

In compliance with the
Canadian Privacy Legislation
some supporting forms
may have been removed from
this dissertation.

While these forms may be included
in the document page count,
their removal does not represent
any loss of content from the dissertation.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MESURES SPECTRALES À HAUTE RÉOLUTION.
ÉLARGISSEMENT DE LA RAIE D'UN LASER DFB PAR UN
AMPLIFICATEUR OPTIQUE À SEMI-CONDUCTEURS

LUCIAN BOJOR
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
AVRIL 2003



National Library
of Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

Acquisitions et
services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 0-612-86382-4

Our file Notre référence

ISBN: 0-612-86382-4

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

MESURES SPECTRALES À HAUTE RÉOLUTION.
ÉLARGISSEMENT DE LA RAIE D'UN LASER DFB PAR UN
AMPLIFICATEUR OPTIQUE À SEMI-CONDUCTEURS

présenté par: BOJOR Lucian

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. FAUCHER Guy, président

M. MACIEJKO Romain, membre et directeur de recherche

M. BURES Jacques, membre

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, M. Romain Maciejko pour m'avoir accueilli dans son collectif mais aussi pour son analyse critique de mon travail, la pertinence et l'efficacité de ses remarques.

Je remercie aussi M. Michel Lestrade pour ses suggestions et pour sa disponibilité tout au long de mon travail.

Mes remerciements vont aussi à mes collègues, Nawwaf, Rodica et Xu, pour les discussions utiles qu'on a eues.

Je remercie Philippe d'avoir pris le temps de lire et corriger mon travail. Merci aussi aux techniciens Jimmy et François et aux autres membres du Laboratoire d'Optoélectronique pour leur support.

RÉSUMÉ

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (AOS) sont des composants capables d'accomplir une multitude de fonctions dans les systèmes de communication optique. Ils seront de plus en plus utilisés dans des circuits photoniques intégrés ou dans diverses configurations menant à la prochaine génération de communications optiques, le réseau « tout optique ».

Le développement de nouveaux composants photoniques nécessite la confirmation expérimentale des résultats théoriques, modélisations et simulations numériques. Dans ce mémoire, en partant de la démonstration théorique de l'élargissement de la raie d'un laser DFB dans une source laser intégrée DFB-AOS, on étudie la largeur de raie d'un laser DFB dans un système couplé DFB-AOS. On fait aussi l'évaluation des différentes techniques d'analyse spectrale et on présente leurs limites et leur applicabilité. Du point de vue de l'analyse spectrale à haute résolution, on met en pratique les techniques hétérodyne et homodyne.

La largeur de raie d'un laser DFB est mesurée en utilisant la technique homodyne. La largeur de raie du même laser est ensuite mesurée à la sortie d'un système couplé DFB-AOS. En comparant les résultats on met en évidence, pour la première fois, l'élargissement de la largeur de raie du laser DFB dans le système couplé DFB-AOS, tel que prédit par les travaux théoriques réalisés au Laboratoire d'Optoélectronique.

ABSTRACT

Semiconductor optical amplifiers (SOA) are photonic devices that can be used in a variety of functions in optical communications systems. SOAs will be used more and more in integrated photonic circuits or in various configurations leading to the next generation of the optical communications, the “all optical” network.

The development of new photonics devices requires the experimental confirmation of the theoretical results, software simulations and modeling.

This thesis, based on the theoretical demonstration of the laser linewidth broadening in an integrated DFB-SOA laser source, studies the DFB laser linewidth in a DFB-SOA coupled system. We also evaluate various spectral analysis techniques presenting their limitations and applicability. As high-resolution optical frequency methods, the heterodyne and homodyne techniques are performed.

The linewidth of a DFB laser is measured using a homodyne experimental set-up. The linewidth of the same laser is afterwards measured at the output of a DFB-SOA coupled system. Comparing the results, we demonstrate, for the first time, the existence of DFB laser linewidth broadening in the DFB-SOA coupled system, as predicted by the theoretical results obtained at the Optoelectronics Laboratory.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS.....	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX.....	x
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvi
LISTE DES ANNEXES	xviii
Introduction.....	1
1 Amplificateurs optiques à semi-conducteurs	3
1.1 Généralités	3
1.1.1 Saturation du gain	7
1.1.2 Le bruit dans les AOS	9
1.1.3 Amplificateurs Fabry-Perot (AOS FP)	11
1.1.4 Amplificateurs à onde progressive (AOS TW).....	12
1.1.5 La bande passante des AOS TW	14
1.1.6 Le facteur de bruit dans les AOS TW	16
1.1.7 L'influence de la polarisation	18
Applications des AOS	20
1.2 Élargissement d'une raie laser par un AOS	27
2 Analyse spectrale optique	39

2.1	Introduction à l'analyse spectrale optique	39
2.2	Types d'analyseurs de spectres optiques	39
2.2.1	Principe d'opération.....	39
2.2.2	Filtres optiques Fabry-Perot.....	40
2.2.3	Analyseurs de spectres optiques à interféromètre.....	43
2.2.4	Analyseurs de spectres optiques à réseau de diffraction.....	49
3	Mesures spectrales à haute résolution.....	55
3.1	Introduction.....	55
3.2	Interférence entre deux champs optiques.....	55
3.2.1	Technique hétérodyne	58
3.2.2	Technique self-hétérodyne.....	61
3.2.3	Technique homodyne.....	65
3.3	Comparaison des techniques.....	73
4	Mesures expérimentales de largeur de raie	76
4.1	Objectif et méthodes	76
4.2	Montages expérimentaux	76
4.3	Mesures hétérodynes.....	92
4.4	Mesures homodynes.....	99
	Conclusion	122
	BIBLIOGRAPHIE	126
	ANNEXE 1	131
	ANNEXE 2	132
	ANNEXE 3	133

ANNEXE 4	134
ANNEXE 5	135
ANNEXE 6	136
ANNEXE 7	137
ANNEXE 8	138
ANNEXE 9	139

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 : Largeur spectrale en fonction de l'atténuation de l'amplitude (signal hétérodyne).....	61
Tableau 2 : Largeur spectrale en fonction de l'atténuation de l'amplitude (signal self-hétérodyne).....	65
Tableau 3 : Largeur spectrale à mi-hauteur de l'émission laser	106
Tableau 4 : Largeur spectrale à mi-hauteur de l'émission laser amplifiée	117
Tableau 5 : Largeurs spectrales à mi-hauteur. Émission laser et émission laser amplifiée	119

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Profil du gain de l'amplificateur [1].....	6
Figure 1.2 : Puissance de saturation [1].....	8
Figure 1.3 : Saturation du gain [1].....	9
Figure 1.4 : Schémas pour réduire les réflectivités des facettes [1].....	14
Figure 1.5 : Profil du gain d'un AOS TW pour plusieurs courants d'injection [1].....	15
Figure 1.6 : Profil du gain des EDFA (a) et des AOS TW (b) [34].....	15
Figure 1.7 : Contributions au bruit [1].....	18
Figure 1.8 : Techniques pour réduire la dépendance du gain de la polarisation [1].....	19
Figure 1.9 : Source laser accordable [9].....	22
Figure 1.10 : AOS accordable [10].....	22
Figure 1.11 : (a) Courant de transparence en fonction de la longueur d'onde à 20, 25 et 30°C; (b)Variation de la tension aux bornes de l'AOS en fonction du courant de transparence pour des différentes longueurs d'onde [13].....	24
Figure 1.12 : Conversion de longueur d'onde par modulation croisée du gain.....	25
Figure 1.13 : Schéma du convertisseur de longueur d'onde Mach-Zehnder à l'AOS [14].....	26
Figure 1.14 : Élargissement spectral et variation de la fréquence d'émission en fonction du courant d'injection dans l'AOS. R_{AOS} – réflectivité des facettes de l'AOS. $L_{AOS}=450\text{ }\mu\text{m}$ [15].....	38
Figure 1.15 : Élargissement spectral et variation de la fréquence d'émission en fonction du courant d'injection dans l'AOS. R_{AOS} – réflectivité des facettes de l'AOS. $L_{AOS}=750\text{ }\mu\text{m}$ [15].....	38
Figure 2.1 : Principe d'opération d'un analyseur de spectres optiques.....	40
Figure 2.2 : Schéma d'un analyseur optique de spectres à filtre Fabry-Perot.....	40
Figure 2.3 : Fonction de transmission d'un filtre FP.....	41
Figure 2.4 : Interféromètre de Michelson.....	43

Figure 2.5 : Interférogramme d'un laser DFB	45
Figure 2.6 : Interférogramme d'une DEL	45
Figure 2.7 : Schéma d'un monochromateur à réseau de diffraction	50
Figure 2.8 : Diffraction par un réseau	51
Figure 2.9 : Responsivités spectrales des différents matériaux	53
Figure 3.1 : Interférence de deux champs optiques. Génération du signal hétérodyne [2]56	
Figure 3.2 : Génération du signal homodyne [2]	57
Figure 3.3 : Spectre du signal hétérodyne [2]	58
Figure 3.4 : Principe de fonctionnement d'un modulateur acousto-optique	62
Figure 3.5 : Technique self-hétérodyne [2]	63
Figure 3.6 : Spectre du signal self-hétérodyne [2]	63
Figure 3.7 : Signal de battement généré par la méthode self-hétérodyne	64
Figure 3.8 : Configurations utilisées dans la technique homodyne.	
SMF – fibre unimodale, ESA – analyseur de spectres électriques (Electric Spectrum Analyser), PC – contrôleur de polarisation (Polarisation Controller) [2]	67
Figure 3.9 : Spectre du signal homodyne [2]	68
Figure 3.10 : Signal homodyne pour différentes valeurs du produit $\Delta\nu\tau$, RIN – intensité relative du bruit (relative intensity noise), [2]	71
Figure 3.11 : Erreur sur la mesure de largeur de raie pour le régime de cohérence partielle [2]	72
Figure 3.12 : Longueur de la ligne à délai en fonction de la largeur de raie.	
Régime cohérent : $0 < \Delta\nu\tau < 0.015$, régime de cohérence partielle : $0.015 < \Delta\nu\tau < 1$, régime incohérent : $\Delta\nu\tau > 1$ [2]	73
Figure 4.1 : Mesures de largeur de raie. Schéma hétérodyne	77
Figure 4.2 : Mesures de largeur de raie. Schéma homodyne	77
Figure 4.3 : Mesures de largeur de raie du laser amplifié. Schéma hétérodyne	79
Figure 4.4 : Mesures de largeur de raie du laser amplifié. Schéma homodyne	79
Figure 4.5 : Puce laser	80

Figure 4.6 : Contrôle de la polarisation. Contrôleur de polarisation à lames biréfringentes.	82
Figure 4.7 : Contrôleur de polarisation Pola-Rite™.	84
Figure 4.8 : Contrôleur de polarisation à rouleaux	85
Figure 4.9 : Biréfringence induite par déformation mécanique	86
Figure 4.10 : Responsivité spectrale de l'InGaAs.	89
Figure 4.11 : Schéma du dispositif d'analyse spectrale optique	90
Figure 4.12 : Interface LabView pour l'acquisition des spectres électriques	92
Figure 4.13 : Spectres d'émission d'un laser FP	93
Figure 4.14 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 16.3°C) et du laser FP (16 mA, 22°C)	94
Figure 4.15 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 18.5°C) et du laser FP (16 mA, 22°C)	95
Figure 4.16 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 18.5°C) et du laser FP (16 mA, 22.5°C)	95
Figure 4.17 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 18.5°C) et du laser FP (16 mA, 20.5°C)	96
Figure 4.18 : L'instabilité des modes d'un laser FP	96
Figure 4.19 : Mélange optique de deux émissions DFB – différentes longueurs d'onde.	97
Figure 4.20 : Mélange optique de deux émissions DFB – même longueur d'onde.	98
Figure 4.21 : Spectre électrique du signal de battement – schéma hétérodyne	99
Figure 4.22 : Montage homodyne. Mesure de la largeur de raie de l'émission laser.	100
Figure 4.23 : Spectre du laser DFB Fujitsu YM 468	101
Figure 4.24 : Spectre homodyne, laser DFB à 35 mA	102
Figure 4.25 : Spectre homodyne, laser DFB à 40 mA	102
Figure 4.26 : Spectre homodyne, laser DFB à 45 mA	102
Figure 4.27 : Spectre homodyne, laser DFB à 50 mA	102
Figure 4.28 : Bruit de l'analyseur de spectres électriques	104
Figure 4.29 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 35 mA	104

Figure 4.30 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 40 mA.....	105
Figure 4.31 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 45 mA.....	105
Figure 4.32 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 50 mA.....	106
Figure 4.33 : Montage homodyne. Mesure de la largeur de raie de l'émission laser amplifiée	107
Figure 4.34 : Émission spontanée de l'AOS à 50 mA	108
Figure 4.35 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 50 mA	108
Figure 4.36 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 80 mA	108
Figure 4.37 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 95 mA	109
Figure 4.38 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 145 mA	109
Figure 4.39 : Émission laser amplifiée, polarisation TM. Laser à 35 mA, AOS à 145 mA	109
Figure 4.40 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 145 mA	109
Figure 4.41 : Spectre homodyne, DFB à 35mA, AOS à 80 mA.....	111
Figure 4.42 : Spectre homodyne, DFB à 40 mA, AOS à 80 mA.....	111
Figure 4.43 : Spectre homodyne, DFB à 45 mA, AOS à 80 mA.....	111
Figure 4.44 : Spectre homodyne, DFB à 50 mA, AOS à 80 mA.....	111
Figure 4.45 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 35 mA, AOS à 80mA.....	112
Figure 4.46 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 40 mA, AOS à 80mA.....	112
Figure 4.47 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 45 mA, AOS à 80mA.....	113

Figure 4.48 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 50 mA, AOS à 80 mA.....	113
Figure 4.49 : Spectre homodyne, DFB à 50 mA, AOS à 95 mA.....	114
Figure 4.50 : Émission laser amplifiée, DFB à 50 mA, AOS à 95 mA	114
Figure 4.51 : Émission laser amplifiée, détail, DFB à 50 mA, AOS à 95 mA.	115
Figure 4.52 : Spectre homodyne, DFB à 50 mA, AOS à 86 mA.....	116
Figure 4.53: Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 50 mA, AOS à 86 mA.....	117
Figure 4.54 : Spectre laser –35mA.....	118
Figure 4.55 : Spectre laser amplifié DFB –35mA, AOS-80mA	118
Figure 4.56 : Spectre laser –40mA.....	118
Figure 4.57 : Spectre laser amplifié DFB –40mA, AOS-80mA	118
Figure 4.58 : Spectre laser –45mA.....	119
Figure 4.59 : Spectre laser amplifié DFB –45mA, AOS-80mA	119
Figure 4.60 : Spectre laser –50mA.....	119
Figure 4.61 : Spectre laser amplifié DFB –50mA, AOS-80mA	119
Figure 4.62 : Évolution de la largeur de raie en fonction du courant d'injection laser...	120
Figure 4.63 : Dépendance de la largeur de raie mesurée avec la longueur de la ligne à délai [25]	121

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Notations

F_n	facteur de bruit
f	fréquence électrique (MHz)
G	gain de l'amplificateur (dB)
$g(\omega)$	gain matériel (cm^{-1})
L_c	longueur de cohérence (m)
n_{sp}	facteur d'inversion de population
$P_{1,2}$	puissance optique dans les branches de l'interféromètre (mW)
$\mathfrak{R}$	responsivité spectrale (A/W)
$R_{1,2}$	réflectivités des facettes de l'amplificateur
R_{sp}	taux d'émission spontanée ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)
T_2	temps de relaxation dipolaire (s)
$\Delta\nu$	largeur spectrale à mi-hauteur (MHz, pm)
η_d	rendement quantique
λ	longueur d'onde (nm)
ν	fréquence optique moyenne de la source (THz)
τ_c	temps de cohérence (s)
ω	pulsation ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)

Abréviations

AOS	Amplificateur Optique à Semi-Conducteurs
ASE	Analyseur de Spectres Électriques
CW	Continuous Wave (onde entretenue)
DEL	Diode Électro-Luminescente
DBR	Distributed Bragg Reflector (réflecteur de Bragg distribué)
DFB	Distributed Feedback (à rétroaction distribuée)
(D)WDM	(Dense) Wavelength Division Multiplexing (multiplexage (dense) en longueur d'onde)

EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier (amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium)
ESA	Electric Spectrum Analyser (analyseur de spectres électriques)
FP	Fabry-Perot
FWM	Four Wave Mixing (mélange à quatre ondes)
MZI	Mach-Zehnder Interferometer (interféromètre de Mach-Zehnder)
OSA	Optical Spectrum Analyser (analyseur de spectres optiques)
PC	Polarization Controller (contrôleur de polarisation)
RIN	Relative Intensity Noise (intensité relative de bruit)
SNR	Signal to Noise Ratio (rapport signal sur bruit)
TE	Transverse Électrique
TDM	Time Division Multiplexing (multiplexage à répartition dans le temps)
TM	Transverse Magnétique
TW	Travelling Wave (à onde progressive)

Constantes physiques

$e = -1,6.10^{-19} \text{ C}$	charge de l'électron
$m = 0,91.10^{-30} \text{ kg}$	masse de l'électron au repos
$h = 6,624.10^{-34} \text{ J.s}$	constante de Planck
$k = 1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$	constante de Boltzmann
$\epsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F/m}$	permittivité du vide

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 : Spécifications du contrôleur de température TEC 2000. Spécifications de la source de courant LDC 500	131
ANNEXE 2 : Interface LabView pour l'asservissement du laser	132
ANNEXE 3 : Atténuation dans la fibre SMF-28	133
ANNEXE 4 : Support de l'AOS. Support du laser.....	134
ANNEXE 5 : Schéma du contrôleur de polarisation. Retard en fonction de la longueur d'onde	135
ANNEXE 6 : Responsivité de l'InGaAs. Réponse en fréquence du photodétecteur	136
ANNEXE 7 : Programme MATLAB - traçage des spectres	137
ANNEXE 8 : Courbe L-I du laser DFB - FUJITSU YM 468. Valeurs de la thermistance en fonction de température - FUJITSU YM 468	138
ANNEXE 9 : Programme LabView pour l'enregistrement des spectres électriques par voie GPIB.....	139

Introduction

De toutes les technologies actuelles, la photonique a eu le plus grand impact sur le domaine des communications. Pour faire face à l'augmentation des débits dans les réseaux de transmission, on utilise depuis plusieurs années la technologie WDM. Cette technique consiste à partager le spectre optique en plusieurs longueurs d'onde, chacune étant associée à un canal d'information différent, et à démultiplier d'autant la capacité de transmission du réseau. Les opérations de régénération du signal sont aujourd'hui encore assurées par du matériel électrique, mais le temps de conversion des signaux optiques en signaux électriques et inversement est important. Une meilleure exploitation des systèmes de transmission par fibre optique passe donc par la mise en place des réseaux tout optiques. Il faut noter que d'autres composants sont essentiels au développement des réseaux optiques pour qu'ils deviennent «tout optique», il s'agit des multiplexeurs à insertion / extraction optique, des brasseurs optiques et des commutateurs optiques.

En ce contexte, les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (AOS) sont des composants qui pourraient être utilisés dans une variété de fonctions dans les systèmes optiques de télécommunication. Leurs faibles dimensions favorisent le développement des composants photoniques intégrés sur un même substrat. Les AOS peuvent être utilisées pour l'amplification optique, la commutation, le routage des signaux ou encore comme convertisseurs de longueur d'onde. Il est donc important d'étudier le

comportement spectral de ces composants et comment ils sont susceptibles d'affecter le spectre optique du signal.

L'objectif de ce travail est d'étudier l'évolution de la largeur de raie d'un système couplé laser DFB – AOS, en faisant une évaluation des techniques d'analyse spectrale utilisées.

Au premier chapitre on présente les principales propriétés des AOS et leurs applications dans les systèmes optiques de communications. On présente aussi le support théorique de l'élargissement de la largeur de raie DFB dans un dispositif DFB-AOS intégré. À partir des résultats théoriques on fera une évaluation des techniques d'analyse spectrale capables de mettre en évidence cet élargissement.

On commence par des techniques d'analyse spectrale classiques, présentées au deuxième chapitre, en montrant que la résolution qu'on peut en obtenir n'est pas suffisante pour le type de mesure qu'on veut faire.

Des méthodes de mesure spectrale à plus haute résolution, particulièrement les techniques hétérodyne et homodyne, sont étudiées au troisième chapitre.

Au quatrième chapitre on met en pratique différentes techniques d'analyse spectrale à haute résolution, en proposant des solutions aux problèmes rencontrés. Une analyse comparative des spectres d'un laser DFB avec les spectres du même laser couplé avec un AOS mettra en évidence l'élargissement spectral de sa largeur de raie.

Ce résultat, tout à fait nouveau, constitue la contribution principale de ce mémoire, en ouvrant la voie vers une étude expérimentale plus approfondie du comportement spectral des sources intégrées DFB-AOS ainsi que des propriétés spectrales des AOS dans différentes configurations.

1 Amplificateurs optiques à semi-conducteurs

1.1 Généralités

Les AOS sont très intéressants pour les systèmes de transmission TDM et WDM grâce à leur temps de réponse très court, permettant la transmission des signaux à des taux de bits élevés. Leurs dimensions réduites et le matériau dont ils sont fabriqués, l'InGaAsP, favorise le développement de composantes intégrées sur un même substrat. Un AOS est similaire à une DEL ou à un laser à semi-conducteurs. Une DEL peut fonctionner comme un AOS, en choisissant le courant d'injection au-dessus du courant de transparence, I_{tr} . Un AOS peut être obtenu à partir d'un laser à semi-conducteurs, en déposant des couches anti-reflet sur les facettes émettrices.

En fonction des réflectivités des facettes, on distingue deux types d'AOS :

- l'amplificateur à onde progressive (travelling wave – TW)
- l'amplificateur Fabry-Perot multi-passe (FP)

Dans les amplificateurs TW la lumière est amplifiée lors d'un simple passage d'un bout à l'autre de la cavité émettrice. Pour que la lumière ne retourne pas dans la cavité, les réflectivités des facettes doivent satisfaire la condition :

$$G_s R < 1 \quad (1.1.1)$$

où G_s est le gain d'un seul passage et R est la réflectivité de la facette. L'avantage d'un AOS à onde progressive est qu'il agit sur une bande spectrale large et qu'il permet d'amplifier plusieurs signaux, à des longueurs d'onde différentes, simultanément.

Les AOS FP sont des amplificateurs résonnants, avec des facettes réfléchives, ayant un spectre d'émission qui présente plusieurs modes d'oscillation FP. Pour amplifier un signal à l'aide d'un AOS-FP, il faut que sa fréquence coïncide avec la fréquence d'oscillation d'un mode FP. Les amplificateurs AOS-TW sont utilisés dans les systèmes WDM, ayant une bande spectrale d'opération beaucoup plus large que les AOS-FP.

Les amplificateurs optiques amplifient la lumière par émission stimulée, le même processus que pour les lasers. L'amplification optique est donnée par le gain obtenu par un pompage optique ou électrique, en conditions d'inversion de population. Le gain optique par unité de longueur dépend de la fréquence du signal incident et de l'intensité de la raie dans l'amplificateur. Pour mettre en évidence des concepts généraux, on considère le cas où le milieu de gain est modélisé comme un système à deux niveaux, avec élargissement homogène de raie [5, 6]:

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + P / P_s} \quad (1.1.2)$$

g_0 est le gain maximal, déterminé par le niveau de pompage dans l'amplificateur, ω est la fréquence optique du signal incident ω_0 est la fréquence des transitions atomiques, P -la puissance optique du signal incident, P_s -la puissance de saturation, T_2 – le temps de relaxation dipolaire ($\sim 0,1$ ps pour AOS à InGaAsP).

Pour $P / P_s \ll 1$, loin de la saturation, (1.1.2) devient :

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (1.1.3)$$

Cette équation montre que le gain est maximal quand la fréquence d'excitation est égale à la fréquence de la transition atomique, ω_0 . Le profil du gain donné par (1.1.3) est lorentzien, ce qui n'est pas le cas des AOS, mais ce modèle permet l'illustration de caractéristiques importantes des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, comme la bande passante du gain ou de l'amplificateur ou la puissance de saturation.

La largeur spectrale de la courbe de gain pour une raie lorentzienne, définie comme la bande passante du gain à 3 dB (pleine largeur à mi-hauteur), est donnée par :

$$\Delta\omega_g = \frac{2}{T_2}, \Delta\nu_g = \frac{\Delta\omega_g}{\pi T_2} \quad (1.1.4)$$

$\Delta\nu_g \sim 3\text{THz}$ pour les AOS, ou $T_2 \sim 0,1\text{ps}$. Étant donné que le gain décrit par (1.1.3) dépend seulement du matériau de l'amplificateur, pour décrire l'amplification optique on utilise une autre quantité, le gain de l'amplificateur, défini comme :

$$G = P_{out}/P_{in} \quad (1.1.5)$$

où P_{in} et P_{out} sont les puissances d'entrée et de sortie du signal CW amplifié, respectivement

Une autre expression pour G s'obtient utilisant :

$$\frac{dP}{dz} = gP(z) \quad (1.1.6)$$

De (1.1.6) on obtient :

$$P(z) = P_{in} \exp(gz) \quad (1.1.7)$$

où $P(z)$ est la puissance du signal après une distance z parcourue dans l'amplificateur. Si la longueur de l'amplificateur est L , la puissance de sortie est $P_{out} = P(L)$ et, en utilisant

(1.1.5) on obtient :

$$G(\omega) = \exp[g(\omega)L] \quad (1.1.8)$$

Le gain de l'amplificateur (1.1.8) et le coefficient de gain (1.1.2) ont un maximum pour $\omega = \omega_0$ et diminuent proportionnellement à l'accroissement de la différence $\omega - \omega_0$. $G(\omega)$ baisse plus vite que $g(\omega)$ à cause de la dépendance exponentielle de G de g (1.1.8).

La bande passante de l'amplificateur est donnée par :

$$\Delta \nu_A = \Delta \nu_g \left(\frac{\ln 2}{\ln G_0 - \ln 2} \right)^{1/2} \quad (1.1.9)$$

où $G_0 = \exp(g_0 L) > 2$. La bande passante de l'amplificateur est plus étroite que la bande passante du gain. La figure 1.1 montre les deux courbes $G(\omega)$ et $g(\omega)$, en représentant $G(\omega)/G_0$ et $g(\omega)/g_0$ en fonction de $(\omega - \omega_0)T_2$, pour $G_0 = 10$ [1].

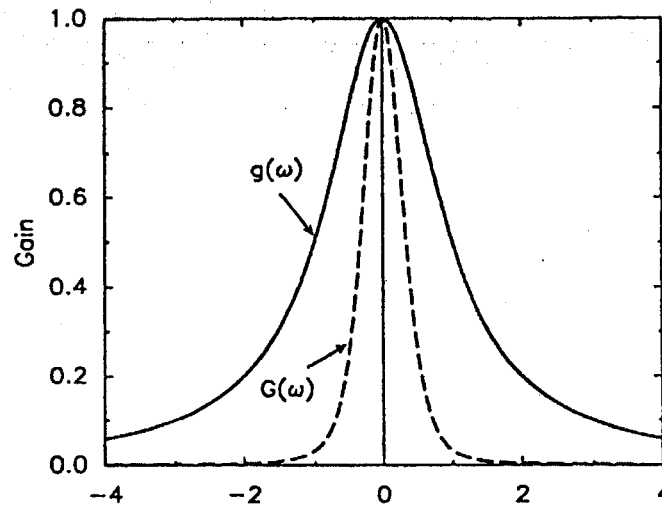


Figure 1.1 : Profil du gain de l'amplificateur [1]

Dans ce cas $\Delta \nu_g / \Delta \nu_A = 1,5$. Pour un amplificateur avec un gain à ω_0 de 30 dB la bande passante de l'amplificateur sera 3 fois plus petite que la bande passante du gain.

1.1.1 Saturation du gain

L'origine de la saturation du gain se trouve dans la dépendance du coefficient de gain de la puissance (1.1.2).

Elle se produit lorsque les populations inversées commencent à baisser de façon appréciable. Quand P est comparable à P_s , le coefficient de gain sera réduit et, par la suite, le gain de l'amplificateur diminuera. On considère un signal de fréquence ω_0 . En remplaçant g par (1.1.2) où $\omega = \omega_0$ dans (1.1.6), on obtient :

$$\frac{dP}{dz} = \frac{g_0 P}{1 + P / P_s} \quad (1.1.10)$$

Cette relation peut être intégrée par rapport à z . En utilisant la condition initiale $P(0) = P_{in}$ et $P(L) = P_{out} = GP_{in}$, on obtient la variation du gain de l'amplificateur en fonction de la puissance du signal :

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{G-1}{G} \frac{P_{out}}{P_s}\right) \quad (1.1.11)$$

où $G_0 = \exp(g_0 L)$. L'équation (1.1.11) montre que G diminue quand P et P_s sont comparables. La puissance P_{out}^s pour laquelle le gain de l'amplificateur est réduit de 3 dB est :

$$P_{out}^s = \frac{G_0 \ln 2}{G_0 - 2} P_s \quad (1.1.12)$$

En pratique $G_0 \gg 2$ et :

$$P_{out}^S \cong (\ln 2)P_S \approx 0.69P_S \quad (1.1.13)$$

Dans la figure 1.2 on voit la variation de G/G_0 en fonction de P_{out}/P_S [1]:

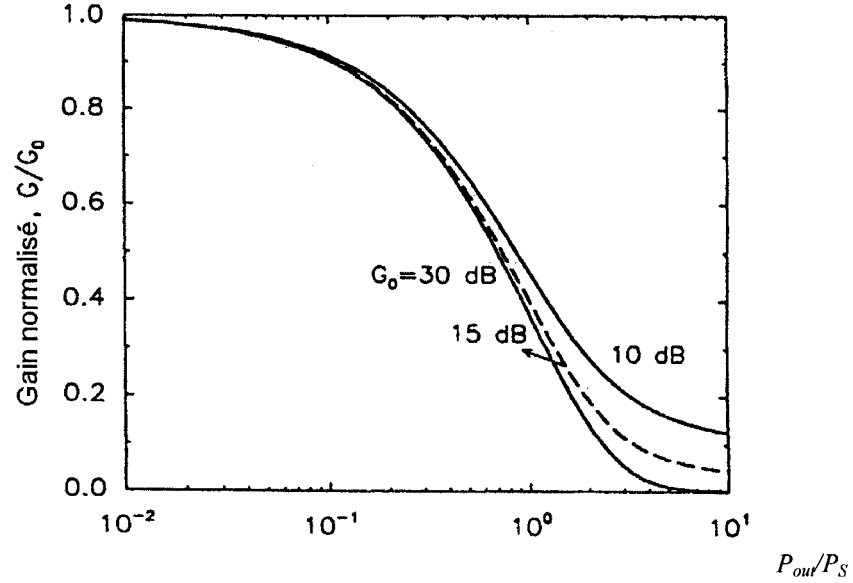


Figure 1.2 : Puissance de saturation [1]

La puissance de saturation P_S s'obtient à l'aide des équations d'évolution des lasers à semi-conducteurs et son expression est :

$$P_S = \frac{h\nu \cdot wd}{\Gamma A \tau_s} \quad (1.1.14)$$

où : $h\nu$ -l'énergie d'un photon, w, d -la largeur et l'épaisseur de la zone active, respectivement, Γ - le facteur de confinement, A -le gain différentiel, τ_s -temps de vie des porteurs pour la recombinaison spontanée. La figure 1.3 montre la saturation du gain pour les amplificateurs FP et TW, les courbes théoriques et les points expérimentaux [1]. On y représente la variation du gain de l'amplificateur, pour des différents niveaux de gain, en fonction de la puissance optique à la sortie de l'amplificateur, quand on

augmente la puissance optique du signal d'entrée. La puissance de sortie à la saturation est plus petite pour les AOS FP (~0,1mW) que pour les AOS TW (5-10 mW) à cause de la nature résonante de l'amplification dans le cas des AOS FP.

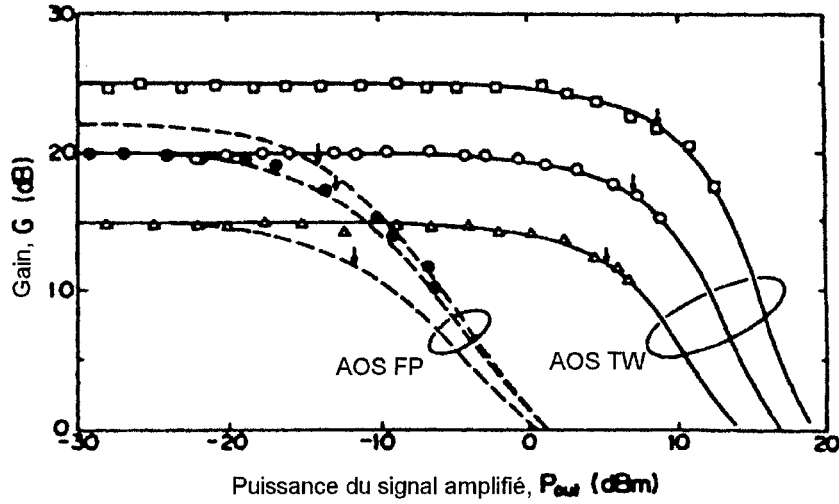


Figure 1.3 : Saturation du gain [1]

1.1.2 Le bruit dans les AOS

Les AOS dégradent le rapport signal sur bruit (SNR), en ajoutant de l'émission spontanée au signal. La dégradation du SNR est décrite par le facteur de bruit, défini comme :

$$F_n = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} \quad [\text{dB}] \quad (1.1.15)$$

Le SNR du signal d'entrée :

$$(SNR)_{in} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma_s^2} = \frac{(\mathfrak{R}P_{in})^2}{2q(\mathfrak{R}P_{in})\Delta f} = \frac{P_{in}}{2h\nu\Delta f} \quad (1.1.16)$$

avec $h\nu$ -l'énergie du photon, $\langle I \rangle = \mathfrak{R}P_{in}$ -le photocourant dans un photodétecteur idéal,

$\mathfrak{R} = q/h\nu$ -la responsivité, q -la charge de l'électron et :

$$\sigma_s^2 = 2q(\Re P_{in})\Delta f \quad (1.1.17)$$

est le bruit de grenaille dans le photodétecteur, obtenu en négligeant la contribution du courant d'obscurité, pour une bande passante Δf .

Pour évaluer le rapport signal sur bruit à la sortie de l'amplificateur, il faut ajouter l'émission spontanée au bruit du photodétecteur. La densité spectrale de l'émission spontanée est constante pour toute la bande passante du gain de l'amplificateur et s'écrit :

$$S_{sp}(\nu) = (G-1)n_{sp}h\nu \quad (1.1.18)$$

n_{sp} est le facteur d'émission spontanée ou facteur d'inversion de population. Sa valeur est 1 pour les amplificateurs avec inversion de population complète mais il devient >1 pour une inversion de population incomplète. Pour un système à deux niveaux :

$$n_{sp} = N_2 / (N_2 - N_1) \quad (1.1.19)$$

où N_1 et N_2 sont les populations atomiques de l'état inférieur et supérieur, respectivement. La contribution la plus importante au bruit du photodétecteur a sa source dans le battement entre le signal et l'émission spontanée. Ce phénomène de battement est similaire à la détection hétérodyne utilisée dans les systèmes cohérents de communication. L'émission spontanée se combine de façon cohérente avec le signal amplifié et produit une composante hétérodyne du photocourant. Le bruit du photodétecteur sera :

$$\sigma^2 = 2q(\Re GP_{in})\Delta f + 4(\Re GP_{in})(\Re S_{sp})\Delta f \quad (1.1.20)$$

où le premier terme représente le bruit de grenaille et le deuxième est le terme de battement signal - émission spontanée. Le rapport signal sur bruit pour le signal amplifié s'écrit :

$$(SNR)_{out} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma^2} = \frac{(\Re GP_{in})^2}{\sigma^2} \approx \frac{GP_{in}}{4S_{sp}\Delta f} \quad (1.1.21)$$

où (1.1.21) est valable pour $G \gg 1$ et a été obtenue en négligeant le bruit de grenaille dans (1.1.20). En remplaçant (1.1.21) et (1.1.16) dans (1.1.15), on obtient le facteur de bruit :

$$F_n = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} = 2n_{sp}(G-1)/G \approx 2n_{sp} \quad (1.1.22)$$

La dernière relation montre que le facteur de bruit se dégrade de 3 dB même pour un amplificateur idéal, avec $n_{sp}=1$. En pratique, F_n dépasse 3 dB et il est habituellement de 4 à 8 dB. Pour des applications dans les systèmes de communication optique, un amplificateur optique devrait avoir un facteur de bruit le plus petit possible.

1.1.3 Amplificateurs Fabry-Perot (AOS FP)

L'amplificateur décrit auparavant était un amplificateur idéal sans aucune rétroaction introduite par ses facettes. Des tels amplificateurs sont dits à simple passage (TW). Les lasers à semi-conducteurs (LSC) présentent une rétroaction importante due aux réflectivités des facettes ($R \sim 32\%$). Les LSC peuvent être opérés comme AOS, en choisissant le courant d'injection en dessous du seuil, mais les réflexions de la lumière sur les facettes créent des modes d'oscillation Fabry-Perot qui modulent le profil du gain de l'amplificateur. Le gain d'un AOS FP est donné par [1] :

$$G_{FP}(\nu) = \frac{(1-R_1)(1-R_2)G(\nu)}{(1-G\sqrt{R_1R_2})^2 + 4G\sqrt{R_1R_2} \sin^2[\pi(\nu-\nu_m)/\Delta\nu_L]} \quad (1.1.23)$$

avec R_1, R_2 - les réflectivités des facettes, $\nu_m = mc/2nL$ avec m entier – les fréquences des modes longitudinaux pour une cavité FP de longueur L et d'indice de réfraction n , $\Delta\nu_L = c/2n_gL$ – la largeur spectrale libre de la cavité FP, G - le gain de simple passage. Pour $R_1=R_2=0$ on voit que $G_{FP}=G$. G_{FP} donné par (1.1.23) a des maximums pour des fréquences ν proches des fréquences des modes d'oscillation ν_m . À partir de l'équation (1.1.23), en calculant l'écart de fréquence $\nu - \nu_m$ pour lequel G_{FP} diminue de 3 dB on trouve bande passante d'un amplificateur FP:

$$\Delta\nu_A = \frac{2\Delta\nu_L}{\pi} \sin^{-1} \left[\frac{1 - G\sqrt{R_1 R_2}}{(4G\sqrt{R_1 R_2})^{1/2}} \right] \quad (1.1.24)$$

Pour un facteur d'amplification G_{FP} important, $G\sqrt{R_1 R_2}$ doit être près de 1. L'équation (1.1.24) montre que la bande passante d'un amplificateur FP est seulement une fraction de la largeur spectrale libre. Habituellement $\Delta\nu_L \sim 100$ GHz et $\Delta\nu_A < 10$ GHz. Cette réduction de la bande passante due aux oscillations FP fait que les AOS FP s'utilisent en principe seulement dans des applications d'analyse de signal. Les AOS FP ne peuvent pas être utilisés pour l'amplification d'un signal WDM, multi-canal, où l'espacement entre les canaux est de 25-50 GHz ou plus.

1.1.4 Amplificateurs à onde progressive (AOS TW)

Les AOS TW se fabriquent en éliminant la rétroaction introduite par les facettes réfléchives. Pour qu'un amplificateur soit TW il faut que les réflectivités des facettes

soient très faibles (<0.001). Pour un AOS FP le gain dépend des valeurs des réflectivités des facettes. Dans le cas des AOS TW il est difficile de s'affranchir des effets résiduels de réflexion sur les facettes. Leur gain présente une modulation résiduelle de type FP, décrite par le facteur de modulation du gain :

$$\Delta G = \frac{G_{FP}^{\max}}{G_{FP}^{\min}} = \left(\frac{1 + G\sqrt{R_1 R_2}}{1 - G\sqrt{R_1 R_2}} \right)^2 \quad (1.1.25)$$

Si $\Delta G > 3\text{dB}$, la bande passante de l'amplificateur sera plutôt de type FP. Pour que $\Delta G < 3\text{dB}$, les réflectivités des facettes doivent satisfaire la condition :

$$G\sqrt{R_1 R_2} < 0.17 \quad (1.1.26)$$

Un amplificateur qui satisfait (1.1.26) est dit à onde progressive (TW). Pour un AOS ayant $G=1000$, les réflectivités des facettes doivent satisfaire la condition :

$$\sqrt{R_1 R_2} < 1.7 \times 10^{-4} \quad (1.1.27)$$

De telles couches antireflet sont difficile à obtenir de façon prédictible et régulière. Pour cette raison, des techniques alternatives ont été développées afin de diminuer la rétroaction due aux réflexions sur les facettes [1]. Il y a des AOS où la zone active est inclinée, comme dans la figure 1.4 (a). Dans une autre méthode, des régions transparentes sont ajoutées aux bouts de l'AOS pour distribuer la raie de lumière avant d'arriver à la facette (figure 1.4 (b)). Une telle structure est dite à facette enterrée. De telles structures produisent des réflectivités de l'ordre de 10^{-4} .

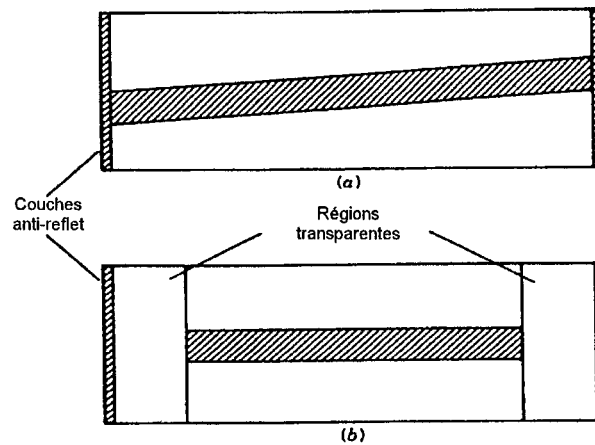


Figure 1.4 : Schémas pour réduire les réflectivités des facettes [1]

1.1.5 La bande passante des AOS TW

Le gain d'un amplificateur est donné par (1.1.23). Quand les réflectivités des facettes satisfont l'équation (1.1.26), l'amplificateur opère en mode TW. La figure 1.5 montre le gain d'un amplificateur TW en fonction de la longueur d'onde, pour plusieurs courants d'injection [1]. Pour cet AOS TW les réflectivités sont de l'ordre de 4×10^{-4} . La bande passante de l'amplificateur à 3 dB est d'environ 70 nm (9 THz) et elle est environ mille fois plus large que la bande passante d'un AOS FP. La bande passante du gain d'un AOS peut dépasser 100 nm pour des structures à puits quantiques. La bande passante de l'amplificateur est plus petite que la bande passante du gain. Si la condition (1.1.26) n'est pas satisfaite, la bande passante de l'amplificateur est donnée par (1.1.24). Pour un AOS TW, la bande passante de l'amplificateur peut être estimée à l'aide de l'équation (1.1.9).

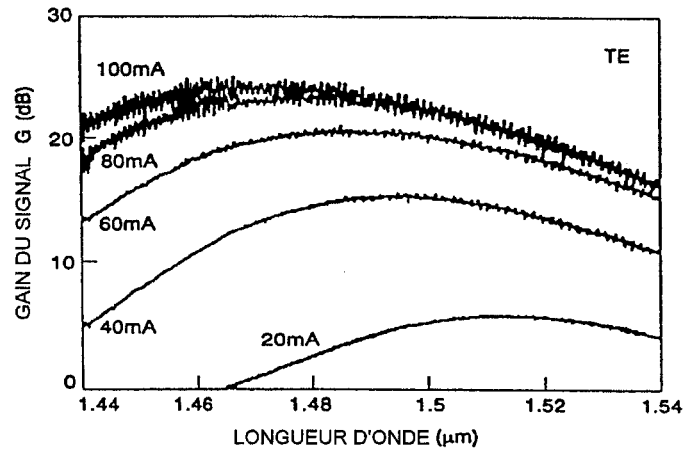


Figure 1.5 : Profil du gain d'un AOS TW pour plusieurs courants d'injection [1]

La plupart des amplificateurs optiques actuels sont des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium (*Erbium Doped Fiber Amplifier - EDFA*). Par rapport au profil du gain des EDFA, le gain des AOS TW est plus uniforme pour un même domaine de longueurs d'onde (fig. 1.6 (a) et (b)). Cette caractéristique fait des AOS TW les composants les plus appropriés pour l'amplification simultanée de plusieurs canaux dans les systèmes WDM.

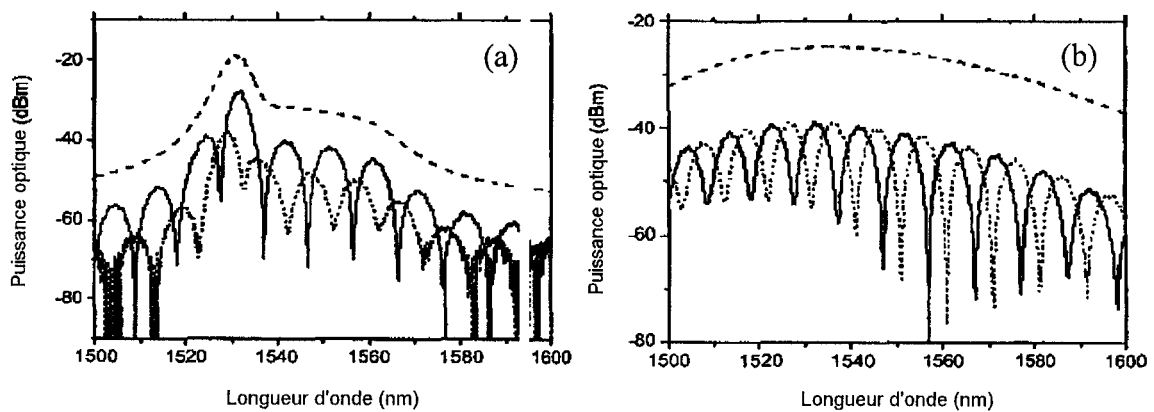


Figure 1.6 : Profil du gain des EDFA (a) et des AOS TW (b) [34]

1.1.6 Le facteur de bruit dans les AOS TW

Le facteur de bruit F_n donné par (1.1.22) dépasse 3 dB pour plusieurs raisons. La contribution dominante est due à la dépendance de F_n du facteur d'inversion de population n_{sp} qui représente le rapport entre le taux d'émission spontanée et le taux d'émission stimulée. Une contribution additionnelle est apportée par les pertes internes non résonantes, α_{int} (absorption par porteurs libres ou pertes par diffusion) qui réduisent le gain. En incluant les contributions mentionnées en (1.1.22), le facteur de bruit s'écrit :

$$F_n = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} = 2n_{sp} \frac{g}{g - \alpha_{int}} = 2 \frac{N_2}{N_2 - N_1} \cdot \frac{g}{g - \alpha_{int}} \quad (1.1.28)$$

Les réflectivités résiduelles augmentent le facteur de bruit d'un facteur qui peut être évalué à $(1+R_1G)/(1-R_1)$, avec R_1 -la réflectivité de la facette d'entrée. Dans la plupart des AOS TW $R_1G \ll 1$, $R_1 \cong 0$ et cette contribution peut être négligée. Les valeurs habituelles de F_n sont situées entre 5 et 7 dB.

Pour une analyse plus exacte du bruit de l'amplificateur, il faut regarder la façon dont le photocourant généré par le photodétecteur est affecté par le processus d'amplification. Le signal amplifié reçu par le photodétecteur est :

$$P_{amp} = GP_s + P_{sp} \quad (1.1.29)$$

avec G – le gain de l'amplificateur, P_s –la puissance du signal d'entrée, P_{sp} –la puissance de l'émission spontanée ajoutée au signal.

$$P_{sp} = S_{sp} \Delta \nu_{sp} \quad (1.1.30)$$

La densité spectrale S_{sp} est donnée par (1.1.18) et $\Delta \nu_{sp}$ est la bande passante de l'émission spontanée et peut être approximée par la bande passante de l'amplificateur. Le

photocourant dans le détecteur est :

$$I(t) = I_{ph} + i(t) \quad (1.1.31)$$

où $I_{ph} = \Re P_{amp}$ est le photocourant moyen et $i(t)$ représente les variations du courant, incluant le bruit de grenaille, thermique et celui dû à l'émission spontanée. La variance totale de ce courant :

$$\langle i^2 \rangle = \sigma^2 = \sigma_T^2 + \sigma_s^2 + \sigma_{sp-sp}^2 + \sigma_{sig-sp}^2 + \sigma_{s-sp}^2 \quad (1.1.32)$$

où σ_T^2 est le bruit thermique et les autres termes sont donnés par :

$$\sigma_s^2 = 2q[\Re(GP_s + P_{sp}) + I_d]\Delta f \quad (1.1.33)$$

$$\sigma_{sp-sp}^2 = 4\Re^2 S_{sp}^2 \Delta \nu_{opt} \Delta f \quad (1.1.34)$$

$$\sigma_{sig-sp}^2 = 4\Re^2 GP_s S_{sp} \Delta f \quad (1.1.35)$$

$$\sigma_{s-sp}^2 = 4q\Re S_{sp} \Delta \nu_{opt} \Delta f \quad (1.1.36)$$

où $\Re$ est la responsivité, Δf est la bande passante du récepteur, $\Delta \nu_{opt}$ est la bande passante d'un filtre optique installé avant le détecteur et σ_s^2 est le bruit de grenaille. Les trois autres termes proviennent du battement de l'émission spontanée avec elle-même, avec le signal et avec le bruit de grenaille. Les bruits intervenant dans l'équation (1.1.32) ne sont pas corrélés, c'est pourquoi on peut les additionner. Dans la figure 1.7 on représente les différentes contributions au bruit pour un AOS TW à 1,5 μm , opérant avec un gain de 20 dB [1]. On observe que la contribution dominante au bruit vient du battement de l'émission spontanée avec elle-même et avec le signal, σ_{sp-sp}^2 et σ_{sig-sp}^2 :

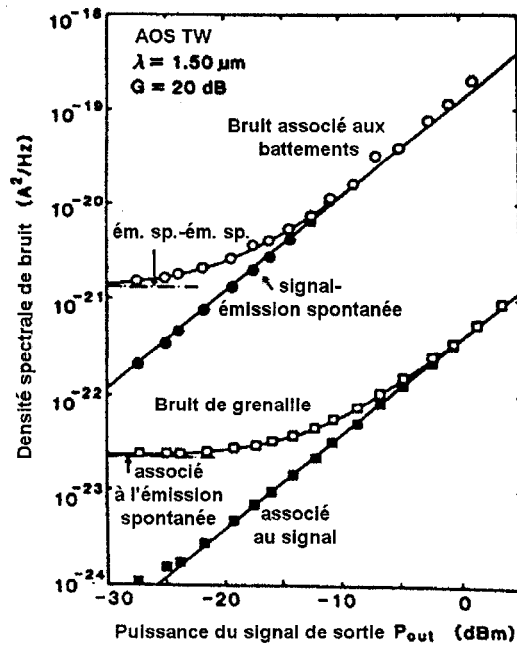


Figure 1.7 : Contributions au bruit [1]

1.1.7 L'influence de la polarisation

La sensibilité du gain des amplificateurs par rapport à l'état de polarisation du signal d'entrée est une caractéristique potentiellement indésirable des AOS. Il y a des situations où la différence entre le gain de l'amplificateur pour les polarisations TE et TM est de 5 à 8 dB. Ceci est dû au fait que le facteur de confinement Γ et l'indice effectif du mode sont différents pour les polarisations TE et TM et dépendent de l'épaisseur et la largeur de la zone active. Cette propriété n'est pas souhaitable dans les systèmes de transmission à fibre optique où l'état de polarisation du signal change lors de la propagation, sauf si des

fibres qui maintiennent la polarisation sont utilisées. Plusieurs configurations ont été développées afin de réduire la sensibilité du gain par rapport à l'état de polarisation. Un AOS sera presque insensible à la polarisation si la largeur et l'épaisseur de la région active sont les mêmes. Une différence de moins de 1,3 dB entre les polarisation TE et TM a été réalisée avec une région active d'épaisseur de $0,26 \mu\text{m}$ et d'une largeur de $0,4 \mu\text{m}$. Une autre configuration utilise une cavité optique à larges dimensions de façon à ce que les facteurs de confinement soient les mêmes pour les polarisations TE et TM. On peut utiliser aussi deux amplificateurs croisés (figure 1.8, (a)), amplifier séparément les composantes TE et TM (figure 1.8, (b)), ou faire passer la lumière deux fois par le même amplificateur après avoir tourné l'orientation de la polarisation de 90° à l'aide d'un rotateur de polarisation de Faraday (figure 1.8, (c)) :

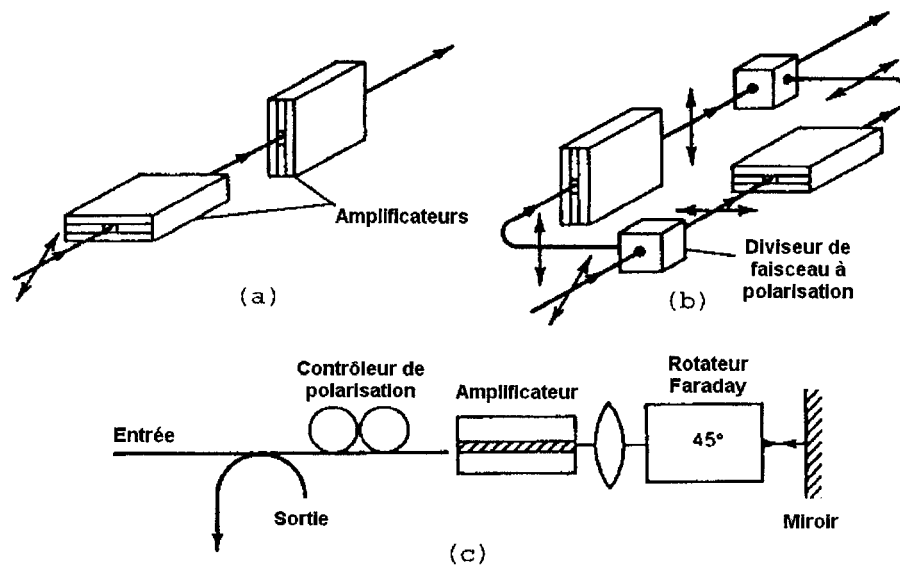


Figure 1.8 : Techniques pour réduire la dépendance du gain de la polarisation [1]

Applications des AOS

Les AOS sont particulièrement intéressants pour les systèmes optiques de communication, grâce à des propriétés comme la bande passante large, le gain optique contrôlable par le courant d'injection, le temps de réponse réduit ou les effets non-linéaires. Ils ont des applications dans la commutation optique, dans la conception de sources laser accordables, comme moniteurs ou convertisseurs de longueur d'onde ou dans des systèmes de démultiplexage [7, 8]. En ce qui suit, plusieurs fonctions des AOS seront présentées, avec application dans les systèmes WDM .

Répéteur non-régénérateur

Les AOS sont utilisés pour compenser les pertes subies lors de la propagation par la fibre. La bande passante du gain de l'AOS TW, relativement large, favorise l'amplification simultanée de plusieurs canaux de transmission dans le cas des systèmes WDM. Les systèmes conventionnels de régénération doivent démultiplexer le signal avant l'amplification. Les signaux amplifiés sont multiplexés et le signal résultant est envoyé dans la fibre. Les AOS, ayant l'avantage de l'amplification des canaux sans démultiplexage, peuvent remplacer la régénération usuelle. Le nombre d'amplificateurs installés en cascade dans un système de transmission est limité par l'accumulation de la dispersion et du bruit des AOS.

Récepteur préamplificateur

Les récepteurs optiques utilisent des détecteurs PIN (photodiode *p-i-n*) ou PDA (photodiode à avalanche) en combinaison avec des transistors FET. Les récepteurs, pour des taux de transmission de quelques GHz, utilisent en général des PDA à InGaAs. Les PDA ont le désavantage d'avoir un temps de réponse plus long que les PIN (10^{-9} - 10^{-10} s PDA, 10^{-11} s PIN). Les AOS, en combinaison avec les PIN, donnent des récepteurs plus sensibles et avec une bande plus large. En cette configuration le signal optique amplifié qui sort de l'AOS doit être filtré avant la PIN pour éliminer le bruit introduit par l'amplification spontanée.

Amplificateur de puissance et amplificateur-modulateur

Les amplificateurs de puissance s'utilisent pour compenser les pertes dues aux couplages, aux modulateurs, au multiplexage en longueur d'onde ou dans le temps, aux diviseurs de puissance, etc.. Les facteurs limitant cette fonction sont le gain et la puissance de saturation de l'AOS. En tant que modulateur, l'AOS amplifie et module le signal optique simultanément. En plus, grâce à leurs dimensions réduites, les AOS peuvent être intégrés avec des sources laser sur un même substrat.

Amplificateurs accordables à bande étroite

Par analogie avec le cas des lasers DFB ou DBR, des réseaux de diffraction intégrés avec les AOS conduisent à des composants qui combinent la fonction d'amplification du signal avec un filtrage variable. Ces amplificateurs, en réduisant la bande optique du

signal de sortie, sont moins bruyants que les amplificateurs à large bande. Ce type de configuration s'utilise dans les sources laser accordables [9] (fig. 1.9). Dans ce cas, un AOS à puits quantiques est utilisé, pour réduire le facteur d'élargissement spectral.

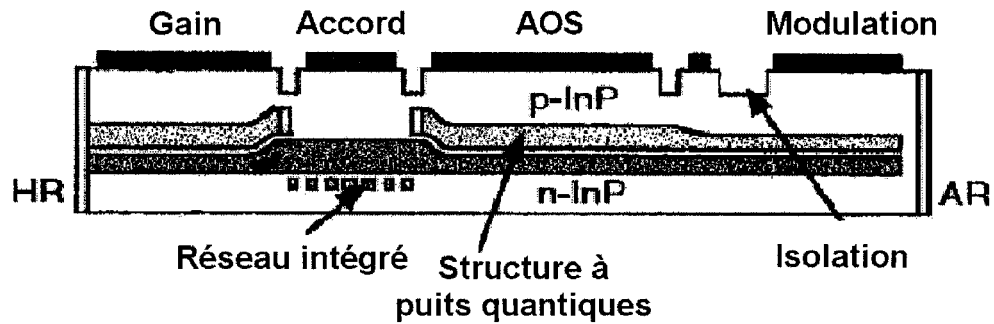


Figure 1.9 : Source laser accordable [9]

Un dispositif semblable à celui de la figure 1.9 peut servir au démultiplexage des signaux WDM [10] (fig. 1.10). Les réseaux de diffraction dans les dispositifs présentés aux figures 1.9 et 1.10 sont à pas court et fonctionnent en transmission et en réflexion, respectivement.

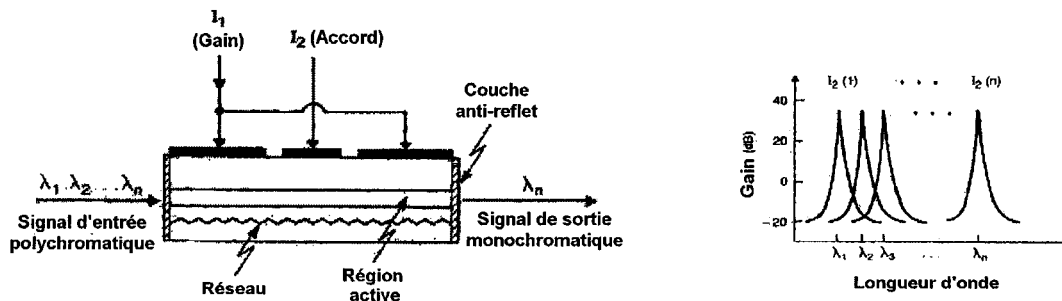


Figure 1.10 : AOS accordable [10]

Amplificateurs bistables

Un AOS peut être opéré en régime bistable, sous certaines conditions. Un amplificateur bistable peut être réalisé à l'aide d'une diode laser FP, en dessous du seuil. Ce type de fonctionnement s'utilise pour la remise en forme des impulsions dispersées ou pour des fonctions logiques lors de la commutation optique.

Les applications décrites jusqu'à présent sont basées sur la capacité d'amplification optique des AOS. Dans ce qui suit, les applications mettront en évidence d'autres propriétés des AOS comme les non-linéarités, la saturation croisée des gains ou la variation de l'indice de réfraction de la cavité amplificatrice avec la concentration de porteurs.

Utilisation d'un AOS comme moniteur de longueur d'onde

Cette application utilise la détection du point de transparence pour la mesure de la longueur d'onde [13].

La condition de transparence correspond à la situation où la densité de porteurs est suffisamment large pour que la différence entre le niveau de Fermi des électrons et celui des trous soit égale à l'énergie du photon incident. Le courant de transparence dépend donc de la longueur d'onde. Dans la figure 1.11 (a) on voit la dépendance du courant de transparence de la longueur d'onde pour une diode laser fonctionnant en dessous du seuil, en régime d'amplificateur. Les trois courbes correspondent à des températures

différentes. La figure 1.11 (b) montre la variation de la tension aux bornes de l'amplificateur, amplifiée et filtrée, en fonction du courant de transparence.

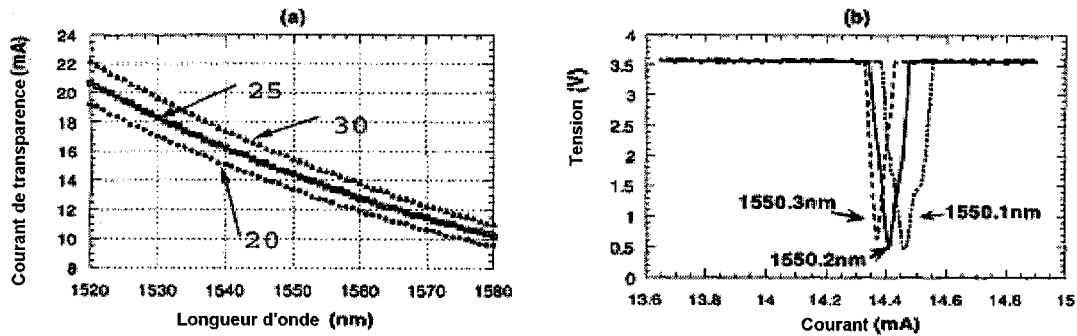


Figure 1.11 : (a) Courant de transparence en fonction de la longueur d'onde à 20, 25 et 30°C; (b) Variation de la tension aux bornes de l'AOS en fonction du courant de transparence pour des différentes longueurs d'onde [13]

Le voltage aux bornes de l'amplificateur est proportionnel à $(I - I_{tr})P$ où I_{tr} est le courant de transparence et P est la puissance optique. Le courant de transparence dépend de la longueur d'onde et donc les chutes de voltage seront fonction de la longueur d'onde de la lumière qui passe par l'amplificateur.

Convertisseurs de longueur d'onde

Une des techniques utilisées pour générer de nouvelles longueurs d'onde est le FWM (*Four Wave Mixing – Mélange à Quatre Ondes*). Dans la figure 1.12, un signal d'entrée modulé est mélangé avec un signal en continu (*continuous wave - CW*). Les deux signaux ont des longueurs d'onde différentes. À la sortie de l'amplificateur optique, par le phénomène FWM, on pourra retrouver la modulation initiale à d'autres longueurs d'onde, celles correspondant aux composantes FWM. Les non-linéarités produisant le FWM sont extrêmement rapides et peuvent supporter des taux de transmission de dizaines de Gb/s.

La puissance du nouveau signal généré est relativement faible. De plus, le rapport signal sur bruit sera affecté par l'émission spontanée de l'AOS. La conversion en longueur d'onde par FWM doit également être indépendante de l'état de polarisation du signal d'entrée. Même avec ces difficultés, la conversion en longueur d'onde par FWM dans les AOS a été démontrée, à un taux de transmission de 10 Gb/s. Pour que la longueur d'onde du signal de sortie soit réglable, le laser en continu doit être accordable. À la sortie de l'AOS il faut aussi installer un filtre accordable, pour séparer le signal généré par FWM du signal d'entrée et du laser en continu.

Une autre façon de retransmettre un signal à une autre longueur d'onde, à l'aide d'un AOS, est d'utiliser la saturation croisée des gains. On envoie dans l'AOS deux signaux, un signal à λ_1 , modulé en amplitude, et un signal à λ_2 , CW. Les puissances des signaux sont choisies de façon à ce que la puissance totale crée la saturation croisée des gains. Quand le bit du signal à λ_1 est « 1 », la puissance des deux signaux s'additionne et la saturation croisée du gain se manifeste de sorte que le gain du signal à λ_2 diminue. De cette façon on n'aura pas de signal de sortie à λ_2 . Quand le bit du signal modulé est « 0 », on a seulement le signal à λ_2 dans l'AOS.

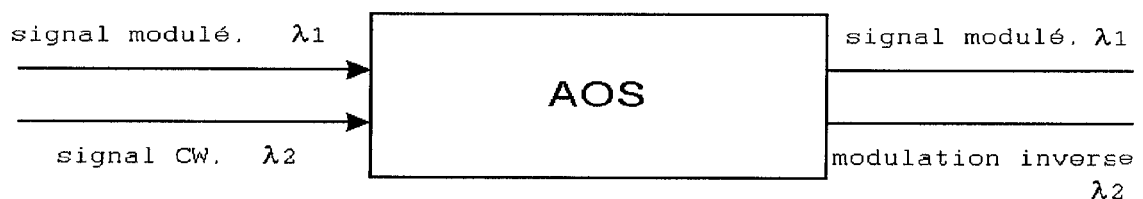


Figure 1.12 : Conversion de longueur d'onde par modulation croisée du gain

Dans ce cas la puissance du signal CW seul n'est pas suffisante pour créer la saturation croisée des gains et le signal λ_2 passe par l'amplificateur. De cette manière on aura à la sortie de l'AOS le signal modulé à λ_1 et le signal λ_2 avec une modulation inverse (fig. 1.12). Ce type de modulation s'appelle modulation croisée de gains (*cross-gain modulation XGM*)

La modulation d'un signal optique peut être transférée à un autre signal, initialement CW, à une autre longueur d'onde, en utilisant la modulation croisée de phase (*cross-phase modulation XPM*) [14]. Dans ce cas, le convertisseur de longueur d'onde consiste en un interféromètre Mach-Zehnder (MZI), ayant dans ses bras des AOS comme changeurs de phase (fig. 1.13)

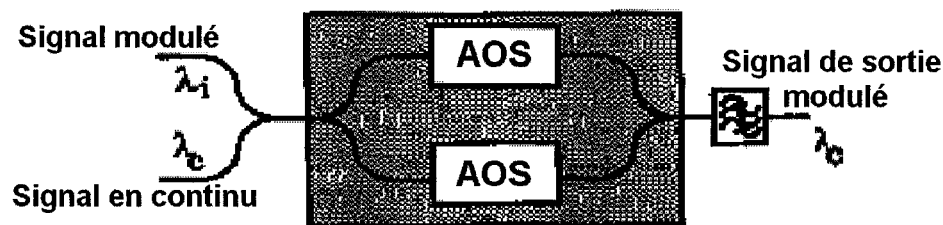


Figure 1.13 : Schéma du convertisseur de longueur d'onde Mach-Zehnder à l'AOS [14]

En principe on pourrait utiliser seulement un AOS, mais on obtient un gain plus élevé avec deux amplificateurs. Pour utiliser la configuration de la figure 1.13 comme convertisseur de longueur d'onde, les deux bras de l'interféromètre doivent être asymétriques. L'asymétrie peut être obtenue en utilisant des coupleurs asymétriques ou en utilisant des courants d'injection inégaux dans les deux AOS. Le signal modulé, à λ_i , et le signal CW, à λ_c , sont injectés dans l'interféromètre. À la sortie, en fonction de la

différence de phase entre les deux AOS, l'interférence à λ_c sera constructive ou destructive. Le signal modulé a le rôle de varier la phase dans les AOS. Le changement de phase fera varier la puissance de sortie du signal à λ_c . De cette façon la modulation du signal modulé λ_i sera transférée au signal λ_c . Dans un AOS, le changement de phase en fonction de la densité de photons est donné par :

$$\Delta\Phi = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial N} L \frac{\tau_e}{\sqrt{1 + (\omega\tau_e)^2}} v_g g \Delta S \cos(\omega t - \phi) \quad (1.1.37)$$

où λ est la longueur d'onde du signal, $\frac{\partial n}{\partial N}$ - la variation de l'indice de réfraction en fonction de la densité des porteurs, L - la longueur de la cavité, τ_e - le temps de vie des porteurs, v_g - la vitesse de groupe, g - le gain matériel, ΔS - l'amplitude de la variation de la densité de photons, ϕ - la différence de phase entre la modulation optique et la modulation de la densité de porteurs. L'équation (1.1.37) montre que le changement de phase dépend de la variation de la densité de photons et donc de l'enveloppe du signal. De la même relation on peut déduire que des hautes vitesses de conversion s'obtiennent pour des temps de vie courts.

1.2 Élargissement d'une raie laser par un AOS

Dans les applications des AOS présentées plus haut, il est important de connaître les propriétés spectrales des signaux après le passage par l'amplificateur optique. Si les AOS s'utilisent dans des systèmes WDM, pour limiter l'interférence entre les canaux, la largeur de raie des signaux amplifiés doit garder ses propriétés spectrales.

Dans un système couplé DFB-AOS, la largeur de raie du laser peut être influencée par la rétroaction optique de l'amplificateur ou par le couplage de l'émission spontanée de l'AOS dans la cavité laser [15]. Les différentes sources de bruit présentes dans l'AOS peuvent aussi influencer la largeur de raie.

En considérant la distribution de la densité de photons d'un laser DFB proportionnelle à la puissance optique, la largeur spectrale est la somme de trois termes [16] :

$$\Delta\nu_{Tot} = \Delta\nu_{SP} + \Delta\nu_{NN} + \Delta\nu_{NS} \quad (1.2.1)$$

avec :

$$\Delta\nu_{SP} = \frac{R_{sp}}{4\pi I_0} (1 + \alpha_{eff}^2) \quad (1.2.2)$$

$$\Delta\nu_{NN} = \frac{1}{\pi} \int_0^L K^2(z) D_{NN}(z) dz \quad (1.2.3)$$

$$\Delta\nu_{NS} = -\frac{2\alpha_{eff}}{\pi} \int_0^L K(z) D_{NS}(z) dz \quad (1.2.4)$$

Le premier terme, $\Delta\nu_{SP}$ est généré par le bruit de l'émission spontanée, $\Delta\nu_{NN}$ est causé par les variations de la densité des porteurs et $\Delta\nu_{NS}$ provient de la corrélation entre les variations du nombre de photons et de la densité des porteurs. R_{sp} est le taux d'émission spontanée dans le mode principal, I_0 est le nombre de photons, α_{eff} est le facteur effectif d'élargissement spectral et L est la longueur de la cavité. D_{NN} et D_{NS} sont des coefficients de diffusion, donnés par :

$$2D_{NN}(z) = \frac{2}{A_c} (v_g g_m(z) n_{sp}(z) S(z) + R(N(z))) \quad (1.2.5)$$

$$D_{NS}(z) = -v_g g_m(z) n_{sp}(z) \frac{\left(\int_0^L \tilde{n} n_g |Z(z)|^2 dz \right)^2}{\left| \int_0^L \tilde{n} n_g Z^2(z) dz \right|^2} \frac{S(z)}{I_0} \quad (1.2.6)$$

où A_c est l'aire effective de la région active, n_g est l'indice de groupe, $g_m(z)$ est le gain matériel, $S(z)$ est la densité de photons et $R(N(z))$ est le taux de recombinaison, moyenné dans le plan transversal.

Le facteur effectif d'élargissement spectral α_{eff} est donné par :

$$\alpha_{eff} = \frac{\Im(\overline{C}_N \cdot \overline{S}_\alpha - \overline{C}_S \cdot \overline{S})}{\Re(\overline{C}_N \cdot \overline{S}_\alpha - \overline{C}_S \cdot \overline{S})} \quad (1.2.7)$$

où $\Im$ et $\Re$ sont les parties imaginaire et réelle respectivement, et :

$$\overline{C}_N \cdot \overline{S}_\alpha = \int_0^L C_N(z) \tau_R(z) \frac{\partial R_{stim}(z)}{\partial S} S(z) dz \quad (1.2.8)$$

$$\overline{C}_S \cdot \overline{S} = \int_0^L C_S(z) S(z) dz \quad (1.2.9)$$

où $R_{stim}(z)$ est le taux d'émission stimulée et $\tau_R(z)$ est le temps de vie des porteurs.

$C_X(z)$ sont des fonctions de pondération, définies par :

$$C_X(z) = -jv_g \beta(z) \frac{Z^2(z) \partial \beta(z) / \partial X}{\int_0^L \beta(z) Z^2(z) dz} \quad (1.2.10)$$

avec $X = N, S$. En (1.2.10), $\beta(z)$ est la constante de propagation et $Z(z)$ est la solution normalisée de l'équation homogène de propagation de l'onde :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta(z) \right] E_\omega(z) = 0 \quad (1.2.11)$$

On cherche les solutions de (1.2.11) en partant de l'équation non-homogène de propagation de l'onde :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta(z) \right] E_\omega(z) = f_\omega(z) \quad (1.2.12)$$

où $f_\omega(z)$ est le bruit de Langevin associé à l'émission spontanée. $\beta(z)$ dépend de z , en fonction de la structure du dispositif, et dépend aussi de la densité de porteurs $N(z)$ et de la densité de photons $S(z)$.

La solution de l'équation (1.2.12) s'obtient par la méthode de la fonction de Green [17, 18] :

$$E_\omega(z) = \frac{\int_0^L \tilde{g}(z, z') f_\omega(z') dz'}{W} \quad (1.2.13)$$

où $\tilde{g}(z, z')$ est la fonction de Green et W est le wronskien de l'équation de propagation de l'onde, (1.2.11). La fonction de Green s'écrit:

$$\tilde{g}(z, z') = Z_D(z) Z_G(z') \Theta(z - z') + Z_D(z') Z_G(z) \Theta(z' - z) \quad (1.2.14)$$

où $\Theta(z)$ est la fonction échelon de Heaviside et $Z_D(z)$ et $Z_G(z)$ sont des solutions de l'équation homogène de propagation de l'onde, satisfaisant les conditions aux frontières, à droite et à gauche, respectivement. Les fonctions $Z_{G,D}(z)$ sont définies comme la somme d'une onde directe et une onde réfléchie :

$$Z_X(z) = Z_X^+(z) e^{-j\beta(z)z} + Z_X^-(z) e^{j\beta(z)z} \quad (1.2.15)$$

avec $X = G, D$. Le wronskien est défini comme :

$$W = Z_G \frac{dZ_D}{dz} - Z_D \frac{dZ_G}{dz} \quad (1.2.16)$$

Lorsque $Z_D(z)$ et $Z_G(z)$ sont des solutions de l'équation homogène de propagation de l'onde, le wronskien ne dépend pas de la position :

$$\frac{dW}{dz} = \frac{dZ_G}{dz} \frac{dZ_D}{dz} + Z_G \frac{d^2 Z_D}{dz^2} - \frac{dZ_D}{dz} \frac{dZ_G}{dz} - Z_D \frac{d^2 Z_G}{dz^2} \quad (1.2.17)$$

$$\frac{dW}{dz} = Z_G \frac{d^2 Z_D}{dz^2} - Z_D \frac{d^2 Z_G}{dz^2} \quad (1.2.18)$$

En remplaçant $Z_X(z)$, avec $X = G, D$, dans l'équation homogène de propagation de l'onde, on obtient :

$$\frac{d^2 Z_X}{dz^2} = -\beta(z) Z_X(z) \quad (1.2.19)$$

L'équation (1.2.18) devient :

$$\frac{dW}{dz} = 0 \quad (1.2.20)$$

Pour que l'équation de propagation de l'onde ait des solutions différentes de zéro, dans le cas où $f_\omega(z) \rightarrow 0$, il faut satisfaire la condition :

$$W(z) = W[\beta(z)] = 0 \quad (1.2.21)$$

Dans des conditions stationnaires, $W(z) = W[\beta(z)] = 0$ est la condition d'oscillation et les modes du système sont des solutions satisfaisant (1.2.19) et les équations de transport des porteurs.

En supposant que le laser oscille dans un seul mode longitudinal, la solution stationnaire s'obtient en cherchant la fréquence d'oscillation ω et les distributions longitudinales de photons et de porteurs satisfaisant la condition d'oscillation. Pour $W[\beta(z)] = 0$, les deux solutions, $Z_D(z)$ et $Z_G(z)$, sont proportionnelles et le champ optique s'écrit :

$$E_\omega(z) = A_\omega Z(z) \quad (1.2.22)$$

où A_ω est l'amplitude du mode et $Z(z)$ est une solution arbitraire proportionnelle à $Z_D(z)$ et $Z_G(z)$. Si $f_\omega(z) \neq 0$, l'équation non-homogène de propagation de l'onde (1.2.12) doit être résolue. Dans ce cas, pour que le champ en (1.2.13) soit fini, le wronskien doit être non nul. Les modes sont associés dans ce cas aux fréquences qui minimisent le wronskien et mènent à un maximum du champ électrique $E_\omega(z)$. Les solutions multi-mode se retrouvent en utilisant une expansion du wronskien autour de ses zéros [19] :

$$\frac{1}{W} \cong \sum_i \frac{1}{\left. \frac{\partial W}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_i}} (\omega - \omega_i) \quad (1.2.23)$$

En [19] on montre que le spectre de la densité de photons $\tilde{S}(\omega, z)$ est donné par :

$$\tilde{S}(\omega, z) \cong \sum_i \frac{|Z_i(z)|^2}{\int_0^L |Z_i(z')|^2 dz'} \frac{R_{sp,i}}{(\omega - \Re \omega_i)^2 + (\Im m \omega_i)^2} \quad (1.2.24)$$

$Z_i(z)$ est le profil longitudinal du champ du mode i , $\Re \omega_i$ et $\Im m \omega_i$ sont les parties réelle et imaginaire de la fréquence optique complexe ω_i et $R_{sp,i}$ est le taux de l'émission spontanée dans le mode i .

Cette équation montre que le spectre du laser peut être approximé par une somme de lorentziennes centrées en $\Re \omega_i$, ayant le maximum d'intensité proportionnel à $(\Im m \omega_i)^{-2}$. Les profils longitudinaux du champ, $Z_i(z)$, sont des solutions de l'équation

homogène de propagation de l'onde pour $\omega = \omega_i$. Le taux d'émission spontanée dans le mode i est donné par :

$$R_{sp,i} = v_g \frac{\int_0^L \tilde{n} |Z_i(z)|^2 dz \int_0^L \tilde{n} g(z) n_{sp}(z) |Z_i(z)|^2 dz}{\left| \int_0^L \tilde{n} Z_i^2(z) dz \right|^2} \quad (1.2.25)$$

Dans (1.2.25) $\tilde{n}$ est l'indice modal, $g(z)$ est le gain modal et $n_{sp}(z)$ est le facteur d'inversion de population.

La densité de photons par unité de longueur s'obtient de (1.2.24) en intégrant chaque terme sur tout le domaine de fréquences :

$$\tilde{S}_i(z) = \frac{|Z_i(z)|^2}{\int_0^L |Z_i(z')|^2 dz'} \frac{R_{sp,i}}{2\Im m \omega_i} \quad (1.2.26)$$

Le nombre de photons I_i dans le mode i s'obtient en intégrant la densité de photons sur toute la cavité :

$$I_i = \frac{R_{sp,i}}{2\Im m \omega_i} \quad (1.2.27)$$

Les relations (1.2.21), (1.2.25) et (1.2.26), forment avec les équations de transport des porteurs un système complet d'équations auquel on peut trouver la solution multi-mode.

En revenant aux équations (1.2.3) et (1.2.4), les fonctions $K(z)$ sont liées à la variation de la fréquence d'oscillation en fonction du courant d'injection et sont données par :

$$K(z) = \tau_R(z) \left[\Im m(C_N(z)) - \alpha_{eff} \Re e(C_N(z)) \right] \quad (1.2.28)$$

$\tau_R(z)$ est le temps de vie des porteurs, calculé en fonction du taux de recombinaison :

$$\tau_R(z) = \left\{ \frac{\partial}{\partial N} [R(N(z)) + R_{stim}(z)] \right\}^{-1} \quad (1.2.29)$$

Ce formalisme peut être utilisé pour décrire les propriétés d'un laser DFB intégré avec un AOS. Les effets générés par la facette de sortie de l'AOS et les propriétés actives de l'amplificateur peut être décrites dans le cadre d'un tel modèle.

La relation (1.2.1) peut être écrite dans le cas particulier d'une cavité intégrée DFB-AOS. De plus, pour simplifier le raisonnement, on considère que la facette de sortie de l'AOS est parfaitement anti-réfléchissante. Dans ce cas, il n'y aura pas d'onde réfléchie dans l'amplificateur. Les termes en $[Z^{+,-}(z)e^{-,+\beta(z)z}]^2$ intervenant dans la définition du taux de l'émission spontanée, (1.2.25), seront négligés parce qu'ils sont intégrés sur toute la cavité. Des termes en $[Z^{+,-}(z)e^{-,+\beta(z)z}]^2$ interviennent également dans la définition de la fonction de pondération, (1.2.10). Les fonctions de pondération, dans la définition du facteur effectif d'élargissement spectral, se trouvent sous une intégrale sur toute la longueur de la cavité. On peut donc y négliger les termes de ce type. On aura :

$$Z^2(z) = [Z^+(z)e^{-\beta(z)z} + Z^-(z)e^{\beta(z)z}]^2 \approx 2Z^+(z)Z^-(z) \quad (1.2.30)$$

La relation (1.2.30) est non nulle seulement dans la région DFB de la cavité, l'onde réfléchie $Z^-(z)$ étant zéro dans l'AOS.

En regardant les équations (1.2.8) et (1.2.9), on voit que les produits $\overline{C}_X \cdot \overline{S}_\alpha$ et $\overline{C}_X \cdot \overline{S}$, avec $X = N, S$ s'annulent dans l'AOS, où $Z^-(z) = 0$. Si on tient compte de ces résultats en (1.2.7), on remarquera que, pour ce qui est de l'AOS, il n'y aura pas de contribution au facteur effectif d'élargissement spectral :

$$\alpha_{eff}^{DFB+SOA} = \alpha_{eff}^{DFB} \quad (1.2.31)$$

Dans (1.2.3) et (1.2.4) les fonctions $K(z)$ données par (1.2.28) se trouvent sous une intégrale sur toute la cavité. En suivant le même raisonnement, basé sur le fait que dans la région AOS de la cavité il n'y a pas d'onde réfléchie et que $Z^-(z) = 0$, on arrive à la conclusion que l'amplificateur ne modifie pas les contributions à l'élargissement spectral dues à la variation de la densité de porteurs et à la corrélation entre les variations du nombre de photons et la densité de porteurs :

$$\Delta \nu_{NN}^{DFB+AOA} = \Delta \nu_{NN}^{DFB} \quad (1.2.32)$$

$$\Delta \nu_{NS}^{DFB+AOA} = \Delta \nu_{NS}^{DFB} \quad (1.2.33)$$

Dans l'équation (1.2.2) le seul terme influencé par la présence de l'AOS est le taux d'émission spontanée, R_{sp} :

$$R_{sp} = v_g \frac{\int_0^L \tilde{n} |Z(z)|^2 dz \int_0^L \tilde{n} g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz}{\left| \int_0^L \tilde{n} Z^2(z) dz \right|^2} \quad (1.2.34)$$

Si on considère que la variation de l'indice modal $\tilde{n}$ est faible le long de la cavité et que L_{DFB} est la longueur de la partie DFB, (1.2.34) devient :

$$R_{sp} = v_g \frac{\int_0^L |Z(z)|^2 dz}{\left| \int_0^{L_{DFB}} 2Z^+(z)Z^-(z) dz \right|^2} \times \left[\int_0^{L_{DFB}} g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz + \int_{L_{DFB}}^L g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz \right] \quad (1.2.35)$$

L'équation (1.2.35) peut être réécrite sous la forme :

$$R_{sp} = v_g \frac{\int_0^L |Z(z)|^2 dz \int_0^{L_{DFB}} g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz}{\left| \int_0^{L_{DFB}} 2Z^+(z)Z^-(z) dz \right|^2} \times \left[1 + \frac{\int_0^L g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz}{\int_0^{L_{DFB}} g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz} \right] \quad (1.2.36)$$

Lorsque $\int_0^L |Z(z)|^2 dz \sim I_0$, en remplaçant (1.2.36) dans (1.2.2) et en tenant compte de (1.2.31), on obtient :

$$\Delta \nu_{SP}^{DFB+AOS} = \Delta \nu_{SP}^{DFB} \times \left[1 + \frac{\int_0^L g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz}{\int_0^{L_{DFB}} g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz} \right] \quad (1.2.37)$$

Avec (1.2.32), (1.2.33) et (1.2.37), la relation (1.2.1) s'écrit :

$$\Delta \nu_{Tot}^{DFB+AOS} = \Delta \nu_{SP}^{DFB} \times \left[1 + \frac{\int_0^L g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz}{\int_0^{L_{DFB}} g(z) n_{sp}(z) |Z(z)|^2 dz} \right] + \Delta \nu_{NN}^{DFB} + \Delta \nu_{NS}^{DFB} \quad (1.2.38)$$

La relation (1.2.38) montre que la largeur spectrale du signal optique émis par la cavité DFB-AOS est élargie, même si la facette de sortie de l'amplificateur est parfaitement anti-réfléchissante. L'élargissement est causé par le couplage de l'émission spontanée amplifiée de l'AOS dans le mode laser. Ce résultat a été obtenu dans le cas d'un amplificateur ayant les facettes parfaitement anti-réfléchissantes. Dans le cas d'une cavité couplée DFB-AOS, si l'AOS a des facettes parfaitement anti-réfléchissantes, on s'attend à observer une diminution de la largeur de raie avec l'augmentation du courant d'injection dans le DFB lorsque la largeur de raie du laser est inversement proportionnelle à la puissance d'émission.

La relation (1.2.38) montre que l'élargissement augmente avec l'émission spontanée provenant de l'amplificateur. On peut en déduire le fait que l'élargissement augmentera

avec la longueur de l'amplificateur, étant donné que l'émission spontanée est proportionnelle à la longueur de l'AOS. Si la réflectivité de la facette de sortie de l'AOS a une valeur finie, non nulle, la cavité intégrée DFB-AOS se comportera comme un laser couplé à une cavité externe. En plus de l'émission spontanée de l'AOS qui va se coupler dans le mode laser, il y aura aussi une rétroaction optique due à l'onde réfléchie par la facette de sortie de l'AOS. L'effet de la rétroaction optique externe sur les lasers DFB et Fabry-Perot a déjà été étudié [20]-[22]. Le comportement de la cavité intégrée DFB-AOS sera similaire et la présence de l'AOS influencera non seulement la largeur de raie, mais aussi la fréquence d'émission. De cette manière un AOS, en plus de l'amplification optique, peut offrir un moyen d'accord en fréquence.

La rétroaction dépend de la réflectivité de la facette de sortie de l'AOS, du gain et de l'indice effectif de réfraction dans l'amplificateur. Le gain dépend de la longueur de l'AOS, du courant d'injection et de la puissance optique injectée. La rétroaction augmente en fonction du gain de l'amplificateur, l'onde réfléchie par la facette de sortie de l'AOS étant amplifiée avant d'entrer dans le DFB. La phase de la rétroaction dépend de l'indice de réfraction de l'AOS qui change avec le courant d'injection. Dans le cas d'une cavité passive externe on observe une amélioration ou une dégradation de la largeur de raie, en fonction de la phase de la rétroaction (fig.1.14), [22]. Si on considère la cavité intégrée DFB-AOS, le même phénomène aura lieu, sauf que les oscillations de largeur de raie seront accompagnées par l'élargissement dû à l'émission spontanée. Dans les figures 1.14 et 1.15, suite à des simulations numériques, on voit la variation de l'élargissement et de la fréquence de l'émission laser pour deux longueurs différentes de

l'AOS (450 μm - fig.1.14 et 750 μm - fig.1.15). Pour les deux cas, on a évalué l'influence de la réflectivité des facettes de l'AOS sur l'émission DFB en traçant plusieurs courbes, correspondant à des réflectivités différentes.

L'élargissement spectral est de l'ordre des dizaines de MHz. Dans ce qui suit on fera une évaluation des méthodes d'analyse spectrale et on proposera une manière adéquate pour mettre en évidence l'élargissement spectral causé par les AOS.

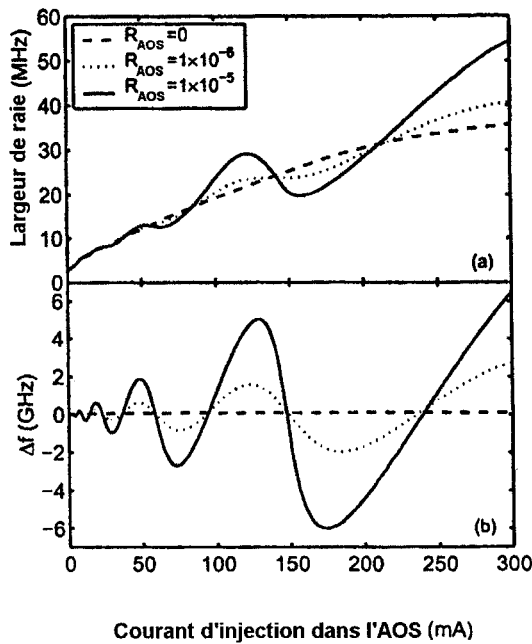


Figure 1.14 : Élargissement spectral et variation de la fréquence d'émission en fonction du courant d'injection dans l'AOS. R_{AOS} – réflectivité des facettes de l'AOS. $L_{AOS}=450 \mu\text{m}$ [15]

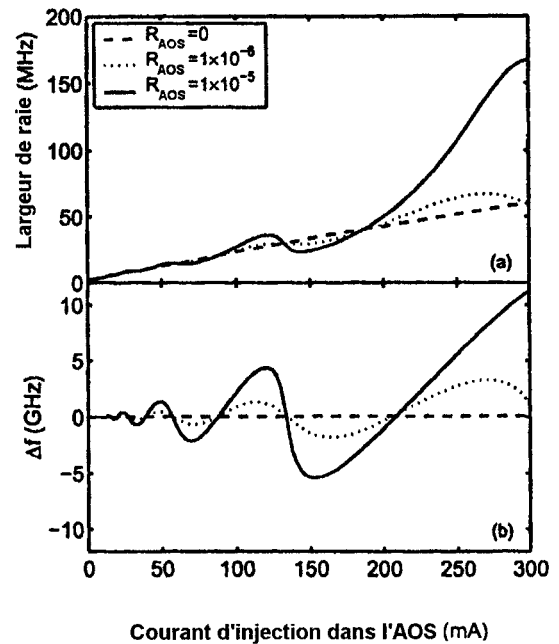


Figure 1.15 : Élargissement spectral et variation de la fréquence d'émission en fonction du courant d'injection dans l'AOS. R_{AOS} – réflectivité des facettes de l'AOS. $L_{AOS}=750 \mu\text{m}$ [15]

2 Analyse spectrale optique

2.1 Introduction à l'analyse spectrale optique

L'analyse spectrale optique consiste à mesurer la puissance optique en fonction de la longueur d'onde. Le spectre optique d'une source est un paramètre important dans les systèmes de communication à fibre optique. La performance des systèmes de transmission WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) est limitée par la dispersion chromatique, l'interférence entre les canaux, l'espacement des canaux ou le mélange à quatre ondes. Ces phénomènes dépendent de la largeur spectrale de la source. L'amélioration continue des systèmes WDM a déterminé le développement des techniques et de l'appareillage de mesures spectrales optiques. Lors de l'analyse des spectres optiques on peut déduire des paramètres importants concernant les sources comme les dimensions d'un laser FP, le gain, le profil de gain ou la dépendance de la longueur d'onde en fonction du courant injecté ou de la température.

2.2 Types d'analyseurs de spectres optiques

2.2.1 Principe d'opération

Un schéma d'un analyseur de spectres optiques (*OSA*) est présenté à la figure 2.1. La lumière passe par un filtre accordable en longueur d'onde qui sépare les composants spectraux. Le photodétecteur transforme le signal optique en un signal électrique proportionnel à la puissance optique incidente. Le signal est affiché à l'écran sur l'axe vertical, en unités de puissance optique. A l'aide d'un générateur de rampe on détermine

la position horizontale du signal, en unités de longueur d'onde. De cette façon, en balayant un domaine de longueurs d'onde, on aura le spectre optique de la source.

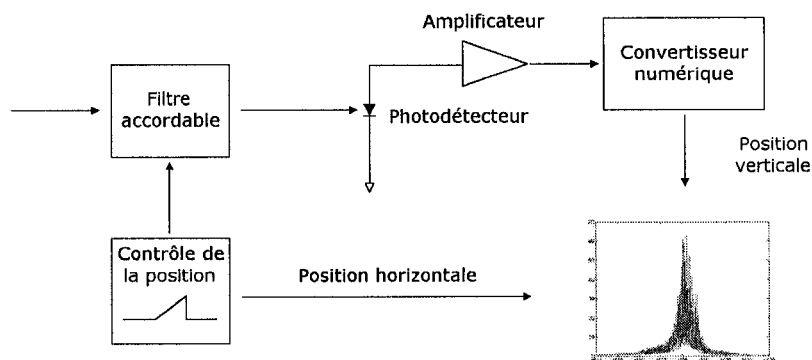


Figure 2.1 : Principe d'opération d'un analyseur de spectres optiques

2.2.2 Filtres optiques Fabry-Perot

L'interféromètre Fabry-Perot (fig. 2.2) consiste en deux miroirs qui forment une cavité résonante, filtrant la lumière incidente. La résolution des analyseurs de spectres à filtre Fabry-Perot dépend du coefficient de réflexion des miroirs et de l'espacement entre les miroirs.

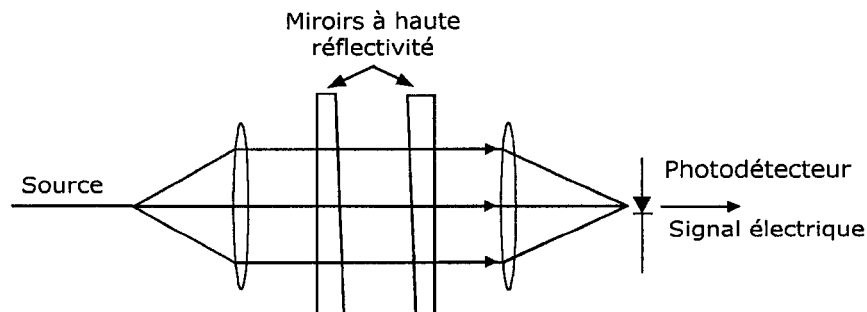


Figure 2.2 : Schéma d'un analyseur optique de spectres à filtre Fabry-Perot

L'accord en longueur d'onde se fait en changeant l'espacement entre les miroirs ou en tournant l'interféromètre par rapport au faisceau incident. La fonction de filtrage est accomplie par l'interférence du faisceau incident avec les réflexions multiples générées par les miroirs. La fonction de transmission d'un filtre FP est donnée par :

$$T = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \left(\frac{2\pi L n \cos \theta}{\lambda_{vide}} \right)} \quad (2.2.1)$$

L'indice de réfraction entre les miroirs est n , l'espacement entre les miroirs est L , l'angle d'incidence par rapport à la normale est θ et R est la réflectivité des miroirs. La figure 2.3 montre la variation de la fonction de transmission en fonction de la longueur de la cavité résonante et de la réflectivité des miroirs. Pour cet exemple on a considéré on a tracé les correspondant à deux valeurs de la réflectivité, $R=0.7$ et $R=0.99$, en changeant la longueur de la cavité :

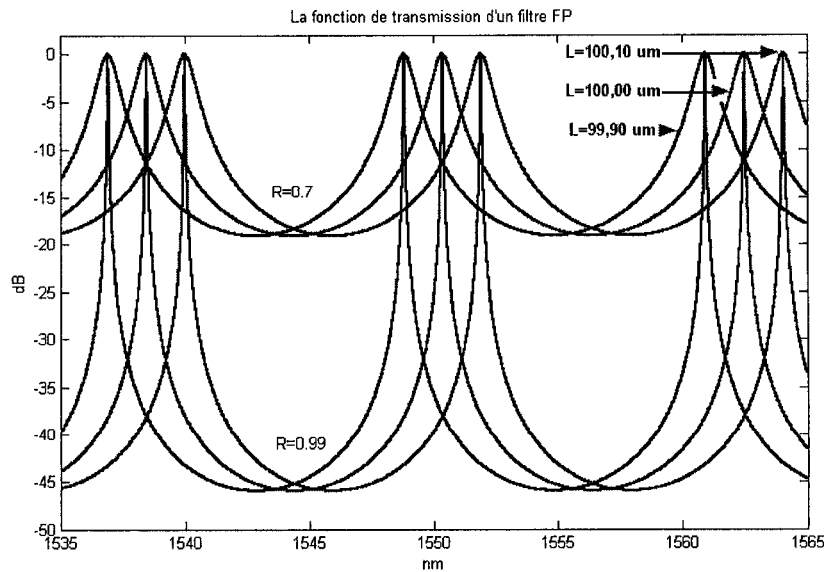


Figure 2.3 : Fonction de transmission d'un filtre FP

L'espacement en fréquence entre les maximums de la fonction de transmission est :

$$\Delta f = \frac{c}{2nL \cos \theta} \quad (2.2.2)$$

La largeur spectrale libre (FSR) est un autre terme qui décrit l'espacement entre les maximums de la fonction de transmission, en unités de longueur d'onde :

$$|\Delta \lambda| = \frac{\lambda^2 \cos \theta}{2nL} \quad (2.2.3)$$

La largeur à mi-hauteur de la fonction de transmission est :

$$\delta f_{\frac{1}{2}} = \frac{(1-R)c}{2\pi nL \sqrt{R} \cos \theta} \quad (2.2.4)$$

Pour une réflectivité $R=0.99$, en considérant $n=1$, on aurait une largeur du pic de transmission de 9.6 GHz, avec un intervalle spectral libre de 30 GHz. La fonction de transmission sera plus étroite pour des réflectivités plus élevées des miroirs, comme on peut voir à la figure 2.3. Le terme de finesse décrit la largeur de la fonction de transmission par rapport à la largeur entre les bandes de transmission qui se répètent :

$$Finesse = \frac{\Delta f}{\delta f_{\frac{1}{2}}} \quad (2.2.5)$$

Un filtre FP peut être utilisé comme filtre accordable pour localiser la longueur d'onde d'un signal. L'accord en longueur d'onde se fait en changeant l'angle d'incidence de la lumière ou en changeant l'espacement entre les miroirs. Les équations (2.2.1) - (2.2.5) décrivent la variation de la longueur d'onde centrale du filtre et la variation de la largeur spectrale du filtre par rapport aux changements de l'angle d'incidence et de l'espacement entre les miroirs. En changeant l'angle d'incidence, la largeur spectrale du filtre se

dégrade. Les réflexions multiples n'arrivent pas à se superposer avec le faisceau initial, le terme d'interférence étant réduit. Cette méthode d'accord en longueur d'onde a l'avantage de la stabilité et de la simplicité. Un désavantage serait que, en changeant l'angle d'incidence de la lumière, la transmission dépendra de la polarisation.

Les difficultés de l'accord en longueur d'onde par la variation de la longueur de la cavité seraient le maintien de la position perpendiculaire des miroirs par rapport au faisceau incident et le fait que la largeur spectrale libre et la largeur du filtre varient en fonction de la longueur du filtre FP.

2.2.3 Analyseurs de spectres optiques à interféromètre.

Un autre type d'analyseur de spectres optiques est basé sur l'interféromètre de Michelson (fig. 2.4)

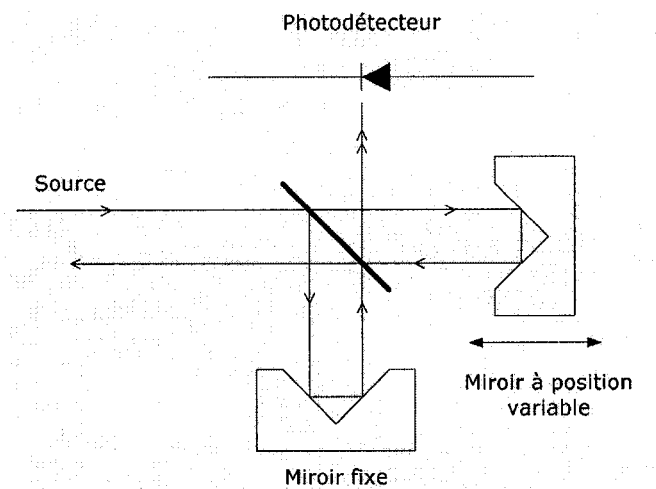


Figure 2.4 : Interféromètre de Michelson

Le signal d'entrée est divisé en deux parties. Le chemin optique d'une partie du signal est fixe, alors que le chemin optique de l'autre partie peut être varié. L'interféromètre crée

une figure d'interférence entre le signal et une version retardée de lui-même. L'onde résultante est la fonction d'autocorrélation du signal d'entrée. Les analyseurs de spectres à interféromètre peuvent faire des mesures directes de longueur de cohérence. La longueur de cohérence est la différence de chemin optique pour laquelle l'amplitude de la fonction d'autocorrélation diminue d'un facteur e (2.718). En analysant l'interférogramme d'un signal, par comparaison avec une longueur d'onde standard, on peut déduire la longueur d'onde du signal inconnu. Le photocourant généré par le photodétecteur est :

$$I(\Delta L) = 1 + \cos((2\pi\Delta L) / \lambda) + \varphi \quad (2.2.6)$$

où ΔL est la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre, λ est la longueur d'onde inconnue et φ est une différence de phase résiduelle, lorsque les bras de l'interféromètre sont d'égale longueur.

La différence de chemin optique, ΔL , est le double du déplacement du miroir à cause du double passage de la lumière dans le bras de l'interféromètre. Ce type d'interférence, entre deux faisceaux provenant de la même source, s'appelle interférométrie homodyne. Si la différence de chemin optique ΔL est un multiple entier de la longueur d'onde de la lumière dans l'interféromètre, l'interférence sera constructive. Lors d'une mesure de longueur d'onde, on enregistre la variation de la position du miroir mobile. Le résultat de la mesure du photocourant en fonction de la position du miroir constitue l'interférogramme. À la figure 2.5 on voit l'interférogramme d'un laser DFB et à la figure 2.6 on a l'interférogramme d'une DEL. On remarque les longueurs de cohérence différentes des deux sources. Pour le laser DFB, les deux signaux arrivent au

photodétecteur en ayant une différence de phase bien définie pour de larges valeurs de différence de chemin optique ΔL . Pour la DEL, la différence de phase entre les signaux devient aléatoire avec l'accroissement de la différence de chemin optique. La variation de la différence de phase par rapport à la différence de chemin optique s'explique par des propriétés de cohérence différentes de chaque source. Le degré de cohérence est déterminé par les propriétés spectrales des sources, la DEL ayant un spectre optique plus large que le DFB.

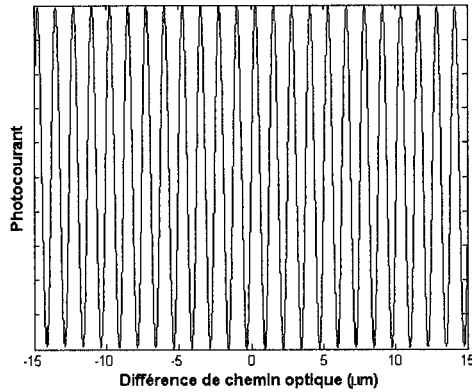


Figure 2.5 : Interférogramme d'un laser DFB

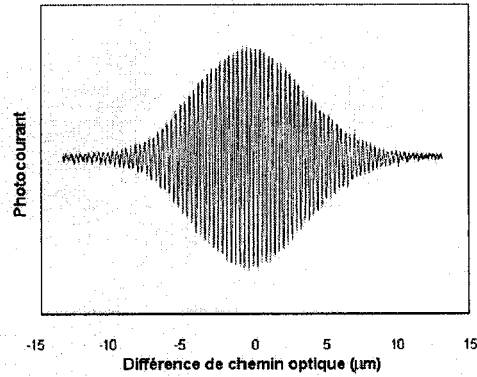


Figure 2.6 : Interférogramme d'une DEL

Pour une source à large bande, à distribution gaussienne, le photocourant généré par le signal d'interférence est donné par :

$$I(\Delta L) = 1 + \exp\left(-\frac{\pi}{4\sqrt{2}}\left(\frac{4\Delta\lambda}{\lambda^2 - \Delta\lambda^2}\right)^2\right) \cos\left(\frac{2\pi\Delta L}{\lambda}\right) \quad (2.2.7)$$

avec $\Delta\lambda$ - la largeur à mi-hauteur du spectre optique et ΔL - la différence de chemin optique. Les figures 2.5 et 2.6 montrent qu'un interféromètre de Michelson peut distinguer entre les sources larges et celles étroites, du point de vue spectral. Le degré

d'interférence constructive ou destructive est lié à la visibilité des franges. Dans le cas de la DEL, la visibilité des franges devient faible pour des différences de chemin optique beaucoup plus réduites que dans le cas du laser DFB. Les interféromètres de Michelson avec des sources à cohérence réduite s'utilisent pour la réflectométrie de haute résolution. À partir des interférogrammes présentés plus haut on peut mesurer la longueur de cohérence des sources. La longueur de cohérence L_c est associée au temps de cohérence τ_c :

$$\tau_c = \frac{L_c}{vitesse} \quad (2.2.8)$$

Le temps de cohérence peut s'exprimer en fonction de la largeur spectrale à mi-hauteur.

Pour l'obtenir, on introduit le facteur complexe d'autocohérence, γ_{11} , donné par :

$$\gamma_{11}(\tau) = \frac{\langle E_1^*(t) E_1(t + \tau) \rangle}{\langle I_1 \rangle} \quad (2.2.9)$$

avec $|\gamma_{11}(\tau)| = 1$ pour $\tau \ll \tau_c$ et $|\gamma_{11}(\tau)| = 0$ pour $\tau \geq \tau_c$.

On considère le train d'onde :

$$E(t) = \begin{cases} E_0 \exp(-t/\tau_c) \exp(-i\omega t), & t > 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases} \quad (2.2.10)$$

Si le train d'onde n'est pas monochromatique, il peut être représenté comme une superposition d'ondes monochromatiques :

$$E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (2.2.11)$$

De plus, $E(t)$ est la transformée de Fourier de $E(\omega)$. Les composantes spectrales de l'onde $E(t)$ s'écrivent donc :

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt \quad (2.2.12)$$

En utilisant l'expression de $E(t)$ donnée par (2.2.10) on obtient :

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt \quad (2.2.13)$$

Le calcul de l'intégrale mène à :

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2\pi} \frac{1}{\frac{1}{\tau_c} - i(\omega - \omega_0)} \quad (2.2.14)$$

La relation (2.2.9) définit le degré de cohérence de l'onde électromagnétique. Avec sa transformée de Fourier, $\Gamma_{11}(\omega)$, on peut définir le degré de cohérence en fonction de la largeur spectrale de la source, égal à $|E(\omega)|^2$ pour une onde d'intensité unitaire.

La transformée de Fourier de $\gamma_{11}(\tau)$ se fait en tenant compte que la transformée de Fourier d'une convolution est le produit simple des transformées de Fourier des fonctions et que la transformée de Fourier conserve la norme.

En utilisant (2.2.14), on obtient :

$$\Gamma_{11}(\omega) = \frac{E_0^2}{4\pi^2} \frac{1}{\left(1/\tau_c\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (2.2.15)$$

Pour un degré de cohérence qui vaut $1/2$ de sa valeur maximale, toutes les ondes électromagnétiques dont la pulsation est comprise entre $\left(\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}\right)$ et $\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right)$ seront considérées comme cohérentes, $\Delta\omega$ étant la largeur spectrale à mi-hauteur de l'onde. La valeur de $\Delta\omega$ est alors :

$$\frac{\Delta\omega}{2} = \frac{1}{\tau_c} \quad (2.2.16)$$

L'expression (2.2.16) montre la relation entre le temps de cohérence et le degré de monochromaticité de l'onde. Si on choisit un autre critère pour que les ondes soient considérées cohérentes, par exemple le domaine spectral défini par l'écart quadratique moyen, on obtiendra la relation :

$$\Delta\omega\Delta\tau = 1/2 \quad (2.2.17)$$

Ainsi, à part pour la cohérence et l'incohérence parfaites, la définition de la cohérence n'est pas absolue et dépend du choix du degré de cohérence en fonction des conditions expérimentales.

Si on considère la relation (2.2.16), la largeur spectrale du signal en termes de fréquence sera :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau_c} \quad (2.2.18)$$

Mesure de la longueur d'onde

En analysant l'interférogramme d'un signal optique (fig. 2.5, fig. 2.6), on peut déduire sa longueur d'onde. L'expression du photocourant est :

$$I(\Delta L) = 1 + \cos((2\pi\Delta L)/\lambda) + \varphi \quad (2.2.19)$$

Un des maxima de l'interférogramme s'obtient pour :

$$\cos((2\pi\Delta L)/\lambda) = 1 \quad (2.2.20)$$

On aura donc :

$$\frac{\Delta L}{\lambda} = N, \quad \lambda = \frac{\Delta L}{N} \quad (2.2.21)$$

où ΔL est la différence de chemin optique entre les deux signaux et N est un nombre entier.

Pour mesurer la longueur d'onde du signal d'une façon précise on devrait connaître la position du miroir mobile et l'indice de réfraction du milieu de l'interféromètre.

La longueur d'onde d'un signal peut être mesurée aussi en comparant l'interférogramme du signal avec l'interférogramme d'un signal de référence, de longueur d'onde connue, λ_r . Dans ce cas la longueur d'onde, pour un même déplacement du miroir, sera donnée par :

$$\lambda = \left(\frac{N_r}{N} \right) \left(\frac{n}{n_r} \right) \lambda_r \quad (2.2.22)$$

où N_r et N sont les nombres de franges, n_r et n sont les indices de réfraction du milieu de l'interféromètre pour le signal de référence λ_r et le signal de longueur d'onde λ , respectivement.

2.2.4 Analyseurs de spectres optiques à réseau de diffraction.

Le filtre optique le plus utilisé dans les analyseurs de spectres optiques est le réseau de diffraction. Dans un monochromateur, le réseau de diffraction sépare les différentes longueurs d'onde. Les rayons seront diffractés à des différents angles, en fonction de la longueur d'onde. À la figure 2.7 on présente le schéma d'un monochromateur. En fonction de l'angle du réseau de diffraction par rapport à la direction du faisceau incident, les différentes composantes spectrales seront récupérées par le photodétecteur. Les largeurs des fentes d'entrée et de sortie et la largeur du faisceau sur le réseau de diffraction vont déterminer la largeur spectrale du filtre optique du monochromateur. La

lumière passe premièrement par la fente d'entrée. La largeur de la fente d'entrée influence la résolution des mesures de longueur d'onde. De meilleures résolutions seront obtenues pour des fentes d'entrée plus étroites, mais en ce cas la luminosité diminuera et il faudrait réaliser un compromis luminosité-vs-résolution.

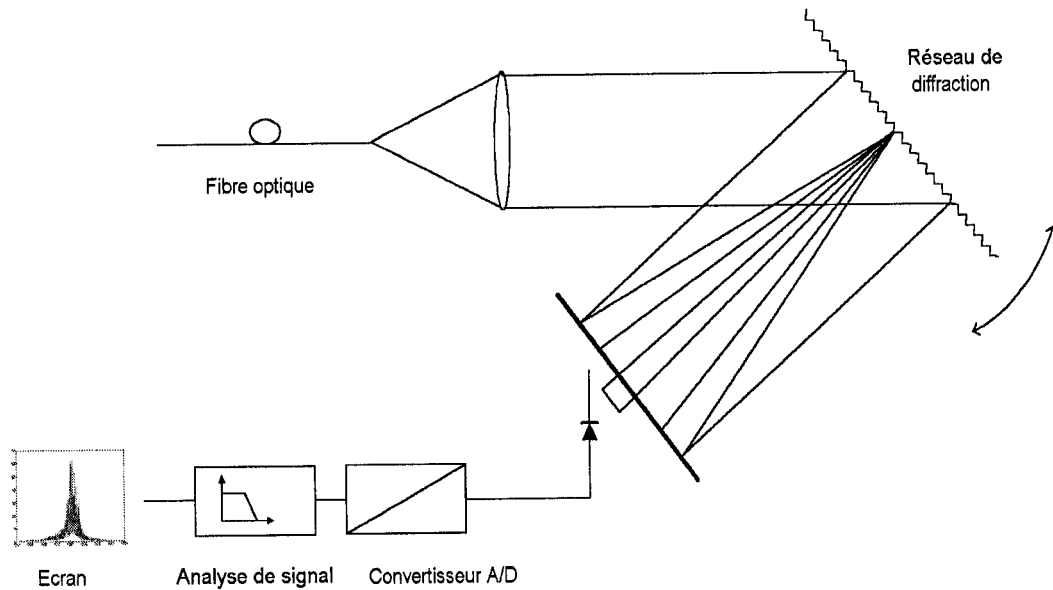


Figure 2.7 : Schéma d'un monochromateur à réseau de diffraction

Suite à l'incidence de la lumière sur la surface du réseau, on aura de la diffraction et, pour une longueur d'onde donnée, l'interférence des rayons transmis ou réfléchis par le réseau, dépendamment du type de réseau, sera constructive seulement pour certaines directions.

L'orientation des rayons diffractés est donnée par l'équation du réseau :

$$d(\sin \delta - \sin \beta) = m\lambda \quad (2.2.23)$$

où d est le pas du réseau, δ - l'angle des rayons diffractés, β - l'angle des rayons incidents, m - l'ordre de diffraction, λ - la longueur d'onde.

La limite de la résolution du monochromateur est liée à la largeur du faisceau diffracté. Pour un certain ordre de diffraction m , un faisceau diffracté à un angle δ par le réseau entièrement éclairé aura la largeur :

$$L = Nd \cos \delta \quad (2.2.24)$$

où N est le nombre de traits du réseau (fig. 2.8) :

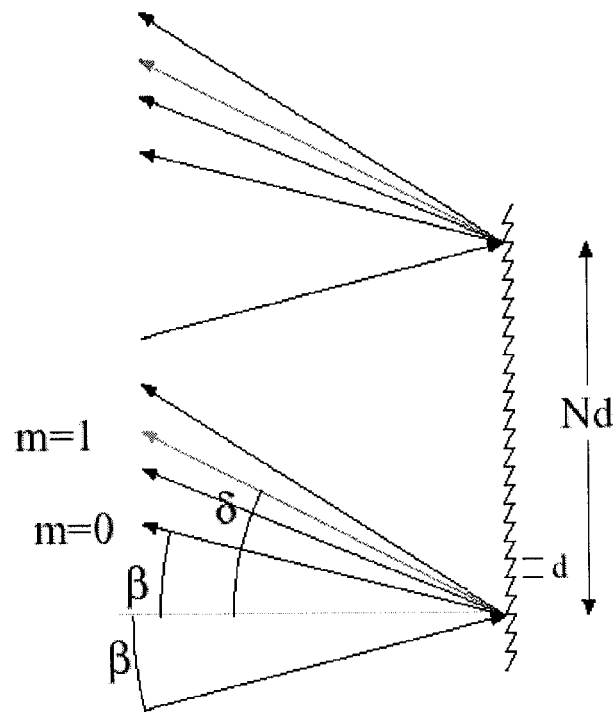


Figure 2.8 : Diffraction par un réseau

On peut montrer que l'angle de divergence du faisceau diffracté est :

$$\Delta\delta_{\min} = \frac{\lambda}{L} = \frac{\lambda}{Nd \cos \delta} \quad (2.2.25)$$

Cette équation montre que la résolution d'un réseau dépend de la distance éclairée par le faisceau incident et est aussi fonction de la longueur d'onde. Une autre propriété

importante des réseaux de diffraction est la dispersion angulaire. En différentiant l'équation (2.2.23) en fonction de λ , on obtient :

$$D = \frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \delta} \quad (2.2.26)$$

Avec ce résultat, en remplaçant $\Delta\delta_{\min}$ par (2.2.25), on obtiendra :

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{\min}} = mN \quad (2.2.27)$$

Il est important de remarquer que le rendement d'un réseau de diffraction dépend de la polarisation du faisceau incident. Pour limiter ces effets on utilise des configurations à double passage, où la composante de la polarisation subissant l'atténuation maximale lors du premier passage sera tournée de 90° à l'aide d'une lame demi-onde, pour distribuer uniformément les pertes dépendant de la polarisation.

La fente de sortie, installée dans le plan focal du monochromateur, a un rôle de filtre spatial et influence aussi la résolution des mesures. La largeur minimale de la fente de sortie dépend de la résolution du réseau de diffraction. Au-delà de cette valeur, une diminution supplémentaire de la largeur de la fente de sortie ne pourra pas accroître la résolution, mais diminuera la puissance optique de la composante spectrale détectée.

Après la fente de sortie le détecteur transforme le signal optique reçu en signal électrique. Pour que le détecteur n'influence pas la mesure spectrale, il faut qu'on choisisse des détecteurs fabriqués en matériaux ayant une responsivité spectrale relativement constante pour le domaine de longueurs d'onde investigué (fig. 2.9). Pour les signaux modulés il faut aussi tenir compte de la réponse en fréquence du détecteur.

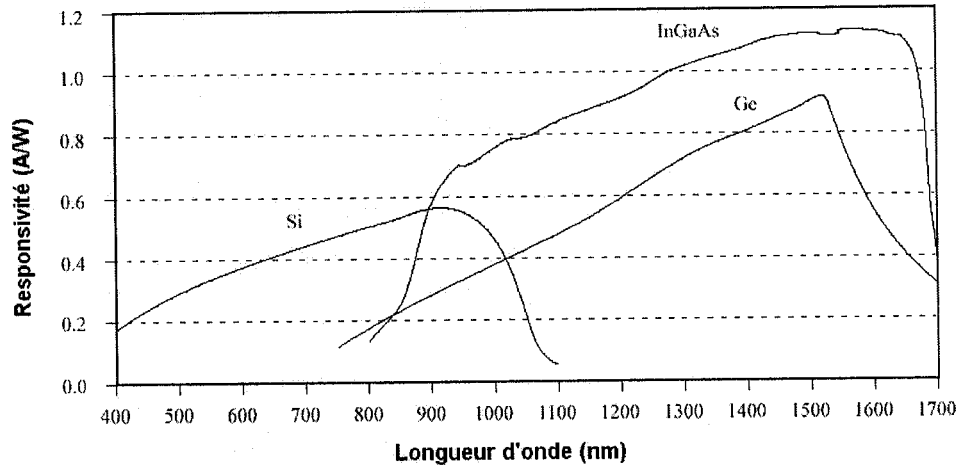


Figure 2.9 : Responsivités spectrales des différents matériaux

Un monochromateur à réseau consiste donc en une fente d'entrée, des éléments optiques de guidage de la lumière, un réseau de diffraction et une fente de sortie. La fente d'entrée, la fente de sortie et le nombre de traits éclairés du réseau sont les éléments qui déterminent la largeur de la fonction de transfert du monochromateur. Dans le cas des applications à fibres optiques, la fente d'entrée est une fibre optique mono-mode ou multi-mode. La fonction de filtrage du monochromateur est une convolution des fonctions de transfert des éléments constituant de l'appareil. Dans ce qui suit on donne un exemple de calcul de la résolution d'un monochromateur dans le cas d'une mesure de longueur d'onde. On considère un monochromateur possédant un réseau de diffraction de 1200 traits/mm, ayant une fibre optique à l'entrée et avec une lentille de 6 cm diamètre et de distance focale de 20 cm. La longueur d'onde en cet exemple est de 1550 nm. On considère que le réseau est orienté de telle façon que la condition Littrow ($\beta = -\delta = \alpha$) ait lieu. On aura donc:

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad (2.2.28)$$

La direction de propagation des rayons du premier ordre de diffraction sera donnée par l'angle α , 68° dans ce cas. L'angle de divergence d'une fibre mono-mode est de 14° . À 20 cm, le diamètre du faisceau sera de 5.9 cm. En utilisant l'équation (2.2.27), on obtient la limite de la résolution du réseau :

$$\Delta\lambda_{\min} = 0.022 \text{ nm} \quad (2.2.29)$$

En termes de fréquence, la séparation détectable à l'aide de ce réseau serait de 3 GHz .

Une valeur usuelle de la résolution des monochromateurs, à 1550 nm, est de 0.1 nm, ou, en terme de fréquence, 12,5 GHz. Pour des mesures spectrales dans les systèmes DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*), où la séparation des canaux est de 25 à 100 GHz, cette résolution est suffisante. Cependant, pour des mesures de largeur de raie de lasers DFB, ou pour l'étude du vieillissement des lasers, sont nécessaires d'autres méthodes offrant une plus haute résolution.

Dans ce chapitre on a présenté trois types d'analyseurs de spectres optiques: à interféromètre Fabry-Perot, à interféromètre de Michelson et à réseau de diffraction. La résolution des spectromètres à réseau et à interféromètre de Michelson est de l'ordre de 10^{-1} nm, tandis que les spectromètres à filtre Fabry-Perot offrent une résolution, en fréquence, de 100 MHz à 10 GHz. Par rapport au domaine spectral d'utilisation, les analyseurs à filtre FP sont les plus limités, à cause de la largeur spectrale libre du filtre. Les spectromètres à interféromètre de Michelson sont aussi utilisés pour des mesures directes de longueur de cohérence. Pour des signaux contenant plusieurs longueurs d'onde, le spectre optique est la transformée de Fourier du signal représentant l'interférogramme.

3 Mesures spectrales à haute résolution

3.1 Introduction

Les méthodes d'analyse spectrale présentées au 2^{ème} chapitre n'offrent pas la résolution nécessaire pour la mesure de l'élargissement de la raie laser amplifiée par un AOS. On a vu que la résolution d'un monochromateur ou d'un spectromètre à interféromètre de Michelson est d'environ 0.1 nm, ou, en termes de fréquence, 12.5 GHz. L'élargissement qu'on veut mesurer est de l'ordre des MHz. Les analyseurs de spectres optiques à filtre Fabry-Perot pourraient offrir une meilleure résolution, allant jusqu'à 100 MHz. Cette valeur n'est pas satisfaisante pour les mesures qu'on veut faire et l'utilisation d'un filtre F-P poserait des problèmes d'alignement mécanique des miroirs et de perte de signal.

Des méthodes d'analyse spectrale basées sur le mélange d'un champ optique avec un autre champ optique ou avec une version retardée de lui même ont été développées pour des mesures de la raie des lasers DFB. Les mêmes méthodes s'utilisent pour la mesure du bruit de phase ou du paillement des lasers. (paillement : modulation instantanée de la longueur d'onde dans la présence d'un courant de modulation – *chirp* en anglais)

3.2 Interférence entre deux champs optiques

On considère deux champs optiques se propageant par les deux bras d'un coupleur à fibre optique (fig. 3.1) :

$$E_i(t) = \sqrt{P_i(t)} e^{j(2\pi\nu_i t + \phi_i(t))}, \quad i = 1, 2 \quad (3.2.1)$$

Si les signaux arrivaient séparément sur la photodiode, le photocourant dépendrait seulement des puissances des signaux et on n'aurait pas d'information concernant la phase.

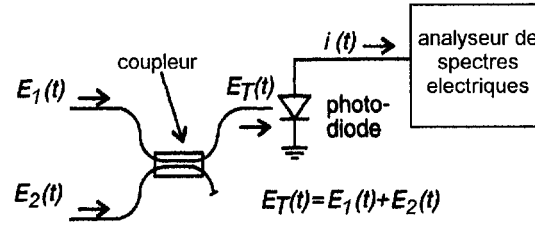


Figure 3.1 : Interférence de deux champs optiques. Génération du signal hétérodyne [2]

Dans le cas du montage présenté à la figure 3.1, si on considère que, à la sortie du coupleur, la branche inférieure ne transmet rien, le champ total arrivant au photodétecteur aura l'expression :

$$E_T(t) = \sqrt{P_1(t)}e^{j(2\pi\nu_1 t + \phi_1(t))} + \sqrt{P_2(t)}e^{j(2\pi\nu_2 t + \phi_2(t))} \quad (3.2.2)$$

La puissance optique détectée sera :

$$P_T(t) = |E_T(t)|^2 \quad (3.2.3)$$

En tenant compte de (3.2.2), (3.2.3) devient :

$$P_T(t) = \left[\sqrt{P_1(t)}e^{j(2\pi\nu_1 t + \phi_1(t))} + \sqrt{P_2(t)}e^{j(2\pi\nu_2 t + \phi_2(t))} \right] \times c.c. \quad (3.2.4)$$

Et donc :

$$P_T(t) = P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)} \cos(2\pi t \Delta\nu + \Delta\phi(t)) \quad (3.2.5)$$

avec : $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ et $\Delta\phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t)$.

Pour que le terme croisé $2\sqrt{P_1(t)P_2(t)}\cos(2\pi t\Delta\nu + \Delta\phi(t))$ soit maximal, il faut que les polarisations des deux champs optiques aient la même orientation. Si les vecteurs de champ électrique $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_2$ sont perpendiculaires, il n'y aura pas de termes croisés. Le photocourant généré par le photodétecteur est proportionnel à la puissance totale :

$$i(t) = \Re P_T(t);$$

$$i(t) = \Re \left[P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)}\cos(2\pi t\Delta\nu + \Delta\phi(t)) \right] \quad (3.2.6)$$

$\Re$ est la responsivité du détecteur, donnée par :

$$\Re = \frac{\eta_d q}{h\nu} [A/W] \quad (3.2.7)$$

où η_d ($0 < \eta_d < 1$) est le rendement quantique du détecteur, une mesure de l'efficacité de la conversion des photons en charges électriques.

Le photocourant donné par (3.2.6) contient trois termes, dont les deux premiers représentent la détection directe. Le troisième terme, hétérodyne, contient de l'information concernant les spectres optiques des signaux. En choisissant l'écart entre les fréquences des signaux dans la bande d'un analyseur de spectres électriques (ASE), on pourra observer le terme hétérodyne dans le domaine des fréquences électriques.

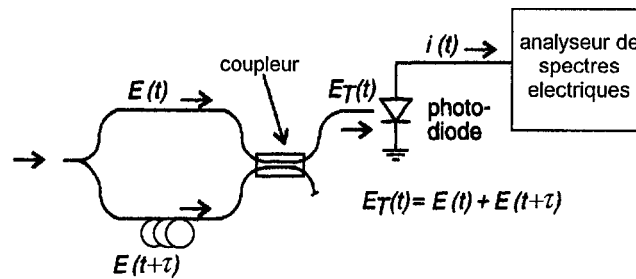


Figure 3.2 : Génération du signal homodyne [2]

Dans une autre configuration, homodyne, (fig. 3.2), un signal optique est mélangé avec une partie retardée de lui-même. Dans ce cas le signal de battement sera centré à zéro. Dans les deux cas, hétérodyne et homodyne, le spectre du signal de battement est une convolution de deux spectres. Le terme hétérodyne est une convolution du spectre de l'oscillateur local avec le spectre de la source analysée tandis que le terme homodyne est une convolution du signal optique de la source avec une version retardée de lui-même.

3.2.1 Technique hétérodyne

Le spectre de puissance du photocourant généré par la technique hétérodyne s'écrit [24] :

$$S_i(f) \approx \Re^2 \{ S_d(f) + 2[S_{LO}(\nu) \otimes S_s(-\nu)] \} \quad (3.2.8)$$

où $S_d(f)$ est le terme de détection directe. Le deuxième terme représente le mélange hétérodyne d'un signal étalon, l'oscillateur local, avec le signal analysé. Le spectre du signal hétérodyne, centré à $\nu_s - \nu_{LO}$, sera une convolution du spectre de l'oscillateur local, $S_{LO}(\nu)$, avec le spectre du signal, $S_s(\nu)$ (fig. 3.3).

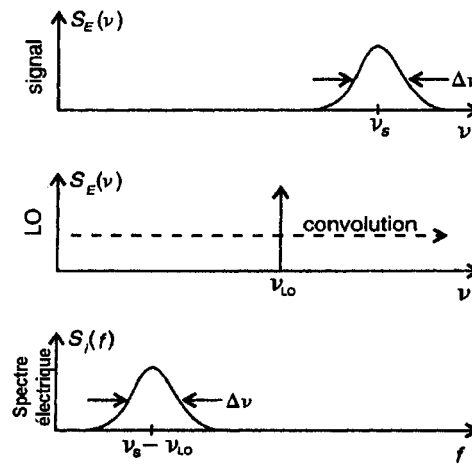


Figure 3.3 : Spectre du signal hétérodyne [2]

La fréquence de l'oscillateur local est choisie de façon à ce que la différence $\nu_s - \nu_{LO}$ soit dans le domaine des fréquences détectables par un ASE.

Si l'oscillateur local a un spectre étroit, représenté par une fonction δ de Dirac, le spectre hétérodyne aura la forme du spectre du signal, avec la même largeur à mi-hauteur, mais centré à $\nu_s - \nu_{LO}$. L'équation (3.2.8) s'écrit :

$$S_i(f) \approx \Re^2 \left\{ S_d(f) + 2[P_{LO} \delta(\nu - \nu_{LO}) \otimes S_s(-\nu)] \right\} \quad (3.2.9)$$

En filtrant la partie de détection directe, (3.2.9) devient :

$$S_i(f) \approx 2\Re^2 P_{LO} S_s(\nu - \nu_{LO}) \quad (3.2.10)$$

Le signal hétérodyne, centré à $\nu_s - \nu_{LO}$, est donc proportionnel à la puissance de l'oscillateur local et a la forme du signal analysé si le spectre de l'oscillateur local est assimilable à une fonction δ de Dirac. Si l'oscillateur local a une largeur à mi-hauteur comparable à la largeur à mi-hauteur du signal analysé et que deux sources ont des spectres lorentziens, le signal hétérodyne sera aussi une lorentzienne, ayant la largeur à mi-hauteur égale à la somme des deux largeurs à mi-hauteur des sources :

$$S_i(f) \sim \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu/2} \right)^2} \quad (3.2.11)$$

La résolution d'une mesure spectrale par la technique hétérodyne est influencée par plusieurs facteurs. Le spectre mesuré étant une convolution de deux spectres, la résolution de la mesure sera limitée par la largeur spectrale à mi-hauteur (*FWHM*) de l'oscillateur local. Si l'oscillateur local est un laser accordable à cavité externe, sa FWHM sera environ 100 kHz. En pratique la FWHM effective d'un tel laser, non asservi,

est beaucoup plus large, à cause de l'instabilité de la fréquence ou du bruit de fréquence de type $1/f$. Les variations de la fréquence d'émission d'un laser DFB sont causées par des variations de la température d'opération ou du courant d'injection.

Les variations de la longueur d'onde d'émission en fonction de la température sont de l'ordre de $-0.1 \text{ nm} / ^\circ\text{C}$. À l'aide de circuits de contrôle de la température à éléments thermoélectriques Peltier, les variations de température peuvent être limitées à $\pm 0.01 ^\circ\text{C}$, ce qui induit une instabilité de la fréquence de $\pm 100 \text{ MHz}$.

En fonction du courant d'injection, le déplacement de la fréquence d'émission est d'environ -1 GHz/mA . L'instabilité du courant d'injection affecte aussi la FWHM. Pour que la largeur à mi-hauteur d'un laser soit stable, le bruit du courant d'injection doit être limité. Par exemple, un laser ayant une largeur à mi-hauteur de l'ordre des centaines de kHz nécessite un bruit de courant en dessous de 100 nA .

Si la fréquence d'émission n'est pas stable, l'équation (3.2.11) s'écrit :

$$S_i(f) \sim \frac{1}{1 + \left[\frac{\nu - \nu_0 + \delta\nu(t)}{\Delta\nu/2} \right]^2} \quad (3.2.12)$$

où $\delta\nu(t)$ décrit l'instabilité de la fréquence.

Quand la différence $\nu - \nu_0$ est petite, de l'ordre de $\delta\nu(t)$, les variations de $\delta\nu(t)$ causent des changements significatifs de l'amplitude de $S_i(f)$ et, en conséquence, de la largeur spectrale à mi-hauteur. Si on se situe plus loin du pic, $\nu - \nu_0$ augmente et l'amplitude de $S_i(f)$ dépendra plus fortement de $\nu - \nu_0$ que de $\delta\nu$. Ce raisonnement montre que, en mesurant la largeur spectrale à des valeurs d'amplitude du signal plus basses que -3 dB ,

l'influence de l'instabilité de la fréquence sera affaiblie. Pour des courbes lorentziennes, le tableau suivant donne la correspondance entre les largeurs mesurées à différents niveaux d'atténuation et la largeur à mi-hauteur.

Niveau d'atténuation	Largeur spectrale
-3 dB	$\Delta\nu$
-10 dB	$\sqrt{9} \Delta\nu$
-20 dB	$\sqrt{99} \Delta\nu$
-30 dB	$\sqrt{999} \Delta\nu$

Tableau 1 : Largeur spectrale en fonction de l'atténuation de l'amplitude (signal hétérodyne)

Un autre facteur qui peut affecter la résolution de la mesure spectrale est la résolution de l'analyseur de spectres électriques. La résolution de l'analyseur ne doit pas être inférieure à la résolution limitée par la FWHM de l'oscillateur local.

3.2.2 Technique self-hétérodyne

La technique self-hétérodyne est une autre façon de mesurer des largeurs de raie. Cette méthode, basée sur le mélange du signal avec lui-même à l'aide d'un interféromètre, ne demande pas l'utilisation d'un oscillateur local. Le signal analysé est envoyé dans un modulateur acousto-optique (MAO) qui sépare le faisceau en deux et introduit un écart de fréquence entre les deux faisceaux. Le schéma d'un modulateur acousto-optique est présenté à la figure 3.4. L'effet acousto-optique a lieu quand la lumière traverse un milieu transparent où se propagent aussi des ondes acoustiques. Les ondes acoustiques générées par le transducteur piézoélectrique induisent des modifications périodiques de l'indice de

réfraction du milieu transparent, ce qui produit un réseau de diffraction. Suite à la diffraction par le réseau formé par les ondes acoustiques, la déviation du faisceau sera :

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda}{2\Lambda} \quad (3.2.13)$$

où $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ est l'ordre de diffraction.

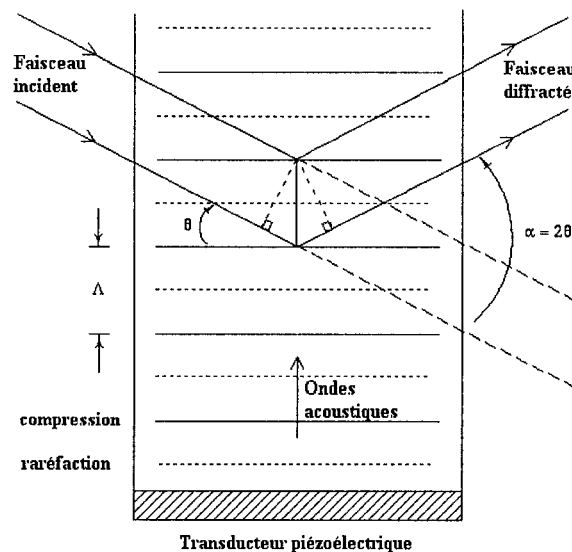


Figure 3.4 : Principe de fonctionnement d'un modulateur acousto-optique

En plus de la déviation du faisceau, la fréquence optique des faisceaux diffractés sera décalée par effet Doppler, puisque le réseau de diffraction est en mouvement par rapport au système du laboratoire. Si la fréquence optique du faisceau incident est ν_0 et la fréquence des ondes acoustiques est $\delta\nu$, la fréquence optique du faisceau diffracté de premier ordre sera $\nu_0 + \delta\nu$ si le déplacement des plans de diffraction se fait vers le faisceau incident (fig. 3.4). Si la direction de déplacement des ondes acoustiques avait eu une composante dans le sens de propagation du faisceau incident, la fréquence optique du faisceau diffracté aurait été $\nu_0 - \delta\nu$. Après avoir subi le changement de fréquence, une

partie du signal est retardée par rapport au signal initial. Les signaux sont retardés l'un par rapport à l'autre pour qu'ils soient décorrélés. Les deux signaux sont ensuite recombinaés à l'aide d'un coupleur (fig. 3.5).

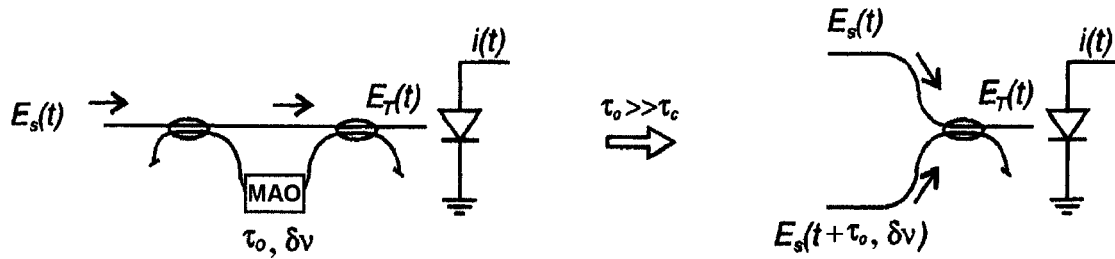


Figure 3.5 : Technique self-hétérodyne [2]

La longueur de la ligne à délai doit être beaucoup plus grande que la longueur de cohérence du laser pour que les signaux soient décorrélés. Le retard entre les deux signaux influence aussi la résolution de la mesure spectrale.

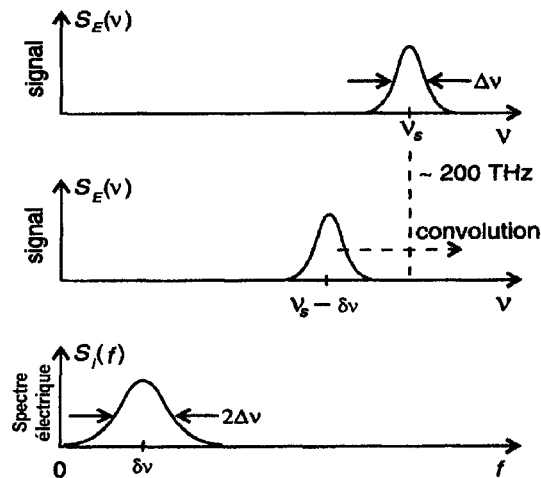


Figure 3.6 : Spectre du signal self-hétérodyne [2]

Après la recombinaison des deux signaux décorrélés on obtiendra un signal de battement centré autour de la valeur de l'écart de fréquence introduit par le *MAO* (fig. 3.6).

Le spectre de puissance du photocourant généré par la méthode self-hétérodyne contient deux termes, de détection directe et le terme de mélange self-hétérodyne, comme dans le cas de la technique hétérodyne [24] :

$$S_i(f) \approx \Re^2 \left\{ S_d(f) + 2 \left[S_s(\nu - \delta\nu) \otimes S_s(-\nu) \right] \right\} \quad (3.2.14)$$

La principale différence entre les méthodes hétérodyne et self-hétérodyne est le fait que le terme de mélange self-hétérodyne est toujours symétrique, étant une convolution d'un spectre avec une version retardée de lui-même. La méthode self-hétérodyne ne met pas en évidence les éventuelles asymétries du spectre de la source analysée (fig.3.7).

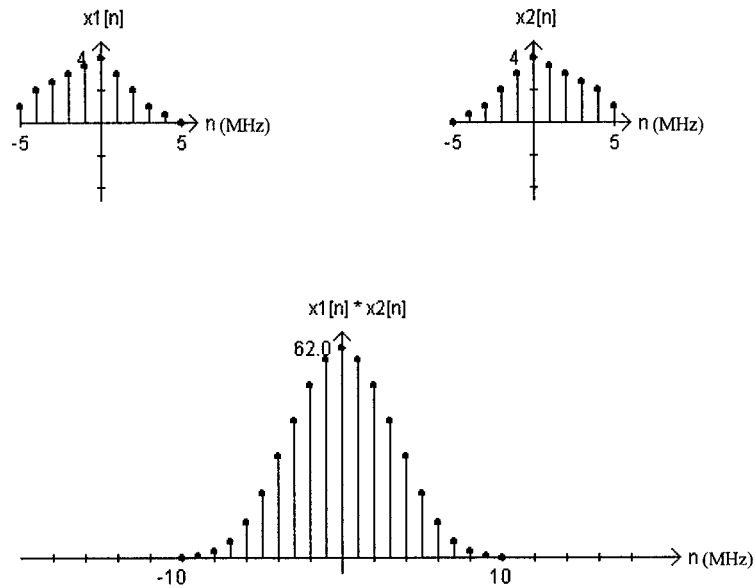


Figure 3.7 : Signal de battement généré par la méthode self-hétérodyne

L'écart de fréquence $\delta\nu$ doit être choisi supérieur à la largeur à mi-hauteur du laser analysé, $\Delta\nu$, pour que le spectre du signal de battement ne soit pas coupé à zéro. Si le

spectre du laser, de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$, est lorentzien, le signal de battement sera lorentzien aussi, avec la largeur à mi-hauteur égale à $2 \Delta\nu$. Pour un spectre gaussien le spectre de battement est gaussien aussi, ayant la largeur à mi-hauteur égale à $\sqrt{2} \Delta\nu$. Le tableau 2 montre la correspondance entre les largeurs spectrales mesurées à différents niveaux d'atténuation et la largeur à mi-hauteur pour le cas des spectres lorentzien et gaussien.

Niveau d'atténuation	Largeur spectrale (lorentzienne)	Largeur spectrale (gaussienne)
-3 dB	$2\Delta\nu$	$\sqrt{2} \Delta\nu$
-10 dB	$2\sqrt{9} \Delta\nu$	$\sqrt{2}\sqrt{9} \Delta\nu$
-20 dB	$2\sqrt{99} \Delta\nu$	$\sqrt{2}\sqrt{99} \Delta\nu$
-30 dB	$2\sqrt{999} \Delta\nu$	$\sqrt{2}\sqrt{999} \Delta\nu$

Tableau 2 : Largeur spectrale en fonction de l'atténuation de l'amplitude (signal self-hétérodyne)

3.2.3 Technique homodyne

Le principe de la technique homodyne est le même que celui de la technique self-hétérodyne, soit le mélange d'un champ optique avec une version retardée de lui-même. La différence entre les deux techniques est le fait que dans la technique homodyne on n'introduit pas un écart de fréquence entre les deux champs, le terme de battement se retrouvant dans ce cas centré à zéro. Les deux méthodes, self-hétérodyne et homodyne,

utilisent une ligne à délai de fibre optique pour décorréler les deux champs avant de les mélanger. La longueur de la ligne à délai influence la valeur de la largeur de raie mesurée si le laser analysé présente de l'instabilité de fréquence. Des mesures faites avec des lignes à délai plus longues conduiront à des valeurs plus grandes de largeur de raie [25]. Si on prend les mesures de largeur de raie à des niveaux plus bas que -3 dB, l'effet de l'instabilité de la fréquence sera réduit, de la même manière que dans le cas de la technique self-hétérodyne. La correspondance entre les largeurs de raie du spectre homodyne à des différents niveaux d'atténuation et la largeur de raie du signal analysé est donnée dans le tableau 2. La différence entre les deux techniques, homodyne et self-hétérodyne, réside seulement dans l'écart de fréquence introduit entre les deux signaux avant de les mélanger dans le cas de la technique self-hétérodyne. Plusieurs circuits optiques utilisés dans la technique homodyne sont présentés à la figure 3.8 [2]. La durée du retard nécessaire pour la décorrélation des deux signaux est de :

$$\tau \geq \frac{1}{\Delta \nu} \quad (3.2.15)$$

où $\Delta \nu$ est la largeur de raie du signal analysé. Pour une plus haute résolution sur la mesure, le retard doit satisfaire la relation :

$$\tau \geq \frac{1}{\Delta \nu_r}; \tau \gg \frac{1}{\Delta \nu} \quad (3.2.16)$$

où $\Delta \nu_r$ est la résolution désirée.

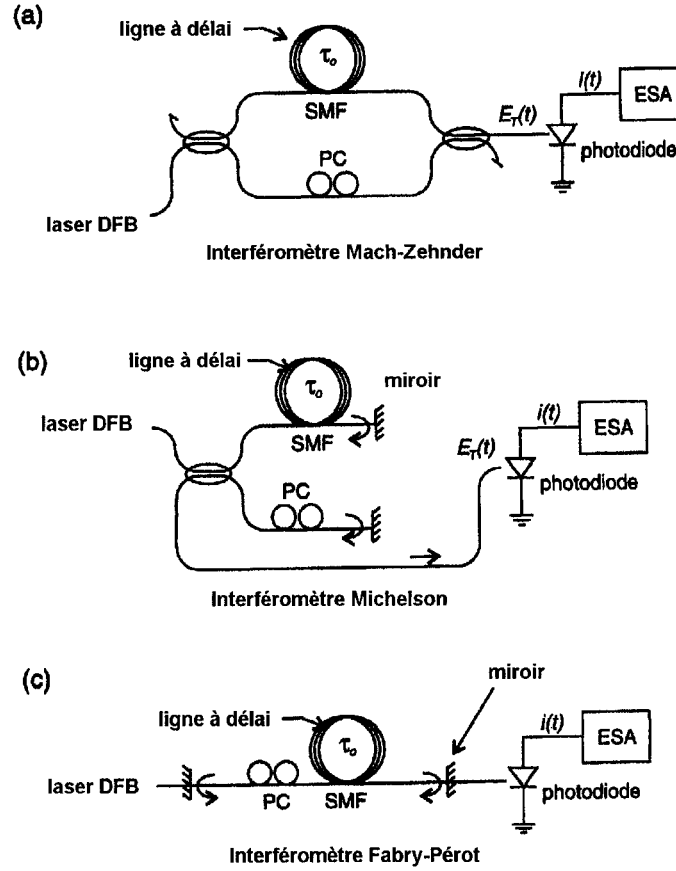


Figure 3.8 : Configurations utilisées dans la technique homodyne.
 SMF – fibre unimodale, ESA – analyseur de spectres électriques (Electric Spectrum Analyser),
 PC – contrôleur de polarisation (Polarisation Controller) [2]

La longueur de la ligne à délai est choisie en fonction de la résolution qu'on veut obtenir, mais il faut tenir compte aussi de la stabilité de la fréquence d'émission de la source. La résolution de la mesure est meilleure pour des lignes à délai plus longues mais les lignes à délai longues génèrent des signaux de mélange plus larges si la source a du bruit de fréquence. Le spectre de puissance du photocourant dans le cas de la technique homodyne est donné par :

$$S_i(f) \approx \Re^2 \left\{ S_d(f) + 2[S_s(\nu) \otimes S_s(-\nu)] \right\} \quad (3.2.17)$$

Le spectre du signal homodyne sera toujours symétrique, étant une convolution d'un signal avec une version retardée de lui même (fig. 3.7). La technique homodyne fait le transfert de l'information spectrale optique dans le domaine des fréquences électriques :

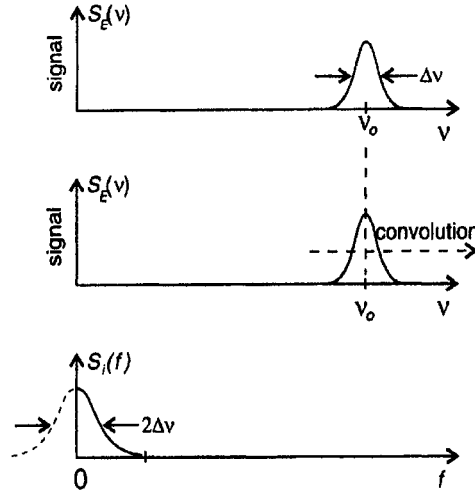


Figure 3.9 : Spectre du signal homodyne [2]

Le signal homodyne est centré à 0 Hz. La largeur de raie mesurée à -3 dB, dans le domaine des fréquences positives, sera la largeur à mi-hauteur de la source analysée (fig. 3.9). La largeur de raie mesurée est influencée par la longueur de la ligne à délai. Dans ce qui suit on verra la relation entre le spectre de puissance du photocourant et le retard introduit entre les deux signaux.

Le champ électrique total arrivant au photodétecteur est :

$$E_T(t) = \sqrt{P_1(t)}e^{j(2\pi\nu_0 t + \phi(t))} + \sqrt{P_2(t)}e^{j(2\pi\nu_0(t+\tau) + \phi(t+\tau))} \quad (3.2.18)$$

Le bruit de phase du laser est décrit par $\phi(t)$. Ce bruit génère de l'instabilité sur la phase, $\phi(t) - \phi(t+\tau)$, qu'on suppose avoir une probabilité de distribution gaussienne centrée. Par le

théorème de Wiener-Khintchine, le spectre de puissance du photocourant est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du photocourant, définie par :

$$R_i(\tau_a) = \Re q G_E^{(1)}(0) \delta(\tau_a) + \Re^2 G_E^{(2)}(\tau_a) \quad (3.2.19)$$

où $G_E^{(1)}(0)$ et $G_E^{(2)}(\tau_a)$ sont les fonctions d'autocorrélation du champ optique, de premier et de deuxième ordre, respectivement. $G_E^{(1)}(0)$ et $G_E^{(2)}(\tau_a)$ sont définies par :

$$G_E^{(1)}(0) = \langle E_T(t) E_T^*(t) \rangle \quad (3.2.20)$$

$$G_E^{(2)}(\tau_a) = \langle E_T(t) E_T^*(t) E_T(t + \tau_a) E_T^*(t + \tau_a) \rangle \quad (3.2.21)$$

où τ_a est la variable d'autocorrélation, et $E_T(t)$ est donné par (3.2.18).

Le spectre de puissance du photocourant est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation donnée par (3.2.19) :

$$S_i(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_i(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (3.2.22)$$

Le spectre de puissance donné par (3.2.22) est valable quel que soit le degré de corrélation entre les signaux. Les polarisations des signaux combinés doivent être alignées pour que l'interférence soit maximale. Le spectre de puissance du photocourant détecté, $S_i(f)$, est la somme de trois termes :

$$S_i(f) = S_d(f) + S_g(f) + S_m(f) \quad (3.2.23)$$

où $S_d(f)$ est le terme de détection directe, $S_g(f)$ est le bruit de grenaille et $S_m(f)$ est le terme de mélange contenant l'information spectrale.

$$S_d(f) = \delta(f) \Re^2 \left[P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(2\pi\nu\tau) e^{-\pi\Delta\nu\tau} \right]^2 \quad (3.2.24)$$

$$S_g(f) = 2q\Re \left[P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(2\pi\nu\tau) e^{-\pi\Delta\nu\tau} \right] \quad (3.2.25)$$

$$S_m(f) = \frac{8 \Re^2 P_1 P_2 \pi^{-1} \Delta\nu^{-1} e^{-2\pi\Delta\nu\tau}}{1 + \left(\frac{f}{\Delta\nu} \right)^2} \left\{ \cosh(2\pi\Delta\nu\tau) - \cos(2\pi f\tau) + \right. \\ \left. + \cos^2(2\pi\Delta\nu\tau) \left[\cos(2\pi f\tau) - \frac{\Delta\nu \sin(2\pi f\tau)}{f} - e^{-2\pi\Delta\nu\tau} \right] \right\} \quad (3.2.26)$$

où :

$\delta(f)$ - fonction δ de Dirac, $\delta(f=0)=1$, $\delta(f \neq 0)=0$

$\Re$ - responsivité du photodétecteur

P_1 - puissance optique fournie par la branche 1 de l'interféromètre

P_2 - puissance optique fournie par la branche 2 de l'interféromètre

$\Delta\nu$ - largeur à mi-hauteur de la source

ν - fréquence optique moyenne de la source

τ - retard introduit par l'interféromètre

f - fréquence indiquée par l'affichage de l'analyseur de spectres électriques

S'il n'y a pas de retard entre les deux signaux, en remplaçant $\tau=0$ dans (3.2.26), on

obtient :

$$S_m(f) = \frac{8 \Re^2 P_1 P_2 \pi^{-1} \Delta\nu^{-1} e^0}{1 + \left(\frac{f}{\Delta\nu} \right)^2} \left\{ \cosh(0) - \cos(0) + \cos^2(0) \left[\cos(0) - \frac{\Delta\nu \sin(0)}{f} - e^0 \right] \right\}$$

et donc :

$$S_m(f) = \frac{8 \Re^2 P_1 P_2 \pi^{-1} \Delta \nu^{-1} e^0}{1 + \left(\frac{f}{\Delta \nu}\right)^2} [1 - 1 + 1(1 - 1)] \Rightarrow S_m(f) = 0 \quad (3.2.27)$$

On constate que le terme de mélange $S_m(f)$ est nul s'il n'y a pas de retard entre les signaux qui interfèrent.

Si l'interféromètre introduit un retard $\tau \neq 0$, en représentant $S_m(f)$ pour des différentes valeurs de $\Delta \nu \tau$, on voit que la forme du spectre homodyne varie en fonction du degré de corrélation des deux signaux qui interfèrent.

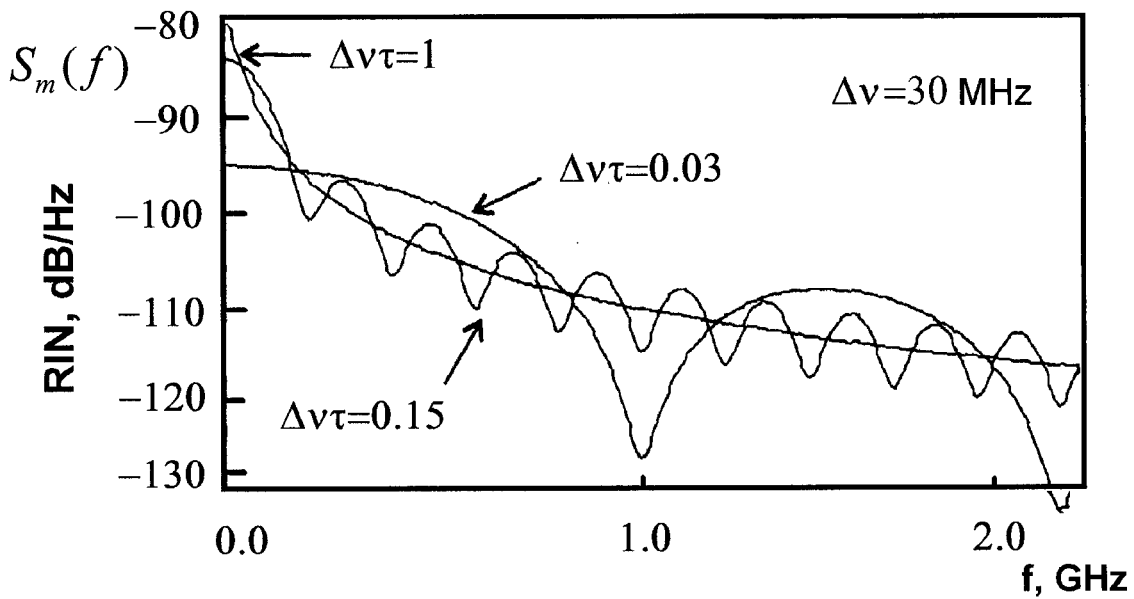


Figure 3.10 : Signal homodyne pour différentes valeurs du produit $\Delta \nu \tau$, RIN – intensité relative du bruit (relative intensity noise), [2]

Dans la figure 3.10, quand $\Delta \nu \tau = 1$, les signaux qui interfèrent sont décorrélés et le spectre homodyne a la forme lorentzienne du spectre du laser, avec une largeur à mi-hauteur deux fois plus grande. Si $\Delta \nu \tau < 1$ les effets de la différence de phase entre les

signaux qui interfèrent se manifestent et le spectre présente des ondulations. On remarque aussi le fait que le premier minimum des spectres avec des ondulations s'obtient à la fréquence $1/\tau$. Pour le spectre correspondant à $\Delta\nu\tau = 0.03$, en remplaçant $\Delta\nu = 30$ MHz, on obtient $1/\tau = 1$ GHz. Dans le cas de la courbe correspondant à $\Delta\nu\tau = 0.15$ on obtient, pour $\Delta\nu = 30$ MHz, $1/\tau = 200$ MHz.

En terme de résolution, quand $\Delta\nu\tau < 1$, la résolution de la mesure est limitée par le retard introduit par l'interféromètre. Si on obtient des spectres dans le régime de cohérence partielle ($\Delta\nu\tau < 1$), en utilisant l'équation (3.2.26) et avec $\Delta\nu$ comme paramètre d'ajustement, on pourrait estimer la valeur de la largeur spectrale à mi-hauteur.

Pour le régime de cohérence partielle ($\Delta\nu\tau < 1$), à partir de l'équation (3.2.26), on peut

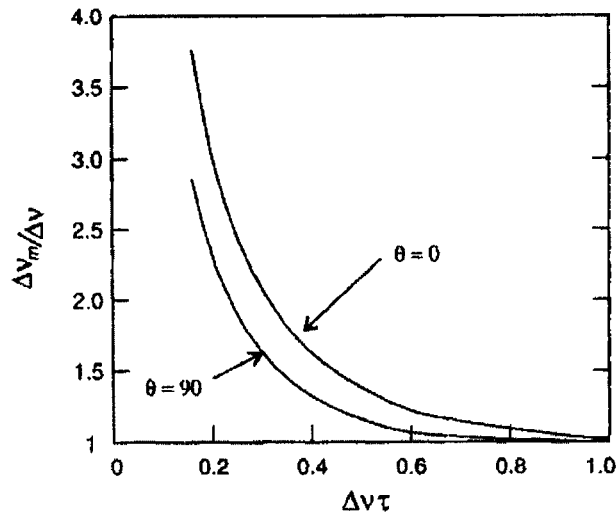


Figure 3.11 : Erreur sur la mesure de largeur de raie pour le régime de cohérence partielle [2]

estimer la valeur de la largeur à mi-hauteur mesurée, $\Delta\nu_m$, en fonction de la largeur à mi-hauteur réelle, $\Delta\nu$, pour des différents degrés de cohérence (fig. 3.11) [2]. Dans la figure 3.11, $\theta = 2\pi\nu_0\tau$ est la différence de phase moyenne entre les deux signaux, où ν_0 est la

fréquence moyenne du signal analysé. Ce type d'approximation peut être utile dans le cas des mesures de largeurs de raie très étroites si on ne peut pas utiliser la longueur nécessaire de la ligne à délai pour l'obtention du régime incohérent.

La figure 3.12 spécifie la longueur de la ligne à délai de l'interféromètre par rapport à la largeur à mi-hauteur de la source, en fonction du degré de cohérence désiré [2].

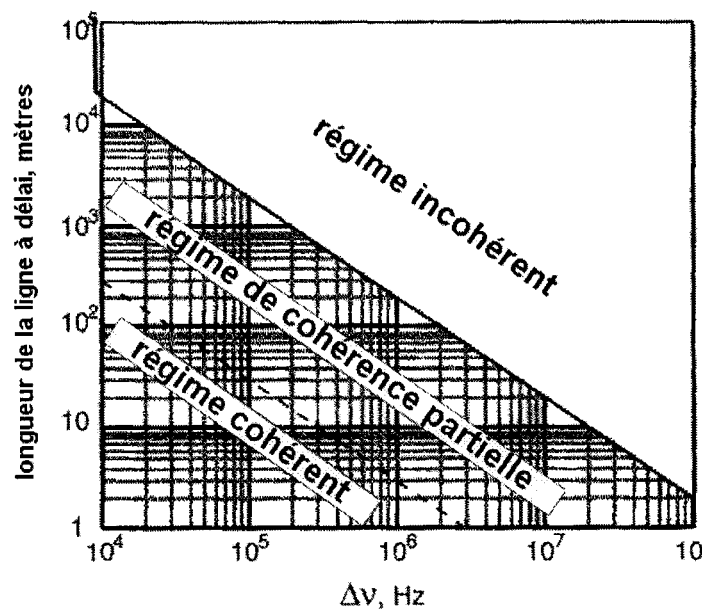


Figure 3.12 : Longueur de la ligne à délai en fonction de la largeur de raie.
 Régime cohérent : $0 < \Delta\nu\tau < 0.015$, régime de cohérence partielle : $0.015 < \Delta\nu\tau < 1$,
 régime incohérent : $\Delta\nu\tau > 1$ [2]

3.3 Comparaison des techniques

Les techniques de mesure spectrale de haute résolution qui ont été présentées sont basées sur l'interférence des champs optiques. La technique hétérodyne est la seule qui permet la caractérisation des éventuelles asymétries d'un spectre laser. Les techniques self-hétérodyne et homodyne ont l'avantage de l'autocontrôle de la longueur d'onde. Dans les deux cas le signal analysé est mélangé avec une partie retardée de lui-même et les

variations de la longueur d'onde du signal sont corrélées dans les deux branches de l'interféromètre. Dans le cas de la technique hétérodyne l'oscillateur local et le laser analysé doivent être stabilisés en longueur d'onde. Les méthodes homodyne et self-hétérodyne, par l'autocontrôle de la longueur d'onde, sont indiquées pour des mesures où on varie le courant d'injection ou la température d'opération.

Pour faciliter le choix de la méthode de mesure, une évaluation des avantages et désavantages des techniques sera présentée ici.

a) Technique hétérodyne

Avantages

- la plus sensible
- mesure des largeurs de raie très étroites (limitées par la largeur de raie de l'oscillateur local)
- met en évidence les asymétries des spectres mesurés
- caractérise l'instabilité de fréquence de la source analysée

Désavantages

- demande une source laser très stable en fréquence et très étroite par rapport au laser analysé
- nécessite un analyseur de spectres optiques pour l'accord en longueur d'onde de l'oscillateur local avec la longueur d'onde du signal analysé

- le laser analysé doit être contrôlé en longueur d'onde à cause des variations produites par des changements de température, courant d'injection ou rétroaction optique

b) Technique self-hétérodyne / homodyne

Avantages

- montage expérimental plus simple et moins coûteux (ne demande pas un oscillateur local, l'analyseur de spectres optiques n'est pas nécessaire)
- moins sensible aux variations de la longueur d'onde
- mesure des largeurs de raie très étroites

Désavantages

- le signal self-hétérodyne/homodyne est toujours symétrique, indépendamment de la forme du signal original
- largeur de raie sur-estimée pour les sources présentant du bruit de fréquence (corrigeable en réduisant la longueur de la ligne à délai)
- self-hétérodyne : le maximum de la largeur de raie mesurable est limité par l'écart de fréquence introduit par le modulateur acousto-optique

4 Mesures expérimentales de largeur de raie

4.1 Objectif et méthodes

Le but des mesures de largeur de raie qui seront présentés dans ce chapitre est de mettre en évidence expérimentalement l'élargissement de la raie d'un laser DFB couplé à un amplificateur optique à semi-conducteurs, suite à une étude réalisée au Laboratoire d'Optoélectronique. Le support théorique d'un tel élargissement a été exposé dans le premier chapitre, « Amplificateurs optiques à semi-conducteurs ».

L'objectif est de comparer la largeur de raie d'un laser DFB avec la largeur de raie du même laser, dans les mêmes conditions d'opération (même courant d'injection et température d'opération), après le passage par un amplificateur optique à semi-conducteurs.

Les configurations utilisées, hétérodyne et homodyne, et les résultats obtenus seront présentés et analysés .

4.2 Montages expérimentaux

Deux types de mesures de largeur de raie, hétérodyne et homodyne, ont été expérimentés. On a fait une évaluation préliminaire des techniques disponibles pour retenir à la fin la méthode homodyne qui offrait une résolution adéquate et une mise en œuvre moins compliquée. À la figure 4.1 on présente le schéma du montage pour les mesures hétérodynes de largeur de raie. Dans le cas du montage hétérodyne on mélange les émissions de deux lasers, 1 et 2, à l'aide d'un coupleur en Y. Les deux lasers sont

asservis en température et en courant. Ils émettent à des longueurs d'onde proches, mais pas identiques. Suite au mélange des deux signaux laser il y aura un signal de battement qu'on pourra détecter à l'aide d'un analyseur de spectres électriques si la différence entre les deux fréquences optiques est dans son domaine de mesure.

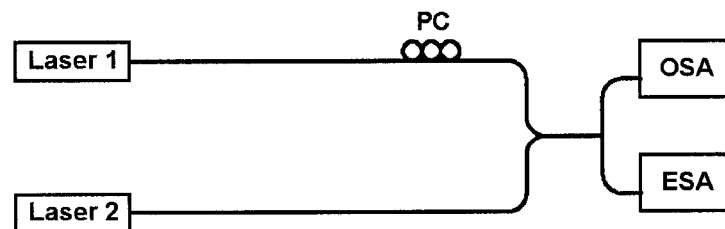


Figure 4.1 : Mesures de largeur de raie. Schéma hétérodyne

Le rapprochement entre les longueurs d'onde sera fait en variant la température d'opération ou, d'une façon plus fine, en variant le courant d'injection. Pour maximiser le signal hétérodyne, les polarisations des deux lasers seront alignées à l'aide d'un contrôleur de polarisation (PC). L'analyseur de spectres optiques (OSA) sert à la visualisation de l'accordement en longueur d'onde des lasers, nécessaire à l'obtention du signal hétérodyne dans la bande de fréquences de l'analyseur de spectres électriques.

La figure 4.2 présente le schéma pour les mesures homodynes :

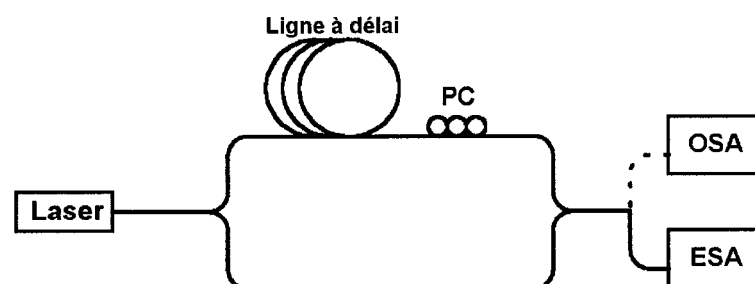


Figure 4.2 : Mesures de largeur de raie. Schéma homodyne

Dans la configuration homodyne l'émission laser est divisée en deux parties, à l'aide d'un coupleur en Y. Un des signaux ainsi obtenus est ensuite retardé par rapport à l'autre en passant par une ligne à délai. La ligne à délai doit être plus longue que la longueur de cohérence du laser. Le mélange des deux signaux décorrélés aura comme résultat le signal homodyne qui contient l'information spectrale du laser utilisé comme source. Pour maximiser le signal de battement on utilise un contrôleur de polarisation (PC), comme dans le cas de la technique hétérodyne.

Dans le cas du schéma hétérodyne un des lasers est stabilisé avec des contrôleurs de température (TEC2000 - Thorlabs) et de courant (LDC500 - Thorlabs). L'autre laser est asservi avec un circuit piloté par un programme LabView. Les spécifications des contrôleurs de Thorlabs ainsi que l'interface du programme LabView sont données dans les annexes 1 et 2. Les lasers utilisés émettent autour de 1550 nm et le type de fibre optique utilisé pour la ligne à délai dans le schéma homodyne est SMF-28. L'atténuation optique dans ce type de fibre est donnée dans l'annexe 3. La fibre optique constituant la ligne à délai est enroulée sur une bobine ayant un diamètre de 16 cm.

Après avoir fait des mesures de largeur de raie d'un laser avec une des méthodes présentées ci-haut, l'étape suivante sera de mesurer la largeur de la raie du même laser, après son passage par un amplificateur optique à semi-conducteurs, en permettant le couplage de l'émission spontanée de l'AOS dans la cavité laser. Ces mesures seront faites dans les configurations suivantes :

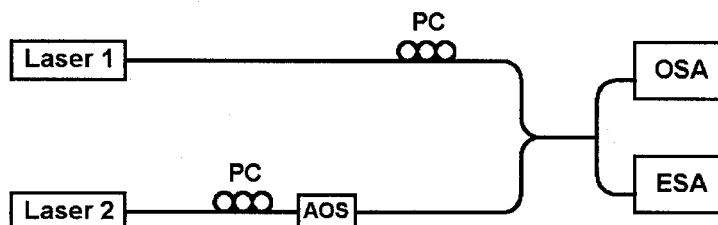


Figure 4.3 : Mesures de largeur de raie du laser amplifié. Schéma hétérodyne

Pour le schéma homodyne le montage suivant sera utilisé :

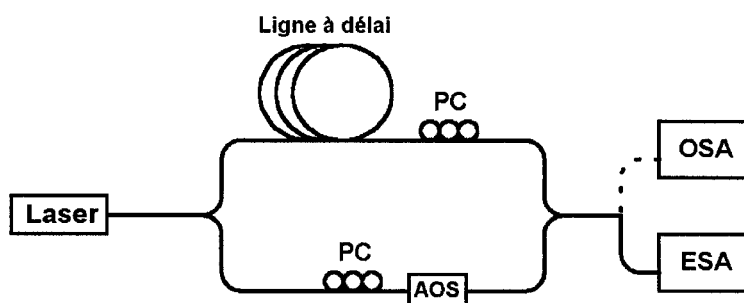


Figure 4.4 : Mesures de largeur de raie du laser amplifié. Schéma homodyne

La ligne à délai utilisée dans le montage présenté dans la figure 4.4 est celle qu'on a utilisée dans le montage de la figure 4.2. Dans les deux cas (figures 4.3 et 4.4), un contrôleur de polarisation (PC) est introduit dans le circuit optique avant l'AOS, à cause de la sensibilité à la polarisation de l'amplificateur utilisé. Les sources utilisés dans le montage hétérodyne sont des puces laser (fig. 4.5) installées au-dessus des éléments Peltier.

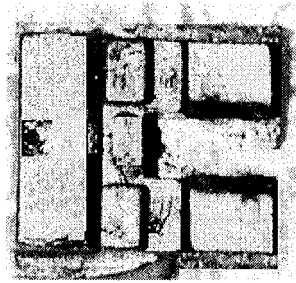
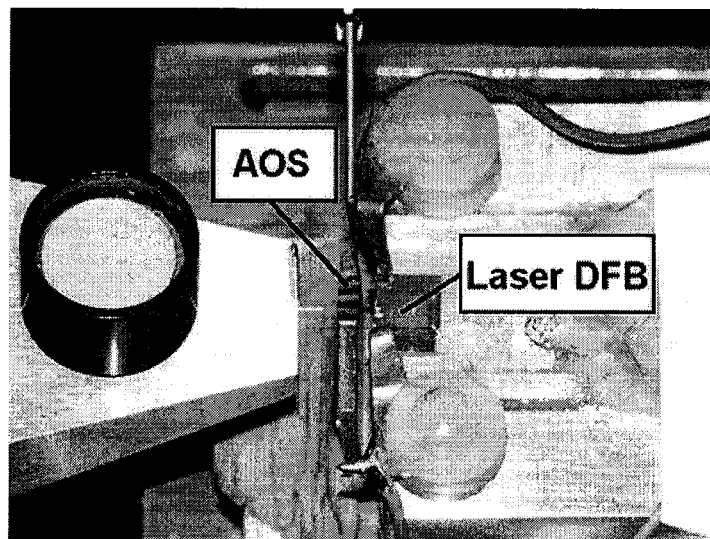


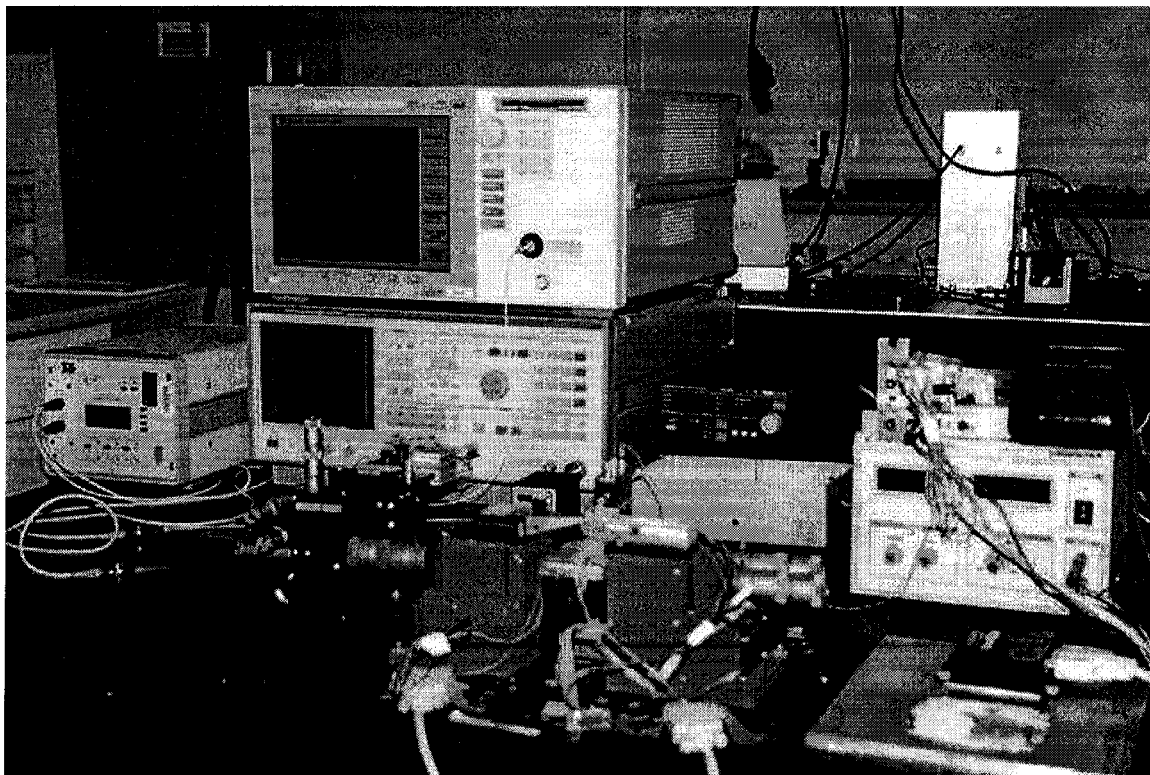
Figure 4.5 : Puce laser

Le couplage de l'émission laser dans la fibre optique (cas du montage hétérodyne) ou dans l'AOS (les deux cas, hétérodyne et homodyne) a été fait par contact direct, sans lentille, avec des dispositifs d'alignement. Dans le montage hétérodyne, lors du couplage de l'émission laser dans l'AOS on a expérimenté une technique de couplage direct, présentée dans l'image suivante, en rapprochant le laser de l'amplificateur optique à semi-conducteurs. L'absence du contrôle de la polarisation entre le laser et l'AOS dans ce cas nous a orienté, quand-même, vers un couplage par fibre optique entre les deux dispositifs.



Couplage de l'émission laser dans l'AOS – montage hétérodyne

La température d'opération des lasers est observée à l'aide de thermistances installées dans la proximité de la zone émettrice. Le tout est placé sur un support en aluminium agissant comme de radiateur de chaleur. Dans le cas des montages homodynes on a utilisé un laser DFB commercial assemblé. L'amplificateur optique à semi-conducteurs est monté sur un support en aluminium incorporant une mince strate de kapton, pour l'isolation électrique de l'AOS par rapport au dispositif d'alignement. Le kapton est un matériau antistatique, isolant électrique, mais très bon conducteur thermique. Les supports des lasers, ainsi que le support de l'AOS sont montrés à l'annexe 4. Une vue d'ensemble du montage expérimental est présentée à la figure suivante :



Vue d'ensemble du montage experimental

Dans les montages expérimentaux qu'on a présenté quelques problèmes ont dû être résolus pour pouvoir générer et ensuite enregistrer le signal de battement.

Ces problèmes étaient:

- Le contrôle de la polarisation
- Le choix du photodétecteur
- L'acquisition des données.

Contrôle de la polarisation

Pour le contrôle de la polarisation on a essayé plusieurs méthodes. L'état de polarisation de la lumière peut être modifié avec des systèmes optiques à éléments biréfringents (fig. 4.6).

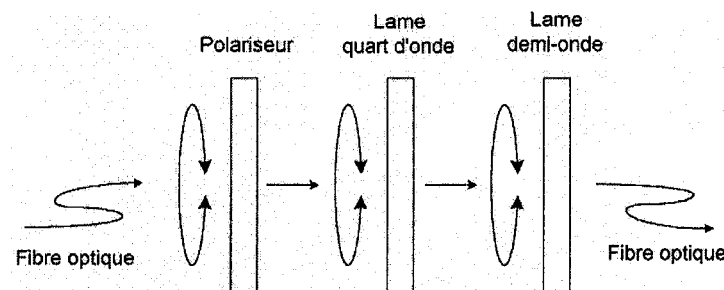


Figure 4.6 : Contrôle de la polarisation. Contrôleur de polarisation à lames biréfringentes.

Le dispositif présenté à la figure 4.6 est bidirectionnel. Si on envoie la lumière dans le dispositif du côté du polariseur, seulement la composante de polarisation parallèle à l'axe de transmission du polariseur entrera dans le contrôleur. Si la lame quart d'onde a un des axes, rapide ou lent, parallèle à l'axe du polariseur, l'état de polarisation à la sortie de la lame quart d'onde sera toujours linéaire. La relation (4.2.1) montre le calcul de Jones

pour le cas de deux orientations de la polarisation, horizontale et verticale, respectivement, lors du passage par une lame quart d'onde à l'axe optique vertical.

$$e^{j\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & j \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = e^{j\frac{\pi}{4}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}; \quad e^{j\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & j \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = e^{j\frac{3\pi}{4}} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (4.2.1)$$

Dans le cas d'un angle de 45 ° entre un des axes de la lame quart d'onde et l'axe de transmission du polariseur, la polarisation émergente sera circulaire (4.2.2).

$$\frac{e^{j\frac{\pi}{4}}}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{e^{j\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} \quad (4.2.2)$$

Si la lame quart d'onde a une orientation quelconque par rapport à l'axe du polariseur, l'état de polarisation à la sortie de la lame sera elliptique. La lame demi-onde offre un contrôle supplémentaire sur la polarisation. Si les axes de la lame demi-onde sont parallèles aux axes de la lame quart d'onde et que l'état de polarisation à la sortie de la lame quart d'onde est linéaire (axe de transmission du polariseur parallèle à un des axes de la lame quart d'onde), la polarisation sera linéaire à la sortie de la lame demi-onde (4.2.3).

$$e^{j\frac{\pi}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}; \quad e^{j\frac{\pi}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = e^{j\frac{3\pi}{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.2.3)$$

Considérons la même orientation des lames, avec la polarisation linéaire à la sortie du dispositif. Si on fait tourner les axes de la lame demi-onde d'un angle θ par rapport aux axes de la lame quart d'onde, la polarisation à la sortie du dispositif sera linéaire, tourné d'un angle 2θ par rapport à l'axe de transmission du polariseur (4.2.4).

$$e^{j\frac{\pi}{2}} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{bmatrix} \quad (4.2.4)$$

Si à la sortie de la lame quart d'onde la polarisation est elliptique, droite ou gauche, et que les axes de l'ellipse sont parallèles aux axes de la lame demi-onde, à la sortie du dispositif la polarisation sera elliptique, gauche ou droite, respectivement (4.2.5).

$$\frac{e^{j\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{5}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 2j \end{bmatrix} = \frac{e^{j\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{5}} \begin{bmatrix} 1 \\ -2j \end{bmatrix} \quad (4.2.5)$$

Si la lame demi-onde est orientée d'un angle θ par rapport aux axes de la lame quart d'onde et que la polarisation est elliptique à la sortie de la lame quart d'onde, en plus du changement du sens de la polarisation on aura un changement d'orientation de l'ellipse de polarisation qui aura ses axes tournés d'un angle 2θ par rapport à l'orientation qu'elle avait à la sortie de la lame quart d'onde. Un contrôleur de polarisation qui utilise le principe décrit ci-haut, le PR-200 de JDS Uniphase, se trouve dans le Laboratoire d'Optoélectronique et on l'a utilisé pour le contrôle de la polarisation dans les montages expérimentaux.

Si le signal se propage par fibre optique, une autre manière de contrôle de la polarisation, serait d'utiliser des dispositifs qui déforment mécaniquement le milieu de propagation de l'onde en introduisant de la biréfringence (figures 4.7, 4.8)

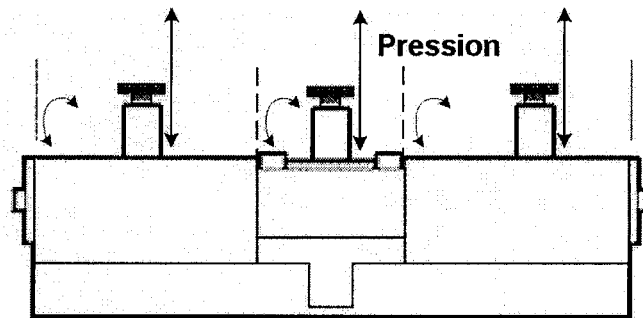


Figure 4.7 : Contrôleur de polarisation Pola-Rite™

Le contrôleur présenté à la figure 4.7 est constitué de trois parallélépipèdes en métal qu'on peut tourner l'un par rapport à l'autre, prévus avec des vis qui sont en contact avec la fibre optique qui passe à travers le dispositif. En serrant ou en desserrant les vis on varie la déformation mécanique appliquée sur la fibre optique. La déformation mécanique de la fibre optique induit une différence d'indice de réfraction entre l'axe d'application de la pression mécanique et l'axe perpendiculaire. On crée de cette façon un élément biréfringent intégré dans la fibre optique. En appliquant une certaine pression on peut créer des lames demi-onde ou des lames quart d'onde. En modifiant l'orientation de ces lames on peut modifier l'état de polarisation de la lumière qui se propage par la fibre optique.

Un autre type de contrôleur de polarisation est montré à la figure 4.8. Ce dispositif utilise le même principe de génération de biréfringence contrôlée suite à une déformation mécanique.

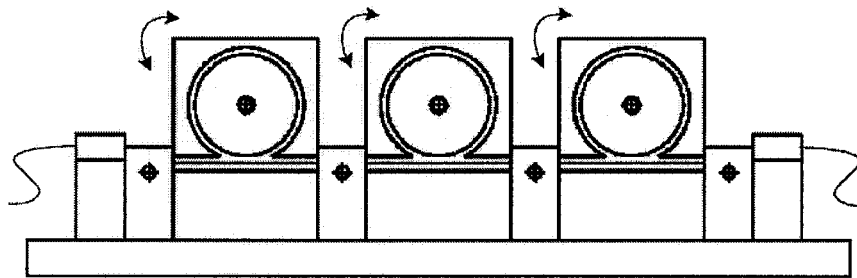


Figure 4.8 : Contrôleur de polarisation à rouleaux

Sur la figure 4.9 on montre un détail d'une spire de fibre optique roulée autour d'un des disques constituant le contrôleur de polarisation de la figure 4.8.

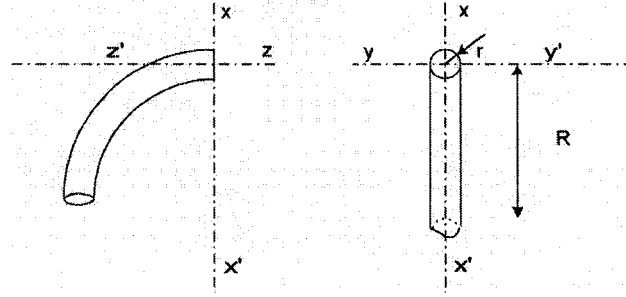


Figure 4.9 : Biréfringence induite par déformation mécanique

En courbant la fibre optique, le matériau sera déformé le long des axes xx' et yy' . La déformation mécanique génère une modification de l'indice de réfraction le long des deux axes :

$$\begin{aligned}\Delta n_x &= n_e - n = \frac{n^3}{4}(p_{11} - 2\sigma p_{12})\left(\frac{r}{R}\right)^2 \\ \Delta n_y &= n_o - n = \frac{n^3}{4}(p_{12} - \sigma p_{12} - \sigma p_{11})\left(\frac{r}{R}\right)^2\end{aligned}\quad (4.2.6)$$

Dans (4.2.6) n_e et n_o sont, respectivement, les indices extraordinaire et ordinaire, n est l'indice de réfraction du milieu non déformé, p_{11} et p_{12} sont les deux seuls termes intervenant dans le tenseur photoélastique p_{ijkl} , σ est le coefficient de Poisson, r est le rayon de la fibre, R est le rayon de courbure de la fibre. Les relations (4.2.6) montrent que les variations de l'indice de réfraction selon les axes xx' et yy' , induites par déformation, sont proportionnelles au rapport $\left(\frac{r}{R}\right)^2$. La différence entre les indices extraordinaire et ordinaire est donnée par :

$$\delta n = \Delta n_x - \Delta n_y = -a\left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad (4.2.7)$$

où a est une constante de matériau, positive pour la silice.

En déformant mécaniquement la fibre optique on induit donc une variation contrôlée de l'indice de réfraction selon deux axes perpendiculaires, xx' et yy' . On génère de cette façon un milieu biréfringent, uniaxe négatif pour le cas de la fibre optique. Pour un signal optique polarisé se propageant par ce milieu, la différence de chemin optique entre les composantes de la polarisation selon les axes xx' et yy' après un trajet de N spires de rayon R sera :

$$L = |\delta n| 2\pi NR \quad (4.2.8)$$

Pour que le retard introduit entre les deux composantes de la polarisation soit équivalent au retard introduit par une lame demi onde ou quart d'onde on impose la condition :

$$|\delta n| 2\pi NR = \frac{\lambda}{m} \quad (4.2.9)$$

avec $m=2$ ou 4 , respectivement. En remplaçant (4.2.7) en (4.2.9) on obtient :

$$R = \frac{2\pi a r^2}{\lambda} Nm \quad (4.2.10)$$

En imposant la condition que N soit entier, $N=1$ par exemple, en remplaçant la constante de matériau a et en prenant $m=4$ dans (4.2.10) on obtient le rayon de courbure pour lequel on aura un retard équivalent à celui introduit par une lame quart d'onde. Pour deux spires, $N=2$, on obtient le rayon de courbure pour un retard équivalent à celui d'une lame demi-onde. Dans le choix du rayon de courbure il faut veiller à ne pas trop atténuer le signal (annexe 3, atténuation en fonction du rayon de courbure). Pour construire un tel contrôleur de polarisation on détermine le rayon de courbure et le nombre de spires nécessaires pour un déphasage de 1 radian :

$$\frac{2\pi}{\lambda} |\delta n| 2\pi NR = 1 \quad (4.2.11)$$

On remplace (4.2.7) dans (4.2.11), en calculant a à l'aide de l'équation (4.2.6) où $n=1.4681$, $p_{11}=0.121$, $p_{12}=0.270$, $\sigma=0.16$ pour le matériau du cœur de la fibre. Le diamètre de la fibre est de 125 μm et la longueur d'onde est de 1550 nm. On obtient :

$$\frac{N}{R} = 73.36 \text{ m}^{-1} \quad (4.2.12)$$

Pour que le retard soit obtenu lors du passage de la lumière par une seule spire, le rayon de courbure doit être :

$$R = 13.462 \text{ mm} \quad (4.2.13)$$

Le schéma d'un contrôleur de polarisation fabriqué pour ce travail au Laboratoire d'Optoélectronique et ayant ces paramètres est donné à l'annexe 5. Dans la même annexe on présente la variation du retard introduit en fonction du nombre de spires et de la longueur d'onde.

Pour changer l'état de polarisation d'un signal il faut qu'on tourne les disques autour de leur tangente commune. Ceci produit un effet de torsion qui génère une rotation des composantes de polarisation d'angle $t\alpha$ à une rotation d'angle α du disque. Le coefficient t est 0.08 pour les fibres de silice. Dans le cas d'une polarisation linéaire qui passe par une lame demi-onde ayant l'axe optique orienté à un angle α par rapport à la direction de polarisation, la polarisation émergente sera tournée d'un angle 2α . Dans le cas du contrôleur de polarisation de la figure 4.8, la polarisation après un trajet équivalent à une lame demi-onde sera tournée d'un angle $2(1-t)\alpha$. Ainsi, pour tourner une

polarisation linéaire de $\pm 90^\circ$, le disque du contrôleur devra être tourné de $\pm 48.6^\circ$.

Choix du photodétecteur

Les techniques de mélange optique présentées, homodyne et hétérodyne, génèrent un signal optique modulé, ayant la fréquence de modulation centrée à zéro ou autour de l'écart entre les fréquences de l'oscillateur local et de la source analysée, respectivement. La limite supérieure de la bande de fréquences de l'analyseur de spectres électriques qu'on a utilisé était de 23 GHz. Le détecteur utilisé devait donc couvrir ce domaine de fréquences lorsque pour les mesures hétérodynes on voulait faire l'accord en longueur d'onde des deux lasers par contrôle de la température ou du courant d'injection.

Le détecteur qu'on a utilisé était à InGaAs, offrant la meilleure responsivité spectrale à 1550 nm, la longueur d'onde des lasers analysés. Les détecteurs à InGaAs sont indiqués pour les mesures spectrales de l'émission des AOS, grâce à leur valeur presque constante de responsivité spectrale autour de 1550 nm (fig. 4.10).

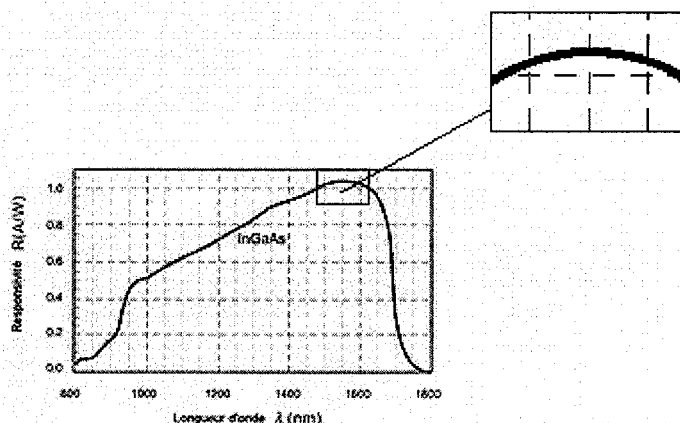


Figure 4.10 : Responsivité spectrale de l'InGaAs

La réponse en fréquence du détecteur (New Focus 1014), allant jusqu'à 50 GHz, ainsi que la courbe de la responsivité spectrale de l'InGaAs, le matériau du photodétecteur, sont présentées à l'annexe 6.

Acquisition des données

Avec les montages expérimentaux que l'on a présentés on génère deux types de spectres : optiques et électriques. En ce qui concerne l'analyse spectrale optique des signaux, une partie des mesures a été faite avec un monochromateur piloté par un programme LabView (fig. 4.11). Dans la figure 4.11, le signal optique est analysé avec un monochromateur dont le réseau de diffraction a 600 traits/mm, qui lui permet un balayage jusqu'à 2600 nm. À la sortie du monochromateur l'intensité optique est détectée par un photodétecteur à InGaAs. Pour éliminer le plus possible le bruit, on fait une détection synchrone.

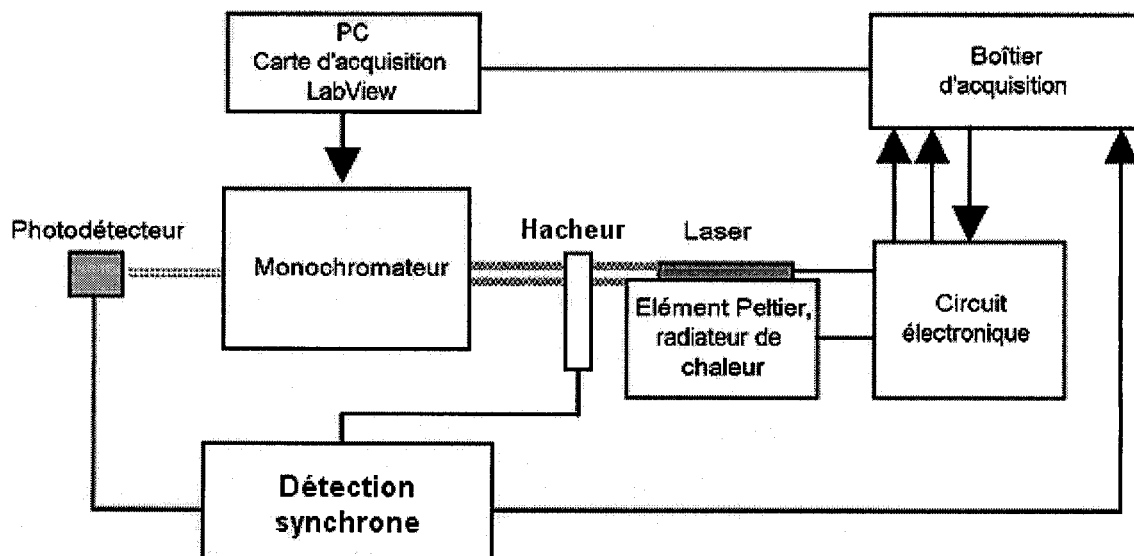


Figure 4.11 : Schéma du dispositif d'analyse spectrale optique

Le signal d'entrée est modulé par un hacheur et le signal reçu par le photodétecteur sera amplifié en choisissant comme référence la fréquence du hacheur.

Le spectre de puissance optique est enregistré sous forme d'un vecteur ligne dont les deux premières coordonnées donnent l'intervalle spectral d'analyse. Les coordonnées qui suivent contiennent les valeurs de la puissance optique. À partir de ce vecteur on fait un premier traitement du spectre enregistré qui consiste en un lissage du spectre en moyennant les valeurs obtenues par paquets de 10 points. Ce nombre a été choisi de telle façon qu'il n'affecte pas la forme et l'amplitude du spectre. L'effet du lissage du spectre est l'élimination du bruit qui n'a pas été filtré par l'amplification synchrone. Le spectre ainsi traité est enregistré sous forme de fichier texte.

D'autres mesures d'analyse spectrale optique ont été faites avec l'analyseur de spectres optiques Agilent 86142 B, offrant une résolution allant jusqu'à 0.07 nm.

L'analyseur de spectres électriques offrait deux choix pour l'enregistrement des données, par impression directe à l'aide d'une imprimante ou par numérisation du signal par voie GPIB (*General Purpose Interface Bus*). L'acquisition du signal par carte GPIB s'est avérée plus adaptée aux mesures qu'on allait faire, en donnant la possibilité du traitement ultérieur des données. À l'aide du programme LabView, on a conçu une interface GPIB pour l'acquisition des spectres en format fichier texte. Les fichiers texte ainsi générés sont ensuite traités avec le programme Matlab. Dans la figure 4.12 on voit l'interface utilisateur du programme LabView qu'on a conçu pour l'acquisition des données.

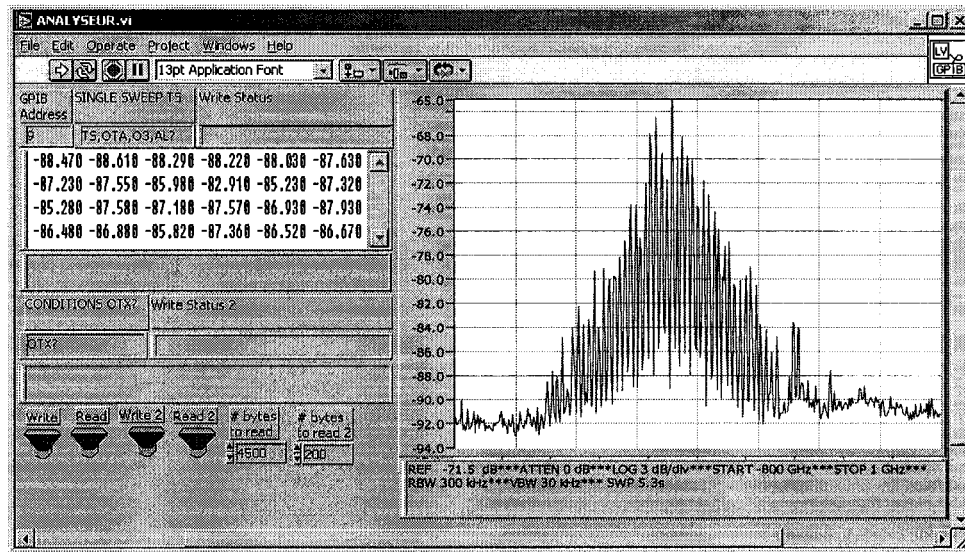


Figure 4.12 : Interface LabView pour l'acquisition des spectres électriques

À l'annexe 7 on présente le programme Matlab qui a été utilisé pour le traitement des données. Le schéma de fonctionnement du programme d'acquisition de données est présenté à l'annexe 9.

4.3 Mesures hétérodynes.

Les premières mesures de largeur de raie effectuées ont été des mesures hétérodynes. On a utilisé le montage présenté à la figure 4.1. Avec ce montage on a créé deux types de mélanges optiques, en fonction des lasers qu'on a utilisés comme source :

- laser 1- DFB; laser 2 – FP
- laser 1 et 2 – DFB

Dans le cas du mélange de l'émission d'un laser DFB avec l'émission d'un laser FP on voulait rapprocher la fréquence d'émission du laser DFB de la fréquence d'un mode FP, de façon à ce que le signal de battement ainsi généré soit dans le domaine de fréquences

de l'analyseur de spectres électriques. La mesure de la largeur spectrale à mi-hauteur d'un mode du laser DFB était intéressante parce qu'on aurait eu la possibilité d'observer l'évolution de la largeur spectrale des modes FP lors de l'amplification avec un AOS. L'amplification de l'émission d'un laser FP, ayant les modes espacés d'environ 1 nm (~ 150 GHz), avec un AOS aurait été semblable à l'amplification simultanée de plusieurs canaux dans un système WDM. À la figure 4.13 on présente le spectre d'un laser FP pour deux courants d'injection, 16 mA (gauche) et 25 mA (droite). La longueur d'onde est en nm et la température d'opération dans les deux cas est de 22°C . L'autre laser qu'on a utilisé est un DFB, Fujitsu YM-468. La courbe L-I de ce laser ainsi que la résistance de la thermistance en fonction de la température d'opération sont présentées à l'annexe 8. L'émission du laser FP, à 16 mA et à des températures entre 20.5 et 22.5°C , a été mélangée avec l'émission du laser DFB à l'aide d'un coupleur à fibre. Le laser DFB a fonctionné à différentes températures, entre 16.3 et 18.5°C . Le courant d'injection dans le laser DFB était de 22.7 mA.

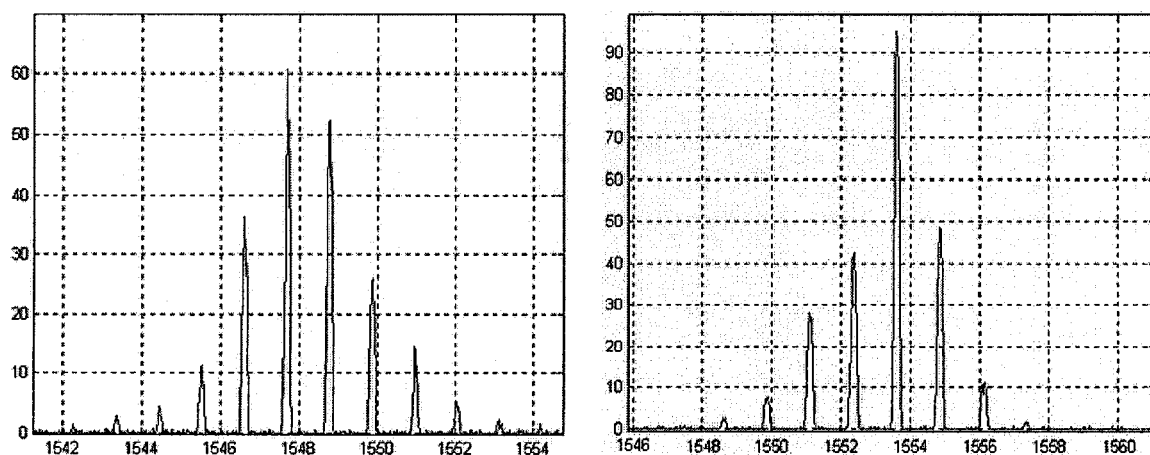


Figure 4.13 : Spectres d'émission d'un laser FP

Les spectres des mélanges optiques ainsi obtenus sont présentés dans les figures 4.14 – 4.16. On y voit la fréquence d'émission du laser DFB se rapprochant de la fréquence du mode principal FP. Le déplacement de la longueur d'onde d'émission du DFB a été produit par la variation de la température d'opération du laser. Finalement, les deux signaux optiques, l'émission du DFB et le mode principal FP sont superposés du point de vue de l'analyse optique du signal combiné. En effet, la résolution de la mesure spectrale étant de 0.1 nm, l'écart entre les deux signaux pouvait aller jusqu'à 12.5 GHz. La valeur de l'écart entre les signaux allait nous donner la fréquence centrale du signal de battement. L'analyseur de spectres électriques qu'on a utilisé avait deux bandes de fréquences, de 100 kHz jusqu'à 2 GHz et de 1.7 GHz jusqu'à 23 GHz. La bande de fréquences de 1.7 GHz à 23 GHz étant plus bruyante, on a essayé de rapprocher les deux signaux, par la variation du courant d'injection dans le laser DFB, de façon à ce que le signal de battement soit dans la bande de basses fréquences, jusqu'à 2 GHz.

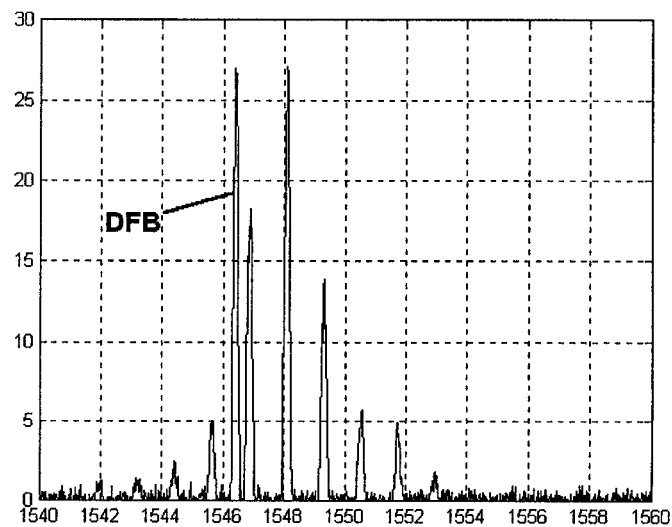


Figure 4.14 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 16.3°C) et du laser FP (16 mA, 22°C)

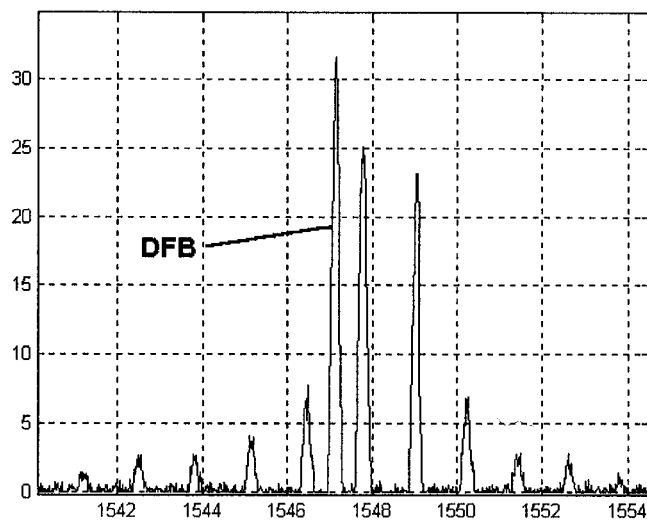


Figure 4.15 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 18.5°C) et du laser FP (16 mA, 22°C)

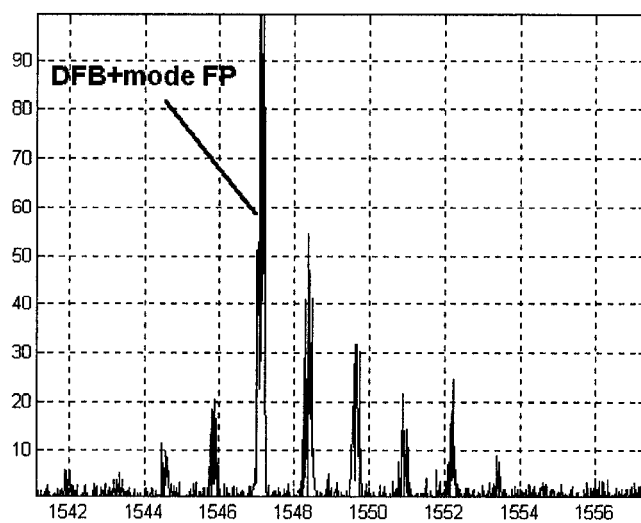


Figure 4.16 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 18.5°C) et du laser FP (16 mA, 22.5°C)

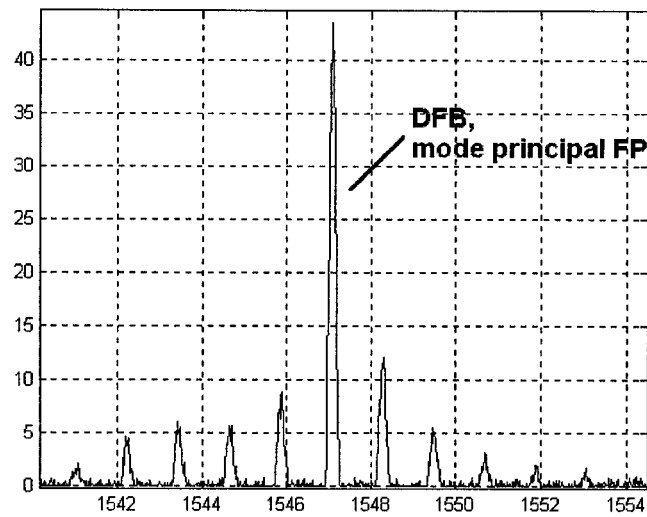


Figure 4.17 : Spectres optiques du laser DFB (22.7 mA, 18.5°C) et du laser FP (16 mA, 20.5°C)

Le problème qu'on a rencontré lors de cette expérience a été l'instabilité des modes du laser FP, instabilité générée par de faibles variations de la température d'opération ou de courant d'injection. Dans la figure 4.18 on voit le spectre d'émission d'un laser FP, pour le même courant d'injection et la même température d'opération, soit 25 mA et 22°C .

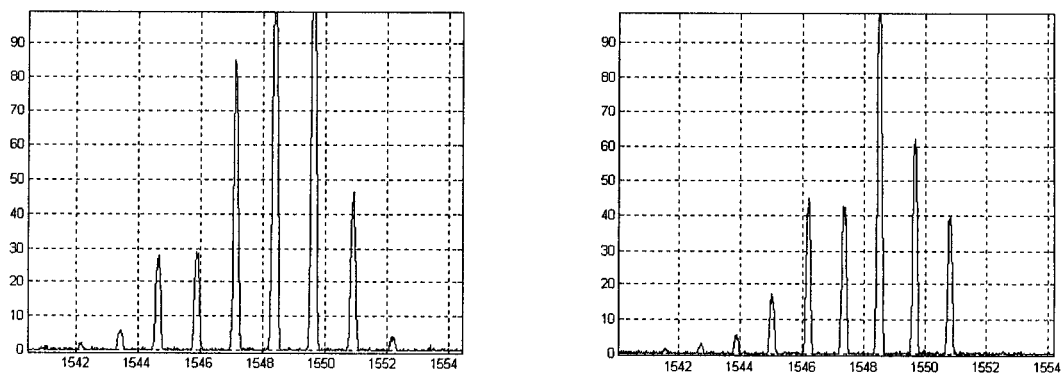


Figure 4.18 : L'instabilité des modes d'un laser FP

On remarque le fait que, même si on ne change pas les conditions d'opération, il y a des variations de l'intensité des modes FP. Pour stabiliser l'émission FP on aurait pu améliorer l'asservissement du laser en installant des éléments Peltier en cascade et en utilisant une source de courant asservie. Un autre problème était le fait que le courant d'opération du laser DFB était conditionné par l'obtention du signal hétérodyne dans la bande de fréquences de l'analyseur de spectres électriques. Ceci et le fait que la solution de stabilisation de l'émission du laser FP s'est avérée trop onéreuse nous a orienté vers une autre approche.

Pour éliminer le problème de l'instabilité du laser FP on a refait l'expérience avec deux lasers DFB. Le spectre du signal de mélange a été mesuré avec l'analyseur de spectres optiques Agilent 86142 B, à une résolution de 0.07 nm. Dans la figure 4.19 les deux pics correspondent aux émissions de deux lasers DFB. La séparation des pics est de 0.07 nm, soit le minimum permis par l'analyseur.

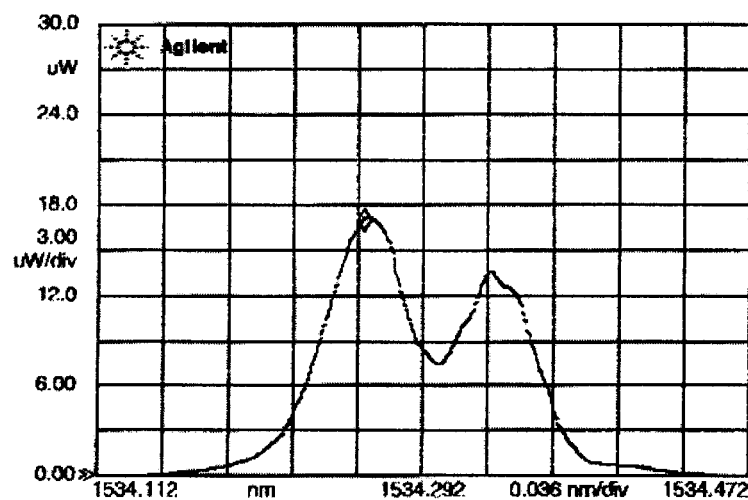


Figure 4.19 : Mélange optique de deux émissions DFB – différentes longueurs d'onde

Par la variation de la température d'opération d'un des lasers (en augmentant la température du laser qui émet à la longueur d'onde plus basse ou en refroidissant l'autre) on peut obtenir la superposition des spectres d'émission des deux lasers (fig. 4.20).

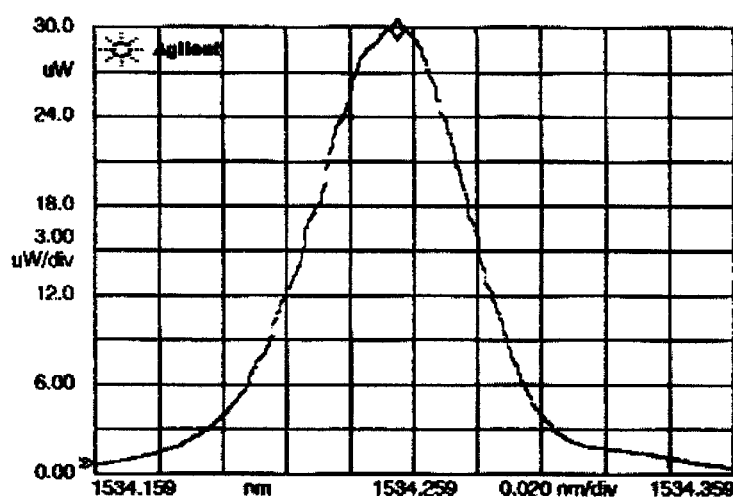


Figure 4.20 : Mélange optique de deux émissions DFB – même longueur d'onde

Le mélange optique des deux émissions va générer un signal de battement. Quand les spectres optiques des deux lasers DFB sont superposés, si on se limite au contrôle optique de l'accord en longueur d'onde, le signal de battement pourrait avoir la fréquence centrale dans le domaine de 0 à 8.92 GHz, la limite supérieure de l'intervalle étant donnée par la résolution de l'analyseur de spectres optiques. Un meilleur contrôle de l'accord en longueur d'onde sera fait par l'observation simultanée des spectres optique et électrique du signal de mélange, en variant le courant d'injection dans les lasers.

Le montage où on a utilisé deux lasers DFB nous a permis l'obtention du spectre électrique du signal de battement (fig. 4.21). Le spectre du signal de battement n'était pas stable, sa fréquence centrale se déplaçait à cause des faibles variations du courant d'injection ou de la température d'opération des deux lasers.

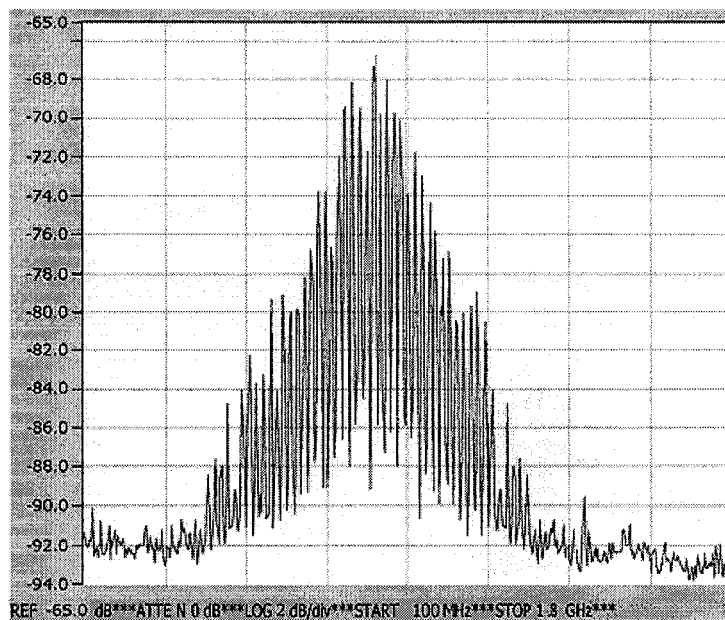


Figure 4.21 : Spectre électrique du signal de battement – schéma hétérodyne

Ce changement, insaisissable du point de vue de l'analyse optique, engendrait l'instabilité de la fréquence centrale du signal de battement. On s'aperçoit que, même avec deux lasers DFB, on revient au problème de la stabilité de la fréquence d'émission. La solution de ce problème serait l'asservissement plus poussé des deux lasers, mais, pour le cadre de ce travail, on préfère la méthode homodyne qui offre l'avantage de l'autocontrôle de la fréquence du signal de battement.

4.4 Mesures homodynes.

Les lasers qu'on a utilisés n'étaient pas stabilisés en fréquence, ce qui générerait l'instabilité du signal hétérodyne. En général, la méthode hétérodyne offre une plus haute résolution, étant limitée par la largeur spectrale de l'oscillateur local. Dans le cas des mesures hétérodynes on voulait enregistrer le spectre électrique du signal de battement

créé par le mélange des émissions laser et le comparer ensuite avec le spectre électrique du signal de battement généré par le mélange d'une des émissions laser avec l'autre émission laser, amplifiée avec un amplificateur optique à semi-conducteurs. Puisqu'on ne s'intéressait pas à une mesure exacte de la largeur de raie du laser mais plutôt à une analyse comparative de la largeur spectrale du signal de battement dans les deux cas - mélange de deux émissions laser et mélange d'une des émissions laser avec l'autre, amplifiée par un AOS - la méthode homodyne offrait l'avantage de la stabilité du signal de battement généré. Dans la méthode homodyne on utilise une seule source laser. Le signal est divisé en deux parties, une des parties est retardée par rapport à l'autre et les deux signaux sont ensuite recombinaés. Même si la source laser a du bruit de fréquence, il est identique dans les deux branches de l'interféromètre, la seule différence étant le déphasage introduit par le circuit de retard. Dans cette configuration le signal de battement est beaucoup plus stable, ayant sa fréquence centrale toujours centrée à 0 Hz. Pour les mesures homodynes on a utilisé le montage présenté à la figure 4.22. Le laser qu'on a utilisé était un DFB de Fujitsu, modèle YM 468. La courbe L-I de ce laser ainsi que les valeurs de sa thermistance en fonction de la température sont présentées à l'annexe 8.

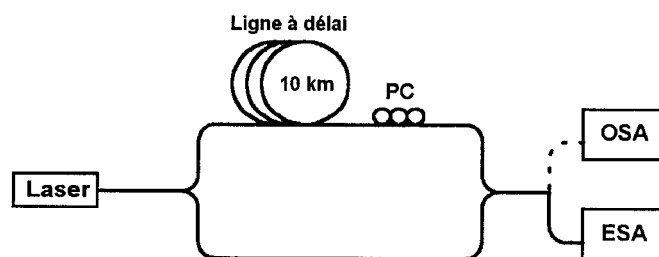


Figure 4.22 : Montage homodyne. Mesure de la largeur de raie de l'émission laser.

La longueur de la ligne à délai était de 10 km, permettant des mesures spectrales à une résolution de 20 kHz. Le spectre optique du laser utilisé comme source dans le montage de la figure 4.22 est présenté à la figure 4.23 :

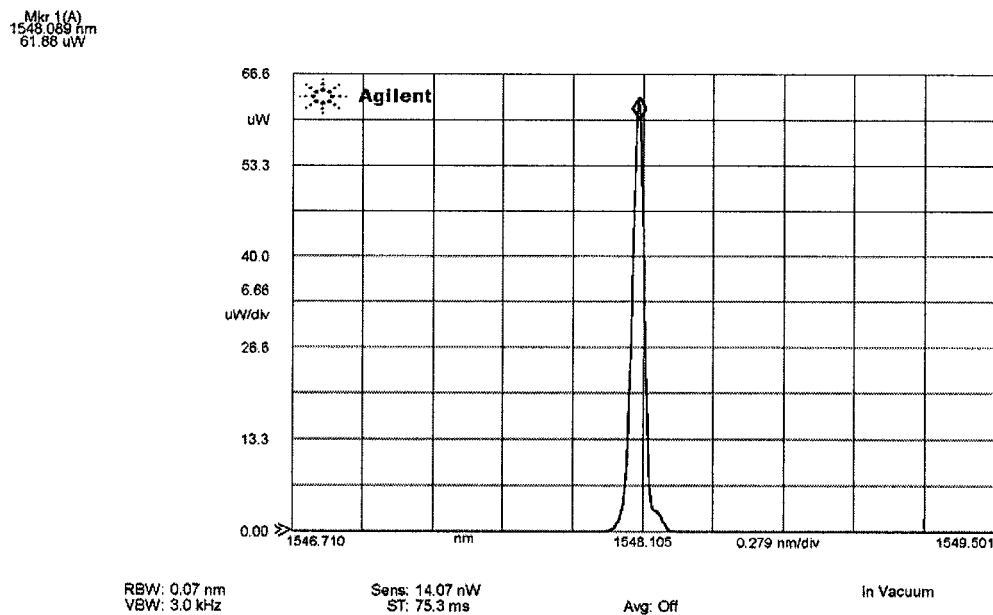


Figure 4.23 : Spectre du laser DFB Fujitsu YM 468

On a enregistré le spectre du signal de battement pour plusieurs courants d'injection, en maintenant la même température d'opération. Les résultats sont présentés aux figures 4.24 – 4.25. La partie du spectre correspondant aux fréquences négatives, limitée à -400 MHz, représente un artefact mathématique de l'analyseur de spectres électriques. Puisque la ligne à délai permettait une résolution de 20 kHz, la limite de la résolution sur la mesure est donnée par l'analyseur de spectres électriques et est de 1 MHz (RBW=1MHz), ou 8 femtomètres en terme de longueur d'onde.

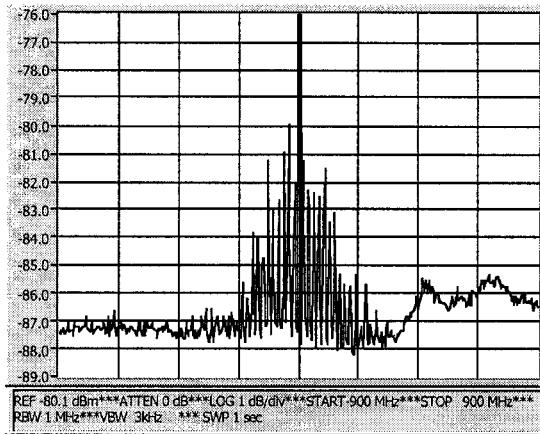


Figure 4.24 : Spectre homodyne, laser DFB à 35 mA

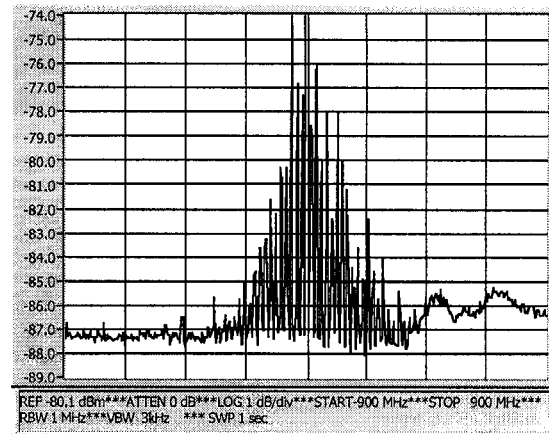


Figure 4.25 : Spectre homodyne, laser DFB à 40 mA

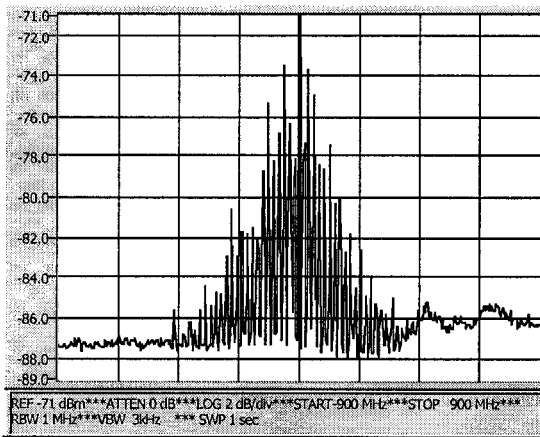


Figure 4.26 : Spectre homodyne, laser DFB à 45 mA

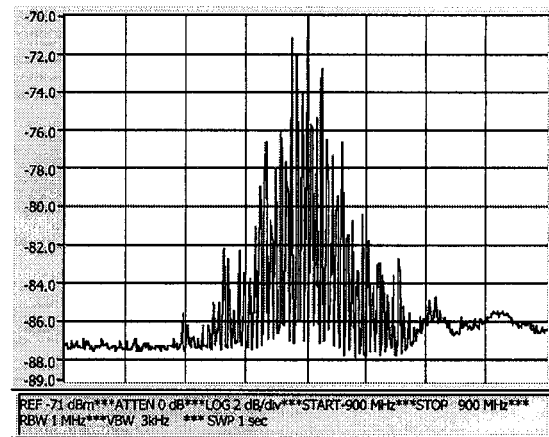


Figure 4.27 : Spectre homodyne, laser DFB à 50 mA

Pour chaque courant d'injection on a enregistré 30 spectres. À l'aide du programme Matlab présenté à l'annexe 7 on a calculé le spectre moyen correspondant à chaque courant d'injection. On a aussi calculé les barres d'erreur pour les points appartenant au

spectre moyen. Ensuite, à l'aide d'une sous-routine Matlab, on a fait une approximation lorentzienne du spectre moyen calculé. L'approximation lorentzienne est faite en choisissant un point donné par la puissance crête du spectre moyen et sa largeur spectrale à mi-hauteur :

$$x0=[Pmax,deltaniu]$$

On cherche ensuite la puissance crête et la largeur spectrale d'une courbe lorentzienne dont ses points, y_{th} , sont déterminés en minimisant la fonction donnée par la somme des carrés des déviations des points expérimentaux de la courbe théorique :

```
xf=fminsearch('restl',x0,[],y_exp,f);
function z=rest(vec,y_exp,f)
A=vec(1);
deltaniu=vec(2);
y_th=A-10*log10(1+4*f.^2/deltaniu^2);
z=sum((abs(y_th-y_exp).^2)./abs(y_th).^2);
```

Après chaque mesure de largeur de raie on a enregistré le bruit de l'analyseur de spectres électriques, en l'absence du signal (fig. 4.28). Le pic central correspond au signal en continu lorsque l'allure du spectre du bruit à droite du pic central est déterminée par des réflexions électriques. Avant de faire l'approximation lorentzienne du spectre moyen on a fait un « filtrage » analytique en soustrayant les points correspondant au bruit. Les données numériques, après le traitement décrit ci-haut, génèrent les graphiques montrés

aux figures 4.29 - 4.32. On y voit le spectre moyen en trait plein, son approximation lorentzienne, indiquée par la légende et les barres d'erreur.

En haut de chaque graphique on indique la puissance crête de l'approximation lorentzienne, ainsi que sa largeur à mi-hauteur.

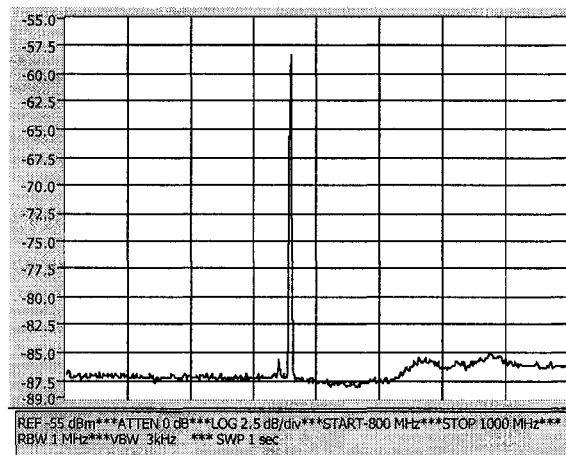


Figure 4.28 : Bruit de l'analyseur de spectres électriques

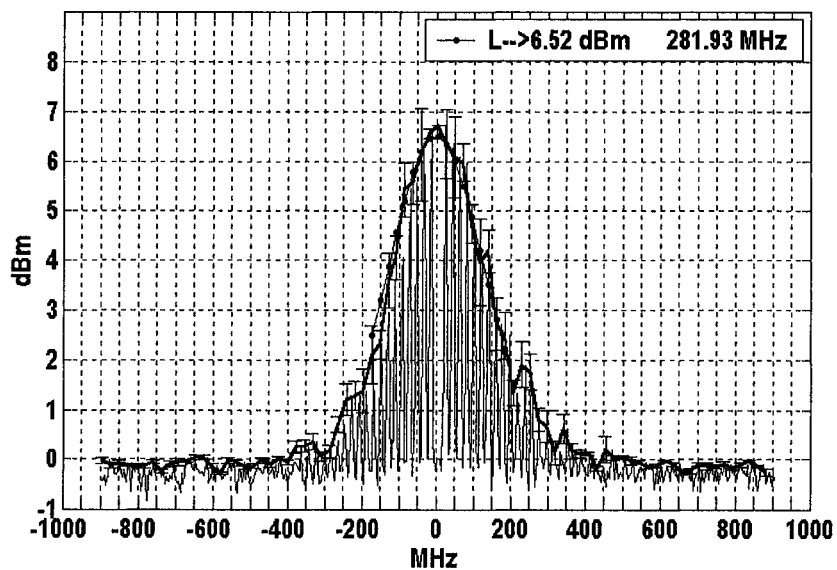


Figure 4.29 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 35 mA

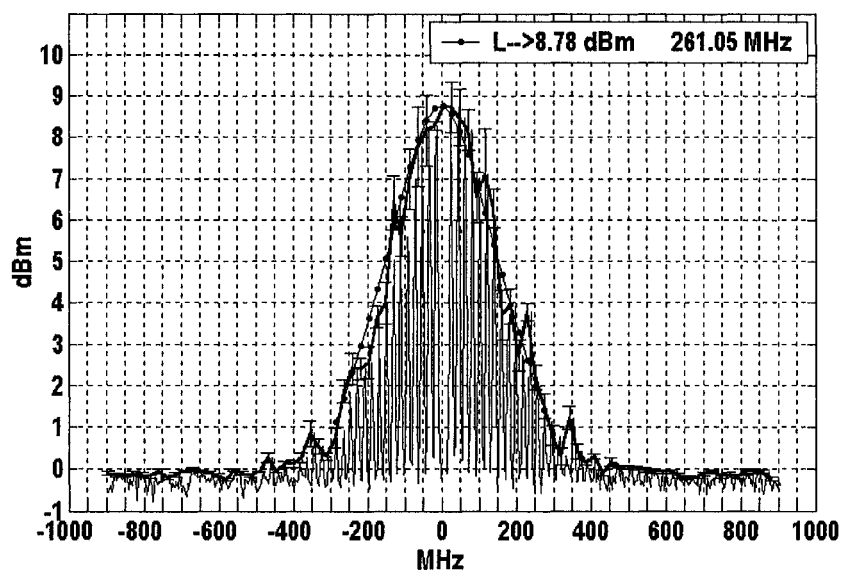


Figure 4.30 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 40 mA

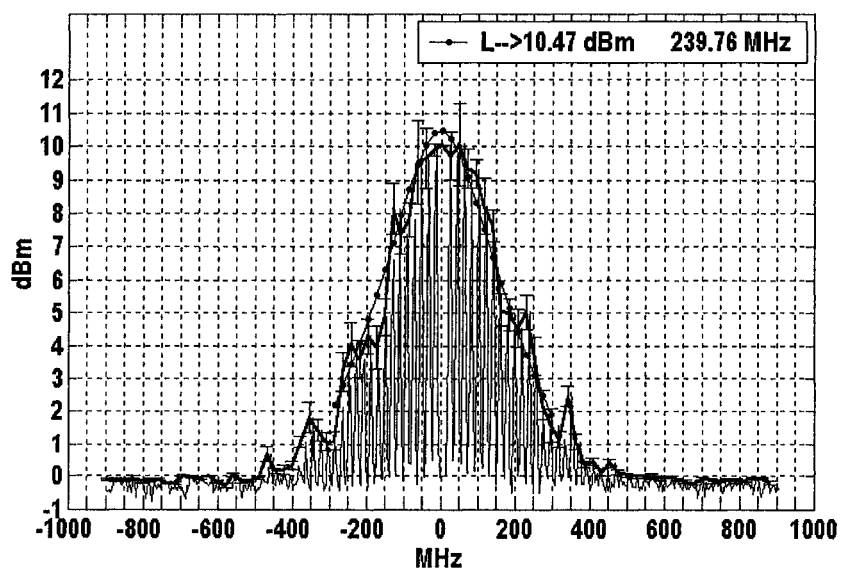


Figure 4.31 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 45 mA

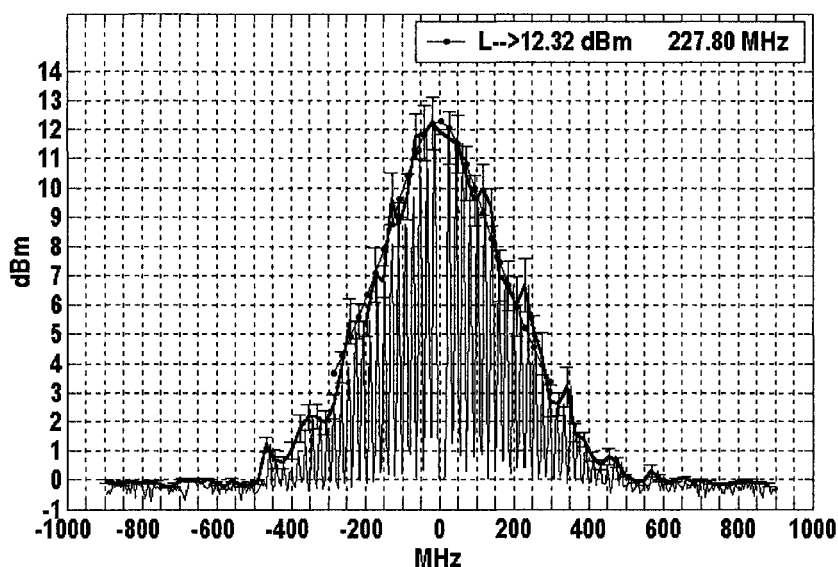


Figure 4.32 : Approximation lorentzienne, laser DFB à 50 mA

Les spectres présentés ci-haut ont été obtenus par la technique homodyne. En conséquence les largeurs spectrales à mi-hauteur indiquées sur chaque graphique représentent le double de la largeur à mi-hauteur du laser.

Les valeurs mesurées de la largeur spectrale à mi-hauteur du laser sont données dans le tableau suivant :

Courant d'injection dans le laser (mA)	Largeur spectrale à mi-hauteur (MHz)	Largeur spectrale à mi-hauteur (pm)
35	140.97	1.127
40	130.53	1.043
45	119.88	0.958
50	113.90	0.910

Tableau 3 : Largeur spectrale à mi-hauteur de l'émission laser

Après avoir fait les mesures de largeur spectrale à mi-hauteur du laser on mesure la largeur spectrale de l'émission laser après le passage par un amplificateur optique à semi-conducteurs. Le laser était opéré dans les mêmes conditions de courant d'injection et de température, en introduisant un amplificateur optique à semi-conducteurs dans le circuit optique présenté à la figure 4.22. La ligne à délai a été celle qu'on a utilisée pour les mesures de la largeur spectrale de la raie laser. Le montage expérimental utilisé est montré à la figure 4.33 :

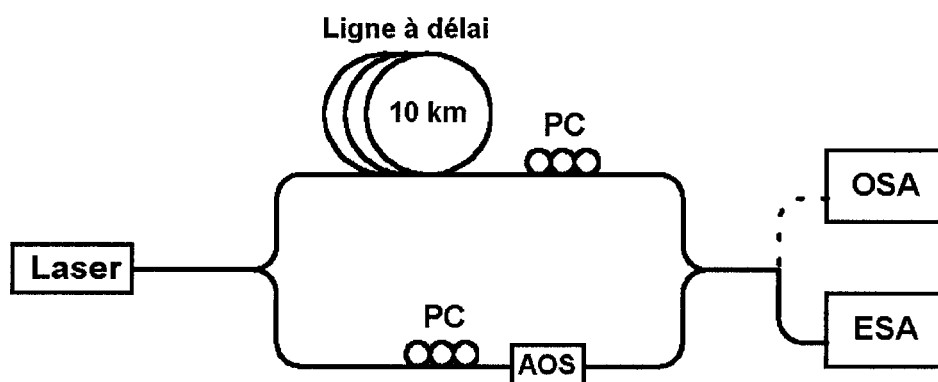


Figure 4.33 : Montage homodyne. Mesure de la largeur de raie de l'émission laser amplifiée

L'amplificateur optique à semi-conducteurs qu'on a utilisé, fabriqué par Nortel, est un amplificateur incliné, à onde progressive. La longueur de l'amplificateur est de 900 μm et sa bande passante est de 59.9 nm, centrée à 1550 nm (fig. 4.34) :

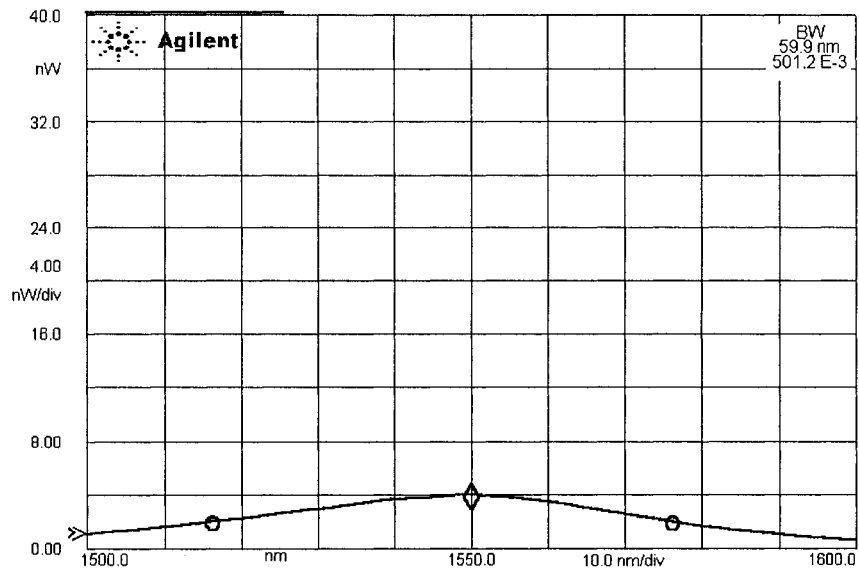


Figure 4.34 : Émission spontanée de l'AOS à 50 mA

Aux figures 4.35- 4.38 on voit l'amplification de l'émission laser et la variation de l'émission spontanée de l'amplificateur en fonction du courant d'injection dans l'AOS.

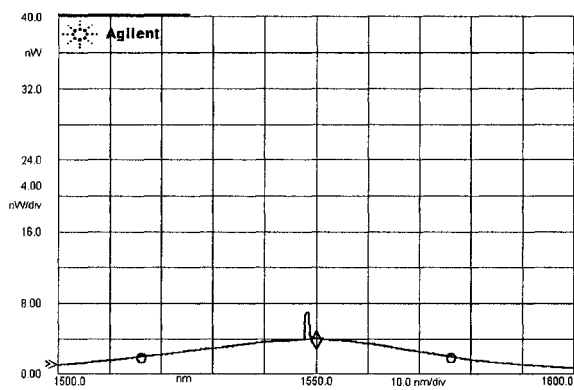


Figure 4.35 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 50 mA

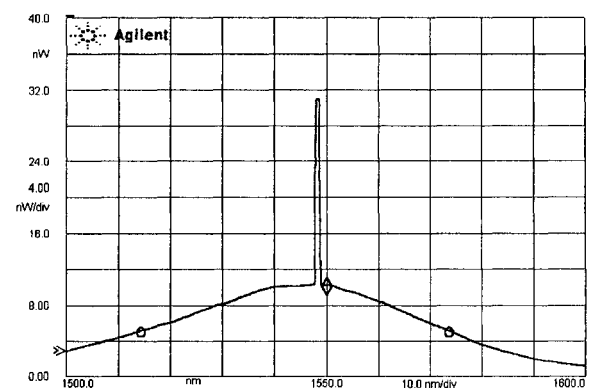


Figure 4.36 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 80 mA

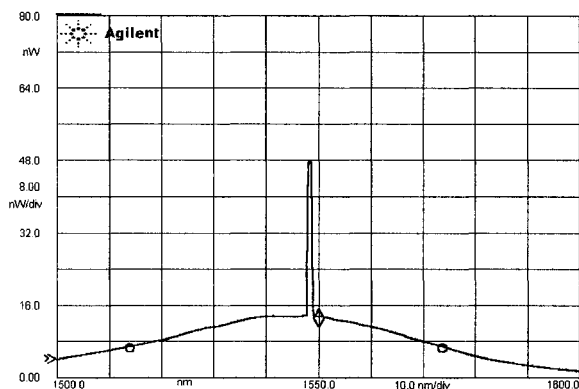


Figure 4.37 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 95 mA

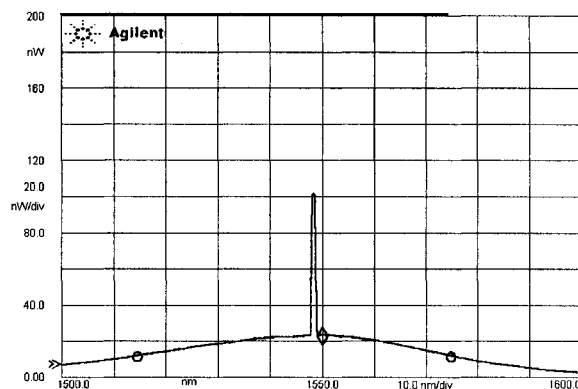


Figure 4.38 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 145 mA

L'AOS était sensible à l'orientation de la polarisation et on a dû installer un contrôleur de polarisation pour un couplage efficace de l'émission laser dans l'amplificateur. Dans les figures 4.39 et 4.40 on voit la variation du gain de l'amplificateur en fonction de l'orientation de la polarisation.

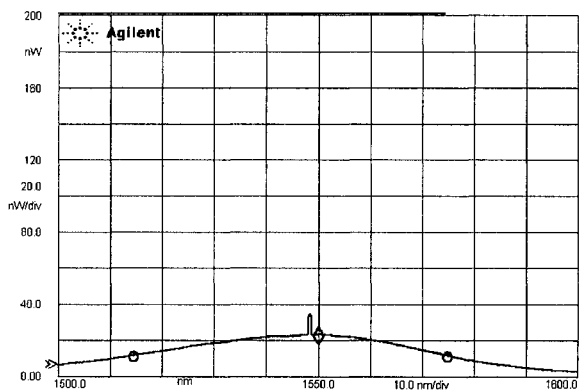


Figure 4.39 : Émission laser amplifiée, polarisation TM. Laser à 35 mA, AOS à 145 mA

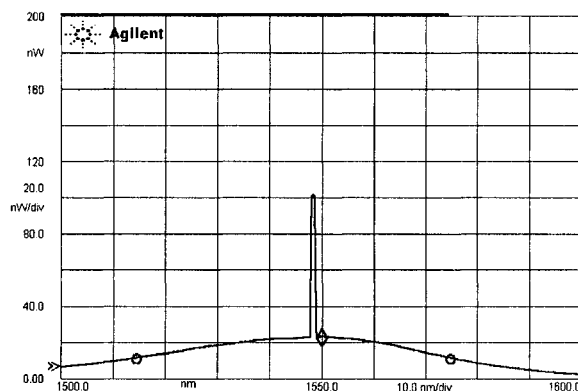


Figure 4.40 : Émission laser amplifiée, polarisation TE. Laser à 35 mA, AOS à 145 mA

Les mesures de largeur spectrale de l'émission laser amplifiée ont été faites pour les mêmes conditions d'opération du laser que celles utilisées pour les mesures de la largeur de raie laser. On a choisi un courant d'alimentation dans l'amplificateur de 80 mA pour des raisons qu'on va donner plus tard. À la figure 4.33 on montre le montage expérimental utilisé pour l'obtention du signal homodyne. L'émission laser est divisée en deux signaux optiques. Un des signaux est couplé dans un AOS tandis que l'autre passe par une ligne à délai de fibre optique. L'émission laser amplifiée et le signal laser retardé sont ensuite mélangés à l'aide d'un coupleur. Pour maximiser le signal de battement on utilise un contrôleur de polarisation sur la branche contenant le signal laser retardé. Les spectres électriques du signal de battement sont montrés aux figures 4.41 - 4.45. L'allure des spectres dans le domaine de fréquences négatives, limité à -400 MHz, s'obtient par un artefact mathématique de l'analyseur de spectres électriques. Pour les spectres présentés aux figures 4.41- 4.44 le courant d'injection dans le laser a été augmenté de 35 à 50 mA, respectivement, et le courant d'injection dans l'AOS a été fixé à 80 mA. Avant d'enregistrer les spectres montrés aux figures 4.41- 4.44 on s'est assuré que le signal de battement détecté était bien généré par le mélange de l'émission laser avec l'émission laser amplifiée et non par le mélange de l'émission laser avec l'émission spontanée de l'AOS.

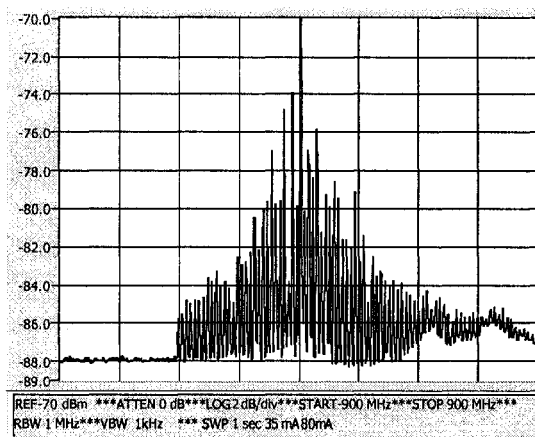


Figure 4.41 : Spectre homodyne, DFB à 35mA, AOS à 80 mA

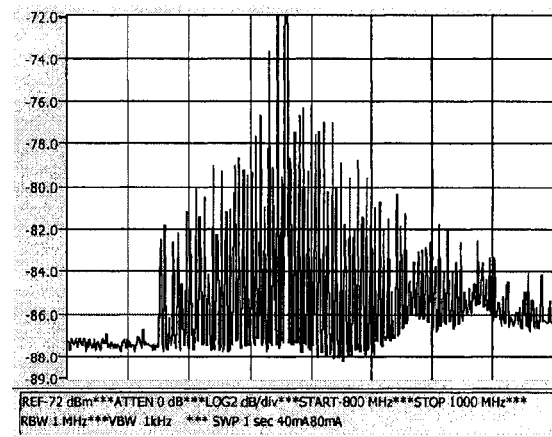


Figure 4.42 : Spectre homodyne, DFB à 40 mA, AOS à 80 mA

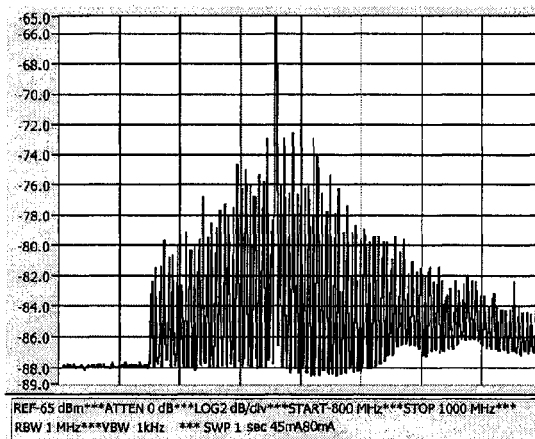


Figure 4.43 : Spectre homodyne, DFB à 45 mA, AOS à 80 mA

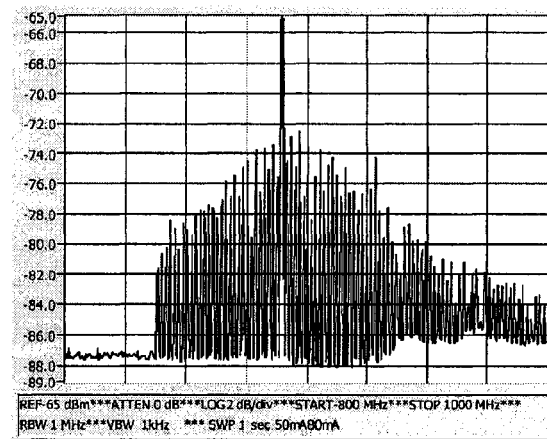


Figure 4.44 : Spectre homodyne, DFB à 50 mA, AOS à 80 mA

Dans le montage de la figure 4.33 une partie de l'émission laser était couplée dans l'AOS. À la sortie de l'amplificateur, en plus de l'émission spontanée de l'AOS, on obtient l'émission laser amplifiée. En coupant le signal optique à l'entrée de l'amplificateur on avait seulement l'émission spontanée de l'AOS qui allait se mélanger avec l'émission laser. Dans ce cas le signal de battement allait disparaître de l'écran de

l'ASE. Pour le traitement des données enregistrées on a procédé de la même manière que dans le cas des spectres du laser DFB. On a enregistré 30 spectres pour chaque courant d'injection du laser, l'AOS étant à 80 mA. Pour chaque cas on a tracé un spectre moyen, les barres d'erreur, on a filtré le bruit et on a fait une approximation lorentzienne du spectre moyen. Les spectres obtenus sont présentés aux figures 4.45 – 4.48.

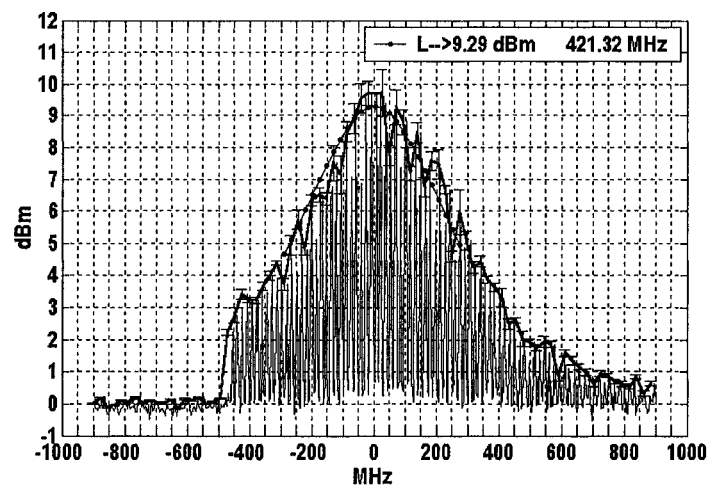


Figure 4.45 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 35 mA, AOS à 80mA.

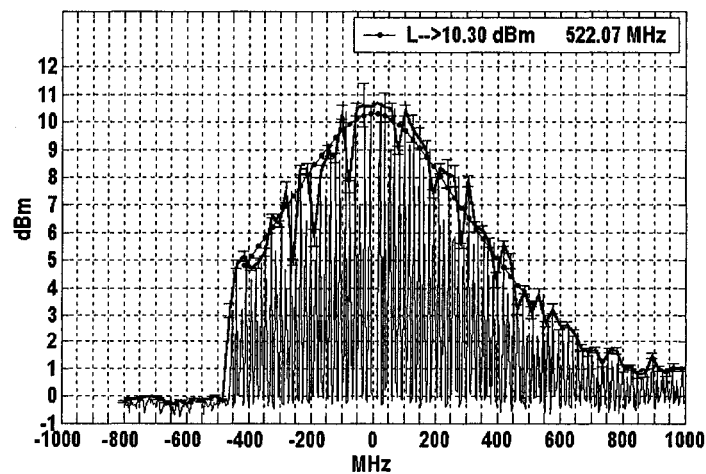


Figure 4.46 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 40 mA, AOS à 80mA.

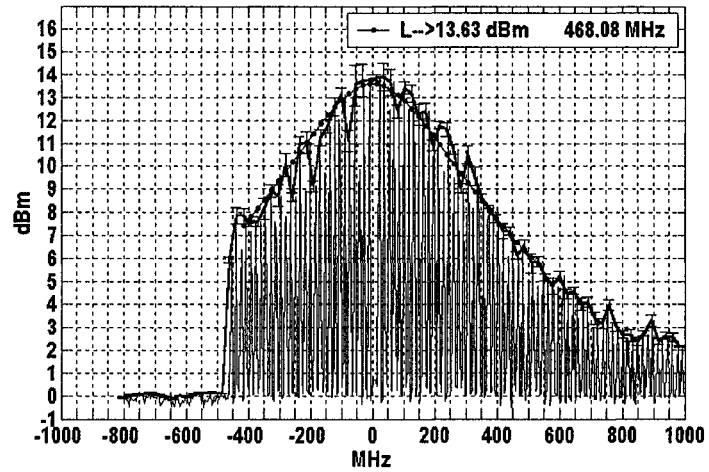


Figure 4.47 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 45 mA, AOS à 80mA.

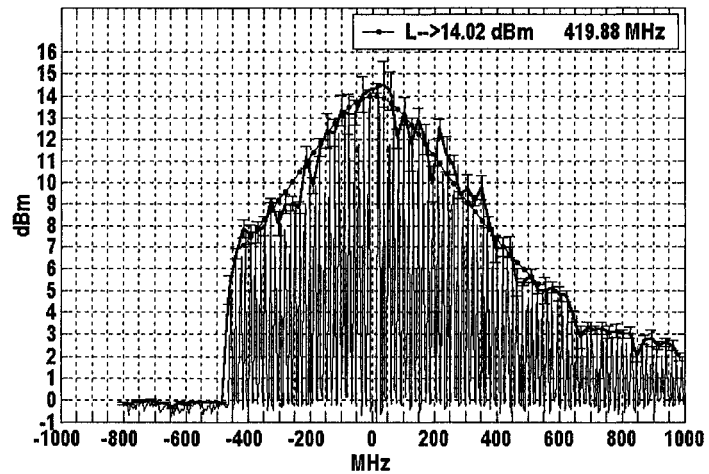


Figure 4.48 : Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 50 mA, AOS à 80 mA.

En augmentant à 95 mA le courant d'injection dans l'AOS et pour un courant d'injection de 50 mA dans le laser DFB, on a obtenu le signal de battement montré à la figure 4.49.

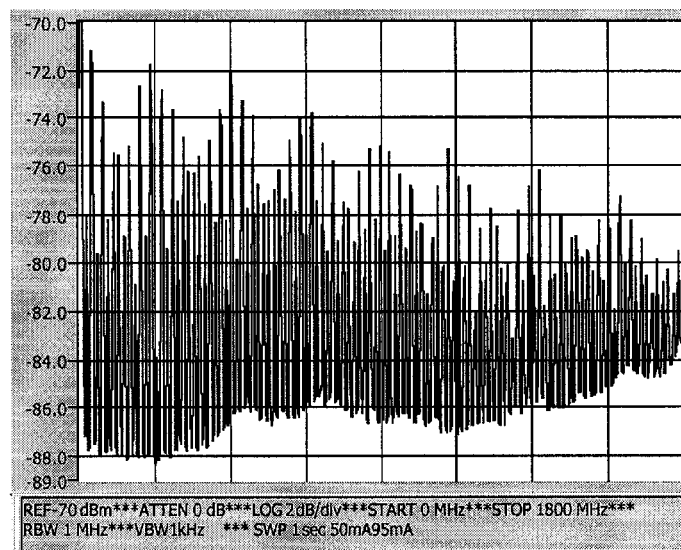


Figure 4.49 : Spectre homodyne, DFB à 50 mA, AOS à 95 mA

Le spectre optique de l'émission laser amplifiée dans ce cas est présenté à la figure 4.50 :

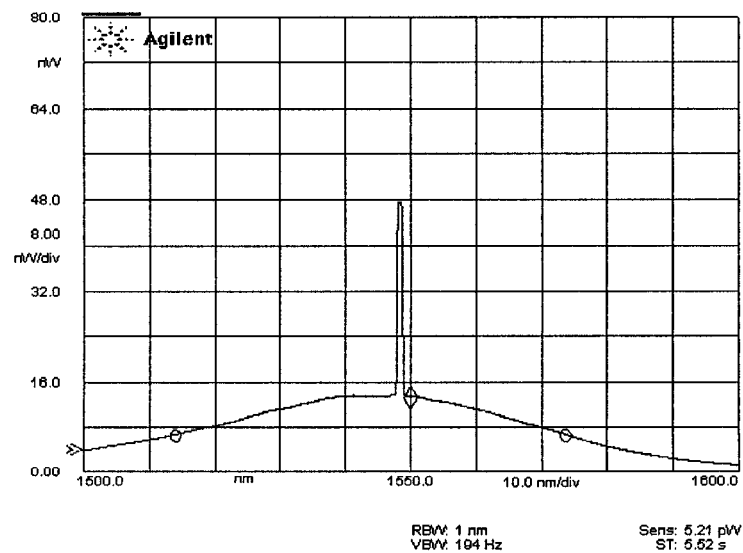


Figure 4.50 : Émission laser amplifiée, DFB à 50 mA, AOS à 95 mA

En augmentant la résolution de l'analyseur de spectres optiques on peut obtenir un agrandissement du spectre optique de la figure 4.50, dans le voisinage de la longueur d'émission du laser (fig. 4.51) :

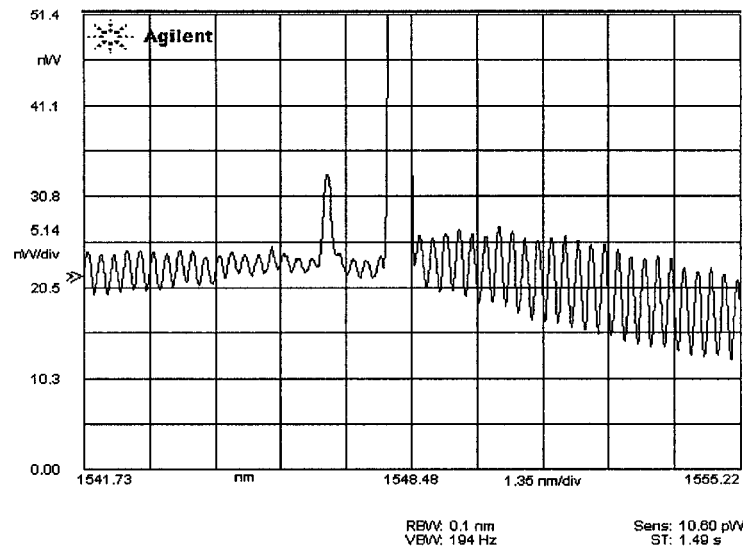


Figure 4.51 : Émission laser amplifiée, détail, DFB à 50 mA, AOS à 95 mA.

Dans la figure 4.51 on voit le spectre du mode principal du laser, le mode secondaire et le spectre de l'émission spontanée de l'amplificateur. On remarque les ondulations du spectre de l'amplificateur, générées par les réflectivités résiduelles des facettes. En plus des réflectivités résiduelles des facettes de l'amplificateur, dans le circuit optique il y avait aussi les réflectivités des interfaces de couplage qui formaient des cavités Fabry-Perot. La propagation du signal laser et de l'émission spontanée de l'AOS par ces cavités F-P est responsable des modes d'oscillation visibles sur la figure 4.49. Pour l'étude de la largeur de raie de l'émission laser amplifiée dans cette configuration on est donc limité par ce phénomène. Par contre, pour pouvoir acquérir des spectres d'émission laser

amplifiée pour des courants d'injection dans l'AOS au-dessus de 80 mA, on pourrait réduire le taux de couplage de l'émission laser dans l'amplificateur.

À la figure 4.52 on montre le spectre d'un signal de battement homodyne obtenu avec le même amplificateur, avec une injection de courant de 86 mA. Dans ce cas le courant d'injection dans le DFB à été de 50 mA mais le coefficient de couplage de l'émission laser dans l'AOS à été réduit par rapport au cas où on avait un courant d'injection dans l'amplificateur de 80 mA (fig. 4.41 - 4.44)

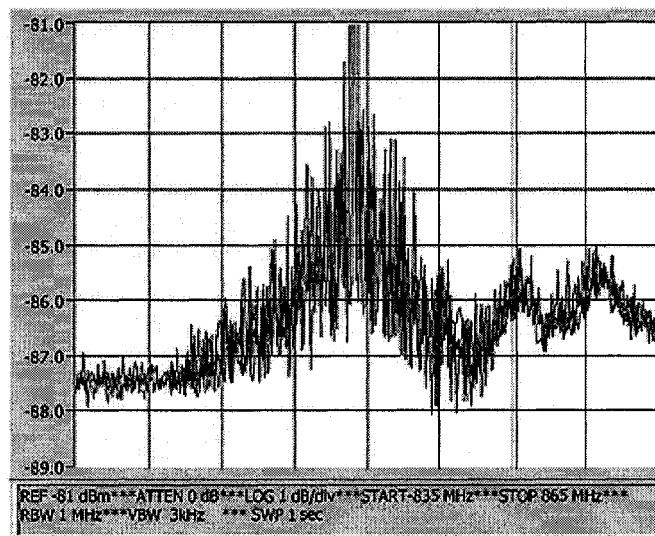


Figure 4.52 : Spectre homodyne, DFB à 50 mA, AOS à 86 mA

Après le traitement avec Matlab du spectre présenté à la figure 4.52, on obtient le graphique de la figure 4.53. Dans cette figure, les courbes L1 et L2 sont des lorentziennes et la courbe en trait plein représente le spectre moyen. L1 à été tracée tout simplement en considérant qu'elle aurait eu la puissance maximale et la largeur à mi-hauteur égales à la

puissance maximale et à la largeur à mi-hauteur du signal enregistré, respectivement. L2 à été générée par le procédé d'approximation décrit précédemment, en minimisant la somme des carrés des écarts de la courbe théorique par rapport à la courbe expérimentale.

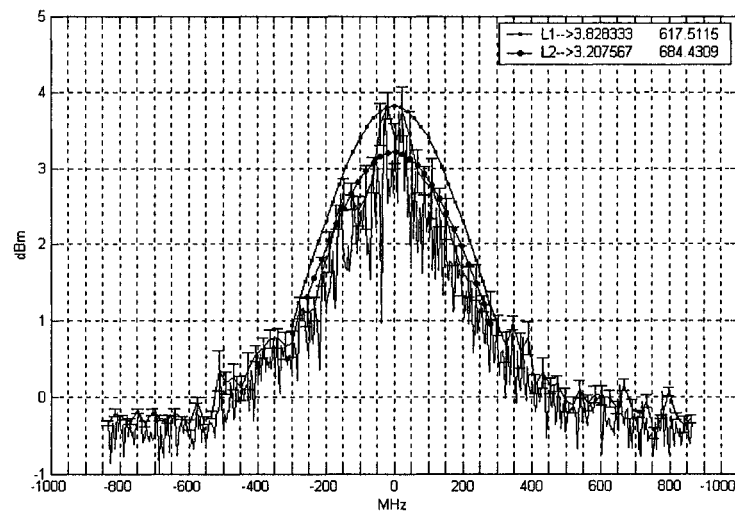


Figure 4.53: Émission laser amplifiée, approximation lorentzienne. DFB à 50 mA, AOS à 86 mA.

Les largeurs à mi-hauteur de l'émission laser amplifiée qu'on a mesurées sont présentées au tableau suivant :

Courant d'injection		Largeur spectrale à mi-hauteur (MHz)	Largeur spectrale à mi-hauteur (pm)
Laser (mA)	AOS (mA)		
35	80	210.66	1.68
40	80	261.04	2.09
45	80	234.04	1.87
50	80	209.84	1.67
50	86	308.75 @ 342.21	2.47@2.63

Tableau 4 : Largeur spectrale à mi-hauteur de l'émission laser amplifiée

Le coefficient de couplage de l'émission laser dans l'amplificateur est plus faible dans le cas où le courant d'injection dans l'amplificateur est de 86 mA que dans le cas où le courant est de 80 mA. La variation du taux de couplage a été faite en changeant l'orientation de la polarisation de l'émission laser à l'entrée de l'amplificateur.

En résumé, on présente le spectre de l'émission laser et de l'émission laser amplifiée pour plusieurs courants d'injection dans le laser. Le courant d'injection dans l'AOS a été fixé à 80 mA.

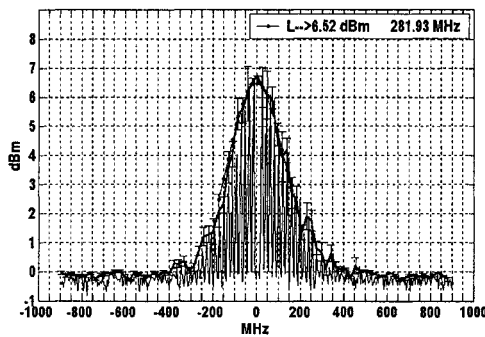


Figure 4.54 : Spectre laser -35mA

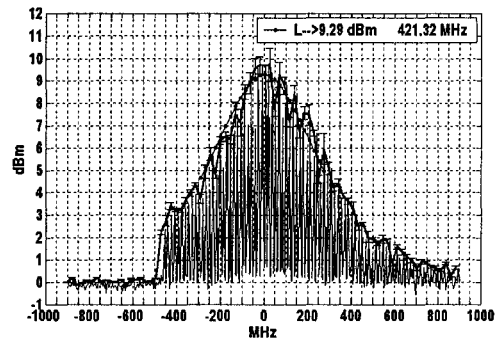


Figure 4.55 : Spectre laser amplifié DFB-35mA, AOS-80mA

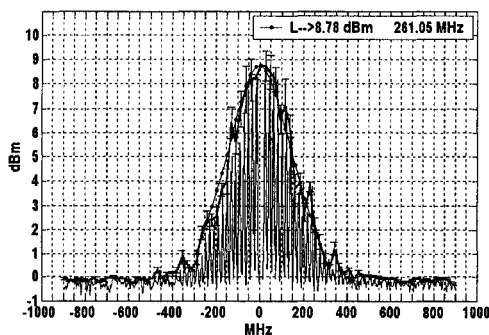


Figure 4.56 : Spectre laser -40mA

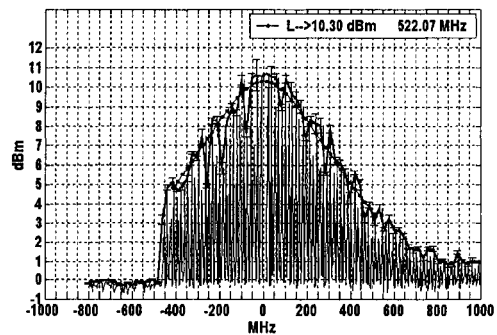


Figure 4.57 : Spectre laser amplifié DFB-40mA, AOS-80mA

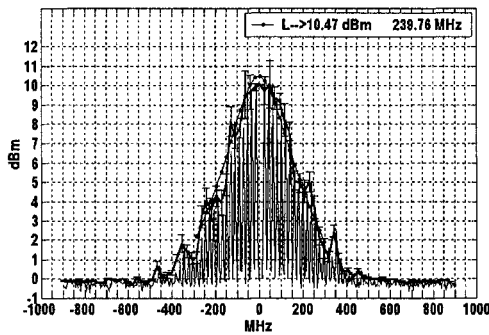


Figure 4.58 : Spectre laser -45mA

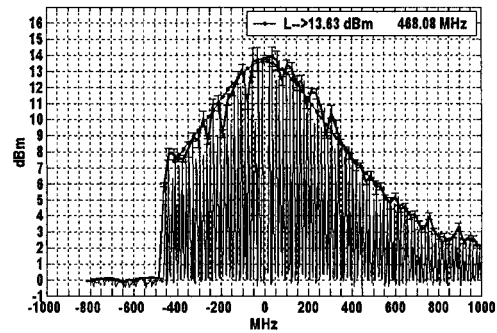


Figure 4.59 : Spectre laser amplifié DFB -45mA, AOS-80mA

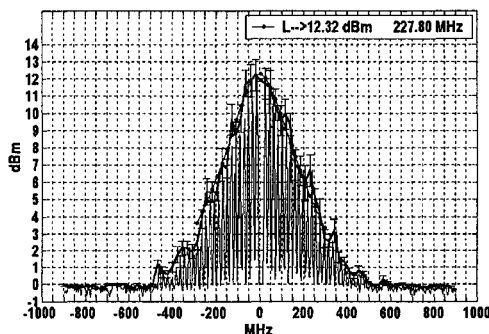


Figure 4.60 : Spectre laser -50mA

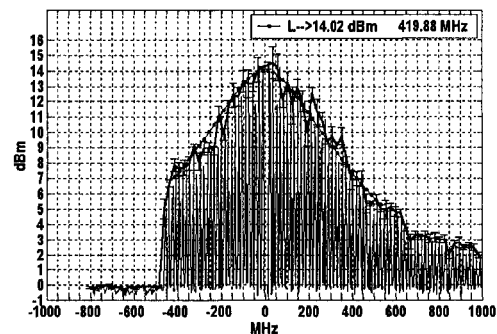


Figure 4.61 : Spectre laser amplifié DFB -50mA, AOS-80mA

Les largeurs de raie mesurées sont récapitulées dans le tableau suivant :

Courant d'injection		Largeur spectrale à mi-hauteur de l'émission laser (MHz)	Largeur spectrale à mi-hauteur de l'émission laser amplifiée (MHz)
Laser (mA)	AOS (mA)		
35	80	140.97	210.66
40	80	130.53	261.04
45	80	119.88	234.04
50	80	113.90	209.84
50	86	113.90	308.75 @ 342.21*

Tableau 5 : Largeurs spectrales à mi-hauteur. Émission laser et émission laser amplifiée

*coefficient de couplage différent

On remarque que l'émission du laser DFB est élargie pour le cas où le laser est couplé avec l'amplificateur. La largeur de raie du laser DFB diminue avec l'augmentation du courant d'injection de 35 à 50 mA (fig. 4.62).

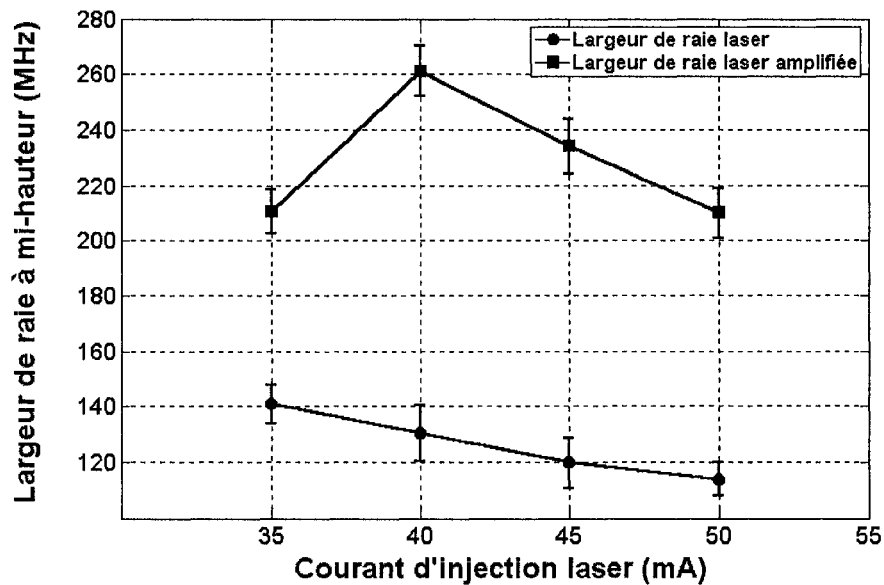


Figure 4.62 : Évolution de la largeur de raie en fonction du courant d'injection laser

La largeur de raie de l'émission laser amplifiée, élargie, ne suit pas la même variation en fonction du courant d'injection dans le laser. En augmentant le courant d'injection dans le laser de 35 à 40 mA on observe un élargissement de la largeur de raie de l'émission laser amplifiée, contrairement au comportement de la largeur de raie du laser. En augmentant le courant d'injection de 40 à 50 mA, la largeur de raie de l'émission laser amplifiée diminue, d'une manière plus rapide que la largeur de raie laser. Ceci est dû au fait que la phase de la rétroaction optique varie en fonction du niveau d'injection optique dans l'AOS.

Les valeurs mesurées pour les largeurs de raie dans les méthodes homodyne et self-hétérodyne sont influencées par la longueur de la ligne à délai pour des sources qui ont du bruit de fréquence [25]. À la figure 4.63 on montre un spectre obtenu par la méthode self-hétérodyne où on remarque la dépendance de la largeur de raie mesurée par rapport à la longueur de la ligne à délai.

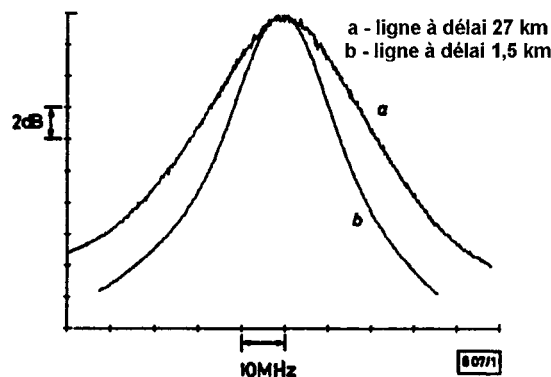


Figure 4.63 : Dépendance de la largeur de raie mesurée avec la longueur de la ligne à délai [25]

La longueur de la ligne à délai qu'on a utilisée, 10 km, est susceptible de générer des signaux de battement plus larges dans le cas d'une source qui a du bruit de fréquence. En fonction du bruit de fréquence de la source, pour de longues lignes à délai, la valeur de la largeur de raie mesurée peut être dix fois supérieure à la largeur de raie réelle. Les largeurs de raie qu'on a présentées au tableau 5 mettent en évidence l'élargissement de la raie du laser couplé avec l'amplificateur, mais elles auront des valeurs différentes pour une autre longueur de la ligne à délai. Ces phénomènes gagneraient à être approfondis davantage mais cette étude dépasserait le cadre de ce projet de maîtrise qui cherchait à vérifier expérimentalement la prédiction théorique d'un élargissement de la raie d'un laser DFB en présence d'un amplificateur optique à semi-conducteurs.

Conclusion

L'objectif de ce travail était d'étudier le comportement de la largeur de raie d'un laser DFB couplé avec un amplificateur optique à semi-conducteurs en proposant des méthodes d'analyse spectrale à haute résolution. À notre connaissance, ce sont les premiers résultats de ce genre à être obtenus. Ils confirment les travaux théoriques du Laboratoire d'Optoélectronique [15], mais leur précision pourrait être accrue. L'étude théorique qui prédit l'évolution de la largeur de raie d'un laser DFB intégré avec un AOS, présenté au premier chapitre, nous a donné le point de départ en ce qui concerne la résolution de la technique de mesure spectrale qu'on allait utiliser.

Au deuxième chapitre on a évalué des méthodes d'analyse spectrale optique et on a vu qu'elles n'offraient pas la résolution nécessaire pour effectuer des mesures de largeur de raie d'un laser DFB

Pour ce qui est des méthodes d'analyse spectrale à haute résolution, le troisième chapitre a été consacré à l'évaluation de techniques basées sur le transfert de l'information spectrale du domaine des fréquences optiques dans le domaine des fréquences électriques. Dans ce contexte on a présenté les techniques hétérodyne et homodyne.

Au quatrième chapitre on a présenté les montages qu'on a utilisé pour effectuer des mesures spectrales à haute résolution. Au cours de ce travail plusieurs problèmes ont dû être résolus, comme l'acquisition des données par voie GPIB ou le contrôle de la

polarisation dans un circuit à fibre optique. Pour l'acquisition des données à partir de l'analyseur de spectres électriques on a conçu un programme LabView qui enregistre les spectres sous forme graphique et sous forme de fichier texte. Pour le contrôle de la polarisation on a proposé deux méthodes et on a construit un contrôleur de polarisation basé sur la biréfringence induite par des contraintes mécaniques.

Dans le cas de la technique hétérodyne on a généré un signal de battement mais l'absence d'un oscillateur local proprement dit et le fait que les lasers utilisés n'étaient pas stabilisés en fréquence ont fait en sorte que ce signal n'était pas stable.

La technique homodyne offrait l'avantage de l'autostabilisation en longueur d'onde en utilisant la source analysée comme oscillateur local. Par contre, les résultats provenant de cette technique dépendent de la longueur de la ligne à délai.

Dans les deux cas, hétérodyne et homodyne, on n'a pas utilisé d'isolateur optique à la sortie du laser DFB parce qu'on voulait faire des mesures comparatives entre la largeur de la raie du laser DFB et la largeur de l'émission laser amplifiée, en favorisant le couplage de l'émission spontanée de l'amplificateur dans la cavité laser.

Pour effectuer des mesures de largeur de raie DFB on a choisi la méthode homodyne qui s'est avérée la plus appropriée au type d'étude qu'on voulait faire.

En utilisant cette technique on a mesuré la largeur de raie d'un laser DFB pour plusieurs courants d'injection. Par la suite, on a couplé le laser DFB avec un amplificateur optique à semi-conducteurs et on a mesuré la largeur de raie du laser pour les mêmes courants d'injection. En comparant les deux types de mesures on a mis en évidence l'élargissement de la largeur de raie du DFB dans le cas où il était couplé avec l'AOS. Ce

phénomène peut être un inconvénient lors de l'utilisation des sources intégrées DFB – AOS dans les systèmes de communication DWDM, en limitant le rapprochement entre les canaux.

Dans l'interprétation de ces résultats il faut tenir compte de plusieurs aspects. Premièrement on n'a pas utilisé d'isolateur optique. De plus, dans le cas de la technique homodyne, la mesure de la largeur de raie est influencée par la longueur de la ligne à délai si la source présente du bruit de fréquence. Ces facteurs limitent les résultats aux comparaisons entre les largeurs de raie laser et les largeurs de l'émission laser amplifiée. Les valeurs mesurées des largeurs de raie sont affectées par la rétroaction optique et par le bruit de fréquence de la source utilisée.

Un autre aspect qui différencie la valeur de l'élargissement mesuré par rapport à celui prédit par la théorie est le fait que le modèle théorique décrit le comportement de la largeur de raie d'un dispositif intégré DFB-AOS, où les réflectivités des facettes de l'amplificateur sont nulles ou de l'ordre de 10^{-6} - 10^{-5} tandis que dans le cas des expériences présentées on avait des réflectivités plus élevées, de 4×10^{-2} , aux interfaces de couplage par fibre optique à l'entrée et à la sortie de l'AOS. Les réflectivités aux interfaces de couplage favorisent aussi l'apparition des modes Fabry-Perot, en limitant le courant d'injection dans l'amplificateur.

Les résultats du travail présenté par ce mémoire pourraient être améliorés comme suit.

Du point de vue des mesures de largeur de raie DFB, l'utilisation d'un isolateur optique s'imposerait pour obtenir des valeurs plus précises. Les mesures spectrales hétérodynes devraient être reprises en utilisant comme oscillateur local un laser beaucoup plus étroit

que le laser analysé. Les deux sources, l'oscillateur local et le laser analysé, devraient être stabilisées en fréquence.

En ce qui concerne la méthode homodyne, il faudrait investiguer l'influence de la longueur de la ligne à délai sur la largeur de raie mesurée, en fonction du bruit de fréquence de la source. Pour l'étude de l'élargissement de la largeur de raie d'un laser DFB couplé avec un AOS, on devrait réduire les réflectivités des interfaces de couplage à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur optique à semi-conducteurs et on devrait mesurer la largeur de raie pour plusieurs courants d'injection dans l'AOS.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Agrawal, G.P., **“Semiconductor Laser, Past, Present and Future”**, ch. 8, p. 243-283, Ed. G.P. Agrawal, 1995
- [2] Derickson, D., **“Fiber Optic Test and Measurement”**, Prentice-Hall, 1998
- [3] Maciejko, R., **“Photonique”**, cours -École Polytechnique de Montréal, 2000
- [4] Maciejko, R., **“Optoélectronique”**, cours -École Polytechnique de Montréal, 1999
- [5] Siegman, A.E., **“Lasers”**, University Science Books, Mill Valley, California, 1986
- [6] Milonni, P.W., Eberly, J.H., **“Lasers”**, Wiley, New York, 1988
- [7] Eisenstein, G., **“Semiconductor Laser Amplifiers”**, IEEE Circ. Devices Mag., 5, pp.25-30, 1980
- [8] O’Mahony, M.J., **“Semiconductor Laser Optical Amplifiers for Use in Future Fiber Systems”**, Lightwave Technology, IEEE Journal of , 6 , p. 531 –544, 1988
- [9] Ackerman, D.A. et al., **“Tunable semiconductor lasers for WDM telecommunications”**, Indium Phosphide and Related Materials, 2001, IEEE International Conference on , pp. 571 –574, 2001

- [10] Nishio, M. et al., **“Eight-channel Wavelength-Division Switching Experiment Using Wide-Tuning-Range DFB LD Filters”**, Post Deadline Paper, European Conf. on Optical Comm., Brighton, 1988

- [11] Koichi Iiyama, Ken-ichi Hayashi, **“Reflection-type delayed self-homodyne/heterodyne method for optical linewidth measurements”**, Lightwave Technology, IEEE Journal of , vol. 9, no. 5 , pp. 635 –640, 1991

- [12] T. Okoshi, K. Kikuchi, **“Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum”**, Electronics Letters, vol. 16, no. 16, pp. 1011-1012, 1980

- [13] San-Liang Lee; Ching-Tang Pien; Yu-Yi Hsu, **“Wavelength monitoring in DWDM networks using low cost semiconductor laser diode/amplifiers”** , IEEE Optical Fiber Communication Conference, v. 2, p. 168 -170, 2000

- [14] Durhuus, T. et al., **“All Optical Wavelength Conversion by SOA’s in a MachZender Configuration”**, IEEE Photonics Technology Letters, no. 6, 1994

- [15] Alain Champagne, Jerome Camel, Roman Maciejko, Senior Member, IEEE, K. J. Kasunic, David M. Adams, Bjarne Tromborg , **“Linewidth broadening in a distributed feedback laser integrated with a semiconductor optical amplifier”**, Quantum Electronics, IEEE Journal of , Volume: 3 Issue: 11 , November 2002 , pp. 1493 –1502

- [16] Tromborg, B.; Olesen, H.; Pan, X., **“Theory of linewidth for multielectrode laser diodes with spatially distributed noise sources”**, Quantum Electronics, IEEE Journal of, Volume: 27 Issue: 2 , Feb. 1991, pp. 178 –192

- [17] C. H. Henry, **“Theory of spontaneous emission noise in open resonator and its application to lasers and optical amplifiers”**, IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-4, pp. 288–297, Mar. 1986.
- [18] H. Olesen, B. Tromborg, X. Pan, and H. E. Lassen , **“Stability and dynamic properties of multi-electrode laser diodes using a Green’s function approach”**, IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, pp. 2282–2301, Aug.1993.
- [19] X. Pan, B. Tromborg, H. Olesen, **“Complex pole expansion approach to multimode DFB laser modeling”**, Proc. Inst. Electr. Eng. J., vol. 141, no. 4, pp. 271–274, 1994.
- [20] G. P. Agrawal, **“Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback”** IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-20, pp. 468–471, May 1984.
- [21] K. Petermann, **“Semiconductor laser with optical feedback”** in Laser Diode Modulation and Noise. Norwell, MA: Kluwer, 1988, ch. 9, pp. 250–290.
- [22] F. Favre, **“Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor lasers”** IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-23, pp. 81–88, Jan. 1987.
- [23] K. Petermann, **“External optical feedback phenomena in semiconductor lasers”** IEEE J. Quantum Electron., Volume: 1 Issue: 2 , June 1995, pp. 480 –489
- [24] M. Nazarathy, W.V. Sorin, D. M. Baney, S. A. Newton, **“Spectral analysis of optical mixing measurements”**, IEEE J. of Lightwave Technology, vol. 7, no. 7, July 1989

- [25] K. Kikuchi, T. Okoshi, **“Dependence of semiconductor laser linewidth on measurement time: evidence of predominance of 1/f noise”**, Electronics Letters, vol. 21, no. 22, Oct. 1985, pp. 1011-1012

- [26] Udo Krüger, **“Simultaneous measurement of the linewidth, linewidth enhancement factor α , and FM and AM response of a semiconductor laser”**, IEEE J. of Lightwave Technology, vol. 13, no. 4, pp. 592-597, April 1989

- [27] Richard T. Sahara, **“Single contact monolithically integrated DFB laser amplifier”**, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, no. 7, pp. 899-901, July 2002

- [28] F. Herzel, **“The semiconductor laser linewidth: a Green’s function approach”**, IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-29, no. 12, pp. 2891-2897, December 1993

- [29] F.C. Ndi, J. Toulouse et al **“Influence of dispersion properties of the delay line in self-heterodyne linewidth measurements”**, Optical Fiber Communications Conference OFC 2001, Anaheim CA, 2000

- [30] Linden B. Mercer, **“1/f frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements”**, IEEE J. of Lightwave Technology, , vol. 9, no. 4, pp. 485–493, 1991

- [31] Eilert Berglind, **“Laser linewidth broadening caused by a laser amplifier”**, IEEE Photonics technology letters, vol. 3, no. 5, pp. 442 –444, 1991

- [32] Constable, J.A., **“Laser linewidth measurement using a Mach-Zehnder interferometer and an optical amplifier”**, Electronics Letters, vol. 30, no. 22, Jan. 1989, pp. 140-141

[33] Kruger, M. S., **“Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times”**, Quantum Electronics, IEEE Journal of, volume: 22 , no. 11 , November 1986 , pp.2070-2074

[34] Xu, Lei et al., **“Widely tunable fiber ring laser with EDFA/SOA”** - Lasers and Electro-Optics Society, 2001. LEOS 2001. The 14th Annual Meeting of the IEEE

ANNEXE 1

Spécifications du contrôleur de température TEC 2000 – Thorlabs

TEC Output

TEC Current Range	-2A to +2A
Compliance Voltage	>6V
Max Output Power	12W
TEC Current Resolution	1mA
Noise and Ripple	<1mA

Thermistor Sensors

Control Range	10 to 20k (100 -200k)
Resolution	1(10)
Setting Accuracy	$\pm 0.2\%$
Temp Stability	$\leq 2^\circ (20^\circ)$

IC Sensors AD590, LM335

Control Range	-40°C to +150°C
Resolution	0.01°C
Setting Accuracy	$\pm 0.1^\circ\text{C}$
Temp Stability	$\leq 1\text{mK}$

TEC Current Limit

Setting Range	0 to 2A
Resolution	1mA
Setting Accuracy	$\pm 0.02\text{ A}$

Temperature control inputs

Input Resistance	10k
Control Voltage	0 to 10V
Input Coeff. (AD590/92, LM335)	20 C/V
Input Coeff. 20k (200k)	2k/V (20k/V)

Control output

Load Resistance	1k
Output Coeff. (AD590/92, LM335)	50mV/C
Output Coeff. 20k? (200k?)	0.5V/k (50mV/k)

Connectors

Sensor, TEC, TEC ON Signal	DB9 Male
Control Input	BNC
Control Output	BNC
Chassis Ground	4mm banana

General Data

Power Voltage (10%)	100/115/230VAC
Power Freq.	50 to 60 Hz
Operating Temp.	0° to 40°C
Storage Temp.	-40° to 70°C
Warm-up time for Rated Accuracy	10 min.
Weight	6.6 lb.
Dimensions (W x H x D)	5.8 x 2.8 x 12.5"

Spécifications de la source de courant LDC 500 – Thorlabs

Current control:

Control range (continuously adjustable)	0... $\pm 500\text{ mA}$
Compliance voltage	> 4
Setting accuracy	$\pm 0.2\text{ mA}$
Resolution	0.1 mA
Noise (10Hz...10MHz)	< 5 μA
Ripple (50Hz, rms)	< 2 μA
Transients	< 25 μA
Short term fluctuations (15 s)	< 20 μA
Temperature coefficient	$\leq 50\text{ ppm}/^\circ\text{C}$
Drift (30 min, 0...10Hz)	< 50 μA

Power control:

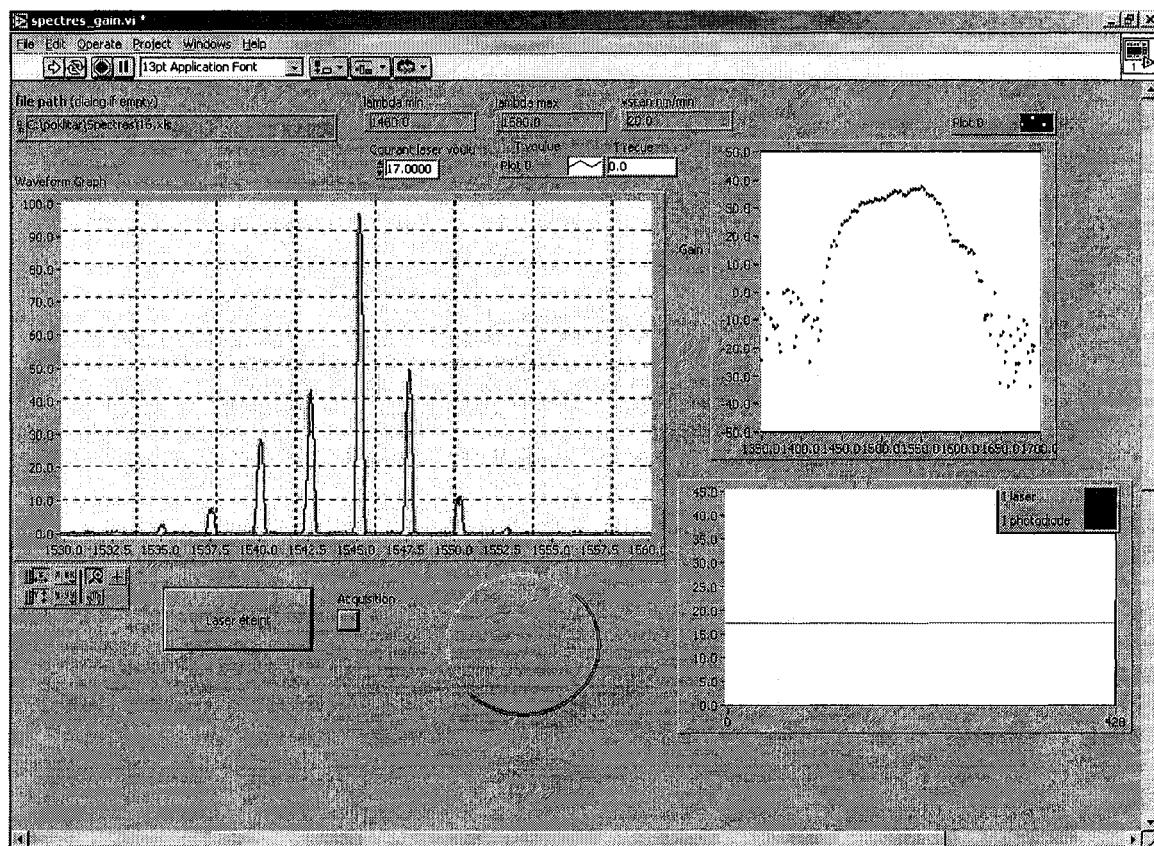
Photodiode current range	5 μA ...2 mA
Resolution photodiode current	0.1 μA
Power range	20 mW/200 mW
Resolution optical power	1 μW /10 μW
Setting accuracy	$\pm 2\text{ mA}$
Drift	< 1 μA

Current limit:

Setting accuracy	$\pm 1.5\text{ mA}$
Resolution	0.1 mA

ANNEXE 2

Interface LabView pour l'asservissement du laser



ANNEXE 3

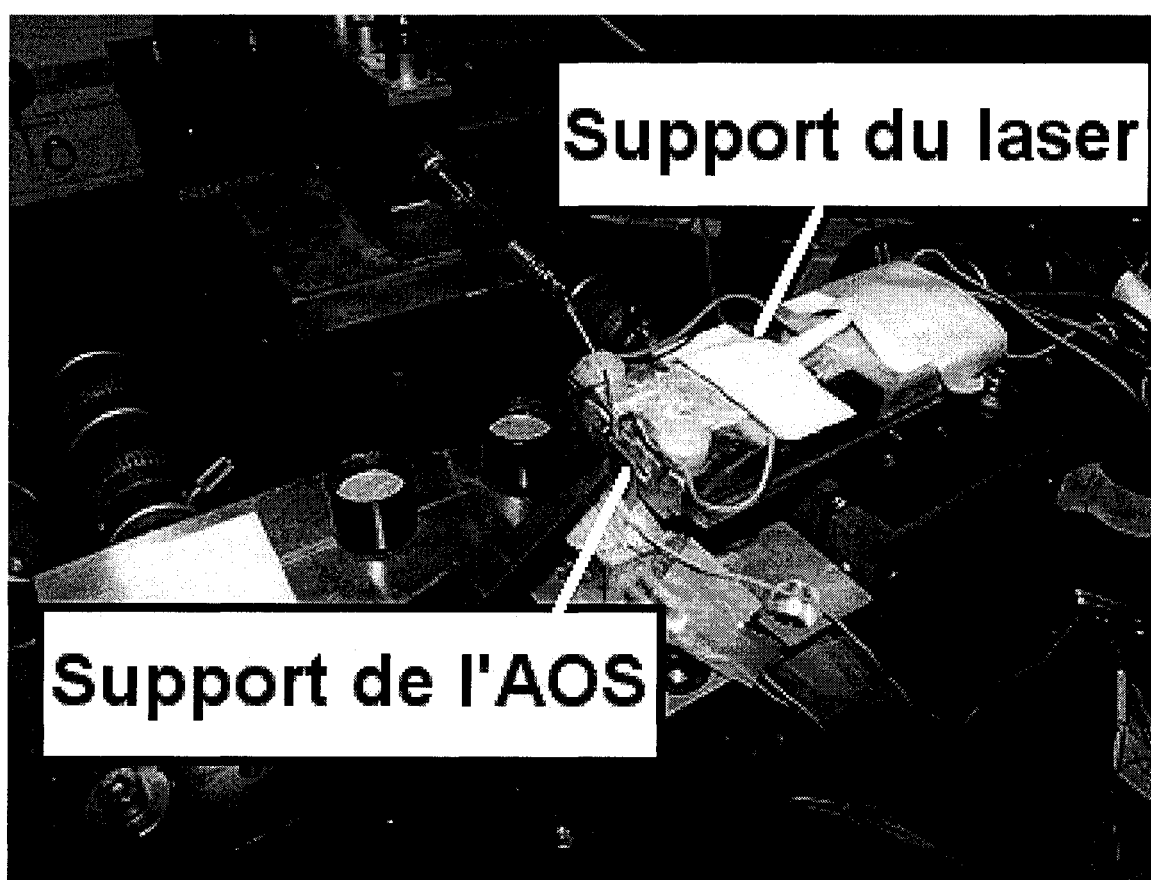
Atténuation dans la fibre SMF-28

Longueur d'onde (nm)	Atténuation (dB/km)	
	Premium	Standard
1310	≤ 0.35	≤ 0.40
1550	≤ 0.25	≤ 0.30

Atténuation en fonction du rayon de courbure			
Diamètre de la bobine (mm)	Nombre de spires	Longueur d'onde (nm)	Atténuation (dB)
32	1	1550	≤ 0.50
75	100	1310	≤ 0.05
75	100	1550	≤ 0.10

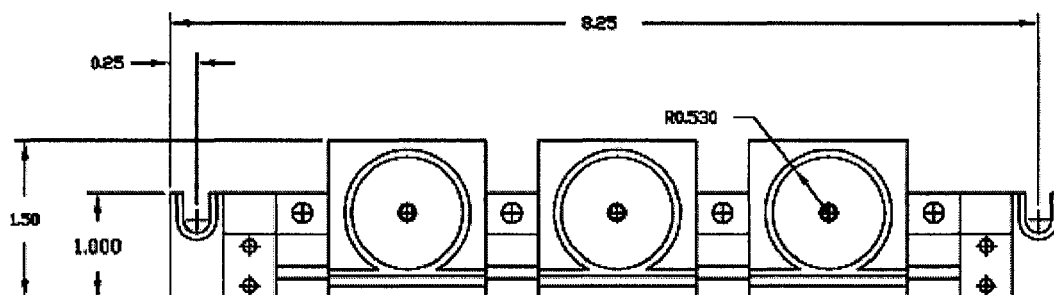
ANNEXE 4

Support de l'AOS. Support du laser

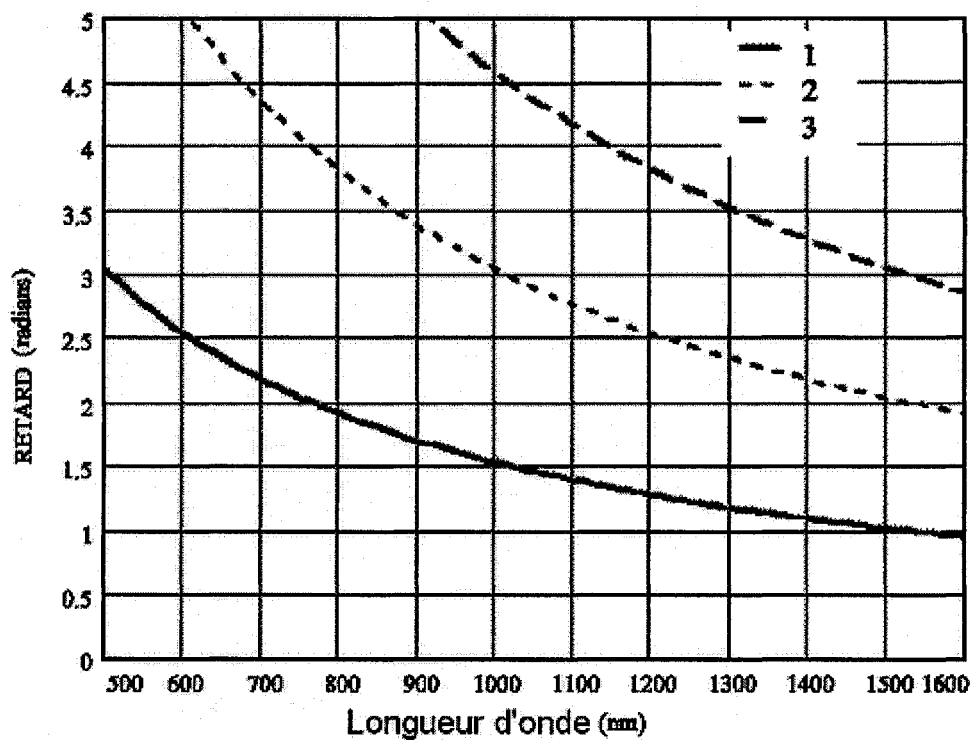


ANNEXE 5

Schéma du contrôleur de polarisation



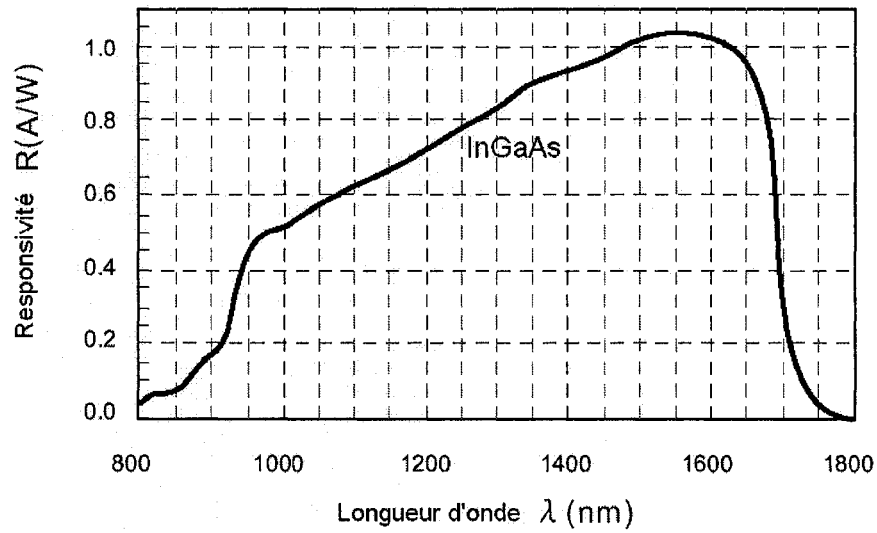
Retard en fonction de la longueur d'onde



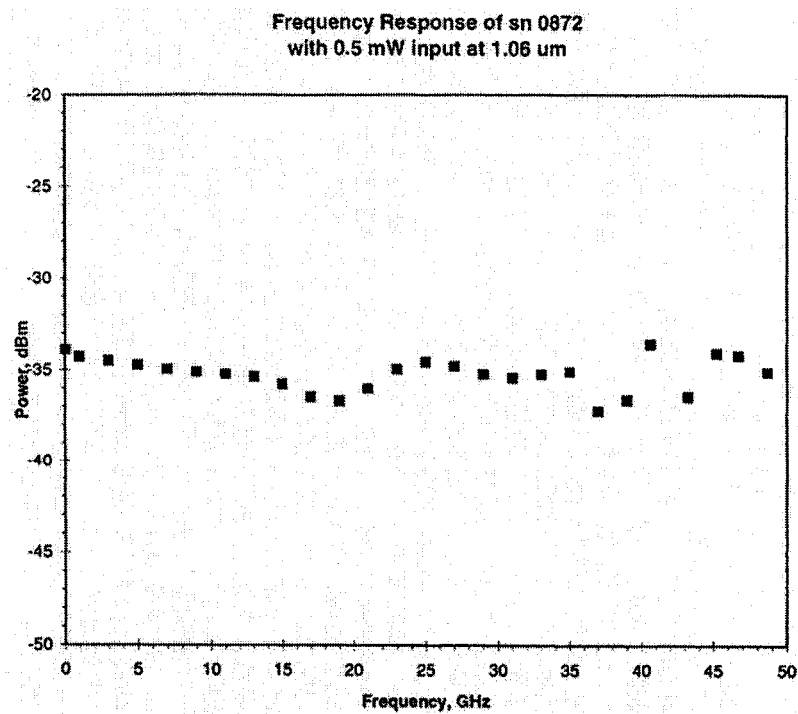
Retard en fonction de la longueur d'onde
pour 1, 2 et 3 spires

ANNEXE 6

Responsivité de l'InGaAs



Réponse en fréquence du photodétecteur



ANNEXE 7

Programme MATLAB – traçage des spectres

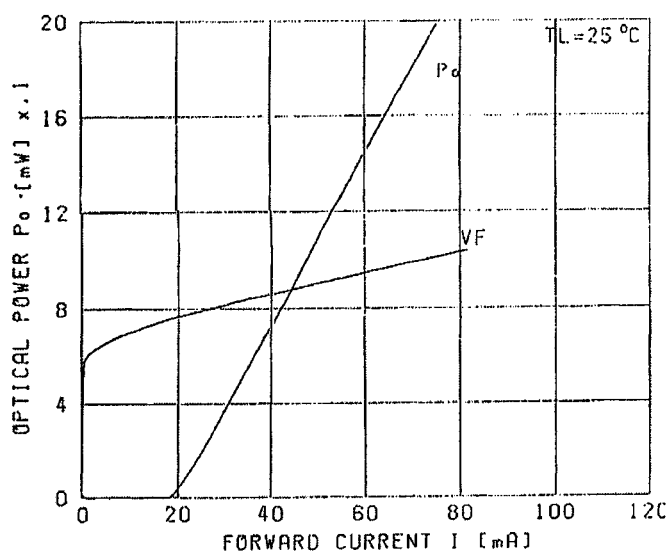
```

fid=fopen('35mA1.txt');
A1=fscanf(fid,'%g',[401 15]);
fid=fopen('35mA2.txt');
A2=fscanf(fid,'%g',[401 15]);
A=[A1,A2];
fid=fopen('bruit894905.txt');
Bruit=fscanf(fid,'%g',[401 1]);
for l=1:30;
    for m=1:80;
        AM(m,l)=max(A(5*m-
4:5*m,l));
    end
end
ErrM=max(AM');
Errm=min(AM');
Err=(ErrM-Errm);
Grf=sum(A')/30-Bruit';
for m=1:80;
GrfM(m,:)=Grf(1,5*m-4:5*m);
end
t=-894:4.5:906;
z=-894:22.5:905;
plot(t,Grf);
hold on
errorbar(z,max(GrfM'),Err );
hold on
plot(z,max(GrfM'),'LineWidth',2
hold on
n=xlim;
set(gca,'xtick',n(1,1):50:n(1,2
set(gca,'xticklabel',{'-
1000'...'1000'}));
m=ylim;
set(gca,'ytick',
m(1,1):m(1,2));
grid on
hold on
Pmax=max(max(GrfM'));
plot(-50,Pmax-3,'rs',
'MarkerSize',2);
plot(50,Pmax-3,'rs',
'MarkerSize',2);
D=ginput(2);
deltaniu=D(2,1)-D(1,1);
t=-250:10:250;
denom=(1+(4*t.^2)/
/(1*deltaniu)^2);
for i=1:51;
P=0*i+
+10*log10(10^(Pmax/10));
end
G=P.^1-10*log10(denom.^1);
xlabel('MHz');ylabel('dBm');
f1=z(1,33:49);
Y=max(GrfM');
y_exp1=Y(1,33:49);
x0=[Pmax,deltaniu];
xf1=fminsearch('rest1',x0,
[ ],y_exp1,f1);
L3=xf1;
str3=num2str(L3);
lor3=strcat('L--> ',str3);
plot(f1,xf1(1)-10*log10(1+
+4*f1.^2/xf1(2)^2),
'bo','MarkerFaceColor','b',
'MarkerSize',3,'Tag','L3');
hL3=findobj('Tag','L3');
hL=[hL3];
legend(hL,lor3)

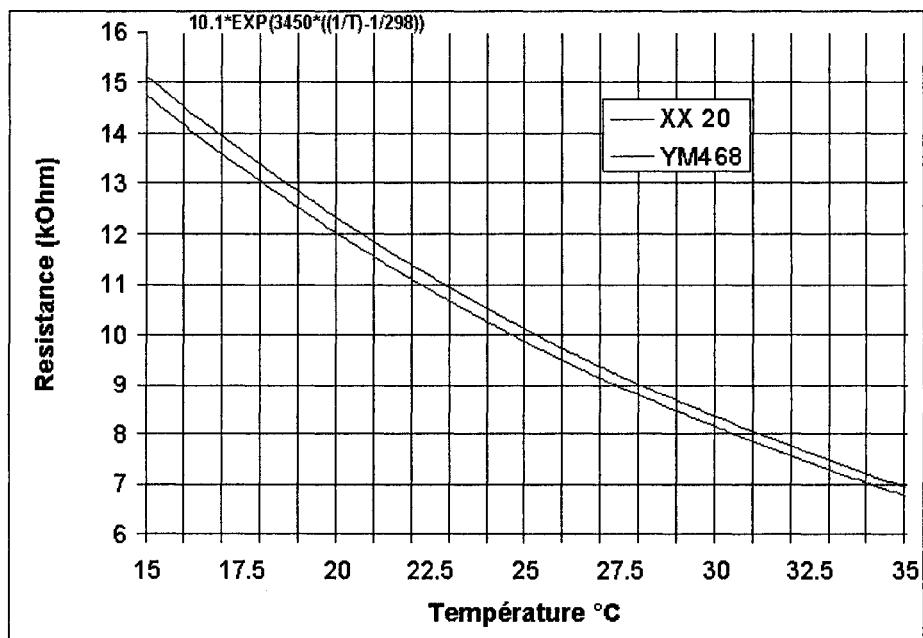
```

ANNEXE 8

Courbe L-I du laser DFB - FUJITSU YM 468



Valeurs de la thermistance en fonction de température - FUJITSU YM 468



ANNEXE 9

Programme LabView pour l'enregistrement des spectres électriques par voie GPIB.

