monomode. (Vert) l'erreur du retard de groupe (<1.5ps).

5.3.2.2. La seconde mesure : le QD-MLL non filtré

La seconde mesure consiste à appliquer notre approche dans le cas où le nombre de modes est important [199]. Pour cela, il suffit de retirer le filtre optique du montage expérimental précédent afin de balayer toute la bande spectrale du QD-MLL comme l'illustre la figure 5.22. Tous les autres paramètres restent inchangés.

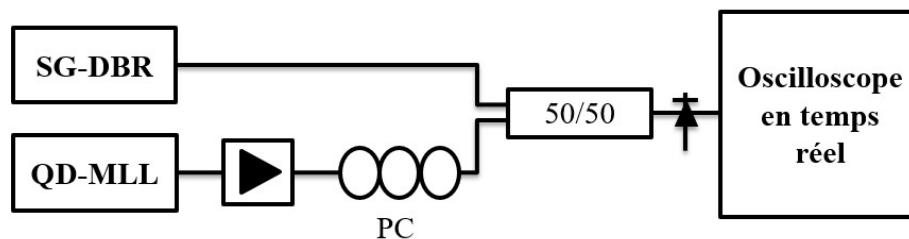


Figure 5.22: Montage expérimental de la mesure hétérodyne utilisant un SG-DBR. PC : contrôleurs de polarisation.

Le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL est enregistré dans le domaine RF à l'aide de l'oscilloscope comme le montre la figure 5.13 en vert. Le signal de référence en jaune représente le signal de sortie du SG-DBR tandis que le signal en rouge indique l'horloge du SG-DBR utilisée pour la synchronisation.

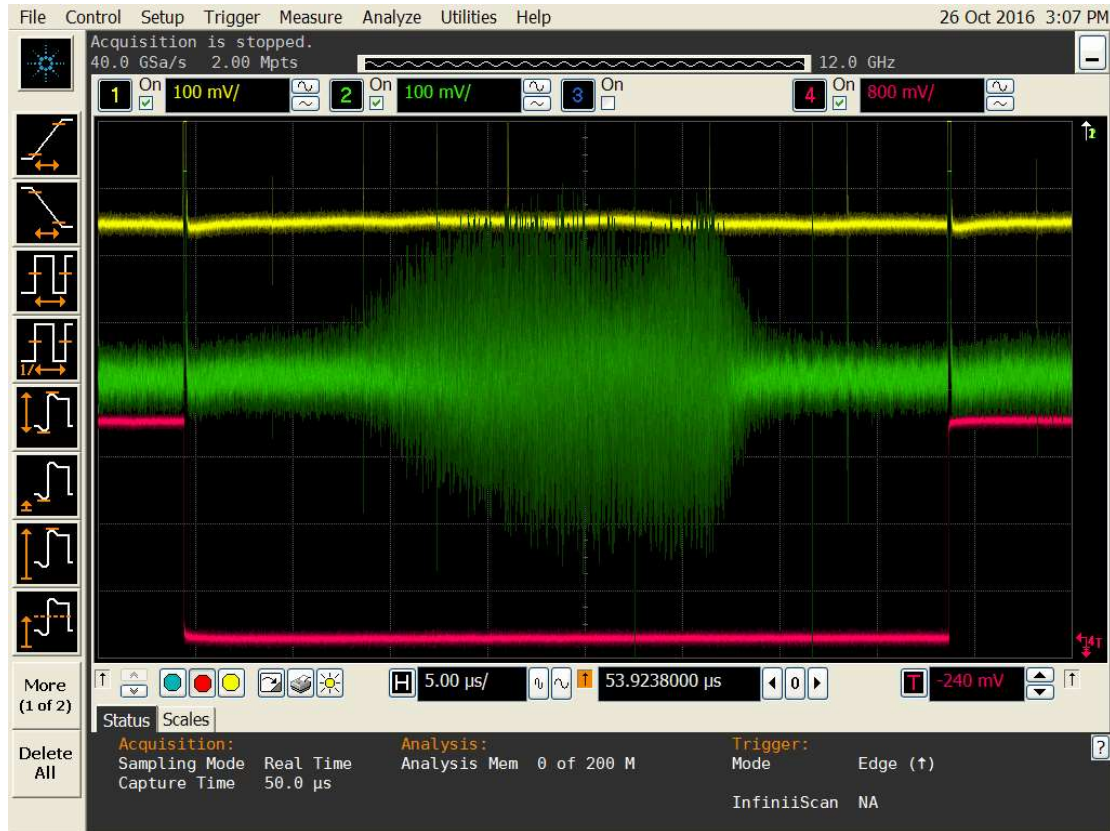


Figure 5.23: (Vert) le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL. (Jaune) Le signal de sortie du SG-DBR. (Rouge) l'horloge du SG-DBR.

Contrairement aux deux premières mesures (TMLL-1550 et QD-MLL filtré) où la bande spectrale de l'objet sous test ne dépassait pas les 2 nm, le nombre de modes élevé dans le cas de cette mesure implique une large bande spectrale. Pour balayer toute cette bande, le signal de sortie du SG-DBR doit contenir des sauts de modes comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2. Ces sauts de modes risquent de compromettre la mesure, ils doivent donc être supprimés. Pour cela, on synchronise le signal de sortie du SG-DBR avec le signal de battement grâce à l'horloge de synchronisation du SG-DBR. On utilise le signal de sortie du SG-DBR comme référence pour détecter les sauts de modes et les filtrer comme expliqué dans le chapitre 3. Les deux signaux étant synchronisés, on peut donc filtrer les mêmes parties dans le signal de battement comme le montre la figure 5.24(a) représente l'horloge de synchronisation du SG-DBR, (b) le signal de référence, (c) le signal de battement. Les sauts de modes sont indiqués par des cercles rouges tandis que les zones à filtrer sont en gris.

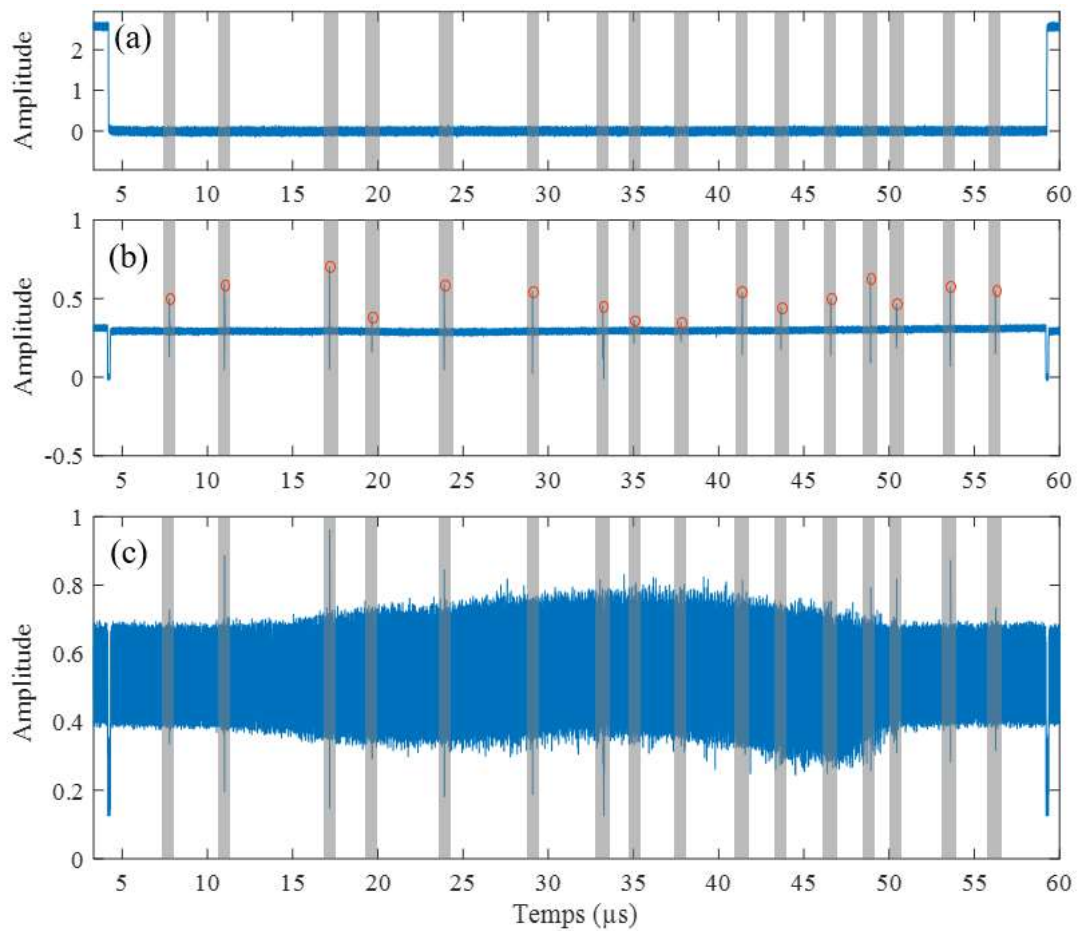


Figure 5.24: (a) L'horloge de synchronisation du SG-DBR. (b) le signal de référence du SG-DBR. (c) le signal de battement entre le SG-DBR et le QD-MLL. (Cercles rouges) Les sauts de modes. (Gris) les zones à filtrer.

Après avoir filtré le signal de battement, on trace son spectrogramme à l'aide d'une STFT. Le résultat est présenté dans la figure 5.25.

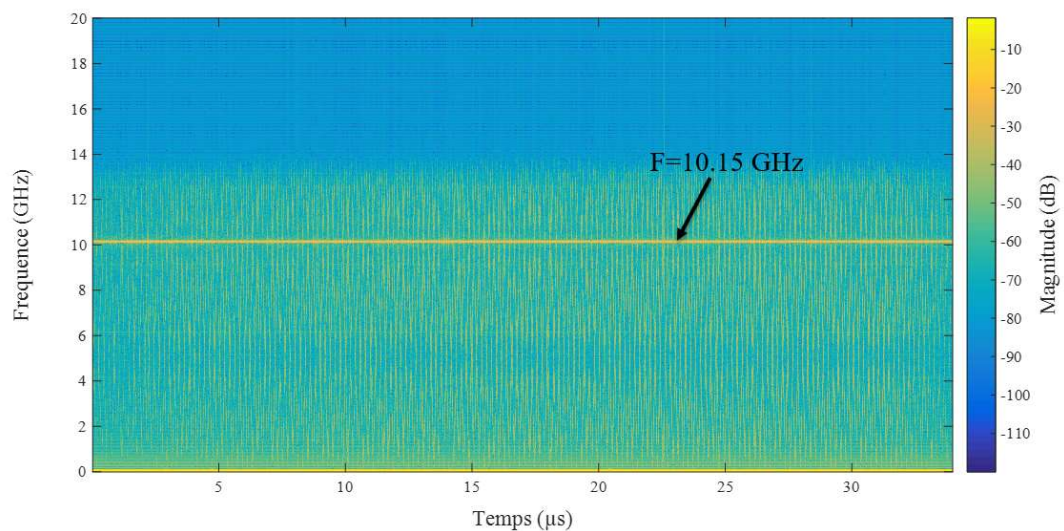


Figure 5.25: Le spectrogramme du signal de battement.

A partir du Spectrogramme on peut déduire la fréquence de répétition $F = 10.15$ GHz et le nombre de modes $n = 162$ modes. La fréquence de chaque mode est calculée à l'aide des temps ($\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots \tau_{161}$) correspondant à une fréquence de battement nulle.

Une fois toutes les caractéristiques du QD-MLL déterminées, on applique la même procédure détaillée précédemment pour mesurer l'amplitude et la phase spectrale.

La figure 5.26 montre les résultats obtenus. On remarque dans (a) que l'amplitude mesurée coïncide avec le spectre optique depuis l'OSA. La phase spectrale mesurée est représentée avec des cercles rouges dans (b). On constate la forme parabolique de cette dernière qui est causée par la dispersion intra-cavité du QD-MLL. Afin de compenser cela, nous avons ajouté une dispersion quadratique de 8.23 ps^2 et une dispersion cubique de 1.01 ps^3 (courbe noire). Le profil de phase après la compensation de la dispersion est représenté par des points verts.

Remarque : nous n'avons pas pu effectuer ses mesures avec la stepped-heterodyne car la source locale ne permettait pas de couvrir toute la bande spectrale du QD-MLL.

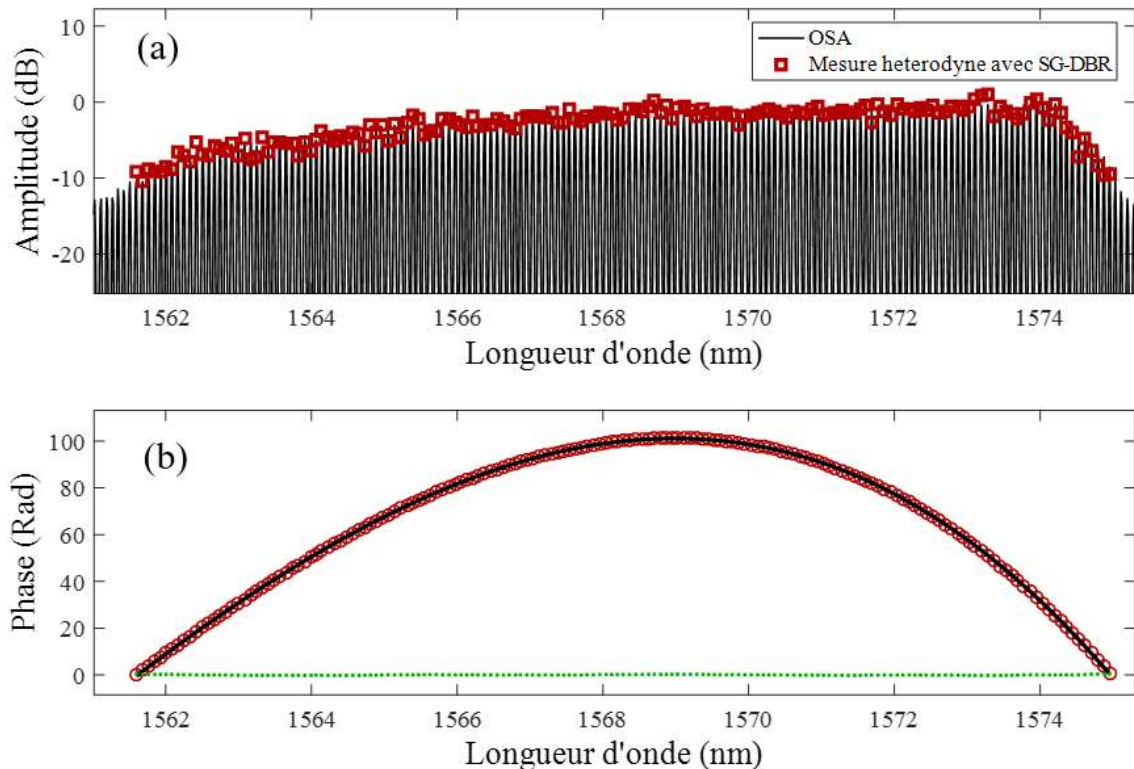


Figure 5.26: (a) (noir) le spectre optique du laser à blocage de mode. (Rouge) l'amplitude mesurée. (b) (cercles rouges) la phase spectrale mesurée du QD-MLL avant la compensation de dispersion. (Noir) la courbe de 8.23 ps^2 de dispersion quadratique et 1.01 ps^3 de dispersion cubique. (Points verts) le profil de phase du QD-MLL après la compensation de la dispersion.

La figure 5.27 montre les impulsions reconstruites avant (a) et après (b) la compensation de la dispersion.

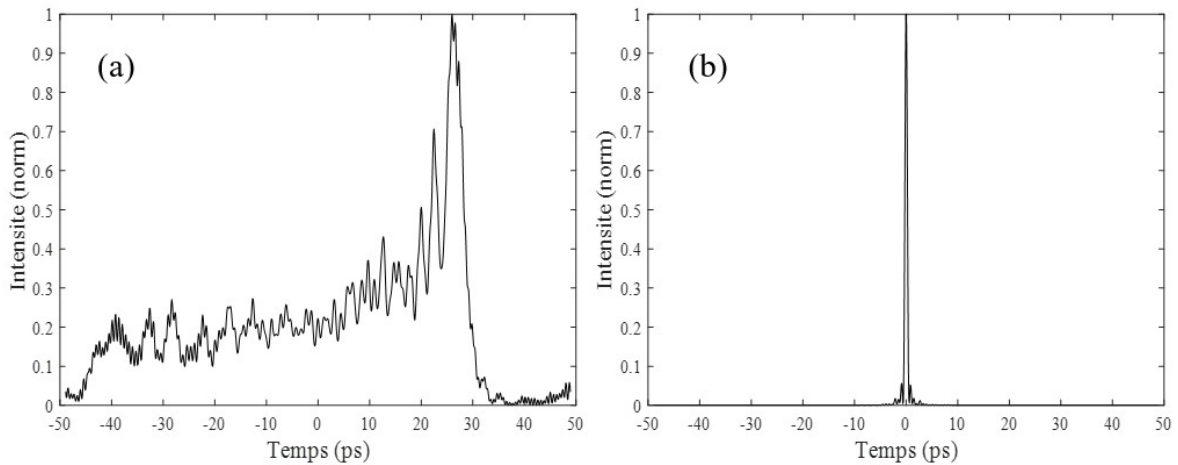


Figure 5.27: (a) l'impulsion mesurée à l'aide du SG-DBR avant la compensation de la dispersion. (b) l'impulsion mesurée après compensation de dispersion.

Le retard de groupe est présenté dans la figure 5.28 par des cercles rouges. La courbe en noir représente la courbe théorique du retard de groupe calculée à partir de 8.23 ps^2 de dispersion quadratique et 1.01 ps^3 de dispersion cubique. L'erreur entre les valeurs mesurées et la courbe théorique est représentée par des points verts. On remarque que l'erreur du retard de groupe est inférieure à 2 ps.

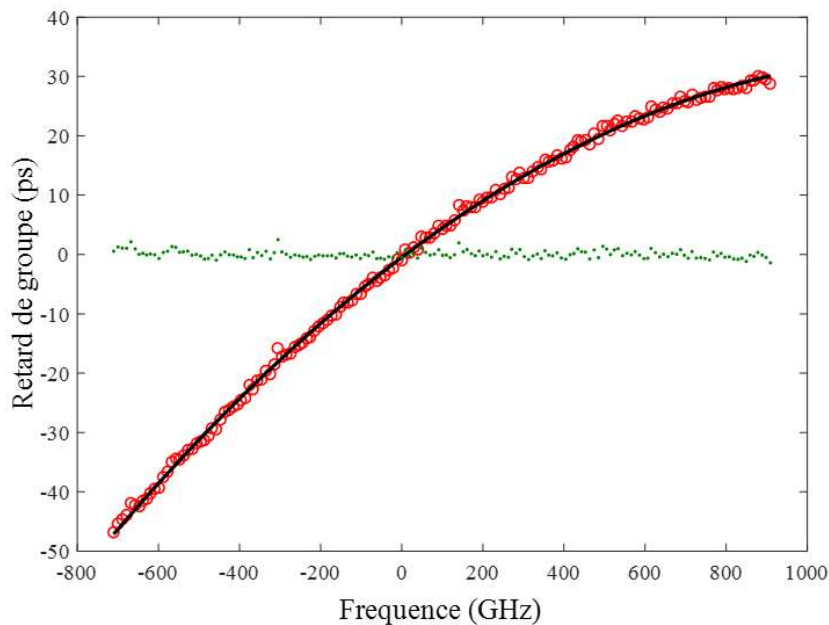


Figure 5.28: Le retard de groupe. (Cercles rouges) valeurs mesurées en utilisant le SG-DBR. (Courbe noire) courbe théorique calculée à partir de 8.23 ps^2 de dispersion quadratique et 1.01 ps^3 de dispersion cubique. (Points verts) l'erreur du retard de groupe ($< 2 \text{ ps}$).

5.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une nouvelle technique dédiée à la caractérisation des impulsions ultra-courtes générées par des lasers à blocage de modes. Elle permet de mesurer l'amplitude et la phase spectrale d'un signal périodique pour reconstruire l'impulsion. Cette méthode exploite les propriétés des lasers accordables en continu afin de balayer, en une seule mesure, toute la bande spectrale du laser à blocage de modes.

Notre approche présente de nombreux avantages, elle ne nécessite aucune modulation ou horloge externe et n'exige aucune connaissance au préalable sur les caractéristiques du laser à blocage de modes. Nous avons démontré comment retrouver ses caractéristiques simplement à partir du spectrogramme du signal de battement. Ce qui prouve que la technique proposée est indépendante de l'objet sous test. Enfin, le temps de la mesure dépend directement de la vitesse d'accord du laser accordable (SG-DBR). Par exemple, avec une vitesse d'accord de $1 \text{ nm}/\mu\text{s}$, il nous a fallu environ $2 \mu\text{s}$ pour faire la mesure du TMLL-1550 et du QD-MLL filtré et moins de $15 \mu\text{s}$ pour le QD-MLL non filtré. Ce qui est très rapide en comparaison avec les autres techniques.

Des résultats de simulation et des mesures expérimentales ont été présentés afin de valider la technique proposée.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

Les sources accordables ont trouvé de nombreuses applications depuis leur apparition mais c'est avec l'OCT qu'ils ont connu un grand développement. Cela a permis d'avoir des lasers capables de balayer en continu des plages d'accord qui dépassent les 100 nm avec des fréquences de balayage de quelques centaines de kHz voire quelques MHz. Il existe plusieurs architectures de sources accordables et chacune d'entre elles présente des avantages et des inconvénients comme le MEMS-VCSEL par exemple, qui est le meilleur laser en termes de cohérence grâce à son fonctionnement en régime monomode sauf qu'en plus de sa faible puissance de sortie, son accord n'est pas linéaire à cause du miroir mécanique. Ce dernier inconvénient est présent aussi dans le FDML malgré le fait qu'il soit considéré comme étant le laser accordable le plus rapide actuellement. Enfin seul le VT-DBR a un accord parfaitement linéaire car il est purement électronique, ceci donne aussi la liberté de contrôler les différentes propriétés du laser. Cependant, le VT-DBR est accordé en quasi-continu car l'effet Vernier cause des sauts de modes inévitables.

L'objectif de la thèse étant d'exploiter les performances des sources accordables pour développer une nouvelle approche de caractérisation des impulsions ultra-courtes, c'est donc le laser SG-DBR qui a été sélectionné grâce à ses avantages. Nous avons vu comment le modéliser en combinant le modèle des lignes de transmission (TLLM) avec le modèle des matrices de transferts (TMM), ceci nous a permis d'expliquer son principe d'accord et de pouvoir détecter ses sauts de modes. La méthode de caractérisation du SG-DBR a été détaillée afin de remonter à son champ électrique et sa fréquence instantanée pour filtrer les sauts de modes. Nous avons aussi démontré que le fait d'augmenter la fréquence de balayage du SG-DBR n'a aucun impact sur les autres propriétés.

Après avoir modélisé et caractérisé le SG-DBR, nous avons défini les impulsions ultra-courtes, comment elles sont générées et leurs applications. Enfin les méthodes de caractérisation comme l'autocorrélation, FROG, SPIDER, stepped-heterodyne et la multiheterodyne ont été présentées et leur principe de fonctionnement détaillé. Ceci nous a permis de positionner notre approche par rapport à ces méthodes.

Finalement, nous avons expliqué notre approche basée sur l'utilisation du SG-DBR pour balayer toute la bande spectrale de l'impulsion ultra-courte et ainsi obtenir le battement du laser accordable avec tous les modes de l'impulsion en un seul signal RF. En appliquant la STFT sur ce signal, on arrive à récupérer des informations (fréquence de répétition, nombre de modes et la fréquence de chaque mode) sur le laser à blocage de modes qui a généré ces impulsions. À partir de là on récupère l'amplitude et la phase spectrale de l'impulsion et on reconstruit sa forme temporelle. Nous avons démontré avec des mesures réalisées sur des lasers à blocage de modes passifs que cette approche n'a besoin d'aucune connaissance au préalable sur l'impulsion sous test et qu'elle est très rapide (le temps de la mesure est de l'ordre du μs). Cependant, pour l'instant elle est limitée par la bande de détection de l'oscilloscope qui détermine la fréquence de répétition maximale autorisée.

Perspectives

Les travaux menés au cours de cette thèse montrent le potentiel de notre approche à caractériser les impulsions ultra-courtes ce qui ouvre un certain nombre de perspectives intéressantes :

- Tout d'abord, trouver une solution pour s'affranchir de la limite imposée par la bande de détection de l'oscilloscope.
- Ensuite, automatiser complètement la mesure dans le but de fabriquer un appareil de mesure en temps réel.
- Enfin, étudier la limite de la fréquence de balayage imposée par la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope.

A. Publication

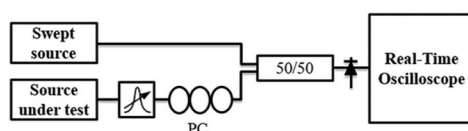


 Open Access

Fast-Recovery of the Amplitude and Phase of Short Optical Pulses Using a Frequency-Swept Source Based Heterodyne Measurement

Volume 10, Number 3, June 2018

Mokhtar Korti
Tatiana Habruseva
Svetlana Slepneva
Kamel Merghem
Guillaume Huyet
Yaneck Gottesman
Abderrahim Ramdane
Badr-Eddine Benkelfat
Omar Seddiki



DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2842298
1943-0655 © 2018 IEEE



Fast-Recovery of the Amplitude and Phase of Short Optical Pulses Using a Frequency-Swept Source Based Heterodyne Measurement

Mokhtar Korti^{1,2}, Tatiana Habruseva^{3,4}, Svetlana Slepneva^{3,4},
Kamel Merghem⁵, Guillaume Huyet^{1,3,4,6}, Yaneck Gottesman¹,
Abderrahim Ramdane⁵, Badr-Eddine Benkelfat¹ and Omar Seddiki²

¹SAMOVAR, Telecom SudParis, CNRS, Université Paris-Saclay, 91011 Evry, France

²Telecommunications Laboratory of Tlemcen, University of Tlemcen, 13000 Tlemcen, Algeria

³Centre for Advanced Photonics and Process Analysis, Cork Institute of Technology, Cork T12 P928, Ireland

⁴Tyndall National Institute, Cork T12 R5CP, Ireland

⁵CNRS, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, 91460 Marcoussis, France

⁶Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 199034 St Petersburg, Russia

DOI:10.1109/JPHOT.2018.2842298

1943-0655 © 2018 IEEE. Translations and content mining are permitted for academic research only.

Personal use is also permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission.

See http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/index.html for more information.

Manuscript received March 14, 2018; revised May 17, 2018; accepted May 28, 2018. Date of publication May 31, 2018; date of current version June 12, 2018. Corresponding author: Mokhtar Korti (e-mail: korti_m@yahoo.fr).

Abstract: We propose a very fast heterodyne technique to recover the amplitude and phase of short optical pulses generated, e.g., by a mode-locked laser. A linearly swept frequency source is used to scan the entire optical spectrum of the mode-locked laser in a single continuous sweep. The beat signal is recorded on a fast oscilloscope and then digitally processed allowing the simultaneous recovery of the amplitude and the phase. This measurement is fast (less than $2\ \mu\text{s}$) and requires no prior spectral information about the signal under test.

Index Terms: Ultrafast measurements, phase measurement, tunable laser.

1. Introduction

Ultrashort laser pulses have found various applications from optical communication [1]–[3] to optical imaging [4], [5]. The rapid development of these applications in recent years led research to focus on the measurement of the intensity and phase of the ultrashort pulses to characterize the complex spectrum and then reconstruct the temporal pulse shape. Various techniques have been proposed for this purpose, such as optical autocorrelation [6], [7], frequency-resolved optical gating (FROG) [8], [9] or spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction (SPIDER) [10], [11]. However, these techniques, despite being the most widely used, require sufficiently high signal power by using EDFAs as in [12] which may cause spectral distortion making the measurement inaccurate. Recently, Reid et al, have demonstrated the stepped-heterodyne measurement [13] that consists in mixing the signal under test with a single mode local oscillator positioned between two of the signal modes. The beat signal allows the recovery of amplitude of the two modes and their

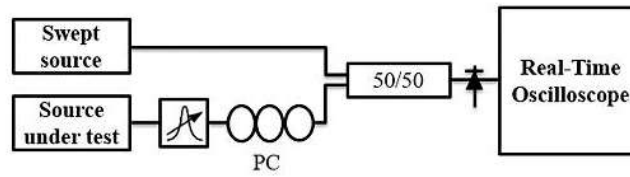


Fig. 1. Experimental setup for the heterodyne measurement. The passive coupler is used to mix the signal under test with the swept source signal. PC represents a polarization controller.

phase difference. By repeating this measurement for various wavelengths of the local oscillator placed between the signal modes, one can obtain all consecutive phase differences and recover the phase of each mode.

This stepped-heterodyne measurement needs no electronic clock or optical modulation of the signal which makes it a simple and straightforward technique. Nevertheless, it requires repeating the procedure as many times as the number of modes of the signal under test which, in case of a laser with hundreds of modes, may take a long time. An alternative approach was proposed by Butler et al, [14] which consists in replacing the local oscillator by an optical comb allowing the record of the complex spectrum in a single shot.

However, both techniques require a prior knowledge of the spectral information such as repetition rate, the number of modes as well as their exact frequencies in order to position the local oscillator or the optical comb at the right frequency. In this letter, we present a new simple approach based on the stepped-heterodyne technique where an optical frequency-swept source is used instead of the local oscillator. The linearly swept source permits to scan the entire optical spectrum of the signal in a single continuous sweep. The signal under test is mixed with the optical swept source modes while the beat signal is recorded on a fast oscilloscope.

2. Experimental Details

The experimental setup is presented in Fig. 1, the source under test used in this study is a 4 mm long single section quantum-dash mode-locked laser diode (QDash-MLLD) [15] with a repetition rate of 10 GHz at 300 mA. We also used a tunable bandpass filter with a bandwidth of 2 nm at the laser output to select few modes. For the swept source, we used a sampled-grating distributed Bragg reflector (SG-DBR) tunable laser [16] that can linearly scan a 50 nm bandwidth centered at 1550 nm. A relatively fast sweep rate of 20 kHz is adopted and a real-time oscilloscope allows recording the beat signal with a sampling frequency of 40 GSa/s.

Assuming that the signal under test is periodic [13], the complex electric field can be written as:

$$E_{sig}(t) = \sum_{n=0}^m \sqrt{P_n} \exp(jn\Omega t + j\phi_n) \exp(j\omega_{sig}t + j\phi_{sig}(t)) \quad (1)$$

where $\Omega = 2\pi F$ and F is the repetition rate of the signal, P_n and ϕ_n are the power and the spectral phase of the n th mode respectively. ω_{sig} and $\phi_{sig}(t)$ are the frequency and the phase noise of the optical carrier respectively.

The complex electric field of a linearly swept source can be written as:

$$E_{ss}(t) = \sqrt{P_{ss}} \exp\left(j2\pi\left(\nu_0 + \frac{\gamma}{2}t\right)t + j\phi_{ss}(t)\right) \quad (2)$$

where $\nu(t) = \nu_0 + \gamma t$ is the instantaneous optical frequency of the swept source, and P_{ss} and $\phi_{ss}(t)$ the power and the phase noise respectively.

Fig. 2 shows the time-frequency representation of the swept source. The frequency varies linearly while covering all spectral components of the signal under test.

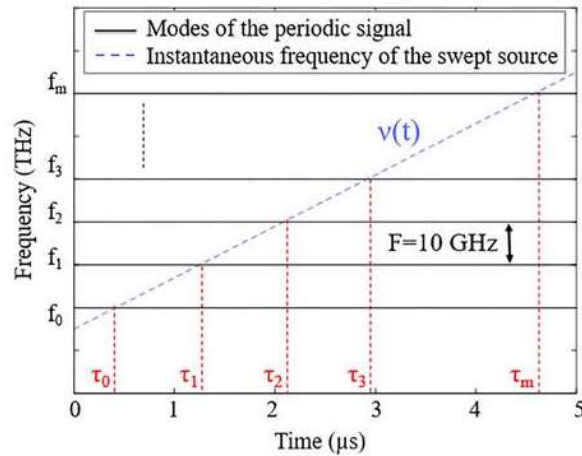


Fig. 2. Time-frequency representation of the signal modes (black) and swept source (blue dashed). The swept source frequency varies linearly in time allowing the beating with all modes in a single shot. $(\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m)$ represent the times when the swept source is at the same frequency as the modes $(0, 1, 2, \dots, m)$. (red dashed).

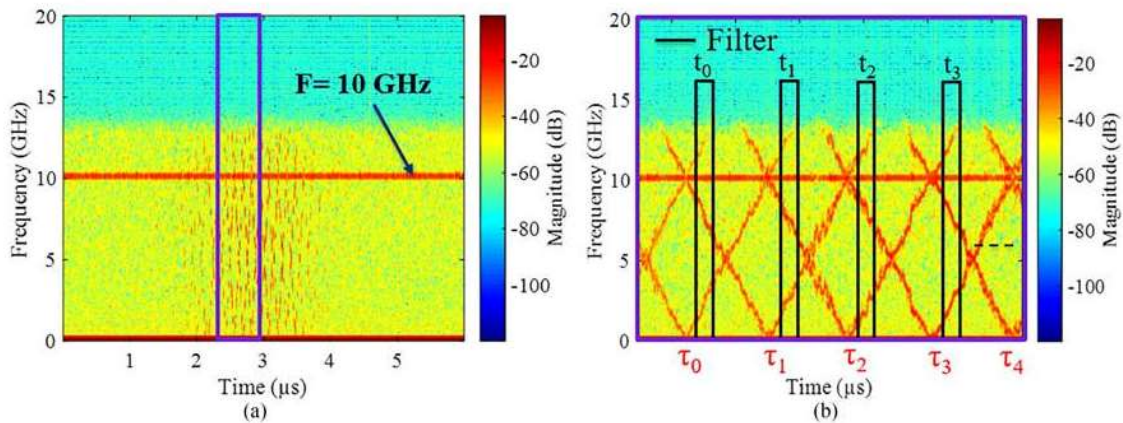


Fig. 3. (a) Spectrogram of the beat signal. (b) Zooming in. The spectrogram shows the instantaneous beat frequency. The repetition rate $F = 10$ GHz can be deduced from (a). The beat signal will be filtered out at every time corresponding to an instantaneous frequency lower than half the repetition rate as shown in (b) (black).

When the two signals are mixed, the complex electric field of the resulting signal can be written as:

$$E_{beat}(t) = \frac{1}{2}(E_{sig}(t) + E_{ss}(t)) \quad (3)$$

The beat signal is detected in the RF domain using a photodiode with a bandwidth of detection larger than the repetition rate of the signal under test.

A spectral analysis is then performed on the resulting signal with a short-time Fourier transform (STFT) [17] as shown in Fig. 3. This allows the recovery of the instantaneous beat frequency which gives direct access to the exact frequency of each mode in addition to the repetition rate of the signal.

From the spectrogram of the beat signal and the time-frequency representation of the swept source, we can have all spectral information about the signal under test. The repetition rate $F = 10$ GHz is deduced from Fig. 3(a).

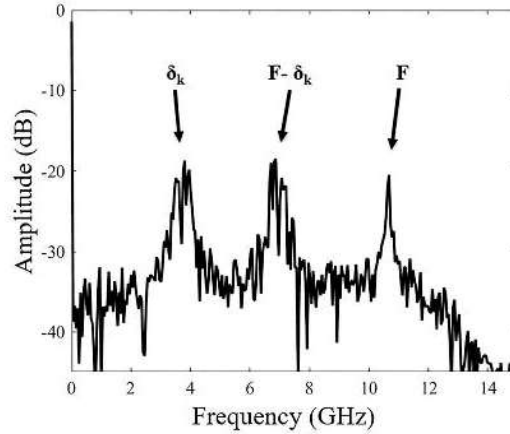


Fig. 4. RF beat spectrum of the filtered signal Sig_k . δ_k and $F - \delta_k$ are the beat frequencies between the swept source and the k th and $(k + 1)$ th modes respectively. F is the repetition rate.

The number of modes is given by the number of times ($\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m$) corresponding each time the beat frequency equals 0 as shown in Fig. 3(b). The frequency of each mode can be deduced from Fig. 2.

Once all spectral components are well known, we filter out the beat signal at $(t_0, t_1, t_2, \dots, t_{m-1})$ corresponding to an instantaneous frequency lower than half the repetition rate as shown in Fig. 3(b).

Each of the m filtered signal represents a beating between the swept source and two adjacent modes. So, the k th signal located between the modes k and $k + 1$ can be considered as the sum of three signals at the RF frequencies: $\delta_k, F - \delta_k$ and F respectively.

$$Sig_k = Sig_{\delta_k} + Sig_{F-\delta_k} + Sig_F + DC \quad (4)$$

where δ_k represents the frequency difference between the swept source and the k th mode as shown in Fig. 4.

Note that we do not consider the RF frequencies higher than F because of the bandwidth limit of detection of the photodiode.

The three signals can be written as:

$$Sig_{\delta_k} = \sqrt{P_{ss}P_k} \exp(j(2\pi t(\delta_k + \frac{\gamma}{2}) + \phi_{ss}(t) - \phi_{sig}(t) - \phi_k)) \quad (5)$$

$$Sig_{F-\delta_k} = \sqrt{P_{ss}P_{k+1}} \exp(j(2\pi t((F - \delta_k) - \frac{\gamma}{2}) - \phi_{ss}(t) + \phi_{sig}(t) + \phi_{k+1})) \quad (6)$$

$$Sig_F = P_{tot} \exp(j(2\pi Ft + \phi_{tot})) \quad (7)$$

where Sig_{δ_k} and $Sig_{F-\delta_k}$ represent the beat signal between the swept source and the k th and $(k + 1)$ th modes respectively. While Sig_F is the sum of all beat signals between adjacent modes.

Fig. 4 represents the RF spectrum of the filtered beat signal Sig_k . We can clearly distinguish the three spectral components at $\delta_k, F - \delta_k$ and F respectively.

From Fig. 4, we can filter the three signals $Sig_{\delta_k}, Sig_{F-\delta_k}$ and Sig_F .

In order to cancel the phase noise, we multiply the Eq. (5) by Eq. (6) which gives:

$$Sig_{\delta_k} Sig_{F-\delta_k} = P_{ss} \sqrt{P_k P_{k+1}} \exp(j(2\pi Ft + \phi_{k+1} - \phi_k)) \quad (8)$$

To extract the phase difference between the k th and $(k + 1)$ th modes, we multiply Eq. (8) by the complex conjugate of Sig_F which leads to:

$$Sig_{\delta_k} Sig_{F-\delta_k} \overline{Sig_F} \propto \exp(\phi_{k+1} - \phi_k - \phi_{tot}) \quad (9)$$

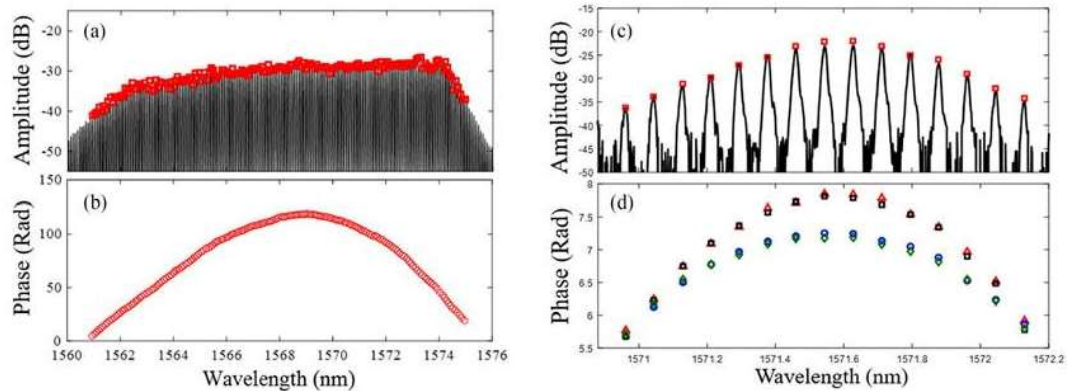


Fig. 5. (a) Spectral amplitude without filter (red square) and optical spectrum of the laser measured with an optical spectrum analyzer (black). (b) Spectral phase (red circles). (c) Spectral amplitude after filter (red square) and the optical spectrum measured with an OSA (black). (d) Spectral phase measured directly at the filter output (red triangles) (black squares) and after 100 m of SMF (blue circles) (green diamonds) using our technique and the stepped-heterodyne technique respectively.

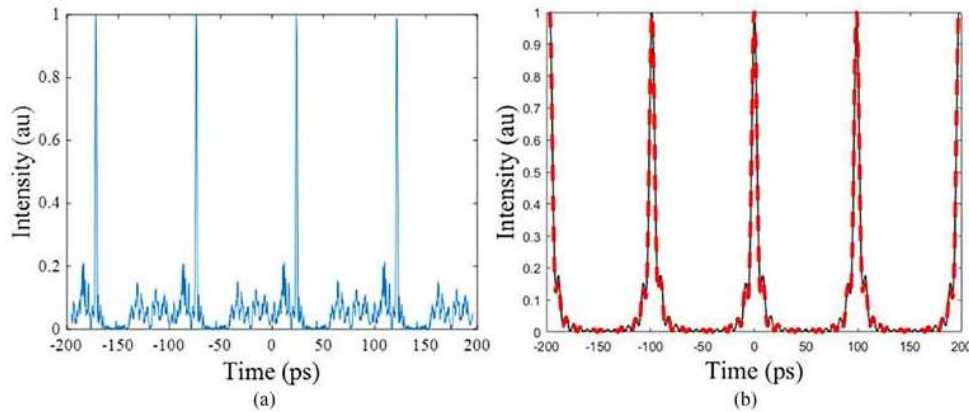


Fig. 6. (a) The temporal pulse directly at the output of the laser without using the filter (blue). (b) The temporal pulse at the filter output using continuous swept source (black) and using the stepped-heterodyne technique (red).

The presence of ϕ_{tot} will introduce a temporal shift of the reconstructed pulse and will not affect the measurement.

Note that this entire process is applied simultaneously to all m filtered signals allowing the recovery of the amplitude of all modes as well as the phase difference between consecutive modes in a single measurement. This measurement is fast (less than $2 \mu\text{s}$) and is proportional to the sweep rate of the swept source.

3. Results and Discussion

Fig. 5(a) and (b) show the measurement of the spectral amplitude and phase of the laser without filter (170 modes). The DC drive current used is 300 mA and the coupled output power is 2 mW. The recovered pulse shape is shown in Fig. 6(a). We do not get a clean pulse shape due to the strong intracavity dispersion of the laser [15]. So, we used an optical filter in order to select few modes. Fig. 5(c) and (d) represent the measurement of the spectral amplitude and phase using the filter. (d) is the spectral phase measured directly at the filter output (red triangles) and after propagation through 100 m of SMF (blue circles) to show the effect of a well-known value of dispersion on the

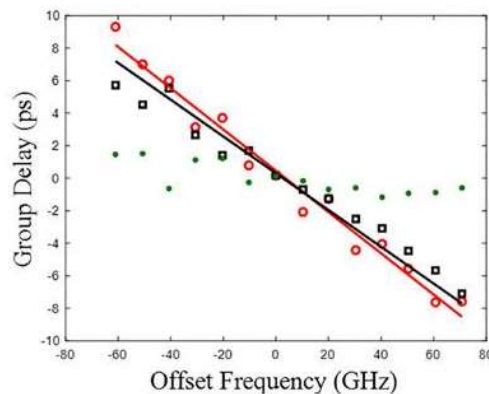


Fig. 7. Group delay measured directly at the filter output (red circles), after 100 m of SMF (black squares), linear fit (red line), predicted group delay after 100 m of SMF using 17 ps/nm.km of dispersion (black line). The standard error is less than 1.5 ps (green dots).

spectral phase. The same measurements have been done using the standard stepped-heterodyne technique (black squares) and (green diamonds) to demonstrate our technique.

From Fig. 5, we can see that the measured spectral amplitude matches that obtained with an optical spectrum analyzer (OSA) while the spectral phase shows good agreement between our technique and the stepped-heterodyne one.

Once, we the amplitude and phase of all modes is recovered, we can finally reconstruct the temporal pulse using our technique (black) and the stepped-heterodyne (red) as shown in Fig. 6 (b). We observe that both techniques give similar result.

The group delay of the signal is calculated by deriving the spectral phase with respect to the angular frequency.

Fig. 7 represents the measured group delay directly at the filter output (red circles) and after 100 m of SMF (black squares). The (red line) is the linear fit of the group delay directly at the filter output and the (black line) is the predicted group delay after 100 m SMF using 17 ps/nm.km of dispersion. The difference between the measured and the predicted group delay is the standard error and it is represented in (green dots). The standard error is less than 1.5 ps.

4. Conclusion

In conclusion, a novel heterodyne technique has been presented that allows the measurement of the amplitude and the phase of periodic optical signals using a frequency swept source. In addition to all stepped-heterodyne advantages, this technique does not require any prior information about the repetition rate of the signal under test, the number of modes and their positions. We have shown how this spectral information could be extracted from the beat signal by using a Short-time Fourier transform. The amplitude of all modes as well as the phase difference between adjacent modes are recovered simultaneously by filtering the beat signal at each time corresponding to an instantaneous frequency lower than half of the repetition rate which means that only one measurement is needed to reconstruct the temporal pulse. Finally, this measurement is fast (less than $2 \mu\text{s}$) and is limited only by the sweep rate of the swept source, which makes it very suitable for real-time analysis and control of fast signals.

References

- [1] H. P. Sardesai, C.-C. Chang, and A. M. Weiner, "A femtosecond code-division multiple-access communication system test bed," *J. Lightw. Technol.*, vol. 16, no. 11, pp. 1953–1964, Nov. 1998.
- [2] C. Dorrer and I. Kang "Simultaneous temporal characterization of telecommunication optical pulses and modulators by use of spectrograms," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 15, pp. 1315–1317, 2002.

- [3] L. A. Jiang, M. E. Grein, H. A. Haus, E. P. Ippen, and H. Yokoyama, "Timing jitter eater for optical pulse trains," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 2, pp. 78–80, 2003.
- [4] S. Jacques, "Time resolved propagation of ultrashort laser pulses within turbid tissues," *Appl. Opt.*, vol. 28, no. 12, pp. 2223–2229, 1989.
- [5] S. Andersson-Engels, O. Jarlman, R. Berg, and S. Svanberg, "Time-resolved transillumination for medical diagnostics," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 21, pp. 1179–1181, 1990.
- [6] K. Sala, G. Kenney-Wallace, and G. Hall, "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, no. 9, pp. 990–996, Sep. 1980.
- [7] S. M. Saitel, K. A. Stankov, P. D. Yankov, and L. I. Telegin, "Realization of a diffraction-grating autocorrelator for single-shot measurement of ultrashort light pulses duration," *Appl. Phys. B*, vol. 40, no. 1, pp. 25–27, 1986.
- [8] K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, and W. E. White, "Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 11, no. 11, pp. 2206–2215, 1994.
- [9] D. N. Fittinghoff, K. W. DeLong, R. Trebino, and C. L. Ladera, "Noise sensitivity in frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 12, no. 10, pp. 1955–1967, 1995.
- [10] C. Iaconis, and I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 10, pp. 792–794, 1998.
- [11] C. Iaconis, and I. A. Walmsley, "Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 4, pp. 501–509, Apr. 1999.
- [12] S. Latkowski, R. Maldonado-Basilio, and P. Landais, "Sub-picosecond pulse generation by 40-GHz passively mode-locked quantum-dash 1-mm-long Fabry-Perot laser diode," *Opt. Exp.*, vol. 17, no. 21, pp. 19166–19172, 2009.
- [13] D. A. Reid, S. G. Murdoch, and L. P. Barry, "Stepped-heterodyne optical complex spectrum analyzer," *Opt. Exp.*, vol. 18, no. 19, pp. 19724–19731, 2010.
- [14] T. Butler, B. Tykalewicz, D. Goulding, B. Kelleher, G. Huyet, and S. P. Hegarty, "Reconstruction of dynamical pulse trains via time-resolved multiheterodyne detection," *Opt. Exp.*, vol. 21, no. 24, pp. 29109–29119, 2013.
- [15] R. Rosales *et al.*, "High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers," *Opt. Exp.*, vol. 20, no. 8, pp. 8649–8657, 2012.
- [16] M. P. Minneman, J. Ensher, M. Crawford, and D. Derickson, "All-semiconductor high-speed akinetic swept-source for OCT," in *Proc. ACP Asia Commun. Photon. Conf. Exhib.*, pp. 1–10, 2011.
- [17] M. Garrido, "The feedforward short-time fourier transform," *IEEE Trans. Circuits Syst. II, Exp. Briefs*, vol. 63, no. 9, pp. 868–872, Sep. 2016.

B. Conférence internationale

Quantum-Dash Semiconductor Laser Characterization Using Continuous Tuning Optical Swept Source

M. Korti^{1,2}, S. Slepneva^{3,4}, T. Habruseva^{3,4}, K. Merghem⁵, G. Huyet^{1,3,4,6}, Y. Gottesman¹, A. Ramdane⁵,
B.-E. Benkelfat¹, O. Seddiki²

1 SAMOVAR, Telecom SudParis, CNRS, Université Paris-Saclay, 9 rue Charles Fourier, 91011 Evry, France

2 Telecommunications Laboratory of Tlemcen, University of Tlemcen, 13000 Tlemcen, Algeria

3 Centre for Advanced Photonics and Process Analysis, Cork Institute of technology, Cork, Ireland

4 Tyndall national Institute, Cork, Ireland

5 CNRS, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

6 Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 199034 St Petersburg, Russia

Author e-mail address: korti_m@yahoo.fr

Abstract: Device characterization of Quantum-Dash semiconductor mode-locked laser using a continuous tuning swept source is presented. This technique is linear, simple and does not require any prior information about the signal under test.

OCIS codes: (140.4050) Mode-locked lasers; (140.3600) Lasers, tunable; (320.7100) Ultrafast measurements

1. Introduction

Quantum-dash mode-locked lasers can generate picosecond optical pulses at high repetition rates. This makes them suitable for many applications in optical communications including time-division multiplexing, clock recovery and all-optical wave generation. In the recent years, the rapid development of these applications led research to focus on the measurement of the spectral amplitude and phase of the mode-locked lasers to characterize the complex spectrum then recreate the temporal pulse shape. Several techniques have been developed to achieve this measurement such as optical autocorrelation [1], frequency-resolved optical gating (FROG) [2], spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction (SPIDER) [3], Stepped-heterodyne [4] and multiheterodyne [5].

In this work, we promote the use of a linear heterodyne technique using a continuous tuning swept source. This technique requires no prior information about the signal under test. It uses a linear swept source to scan the entire optical spectrum. This permits to cover all spectral components in a single continuous sweep. The signal under test is mixed with the light from the swept source while the beat signal is recorded on a fast oscilloscope. By performing a spectral analysis on the beat signal using a short-time Fourier transform, we can recover the instantaneous beat frequency. By combining this information with the instantaneous frequency of the swept source, we can extract the repetition rate and the number of modes as well as the exact frequency of each mode. Finally, we filter out the beat signal at every time corresponding to an instantaneous frequency lower than half the repetition rate. We can then recover simultaneously the amplitude of all modes as well as the phase difference between consecutive modes. We present experimental characterization of a quantum-dash mode-locked laser operating at a repetition rate of 10 GHz with an optical spectrum consisting of more than 170 modes. This measurement is fast (less than 20 μ s) and is adapted to analysis and control of fast signal.

2. Spectral field measurement

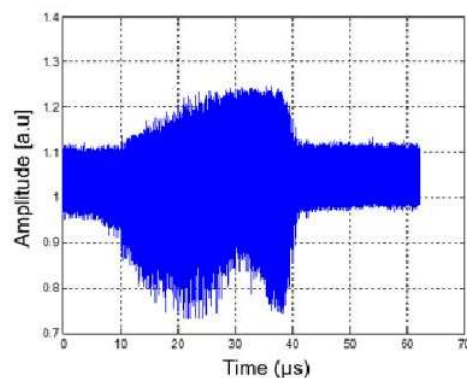


Fig. 1. The beat signal between the swept source and the quantum-dash laser recorded on the real-time oscilloscope.

The experimental setup consists on mixing the signal under test with the light from the swept source and then record the beat signal on the real-time oscilloscope as shown in fig. 1. In this measurement we used a 4 mm long single section quantum-dash mode-locked laser operating at a repetition rate of 10 GHz. For the swept source, we used a sampled-grating distributed Bragg reflector (SG-DBR) tunable laser that can linearly scan a 50 nm bandwidth centered at 1550 nm. A relatively fast sweep rate of 20 kHz is adopted. The beat signal is recorded on a real-time oscilloscope with a sampling frequency of 40 GSa/s.

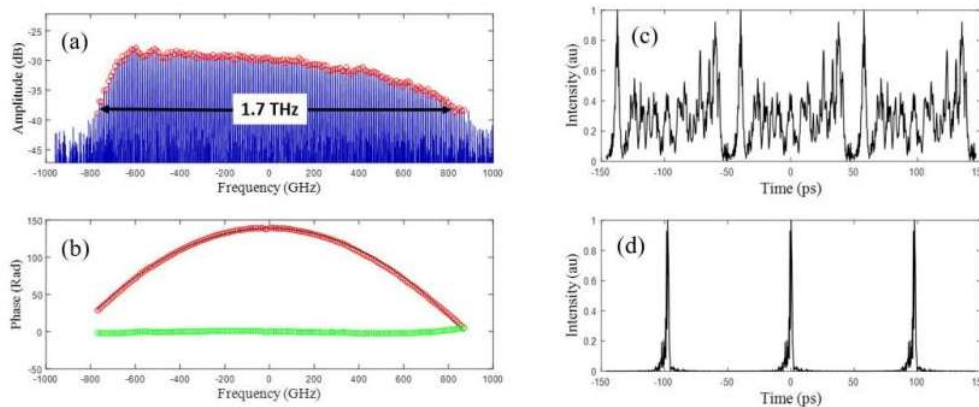


Fig. 2. (a) The spectral amplitude measured using the swept source heterodyne (red circles) and the optical spectrum of the QDash-MLL measured with an optical spectrum analyzer (blue). The spectral width is 1.7 THz at -10 dB. (b) The spectral phase measured (red). The black trace shows the phase profile of 9.31 ps² of quadratic dispersion. The phase profile of the laser after compensating the dispersion (green). (c) The temporal intensity trace of the measured pulse train directly at the output of the QDash-MLL. (d) after 9.31 ps² of quadratic dispersion.

3. Experimental results

Fig. 2. (a, b) show the measurement of the spectral amplitude and phase of the laser. The DC drive current used is 300 mA. The amplitude shows good agreement with the optical spectrum measured with an optical spectrum analyzer (OSA). Due to the strong intracavity dispersion [6] of the quantum-dash mode-locked laser, the spectral phase has a parabolic shape. In order to compensate this dispersion, we introduce a 9.31 ps² of quadratic dispersion. The resulting flat spectral phase after dispersion compensation is plotted in green.

Once the amplitude and phase of all modes is recovered, we can reconstruct the temporal pulse train. Fig. 2. (c, d) represent the reconstructed temporal intensity of the train pulse before and after dispersion compensation. Due to the strong intracavity dispersion, the optical signal is spread out over the entire period as shown in fig. 2. (c). While in fig. 2. (d) we can see a clean pulse train.

4. Conclusion

In conclusion, we have demonstrated spectral field characterization of single section quantum-dash semiconductor mode-locked laser using a continuous tuning swept source. This technique does not require any prior information about the object under test like the repetition rate and the mode frequencies. This has been demonstrated by investigating a quantum-dash mode-locked laser operating at a repetition rate of 10 GHz with an optical spectrum consisting of more than 170 modes. The measurement took less than 20 μ s which makes it very suitable for real-time analysis of fast signals.

5. References

- [1] K. Sala, et al, "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses." *IEEE Journal of Quantum Electronics* **16,9**, 990-996 (1980).
- [2] K. DeLong, et al, "Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation." *JOSA B* **11,11**, 2206-2215 (1994).
- [3] C. Iaconis, et al, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses." *Optics letters* **23,10**, 792-794 (1998).
- [4] D. A. Reid, et al, "Stepped-heterodyne optical complex spectrum analyzer." *Optics express* **18,19**, 19724-19731 (2010).
- [5] T. Butler, et al, "Reconstruction of dynamical pulse trains via time-resolved multiheterodyne detection." *Optics Express* **21,24**, 29109-29119 (2013).
- [6] R. Rosales, et al, "High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers." *Optics express* **20,8**, 8649-8657 (2012).

Références

- [1] Maini, Anil K. Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. John Wiley & Sons, 2013.
- [2] Lim, H., et al. "Optical frequency domain imaging with a rapidly swept laser in the 815–870 nm range." *Optics express* 14.13 (2006): 5937-5944.
- [3] Yun, Seok-Hyun, et al. "High-speed optical frequency-domain imaging." *Optics express* 11.22 (2003): 2953-2963.
- [4] Amano, Takuji, et al. "OFDR with an SSG-DBR laser." *Interferometry XII: Techniques and Analysis*. Vol. 5531. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [5] Yun, Seok Hyun, D. J. Richardson, and Byoung Yoon Kim. "Interrogation of fiber grating sensor arrays with a wavelength-swept fiber laser." *Optics letters* 23.11 (1998): 843-845.
- [6] Biedermann, Benjamin R., et al. "Recent developments in Fourier domain mode locked lasers for optical coherence tomography: imaging at 1310 nm vs. 1550 nm wavelength." *Journal of biophotonics* 2.6-7 (2009): 357-363.
- [7] Choma, Michael A., et al. "Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography." *Optics express* 11.18 (2003): 2183-2189.
- [8] Slepneva, Svetlana, et al. "Dynamics of Fourier domain mode-locked lasers." *Optics express* 21.16 (2013): 19240-19251.
- [9] Bilenca, A., et al. "Numerical study of wavelength-swept semiconductor ring lasers: the role of refractive-index nonlinearities in semiconductor optical amplifiers and implications for biomedical imaging applications." *Optics letters* 31.6 (2006): 760-762.
- [10] Adler, Desmond C., et al. "Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography." *Nature Photonics* 1.12 (2007): 709-716.
- [11] Swanson, Eric A., et al. "High-speed optical coherence domain reflectometry." *Optics letters* 17.2 (1992): 151-153.
- [12] Derickson, Dennis. "Fiber optic test and measurement." *Fiber optic test and measurement/edited by Dennis Derickson*. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, c1998.. 1998.
- [13] Drexler, Wolfgang, and James G. Fujimoto, eds. *Optical coherence tomography: technology and applications*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [14] Hiro-Oka, Hideaki, et al. "Use of cosine tapered window to improve dynamic range of OCT without loss of resolution." *Coherence Domain Optical Methods and Optical Coherence Tomography in Biomedicine XII*. Vol. 6847. International Society for Optics and Photonics, 2008.

- [15] Yariv, Amnon, and Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Vol. 6. New York: Oxford University Press, 2007.
- [16] Huang, David, et al. "Optical coherence tomography." *Science (New York, NY)* 254.5035 (1991): 1178.
- [17] Swanson, Eric A., et al. "In vivo retinal imaging by optical coherence tomography." *Optics letters* 18.21 (1993): 1864-1866.
- [18] Fercher, Adolf F. "In vivo optical coherence tomography." *Am J Ophthalmol* 116 (1993): 113-114.
- [19] Hee, Michael R., et al. "Optical coherence tomography of the human retina." *Archives of ophthalmology* 113.3 (1995): 325-332.
- [20] Tearney, G. J., et al. "Scanning single-mode fiber optic catheter–endoscope for optical coherence tomography." *Optics letters* 21.7 (1996): 543-545.
- [21] Yazdanfar, Siavash, Manish D. Kulkarni, and Joseph A. Izatt. "High resolution imaging of in vivo cardiac dynamics using color Doppler optical coherence tomography." *Optics express* 1.13 (1997): 424-431.
- [22] Feldchtein, Felix I., et al. "In vivo OCT imaging of hard and soft tissue of the oral cavity." *Optics express* 3.6 (1998): 239-250.
- [23] Colston, Bill W., et al. "Dental oct." *Optics express* 3.6 (1998): 230-238.
- [24] De Boer, Johannes F., et al. "Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography." *Optics letters* 22.12 (1997): 934-936.
- [25] Fercher, Adolph F., et al. "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry." *Optics communications* 117.1-2 (1995): 43-48.
- [26] Wojtkowski, Maciej, et al. "In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography." *Journal of biomedical optics* 7.3 (2002): 457-463.
- [27] Leitgeb, R., C. K. Hitzenberger, and Adolf F. Fercher. "Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography." *Optics express* 11.8 (2003): 889-894.
- [28] De Boer, Johannes F., et al. "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography." *Optics letters* 28.21 (2003): 2067-2069.
- [29] Yun, S. H., et al. "High-speed spectral-domain optical coherence tomography at 1.3 μm wavelength." *Optics express* 11.26 (2003): 3598-3604.
- [30] Nassif, Nader, et al. "In vivo human retinal imaging by ultrahigh-speed spectral domain optical coherence tomography." *Optics letters* 29.5 (2004): 480-482.
- [31] Cense, Barry, et al. "Ultrahigh-resolution high-speed retinal imaging using spectral-domain optical coherence tomography." *Optics Express* 12.11 (2004): 2435-2447.
- [32] Wojtkowski, Maciej, et al. "Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation." *Optics express* 12.11 (2004): 2404-2422.

- [33] Chinn, S. R., E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto. "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source." *Optics letters* 22.5 (1997): 340-342.
- [34] Swanson, Eric A., and Stephen R. Chinn. "Method and apparatus for performing optical measurements using a rapidly frequency-tuned laser." U.S. Patent No. 5,956,355. 21 Sep. 1999.
- [35] Choma, Michael A., et al. "Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography." *Optics express* 11.18 (2003): 2183-2189.
- [36] Oh, Wang-Yuhl, et al. "115 kHz tuning repetition rate ultrahigh-speed wavelength-swept semiconductor laser." *Optics letters* 30.23 (2005): 3159-3161.
- [37] Yasuno, Yoshiaki, et al. "Three-dimensional and high-speed swept-source optical coherence tomography for in vivo investigation of human anterior eye segments." *Optics express* 13.26 (2005): 10652-10664.
- [38] Oh, Wang-Yuhl, et al. "> 400 kHz repetition rate wavelength-swept laser and application to high-speed optical frequency domain imaging." *Optics letters* 35.17 (2010): 2919-2921.
- [39] Wieser, Wolfgang, et al. "Multi-megahertz OCT: High quality 3D imaging at 20 million A-scans and 4.5 GVoxels per second." *Optics express* 18.14 (2010): 14685-14704.
- [40] Wojtkowski, Maciej. "High-speed optical coherence tomography: basics and applications." *Applied optics* 49.16 (2010): D30-D61.
- [41] Okabe, Y., et al. "200 kHz swept light source equipped with KTN deflector for optical coherence tomography." *Electronics letters* 48.4 (2012): 201-202.
- [42] Grulkowski, Ireneusz, et al. "Retinal, anterior segment and full eye imaging using ultrahigh speed swept source OCT with vertical-cavity surface emitting lasers." *Biomedical optics express* 3.11 (2012): 2733-2751.
- [43] Youngquist, Robert C., Sally Carr, and David EN Davies. "Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique." *Optics letters* 12.3 (1987): 158-160.
- [44] Golubovic, B., et al. "Optical frequency-domain reflectometry using rapid wavelength tuning of a Cr 4+: forsterite laser." *Optics letters* 22.22 (1997): 1704-1706.
- [45] Chinn, S. R., E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto. "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source." *Optics letters* 22.5 (1997): 340-342.
- [46] Huber, Robert, et al. "Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles." *Optics Express* 13.9 (2005): 3513-3528.
- [47] Amano, Takuji, et al. "Optical frequency-domain reflectometry with a rapid wavelength-scanning superstructure-grating distributed Bragg reflector laser." *Applied optics* 44.5 (2005): 808-816.
- [48] Soller, Brian J., et al. "High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies." *Optics Express* 13.2 (2005): 666-674.
- [49] Merzbacher, C. I., Alan D. Kersey, and E. J. Friebele. "Fiber optic sensors in concrete structures: a review." *Smart materials and structures* 5.2 (1996): 196.

- [50] Yun, Seok Hyun, D. J. Richardson, and Byoung Yoon Kim. "Interrogation of fiber grating sensor arrays with a wavelength-swept fiber laser." *Optics letters* 23.11 (1998): 843-845.
- [51] Ryu, Chi-Young, and Chang-Sun Hong. "Development of fiber Bragg grating sensor system using wavelength-swept fiber laser." *Smart Materials and Structures* 11.3 (2002): 468.
- [52] Hsu, K., et al. "High-speed swept-laser interrogation system for vibrational monitoring." *4th International Workshop on Structural Health Monitoring, Stanford University, California*. 2003.
- [53] Jung, Eun Joo, et al. "Characterization of FBG sensor interrogation based on a FDML wavelength swept laser." *Optics Express* 16.21 (2008): 16552-16560.
- [54] Isago, Ryoichi, and Kentaro Nakamura. "A high reading rate fiber Bragg grating sensor system using a high-speed swept light source based on fiber vibrations." *Measurement Science and Technology* 20.3 (2009): 034021.
- [55] Iga, Kenichi. "Vertical-cavity surface-emitting laser: its conception and evolution." *Japanese Journal of Applied Physics* 47.1R (2008): 1.
- [56] Soda, Haruhisa, et al. "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers." *Japanese Journal of Applied Physics* 18.12 (1979): 2329.
- [57] Khan, Shamshad Akther, and M. A. Hasnayeem. "Modeling of Low Power Multilayer Vertical Cavity Surface Emitting Laser." *International Journal of Optics and Applications* 5.5 (2015): 155-160.
- [58] Wu, Melissa S., et al. "Tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser." *Electronics Letters* 31.19 (1995): 1671-1672.
- [59] Matsui, Yasuhiro, et al. "Complete polarization mode control of long-wavelength tunable vertical-cavity surface-emitting lasers over 65-nm tuning, up to 14-mW output power." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 39.9 (2003): 1037-1048.
- [60] Lackner, Maximilian, et al. "CO and CO₂ spectroscopy using a 60 nm broadband tunable MEMS-VCSEL at ~ 1.55 μm." *Optics letters* 31.21 (2006): 3170-3172.
- [61] Jayaraman, V., et al. "Design and performance of broadly tunable, narrow line-width, high repetition rate 1310nm VCSELs for swept source optical coherence tomography." *Proc. SPIE*. Vol. 8276. 2012.
- [62] John, Demis D., et al. "Wideband electrically pumped 1050-nm MEMS-tunable VCSEL for ophthalmic imaging." *Journal of Lightwave Technology* 33.16 (2015): 3461-3468.
- [63] Jayaraman, V., et al. "High-sweep-rate 1310 nm MEMS-VCSEL with 150 nm continuous tuning range." *Electronics letters* 48.14 (2012): 867-869.
- [64] Potsaid, Benjamin, et al. "MEMS tunable VCSEL light source for ultrahigh speed 60kHz-1MHz axial scan rate and long range centimeter class OCT imaging." *SPIE*, 2012.
- [65] Jayaraman, Vijaysekhar, et al. "OCT imaging up to 760kHz axial scan rate using single-mode 1310nm MEMS-tunable VCSELs with > 100nm tuning range." *CLEO: Science and Innovations*. Optical Society of America, 2011.

- [66] Kogelnik, H., and C. V. Shank. "Stimulated emission in a periodic structure." *Applied Physics Letters* 18.4 (1971): 152-154.
- [67] Ishida, O., Y. Tada, and H. Ishii. "Tuning-current splitting network for three-section DBR lasers." *Electronics Letters* 30.3 (1994): 241-242.
- [68] Debrégeas-Sillard, H., et al. "DBR module with 20-mW constant coupled output power, over 16 nm (40 x 50-GHz spaced channels)." *IEEE Photonics Technology Letters* 13.1 (2001): 4-6.
- [69] Coldren, Larry A. "Monolithic tunable diode lasers." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000): 988-999.
- [70] Mason, Beck, et al. "Design of sampled grating DBR lasers with integrated semiconductor optical amplifiers." *IEEE Photonics Technology Letters* 12.7 (2000): 762-764.
- [71] Dunne, John, Tom Farrell, and Ronan O'Dowd. "Fast generation of optimum operating points for tuneable SG DBR laser over 1535-1565 nm range." *Lasers and Electro-Optics, 1999. CLEO'99. Summaries of Papers Presented at the Conference on*. IEEE, 1999.
- [72] Sarlet, Gert, Geert Morthier, and Roel Baets. "Wavelength and mode stabilization of widely tunable SG-DBR and SSG-DBR lasers." *IEEE Photonics Technology Letters* 11.11 (1999): 1351-1353.
- [73] Ishii, Hiroyuki, et al. "Quasicontinuous wavelength tuning in super-structure-grating (SSG) DBR lasers." *IEEE journal of quantum electronics* 32.3 (1996): 433-441.
- [74] Fujiwara, N., et al. "140-nm quasi-continuous fast sweep using SSG-DBR lasers." *IEEE Photonics Technology Letters* 20.12 (2008): 1015-1017.
- [75] Gustafsson, Y., et al. "Record output power (25 mW) across C-band from widely tunable GCSR lasers without additional SOA." *Electronics Letters* 39.3 (2003): 292-293.
- [76] Debrégeas-Sillard, H., et al. "More than 40nm tuning DBR-MMI-SOA with only one Bragg current control, compatible with fast switching." *Optical Communication (ECOC), 2007 33rd European Conference and Exhibition of*. VDE, 2007.
- [77] Bonesi, M., et al. "Akinetic all-semiconductor programmable swept-source at 1550 nm and 1310 nm with centimeters coherence length." *Optics express* 22.3 (2014): 2632-2655.
- [78] Gotoda, Mitsunobu, Tetsuya Nishimura, and Yasunori Tokuda. "Widely tunable SOA-integrated DBR laser with combination of sampled-grating and superstructure grating." *Semiconductor Laser Conference, 2004. Conference Digest. 2004 IEEE 19th International*. IEEE, 2004.
- [79] George, Brandon, and Dennis Derickson. "High-speed concatenation of frequency ramps using sampled grating distributed Bragg reflector laser diode sources for OCT resolution enhancement." *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XIV*. Vol. 7554. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [80] Minneman, Michael P., et al. "All-semiconductor high-speed akinetic swept-source for OCT." *Communications and Photonics Conference and Exhibition, 2011. ACP. Asia*. IEEE, 2011.

- [81] Choma, Michael A., Kevin Hsu, and Joseph A. Izatt. "Swept source optical coherence tomography using an all-fiber 1300-nm ring laser source." *Journal of biomedical optics* 10.4 (2005): 044009.
- [82] Huber, R., M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto. "Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography." *Optics express* 14.8 (2006): 3225-3237.
- [83] Biedermann, Benjamin R., et al. "Dispersion, coherence and noise of Fourier domain mode locked lasers." *Optics Express* 17.12 (2009): 9947-9961.
- [84] Zhang, Jun, Gangjun Liu, and Zhongping Chen. "Ultra broad band Fourier domain mode locked swept source based on dual SOAs and WDM couplers." *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XIV*. Vol. 7554. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [85] Huber, Robert, Desmond C. Adler, and James G. Fujimoto. "Buffered Fourier domain mode locking: unidirectional swept laser sources for optical coherence tomography imaging at 370,000 lines/s." *Optics letters* 31.20 (2006): 2975-2977.
- [86] Oh, Wang-Yuhl, et al. "> 400 kHz repetition rate wavelength-swept laser and application to high-speed optical frequency domain imaging." *Optics letters* 35.17 (2010): 2919-2921.
- [87] Potsaid, Benjamin, et al. "Ultrahigh speed 1050nm swept source/Fourier domain OCT retinal and anterior segment imaging at 100,000 to 400,000 axial scans per second." *Optics express* 18.19 (2010): 20029-20048.
- [88] Bjork, Gunnar, and Olle Nilsson. "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: Properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers." *Journal of lightwave technology* 5.1 (1987): 140-146.
- [89] Lavrova, Olga A., and Daniel J. Blumenthal. "Detailed transfer matrix method-based dynamic model for multisection widely tunable GCSR lasers." *Journal of lightwave technology* 18.9 (2000): 1274-1283.
- [90] Shi, Kai, et al. "Static and dynamic analysis of side-mode suppression of widely tunable sampled grating DBR (SG-DBR) lasers." *optics communications* 282.1 (2009): 81-87.
- [91] Lowery, Arthur James. "New dynamic semiconductor laser model based on the transmission-line modelling method." *IEE Proceedings J (Optoelectronics)* 134.5 (1987): 281-289.
- [92] Lowery, A. J. "Model for multimode picosecond dynamic laser chirp based on transmission line laser model." *IEE Proceedings J (Optoelectronics)* 135.2 (1988): 126-132.
- [93] Lowery, Arthur James. "A new time-domain model for spontaneous emission in semiconductor lasers and its use in predicting their transient response." *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields* 1.3 (1988): 153-164.
- [94] Lowery, A. J. "New inline wideband dynamic semiconductor laser amplifier model." *IEE Proceedings J (Optoelectronics)* 135.3 (1988): 242-250.
- [95] Lowery, Arthur James. "Transmission-line modelling of semiconductor lasers: The transmission-line laser model." *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields* 2.4 (1989): 249-265.

- [96] Lowery, A. J. "New time-domain model for active mode locking, based on the transmission line laser model." *IEE Proceedings J (Optoelectronics)* 136.5 (1989): 264-272.
- [97] Lowery, A. J. "Amplified spontaneous emission in semiconductor laser amplifiers: Validity of the transmission-line laser model." *IEE Proceedings J-Optoelectronics* 137.4 (1990): 241-247.
- [98] Lowery, A. J. "Integrated mode-locked laser design with a distributed-Bragg reflector." *IEE Proceedings J-Optoelectronics* 138.1 (1991): 39-46.
- [99] Nguyen, L. V. T., et al. "Spectral study of a 1.55 μm multimode FP semiconductor laser using the transmission-line laser model." *Optical and quantum electronics* 27.7 (1995): 663-678.
- [100] Chen, Wei, Sheng Hu, and Yonglin Yu. "Analysis of modulation characteristics of widely tunable sampled-grating distributed reflector (SGDBR) lasers based on transmission line laser model." *Photonics and Optoelectronics Meetings (POEM) 2011: Optoelectronic Devices and Integration*. Vol. 8333. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [101] Li, Wei, Wei-Ping Huang, and Xun Li. "Digital filter approach for simulation of a complex integrated laser diode based on the traveling-wave model." *IEEE journal of quantum electronics* 40.5 (2004): 473-480.
- [102] Dong, Lei, et al. "Modeling wavelength switching of widely tunable sampled-grating DBR lasers using traveling-wave model with digital filter approach." *IEEE Photonics Technology Letters* 20.20 (2008): 1721-1723.
- [103] Jayaraman, Vijaysekhar, Z-M. Chuang, and Larry A. Coldren. "Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29.6 (1993): 1824-1834.
- [104] Mansuripur, Tobias S., et al. "Widely tunable mid-infrared quantum cascade lasers using sampled grating reflectors." *Optics express* 20.21 (2012): 23339-23348.
- [105] Marcenac, D. D., and J. E. Carroll. "Quantum-mechanical model for realistic Fabry—Perot lasers." *IEE Proceedings J (Optoelectronics)* 140.3 (1993): 157-171.
- [106] Dong, Lei, et al. "Modeling widely tunable sampled-grating DBR lasers using traveling-wave model with digital filter approach." *Journal of Lightwave Technology* 27.15 (2009): 3181-3188.
- [107] Buus, Jens, Markus-Christian Amann, and Daniel J. Blumenthal. *Tunable laser diodes and related optical sources*. New York: Wiley-Interscience, 2005.
- [108] Teshima, Mitsuhiro. "Dynamic wavelength tuning characteristics of the 1.5- μm three-section DBR lasers: analysis and experiment." *IEEE journal of quantum electronics* 31.8 (1995): 1389-1400.
- [109] Lee, San-Liang, et al. "Integration of semiconductor laser amplifiers with sampled grating tunable lasers for WDM applications." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 3.2 (1997): 615-627.
- [110] Delorme, F., and C. Ougier. "Widely tunable 1.55 μm lasers for wavelength division multiplexed optical fibre communications." *Journal de physique. IV* 9.2 (1999): Pr2-49.
- [111] Mason, Beck, et al. "Widely tunable sampled grating DBR laser with integrated electroabsorption modulator." *IEEE Photonics Technology Letters* 11.6 (1999): 638-640.

- [112] Derickson, Dennis J., et al. "SGDBR single-chip wavelength tunable lasers for swept source OCT." *Proceedings of SPIE*. Vol. 6847. 2008.
- [113] O'Connor, Shane, Michael A. Bernacil, and Dennis Derickson. "Generation of high speed, linear wavelength sweeps using sampled grating distributed Bragg reflector lasers." *Lasers and Electro-Optics Society, 2008. LEOS 2008. 21st Annual Meeting of the IEEE*. IEEE, 2008.
- [114] O'Connor, Shane, et al. "100 kHz axial scan rate swept-wavelength OCT using sampled grating distributed Bragg reflector lasers." *Proc. SPIE*. Vol. 7168. No. 716825. 2009.
- [115] Dong, Lei, et al. "A theoretical model for sampled grating DBR laser integrated with SOA and MZ modulator." *Optics express* 17.19 (2009): 16756-16765.
- [116] Bernacil, Michael A., et al. "Microwave signal generation using self-heterodyning of a fast wavelength switching SG-DBR laser." *Microwave Symposium Digest, 2008 IEEE MTT-S International*. IEEE, 2008.
- [117] Kelleher, Bryan, et al. "Phasor plots in optical injection experiments." *The European Physical Journal D* 58.2 (2010): 175-179.
- [118] Butler, T., et al. "Single shot, time-resolved measurement of the coherence properties of OCT swept source lasers." *Optics letters* 40.10 (2015): 2277-2280.
- [119] Huyet, G., et al. "A low-dimensional dynamical system to describe low-frequency fluctuations in a semiconductor laser with optical feedback." *Optics communications* 180.4 (2000): 339-344.
- [120] Teich, Malvin Carl, and B. Saleh. "Fundamentals of photonics." *Canada, Wiley Interscience* 3 (1991).
- [121] Butler, Thomas, et al. "Single-shot real-time electric-field reconstruction of a swept source laser." *Photonics Conference (IPC), 2015*. IEEE, 2015.
- [122] Chiccone, Christopher Louis. "Automated SG-DBR Tunable Laser Calibration Optimized for Optical Coherence Tomography Applications." (2011).
- [123] Priest, Richard G. "Analysis of fiber interferometer utilizing 3 x 3 fiber coupler." *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30.10 (1982): 1589-1591.
- [124] Todor, Sebastian, et al. "Instantaneous lineshape analysis of Fourier domain mode-locked lasers." *Optics express* 19.9 (2011): 8802-8807.
- [125] Saleh, Bahaa EA, and Malvin Carl Teich. "Semiconductor photon detectors." *Fundamentals of Photonics* (2007): 644-695.
- [126] Shah, Jagdeep. *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures*. Vol. 115. Springer Science & Business Media, 2013.
- [127] Fleming, Graham. "Chemical applications of ultrafast spectroscopy." (1986).
- [128] Sardesai, H. P., C-C. Chang, and A. M. Weiner. "A femtosecond code-division multiple-access communication system test bed." *Journal of Lightwave Technology* 16.11 (1998): 1953.
- [129] Dorrer, Christophe, and Inuk Kang. "Simultaneous temporal characterization of telecommunication optical pulses and modulators by use of spectrograms." *Optics Letters* 27.15 (2002): 1315-1317.

- [130] Jiang, Leaf A., et al. "Timing jitter eater for optical pulse trains." *Optics letters* 28.2 (2003): 78-80.
- [131] Jacques, Steven L. "Time resolved propagation of ultrashort laser pulses within turbid tissues." *Applied optics* 28.12 (1989): 2223-2229.
- [132] Andersson-Engels, Stefan, et al. "Time-resolved transillumination for medical diagnostics." *Optics letters* 15.21 (1990): 1179-1181.
- [133] Siegman, A. E. "Lasers (University Science, Mill Valley, Calif., 1986)."
- [134] Hargrove, L. E., Richard L. Fork, and M. A. Pollack. "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation." *Applied Physics Letters* 5.1 (1964): 4-5.
- [135] Harris, S., and Otis McDuff. "Theory of FM laser oscillation." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 1.6 (1965): 245-262.
- [136] Kuizenga, D., and A. Siegman. "FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 6.11 (1970): 694-708.
- [137] Sennaroglu, Alphan, ed. *Solid-state lasers and applications*. CRC press, 2017.
- [138] Haus, Herman A. "Mode-locking of lasers." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000): 1173-1185.
- [139] DeMaria, A. J., D. A. Stetser, and H. Heynau. "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers." *Applied Physics Letters* 8.7 (1966): 174-176.
- [140] Haus, Hermann. "Theory of mode locking with a slow saturable absorber." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 11.9 (1975): 736-746.
- [141] Koumans, Roger GMP, and Raymond Van Roijen. "Theory for passive mode-locking in semiconductor laser structures including the effects of self-phase modulation, dispersion, and pulse collisions." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32.3 (1996): 478-492.
- [142] Avrutin, E. A., J. H. Marsh, and E. L. Portnoi. "Monolithic and multi-gigahertz mode-locked semiconductor lasers: constructions, experiments, models and applications." *IEE Proceedings-Optoelectronics* 147.4 (2000): 251-278.
- [143] Vladimirov, Andrei G., and Dmitry Turaev. "Model for passive mode locking in semiconductor lasers." *Physical Review A* 72.3 (2005): 033808.
- [144] Viktorov, Evgeny A., et al. "Model for mode locking in quantum dot lasers." *Applied physics letters* 88.20 (2006): 201102.
- [145] Tiemeijer, Luuk F., et al. "Passive FM locking in InGaAsP semiconductor lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25.6 (1989): 1385-1392.
- [146] Lu, Z. G., et al. "312-fs pulse generation from a passive C-band InAs/InP quantum dot mode-locked laser." *Optics Express* 16.14 (2008): 10835-10840.
- [147] Gosset, Christophe, et al. "Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μ m." *Applied Physics Letters* 88.24 (2006): 241105.
- [148] Bouma, B., et al. "Hybrid mode locking of a flash-lamp-pumped Ti: Al₂O₃ laser." *Optics Letters* 19.22 (1994): 1858-1860.

- [149] Sala, K., G. Kenney-Wallace, and G. Hall. "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 16.9 (1980): 990-996.
- [150] Weber, H. P. "Method for pulsewidth measurement of ultrashort light pulses generated by phase-locked lasers using nonlinear optics." *Journal of applied physics* 38.5 (1967): 2231-2234.
- [151] Weber, H. P. "Generation and measurement of ultrashort light pulses." *Journal of Applied Physics* 39.13 (1968): 6041-6044.
- [152] Weiner, Andrew. *Ultrafast optics*. Vol. 72. John Wiley & Sons, 2011.
- [153] Monmayrant, Antoine, Béatrice Chatel, and Bertrand Girard. "Real time quantum state holography using coherent transients." *Optics communications* 264.2 (2006): 256-263.
- [154] Trebino, Rick, et al. "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating." *Review of Scientific Instruments* 68.9 (1997): 3277-3295.
- [155] Trebino, Rick. *Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [156] Kane, Daniel J. "Recent progress toward real-time measurement of ultrashort laser pulses." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 35.4 (1999): 421-431.
- [157] Kane, Daniel J., and Rick Trebino. "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29.2 (1993): 571-579.
- [158] Trebino, Rick, and Daniel J. Kane. "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating." *JOSA A* 10.5 (1993): 1101-1111.
- [159] DeLong, Kenneth W., Rick Trebino, and Daniel J. Kane. "Comparison of ultrashort-pulse frequency-resolved-optical-gating traces for three common beam geometries." *JOSA B* 11.9 (1994): 1595-1608.
- [160] Paye, Jerome, et al. "Measurement of the amplitude and phase of ultrashort light pulses from spectrally resolved autocorrelation." *Optics letters* 18.22 (1993): 1946-1948.
- [161] O'shea, Patrick, et al. "Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement." *Optics Letters* 26.12 (2001): 932-934.
- [162] Reid, D. T., et al. "Amplitude and phase measurement of mid-infrared femtosecond pulses by using cross-correlation frequency-resolved optical gating." *Optics letters* 25.19 (2000): 1478-1480.
- [163] Tsang, Thomas, et al. "Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation." *Optics letters* 21.17 (1996): 1381-1383.
- [164] Stibenz, Gero, and Günter Steinmeyer. "Interferometric frequency-resolved optical gating." *Optics express* 13.7 (2005): 2617-2626.
- [165] Sweetser, John N., David N. Fittinghoff, and Rick Trebino. "Transient-grating frequency-resolved optical gating." *Optics Letters* 22.8 (1997): 519-521.
- [166] Froehly, Cl, A. Lacourt, and J. Ch Vienot. "Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques, justifications expérimentales et applications." *J. Opt.(Paris)* 4 (1973): 183-196.

- [167] Lepetit, L., G. Chériaux, and M. Joffre. "Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy." *JOSA B* 12.12 (1995): 2467-2474.
- [168] Iaconis, Chris, and Ian A. Walmsley. "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses." *Optics letters* 23.10 (1998): 792-794.
- [169] Gallmann, Lukas, et al. "Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction." *Optics letters* 24.18 (1999): 1314-1316.
- [170] Dorrer, C. "Implementation of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction with a simultaneously recorded reference interferogram." *Optics letters* 24.21 (1999): 1532-1534.
- [171] Stibenz, Gero, and Günter Steinmeyer. "Optimizing spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction." *Review of scientific instruments* 77.7 (2006): 073105.
- [172] Dorrer, Christophe, P. Londero, and I. A. Walmsley. "Homodyne detection in spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction." *Optics Letters* 26.19 (2001): 1510-1512.
- [173] Hirasawa, M., et al. "Sensitivity improvement of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction for the characterization of low-intensity femtosecond pulses." *Applied Physics B: Lasers and Optics* 74 (2002): s225-s229.
- [174] Monmayrant, Antoine, et al. "Time-domain interferometry for direct electric-field reconstruction by use of an acousto-optic programmable filter and a two-photon detector." *Optics letters* 28.4 (2003): 278-280.
- [175] Stibenz, Gero, and Günter Steinmeyer. "High dynamic range characterization of ultrabroadband white-light continuum pulses." *Optics express* 12.25 (2004): 6319-6325.
- [176] Baum, Peter, Stefan Lochbrunner, and Eberhard Riedle. "Zero-additional-phase SPIDER: full characterization of visible and sub-20-fs ultraviolet pulses." *Optics letters* 29.2 (2004): 210-212.
- [177] Kosik, Ellen M., et al. "Interferometric technique for measuring broadband ultrashort pulses at the sampling limit." *Optics letters* 30.3 (2005): 326-328.
- [178] Mairesse, Y., et al. "High harmonic XUV spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction." *Physical review letters* 94.17 (2005): 173903.
- [179] Gorza, S-P., Piotr Wasylczyk, and Ian A. Walmsley. "Spectral shearing interferometry with spatially chirped replicas for measuring ultrashort pulses." *Optics express* 15.23 (2007): 15168-15174.
- [180] Radunsky, Aleksander S., et al. "Compact spectral shearing interferometer for ultrashort pulse characterization." *Optics letters* 32.2 (2007): 181-183.
- [181] Reid, D. A., S. G. Murdoch, and L. P. Barry. "Stepped-heterodyne optical complex spectrum analyzer." *Optics express* 18.19 (2010): 19724-19731.
- [182] Butler, T., et al. "Reconstruction of dynamical pulse trains via time-resolved multiheterodyne detection." *Optics express* 21.24 (2013): 29109-29119.
- [183] DeLong, K. W., et al. "Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation." *JOSA B* 11.11 (1994): 2206-2215.

- [184] Fittinghoff, David N., et al. "Noise sensitivity in frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses." *JOSA B* 12.10 (1995): 1955-1967.
- [185] Iaconis, Chris, and Ian A. Walmsley. "Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 35.4 (1999): 501-509.
- [186] Latkowski, Sylwester, Ramón Maldonado-Basilio, and Pascal Landais. "Sub-picosecond pulse generation by 40-GHz passively mode-locked quantum-dash 1-mm-long Fabry-Perot laser diode." *Optics Express* 17.21 (2009): 19166-19172.
- [187] Davila-Rodriguez, Josue, et al. "Multiheterodyne detection for spectral compression and downconversion of arbitrary periodic optical signals." *Journal of Lightwave Technology* 29.20 (2011): 3091-3098.
- [188] Klee, Anthony, et al. "Characterization of semiconductor-based optical frequency comb sources using generalized multiheterodyne detection." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 19.4 (2013): 1100711-1100711.
- [189] Moore, Eric D. *Advances in swept-wavelength interferometry for precision measurements*. University of Colorado at Boulder, 2011.
- [190] Garrido, Mario. "The Feedforward Short-Time Fourier Transform." *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs* 63.9 (2016): 868-872.
- [191] Ludwig, R., and A. Ehrhardt. "Turn-key-ready wavelength-, repetition rate- and pulsewidth-tunable femtosecond hybrid modelocked semiconductor laser." *Electronics Letters* 31.14 (1995): 1165-1167.
- [192] Maguire, Paul J., et al. "Direct measurement of a high-speed (> 100Gbit/s) OTDM data signal utilising two-photon absorption in a semiconductor microcavity." *Lasers and Electro-Optics Society, 2005. LEOS 2005. The 18th Annual Meeting of the IEEE*. IEEE, 2005.
- [193] Liu, Shanliang, and Tian Zhen. "Demonstration of adiabatic transmission of ultrashort soliton." *Optical Transmission, Switching, and Subsystems II*. Vol. 5625. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [194] Zhang, Liang, et al. "A high-speed second-order photonic differentiator based on two-stage silicon self-coupled optical waveguide." *IEEE Photonics Journal* 6.2 (2014): 1-5.
- [195] Rosales, Ricardo, et al. "High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers." *Optics express* 20.8 (2012): 8649-8657.
- [196] Duill, Sean PO, et al. "Simple dispersion estimate for single-section quantum-dash and quantum-dot mode-locked laser diodes." *Optics letters* 41.24 (2016): 5676-5679.
- [197] Reid, Gregory J. *A technique for multiplexing 3x3-coupler terminated interferometric fiber-optic sensors*. No. NPS-PH-94-002. NAVAL POSTGRADUATE SCHOOL MONTEREY CA, 1993.
- [198] Korti, M., et al. "Fast-Recovery of the Amplitude and Phase of Short Optical Pulses Using a Frequency-Swept Source Based Heterodyne Measurement." *IEEE Photonics Journal*, 2018.
- [199] Korti, M., et al. "Quantum-Dash Semiconductor Laser Characterization Using Continuous Tuning Optical Swept Source." *Advanced Solid State Lasers*. Optical Society of America, 2018.