

**Titre:** Études sur le gain optique dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs à multiples puits quantiques C3T3 (trois puits en compression et trois puits en tension)  
**Title:**

**Auteur:** Rodica Matei  
**Author:**

**Date:** 2006

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Matei, R. (2006). Études sur le gain optique dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs à multiples puits quantiques C3T3 (trois puits en compression et trois puits en tension) [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/7570/>  
**Citation:**

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/7570/>  
**PolyPublie URL:**

**Directeurs de recherche:** Romain Maciejko, & Raman Kashyap  
**Advisors:**

**Programme:** Non spécifié  
**Program:**

**UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL**

**ÉTUDES SUR LE GAIN OPTIQUE DANS LES AMPLIFICATEURS OPTIQUES  
À SEMI-CONDUCTEURS À MULTIPLES PUIITS QUANTIQUES C3T3 (TROIS  
PUIITS EN COMPRESSION ET TROIS PUIITS EN TENSION)**

**RODICA MATEI**

**DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

**THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE  
PHILOSOPHIAE DOCTOR  
(GÉNIE PHYSIQUE)**

**février 2006**

© Rodica Matei, 2006



Library and  
Archives Canada

Bibliothèque et  
Archives Canada

Published Heritage  
Branch

Direction du  
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file    Votre référence*

*ISBN: 978-0-494-17009-0*

*Our file    Notre référence*

*ISBN: 978-0-494-17009-0*

#### NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

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

#### AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

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

---

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

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

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

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

  
**Canada**

**UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL**

**ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

Cette thèse intitulée:

**ÉTUDES SUR LE GAIN OPTIQUE DANS LES AMPLIFICATEURS OPTIQUES  
À SEMI-CONDUCTEURS À MULTIPLES Puits QUANTIQUES C3T3 (TROIS  
PUITS EN COMPRESSION ET TROIS Puits EN TENSION)**

présenté par: RODICA MATEI

en vue de l'obtention du diplôme de: Philosophiae Doctor

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

M. MASUT, Remo A., Ph.D., président

M. MACIEJKO, Romain, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. KASHYAP, Raman, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. CHEN, Lawrence, Ph.D., membre

M. REID, Benoît, Ph.D., membre

## **Dédicace**

Il me tient à cœur de dédier cette thèse à mes parents qui ont su m'élever et me soutenir tout au long de ma vie. Cette thèse est dédiée aussi à mon époux Stefan pour son soutien et compréhension inconditionnels.

## Remerciements

J'exprime tout d'abord ma reconnaissance à mon directeur de thèse, M. Romain Maciejko, pour m'avoir accueilli dans son groupe et avoir stimulé mon intérêt pour le monde de la photonique. Il a su m'apporter le soutien et l'encadrement nécessaires tout en me laissant la liberté d'explorer plusieurs voies de recherche parallèles.

Je désire également remercier à mon co-directeur de recherche, M. Raman Kashyap, pour les discussions enrichissantes et le soutien scientifique qui m'ont permis d'accomplir ce travail.

Un merci particulier à Alain Champagne et Michel Lestrade pour leur disponibilité, leur critiques et leur aide précieuse. Je tiens aussi à souligner la merveilleuse collaboration avec mon collègue Philippe Mercure. Nos discussions ont été très utiles et intéressantes. Ma gratitude s'adresse également à Lionel Carrion et Stéphane Larouche qui ont généreusement accepté de corriger les versions préliminaires de cette thèse.

Je voudrais aussi remercier mes collègues du laboratoire d'optoélectronique: Lucian Bojor, Zhiqiang Xu, Joseph Maciejko et Robert Mongeau pour les discussions incitantes et l'ambiance agréable qui règne au Laboratoire.

Merci aussi à Yannick Lizé, Lütfü Çelebi Özcan, Vincent Treanton et Irina Kostko, mes collègues du Laboratoire des concepts photoniques, pour leur collaboration et leur amitié.

Merci à Feodor Timofeev, Souleymane Bah et Gueorgui Poklitar pour l'amitié et pour avoir partager leur expérience.

Un grand remerciement à M. Lionel Bertrand pour l'opportunité d'enseigner dans le cadre du cours Mécanique pour ingénieurs.

J'adresse un remerciement spécial à M. Dan Deptuck de la Société Canadienne de Microélectronique (Canadian Microelectronics Corporation) pour le support dans la micro fabrication des amplificateurs.

Je n'oublierai pas Florina, Cornelia, Liviu et Estera mes amies roumains qui m'ont supporté et soutenu au travers de cette épreuve.

Enfin, j'exprime ma reconnaissance envers mon directeur et co-directeur de recherche pour leur support financier qu'ils m'ont accordé.

## Résumé

L'objectif de cette thèse a été l'étude du gain optique des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOAs) à trois puits quantiques en compression et trois puits quantiques en tension (C3T3). La structure utilisée pour la micro-fabrication des amplificateurs étudiés est une double hétérostructure InGaAsP/InP et a été conçue pour être insensible à la polarisation. La composition et l'épaisseur des couches de la structure ainsi que la hauteur du "*ridge*" et la distance entre le "*ridge*" et la région active ont été obtenues par simulation. Le logiciel de simulation utilisé pour obtenir les paramètres de la micro fabrication a été développé par l'équipe du Laboratoire d'optoélectronique de l'École Polytechnique de Montréal.

L'intérêt pour les SOAs à puits quantiques est principalement dû au fait qu'ils possèdent une grande largeur spectrale à mi-hauteur (jusqu'à 100 nm) pour un gain élevé. De plus, la technologie des semi-conducteurs offre une grande flexibilité dans le choix du spectre du gain en variant la composition de la région active. Les propriétés des SOA en font des dispositifs très versatiles qui peuvent remplir plusieurs fonctions. Il y a aussi l'avantage de pouvoir les intégrer avec d'autres composants passifs ou actifs dans le but de réaliser des fonctions plus complexes.

L'analyse des spectres d'émission spontanée par mesures de photoluminescence standard effectuées sur la structure C3T3 a mis en évidence les principaux facteurs responsables de la recombinaison des porteurs et de l'élargissement du pic principal. L'influence de l'intensité d'excitation sur la position du pic de photoluminescence et la largeur du spectre a été aussi étudiée. La comparaison entre les spectres mesurés et les spectres calculés en utilisant un modèle théorique développé dans le Laboratoire



d'optoélectronique a permis l'analyse des différents processus responsables de la forme et de la position du pic de photoluminescence. Dans la littérature, il n'y a pas d'information concernant des structures avec des puits quantiques combinées tension/compression.

Des informations intéressantes sur les propriétés des structures C3T3 et sur les paramètres de fonctionnement des amplificateurs pour atteindre l'insensibilité à la polarisation ont été obtenues par des études sur l'émission spontanée amplifiée et le gain optique en fonction de la longueur de la région active de l'amplificateur. L'étude de l'évolution de la densité de porteurs sur la longueur l'amplificateur en utilisant le simulateur d'amplificateurs optiques nous a permis d'expliquer l'influence de l'émission spontanée amplifiée (ESA) sur le spectre du gain des SOA. Parce que l'ESA dépend du gain matériel, nous avons montré qu'il est possible d'estimer le pic du gain à petit signal (SSG) et sa largeur à 3-dB en comparant les mêmes paramètres pour l'ESA et pour le gain.

Pour mieux souligner l'importance de l'ESA, nous avons utilisé les spectres de l'ESA pour l'estimation du coefficient de réflexion aux facettes de l'amplificateur, l'obtention des spectres de l'émission spontanée couplée dans la cavité pour le mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM), la mesure indirecte du spectre TE et TM du gain de l'amplificateur et la mesure du gain net par la méthode Hakki-Paoli. Les spectres de l'émission spontanée couplée dans la cavité pour le mode TE et TM sont en concordance avec les résultats obtenus par photoluminescence standard en ce qui concerne les pics des spectres.

Par des mesures d'insensibilité à la polarisation, nous avons trouvé l'intervalle de la densité de courant pour lequel les valeurs de la différence entre le SSG transverse magnétique et SSG transverse électrique sont faibles, entre 0.3 et 0.5 dB. Il faut mentionner que la différence entre les gain TE et TM pour les amplificateurs avec des puits quantiques sans contrainte est de 1 à 10 dB

Les caractéristiques de saturation différentes pour les modes TM et TE ont été mises en évidence et expliquées en utilisant les données de la littérature pour le gain différentiel de chaque type de puits.

dépendance de l'insensibilité spectrale à la polarisation de la longueur de la région active et du courant d'injection nous a permis de trouver les paramètres optimaux de fonctionnement pour atteindre des largeurs à mi-hauteur supérieures aux données rapportées jusqu'ici sur des structures semblables.

Finalement, nous avons fait des études sur la modulation croisée du gain pour en savoir plus sur le comportement de l'amplificateur C3T3. En utilisant un modèle basé sur la théorie du petit signal, qui prend en considération la saturation de l'amplificateur causée par la puissance de la sonde et de la pompe, nous avons pu prévoir la réponse en fréquence pour une bonne efficacité de la conversion. Les résultats ont montré qu'en choisissant bien les paramètres de fonctionnement, l'intensité de courant d'injection, les longueurs d'onde de la pompe et de la sonde, nous pouvons améliorer la réponse de l'amplificateur.

## **Abstract**

The main objective of this study was to investigate the optical gain of the semiconductor optical amplifiers (SOAs) with three compressive quantum wells and three tensile quantum wells (C3T3). The structure used for micro fabrication of these amplifiers was a double heterostructure based on the InGaAsP/InP successive layers and it has been specially designed to be insensitive to the polarization of light. The composition and the thickness of the layers of the structure as well as the height of the ridge and the distance between the ridge and the active region were obtained by simulation. The simulation software used to obtain these parameters has been developed by the Optoelectronics team from Ecole Polytechnique of Montreal.

The interest for the quantum wells SOAs is mainly due to the fact that they have a large bandwidth (about 100 nm) for a high gain. Moreover, the technology of the semiconductors offers a great flexibility with respect to the gain spectrum, which can be appropriately selected by changing only the chemical composition of the active region. Because of their unique properties, SOAs are highly versatile devices that can be used for a large number of functional applications. Furthermore, they present the advantage of being easily integrated with other passive or active components for more complex functions.

We analyzed the spontaneous emission spectra of the C3T3 structure by performing standard photoluminescence measurements. The main factors which are responsible for the recombination of carriers, as well as for the broadening of the main peak have been

discussed. We have also studied the influence of the excitation intensity on the position of the photoluminescence peak and on the spectrum bandwidth. The comparison between the measured and the theoretical spectra, which were calculated using a model developed in the Optoelectronics Laboratory, allowed us to analyze the various processes responsible for the shape, and for the position of the photoluminescence peak. These results are particularly important because there is a lack of information in the literature on the combined structures with tension/compression quantum wells.

The parameters required for the amplifiers to achieve polarization insensitivity, as well as the information regarding the properties of C3T3 structures were obtained by studying the amplified spontaneous emission, and the optical gain versus the active region length of the amplifier. The study of the carrier density evolution along the length of the amplifier, which was performed by using an optical amplifier simulator, enabled us to explain the influence that the amplified spontaneous emission has on the gain spectrum of SOAs. Since the amplified spontaneous emission depends on the material gain, we proved that it is possible to estimate the small signal gain (SSG) peak and the spectral gain bandwidth by comparing the same parameters for the amplified spontaneous emission and for the gain.

To better emphasize the importance of the amplified spontaneous emission, we have used the spectra of the amplified spontaneous emission in order to estimate the reflection coefficient at the amplifier facets; to obtain the spontaneous emission spectra coupled in the cavity for the transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) modes; for the indirect measurements of the TE and TM gain spectrum of the amplifier, as well as for the measurement of the net gain by the Hakki-Paoli method. The spontaneous emission spectra coupled in the cavity for the TE and TM modes are in agreement with the results obtained by standard photoluminescence with respect to the peaks positions in the spectra.

By performing polarization insensitivity measurements, we have found that the interval of the current density for which the difference between the TM and TE SSG is small, ranges between 0.3 and 0.5 dB. It is noteworthy that the difference between the TE and TM gain for the amplifiers with unstrained quantum wells is usually in the range from 1

to 10 dB. The different characteristics of saturation for the TE and TM modes were explained by using data taken from literature for the differential gain of each type of wells.

The dependency of spectral polarization insensitivity on the length of the active region, and on the injection current, allowed us to find the optimal operation parameters needed to obtain a bandwidth which is higher than the results reported in the literature for similar structures.

Finally, we have completed studies of the cross gain modulation with the purpose to know more about the behaviour of the C3T3 amplifier. By using a model based on the small signal theory which takes into account the saturation of the amplifier caused by the power of the probe and of the pump, we were able to predict the frequency interval for a good efficiency conversion. The results have proven that, provided that the operation parameters are carefully selected namely the intensity of the injection current, the wavelengths of the pump and of the probe, we can significantly improve the response of the amplifier.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>Dédicace .....</b>	<b>iv</b>
<b>Remerciements .....</b>	<b>v</b>
<b>Résumé .....</b>	<b>vii</b>
<b>Abstract.....</b>	<b>x</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES.....</b>	<b>xiii</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX.....</b>	<b>xvi</b>
<b>LISTE DES FIGURES .....</b>	<b>xvii</b>
<b>LISTE DES ABRÉVIATIONS .....</b>	<b>xxiv</b>
<b>LISTE DES SYMBOLES.....</b>	<b>xxvi</b>
<b>LISTE DES ANNEXES.....</b>	<b>xxx</b>
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1. AMPLIFICATEURS OPTIQUES À SEMI-CONDUCTEURS .....</b>	<b>9</b>
1.1. Bref histoire des amplificateurs optiques à semi-conducteurs .....	9
1.2. Le principe de fonctionnement du SOA.....	10
1.3. Caractéristiques fondamentales des SOA .....	12
1.4. Structures des SOA .....	13
1.5. Applications des SOA .....	21
1.6. Structure C3T3 conçue et réalisée dans le Laboratoire d'optoélectronique .....	22
<b>CHAPITRE 2. PHOTOLUMINESCENCE DES STRUCTURES À PUIITS</b>	
<b>QUANTIQUES MULTIPLES C3T3.....</b>	<b>29</b>
2.1 Description des échantillons .....	30

2.2. Montage expérimental.....	30
2.3. Équilibre thermodynamique de l'échantillon .....	32
2.4. Résultats .....	34
2.4.1. Influence de l'intensité d'excitation sur l'intensité de la photoluminescence. ....	37
2.4.2 Influence de l'intensité d'excitation sur la position et la largeur du pic de photoluminescence .....	40
2.5. Comparaison entre les courbes de l'émission spontanée mesurée et théorique ....	43
2.5.1. Méthode de calcul théorique .....	43
2.5.2. Calcul de la densité de porteurs .....	45
2.5.3. Comparaisons avec le modèle à porteurs libres .....	46
2.5.4. Comparaison avec le modèle incluant les effets à N corps.....	46
2.5.5. Discussion .....	47
<b>CHAPITRE 3. ÉMISSION SPONTANÉE AMPLIFIÉE .....</b>	<b>58</b>
3.1 Influence de la longueur de la région active sur la distribution de la densité de porteurs.....	59
3.2. Montage expérimental pour la mesure de l'émission spontanée amplifiée et du gain.....	65
3.3 Émission spontanée amplifiée (ESA) .....	66
3.3.1. Montage expérimental pour la mesure des courbes L-I, V-I et l'émission spontanée amplifiée.....	68
3.3.2. Puissance totale de l'ESA .....	70
3.3.3. Les spectres de l'ESA .....	73
3.4. La réflectivité des facettes du SOA.....	78
3.5. Mesures du rendement différentiel externe et des pertes de la structure. ....	89
3.6. Spectres d'émission spontanée TE et TM par mesures d'émission spontanée amplifiée.....	92
<b>CHAPITRE 4. LES AMPLIFICATEURS C3T3 ET LE GAIN OPTIQUE .....</b>	<b>96</b>
4.1. Le gain optique.....	97
4.1.1. Les matériaux volumiques .....	97
4.1.2. Puits quantiques sans contraintes .....	101

4.1.3. Les puits quantiques avec contraintes.....	103
4.2. Gain de l'amplificateur .....	106
4.2.1. Le gain à petit signal .....	107
4.2.2. Dépendance du SSG à la densité de courant.....	109
4.2.3. La puissance de saturation à la sortie.....	110
4.2.4. Le spectre du gain à petit signal.....	112
4.2.5. Les paramètres du gain et l'ESA.....	114
4.2.6. L'insensibilité à la polarisation de l'amplificateur.....	116
4.3. Mesures de l'insensibilité à la polarisation en utilisant les spectres TE et TM de l'émission spontanée amplifiée.....	125
4.4. Mesures du gain net de la structure C3T3 par méthode de Hakki Paoli .....	130
<b>CHAPITRE 5. MESURES DYNAMIQUES SUR LES AMPLIFICATEURS OPTIQUES A SEMI-CONDUCTEURS C3T3 .....</b>	<b>134</b>
5.1. La modulation du gain croisée .....	135
5.2. Montage expérimental pour mesures de XGM .....	138
5.3. La réponse en fréquence de l'amplificateur C3T3 .....	139
5.4. Résultats de l'analyse du diagramme de l'œil.....	143
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....</b>	<b>154</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>159</b>
<b>ANNEXES.....</b>	<b>175</b>



## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1. Longueur d'onde de la bande interdite pour les couches de la région active obtenues par simulation.....	26
Tableau 2.1. Transitions optiques calculées avec le modèle $k \cdot p$ (Annexe3).....	36
Tableau 2.2 Densité de porteurs en fonction de la puissance de pompage .....	46
Tableau 2.3. Énergies des transitions d'intérêt pour chaque type de puits .....	53
Tableau 2.4. Comparaison entre l'écart type de chaque modèle.....	56
Tableau 3.1. Coefficients de réflexions.....	88
Tableau 4.1. Mesures de l'insensibilité à la polarisation pour différentes longueurs des amplificateurs .....	121
Tableau 4.2. Caractéristiques de l'insensibilité spectrale à la polarisation pour différentes longueurs des amplificateurs.....	124
Tableau 4.3. Comparaison entre les mesures de la méthode indirecte et la méthode conventionnelle .....	129
Tableau 5.1 Gigue RMS de la sonde et de la pompe en fonction de la densité de courant et la fréquence de modulation .....	150
Tableau 5.2 OSNR de la pompe et de la sonde en fonction de la densité de courant....	151
Tableau A1 Principales applications fonctionnelles des SOA.....	176

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Schéma d'un SOA.....	11
Figure 1.2 Types de SOA et spectres du gain associés.....	11
Figure 1.3 Schéma d'une section transversale d'un SOA avec double hétéro structure..	14
Figure 1.4 Schéma du confinement simultané des porteurs et photons dans une double hétérostructure.....	14
Figure 1.5 Section transversale d'une hétérostructure enterrée (guidage latéral d'indice fort).....	16
Figure 1.6 Section transversale d'une hétérostructure à guidage latéral par perturbation de l'indice effectif (guidage latéral d'indice faible).....	16
Figure 1.7 SOA avec guide d'onde incliné par rapport à la normale aux facettes .....	18
Figure 1.8 SOA avec guide d'onde incliné à forme de fuseau vers les facettes.....	19
Figure 1.9 Représentation schématique de l'effet des contraintes sur la structure de bandes d'un semi-conducteur à puits quantiques.....	22
Figure 1.10 Section transversale de la structure C3T3 conçue dans le Laboratoire d'optoélectronique.....	25
Figure 1.11 Image au microscope d'une barrette avec trois amplificateurs. Les trois types d'inclinaisons peuvent être remarqués .....	27
Figure 1.12 Image au microscope d'un amplificateur monté sur céramique .....	28
Figure 2.1 Montage expérimental pour les mesures de photoluminescence.....	31
Figure 2.2 Diagramme de bandes pour la structure C3T3 à 300K.....	33
Figure 2.3 Densité d'électrons et de trous pour la structure C3T3 à 300K .....	33
Figure 2.4 Spectres de photoluminescence a 300 K pour la structure C3T3 pour les intensités d'excitation: 2236 W/cm <sup>2</sup> , 2354 W/cm <sup>2</sup> , 2649 W/cm <sup>2</sup> , 4473 W/cm <sup>2</sup> , 5179 W/cm <sup>2</sup> 6358 W/cm <sup>2</sup> .....	35

Figure 2.5 Spectres de photoluminescence a 300 K pour la structure C3T3 pour les intensités d'excitation suivantes:7063 W/cm <sup>2</sup> , 9417 W/cm <sup>2</sup> , 10954 W/cm <sup>2</sup> et 11771 W/cm <sup>2</sup> .....	35
Figure 2.6.a Intensité totale de la photoluminescence de la structure C3T3 en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K .....	38
Figure 2.6.b La pente de l'intensité totale de la photoluminescence de la structure C3T3 en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K .....	39
Figure 2.7 Énergie du pic de photoluminescence à 300 K en fonction de l'intensité d'excitation pour la structure C3T3 .....	40
Figure 2.7.a Dépendance théorique du pic de photoluminescence en fonction de l'intensité d'excitation.....	41
Figure 2.7.b Dépendance théorique du pic de photoluminescence en fonction de la température.....	41
Figure 2.8 La largeur du pic de photoluminescence à 300 K en fonction de l'intensité d'excitation pour la structure C3T3 .....	42
Figure 2.9 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 38 mW .....	47
Figure 2.10 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 88 mW.....	48
Figure 2.11 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 120 mW.....	48
Figure 2.12 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 200 mW.....	49
Figure 2.13 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 38 mW.....	49
Figure 2.14 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 88 mW.....	50

Figure 2.15 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 120 mW .....	50
Figure 2.16 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 200 mW .....	51
Figure 2.17 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique avec une fonction d'élargissement lorentzienne (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 38 mW .....	51
Figure 2.18 Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique avec une fonction d'élargissement lorentzienne (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 200 mW .....	52
Figure 2.19 Identification des transitions sans renormalisation sur la courbe expérimentale (densité de porteurs 4) .....	53
Figure 2.20 Renormalisation utilisée pour ajuster les courbes théoriques aux courbes expérimentales (la transition C1-HH1 pour les puits en compression et la transition C1-LH1 pour les puits en tension) .....	54
Figure 3.1 Distribution simulée de la densité de porteurs en fonction de la position de la région active pour une densité de courant de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> .....	60
Figure 3.2.a Taux d'émission spontanée amplifiée avant et taux d'émission spontanée arrière pour un SOA de longueur 0,5 mm .....	61
Figure 3.2.b Taux d'émission spontanée d'émission spontanée amplifiée avant et taux d'émission spontanée arrière pour un SOA de longueur 1,5 mm .....	62
Figure 3.3 Simulation de la distribution de la densité de porteurs le long de la région active pour un SOA de longueur 1,5 mm et une densité de courant de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> .....	63
Figure 3.3.a Simulation du gain modal (pour une longueur d'onde égale au pic de gain) le long de la région active pour un SOA de longueur 1,5 mm et une densité de courant de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> .....	64

Figure 3.4 Montage expérimental pour les mesures de l'émission spontanée amplifiée et du gain optique.....	65
Figure 3.5 Montage expérimental pour les mesures de L-I, V-I et les spectres d'émission spontanée amplifiée.....	69
Figure 3.6 Émission spontanée amplifiée totale en fonction de la densité de courant, à gauche pour une longueur de l'amplificateur de 0,5 mm et à droite pour une longueur de l'amplificateur de 1,5 mm. Noter la différence d'échelle.....	70
Figure 3.7 Puissance totale de l'ESA en fonction de la longueur de la puce à densité de courant constante ( $12 \text{ kA/cm}^2$ ).....	72
Figure 3.8 Spectres de l'ESA d'un SOA de 1 mm longueur pour trois densités de courant différentes (8,10, et $12 \text{ kA/cm}^2$ ).....	74
Figure 3.9 Spectres de l'ESA pour deux longueurs de SOA 1 mm et 1,5 mm respectivement pour la même densité de courant ( $12 \text{ kA/cm}^2$ ).....	75
Figure 3.10 Dépendance du pic de l'ESA en fonction de la longueur de la région active .....	76
Figure 3.11. Dépendance de la largeur du spectre 3-dB l'ESA en fonction de la longueur de la région active .....	77
Figure 3.12 Détail des franges Fabry-Perot du laser autour du pic, près du seuil .....	82
Figure 3.13. Spectre du laser (1) de référence au seuil ( $I_s = 90 \text{ mA}$ ).....	84
Figure 3.14 Spectre de l'amplificateur (2) avec dépôt de couches antireflet sur les facettes (a) et le détail des modes longitudinaux ( $I = I_s$ ) (b) .....	85
Figure 3.15 Spectre de l'amplificateur (3) avec une inclinaison de la facette à $8^\circ$ (a) et détail des modes longitudinaux ( $I = I_s$ ) (b).....	86
Figure 3.16 Spectre de l'amplificateur (4) avec une inclinaison de la facette à $12^\circ$ (a) et détail des modes longitudinaux ( $I = I_s$ ) (b).....	87
Figure 3.17 Spectre d'un amplificateur incliné à $8^\circ$ avec des couches antireflet ( $I = 150 \text{ mA}$ ) .....	89
Figure 3.18 Courbe L-I pour un laser C3T3 de longueur 1,25 mm .....	91
Figure 3.19 Graphique du rendement différentiel externe .....	91

Figure 3.20 Émission spontanée des modes TE et TM pour une densité de courant de $1,66 \text{ kA/cm}^2$ .....	94
Figure 3.21 Émission spontanée des modes TE et TM pour une densité de courant de $2,33 \text{ kA/cm}^2$ .....	94
Figure 3.22 Émission spontanée des modes TE et TM pour une densité de courant de $3 \text{ kA/cm}^2$ .....	95
Figure 4.1 Structure simplifiée de bandes pour un semi-conducteur avec une bande interdite directe.....	98
Figure 4.2 Diagramme de structure de bandes pour un puits quantique sans contraintes (Chuang, 1995).....	102
Figure 4.3 Profils du bord de bandes pour: a) un puits en compression, b) un puits sans contraintes et c) un puits en tension, $z$ est la direction de croissance et $x$ la direction perpendiculaire à la direction de croissance (Chuang, 1995) .....	105
Figure 4.4 Diagramme des bandes pour a) un puits en compression, b) un puits sans contraintes et c) un puits en tension où $E_g$ est la bande interdite pour un puits sans contraintes, $\delta E_C$ , $\delta E_{HH}$ et $\delta E_{LH}$ sont les déplacements du bord des bandes (Chuang, 1995) .....	106
Figure 4.5 Gain pour deux amplificateurs en fonction de la puissance du signal à la sortie pour une densité de courant de $12.5 \text{ kA/cm}^2$ .....	108
Figure 4.6 Gain à petit signal en fonction de la longueur du dispositif (pour une densité du courant de $12,5 \text{ kA/cm}^2$ ) .....	108
Figure 4.7 Gain à petit signal en fonction de la densité du courant pour un dispositif $1,5 \text{ mm}$ de longueur.....	110
Figure 4.8 Puissance de saturation à la sortie en fonction de la longueur de la région active (densité de courant $12.5 \text{ kA/cm}^2$ ) .....	112
Figure 4.9 Gain à petit signal en fonction de la longueur d'onde. Densité du courant de $12.5 \text{ kA/cm}^2$ . Les données ont été moyennées et lissées. ....	113
Figure 4.10 Pic SSG et ESA en fonction de la longueur région active. Densité du courant de $12.5 \text{ kA/cm}^2$ .....	114

Figure 4.11 Largeur à mi-hauteur de l'ESA et du SSG. Densité du courant de 12.5 kA/cm <sup>2</sup> .....	115
Figure 4.12 SSG TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> .....	117
Figure 4.13 SSG TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de 10 kA/cm <sup>2</sup> .....	118
Figure 4.14 SSG TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de 14 kA/cm <sup>2</sup> .....	118
Figure 4.15 Spectre du gain TM et TE pour un amplificateur long de 0,75 mm et une injection de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> .....	122
Figure 4.16 Spectre du gain TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> .....	122
Figure 4.17 Spectres du gain TM et TE en utilisant les spectres de l'ESA pour un amplificateur long de 1,25 mm et une densité de courant de 12.5 kA/cm <sup>2</sup> .....	128
Figure 4.18 Spectres du gain TM et TE mesurent par la méthode conventionnelle pour un amplificateur long de 1,25 mm et une densité de courant de 12.5 kA/cm <sup>2</sup> .....	129
Figure 4.19 Spectres du gain net pour un laser avec une longueur de 1,25 mm .....	132
Figure 4.20 Détail du spectre d'émission spontanée amplifiée pour deux courants d'injection: 90 mA (courbe pointillée) et 100 mA (courbe plaine). Le déplacement de la longueur d'onde vers le bleu avec le courant peut être observé .....	132
Figure 5.1 Modulation croisée du gain: (a) co-propagation de la pompe et de la sonde (b) contra propagation de la pompe et de la sonde (c) principe de conversion .....	135
Figure 5.2 XGM effets de propagation au long du SOA .....	137
Figure 5.3. Montage expérimental de mesures XGM .....	138
Figure 5.4. Efficacité de la conversion par mesure directe et calculée avec l'équation 5.3. ....	141
Figure 5.5 Modulation de la pompe à l'entrée et sonde à la sortie pour une fréquence de 10 GHz. ....	142
Figure 5.6 Concept du diagramme de l'œil .....	143

Figure 5.7 Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 10 GHz et une densité de courant de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> , à gauche: pompe 1524 nm, Q=6,30, ER=9,06 dB, à droite: sonde 1519 nm, Q=5,77, ER=3,61 dB .....	145
Figure 5.8 Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 12,5 GHz et une densité de courant de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> , à gauche: pompe 1524 nm, Q=5,99, ER=9,22 dB, à droite: sonde 1519 nm, Q=5,49, ER=3,53 dB .....	145
Figure 5.9 Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 10 GHz et une densité de courant de 14 kA/cm <sup>2</sup> , à gauche: pompe 1524 nm, Q=6,22, ER=9,1 dB, à droite: sonde 1519 nm, Q=9,99, ER=3,41 dB...	146
Figure 5.10 Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 12,5 GHz et une densité de courant de 14 kA/cm <sup>2</sup> , à gauche: pompe 1524 nm, Q=6,37, ER=9,29 dB, à droite: sonde 1519 nm, Q=9,26, ER=3,83 dB .....	146
Figure 5.11 Séquence des bits de la sonde à la fréquence de modulation de 12,5 GHz; à gauche: pour une densité de courant de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> ; à droite: pour une densité de courant de 14 kA/cm <sup>2</sup> .....	147
Figure 5.12 Spectre optique à l'entrée de l'amplificateur .....	152
Figure 5.13 Spectre optique à la sortie de l'amplificateur pour une densité de courant de 12,5 kA/cm <sup>2</sup> .....	152
Figure 5.14 Spectre optique à la sortie de l'amplificateur pour une densité de courant de 14 kA/cm <sup>2</sup> .....	153
Figure A1.1 Commutateur tout optique à opération en contre propagation avec deux SOA en cascade.....	178
Figure A1.2 Porte logique OU EXCLUSIVE à SOA .....	179
Figure A1.3 Filtre accordable en longueur d'onde à SOA.....	180
Figure A1.4 Générateur d'impulsions optiques à laser en anneau à modes bloqués avec un SOA incorporé .....	180



## LISTE DES ABRÉVIATIONS

ARC	antireflection coating couches antireflet
BC	bande de conduction
BV	bande de valence
C3T3	trois puits en compression et trois puits en tension
DBR	bragg reflectors
DFB	distributed feedback
DWDM	dense wavelength-division multiplexing réseaux métropolitains ultra denses
ED	eye-diagram diagramme de l'œil
ER	extinction ratio
FSRM	free-space radiation mode method
FP-SOA	SOA Fabry-Perot
FWM	four-wave mixing le mélange à quatre ondes
GRINSCH	graded index separate confinement heterostructure
GRIN-SCH-MQW	graded-index separate confinement heterostructure multiple quantum wells
HH	heavy hole
LH	light hole
MOCVD	metal-organic vapor phase epitaxy
MQW	multiple quantum wells
NRZ	non return to zero

OR	logical gate OR porte logique OU inclusif
OSA	optical spectrum analyser analyseur de spectre optique
OSNR	optical signal to noise ratio
PRBS	pseudo random bit sequence
RMS	root mean square
SLED	super luminescent diode diode supra luminescente
SNR	signal to noise ratio rapport signal sur bruit
SO	split off
SOA	semiconductor optical amplifier amplificateur optique à semi-conducteur
SPM	self phase modulation auto modulation de phase
SSG	small signal gain gain petit signal
TE	transverse électrique
TM	transverse magnétique
TW-SOA	SOA à simple passage travelling wave SOA
WDM	wavelength-division multiplexing
XGM	cross gain modulation modulation croisée du gain
XPM	cross phase modulation modulation croisée de phase
XPOM	cross polarisation modulation modulation croisée de polarisation
XNOR	porte logique NON-OU exclusif
XOR	porte logique OU exclusive

## LISTE DES SYMBOLES

$a$	facteur d'amplification d'aller - retour
$a_0$	paramètre de maille
$\alpha_i$	coefficient de pertes internes
$A$	gain différentiel
$A$	coefficient associé aux recombinaisons Shockley-Read-Hall
$B$	coefficient associé aux recombinaisons radiatives
$\beta_z$	constante de propagation longitudinale
$C$	coefficient associé aux recombinaisons Auger
$c$	vitesse de la lumière dans le vide
$\delta_H$	terme de la composante <i>hydrostatique</i> de la contrainte
$\delta_S$	terme de la composante de <i>cisaillement</i> de la contrainte
$\Delta F$	séparation entre les pseudo-niveaux de Fermi
$e$	charge électrique
$(\hat{e} \cdot \mathbf{p}_{cv})^2$	élément de la matrice de transition
$ER$	rapport d'extinction
$\eta$	efficacité de la conversion
$\eta_{ext}$	rendement différentiel externe du laser
$\eta_{int}$	rendement différentiel interne
$f_c(k)$	distribution Fermi-Dirac pour les électrons dans la bande de conduction

$f_v(k)$	distribution Fermi-Dirac pour les électrons dans la bande de valence
$F_n$	quasi-niveau de Fermi pour les électrons
$F_p$	quasi-niveau de Fermi pour les trous
$g_{net}$	gain modal net
$g(\omega)$	gain matériel
$G$	gain de l'amplificateur
$G_s$	gain du simple passage
$G_0$	gain petit signal
$\Gamma$	facteur de confinement
$h$	constante du Planck
$\hbar$	constante réduite de Planck
$I_{esa}(L)$	intensité de l'émission spontanée amplifiée
$I_s$	courant de seuil du laser
$I_{SAT}$	intensité de saturation
$I_{spon}$	intensité de l'émission spontanée
$k$	vecteur d'onde
$k_B$	constante de Boltzmann
$K_l$	coefficient de couplage
$L$	longueur de guide d'onde
$L_z$	largeur du puits
$\lambda$	longueur d'onde
$\lambda_B$	longueur d'onde de Broglie
$\lambda_l$	longueur d'onde de la pompe
$\lambda_2$	longueur d'onde de la sonde
$m$	indice de modulation
$m_e^*$	masse effective de l'électron
$m_v^*$	masse effective du trou
$m_r$	masse réduite

$N$	densités des électrons
$N_{sp}(\omega)$	densité spectrale de l'émission spontanée amplifiée
$n_g$	indice de réfraction effectif du groupe
$n_r$	indice de réfraction
$n_{sp}$	paramètre d'inversion de population
$\nu$	fréquence du photon
$\omega$	pulsation
$p$	quantité de mouvement
$P_{signal}$	puissance du signal
$P_{bruit}$	puissance du bruit
$P_{sat,s}$	puissance de saturation à la sortie
$P_{sat,e}$	puissance de saturation à l'entrée
$P(\lambda)$	puissance optique
$P_1$	puissance moyenne pour le bit «1»
$P_0$	puissance moyenne pour le bit «0»
$p_2(L)$	modulation de la probe à la sortie
$p_1(0)$	modulation de la pompe à l'entrée
$P_2(L)$	puissance de la probe à la sortie
$P_1(0)$	puissance de la pompe à l'entrée
$P_2(0)$	puissance de la probe à l'entrée
$P_T(0)$	puissance totale à l'entrée
OSNR	rapport signal sur bruit optique
$\Omega/2\pi$	fréquence de modulation
$r_i$	profondeur de modulation pour le mode $i$
$r_{sp}$	taux d'émission spontanée couplée dans le mode
$r^{spon}(\omega)$	taux de l'émission spontanée
$R_{sig}$	taux de recombinaison stimulée par le signal
$R_{ESA}$	taux de recombinaison dû à l'ESA

$R$	taux de recombinaison des paires électron-trou
$R_1, R_2$	réflectivités des facettes
$\rho_r$	densité réduite d'états
$\sigma_1$	écart-type du bruit correspondant au bit «1»
$\sigma_0$	écart-type du bruit correspondant au bit «0»
$T$	température absolue
$\tau_s$	temps de vie des porteurs
$V$	volume de la région active
$v_g$	vitesse de groupe
$\xi$	ondulation du gain
$\xi$	pertes internes normalisées

## LISTE DES ANNEXES

Annexe 1. Applications des amplificateurs optiques à semi-conducteurs .....	176
Annexe 2. Le simulateur LAS2D et le simulateur longitudinal.....	182
Annexe 3. Model du gain utilisé pour le calcul de courbes d'émission spontanée .....	185
Annexe 4. Alignement fibre-amplificateur .....	189

## INTRODUCTION

Les technologies en télécommunication ont connu un essor important alors que le développement et les changements technologiques sont de plus en plus rapides au cours des dernières années. Les systèmes de communications sont devenus plus versatiles et plus puissants avec la croissance rapide et la sophistication de la technologie numérique et des ordinateurs.

La croissance exponentielle de la vitesse d'opération des ordinateurs exige la conception de systèmes de communications capables d'opérer à des vitesses compatibles. Pour augmenter la vitesse et implicitement la capacité des systèmes de communications il est nécessaire d'utiliser une porteuse à grande fréquence et un lien de transmission adéquat.

Le développement des systèmes de communications optiques durant les 30 dernières années est une réponse logique aux exigences présentées ci-dessus. Les communications optiques offrent deux avantages importants sur celles par câbles conventionnels et sur les systèmes sans fil. Le premier est la fréquence de la lumière qui est dans la région des THz ( $10^{14}$  Hz) et le deuxième est la possibilité d'utiliser un plus grand nombre de canaux que pour les ondes radio ou pour les micro-ondes. La réalisation pratique de ces deux avantages a été faite grâce au développement des guides d'onde optiques (fibres optiques et guides plans). Les guides d'ondes optiques et spécialement les fibres optiques ont des qualités extraordinaires en comparaison aux autres liens de transmission: une large bande passante (25 THz autour de  $1,55 \mu\text{m}$ ), des faibles pertes de transmission (0,2 dB/km autour de  $1,55 \mu\text{m}$ ), une faible distorsion du signal, l'utilisation d'une petite puissance optique, le petit espace occupé, de bonnes caractéristiques mécaniques, des matières premières à bas coût, l'immunité aux interférences électromagnétiques et la versatilité permettant des mises à niveau faciles.



Ces qualités ont déterminé une évolution rapide des systèmes de communications optiques à partir des années 1980. Des progrès remarquables ont été réalisés depuis 25 ans et la littérature classe l'évolution des systèmes de communications à fibre optique en cinq étapes (Agrawal, 2002). Chaque génération a apporté des changements fondamentaux qui ont augmenté les performances des systèmes de communications optiques. La quatrième génération a marqué une révolution par l'utilisation de l'amplification optique pour augmenter la distance entre les répéteurs et du multiplexage par répartition en longueur d'onde (*wavelength division multiplexing*, WDM) pour accélérer le débit des bits. Ainsi, la capacité des systèmes de communication optique a été doublée à tout les six mois depuis l'année 1992 (Kogelnik, 2000). Le défi actuel de la technique WDM est l'augmentation de la capacité des systèmes par la transmission de plus en plus des canaux. Dans ce but, plusieurs schémas d'amplification ont commencé à être explorés pour couvrir la région spectrale de 1,45  $\mu\text{m}$  à 1,62  $\mu\text{m}$  (Agrawal, 2002). Il est prévu (Thomas et al., 2000) pour la cinquième génération une extension de la région spectrale en utilisant un nouveau type de fibre appelée *dry fiber* qui possède des pertes très petites de 1,30  $\mu\text{m}$  à 1,65  $\mu\text{m}$ .

Une autre direction de recherche pour réaliser des systèmes de plus en plus performants est l'utilisation de réseaux tout-optiques qui sont basés sur le traitement optique du signal. Pour la réalisation de ce type de réseaux, il est nécessaire d'utiliser plusieurs fonctions comme le démultiplexage en fréquence et dans le temps, la commutation, la conversion en longueur d'onde, le recouvrement d'horloge et la régénération du signal. Ces fonctions peuvent toutes être réalisées par l'utilisation de composants optiques.

L'amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) est un des composants qui peuvent être employés pour le traitement du signal dans le domaine optique. Il est capable d'amplifier et traiter le signal optique sur une large région spectrale et pour un large débit de transmission.

Le SOA est compact, pompé électriquement et possède une large bande passante (20 ÷ 100 nm). De plus, la technologie des semi-conducteurs offre une grande flexibilité dans le choix de la position du maximum du gain par le changement de la composition de la région active.

Il y a aussi l'avantage de pouvoir être intégré avec des autres composantes passives ou actives pour réaliser des fonctions plus complexes.

Les SOA sont très attrayants car ils peuvent être utilisés dans les deux modes d'opération: linéaire et non linéaire. Le mode d'opération non linéaire offre la possibilité de réaliser un traitement tout optique du signal à cause de la grande non-linéarité des SOA et de leur dynamique très rapide. Les propriétés de SOA font d'eux des dispositifs très versatiles permettant leur utilisation dans la réalisation d'un grand nombre de fonctions. Les principaux processus physiques responsables de l'obtention des différentes fonctions des SOA sont (Agrawal & Dutta, 1986; Connelly, 2002):

- **Le gain optique:** l'amplification du signal par émission stimulée.
- **L'émission spontanée amplifiée:** les photons de l'émission spontanée sont amplifiés le long de la région active.
- **L'auto-modulation de phase (*self phase modulation*, SPM):** la modulation de la phase du signal à la sortie induite par les changements de l'indice de réfraction causés de la variation de la puissance du même signal.
- **L'auto-modulation du gain (*self gain modulation*, SGM):** la modulation du gain du signal induite par les variations de la puissance du signal à l'entrée.
- **La modulation croisée du gain (*cross gain modulation*, XGM):** la modulation du gain induite par un signal optique qui affecte un autre signal optique qui se propage dans l'amplificateur.
- **La modulation croisée de phase (*cross phase modulation*, XPM):** les changements de l'indice de réfraction induits par un signal optique qui affecte tous les signaux optiques qui se propagent dans l'amplificateur.
- **Le mélange à quatre ondes (*four-wave mixing*, FWM):** le battement de deux ou plusieurs signaux optiques qui se propagent dans l'amplificateur et qui génèrent de nouvelles fréquences optiques.
- **La rotation de la polarisation (*polarisation rotation*):** la rotation de l'état de polarisation du signal à la sortie de l'amplificateur causée par des effets de biréfringence induite par la variation de la puissance du signal à l'entrée.

Au cours des dernières années, les recherches ont été non seulement orientées vers l'application traditionnelle du SOA comme milieu amplificateur, mais aussi vers son utilisation dans des applications fonctionnelles tirant profit des processus physiques énumérés ci-dessus. Dans l'Annexe 1 est présenté un résumé des fonctions tout-optique qui peuvent être obtenus en utilisant les différents effets générés dans les SOA. Nous n'avons pas la prétention d'avoir couvert toutes les fonctions possibles car le perfectionnement continu des technologies et la baisse du coût de la micro-fabrication des dispositifs donne des opportunités continuelles pour des nouvelles applications.

Plus récemment, un intérêt accru a été observé pour l'utilisation des SOA dans d'autres domaines comme la biophotonique. Par exemple, on a proposé d'utiliser pour la tomographie à cohérence optique (*optical coherence topography*) des sources à impulsions à large bande (Yun et al., 2004) et des sources balayées dans le domaine spectral (*swept source in spectral domain*) qui utilisent les SOA (Yun et al., 2004).

La conception du guide d'onde et du milieu amplificateur est faite en fonction de l'utilisation spécifique de la section amplificatrice. Mais indépendamment de l'utilisation de l'amplificateur, le gain optique est une caractéristique importante. Les études sur le comportement de l'amplificateur dans les régimes de non-saturation et de saturation du gain fournissent des caractéristiques importantes comme le gain à petit signal, la saturation du gain, la sensibilité à la polarisation, la bande passante de l'amplificateur, les processus responsables du comportement non-linéaire, etc.

Pour beaucoup d'applications l'amplification doit être insensible à la polarisation du signal d'entrée. Pour obtenir cette propriété, une structure à trois puits en tension et trois puits en compression a été conçue par l'équipe du Laboratoire d'optoélectronique de l'École Polytechnique de Montréal. La simulation de la structure a été faite en utilisant un simulateur développé au laboratoire.

Dans le cadre de cette thèse, nous analysons les résultats des mesures expérimentales réalisées sur les SOA micro-fabriquées selon la structure choisie à partir du résultat des simulations. Les études ont été principalement portées sur les caractéristiques de la structure et de l'amplificateur qui sont intrinsèquement liées au gain optique et sur le gain optique lui-même. Une attention particulière est accordée à l'émission spontanée et

à l'émission spontanée amplifiée car il n'y a pas beaucoup d'informations dans la littérature sur ces propriétés pour des structures complexes comme celle qui fait l'objet de la présente étude. Une attention particulière sera accordée à l'insensibilité à la polarisation car elle est la principale caractéristique des structures proposées.

Le chapitre 1 est dédié à la présentation des SOA. Nous commençons par une brève histoire des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, suivie par la présentation du principe de fonctionnement des SOA et de leurs caractéristiques fondamentales. Par la suite, nous discutons les différentes structures des SOA rencontrées dans la littérature en abordant tous les aspects intéressants: la structure de la région active, le type de guide d'onde, la suppression des réflexions aux facettes et l'insensibilité à la polarisation. À la fin du chapitre 1, nous présentons une description détaillée de la structure simulée et les motivations qui ont conduit au choix de ce type de structure. Nous présentons aussi les amplificateurs micro-fabriqués qui ont par la suite été utilisées pour nos études.

Le chapitre 2 présente le montage de photoluminescence standard réalisé pour effectuer les mesures d'émission spontanée sur les structures d'amplificateurs InGaAsP à trois puits quantiques en compression et trois puits quantiques en tension. Dans un premier temps nous présentons la structure de bandes et la densité de porteurs pour chaque puits à l'équilibre thermodynamique calculées avec le simulateur numérique par éléments finis des équations de diffusion et d'entraînement (LAS2D Annexe 2). Les courbes de photoluminescence pour différentes intensités de pompage sont analysées et le type de recombinaison prépondérant est estimé en utilisant la dépendance de l'intensité totale de la photoluminescence sur l'intensité de pompage. Ensuite, nous présentons l'influence de l'intensité d'excitation sur le pic et la largeur de la courbe de l'émission spontanée.

Finalement, les courbes expérimentales de l'émission spontanée sont comparées avec les courbes théoriques obtenues avec un modèle développé au Laboratoire d'optoélectronique. Le modèle utilisé pour le calcul des bandes utilise un hamiltonien  $6 \times 6$  et une fonction d'élargissement gaussienne ou lorentzienne pour l'émission spontanée. Les discussions sont faites en considérant, lors du calcul des courbes

théoriques d'abord uniquement la renormalisation de bandes puis ensuite, les effets à plusieurs corps.

Le chapitre 3 est consacré à étude de l'émission spontanée amplifiée (ESA). Nous analysons tout d'abord la distribution de la densité des porteurs le long de la région active en fonction de la longueur de l'amplificateur et l'influence de la puissance d'un signal optique injecté à l'entrée de l'amplificateur sur la distribution de la densité de porteurs. L'étude est faite à l'aide de simulateur LAS2D - modèle longitudinal et nous permet de mieux comprendre le comportement des amplificateurs. La mesure de l'ESA fournit des informations de l'influence de la longueur de l'amplificateur sur la puissance optique totale à la sortie de l'amplificateur, sur le pic de l'ESA et sur la largeur à mi-hauteur du spectre de l'ESA pour une densité du courant fixée. Nous présentons aussi une étude sur l'influence de la densité de courant sur le pic de l'ESA pour une longueur donnée de l'amplificateur.

Dans la deuxième partie du chapitre nous présentons les mesures de la réflectivité des facettes, des pertes internes de la structure et les spectres de l'émission spontanée couplée dans le mode transverse magnétique (TM) et transverse électrique (TE). Ces mesures montrent comment l'émission spontanée amplifiée peut être utilisée pour avoir plus d'informations sur les amplificateurs

Dans le chapitre 4, nous nous occupons du gain optique qui est la caractéristique la plus importante de la structure étudiée. Nous commençons par une présentation du coefficient du gain optique pour différentes structures: massiques, à puits quantiques sans contraintes et à puits quantiques avec contraintes. Cette discussion théorique a été faite dans le but de mieux expliquer pourquoi l'utilisation d'une combinaison des puits avec contraintes en tension et en compression offre la possibilité d'obtenir une structure dont le gain est insensible à la polarisation. Par la suite, les résultats des mesures sur le gain de l'amplificateur obtenues en utilisant un signal optique à l'entrée de l'amplificateur sont présentés. L'effet de la longueur de la région active sur le pic du gain petit signal, sur la puissance de saturation et sur la largeur à mi-hauteur est étudiée. Par la suite nous

présentons une comparaison entre les résultats obtenus pour l'ESA et ceux du gain. Cette comparaison montre comment des informations sur le gain de l'amplificateur peuvent être extraites en utilisant les mesures de l'ESA.

L'insensibilité à la polarisation est investiguée en mesurant le gain petit signal et le spectre du gain pour différentes longueurs de l'amplificateur et pour différentes densités de courant. Les données obtenues nous permettent de mettre en évidence les conditions d'opération optimales pour lesquelles les amplificateurs ont la meilleure insensibilité à la polarisation qui sont expliquées à partir de données simulées et de la littérature sur de structures semblables. Une méthode (Magari et al., 2004) qui utilise les spectres d'ESA des modes TE et TM pour calculer le gain petit signal est présentée et les résultats sont comparés avec les mesures directes. Finalement les spectres du gain net de la structure sont obtenus par la méthode Hakki-Paoli et nous permettent d'avoir plus d'informations sur la qualité de la structure et le guide d'onde.

Au chapitre 5, nous poursuivons les mesures sur les amplificateurs mais en conditions dynamiques. Nous utilisons un montage classique de modulation croisée du gain (*cross gain modulation*, XGM) pour étudier le comportement de l'amplificateur. La réponse de l'amplificateur est analysée par la mesure de l'efficacité de conversion. Les courbes calculées et mesurées de l'efficacité de conversion en fonction de la fréquence de modulation sont comparées. Les équations proposées par Mecozzi (Mecozzi. A., 1996) sont employées pour les courbes théoriques en utilisant les données provenant de la mesure du gain. Par la suite, nous présentons les résultats de l'analyse du diagramme de l'œil pour deux densités de courant qui se trouvent dans l'intervalle d'insensibilité à la polarisation déterminé au chapitre 4.

Finalement ces travaux ont mené aux publications et présentations orales suivantes:

MATEI, R. & MACIEJKO, R. (2004). Caractéristiques de l'émission spontanée amplifiée d'amplificateurs optiques à puits quantiques multiples. 72<sup>e</sup> Congrès de l'ACFAS: Optique Guidée et Photonique, Mai 12-14 2004. VIII, 107-109. Montréal, Qc., Canada, Association Francophone pour le Savoir, Montréal, Qc, Canada. Proceedings ACFAS - Association Francophone pour le Savoir.

MATEI, R., MACIEJKO, R., & CHAMPAGNE, A. (2004). Optical gain analysis of polarization insensitive semiconductor optical amplifiers with strained quantum wells. Photonics North 2004: International Conference on Applications of Photonic Technology, ICAPT, Sep 26-29 2004. 5577, 98-105. Ottawa, Ont., Canada, International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA 98227-0010, United States. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering.

MATEI, R., MACIEJKO, R., LIZÉ, Y., & KASHYAP, R. (2005). Frequency Response and Polarisation Insensitivity of Strained MQW Optical Amplifiers. CLEO/QELS 2005: Conference on Lasers and Electro-Optics Quantum Electronics and Laser Science Conference, May 22-27 2005. CThZ5. Baltimore, Maryland, USA.

MATEI, R., MERCURE, P., CHAMPAGNE, A., LESTRADE, M., & MACIEJKO, R. Many-body effects in the spontaneous emission spectrum of tensile and compressively strained multiple quantum-wells structures. article submitted on Applied Physics Letters

MATEI, R., MERCURE, P., CHAMPAGNE, A., LESTRADE, M., MACIEJKO, R., & KASHYAP, R. (2005). Measurements and calculations of spontaneous emission of tensile and compressively strained multiple quantum-wells structures . Proceedings of SPIE, Photonics North 2005: Photonic Applications in Devices and Communication Systems, ICAPT, Sep 16-19 2005. 5970, 59700B . Toronto, Ont., Canada, International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA 98227-0010, United States. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering.

## **CHAPITRE 1**

### **AMPLIFICATEURS OPTIQUES À SEMI-CONDUCTEURS**

#### **Introduction**

Dans ce chapitre nous allons présenter tout d'abord une introduction sur l'histoire des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA), une description des structures des SOA, leur fonctionnement et ainsi que les matériaux utilisés pour leur fabrication.

Par la suite nous allons discuter la structure qui a été conçue dans le Laboratoire d'optoélectronique et qui a été utilisée pour la fabrication des amplificateurs qui sont le sujet de la présente étude.

#### **1.1. Bref histoire des amplificateurs optiques à semi-conducteurs**

Les premières études sur les SOA ont émergé presque dans le même temps que l'invention du laser à semi-conducteur dans les années 1960. Ces premiers dispositifs ont été basés sur des homojonctions à GaAs (Crowe & Craig, 1964) fonctionnant à basse température. Le développement par la suite de dispositifs à hétérojonctions a engendré des études poussées pour l'utilisation des SOA dans les systèmes des communications optiques. Dans les années 70 ont été publiées les premières études sur les SOA (Zeidler & Schicentanz, 1973; Personick, 1973). Après 1980, d'importants progrès ont été faits dans la conception et la modélisation des SOA. Les premières études ont été concentrées sur les SOA en AlGaAs fonctionnant dans la région de 830 nm (Yamamoto, 1980).



Quelques années plus tard, des études sur les SOA InP/InGaAsP conçus pour le fonctionnement dans les régions spectrales correspondants à 1,3  $\mu\text{m}$  et 1,5  $\mu\text{m}$  respectivement (Simon , 1987) ont été publiées.

Le développement de la technologie de couches antireflet a permis la fabrication des premiers SOA à simple passage (Zah et al., 1988). Avant de 1989, les structures des SOA étaient basées sur des lasers à semi-conducteurs avec des dépôts antireflet sur les facettes. Ces dispositifs avaient une structure de guide d'onde asymétrique qui conduisait à une forte dépendance de la polarisation du gain. Les SOA ont commencé à être conçus spécifiquement pour l'amplification optique à partir de 1989, en utilisant des structures de guides d'ondes plus symétriques qui ont donné une sensibilité à la polarisation moins accentuée (Olsson et al., 1989). Par la suite, la conception, la modélisation et le développement des SOA ont progressé conjointement aux recherches sur les nouvelles technologies de matériaux semi-conducteurs, la fabrication de dispositifs, les technologies des couches antireflet, le packaging et les circuits intégrés tout optique.

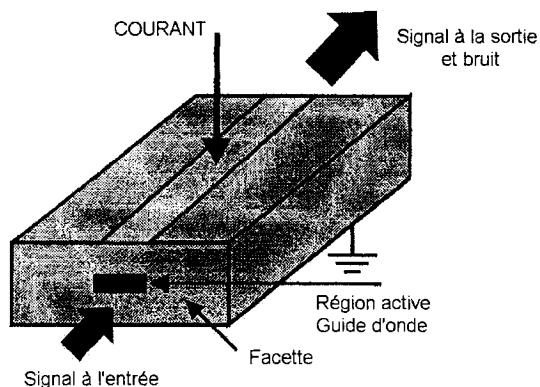
Depuis quelques années, il y a un intérêt de plus en plus croissant pour l'utilisation de SOA dans les applications fonctionnelles, dans les circuits intégrés tout optique à cause de leur compatibilité avec d'autres dispositifs semi-conducteurs optiques.

## **1.2. Le principe de fonctionnement du SOA**

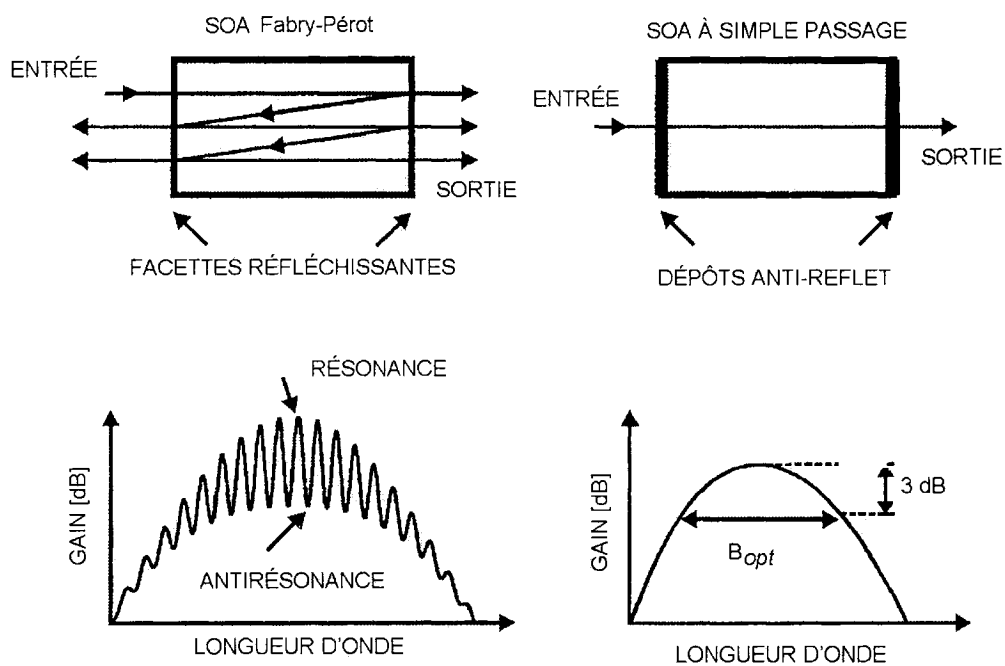
Le SOA est un dispositif optoélectronique qui par pompage optique ou électrique peut amplifier un signal optique en utilisant l'émission stimulée. Un schéma simplifié d'un SOA est donné à la figure 1.1. Le lieu où l'amplification optique se produit est la région active. Le pompage est la source d'énergie pour produire le gain optique dans le matériau de cette région. Un guide d'onde est utilisé pour assurer le confinement de la lumière dans la région du gain. Cependant, le confinement optique est très petit et une partie du signal sera perdue dans les couches adjacentes.

L'amplification du signal optique est accompagnée de bruit qui est produit par le processus d'amplification lui-même et ne peut pas être éliminé totalement. Les facettes

de l'amplificateur ont une réflectivité qui peut causer des ondulations dans le spectre du gain à cause des modes Fabry - Pérot.



*Figure 1.1 Schéma d'un SOA*



*Figure 1.2 Types de SOA et spectres du gain associés*

Nous pouvons distinguer du point de vue opérationnel deux types d'amplificateurs:

- SOA Fabry - Pérot (FP-SOA), qui présente des réflexions sur les facettes (le signal effectue plusieurs passages dans la cavité), cf. figure 1.2. à gauche;
- SOA à simple passage (travelling wave TW-SOA): les réflexions sur les facettes sont négligeables (il y a un seul passage du signal dans l'amplificateur), cf. figure 1.2. à droite.

Pour fabriquer le deuxième type d'amplificateur il faut obtenir des réflectivités aux facettes inférieures à  $10^{-5}$ .

Les TW-SOA sont moins sensibles aux fluctuations de courant d'injection, à la température et à la polarisation du signal. En effet, la majorité des recherches sur les SOA ont été développée sur les TW-SOA et en particulier sur les techniques de fabrications de structures très proches d'un amplificateur à un seul passage idéal.

### 1.3. Caractéristiques fondamentales des SOA

Jusqu'à tout récemment les SOA ont surtout été utilisés sous forme de blocs pour l'amplification optique de base. Pour ce type d'application, les principales propriétés désirées sont:

- 1 Un gain et une largeur à mi-hauteurs élevés (20 – 30 dB, 20 – 100 nm)
- 2 Des réflectivités aux facettes négligeables (plus petites que  $10^{-4}$ )
- 3 Une faible sensibilité à la polarisation (moins de 0,5 dB)
- 4 Une puissance de saturation élevée (entre 5 et 10 dBm)
- 5 Une figure de bruit proche de la limite théorique ( $4 \div 6$ )
- 6 Une insensibilité aux caractéristiques de modulation du signal à l'entrée.
- 7 Une amplification de plusieurs canaux sans diaphonie
- 8 L'absence de non-linéarités dans le régime de petit signal.

Il faut remarquer qu'en raison d'utilisation de plus en plus importante dans des applications fonctionnelles, la conception des SOA sera concentrée à l'avenir sur l'obtention de structures avec des propriétés bien définies en fonction de l'application concernée.

#### **1.4. Structures des SOA**

La conception de la structure d'un SOA est fortement liée aux performances de celui-ci. Les différentes structures des SOA développées avec le temps ont eu pour but de se rapprocher le plus possible des caractéristiques idéales présentées dans le paragraphe précédent ou encore d'accentuer une caractéristique désirée pour une application bien précise.

En effet, il faut prendre en considération plusieurs aspects de la structure d'un SOA: la solution désignée pour la structure de la région active, le type de structure utilisée pour réaliser le guidage latéral, les techniques utilisées pour la suppression de la réflectivité des facettes et pour l'obtention de l'insensibilité à la polarisation.

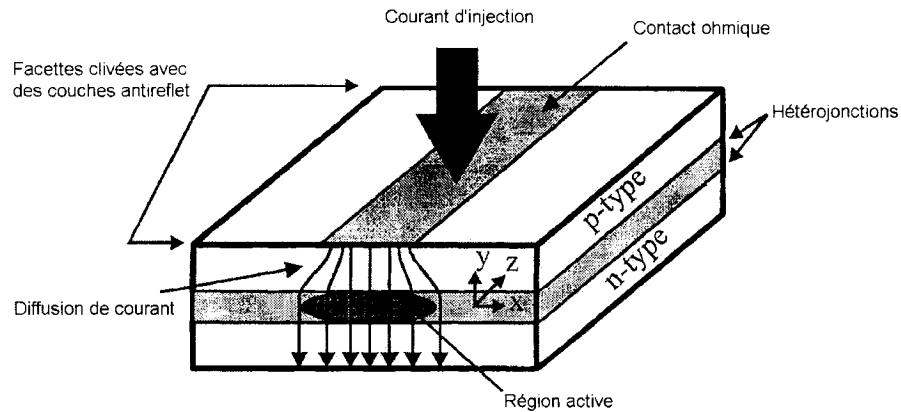
##### *Structure de la région active:*

L'hétérojonction la plus utilisée est la double hétérostructure, qui emploie deux barrières de potentiel de chaque côté de la région active, du côté  $p$  et de côté  $n$  respectivement (Agrawal & Dutta, 1986).

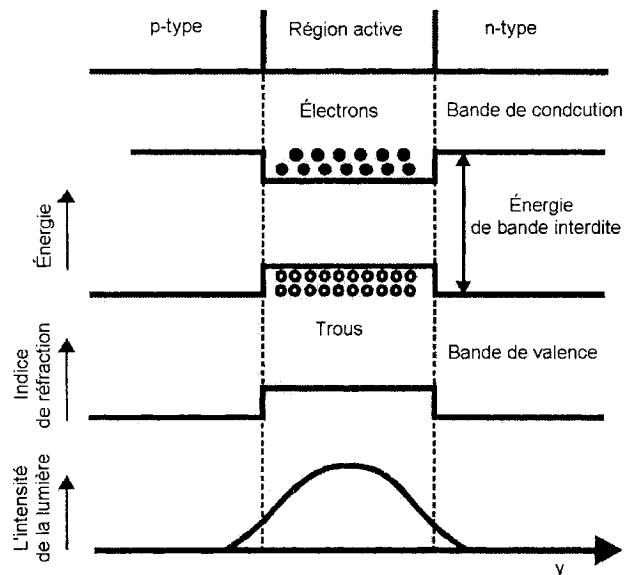
Aux figures 1.3 et 1.4 sont données une section transversale d'un SOA avec double hétérostructure et l'illustration schématique du confinement double des porteurs et des photons dans une double hétérostructure.

Avec les premières recherches sur les lasers à puits quantiques en 1977 (Dupuis & Dapkus, 1977) une nouvelle étape a été franchie dans l'évolution de la science de semi-conducteurs. Ce type de confinement transverse est obtenu en réduisant la région active à moins de 20 nm. À cette distance, les porteurs confinés commencent à manifester des

propriétés quantiques, notamment pour ce qui a trait à la densité d'états. À cause du confinement quantique, l'électron se retrouve dans un puits de potentiel étroit, de sorte que son minimum ne correspond pas au minimum de la bande de conduction, mais à l'énergie d'un état quantique confiné. Il en est de même pour les trous, par rapport au maximum de la bande de valence.



**Figure 1.3** Schéma d'une section transversale d'un SOA avec double hétéro structure



**Figure 1.4** Schéma du confinement simultané des porteurs et photons dans une double hétérostructure

Les premiers résultats avec des lasers à puits quantiques qui utilisaient une double hétérostructure n'ont pas été convaincants du point de vue du confinement optique. Pour cette raison, des structures plus compliquées ont été développées. Par la suite, dans le but d'accroître le gain, les structures avec plusieurs puits ont été très étudiées. Ces structures qui sont souvent utilisées pour la conception des amplificateurs modernes utilisent une structure de type GRINSCH (*Graded-Index Separate Confinement Heterostructure*).

Nous allons discuter de ce type de structure un peu plus loin dans ce chapitre.

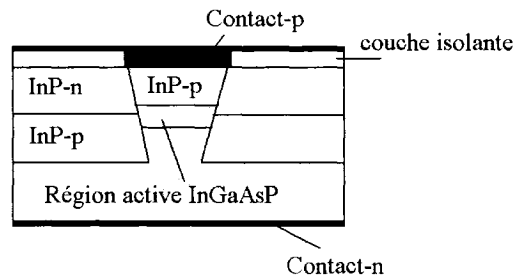
Les matériaux utilisés pour réaliser les amplificateurs sont des alliages III-V qui ont une bande interdite directe. Les systèmes InP-InGaAsP, InP-AlInGaAs et InGaAs-AlGaAs ont été les plus souvent utilisés pour les SOA avec des structures massiques ou à puits quantiques (Magari et al., 1991; Magari, 1994; Joma, 1993; Otsubo, 1998). Avec ces matériaux une large région spectrale entre 0,7 et 1,6  $\mu\text{m}$  peut être couverte.

#### *Types de guides d'onde pour les SOA*

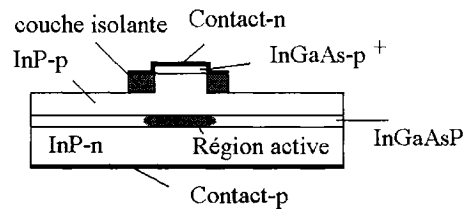
Pour obtenir le guidage latéral dans un SOA, deux types de structures sont les plus souvent utilisés: l'hétérostructure enterrée (Henry et al., 1980) et la structure de laser à guidage d'indice faible (*ridge waveguide*).

La hétérostructure enterrée utilise le guidage latéral d'indice fort puisque c'est la différence de l'indice de réfraction entre la région active et les régions adjacentes qui confine la lumière comme nous pouvons l'observer sur la figure 1.5.

La structure à guidage par perturbation de l'indice effectif a été proposée quelques années après la structure enterrée. Le guide n'est pas défini à l'intérieur mais en surface. La région active reste large mais la présence de la rainure a pour effet de confiner latéralement la lumière comme nous pouvons le voir à la figure 1.6.



**Figure 1.5** Section transversale d'une hétérostructure enterrée (guidage latéral d'indice fort)



**Figure 1.6** Section transversale d'une hétérostructure à guidage latéral par perturbation de l'indice effectif (guidage latéral d'indice faible)

L'explication du confinement de la lumière sous la crête est donnée en utilisant la méthode d'indice effectif (Adams, 1981). Le guide avec rainure est composé d'une section centrale plus épaisse que les sections adjacentes. Les trois sections sont considérées comme trois guides indépendants. Le calcul d'indice effectif (Maciejko, 2002) montre que l'indice effectif de la section centrale est plus élevé que les indices effectifs des sections latérales. Cette analyse montre aussi l'importance de la hauteur de la rainure car en fonction de celle-ci l'indice effectif de la section centrale varie.

Ce type de structure a l'avantage d'une réalisation plus simple car il ne nécessite pas une récroissance additionnelle comme dans le cas de la structure enterrée.

### *Suppression de la résonance de la cavité*

Nous avons précisé dans les paragraphes précédents que toutes les recherches au cours des années sur les SOA se sont concentrées sur la fabrication des amplificateurs à simple passage (TW-SOA). Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour réduire les réflectivités des facettes.

Les matériaux semi-conducteurs ont un coefficient de réflexion très élevé, de l'ordre de 32%. Cette réflectivité est désirée pour obtenir des oscillations laser mais est totalement indésirable quand nous voulons avoir un amplificateur à simple passage avec un gain élevé. La réflectivité de facettes peut être considérablement réduite avec des dépôts de couches antireflet sur les facettes.

Pour une seule couche la condition d'obtention de la plus petite réflectivité est donnée

par  $d_f = \frac{\lambda_0}{4n_f}$ , où  $d_f$ ,  $n_f$  et  $\lambda_0$  sont l'épaisseur de la couche antireflet, l'indice de

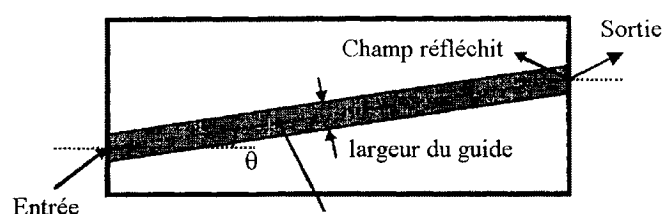
réfraction de la couche et la longueur d'onde dans le vide. Cependant, la relation est valable seulement pour une seule longueur d'onde et n'est pas acceptable pour un SOA avec une large bande. L'obtention de réflectivités des facettes très petites sur une large région spectrale peut être réalisée par des dépôts multicouches. L'analyse de ces types des couches est très complexe et plus compliquée quand il s'agit des SOA. Ceci est dû au fait que le mode optique dans le SOA n'est pas seulement distribué dans la région active, mais aussi dans les couches de confinement qui ont un indice de réfraction très différent. Une technique qui utilise un modèle bidimensionnel symétrique (Saitoh et al., 1985) a montré qu'il y a la possibilité d'obtenir une réflectivité de  $10^{-4}$  en utilisant un dépôt de multicouche antireflet. Les conditions pour le mode TE et TM ne sont pas les mêmes. Cependant, il a été montré (Vassallo, 1988) que l'utilisation des dépôts multicouches peut réduire la dépendance de la polarisation et obtenir aussi une réflectivité réduite sur une large région spectrale.

Les matériaux diélectriques les plus utilisés pour les dépôts de couches antireflet sont le  $\text{SiO}_2$ , le  $\text{SiN}$ , le  $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$  et le  $\text{PbO-SiO}_2$ . Le processus de dépôt de couches demande



une précision élevée en ce qui concerne l'épaisseur et l'indice de réfraction de la couche afin d'obtenir des faibles réflectivités aux facettes.

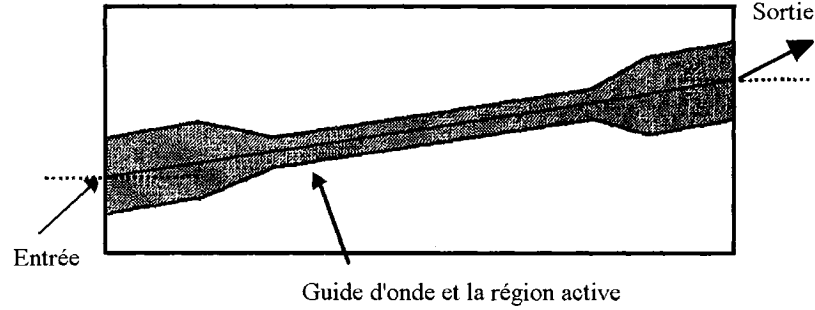
Une autre technique, comme la modification de la structure du SOA, peut être utilisée pour réduire les allers-retours dans la cavité. L'inclinaison du guide d'onde et la structure de fenêtre tout près des facettes sont les deux types de modifications souvent utilisées.



**Figure 1.7** SOA avec guide d'onde incliné par rapport à la normale aux facettes

Un guide d'onde incliné à un angle  $\theta$  par rapport à la normale au plan de clivage de la facette est montré à la figure 1.7. Cette technique peut réduire la réflectivité effective aux facettes jusqu'à  $10^{-2}$  en fonction de l'angle d'inclinaison de  $7^\circ$  à  $10^\circ$  et de la largeur du guide.

Reed et coll. (Reed et al., 1996) ont analysé la réflectivité des mode TM et TE en fonction de l'angle d'inclinaison et de la largeur de guide en utilisant une expression semi analytique basée sur la méthode du mode de radiation dans l'espace libre (*free-space radiation mode method, FSRM*). Les résultats ont montré que les réflectivités diminuent avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison et la largeur du guide. Cependant, le couplage optique avec la fibre est de plus en plus difficile à cause de l'asymétrie du champ lointain. De plus, un guide très large peut favoriser l'apparition de modes d'ordre supérieurs ce qui n'est pas désiré. Une structure qui utilise l'avantage des deux tendance a été proposée et est présentée à la figure 1.8. En effet, le guide a une largeur qui préserve la propagation monomode et présente un élargissement vers les facettes (Zah et al., 1990).



**Figure 1.8** SOA avec guide d'onde incliné à forme de fuseau vers les facettes

### *Structure insensibles à la polarisation*

Pour beaucoup d'applications, l'amplification doit être insensible à la polarisation du signal à l'entrée parce que la polarisation de l'onde qui sort d'une fibre optique peut varier dans le temps. Dans la situation où l'amplification du signal est différente pour la composante TE (transverse électrique) et la composante TM (transverse magnétique), la puissance à la sortie pourrait varier tandis que la puissance à l'entrée est constante. La cause de ce comportement est le fait que le facteur du confinement  $\Gamma$  donné par l'équation 1.1 et l'indice effectif d'un mode dépendent de sa polarisation et par conséquent les gains du mode TE et du mode TM ne sont pas égaux.

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E_x|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_x|^2 dy} \quad 1.1$$

où  $E_x$  est la distribution transverse du champ et  $d$  est l'épaisseur de la région active.

Pour s'affranchir de cette dépendance plusieurs techniques et méthodes ont été proposées.

Les premières solutions ont été l'utilisation de deux amplificateurs identiques placés perpendiculairement l'un à l'autre (Grobkope et al., 1987), ou encore un double passage par le même amplificateur (Olsson, 1988). Le signal polarisé TE dans le premier amplificateur devient polarisé TM dans le deuxième amplificateur et vice versa. Dans la

situation où les caractéristiques de gain sont les mêmes pour les deux amplificateurs, le signal à la sortie de cette configuration sera indépendant de la polarisation à l'entrée. Le désavantage de la configuration en série est que les réflectivités résiduelles aux facettes conduisent à un couplage mutuel entre les deux amplificateurs. Une autre proposition a été la configuration en parallèle qui sépare les deux composantes du signal TE et TM respectivement; par la suite chacune est amplifiée séparément en passant par deux amplificateurs placés aussi en perpendiculaire l'un par rapport à l'autre. À la fin les signaux de l'amplificateur TE et TM sont combinés pour obtenir le signal amplifié avec la même polarisation que le signal à l'entrée. L'avantage de cette technique est que le plus grand gain de l'amplificateur peut être utilisé (généralement TE). La configuration à double passage utilise la rotation de  $90^\circ$  du signal entre les deux passages. Parce que le signal amplifié se propage en direction arrière de l'amplificateur il faut utiliser un coupleur à fibre 3dB pour le séparer du signal incident. Bien qu'il y ait une perte de 6 dB au coupleur (3dB pour le signal à l'entrée et 3 dB pour le signal amplifié), la configuration fournit un gain plus élevé par rapport à l'amplificateur seul car il y a deux passages dans l'amplificateur.

Ces techniques ont été remplacées par le développement de solutions qui emploient un seul amplificateur, mais qui sont centrées sur les améliorations dans la conception de la région active.

Pour les structures massives, le seul paramètre qui peut être changé pour obtenir l'insensibilité à la polarisation est le facteur de confinement des modes TE et TM, en utilisant soit une structure du guide enterré (Mersali et al., 1990; Doussiere et al., 1994; Tishinin et al., 1997) dans laquelle la région active possède une section transversale carrée, soit un guidage par perturbation d'indices (Holtmann et al., 1996) avec une géométrie qui peut varier pour permettre d'assurer l'égalisation des facteur de confinement TE et respectivement TM.

La première solution montre une divergence très grande du faisceau aux facettes et nécessite des guides d'onde en forme de fuseau vers les facettes pour réduire les réflectivités effectives. La deuxième solution a une structure du guide qui permet

d'obtenir des réflectivités réduites par dépôts des couches antireflet et l'inclinaison du guide d'onde sans utiliser des fenêtres vers les facettes.

Plus récemment l'utilisation d'une région active massive sous faible contrainte en tension a été proposée pour obtenir une superposition des gain TE et TM autour de 1,55  $\mu\text{m}$  (Morito et al., 2000).

Pour les structures à puits quantiques, l'insensibilité à la polarisation a été obtenue en utilisant de contraintes en tension ou en compression. Plusieurs combinaisons de contraintes ont été utilisées. Des structures à puits quantiques avec des barrières en tension ont été étudiées (Magari et al., 1991) dans le system InGaAs/InP pour 1,55  $\mu\text{m}$  et une insensibilité à la polarisation de moins de 1 dB autour du pic du gain a été obtenue. Presque dans le même temps des structures avec des puits à faible tension (0,2%) (Joma , 1993) et des structures avec une combinaison de trois puits en tension et de trois puits en compression (Miller et al., 1993) ont été proposées pour 1,5  $\mu\text{m}$  avec une insensibilité à la polarisation inférieure à 1 dB. Pour les structures mentionnées plus haut, les puits quantiques ont été faits à base de l'alliage ternaire InGaAs et les barrières à base de l'alliage quaternaire InGaAsP.

Enfin, une dernière méthode a été proposée (Cho & Choi, 2001) et consiste à insérer une ou plusieurs couches minces sous contrainte dans un puits quantique (*Delta-strained quantum wells*). Le nombre et la disposition de ces couches minces (*Delta-layer*) déterminent la modification de la structure des bandes de valence du puits quantique et ainsi affectent la dépendance à la polarisation.

### 1.5. Applications des SOA

Les SOA ont tout d'abord été utilisés comme éléments d'amplification dans les réseaux WDM et dans les liens des communications optiques numériques, et comme commutateurs tout optiques. Au fil des années, d'autres possibilités (voir tableau 1 de l'Annexe 1) ont été accessibles avec le développement des techniques de microfabrication et des outils de simulation de plus en plus perfectionnés. La tendance pour les années à venir sera pour les applications fonctionnelles dont la plupart utilisent

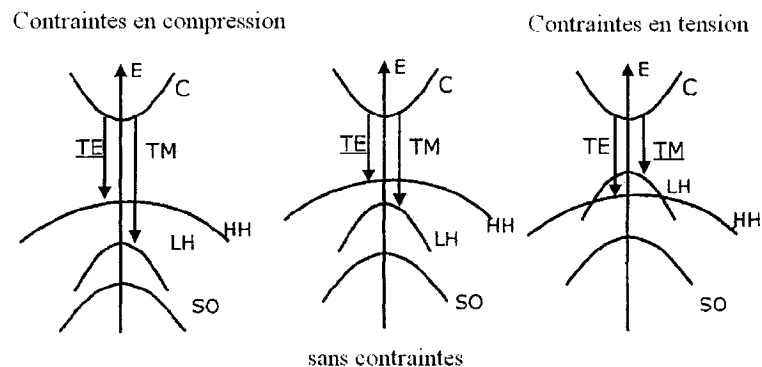
les non linéarités des SOA. Nous présentons en Annexe 1 quelques applications qui ont été proposées dans les dernières années.

### 1.6. Structure C3T3 conçue et réalisée dans le Laboratoire d'optoélectronique

La structure qui a été conçue dans le laboratoire d'Optoélectronique est une hétérostructure avec une région active composée de trois puits quantiques en tension et trois puits quantiques en compression afin d'obtenir l'insensibilité à la polarisation. L'idée d'utiliser une combinaison de puits en tension avec de puits en compression découle du fait que l'introduction de faibles contraintes (environ 0,1 à 1%) a pour effet la modification des propriétés optiques et électriques de façon significative en gardant dans le même temps les propriétés spécifiques des puits quantiques.

Les contraintes donnent la possibilité de concevoir des structures avec des propriétés bien définies comme par exemple: le type de polarisation favorisée, le courant de transparence, la largeur spectrale de l'émission. La flexibilité de la conception des différentes structures est liée aux modifications produites dans la structure de bandes du puits en fonction de la contrainte introduite.

Les changements dans la structure de bandes des puits apportées par les contraintes ont pour effet des modifications dans la bande interdite et dans la masse effective des porteurs de charges.



**Figure 1.9** Représentation schématique de l'effet des contraintes sur la structure de bandes d'un semi-conducteur à puits quantiques

À la figure 1.9 les modifications dans la structure des bandes induites par les contraintes sont illustrées de façon schématique (sur la figure ne sont pas montrées les déformations des bandes des trous lourds et de trous légers). Une illustration plus proche de la réalité est donnée au chapitre 4 (figure 4.3.).

Les études effectuées sur les puits quantiques sous contraintes (Zory, 1993; Chang et al., 1995) ont mis en évidence les changements suivants par rapport aux puits quantiques sans contrainte:

- pour une contrainte en tension, la bande de trous légers monte au - dessus de la bande de trous lourds;
- pour une contrainte en compression, la bande de trous lourds se rapproche de la bande de conduction tandis que la bande de trous légers s'éloigne
- les contraintes déforment les bandes de valence
- il y a des modifications de la masse effective et de la densité d'états.

Tous les effets énoncés ci-dessus influencent fortement le gain matériel d'une structure donnée à puits quantiques sous contraintes. De plus, les transitions entre la bande de conduction et une bande de trous lourds conduisent uniquement à du gain TE tandis que les transitions impliquant une de bande de trous légers conduisent au gain TM et au gain TE dans une proportion de 3:1.

La structure C3T3 proposée dans la présente étude a été conçue avec un simulateur pour les amplificateurs optiques afin d'obtenir une faible dépendance en polarisation. On a employé un simulateur numérique par éléments finis des équations de diffusion et d'entraînement (LAS2D Annexe 2) pour le calcul des effets transverses. Les simulateurs ont été développés dans le Laboratoire d'optoélectronique.

La structure choisie pour l'amplificateur est une hétérostructure InGaAsP/InP avec un guidage par perturbation d'indice effectif ("*ridge*"). Dans la conception de la structure de l'amplificateur deux paramètres ont été pris en considération: la hauteur du "*ridge*" et la distance entre le "*ridge*" et la région active. Pour un bon confinement latéral du mode tant en gardant le guide monomode, une largeur de 1,5  $\mu\text{m}$  et une hauteur de 1,8  $\mu\text{m}$  ont été utilisées. La région active a été placée à 0,2  $\mu\text{m}$  du "*ridge*" car la simulation faite

pour une distance plus grande a montré que le mode n'est pas assez confiné (Camel, 2001).

Nous pouvons observer sur la figure 1.10 que la région active est composée de trois puits en tension et trois puits en compressions disposés alternativement et séparés par des barrières. Le confinement vertical est assuré par la différence d'indices de réfraction entre la région active et les couches confinement. Dans la littérature, ce type de structure porte le nom de GRIN-SCH-MQW (*Graded-Index Separate Confinement Heterostructure Multiple Quantum Wells*).

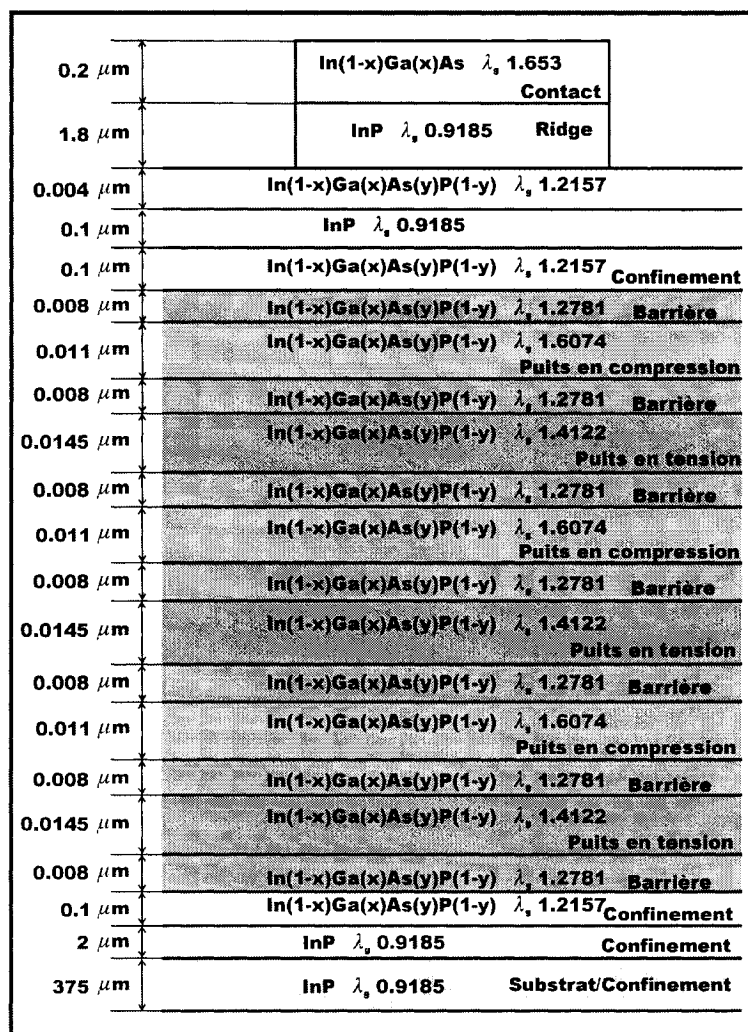
Ce type de structure permet la réalisation du confinement double des porteurs et des photons dans la région active. Elle a été choisie en raison du fait que les recombinaisons radiatives participant au gain ont lieu uniquement dans la région active du dispositif et par conséquent, seuls les photons circulant dans cette région peuvent bénéficier du gain. D'autre part, plus il y a de porteurs susceptibles d'effectuer des transitions, plus le gain est grand. Pour maximiser le gain, il faut donc à la fois confiner les porteurs et les photons dans la région active du dispositif. La structure GRIN-SCH-MQW permet ce double confinement car elle est formée de deux matériaux d'énergies de bande interdite ("*gap*") différentes et d'indices de réfraction différents. La différence de "*gap*" introduit une barrière de potentiel qui empêche les porteurs de diffuser, tandis que la différence d'indice permet un guidage optique des photons.

L'utilisation de puits quantiques permet d'augmenter fortement le gain matériel. D'autre part, l'introduction de contraintes dans ces puits permet de favoriser l'une ou l'autre des polarisations et donc d'envisager des structures insensibles à la polarisation comme nous l'avons présenté dans la première partie de ce paragraphe.

La croissance des couches épitaxiales a été réalisée à l'Université McMaster par épitaxie en phase de vapeurs aux organométalliques (*metal-organic vapor phase epitaxy*, MOCVD).

La microfabrication de la structure a été effectuée sur un substrat  $n^+$ -InP (dopage  $3,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Le diamètre de la gaufre est de 2 pouces. On retrouve (figure 1.10) tout d'abord deux couches de confinement de type N, la première couche d'InP (d'un dopage  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) et la deuxième couche d'InGaAsP (avec  $x = 0,231$ ,  $y = 0,5$  et un dopage de

$5 \times 10^{17}$ ). La région active est composée de trois puits quantiques en tension (1%, avec  $x = 0,554$  et  $y = 0,94$ ) alternants avec trois puits quantiques en compression (1%, avec  $x = 0,179$  et  $y = 0,699$ ) d'InGaAsP non dopé. Ces puits sont entourés de barrières non contraintes d'InGaAsP (dopage  $5 \times 10^{17}$ ) de type P ( $E_g = 1.02$  eV). Sur la région active, la croissance d'une seconde région de confinement de type P, la première couche d'InGaAsP (d'un dopage  $5 \times 10^{17}$ ) et la deuxième d'InP (d'un dopage de  $6 \times 10^{17}$ ), puis le "ridge" d'InP dopé P (d'un dopage de  $1 \times 10^{18}$ ) et le contact  $p^+$ -InP (d'un dopage  $1 \times 10^{19}$ ) ont été effectués.



*Figure 1.10* Section transversale de la structure C3T3 conçue dans le Laboratoire d'optoélectronique



La longueur d'onde de la bande interdite ( $\lambda_g$ ) donnée à la figure 1.10 correspond à une structure massive. Dans le tableau 1.1 sont données les longueurs d'onde correspondantes aux puits quantiques en tension, puits quantiques en compression et barrières qui forment la région active de la structure étudiée.

**Tableau 1.1.** Longueur d'onde de la bande interdite pour les couches de la région active obtenues par simulation

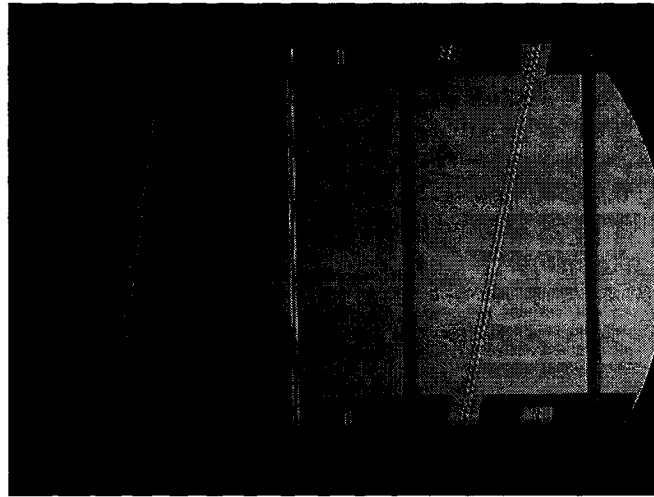
Couche	$\lambda_g$ (structure massive) [ $\mu\text{m}$ ]	$\lambda_g$ (puits quantique) [ $\mu\text{m}$ ]
Puits quantique en tension	1,4122	1,4938
Puits quantique en compression	1,6074	1,5696
Barrière	1,2781	1,2272

La composition et l'épaisseur des couches ont été obtenues par la simulation. Il faut noter que la composition est très importante car elle est déterminante pour la longueur d'onde d'émission et la grandeur de la contrainte. Nous donnerons plus de détails dans le chapitre 4 où les caractéristiques du gain matériel de différents types de matériaux seront présentées.

L'épaisseur et la composition des couches de la structure micro fabriquée ont été obtenues par analyse SIMS dynamique (*Secondary Ion Mass Spectroscopy*) qui a été réalisée à Nortel Networks. Les résultats de l'analyse ont montré l'accord avec la structure simulée avec une incertitude de 10 % pour l'épaisseur des couches et de 5% pour la composition.

Les gaufres de la structure présentée ci-dessus ont été utilisées pour la réalisation des amplificateurs. Le processus de micro fabrication comporte plusieurs étapes dont les principales sont la photolithographie, la gravure par plasma réactive de Ar - C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> - H<sub>2</sub> et les dépôts de la couche isolante et des contacts.

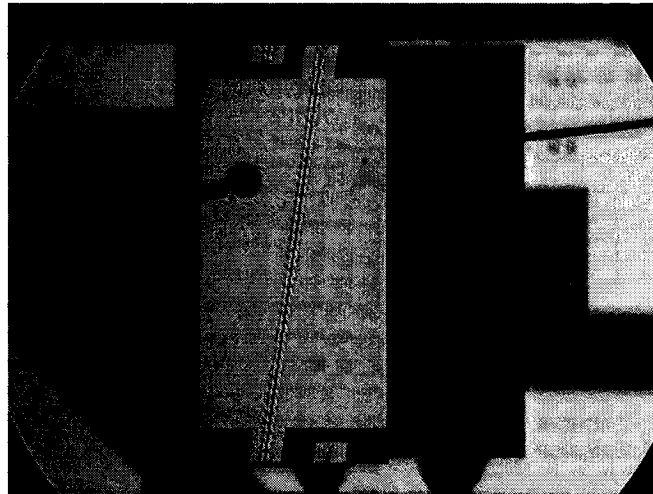
Il y a eu deux sources de composants. Quelques prototypes de base ont été fabriqués à l'École Polytechnique. Les composantes utilisées pour les mesures dans cette thèse ont été fabriquées au Laboratoire de technologie de composants semi-conducteurs (*Compound Semiconductor Technology, CST*) de l'Université de Glasgow selon nos spécifications explicites.



**Figure 1.11** Image au microscope d'une barrette avec trois amplificateurs. Les trois types d'inclinaisons peuvent être remarqués

Sur la gaufre des amplificateurs à guidage par gradient d'indice avec différentes caractéristiques du guide d'onde ont été fabriqués dans le même processus de micro fabrication. Ainsi, des dispositifs avec le guide d'onde droit et incliné à  $8^\circ$  et  $12^\circ$  par rapport à l'axe cristallographique et avec des longueurs des 0,5, 0,75, 1, 1,25 et 1,5 mm ont été fabriqués. Sur la figure 1.11 sont données les images des barrettes avec les amplificateurs un à côté de l'autre.

Huit amplificateurs ont été montés sur des supports céramiques et les contacts ont été réalisés avec des fils d'or (*wire bonding*). L'image d'un tel amplificateur est donnée sur la figure 1.12.



*Figure 1.12 Image au microscope d'un amplificateur monté sur céramique*

Des couches antireflet ont été déposées sur les facettes. La combinaison des couches antireflet et l'inclinaison du guide d'onde ont assuré des réflectivités aux facettes très petites de l'ordre  $10^{-5}$ , d'après les mesures faites dans le chapitre 3.

Un autre facteur important, à part la réflectivité réduite aux facettes, est un bon couplage entre l'amplificateur à la sortie ou à l'entrée et la fibre optique. Pour le couplage nous avons utilisé des fibres au bout desquelles on a fabriqué sur mesure des microlentilles en fonction de la divergence du faisceau aux facettes de l'amplificateur. Les pertes dues au couplage sont de 1,8 dB, ce qui représente un très bon couplage.

## CHAPITRE 2

# PHOTOLUMINESCENCE DES STRUCTURES À PUIITS QUANTIQUES MULTIPLES C3T3

### Introduction

La photoluminescence est la radiation optique émise par un système physique à la suite d'une excitation vers un état de non équilibre produit par une irradiation lumineuse. Nous pouvons distinguer trois processus: (1) la création d'une paire électron-trou par l'absorption de la lumière d'excitation, (2) la recombinaison de la paire électron-trou et (3) l'émission de photons en dehors de l'échantillon.

La photoluminescence a été développée comme un outil important pour l'investigation et la caractérisation des matériaux semi-conducteurs. Une grande partie de la compréhension des différentes excitations intrinsèques et extrinsèques qui sont responsable de l'émission spontanée et stimulée est fondée sur l'étude de la photoluminescence, de l'électroluminescence, de l'absorption et du gain optique.

Dans ce chapitre, nous présentons et analysons les résultats de photoluminescence standard de structures complexes d'amplificateurs optiques à puits quantiques multiples. Dans un premier temps, nous décrivons les échantillons et les traitons à l'équilibre thermodynamique. Ensuite, nous étudions la recombinaison de porteurs, l'influence de l'intensité d'excitation sur la largeur et la position du pic de photoluminescence. Finalement nous comparons les courbes expérimentales de photoluminescence avec les courbes calculées. Le calcul de la structure de bandes a été fait avec un modèle  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ , développé dans le Laboratoire d'optoélectronique, avec un Hamiltonien de Luttinger-

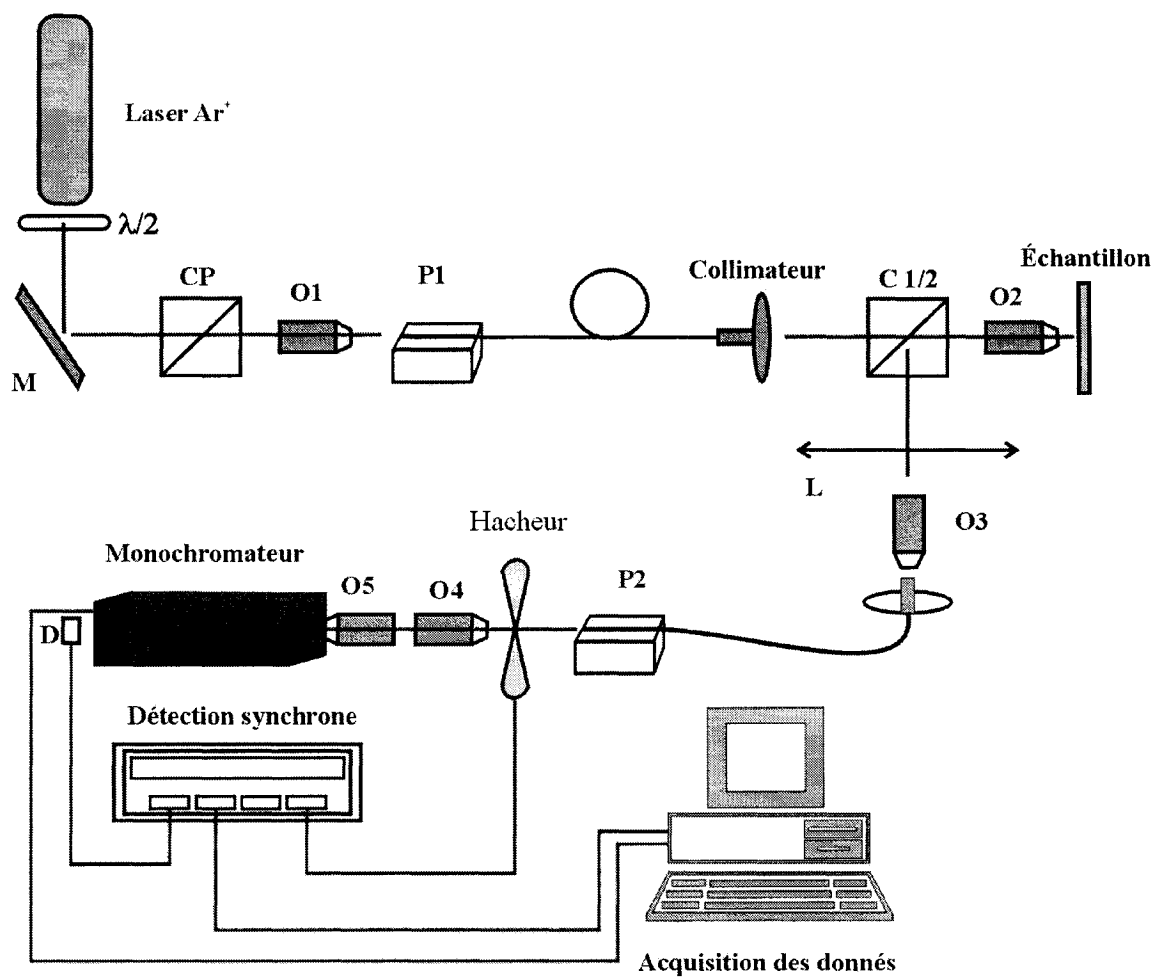
Kohn 6x6 et pour chaque transition a été employée une fonction d'élargissement non-markovienne (gaussienne) ou markovienne (lorentzienne). Pour la comparaison avec les expériences, le modèle prend en considération les effets à plusieurs corps (ANNEXE 3).

## 2.1 Description des échantillons

Pour les mesures de photoluminescence nous avons utilisé comme échantillon une partie d'une gaufre avec la structure décrite dans le chapitre 1, paragraphe 1.6. Parce que l'épaisseur totale des couches qui se trouvait au-dessus de la région active était très grande nous avons pratiqué une gravure par plasma Ar-CH<sub>4</sub>-H<sub>2</sub>. Par la suite, l'échantillon a été nettoyé par plasma d'oxygène. À la fin de la gravure, en mesurant la profondeur de la gravure, l'épaisseur de la couche de InP a été établie à 0,3  $\mu\text{m}$  ce qui est plus petite que la longueur d'absorption pour l'InP.

## 2.2. Montage expérimental

Parce que le rayonnement de recombinaison est sujet à l'autoabsorption, il n'y a pas de propagation au-delà de la longueur d'absorption. Par conséquent, la plupart de mesures de photoluminescence sont conçus pour mesurer la lumière émise par la surface irradiée. Nous avons construit un montage de photoluminescence standard pour caractériser les hétérostructures à puits quantiques sous contraintes en tension et en compression. Notre montage est présenté à la figure 2.1. Les échantillons sont excités par un laser à argon (Spectra Physics model 164) sur la raie à 514 nm dont le faisceau est focalisé par un objectif de microscope pour le couplage dans une fibre optique. Par la suite il est collimé à l'aide d'un collimateur fibré vers un cube séparateur de puissance. Le faisceau est dirigé vers l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope 40 DIN (NA = 0.65).



*Figure 2.1 Montage expérimental pour les mesures de photoluminescence*

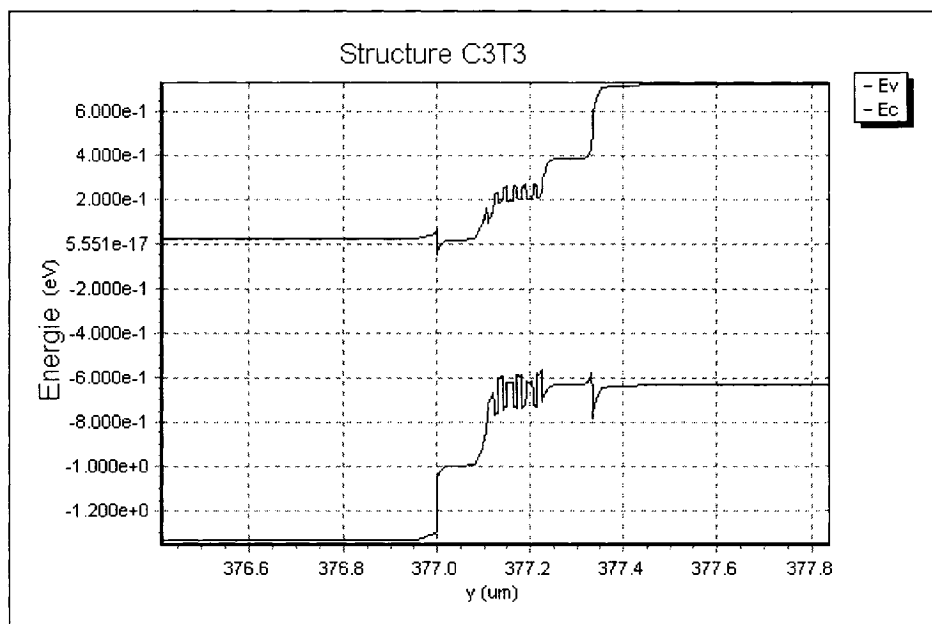
Le refroidissement de l'échantillon a été réalisé avec un élément Peltier contrôlé par un contrôleur de température de type TEC2000 2A/12W de THORLABS avec une précision de  $\pm 0.02$  degrés Celsius. L'intensité maximale sur l'échantillon est de 250 mW et peut être diminuée en modifiant le couplage du faisceau laser dans la fibre. La photoluminescence émise par l'échantillon est recueillie par l'objectif de microscope à l'incidence normale et couplée dans une fibre optique à l'aide d'une lentille d'une longueur focale de 16 cm et un objectif de microscope. Un filtre passe haut a été utilisé pour éliminer l'influence du faisceau laser réfléchi par la surface de l'échantillon.

L'émission spontanée collectée par la fibre a été focalisée avec un système d'objectifs sur la fente d'entrée d'un monochromateur SPECTRA PRO 500 d'Acton Research Corporation (résolution de 0,1 nm). À l'aide d'une détection synchrone de Stanford Research permet de capter le signal de photoluminescence sur une plage de longueurs d'onde allant de 1000 à 1800 nm grâce à un circuit de détection construit avec une photodiode d'InGaAs.

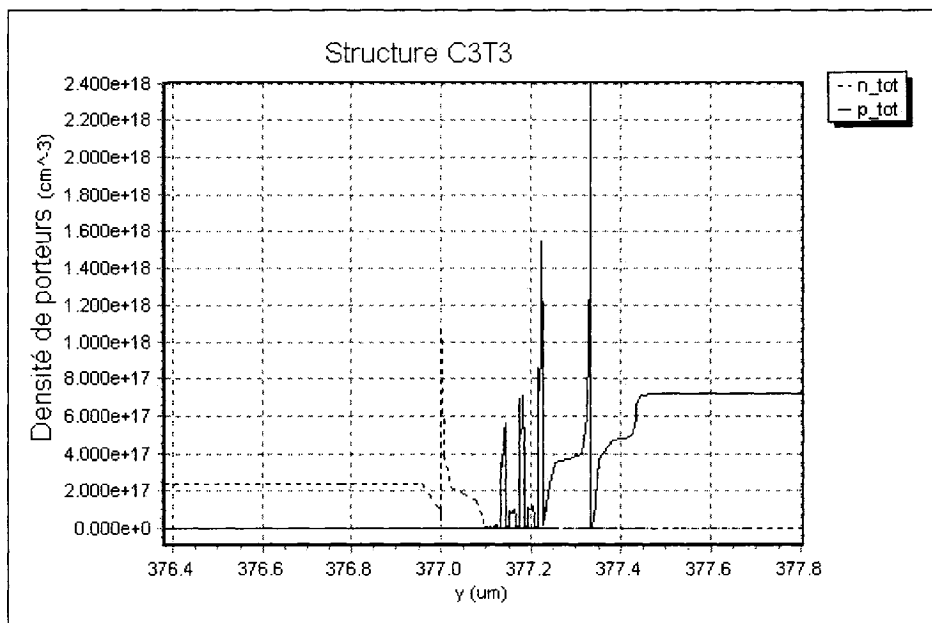
Une carte d'acquisition LabVIEW effectue une lecture de puissance optique en fonction du spectre. Un logiciel (spectres\_gain.vi) permet de contrôler le monochromateur via une interface série RS-232 (9-pin) et de tracer le spectre. Le logiciel a été développé au Laboratoire d'optoélectronique sur LabVIEW RT 5.1.1.

### **2.3. Équilibre thermodynamique de l'échantillon**

Le dopage dans cette structure induit un potentiel électrique qui courbe les bandes de conduction et de valence et qui influence le mouvement des porteurs. Nous avons utilisé un simulateur numérique par éléments finis des équations de diffusion et d'entraînement (LAS2D Annexe 2) pour estimer la forme des bandes de conduction et de valence, ainsi que la densité d'électrons et de trous à 300 K à l'équilibre thermodynamique (figure 2.2 et 2.3).



*Figure 2.2* Diagramme de bandes pour la structure C3T3 à 300K



*Figure 2.3* Densité d'électrons et de trous pour la structure C3T3 à 300K



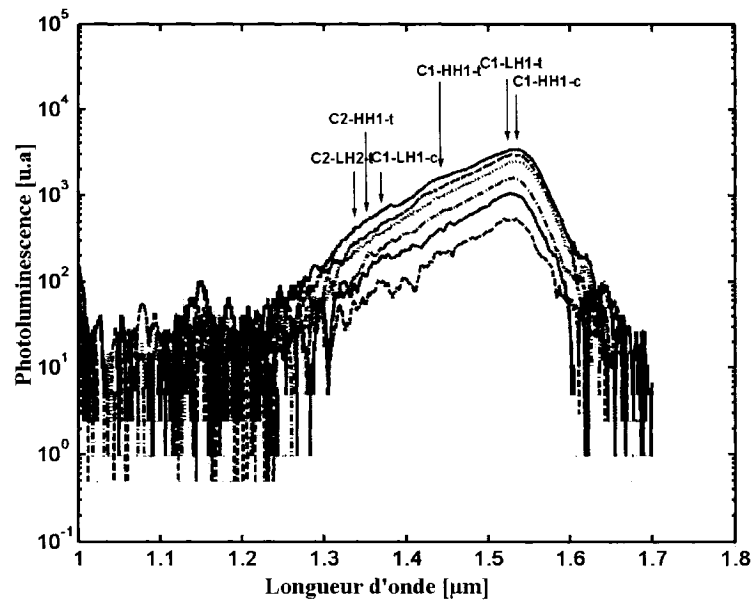
Dans la structure, les puits en tension présentent une densité de trous différente de celle des puits en compression. Dans ces derniers la densité de trous est plus élevée que celle pour les puits en tension. Une explication possible est qu'il y a diffusion des porteurs vers les puits en compression. Les puits en tension ont une densité des trous plus petite parce qu'ils ont une énergie de bande interdite plus élevée que les puits en compression.

## 2.4. Résultats

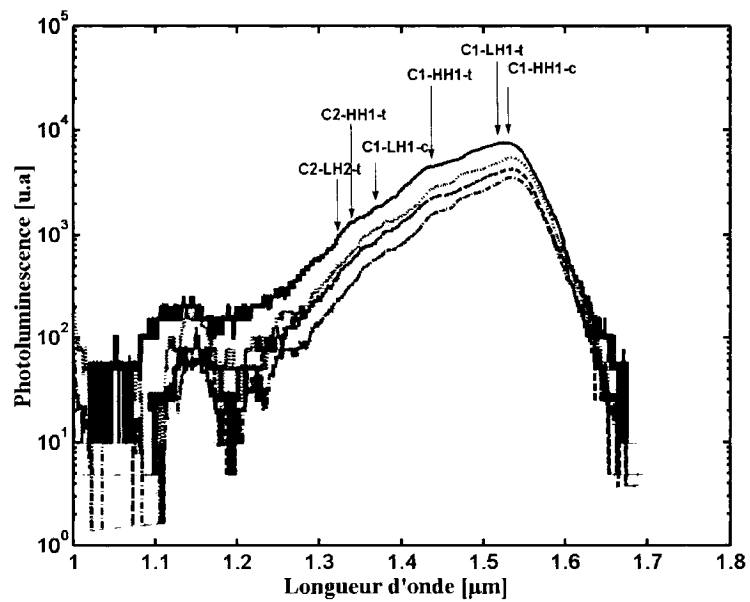
Les spectres de photoluminescence de la structure en continu à 300 K C3T3 pour différentes intensités d'excitation sont présentés aux figures 2.4 et 2.5. Nous avons aussi indiqué les énergies des transitions optiques calculées suivant le model mentionné au début de ce chapitre (Annexe 3) et qui sont données au tableau 2.1.

Pour reproduire les énergies de transition, le modèle **k·p** (Annexe 3) a utilisé pour le calcul de la discontinuité de la bande de conduction la différence entre la barrière et le puits pour la bande de conduction et de même pour la bande de valence. Ainsi, la discontinuité de la bande de conduction est 0.36 (différence de "gap") et 0.64 (différence de "gap") pour la bande de valence respectivement. Ces valeurs sont en accord avec celles généralement admises (0.4) pour la discontinuité de la bande de conduction dans les matériaux InGaAsP/InP.

Nous avons mesuré les spectres de photoluminescence à des intensités d'excitation entre 2,2 et 11,7 kW/cm<sup>2</sup>. Pour cet intervalle des intensités d'excitation, nous n'avons observé que de l'émission spontanée car l'émission stimulée a été fortement supprimée.



**Figure 2.4** Spectres de photoluminescence a 300 K pour la structure C3T3 pour les intensités d'excitation: 2236 W/cm<sup>2</sup>, 2354 W/cm<sup>2</sup>, 2649 W/cm<sup>2</sup>, 4473 W/cm<sup>2</sup>, 5179 W/cm<sup>2</sup> 6358 W/cm<sup>2</sup>



**Figure 2.5** Spectres de photoluminescence a 300 K pour la structure C3T3 pour les intensités d'excitation suivantes: 7063 W/cm<sup>2</sup>, 9417 W/cm<sup>2</sup>, 10954 W/cm<sup>2</sup> et 11771 W/cm<sup>2</sup>

**Tableau 2.1.** Transitions optiques calculées avec le modèle **k·p** (Annexe3)

Transition	Énergie (eV)
C1-HH1 (Compression)	0.8118
C1-LH1 (Compression)	0.8920
C1-LH1 (Tension)	0.8125
C1-HH1 (Tension)	0.8538
C2-HH2 (Tension)	0.9110
C2-LH2 (Tension)	0.9132

Les densités de porteurs calculées avec le simulateur LAS2D donnent des valeurs entre  $4,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $1,29 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour les puits en compression (avec un rapport de 2 entre les densités de trous et d'électrons) et entre  $3,49 \times 10^{17}$  et  $1,09 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour les puits en tension.

A 300 K nous pouvons observer les transitions pour les puits en compression et pour les puits en tension au fur et à mesure que la puissance de pompage augmente et que les niveaux se peuplent. Pour de fortes excitations nous pouvons noter que la photoluminescence de la barrière est relativement faible ( $\lambda = 1,16 \text{ } \mu\text{m}$ ), ce qui indique que la capture des porteurs est rapide dans ces structures. Néanmoins, le rapport entre l'intensité du pic principal et de la barrière augmente pour des excitations élevées.

La présence d'un épaulement à environ 40 meV sous le pic principal peut être attribuée à des queues de bandes dues aux fluctuations de la composition et de la largeur de puits. De plus, la largeur du pic principal est beaucoup plus importante que la largeur théorique de 1.8 kT (18 meV à 300 K), ce qui tend à démontrer l'influence des fluctuations de la composition et de la largeur des puits. Toutefois, il faut noter que le pic principal correspondant au puits en compression est très proche de celui du puits en tension et nous pouvons penser que ce rapprochement est responsable aussi de l'élargissement du pic principal du spectre de photoluminescence.

### 2.4.1. Influence de l'intensité d'excitation sur l'intensité de la photoluminescence.

À l'état stationnaire, le taux de génération des paires électron-trou doit être égal aux taux de recombinaison radiative et non radiative. Dans le cas où  $n = p$  et que ces densités sont beaucoup plus élevées que la densité de trous à l'équilibre, nous pouvons utiliser l'équation suivante pour calculer la densité de porteurs en fonction de l'intensité d'excitation (Agrawal & Dutta, 1986):

$$R = AN + BN^2 + CN^3, \quad 2.1$$

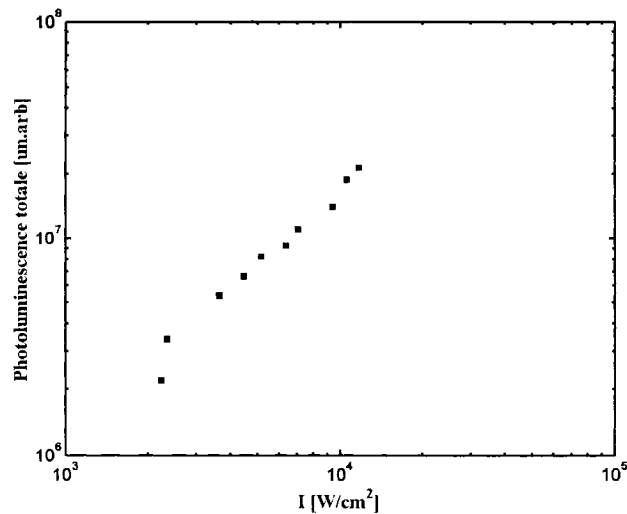
où  $R$  est le taux de recombinaison des paires électron-trou (qui est proportionnel à l'intensité de pompage),  $AN$  est le taux de recombinaison dû aux surfaces, aux interfaces ou aux pièges,  $BN^2$  est le taux de recombinaison par émission spontanée et  $CN^3$  est le taux de recombinaison Auger. L'intensité de la photoluminescence,  $I_{PL}$ , est proportionnelle à  $N^2$ , puisque le taux d'émission spontanée est  $BN^2$  (Bebb & Williams, 1972; Marcienkevicius et al., 1993). A partir de l'équation 2.1., nous pouvons trouver une relation entre l'intensité de pompage  $I$  et l'intensité de la photoluminescence  $I_{PL}$  (Marcienkevicius et al., 1993):

$$I_{PL} \approx I^x, \quad 2.2$$

où  $x$  varie entre 0.6 et 2. Cette relation ainsi que l'exposant  $x$  peuvent être obtenus pour de cas limites où un taux de recombinaison domine les autres. Quand la recombinaison Auger domine, l'équation 2.2. se réduit à  $R \sim CN^3$  et  $N = (R/C)^{1/3} \sim I^{1/3}$ . Mais comme l'émission spontanée est toujours présente,  $I_{PL} \sim N^2 \sim I^{2/3}$ . Lorsque la recombinaison par les pièges domine, on obtient  $x = 2$ ; et par contre quand l'émission spontanée est dominante nous avons  $x = 1$ . En réalité plusieurs processus sont en compétition et le facteur  $x$  peut prendre n'importe quelle valeur entre 0,6 et 2. Il est à noter que cette analyse n'est en

principe valable que pour  $n = p$ . Nous allons analyser la courbe de l'intensité totale de la photoluminescence en fonction de l'intensité de pompage afin de pouvoir estimer la recombinaison dominante car nous avons précisé que les calculs de la densité des porteurs avec LAS2D donne une densité de trous plus grande que celle d'électrons pour les puits en compression.

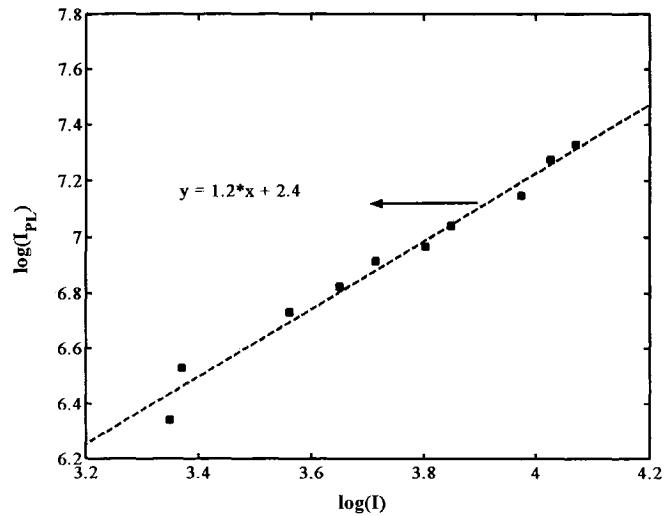
À la figure 2.6.a, nous présentons la courbe de l'intensité totale de la photoluminescence (intégration sur tout le spectre) à 300 K et en fonction de l'intensité de pompage. Les barres d'erreurs ne sont pas indiquées parce que elles sont très petites par rapport à l'échelle. La relation entre l'intensité de pompage est linéaire sur près de deux ordres de grandeur. La pente de la courbe est de 1,2 comme est montré à la figure 2.6.b, ce qui indique que la recombinaison radiative domine.



**Figure 2.6.a** Intensité totale de la photoluminescence de la structure C3T3 en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K

Dans la littérature, il a été montré que la recombinaison Auger est plus faible lorsque les deux types de porteurs ont la même masse effective (Yablonovitch & Kane, 1988; Wang et al., 1993). Nous avons calculé la masse des électrons et celle des trous du premier niveau pour les puits en compression et pour les puits en tension en prenant l'inverse de la courbure des bandes obtenues avec le modèle  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  (ANNEXE 3). Les valeurs obtenues sont de 0.0588 pour les trous et de 0.0508 pour les électrons pour les puits en

compression alors que pour les puits en tension elles sont de 0.0514 pour les trous et de 0.0501 pour les électrons. Ces valeurs sont en accord avec le résultat obtenu ci-dessus indiqué par la domination de la recombinaison radiative.



**Figure 2.6.b** La pente de l'intensité totale de la photoluminescence de la structure C3T3 en fonction de l'intensité d'excitation à 300 K

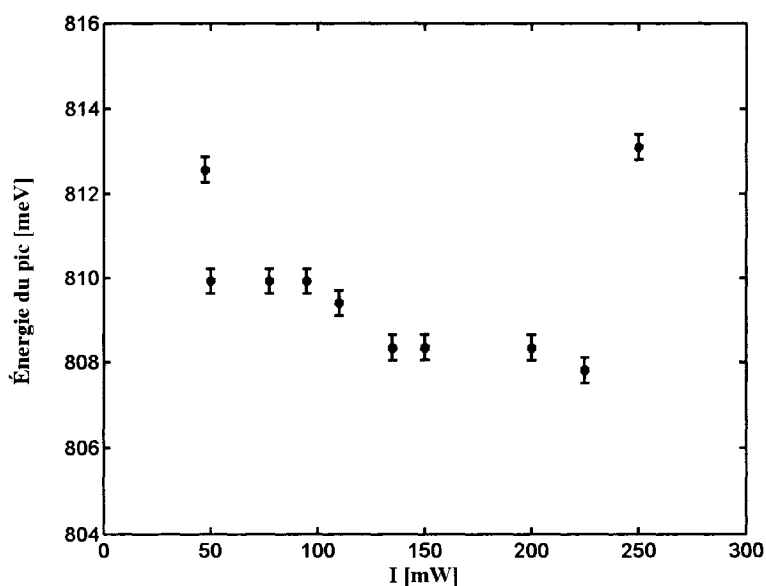
Une conclusion semblable a été observé pour une structure à simple puits quantiques InGaAsP/InP (Reihlen et al., 1989). Nous obtenons la même conclusion pour une structure où la densité de porteurs est élevée à l'équilibre thermodynamique (figure 2.3) ce qui pourrait nous faire croire que la recombinaison Auger serait élevée. L'explication serait une modification de la structure de bandes par les contraintes mécaniques (Wang et al., 1993).

La recombinaison Auger est très importante dans les calculs et limite la performance des lasers classiques (massique) à hétérostructure (Agrawal & Dutta, 1986). Pour les structures à puits quantiques, l'influence de la recombinaison Auger est toujours débattue. Des calculs montrent une diminution de la recombinaison Auger pour des puits en compression et en tension (Yablonovitch & Kane, 1988; O'Reilly et al., 1996). Les résultats expérimentaux sont contradictoires, certains confirme la prédiction de calculs (Reihlen et al., 1989; Zou et al., 1993; Reid, 1997; Jones et al., 1998; Garbuzov et al.,

1995) alors que d'autres mesures indiquent que la recombinaison Auger n'est pas influencée par les contraintes (Fuchs et al., 1993; Seki et al., 1995).

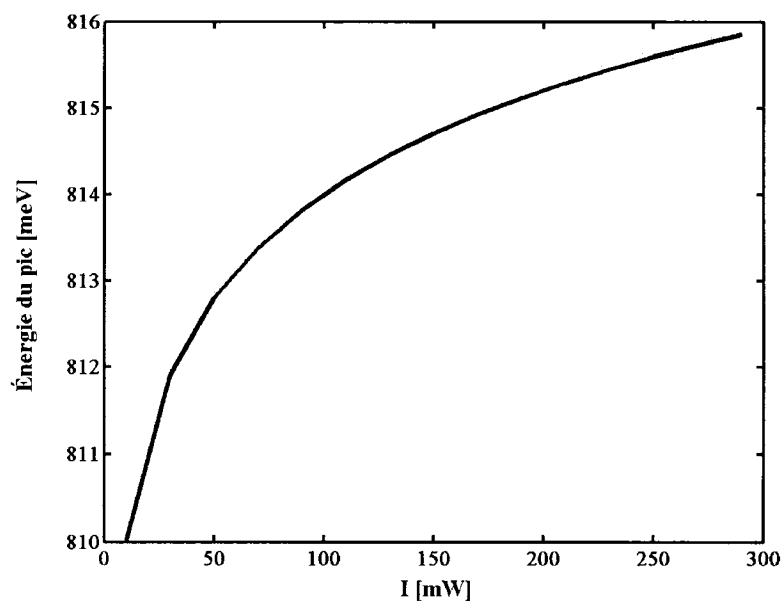
### 2.4.2 Influence de l'intensité d'excitation sur la position et la largeur du pic de photoluminescence

Sur la figure 2.7 on a représenté la variation du pic de photoluminescence en fonction de l'intensité laser. Nous pouvons observer un déplacement vers les basses énergies quand l'intensité laser augmente. Le déplacement est de 6 meV. En effet, nous pouvons considérer que le déplacement du pic n'est pas grand et que ce comportement est dû à la compensation entre l'effet de la température et le processus du remplissage de bande. Pour la plus grande intensité de pompage le pic de photoluminescence a un déplacement vers les grandes énergies. Nous pouvons penser que dans ce cas, l'effet de remplissage de bande est plus important que les effets de température.

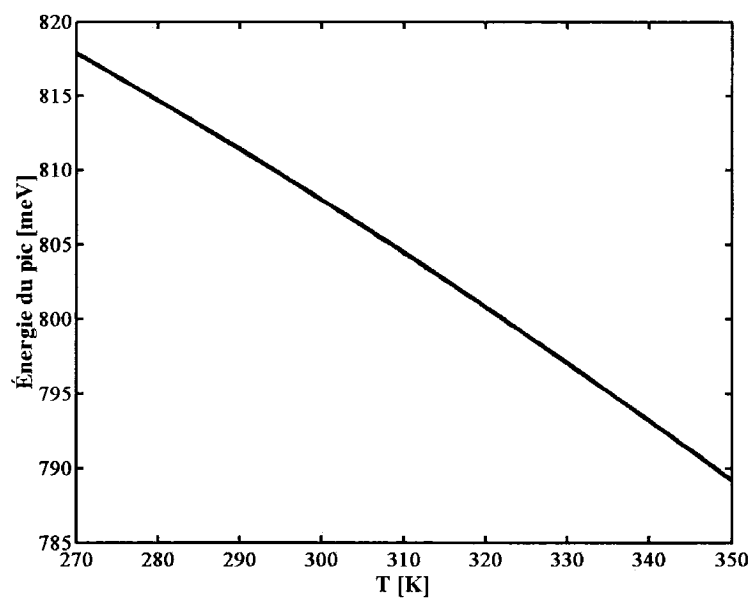


**Figure 2.7** Énergie du pic de photoluminescence à 300 K en fonction de l'intensité d'excitation pour la structure C3T3

Sur les figures 2.7.a et 2.7.b on a tracé les dépendances théoriques de l'énergie du pic de photoluminescence en fonction de l'intensité de l'excitation et de la température respectivement.



**Figure 2.7.a** Dépendance théorique du pic de photoluminescence en fonction de l'intensité d'excitation

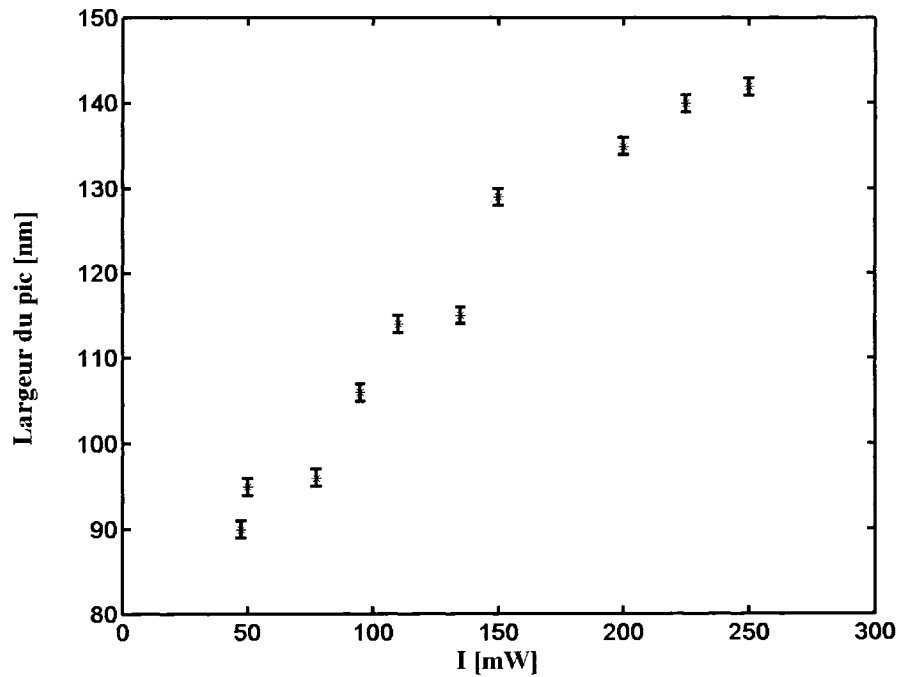


**Figure 2.7.b** Dépendance théorique du pic de photoluminescence en fonction de la température



Pour tracer ces graphiques nous avons utilisé les expressions suivantes:  $E_p = E_g + 0.004 \cdot \log(P_{ex})$  et  $E_p = E_g (1 - 0.032 \cdot 1.9 \cdot 10^{-5} \cdot T^2)$  où  $E_p$  est l'énergie du pic,  $E_g$  est l'énergie du gap à 300 K,  $P_{ex}$  est l'intensité d'excitation et  $T$  est la température. Ces expressions sont pour des puits quantiques d'InGaAsP en compressions et ont été obtenus expérimentalement par Otsuka (Otsuka et al., 1997).

La largeur à mi-hauteur de pic augmente avec l'intensité d'excitation comme nous pouvons le voir à la figure 2.8. Au fur et à mesure que l'intensité d'excitation s'accroît, la densité de porteurs devient plus grande et les transitions plus énergétiques ont une participation plus importante à l'émission spontanée. Dans le paragraphe suivant, nous allons voir que le modèle utilisé pour calculer les transitions et utilisé par la suite pour calculer l'émission spontanée théorique peut prévoir cet élargissement.



**Figure 2.8** La largeur du pic de photoluminescence à 300 K en fonction de l'intensité d'excitation pour la structure C3T3

## 2.5. Comparaison entre les courbes de l'émission spontanée mesurée et théorique

La façon la plus directe de comparer les résultats expérimentaux et théoriques est d'utiliser l'émission spontanée. En effet, il aurait aussi été possible d'obtenir le gain modal de la structure par la méthode d'Hakki-Paoli, mais celle-ci contient le facteur de confinement et les pertes internes qui sont difficiles à évaluer.

La puissance de l'émission spontanée qui est mesurée en laboratoire peut être reliée au taux d'émission spontanée par la relation suivante:

$$P(\lambda) = K_1 \frac{hc}{\lambda} r_{\text{spont}}(\lambda) d\lambda V \quad 2.3$$

où  $P(\lambda)$  est la puissance captée par le récepteur,  $K_1$  le coefficient de couplage,  $hc/\lambda$  est l'énergie des photons,  $d\lambda$  est la résolution du spectromètre (fixée à 0.1 nm pour correspondre à la résolution du monochromateur) et  $V$  est le volume de la région active. Nous utilisons cette relation pour trouver le taux d'émission spontanée expérimental. Notons que l'expérience ne recueille qu'une partie de l'émission spontanée totale. L'amplitude des courbes n'est donc pas significative dans la comparaison, et le maximum de la courbe théorique sera ajusté au maximum de la courbe mesurée. Ceci fait en sorte que la valeur du coefficient de couplage  $K_1$  n'a pas à être estimée.

### 2.5.1. Méthode de calcul théorique

Les méthodes de calcul de l'émission spontanée sont basées sur le modèle  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  pour le calcul des bandes en utilisant un hamiltonien 6x6 considérant le couplage entre les bandes de valence des trous lourds HH (*heavy hole*), trous légers LH (*light hole*) et SO

(*split off*), les mêmes que pour le calcul du gain. Le gain et l'émission spontanée sont en effet liés par la formule (Chuang, 1995):

$$r^{spon}(\omega) = \left( \frac{8\pi n_r^2 (\hbar\omega)^2}{h^3 c^2} \right) \frac{1}{1 - e^{(\hbar\omega - (Fp - Fn))/k_B T}} g(\omega) \quad 2.4$$

L'émission spontanée de chacun des six puits est calculée indépendamment. Puis, toutes les émissions spontanées sont additionnées pour obtenir l'émission spontanée totale de la structure. Parce que le montage expérimental mesure l'émission spontanée totale nous avons calculé l'émission spontanée TE et TM pour chaque puits et ensuite nous avons fait la somme de deux contributions en utilisant l'équation suivante (Chuang, 1995):

$$rspon_{net} = \frac{2rspon_{TE} + rspon_{TM}}{3} \quad 2.5$$

où,  $rspon_{net}$  est le taux d'émission spontanée totale,  $rspon_{TE}$  est le taux d'émission spontanée TE et  $rspon_{TM}$  est le taux d'émission spontanée TM. L'utilisation de cette équation est justifiée par le fait qu'il y a deux directions correspondantes à la polarisation TE et une seule direction pour la polarisation TM.

Nous négligeons donc le couplage entre les puits. L'émission spontanée provenant des niveaux non confinés ainsi que celle provenant des barrières sont aussi négligées. La répartition de la densité de porteurs dans les puits est calculée à partir de l'intensité optique du laser de pompe selon la méthode décrite à la section suivante. Cette approche est plus complète que celle que l'on retrouve habituellement dans la littérature où la densité de porteurs des courbes théoriques est ajustée pour correspondre aux résultats expérimentaux (Newell et al., 1999; Park et al., 2000).

Tel qu'expliqué dans la section précédente, l'amplitude des courbes théoriques est ajustée sur celle des courbes expérimentales puisque ces dernières ne collectent qu'une petite partie de l'émission spontanée totale émise. La valeur de la renormalisation de la bande interdite et du temps de relaxation intra bande (qui détermine la largeur de la fonction d'élargissement) sont également déterminés à partir des courbes

expérimentales. Pour tenir compte du chauffage dans la région active, nous avons effectué les simulations pour une température de 315 K.

### **2.5.2. Calcul de la densité de porteurs**

Nous avons utilisé un logiciel de simulation en deux dimensions de structure laser pour calculer la répartition des porteurs dans la région active de l'amplificateur. Ce logiciel (LAS2D, mentionné au début de ce chapitre) a été modifié pour remplacer l'injection électrique par une injection optique afin de simuler l'excitation par le laser argon. Le faisceau de pompe est donc représenté par une gaussienne qui se propage dans la structure. L'interaction entre la lumière et le matériau semi-conducteur génère des paires électron-trou. Le simulateur résout l'équation de Poisson et les équations de continuité pour les électrons et les trous afin de calculer des propriétés comme l'indice de réfraction, les pertes, le gain ou la densité de porteurs en tout point de la structure. Dans le cadre de cette étude, le simulateur a été utilisé seulement pour connaître la répartition des porteurs dans les différents puits.

Pour calculer l'intensité optique incidente sur les échantillons, nous avons mesuré la puissance directement à la surface de l'échantillon pour s'affranchir des pertes dans le montage (cubes séparateurs, etc.) La mesure a été effectuée à l'aide d'un photodétecteur dont la surface est beaucoup plus grande que celle du faisceau pour s'assurer d'en mesurer la totalité. La taille du faisceau a été évaluée par une mesure du profil spatial, et nous avons obtenu un diamètre de 52  $\mu\text{m}$ .

Le tableau suivant montre les densités de porteurs confinés obtenues pour les quatre intensités optiques du laser de pompe qui serviront aux comparaisons. La réflexion à la surface de l'échantillon a été aussi calculée avec les coefficients de Fresnel par le simulateur.

**Tableau 2.2** Densité de porteurs en fonction de la puissance de pompage

<b>Puissance optique à la surface (mW)</b>	<b>N compression (cm<sup>-3</sup>)</b>	<b>P compression (cm<sup>-3</sup>)</b>	<b>N tension (cm<sup>-3</sup>)</b>	<b>P tension (cm<sup>-3</sup>)</b>
38 (densité 1)	$4,2 \times 10^{17}$	$1,16 \times 10^{18}$	$3,49 \times 10^{17}$	$3,49 \times 10^{17}$
88 (densité 2)	$8,4 \times 10^{17}$	$1,62 \times 10^{18}$	$6,55 \times 10^{17}$	$6,55 \times 10^{17}$
120 (densité 3)	$1,02 \times 10^{18}$	$1,85 \times 10^{18}$	$8,1 \times 10^{17}$	$8,1 \times 10^{17}$
200 (densité 4)	$1,29 \times 10^{18}$	$2,22 \times 10^{18}$	$1,04 \times 10^{18}$	$1,09 \times 10^{18}$

### 2.5.3. Comparaisons avec le modèle à porteurs libres

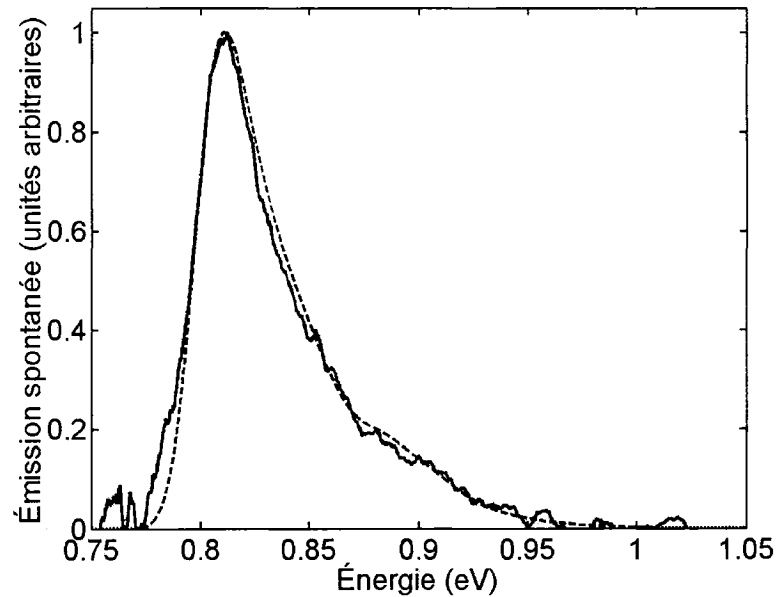
Les courbes théoriques montrées dans les figures 2.9 - 2.12 ont été obtenues avec une fonction d'élargissement gaussienne à partir des équations présentées dans l'Annexe 3, sans prendre en considération les parties imaginaires, donc excluant le renforcement coulombien et l'écrantage plasma. Seulement la renormalisation de la bande interdite a été considérée.

### 2.5.4. Comparaison avec le modèle incluant les effets à N corps

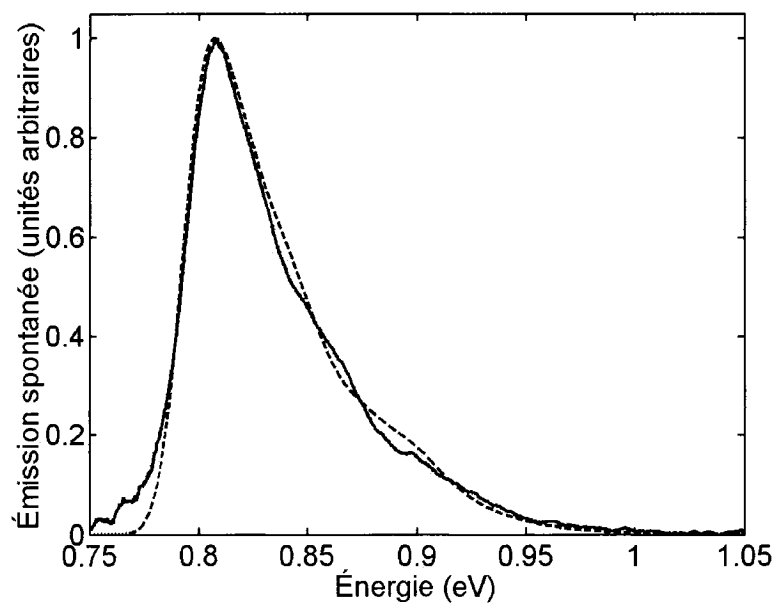
Les courbes théoriques utilisées pour comparaison avec les courbes expérimentales montrées dans les figures 2.13 - 2.16 ont été obtenues à l'aide du modèle décrit à l'Annexe 3 en utilisant une fonction d'élargissement gaussienne et en considérant le renforcement coulombien et l'écrantage plasma.

### 2.5.5. Discussion

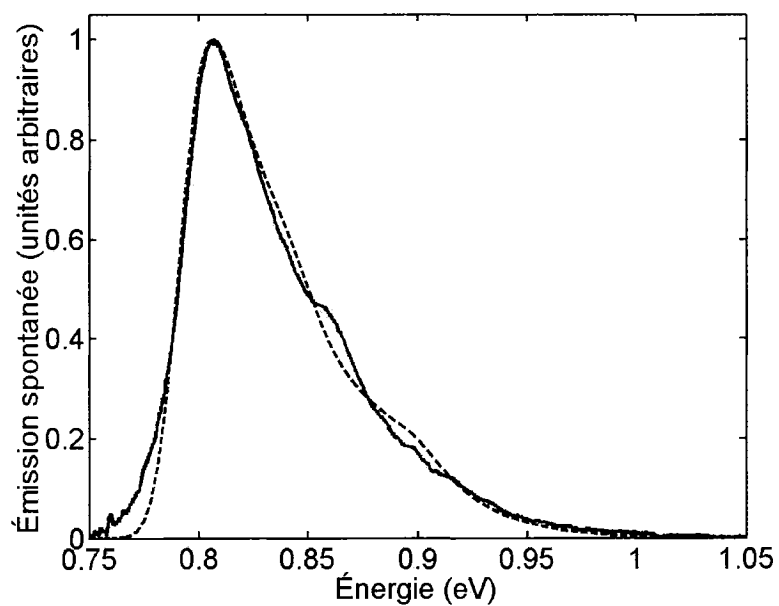
La courbe d'émission spontanée est la somme de plusieurs transitions optiques provenant à la fois des puits en compression et des puits en tension. Les puits en compression possèdent une bande de conduction et 6 bandes de valence pour un total de 6 transitions possibles, tandis que les puits en tension possèdent 2 bandes de conduction et 5 bandes de valence pour un total de 10 transitions. Cependant, seulement quelques-unes des combinaisons entre ces niveaux énergétiques contribuent de façon significative à l'émission spontanée. Le tableau 2.3 montre l'énergie des transitions d'intérêt et la façon dont elles sont renormalisées selon la densité de porteurs (les densités 1, 2, 3 et 4 ont la correspondance avec les puissances optiques à la surface 38, 88, 120 et 200 mW du tableau 2.1), après une sélection qui a été faite à partir de l'analyse des forces de transitions.



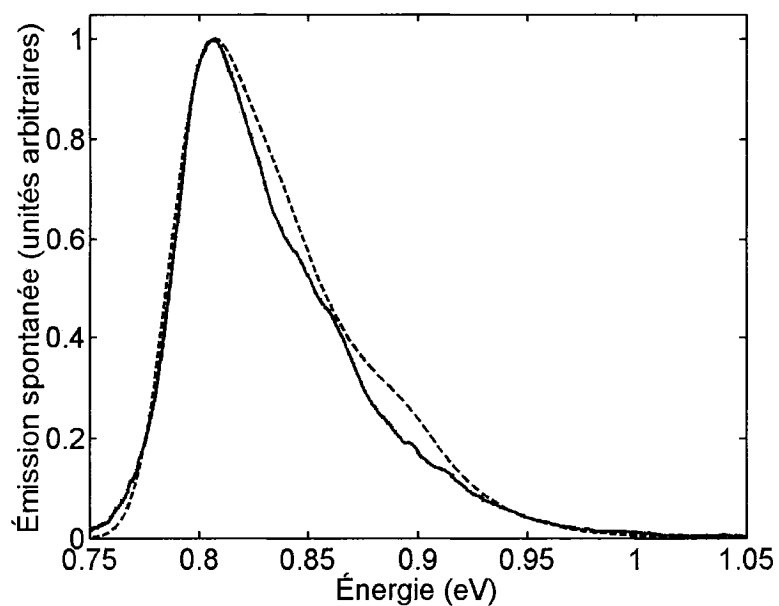
**Figure 2.9** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 38 mW



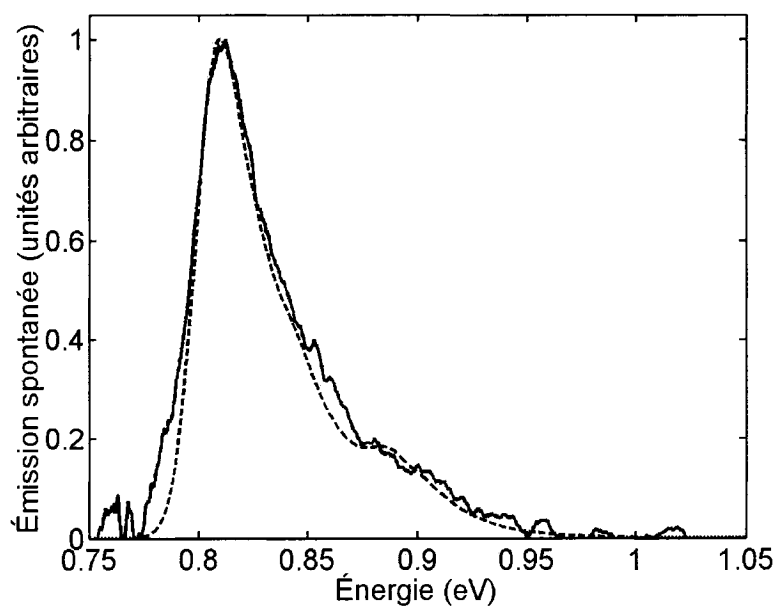
**Figure 2.10** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 88 mW.



**Figure 2.11** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 120 mW.

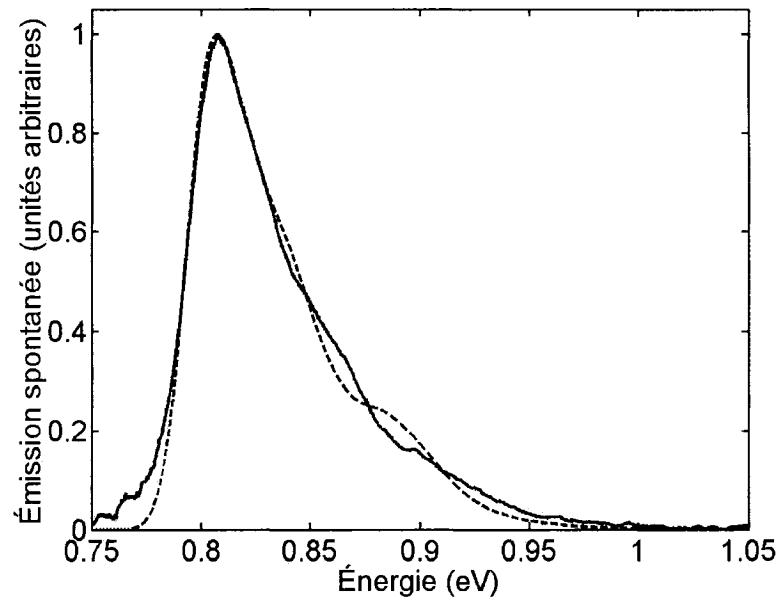


**Figure 2.12** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 200 mW.

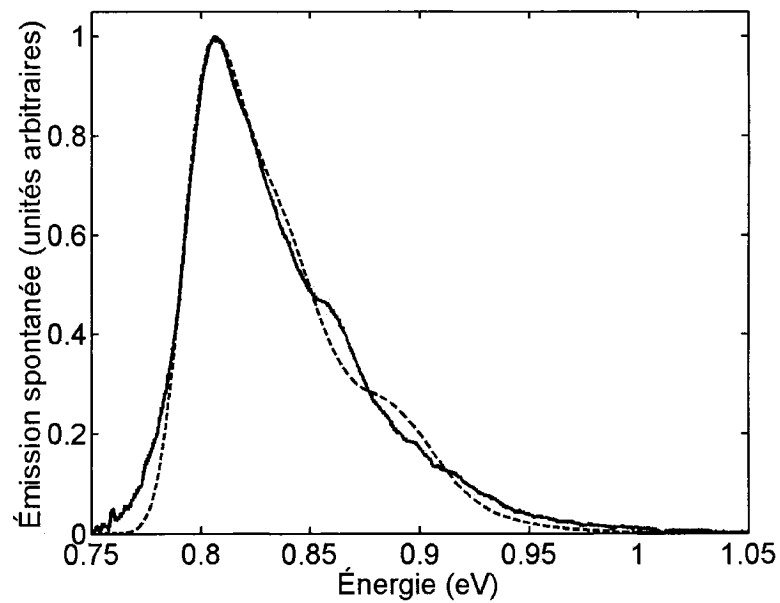


**Figure 2.13** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 38 mW.

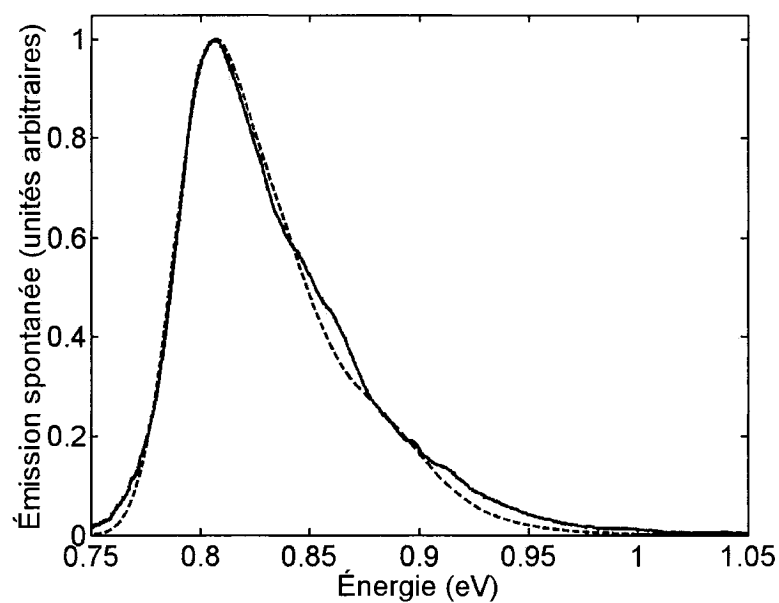




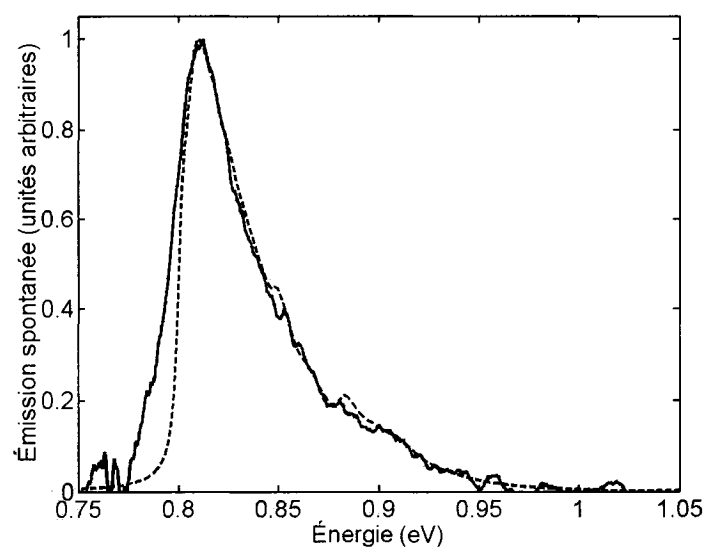
**Figure 2.14** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 88 mW.



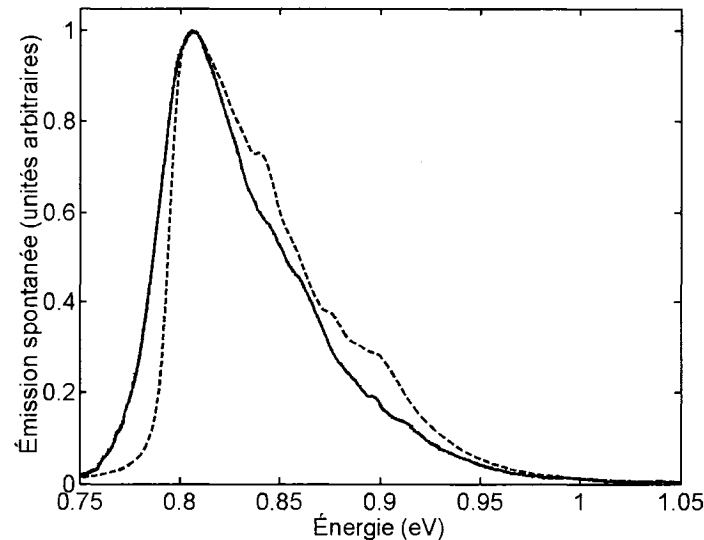
**Figure 2.15** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 120 mW



**Figure 2.16** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique incluant les effets à plusieurs corps (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 200 mW



**Figure 2.17** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique avec une fonction d'élargissement lorentzienne (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 38 mW



**Figure 2.18** Comparaison entre la courbe expérimentale (trait plein) et le calcul théorique avec une fonction d'élargissement lorentzienne (trait pointillé) pour une puissance optique d'excitation de 200 mW

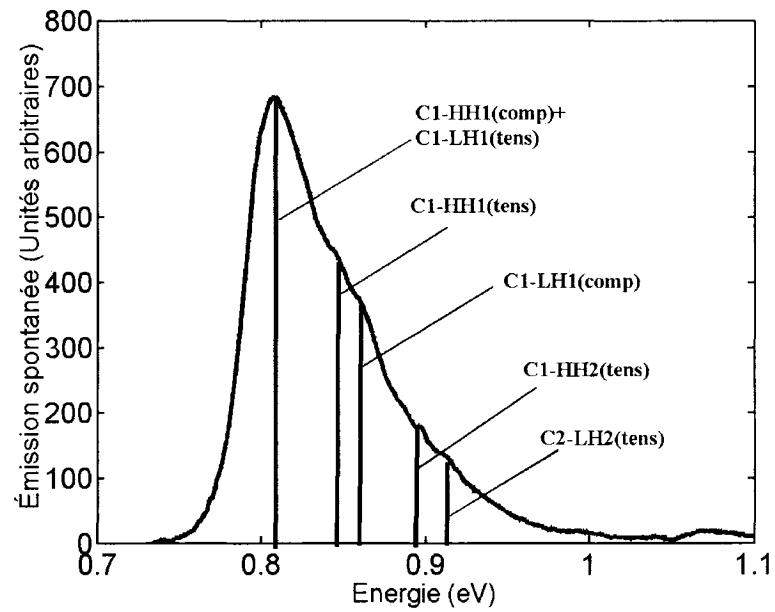
L'utilisation d'une gaussienne comme fonction d'élargissement conduit à de meilleurs résultats qu'une fonction lorentzienne. Les figures 2.17 -2.18 montrent les résultats en utilisant une fonction lorentzienne pour la plus basse et la plus haute intensité de pompage et en utilisant le modèle à porteurs libres.

À l'aide de ces données, on peut démontrer que:

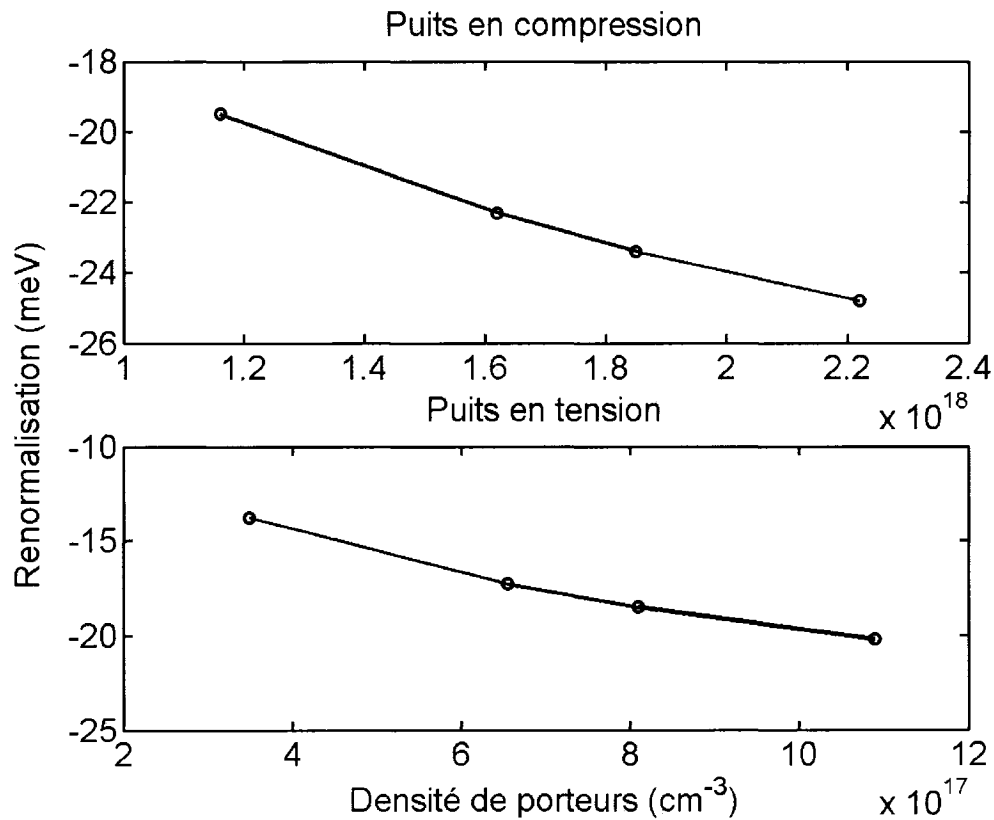
- Le modèle théorique permet d'identifier les transitions optiques visibles sur les courbes expérimentales. Par exemple, en utilisant la courbe mesurée (figure 2.19) à la plus grande intensité lumineuse, on peut identifier les transitions suivantes (correspondants aux transitions non –normalisées):

**Tableau 2.3.** Énergies des transitions d'intérêt pour chaque type de puits

Transition	Énergie (eV)	Énergie re-normalisée densité 1 (eV)	Énergie re-normalisé densité 2 (eV)	Énergie re-normalisée densité 3 (eV)	Énergie re-normalisée densité 4 (eV)
C1-HH1 Compression	0.8118	0.7934	0.7920	0.7902	0.7870
C1-LH1 Compression	0.8920	0.8736	0.8722	0.8704	0.8672
C1-LH1 Tension	0.8125	0.7994	0.7971	0.7953	0.7923
C1-HH1 Tension	0.8538	0.8407	0.8384	0.8366	0.8336
C2-HH2 Tension	0.9110	0.8979	0.8956	0.8938	0.8908
C2-LH2 Tension	0.9132	0.9001	0.8978	0.8960	0.8930

**Figure 2.19** Identification des transitions sans renormalisation sur la courbe expérimentale (densité de porteurs 4)

- La renormalisation de la bande interdite est essentielle pour bien modéliser les courbes expérimentales car les deux contributions: l'échange écranté et Coulomb - trou influencent le pic et la forme du spectre. Pour calculer cette renormalisation, nous avons utilisé dans les figures 2.9 à 2.18. les équations A.3.4, A.3.15 et A.3.16 de l'Annexe 3. La renormalisation calculée dépend donc de la densité de porteurs et de la structure de bandes. La valeur de la renormalisation pour un puits en tension est donc différente de celle d'un puits en compression. Cependant, le calcul conduit à une renormalisation trop importante. La valeur de la renormalisation a dû être divisée par 2 pour que le sommet de la courbe théorique corresponde au sommet de la courbe expérimentale. Les graphiques suivants présentent les valeurs de renormalisation obtenues pour chacun des types de puits en fonction de la densité de porteurs.



**Figure 2.20** Renormalisation utilisée pour ajuster les courbes théoriques aux courbes expérimentales (la transition C1-HH1 pour les puits en compression et la transition C1-LH1 pour les puits en tension)

- On remarque que la valeur absolue de la renormalisation augmente avec la densité de porteurs. Ceci correspond aux résultats théoriques publiés pour des structures similaires (Blood et al., 1991). Puisque les densités de porteurs des puits en compression et des puits en tension sont différentes (voir tableau 2.2), il n'est pas possible de comparer la renormalisation des deux types de puits dans des conditions similaires. Cette comparaison théorique a par contre été effectuée par Ahn (Ahn., 1996), qui a conclu que la renormalisation dépend fortement de l'amplitude et du type de contrainte. Ceci est dû au fait que la densité d'états de trous dans la bande de valence est différente pour les deux types de puits (Blood et al., 1991).

- Pour ajuster les courbes théoriques sur les courbes expérimentales, nous avons utilisé des temps de relaxation intrabande de  $3 \times 10^{-13}$  seconde, sauf dans le cas de la plus haute intensité de pompe où un temps de  $2 \times 10^{-13}$  seconde a donné de meilleurs résultats. Ces valeurs correspondent tout-à-fait à celles que l'on retrouve dans la littérature pour des structures similaires (Asada, 1989; Minch et al., 1999). La diminution du temps de relaxation pour la plus haute densité de porteurs peut s'expliquer par le fait que plus de porteurs produisent plus de collisions, et donc un temps de relaxation plus faible. Cet effet est cependant contrebalancé dans une certaine mesure par la diminution de la longueur d'écrantage avec l'augmentation de la densité de porteurs. Asada montre par exemple qu'aux densités de porteurs étudiées ici, le temps de relaxation intrabande diminue légèrement avec l'augmentation de la densité de porteurs pour des structures d' $\text{GaAsAl/InP}$  (Asada, 1989).

- Pour un même temps de relaxation intrabande, on remarque que les transitions sont davantage visibles sur la lorentzienne. De plus, la courbe tombe trop abruptement à basse énergie. La situation est la même pour les autres densités de porteurs ainsi que pour les courbes incluant les effets à plusieurs corps. Plusieurs études ont confirmé la supériorité de la gaussienne sur la lorentzienne pour la modélisation du gain et de l'émission spontanée et que la lorentzienne donne une bonne correspondance seulement pour le pic du spectre et pour une région autour du celui-ci (Newell et al., 1999; Park et al., 2000; Minch et al., 1999). On lui reproche entre autres une atténuation graduelle et

l'apparition des régions d'absorption anormales vers les basses énergies. Pour cette raison, nous considérons seulement les résultats obtenus à partir de fonctions d'élargissement gaussien pour le reste de l'analyse.

- L'inclusion des effets à plusieurs corps améliore la correspondance entre les courbes théoriques et les courbes expérimentales. Les transitions dominantes qui forment le sommet de la courbe sont mieux modélisées. L'inclusion des effets à N corps produit des courbes plus étroites au sommet. Ceci est dû à l'effet du renforcement coulombien qui augmente la probabilité de transition entre les électrons et les trous. La supériorité du modèle à N corps est démontrée dans le tableau 2.4 où on donne l'écart type entre la courbe expérimentale et la courbe théorique pour chaque modèle utilisé.

**Tableau 2.4.** Comparaison entre l'écart type de chaque modèle

Modèle	$\langle \sigma^2 \rangle$ Densité 1	$\langle \sigma^2 \rangle$ Densité 2	$\langle \sigma^2 \rangle$ Densité 3	$\langle \sigma^2 \rangle$ Densité 4
modèle à porteurs libres (lorentzienne)	$6,36 \times 10^{-3}$	$7,86 \times 10^{-3}$	$1,0 \times 10^{-2}$	$1,7 \times 10^{-2}$
modèle à porteurs libres (gaussienne)	$4,83 \times 10^{-3}$	$4,23 \times 10^{-3}$	$4,68 \times 10^{-3}$	$8,59 \times 10^{-3}$
modèle à N corps (gaussienne)	$1,84 \times 10^{-3}$	$3,385 \times 10^{-3}$	$4,10 \times 10^{-3}$	$3,25 \times 10^{-3}$

Nous pouvons observer que les valeurs de l'écart type sont inférieures pour le modèle à N corps par rapport aux autres modèles pour toutes les densités des porteurs utilisées pour la comparaison.

L'analyse entre les courbes théoriques sans et avec effets à N corps montre que l'effet du renforcement coulombien diminue avec l'augmentation de la densité de porteurs. Ceci s'explique par le fait que l'écrantage coulombien augmente avec la densité de porteurs et masque l'effet du renforcement.

- On constate que la correspondance entre les courbes expérimentales et théoriques est bonne pour la densité de porteurs la plus basse. Au fur et à mesure qu'on augmente l'intensité de pompe, l'intensité relative des pics est différente entre les courbes théoriques et expérimentales. Dans les courbes expérimentales, la transition C1-LH1 due aux puits en compression qui se situe autour de 0.86 eV est plus accentuée que sur les courbes théoriques. Ceci peut s'expliquer par le fait que les porteurs, en réalité, sont répartis différemment entre les deux types de puits que ce qui a été calculé par le simulateur LAS2D. Des variations de composition et d'épaisseur dans les structures fabriquées en laboratoire peut également expliquer les différences entre les courbes théoriques et les courbes expérimentales.

Dans toutes les figures 2.10 à 2.19, on note également que la queue à basse énergie des courbes expérimentales est systématiquement plus large que celle de la courbe théorique. Une explication peut être trouvée à partir du fait que la forme du spectre d'émission spontanée vers les basses énergies est déterminée de la renormalisation de bandes (Schmitt-Rink & Ell, 1985; Kleinman & Miller, 1985), de l'élargissement dû aux transitions intrabande (Asada, 1989), 1984) et des fluctuations dans la largeurs de puits (Blood et al., 1988; Mann et al., 1984; Park et al., 1992). Le modèle utilisé pour les comparaisons prend en considération la renormalisation des bandes et l'élargissement. Du fait que les fluctuations des largeurs de puits n'ont pas été considérées dans le modèle nous pouvons expliquer la différence entre les courbes expérimentales et théorique vers les basses énergies par l'existence des fluctuations de largeurs de puits dans les échantillons mesurés.



## CHAPITRE 3

### ÉMISSION SPONTANÉE AMPLIFIÉE

#### Introduction

Le gain optique, la largeur à mi-hauteur, la puissance optique à la sortie, la figure de bruit et l'émission spontanée sont considérés comme les plus importantes des caractéristiques d'un amplificateur optique. Dans ce chapitre, nous allons discuter les informations concernant le gain optique, la largeur à mi-hauteur et la puissance optique à la sortie obtenues en analysant l'émission spontanée amplifiée (ESA) des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) pour différentes conditions d'opération.

Pour certaines situations les données expérimentales seront accompagnées de calculs numériques en utilisant le simulateur LAS2D. Le simulateur nous donnera la possibilité d'une analyse plus complète. Les mesures ont été réalisées sur les puces de SOA. Dans ce cas, il faut prendre en considération les pertes de couplage avec la fibre optique à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur. Pour les mesures que nous avons effectuées l'alignement fin de la fibre en utilisant une lentille fibrée donne une perte de couplage de 1,8 dB par facette. Les puces ont été refroidies en utilisant un élément Peltier muni d'un contrôleur de température de THORLABS (TEC2000). Toutes les expériences ont été réalisées à la température de  $298 \pm 0.01$  K. Nous avons analysé en particulier l'influence de la longueur de la région active des SOA. Nous allons montrer que la longueur de la région active peut jouer un rôle significatif pour les paramètres clés comme l'ESA et la puissance de saturation à la sortie.

Nous allons comparer les dispositifs de différentes longueurs provenant de la même gaufre.

### 3.1 Influence de la longueur de la région active sur la distribution de la densité de porteurs

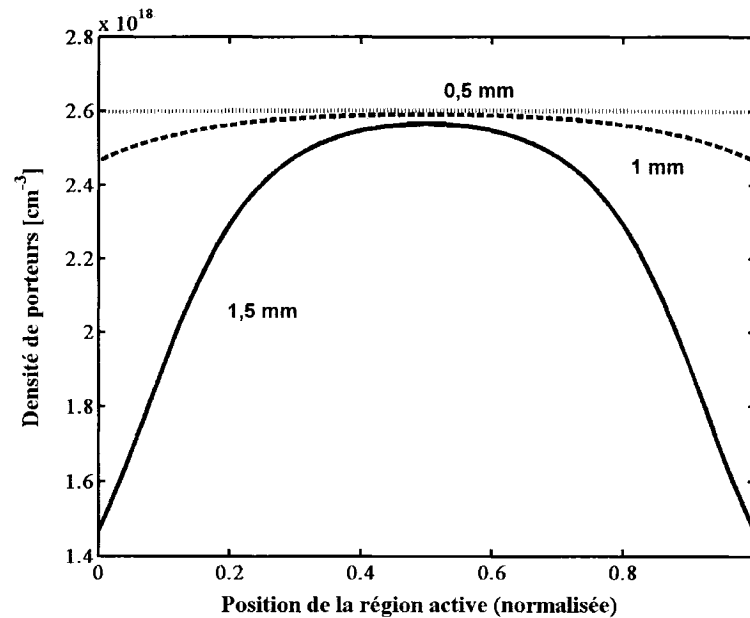
Avant d'analyser les données expérimentales de l'ESA, nous allons discuter des raisons pour lesquelles la longueur de la région active de l'amplificateur est déterminante pour l'opération des SOA. Cette introduction est nécessaire pour mieux comprendre les résultats des sections suivantes.

Un paramètre physique clé dans le comportement des SOA est la densité de porteurs dans la région active. Trois aspects sont importants: le niveau de la densité de porteurs, la distribution spectrale et la distribution spatiale le long du SOA. Plusieurs facteurs influencent la densité de porteurs mais un facteur très important est la longueur de l'amplificateur.

En figure 3.1 sont présentés les résultats obtenus par simulation de la distribution de la densité de porteurs en fonction de la longueur de l'amplificateur pour la même densité de courant ( $12 \text{ kA/cm}^2$ ). On voit que la distribution de porteurs est différente pour la même densité de courant. Pour une position donnée, plus l'amplificateur est court et plus la densité de porteurs est grande.

L'ESA est le facteur le plus influent dans la distribution de porteurs montré à la figure 3.1. À l'intérieur de la région active, les deux composantes de l'ESA, le flux d'émission spontanée amplifiée avant et le flux d'émission spontanée arrière, sont présentes et sont amplifiés vers les facettes. Par conséquent, dans le voisinage des facettes, la réduction de la densité de porteurs induite par l'émission stimulée des photons de l'ESA est plus importante que celle dans le milieu du dispositif. Lorsqu'il n'y a pas de signal optique à l'entrée et que la réflectivité des deux facettes est la même, l'ESA induit une distribution symétrique de la densité de porteurs à l'intérieur de la région active comme nous pouvons le voir sur la figure 3.1.

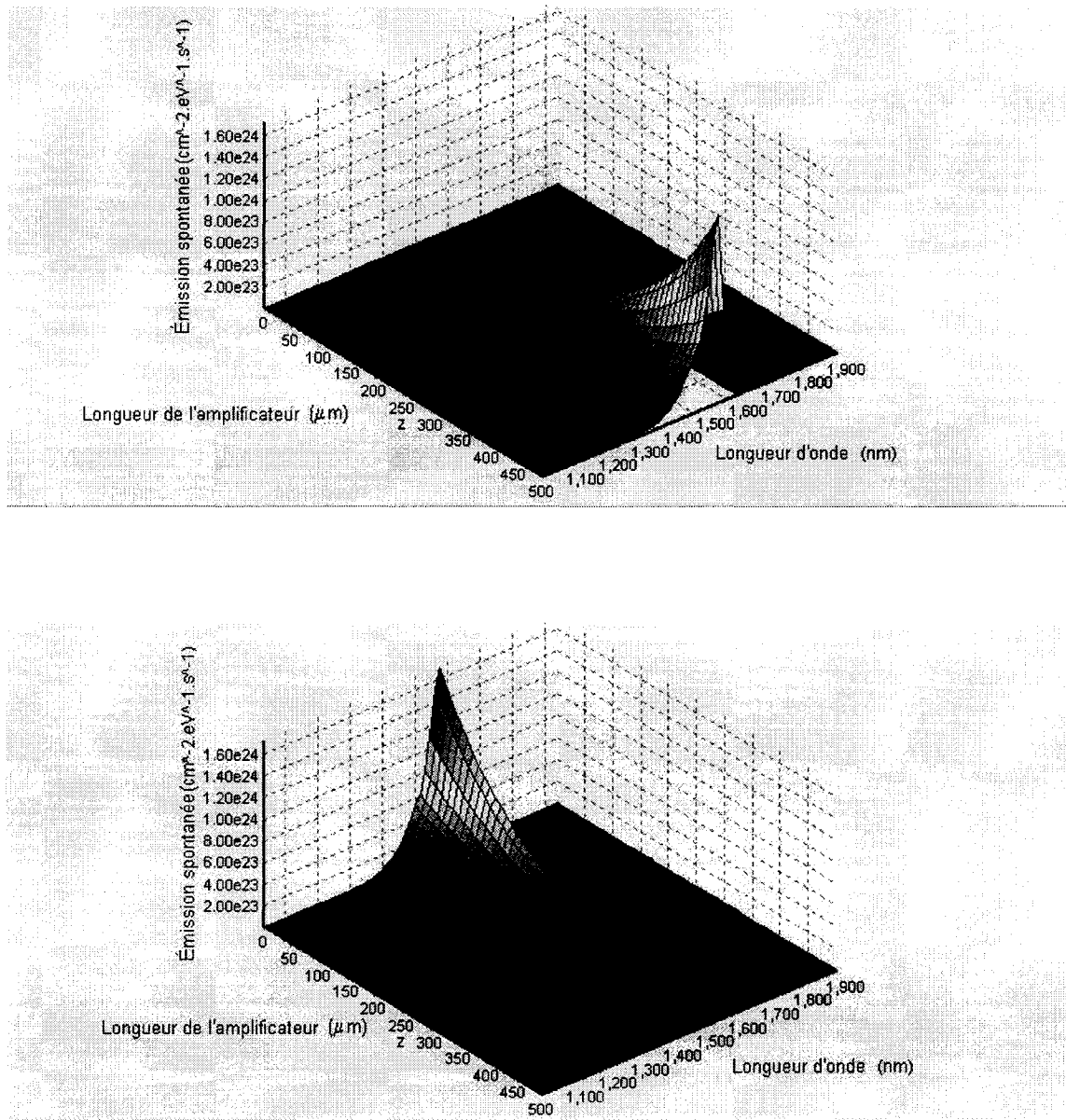
À fur et à mesure que la longueur de la région active augmente, l'amplification de l'ESA est plus importante et la réduction de la densité de porteurs vers les facettes est plus élevée. Ce processus implique que la valeur moyenne de la densité de porteurs à l'intérieur de la région active est réduite par l'augmentation de la longueur du SOA.



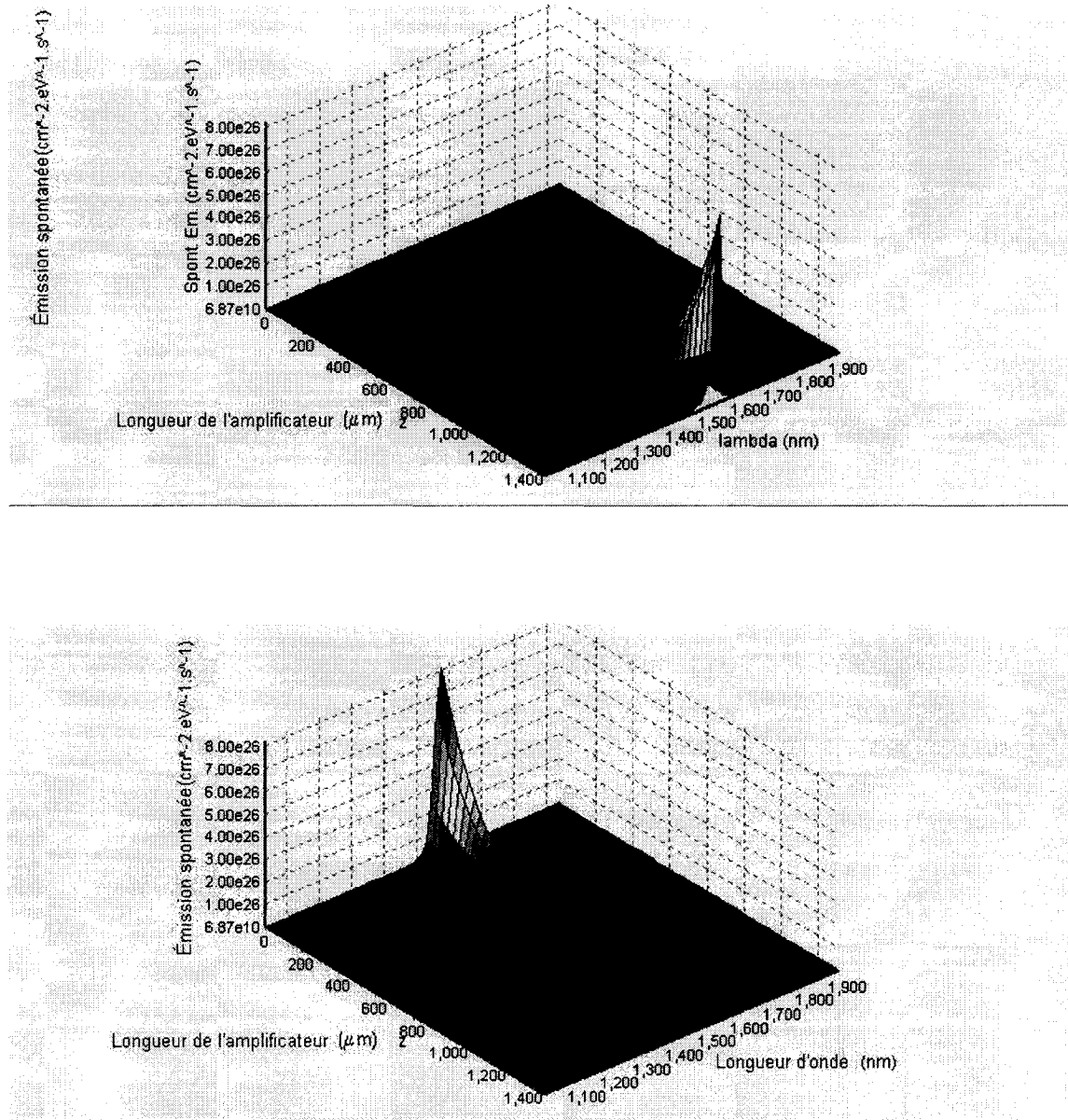
**Figure 3.1** Distribution simulée de la densité de porteurs en fonction de la position de la région active pour une densité de courant de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$

Ces observations sont confirmées par les résultats de la simulation, obtenus dans les mêmes conditions, montrées aux figures 3.2.a et 3.2.b où le taux d'émission spontanée amplifiée avant et le taux d'émission spontanée amplifiée arrière sont tracés en fonction de la position dans la région active. Plus le flux d'émission spontanée avant (ou arrière) s'approche de la facette droite (ou gauche) du SOA, plus l'ESA augmente. En fonction de la longueur de la région active, la puissance d'ESA très près de la facette augmente avec l'augmentation de la longueur du SOA.

Un autre aspect important montré sur les figures 3.1, 3.2.a et 3.2.b, est la déplétion induite par l'ESA pour les longs SOA. Pour un SOA avec une longueur de 0,5 mm la puissance de l'ESA n'est pas assez grande pour déplacer les porteurs de la bande de conduction. Cependant, quand la longueur de la région active augmente, la puissance de l'ESA tout près des facettes peut atteindre des niveaux élevés capables de réduire la densité de porteurs. Nous pouvons en déduire que pour des longueurs de la région active suffisamment grandes, la réduction peut se produire jusqu'à l'obtention de la transparence du guide et de la saturation de l'ESA.



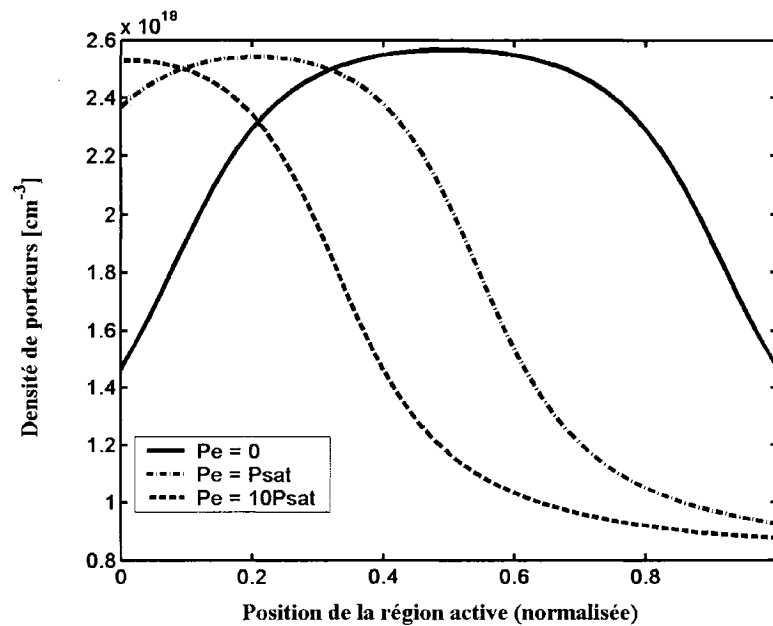
**Figure 3.2.a** Taux d'émission spontanée amplifiée avant et taux d'émission spontanée arrière pour un SOA de longueur 0,5 mm



**Figure 3.2.b** Taux d'émission spontanée d'émission spontanée amplifiée avant et taux d'émission spontanée arrière pour un SOA de longueur 1,5 mm

Par la suite, nous pouvons nous poser la question à savoir comment la densité de porteurs le long de la région active est influencée par l'injection d'un signal optique à l'entrée de l'amplificateur.

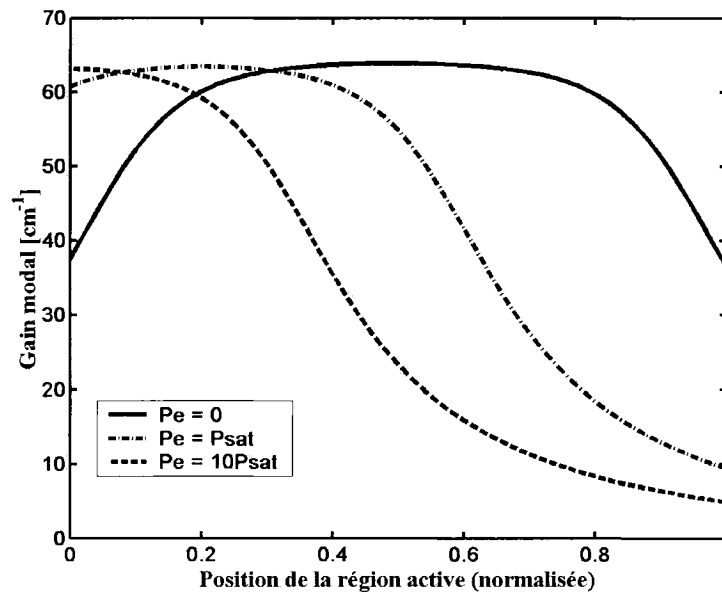
Sur les figures 3.3 et 3.3.a à l'aide de LAS2D nous avons tracé la variation de la densité de porteurs et du gain modal au long de la région active en fonction de la puissance du signal optique injecté à l'entrée de l'amplificateur. La simulation a été faite pour trois puissances différentes à l'entrée de l'amplificateur: la puissance nulle ( $P_e=0$ ), la puissance égale à la puissance de saturation ( $P_e=P_{sat}$ ) et la puissance égale à dix fois la puissance de saturation ( $P_e=10P_{sat}$ ).



**Figure 3.3** Simulation de la distribution de la densité de porteurs le long de la région active pour un SOA de longueur 1,5 mm et une densité de courant de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$

En analysant les résultats de la simulation, nous pouvons constater que les moyennes de la densité de porteurs et du gain modal diminuent avec l'augmentation de la puissance d'entrée du signal optique. Cependant, en fonction de la position de la région active la densité de porteurs locale présente différentes tendances. Tout près de la facette de

sortie, la densité de porteurs diminue avec l'augmentation de la puissance du signal à l'entrée. La principale cause de ce comportement est liée à la grande densité de photons lorsque la puissance d'entrée augmente.



**Figure 3.3.a** Simulation du gain modal (pour une longueur d'onde égale au pic de gain) le long de la région active pour un SOA de longueur 1,5 mm et une densité de courant de 12,5 kA/cm<sup>2</sup>

Au contraire, à la facette d'entrée du dispositif, la densité de porteurs augmente avec la puissance d'entrée. Nous pouvons l'expliquer par le fait que la diminution de la densité de porteurs vers la facette à la sortie provoque une réduction du nombre de photons émis par l'émission spontanée et puis couplée vers l'arrière du guide. La réduction du flux de photons arrière va produire une diminution du taux de l'émission stimulée tout près de la facette d'entrée, ce qui a pour conséquence une augmentation de la densité de porteurs. Ces changements spatiaux dans la distribution de porteurs avec les variations de la puissance de signal à l'entrée ont un impact direct sur la figure de bruit de l'amplificateur (Fehr et al., 2002; Occhi, 2002a).

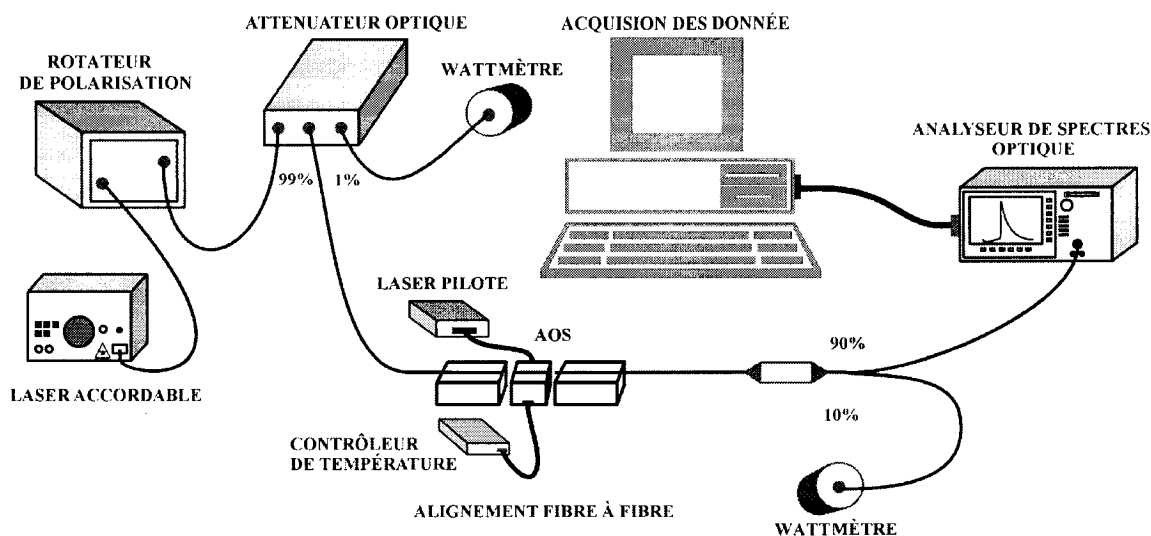
Dans les sections suivantes de ce chapitre, nous allons discuter l'influence de la longueur de la cavité sur le spectre de l'émission spontanée amplifiée et sur l'émission spontanée

amplifiée totale. À la fin de ce chapitre, nous présenterons une méthode qui utilise les spectres d'ESA pour obtenir les spectres d'émission spontanée.

En effet, ce n'est pas seulement la longueur de l'amplificateur qui a un rôle important dans le comportement de l'amplificateur mais aussi le produit entre la longueur et le facteur de confinement ( $\Gamma$ ). Nous avons considéré que le facteur de confinement est le même pour tous les dispositifs analysés.

### 3.2. Montage expérimental pour la mesure de l'émission spontanée amplifiée et du gain

Pour mesurer les spectres d'émission spontanée amplifiée et du gain optique, nous avons utilisé une large gamme d'amplificateurs avec des longueurs comprises entre 0,5 mm et 1,5 mm avec une inclinaison du guide optique de 8°. Dans le chapitre 1, nous avons précisé que des couches antireflet ont été déposées sur les facettes des amplificateurs dans le but de diminuer le coefficient de réflexion et par conséquent de diminuer les aller-retours dans la cavité.



**Figure 3.4** Montage expérimental pour les mesures de l'émission spontanée amplifiée et du gain optique



On présente à la figure 3.4 le montage réalisé et utilisé pour les mesures proposées. La lumière provenant d'un laser accordable E-TEK, MSLS-1000 (1430 - 1560 nm) est dirigée vers un rotateur de polarisation PR2000 de JDS Uniphase suivi d'un atténuateur optique variable HA9 de JDS Uniphase permettant le balayage en puissance du signal à l'entrée d'amplificateur. Ces précautions ont été prises pour éviter le changement en polarisation et les fluctuations du signal quand on modifie le courant d'injection du laser accordable. L'atténuateur a deux sorties, l'une de 99% de la puissance totale utilisée pour coupler la lumière dans le SOA et une autre de 1% pour contrôler la puissance du laser. L'ajustement du rotateur de polarisation va changer l'état de polarisation du signal d'entrée. Nous utilisons des fibres au bout desquelles des lentilles adaptées à la divergence du faisceau aux facettes sont été microfabriquées. On optimise ainsi le couplage dans la fibre de la puissance optique émise par le SOA. Le signal amplifié ou dans le cas échéant l'ESA, a été par l'intermédiaire d'un coupleur optique 90% connecté à l'entrée de l'analyseur de spectre optique (OSA). L'injection du courant dans l'amplificateur a été réalisée avec un contrôleur laser LDC500 de THORLABS (laser pilot sur la figure 3.4). L'acquisition des spectres a été effectuée par l'ordinateur à l'aide d'un câble GPIB. La puissance totale à la sortie de l'amplificateur a été contrôlée avec un puissance mètre optique 350 LINEAR/LOG de United Detector Technology. Le montage réalisé offre la possibilité de mesurer le comportement de l'amplificateur en fonction de la polarisation de signal à l'entrée.

### **3.3 Émission spontanée amplifiée (ESA)**

Le rôle de l'émission spontanée amplifiée est souvent négligé dans la littérature. Cependant, elle a une influence très importante sur les performances statiques et dynamiques de SOA. Bien que beaucoup d'expériences sur les SOA aient été réalisées et décrites dans la littérature seul un nombre réduit de travaux ont porté sur le rôle de la densité de porteurs et la distribution de l'ESA dans des structures de longueurs

différentes. L'importance de l'ESA dans le comportement des SOA ainsi que le manque d'études détaillées sur l'ESA, dans les structures à puits quantiques sous contrainte, fournissent la principale motivation pour l'étude que nous allons faire.

L'ESA est une caractéristique très intéressante, car elle est le résultat de la combinaison entre l'émission spontanée et l'émission stimulée. À cause de la grande densité de porteurs dans la bande de conduction, plusieurs photons sont générés par émission spontanée (ES). Une fraction de ces photons est couplée dans le mode fondamental de la région active du guide d'onde puis amplifiée. Comme résultat, à la sortie de l'amplificateur nous allons observer une émission avec un large spectre optique du fait que l'ESA a comme origine l'émission spontanée. Nous pouvons affirmer que l'ESA peut fournir des données précieuses sur des paramètres comme: le gain optique, la largeur à mi-hauteur, la position du pic de gain, les pertes dans le guide et les réflectivités sur les facettes. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter comment nous pouvons utiliser l'ESA pour avoir des informations sur des caractéristiques importantes des amplificateurs.

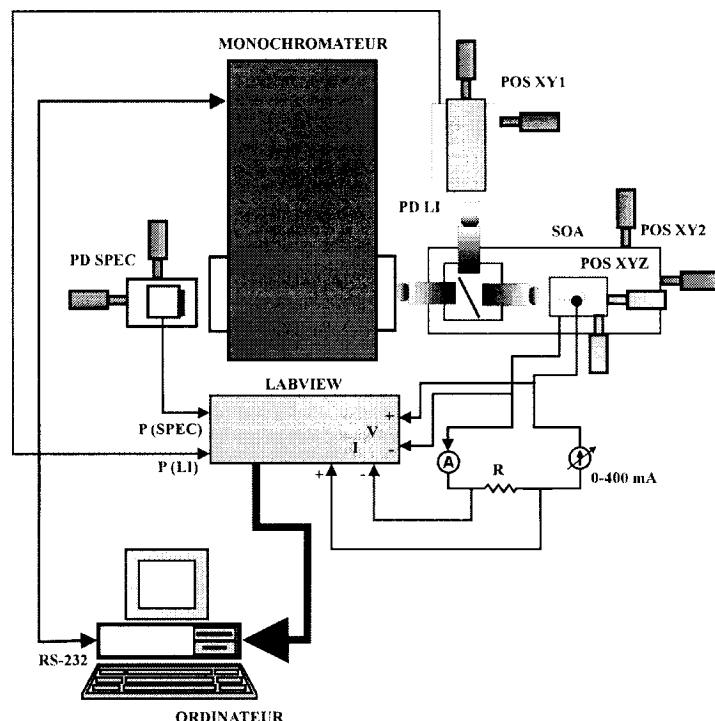
Pour les SOA utilisés comme amplificateurs ou dans des applications fonctionnelles l'ESA joue un rôle déterminant. Elle contribue au bruit et par conséquent dégradant le rapport signal sur bruit (SNR) à la sortie. De plus, l'ESA contribue à la déplétion de porteurs en limitant le gain maximal de petit signal qui peut être obtenu. Cependant, l'ESA peut être utilisée comme une puissante source à large bande. Les diodes supraluminescentes (SLEDs) ont la même structure que les SOA et peuvent être utilisées comme des sources optiques dans les réseaux métropolitains ultra-denses (DWDM) en combinaison avec une technique de séparation spectrale. Cette solution est intéressante parce qu'une seule source optique sera employée pour plusieurs émetteurs, et en conséquence, le prix du système sera réduit (Iannone et al., 1996a; Sampson & Hessler, 1994).

Du point de vue expérimental, l'ESA est la caractéristique la plus facile à mesurer. Cet aspect est très intéressant pour les tests. Il y a la possibilité de sauver temps et argent en utilisant seulement l'ESA pour tester les SOA, car nous n'avons pas besoin d'un signal externe et une seule facette sera utilisée. De plus, les mesures de l'ESA simplifient considérablement les procédures de couplage avec une fibre optique.

### **3.3.1. Montage expérimental pour la mesure des courbes L-I, V-I et l'émission spontanée amplifiée**

Le montage expérimental pour la caractérisation courant-puissance optique L-I, courant-tension I-V et le spectre d'émission spontanée amplifiée est présenté à la figure 3.5.

La puce de SOA est montée sur le positionneur POS XYZ à trois axes. La puce est polarisée en direct et alimentée par un courant continu et elle est refroidie par un système à élément Peltier. Le faisceau émis par la facette du SOA est envoyé vers le monochromateur ou vers le photodétecteur PD L1 en utilisant un system à trois objectifs positionnés à 90° l'un par rapport à l'autre. Les positionneurs POS XY1 et POS XY2 sont utilisées pour réaliser l'alignement du PD L1 avec l'objectif et avec le monochromateur respectivement. La puissance totale est mesurée avec PD-L1, et le spectre d'émission spontanée avec la photodiode PD(SPEC) à la sortie de monochromateur.

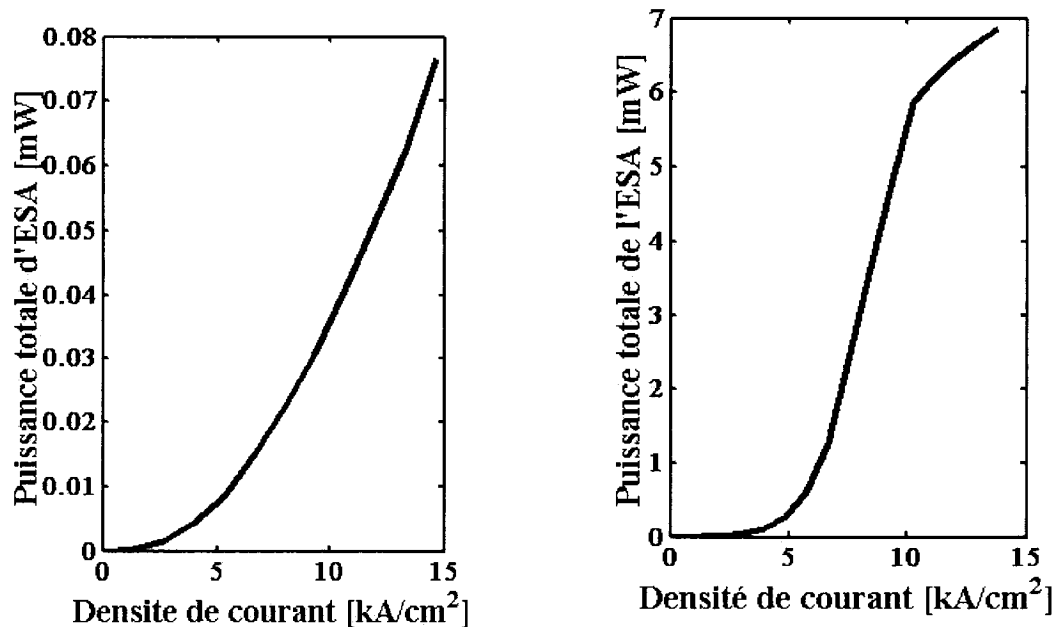


**Figure 3.5** Montage expérimental pour les mesures de L-I, V-I et les spectres d'émission spontanée amplifiée

Le dispositif sous test est alimenté avec une source en tension continu variable avec limiteur de courant. Une résistance de  $10\ \Omega$  est placée en série dans le circuit d'alimentation de manière à pouvoir lire sous forme de tension le courant circulant dans le SOA, de sorte que une tension de 1 V correspondra à un courant de 100 mA. La carte d'acquisition LabVIEW effectue la lecture des différentes grandeurs à mesurer sur la puce: tension aux bornes, courant d'injection, puissance optique pour courbe L-I et puissance optique pour spectre. Un logiciel de table traçante (PolyPLOT 2.0) permet d'obtenir en temps réel la courbe L-I de la puce et un autre logiciel (spectres\_gain.vi) permet de contrôler le monochromateur via une interface série RS-232, et de tracer le spectre. Ces deux logiciels ont été développés au Laboratoire d'optoélectronique sur LabVIEW RT 5.1.1.

### 3.3.2. Puissance totale de l'ESA

L'ESA totale (la puissance totale à la facette du SOA en fonction de la densité de courant d'injection) (courbe L-I) pour deux longueurs de la région active (0,5 mm et 1,5 mm) est présentée à la figure 3.6. Les mesures ont été effectuées avec le montage décrit à la figure 3.5.



**Figure 3.6** Émission spontanée amplifiée totale en fonction de la densité de courant, à gauche pour une longueur de l'amplificateur de 0,5 mm et à droite pour une longueur de l'amplificateur de 1,5 mm. Noter la différence d'échelle.

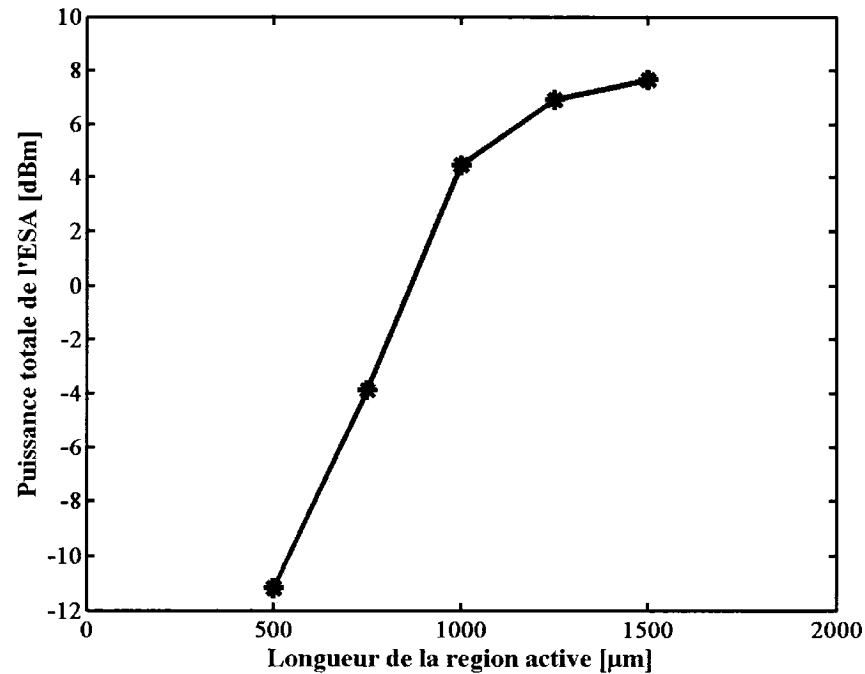
La courbe est similaire avec une caractéristique L-I d'une diode laser. Pour une basse densité de courant ( $< 5,5 \text{ kA/cm}^2$ ) nous pouvons observer que la puissance à la sortie du SOA est en grande partie formée des photons provenant de l'émission spontanée. Dans cette région le SOA se comporte comme une diode photo lumineuse. La pente de la courbe a une variation rapide et atteint une valeur de seuil quand la densité de courant augmente. Dans cette région d'opération, l'émission stimulée est dominante et la puissance optique est formée principalement par les photons couplés dans la cavité et amplifiés le long de la région active. Par comparaison avec une courbe L-I d'un laser,

l'émission stimulée amplifiée est prédominante sur une plage de densité de courant plus étendue. En effet, cette condition est nécessaire à l'obtention d'un amplificateur optique à simple passage.

Sur la courbe L-I pour le SOA d'une longueur de 1,5 mm nous pouvons observer un changement dans la pente pour de grandes densités de courant. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que pendant les mesures, nous avons établi le système de refroidissement à une valeur constante de 293 K mais, parce que la puce de SOA a une résistance thermique finie, la température de la région active augmente avec l'augmentation du courant.

La figure 3.6. montre que la longueur de SOA joue un rôle important sur la puissance totale de l'ESA. Pour pouvoir mieux comprendre ce rôle, nous avons mesuré les puissances optiques pour plusieurs longueurs de la région active et les résultats sont présentés à la figure 3.7. Pour pouvoir comparer la puissance ESA des amplificateurs de longueurs différentes, les mesures ont été prises à la même densité de courant ( $12 \text{ kA/cm}^2$ ). En analysant la figure 3.7. nous pouvons constater que la puissance augmente avec la longueur de la région active comme prévu à la suite de l'augmentation du gain de dispositif. Pour le dispositif plus long, la puissance commence à saturer et d'après les simulations faites avec LAS2D, à une longueur de 2 mm la région active présente une région transparente à proximité de facettes. Un accroissement supplémentaire de la longueur de la cavité sera équivalente à un accroissement de la région transparente tout près des facettes. Le comportement des SOA longs pourrait aussi être expliqué par le fait que la température de la région active est plus élevée pour les longs dispositifs. Dans le cas idéal pour une même densité de courant, la température devrait être la même pour tous les dispositifs.

La puissance thermique dissipée augmente avec la longueur de la puce, car le courant injecté augmente. En même temps, la résistance thermique entre la région active et la surface du support de refroidissement diminue à cause de la grande surface de la puce. Cependant, il est possible que pour la puce plus longue (1,5 mm) le contact ne soit pas optimal sur toute la surface de contact et provoque ainsi une augmentation de la température de la région active par rapport à un contact thermique idéal.



**Figure 3.7** Puissance totale de l'ESA en fonction de la longueur de la puce à densité de courant constante ( $12 \text{ kA/cm}^2$ )

Pour les sources à large bande, une puissance totale élevée est désirée à la sortie. Il y a la possibilité d'obtenir une plus grande puissance en augmentant le gain modal. Ceci-ci peut être réalisé par l'augmentation de la longueur de la cavité. Cependant, nous avons observé que pour les structures très longues, la puissance émise diminue à cause des effets de température. Une alternative est l'augmentation du facteur de confinement (un "ridge" plus large). Dans ce cas, nous pouvons garder une courte longueur de la cavité, donc une petite injection de courant et une basse puissance thermique. La valeur du facteur de confinement est limitée par la contrainte de garder le guide d'onde monomode. Par conséquent, il faut trouver un compromis entre les deux choix. De plus, nous savons que le facteur de confinement pour les structures à puits quantiques est plus petit que pour les structures volumiques. Une solution pour ces structures est l'utilisation d'une combinaison de puits quantiques avec des énergies de bande interdite différentes et des spectres d'émission adjacents. Grâce au simulateur LAS2D, beaucoup de progrès ont été faits en Laboratoire d'optoélectronique pour la conception de ce type de sources à

large bande. Les structures conçues pour la présente étude n'ont pas été optimisées expressément pour une émission à large bande mais nous allons voir par la suite que pour certains dispositifs analysés la bande passante obtenue est néanmoins de 90 nm avec une puissance à la sortie de 4 dBm.

### 3.3.3. Les spectres de l'ESA

Une autre caractéristique importante des structures analysées est la largeur à mi-hauteur du spectre de l'ESA. Pour les amplificateurs comme pour les sources à large bande une grande largeur à mi-hauteur permettra une utilisation plus efficace. Les sources à large bande pourront être utilisées pour la génération de plusieurs longueurs d'onde par la séparation spectrale. Plus la source est large plus de canaux peuvent être obtenus. Aussi, les structures à large bande ont le potentiel d'être utilisées en biophotonique pour la tomographie optique.

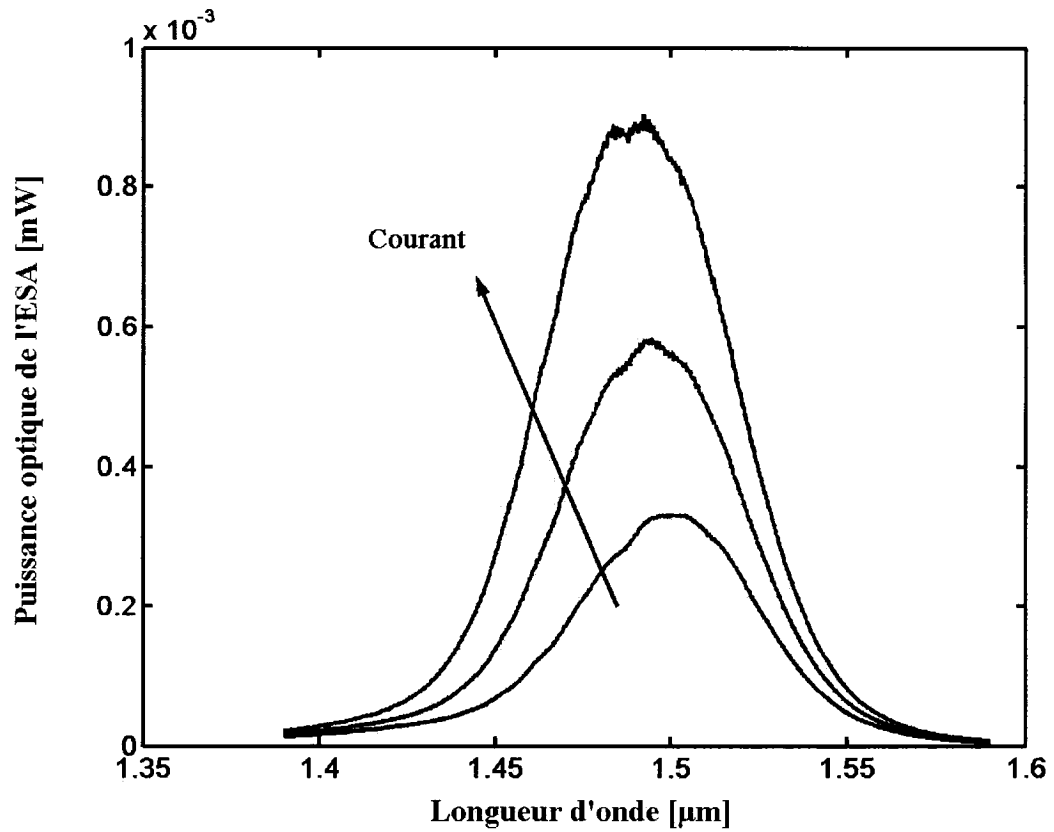
Les spectres de l'ESA ont été mesurés à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA). Pour effectuer les mesures, nous avons couplé la lumière à la facette de la puce dans une fibre terminée par une micro lentille. Par la suite, nous avons connecté la fibre au OSA, dans une configuration similaire au montage présenté à la figure 3.4. mais sans injection du signal optique.

La figure 3.8 présente les spectres de l'ESA pour une longueur de SOA de 1 mm, à trois différentes densités de courant (8, 10 et 12 kA/cm<sup>2</sup>). En augmentant la densité de porteurs nous obtenons un taux d'émission spontanée plus grand, et donc un gain et une puissance optique plus élevés.

L'augmentation de la densité de porteurs va induire un déplacement de pic de l'ESA vers le bleu en raison de l'effet du remplissage de bandes.

À la figure 3.9. on compare les spectres de l'ESA pour deux longueurs différentes de SOA, 1 mm et 1,5 mm respectivement et pour la même densité de courant. La plus grande largeur à mi-hauteur est obtenue pour le plus petit amplificateur alors que la plus grande puissance optique est obtenue pour le plus long.

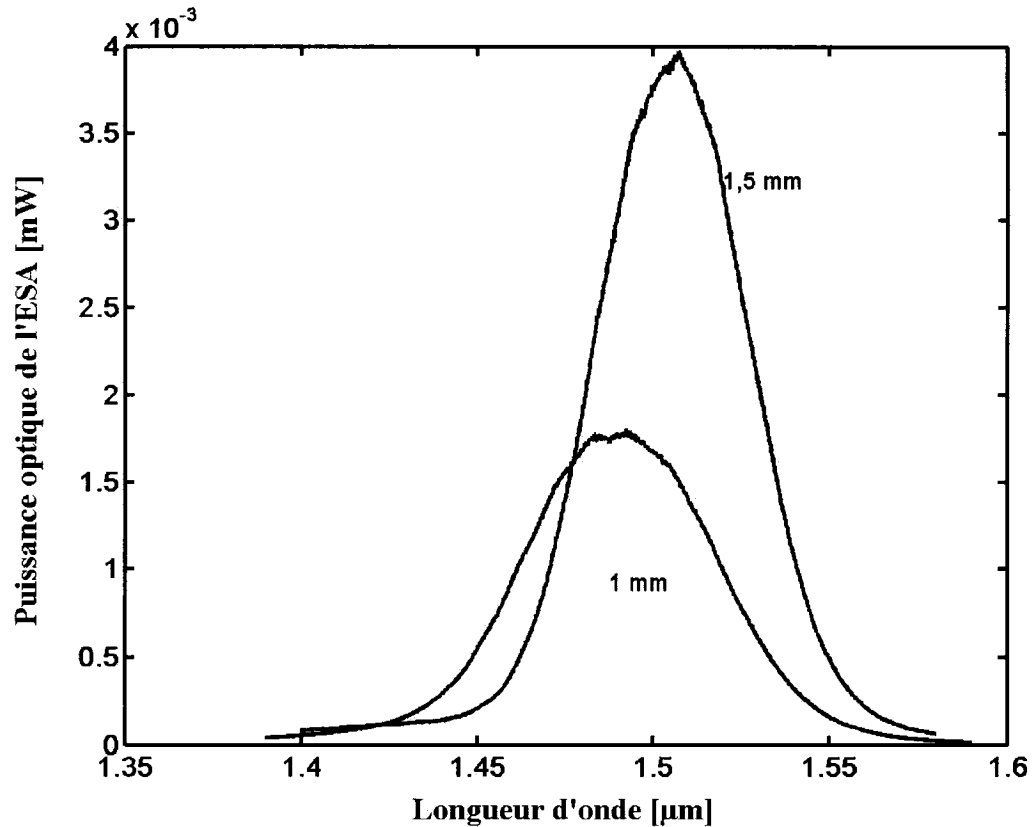




**Figure 3.8** Spectres de l'ESA d'un SOA de 1 mm longueur pour trois densités de courant différentes (8, 10, et 12 kA/cm<sup>2</sup>)

Ceci est dû principalement au gain de l'amplificateur qui est plus grand pour les dispositifs plus longs. De plus nous, pouvons observer un déplacement vers le rouge pour le dispositif plus long par rapport au plus court. Une explication peut être la distribution spatiale de la densité de porteurs au long de la cavité. En analysant la figure 3.1, nous pouvons constater que la distribution spatiale de la densité de porteurs est très différente en fonction de la longueur de la cavité, par conséquent les niveaux d'énergie ne sont pas occupés de la même façon pour les différentes longueurs. La figure montre que plus la longueur est courte plus la distribution spatiale est étendue et uniforme. En revanche, les structures avec une longueur plus grande présentent une densité de porteurs plus petite et une distribution spatiale de la densité de porteurs moins uniforme.

En conclusion, nous constatons le déplacement vers les grandes longueurs d'onde pour les structures longues par rapport aux structures courtes.



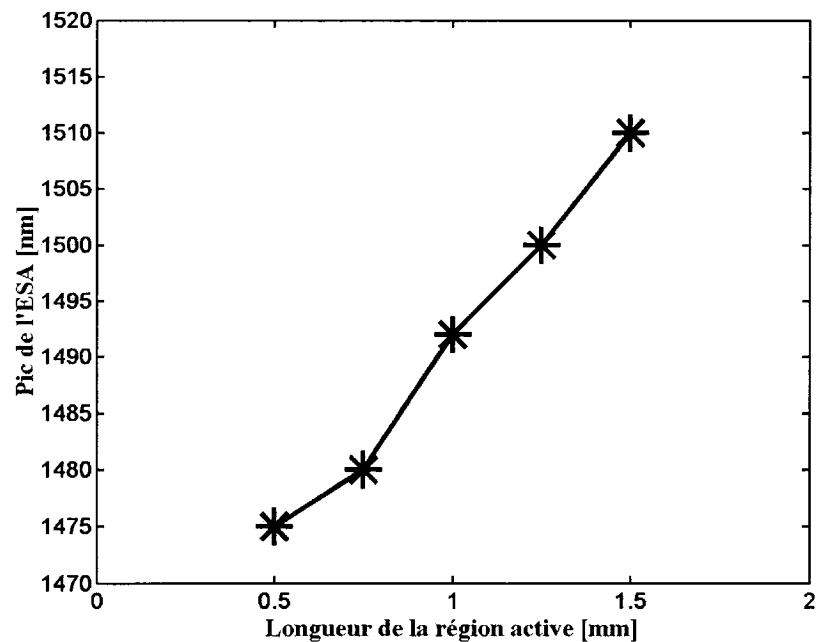
**Figure 3.9** Spectres de l'ESA pour deux longueurs de SOA 1 mm et 1,5 mm respectivement pour la même densité de courant ( $12 \text{ kA/cm}^2$ )

Une analyse intéressante que nous pouvons faire est la dépendance du pic de l'ESA et de la largeur spectrale à mi-hauteur (3-dB) du spectre de l'ESA en fonction de la longueur de la cavité pour la même densité de courant. Aux figures 3.10. et 3.11. nous avons tracé la dépendance du pic de l'ESA et de la largeur à 3-dB du spectre de l'ESA en fonction de la longueur de la région active (pour une densité de courant de  $12 \text{ kA/cm}^2$ ).

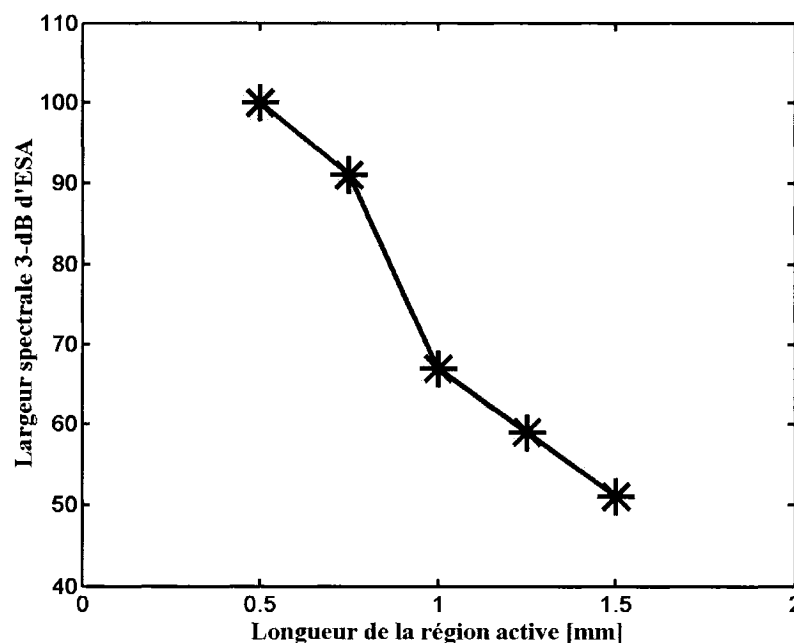
Le pic de l'ESA présente un déplacement vers les grandes longueurs d'onde quand la longueur de la cavité augmente de 0.5 mm à 1.5 mm. La principale cause est la réduction de la densité de porteurs induite par l'auto - saturation de l'ESA dans la région active

avec l'augmentation de la longueur du dispositif. La même explication est valable pour la réduction de la largeur du spectre à 3-dB de l'ESA à fur est à mesure que la longueur du dispositif augmente. Une diminution de la densité de porteurs dans la région active va déterminer un déplacement vers le rouge du pic ESA et une réduction de la largeur du spectre 3-dB.

Le pic de l'ESA mesuré montre un déplacement de 50 nm pour une variation de la longueur du dispositif de 0.5 à 1.5 mm. Par comparaison avec les structures volumiques (Occhi, 2002a) dans lesquelles le même déplacement est enregistré pour une variation de la longueur de la région active de 0.25 à 3 mm respectivement, nous pouvons constater que le déplacement du pic est plus rapide.



**Figure 3.10** Dépendance du pic de l'ESA en fonction de la longueur de la région active



**Figure 3.11.** Dépendance de la largeur du spectre 3-dB l'ESA en fonction de la longueur de la région active

La largeur du spectre à 3-dB de l'ESA en fonction de la longueur de la région active présente une réduction de 100 nm à 50 nm quand la longueur augmente de 0,5 à 1,5 mm. La réduction de la largeur à 3-dB de l'ESA est due à la dépendance spectrale du gain matériel. Une autre explication pour les comportements différents de la structure présentée ci-dessus par rapport à une structure massique est la forme différente de la fonction de la densité d'états dans les structures à puits quantiques et dans les structures massiques. Dans les semi-conducteurs massiques la densité d'états est une fonction continue de l'énergie. Ceci signifie que le coefficient du gain est fortement dépendant de l'énergie du photon. Par contre, pour une structure à puits quantiques la densité d'états varie par paliers, et par conséquent, le gain varie faiblement avec l'énergie du photon (Zory, 1993). La réduction de la dépendance du gain par rapport à l'énergie de photon aura pour conséquence un spectre de gain et implicitement un spectre de l'ESA élargis.

Dans la pratique, pour obtenir un pic de l'ESA à la même longueur d'onde pour des dispositifs de différentes longueurs il faut prendre des dispositifs longs et courts provenant de gaufres différentes.

Les résultats des figures 3.7, 3.10 et 3.11 indiquent que la puissance maximale est obtenue avec de longs dispositifs, alors que la largeur spectrale à mi-hauteur maximale est obtenue avec des dispositifs courts. Nous pouvons constater que le produit maximal: la puissance ESA x la largeur à 3-dB de l'ESA est obtenu pour les dispositifs de 1,25 et 1,5 mm respectivement.

### **3.4. La réflectivité des facettes du SOA**

Pour une bonne opération d'un amplificateur optique à simple passage il faut accorder une attention particulière aux réflectivités des facettes. Un SOA avec un gain élevée nécessite une réflectivité de la facette très petite, typiquement inférieure à  $10^{-3}$ . Si la réflectivité n'a pas une valeur suffisamment petite, des ondulations sont observées dans le spectre du gain ou de l'ESA. Quand la profondeur de l'ondulation dépasse 3 dB, le SOA est considéré comme un amplificateur Fabry- Pérot. Même si le gain de petit signal augmente lors des aller - retours dans la cavité, d'une façon générale les réflexions aux facettes affectent les performances de SOA. Les fluctuations dans la longueur d'onde de résonance sont une source pour les fluctuations du gain du signal. Aussi, plus les réflectivités sont grandes, plus la densité de porteurs et la largeur à mi-hauteur diminuent. La puissance de saturations diminue aussi et la figure de bruit augmente (Ghafouri-Shiraz, 1996; Boucher & Sharaiha, 2000).

Pour mieux comprendre les restrictions imposées aux réflectivités des facettes nous allons présenter une analyse qui repose sur une approche phénoménologique basée sur des quantités mesurées en laboratoire. Tout d'abord, nous allons considérer que l'amplificateur a des réflectivités finies aux facettes et donc nous pouvons décrire le gain de l'amplificateur par (Ghafouri-Shiraz, 1996):

$$G = \left| \frac{E_s}{E_e} \right|^2 = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s}{(1 - G_s\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4G_s\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\beta_z L)} \quad 3.1$$

où  $G$  est le gain d'amplificateur,  $R_1$  et  $R_2$  les réflectivités des facettes,  $L$  la longueur du guide d'onde,  $G_s$  le gain du simple passage.  $\beta_z$ , la constante de propagation longitudinale de champ électrique dans la région active est donnée par:

$$\beta_z = \frac{2\pi n_g}{\lambda} \quad 3.2$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du signal et  $n_g$  est l'indice de réfraction effectif du groupe.

Dans le cas limite de réflexions nulles, nous obtenons le gain de simple passage. En réalité, il est difficile de s'affranchir complètement des réflexions et une modulation résiduelle du gain est possible pour les SOA à un seul passage.

A partir de l'équation 3.1. nous pouvons définir une ondulation du gain  $\xi$  par le rapport entre le signal à la résonance et hors résonance:

$$\xi = \left( \frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} G_s}{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s} \right)^2 \quad 3.3$$

Pour un amplificateur à onde progressive, il faut que  $\xi$  soit plus petit que 0.5 sur tout le spectre utile. En remplaçant cette valeur dans l'équation 3.3. et en faisant  $R_1 = R_2$ , nous obtenons la condition:

$$G_s R < 1 \quad 3.4$$

A partir de cette condition, un gain de 30 dB demande une réflectivité inférieure à  $10^{-3}$ , ce qui est difficile à atteindre.

Différentes méthodes ont été employées pour réduire la résonance de la cavité (Holtmann, 1997; Agrawal & Dutta, 1986). Souvent, elles ont été combinées pour atteindre des basses valeurs de la réflectivité. Typiquement, des couches antireflet (ARCs) ont été déposées sur les facettes de la puce et permettent d'atteindre des réflectivités inférieures à  $10^{-3}$  (Saito & Mukai, 1988). En général, cette valeur n'est pas suffisamment petite et pour cette raison, le dépôt des couches antireflet est employé conjointement avec un des concepts suivants. Une possibilité est l'introduction d'une inclinaison du guide d'onde actif pour que la lumière soit réfléchi en dehors de la région active. Les angles sont typiquement entre  $5^\circ$  et  $10^\circ$ . Une autre méthode est de terminer le guide d'onde en forme de fuseau ou d'utiliser une fenêtre tout près de la facette. Ainsi seulement une petite partie du champ électrique est réfléchi vers la région active.

Les amplificateurs que nous avons utilisé pour les expériences effectuées ont bénéficié d'une combinaison des deux méthodes: le dépôt de couches antireflet et l'inclinaison du guide d'onde.

Pour évaluer les réflectivités des facettes nous avons utilisé une méthode qui sera présentée par la suite.

Une analyse typique de l'amplification (Kaminov et al., 1983) à l'état stationnaire prend en considération un laser à semi-conducteurs avec un guide d'onde plan de longueur  $L$  terminé avec des miroirs de réflectivité  $R_1$  et  $R_2$  respectivement. Un champ optique généré spontanément à  $z=0$  va se déplacer vers le miroir avant avec un gain  $G_+$  et de la même façon avec un gain  $G_-$  pour le champ optique qui se dirige vers l'arrière. Pour  $R_1 = R_2 = R$ , la symétrie donne:

$$G_- = G_+ = G_l \quad 3.5$$

Après  $N$  aller - retours complets, le champ a la valeur:

$$E'(0) = E(0) \sum_{n=0}^N (1-a)^n = E(0)(1-a)^{-1} \quad 3.6$$

où  $N \rightarrow \infty$  et le facteur d'amplification d'aller - retour est:

$$a = R_l e^{2j\beta_z L} e^{G_l} \quad 3.7$$

Le facteur  $2\beta_z L$  est le changement de phase pour un aller - retour. Par conservation d'énergie,  $|a| \leq 1$ , et au seuil laser  $a \approx 1$ .

Par la suite, nous allons considérer un amplificateur qui a la même structure que le laser et provenant de la même gaufre. L'amplificateur a été obtenu par la déposition des couches antireflet, par inclinaison du guide optique ou par une combinaison des deux. Donc, l'amplificateur a les réflectivités de facettes  $R_1$  à  $z = 0$  et  $R_2$  à  $z=L$  qui ont une valeur différente de  $R_l$ . Pour l'amplificateur nous pouvons écrire:

$$a = \sqrt{R_1 R_2} e^{2j\beta_z L} e^{1/2(G_+ + G_-)} \quad 3.8$$

et  $|a| \ll 1$ . Pour un amplificateur idéal  $R_1 R_2 = 0$ . La puissance due à l'émission spontanée initiale à  $z = 0$ , puis transmise par le miroir à  $z=L$  est  $(1 - R_1)|E(0)|^2 |1 - a|^{-2}$ . Par la suite, en intégrant l'émission spontanée initiale sur toute la longueur de l'amplificateur nous allons obtenir le spectre de puissance totale:

$$P(\lambda) = P_z (1 - R_1) |1 - a|^{-2} \quad 3.9$$

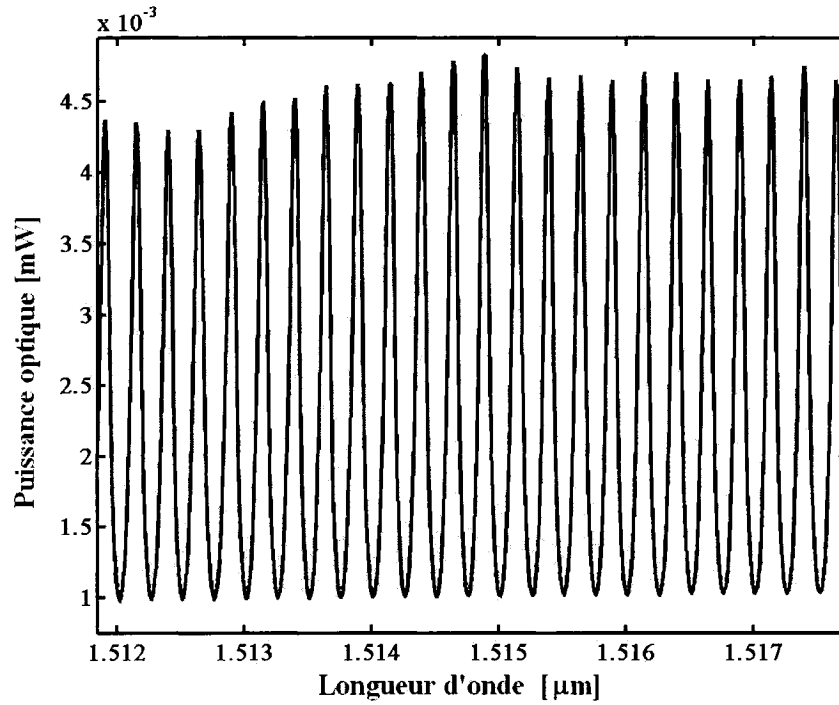
où  $P_z$  est l'émission spontanée obtenue par l'intégration sur la longueur de l'amplificateur. Le spectre de l'amplificateur ou du laser est composé du spectre du gain du milieu modulé par les franges Fabry - Pérot. À la figure 3.12, on présente un détail du spectre Fabry - Pérot dans le voisinage du pic (avec le seuil  $I_s = 90$  mA) d'un laser de longueur 1,25 mm ayant la même structure que les amplificateurs étudiés.



Le maximum et respectivement le minimum sont obtenus quand la phase dans la relation 3.7 est un multiple entier de  $2\pi$  et  $\pi$ .

Si nous définissons l'indice de modulation par la relation:

$$m = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad 3.10$$



**Figure 3.12** Détail des franges Fabry-Perot du laser autour du pic, près du seuil

où  $P_{\max}$  et  $P_{\min}$  sont pris au pic de l'amplificateur et du laser respectivement, on aboutirait, avec l'expression 3.9 à:

$$m = \frac{2|a|}{1 + |a|^2} \quad 3.11$$

Pour un laser idéal, l'indice de modulation est  $m = 1$  et pour un amplificateur idéal  $m = 0$  car  $R_1$  et  $R_2$  sont nuls. Pour le courant de seuil  $I_s$  du laser, nous allons supposer que nous travaillons loin de la saturation. Alors, pour l'amplificateur à  $I = I_s$ , on a la relation suivante:

$$G_+ = G_- = G_l \quad 3.12$$

À partir des équations 3.7, 3.8, 3.11 et 3.12 et avec la condition  $a = 1$  pour le laser de référence nous pouvons écrire:

$$R_1 R_2 = (|a| R_l)^2 \quad 3.13$$

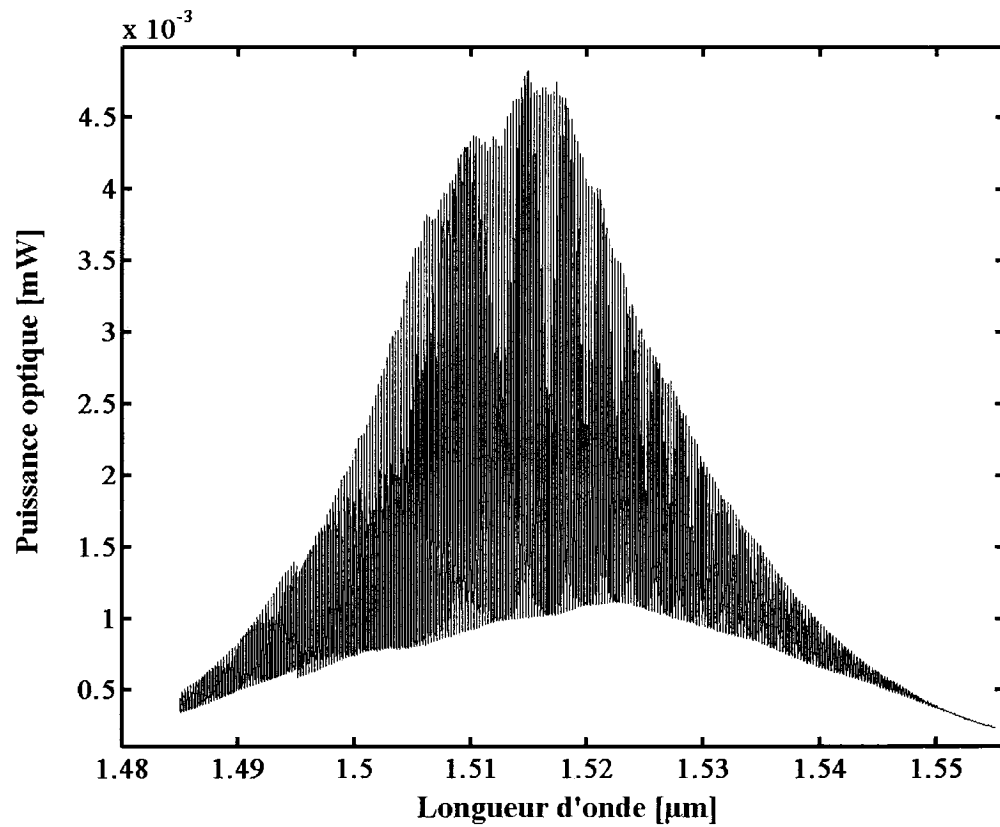
où  $|a|$  est obtenu par le spectre de l'amplificateur au courant de polarisation  $I = I_s$ .

Pour estimer l'efficacité des différentes méthodes utilisées pour atteindre une valeur plus petite de la réflexion aux facettes ainsi que la qualité des facettes des dispositifs utilisés pour les expériences, nous avons sélectionné à partir de la même gaufre les dispositifs suivants, tous avec la même longueur de 1,25 mm:

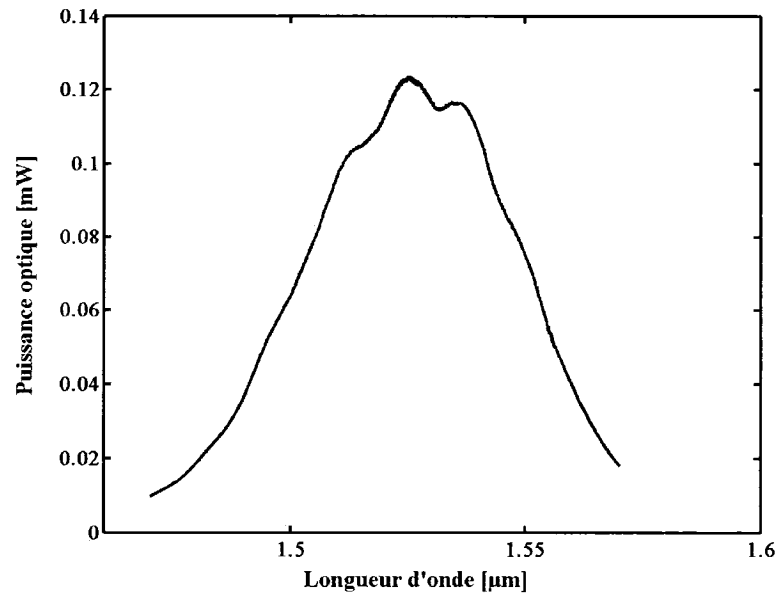
- un guide d'onde droit avec des facettes clivées (il a été utilisé comme laser de référence) – (1),
- un guide d'onde droit avec des couches antireflet déposées aux facettes – (2),
- un guide d'onde incliné à  $8^\circ$  avec des facettes clivées – (3)
- un guide d'onde incliné à  $12^\circ$  avec des facettes clivées – (4)
- un guide d'onde à  $8^\circ$  avec des couches antireflet déposées aux facettes – (5)
- un guide d'onde à  $12^\circ$  avec des couches antireflet déposées aux facettes – (6)

Aux figures 3.13, 3.14, 3.15 et 3.16 les spectres Fabry -Pérot sont présentés pour chaque type de dispositif analysé. Les spectres ont été pris avec une résolution de 0,07 nm avec le montage montré de la figure 3.4 et en utilisant l'analyseur de spectre optique (Agilent 86142B).

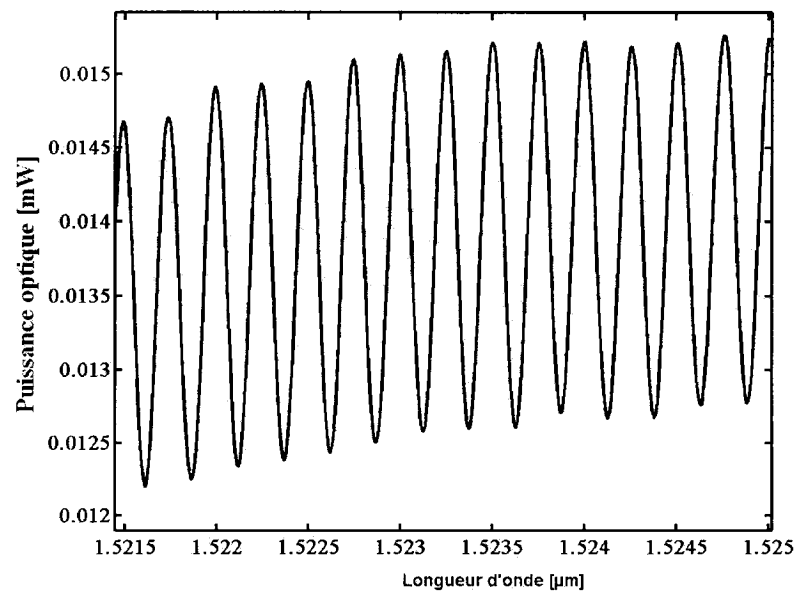
Les indices de modulation et ainsi que le facteur d'amplification  $|a|$  ont été calculés pour la même longueur d'onde (le pic du spectre Fabry-Pérot du laser). À l'aide des équations 3.11 et 3.13 le coefficient de réflexion de chaque dispositif a été calculé. Les résultats sont présentés au tableau 3.1. Le coefficient de réflexion du laser aux facettes a été calculé à partir de la distance entre les modes longitudinaux du spectre au pic. La valeur obtenue  $n_{eff} = 3.664 (\pm 0,002)$ , est en bon accord avec les données de la simulation ( $n_{eff} = 3,6374$ ).



*Figure 3.13. Spectre du laser (1) de référence au seuil ( $I_s = 90 \text{ mA}$ )*

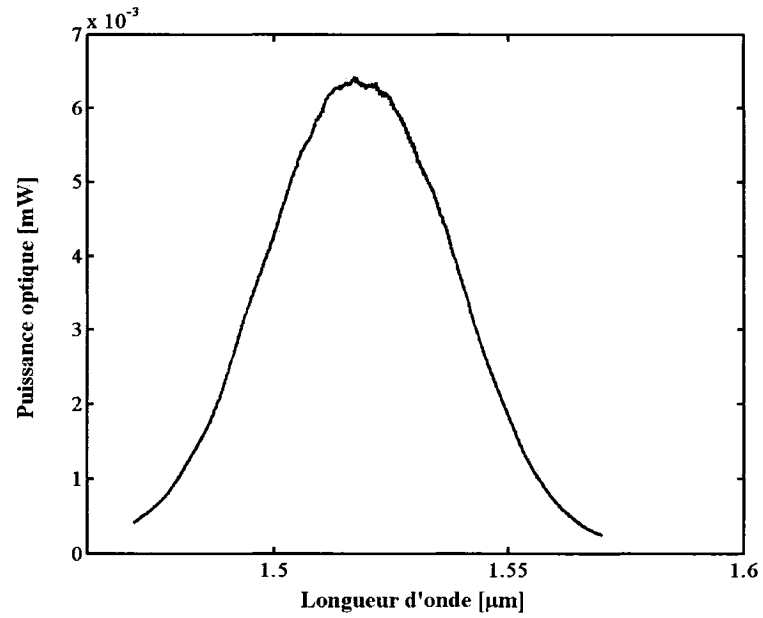


a)

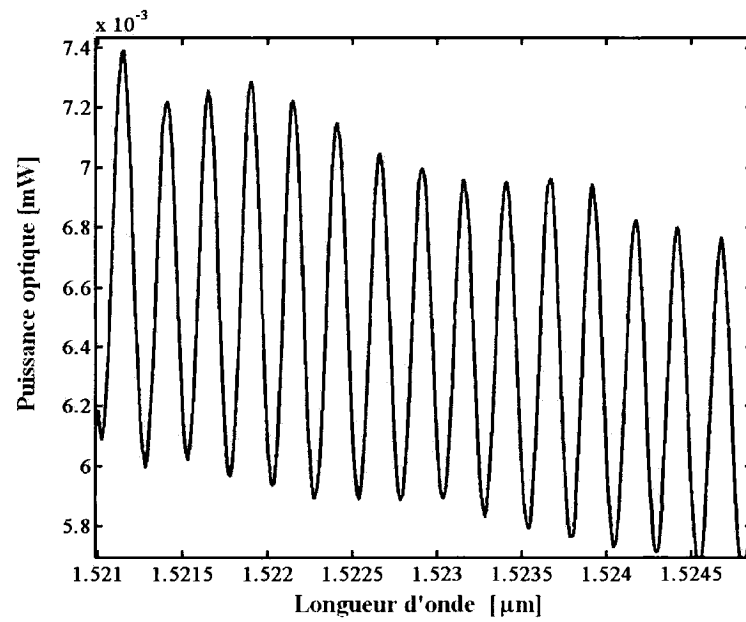


b)

**Figure 3.14** Spectre de l'amplificateur (2) avec dépôt de couches antireflet sur les facettes (a) et le détail des modes longitudinaux ( $I = I_s$ ) (b)

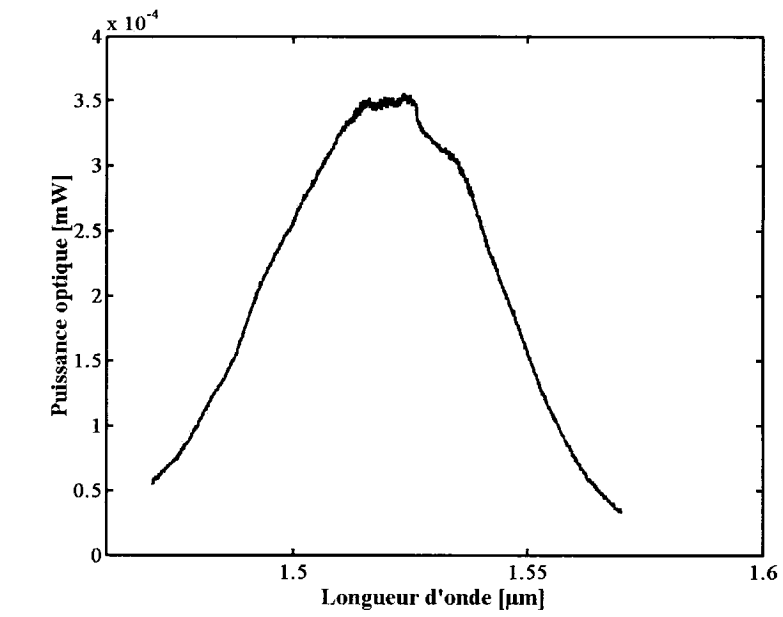


a)

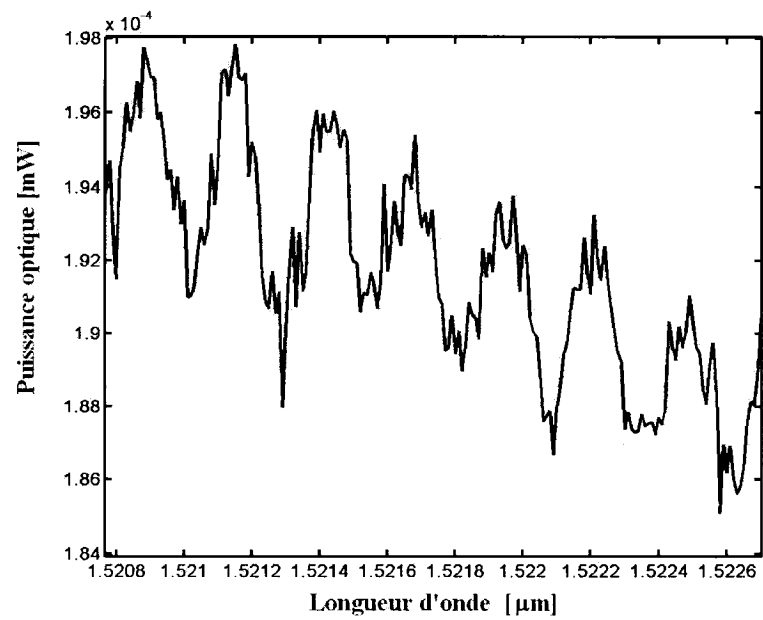


b)

**Figure 3.15** Spectre de l'amplificateur (3) avec une inclinaison de la facette à  $8^\circ$  (a) et détail des modes longitudinaux ( $I = I_s$ ) (b)



a)



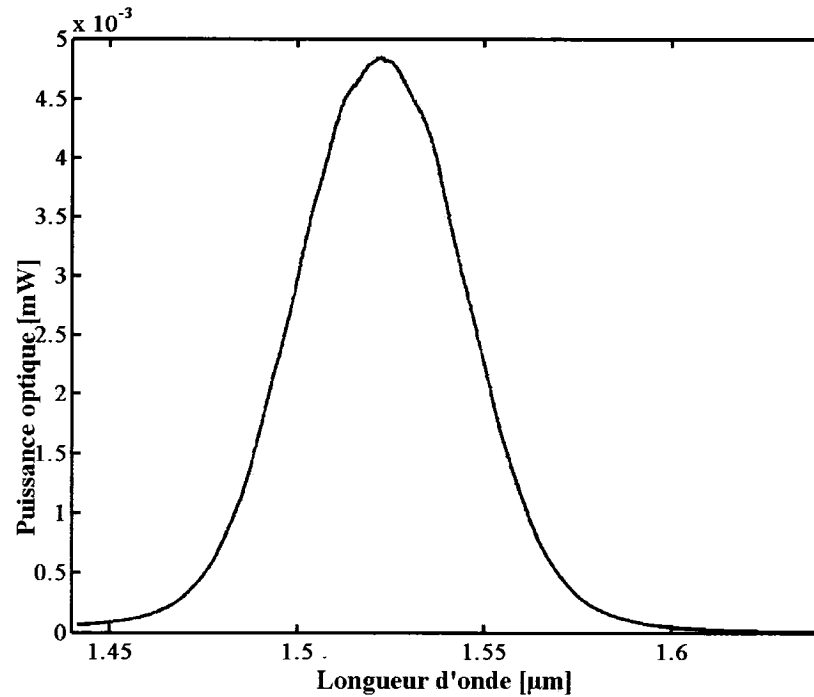
b)

**Figure 3.16** Spectre de l'amplificateur (4) avec une inclinaison de la facette à  $12^\circ$  (a) et détail des modes longitudinaux ( $I = I_s$ ) (b)

**Tableau 3.1. Coefficients de réflexions**

Dispositif	indice de modulation	facteur $a$	Coefficient de réflexion
1	1	1	0.326
2	0.01104	0.055	$1.79 \times 10^{-3}$
3	0.106	0.072	$7.2 \times 10^{-2}$
4	0.0108	0.016	$5 \times 10^{-4}$
5	-	-	-
6	-	-	-

Les valeurs obtenues pour le coefficient de réflexion révèlent qu'un dépôt des couches antireflet bien contrôlé peut réduire de trois ordres de grandeur les réflexions aux facettes. De plus une inclinaison du guide d'onde peut diminuer les réflexions de deux à quatre ordres de grandeur si l'inclinaison passe du  $8^\circ$  à  $12^\circ$ . Les mêmes conclusions ont été obtenues par (Farries et al., 1990). Par contre l'inclinaison du guide d'onde  $12^\circ$  n'est pas conseillée car d'une part le couplage avec la fibre optique est très difficile étant donné l'asymétrie du champ lointain et d'autre part pour une inclinaison plus grande que  $10^\circ$  les réflectivités du mode transverse électrique et magnétique ne sont plus égales (Farries et al., 1990; Connelly, 2002). On en conclut que la plus grande réduction de la réflectivité aux facettes est un résultat qui provient de la combinaison de deux méthodes (dépôt de couches et inclinaison du guide d'onde). En effet, la méthode utilisée pour l'évaluation des réflectivités n'a pas pu détecter des valeurs de réflectivités inférieures à  $10^{-4}$ , d'une part parce que la méthode a ses limites, et d'autre part à cause de la limite de sensibilité et de résolution de l'analyseur de spectres optique. Pour illustrer les conclusions ci-dessus, nous montrons à la figure 3.17 le spectre mesuré à une injection de courant de 150 mA pour un amplificateur incliné à  $8^\circ$  et avec des couches antireflet sur les facettes. L'absence complète d'ondulations sur le spectre mesuré montre qu'il y n'a pas été possible mesurer la réflectivité dans ce cas.



*Figure 3.17 Spectre d'un amplificateur incliné à 8° avec des couches antireflet ( $I = 150 \text{ mA}$ )*

### 3.5. Mesures du rendement différentiel externe et des pertes de la structure.

Les mesures d'émission spontanée amplifiée, plus précisément les mesures de la puissance optique en fonction du courant d'injection, peuvent être utilisées pour analyser la qualité de la structure du guide optique. Dans ce but, nous avons mesuré les courbes L-I pour quatre lasers de longueurs différents (1,25, 1, 0,75 et 0,5 mm) qui ont été fabriqués sur la même gaufre que les amplificateurs étudiés.

Sur la courbe L-I d'un laser, nous distinguons le courant de seuil  $I_s$ : c'est à partir de ce courant que la puissance optique croît de façon abrupte. La plage de valeurs au-dessus de ce point est due à l'émission stimulée qui est fortement dominante (Maciejko, 2002).



La pente de la partie abrupte de la courbe est liée au rendement différentiel externe  $\eta_{ext}$  du laser, exprimé par:

$$\eta_{ext} = \frac{e}{h\nu} \left[ \frac{\Delta P}{\Delta I} \right] \quad 3.14$$

où  $e$  est la charge électrique,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence du photon,  $\Delta P$  la variation de la puissance optique et  $\Delta I$  la variation correspondante du courant (voir la figure 3.18.).

Cependant, le rendement différentiel externe est relié au rendement différentiel interne par:

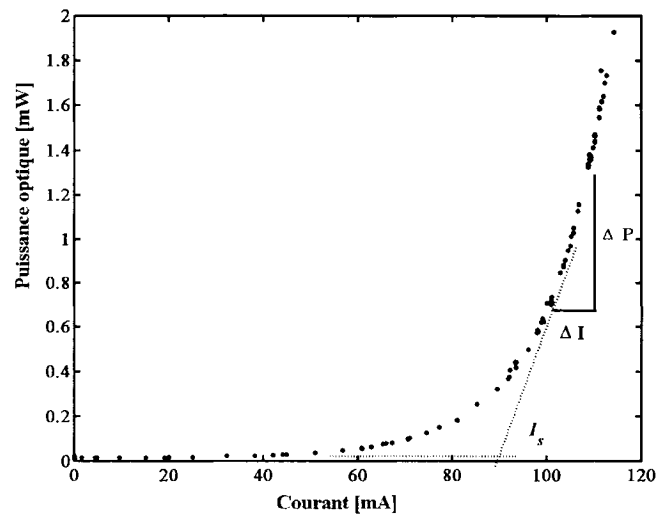
$$\frac{\eta_{int}}{\eta_{ext}} = \frac{\Delta P_{int}}{\Delta P_{ext}} = 1 + \frac{2\alpha L}{\ln(1/R_1 R_2)} \quad 3.15$$

avec  $\eta_{int}$  le rendement différentiel interne,  $\Delta P_{int}$  la variation de la puissance optique interne,  $\Delta P_{ext}$  la variation de la puissance optique externe,  $\alpha$  les pertes internes,  $R_1, R_2$  les coefficients de réflexions des facettes et  $L$  la longueur de la cavité.

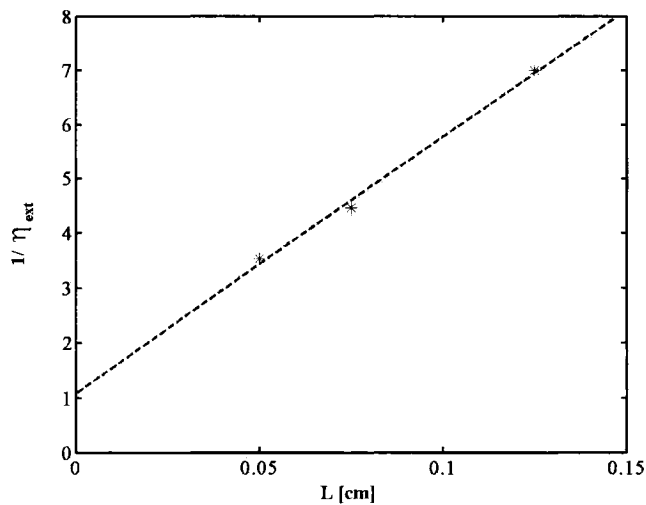
A l'aide de l'équation 3.15 nous avons tracé à la figure 3.19 le graphique du rendement différentiel externe en fonction de  $L$  (en cm). Avec la pente, en prenant  $R_1 = R_2 = 0.32$  (calculé dans le paragraphe précédent) nous avons obtenu le coefficient de pertes internes  $\alpha$  égal à une valeur de  $41.24 \text{ cm}^{-1}$ .

Une discussion s'impose pour la valeur du coefficient de pertes internes obtenue, car elle est assez élevée par rapport à la valeur obtenue par simulation. De plus, les mesures sur les amplificateurs que nous avons présentées dans les paragraphes précédents et que nous allons présenter par la suite ne montrent pas des pertes aussi élevées. Une explication possible est que les lasers utilisés pour les mesures de ce paragraphe ont été fabriqués sur une partie de la gaufre qui se trouve tout près du bord de celle-ci. Selon les

diverses données obtenues lors du traitement des couches epitaxiales, il a été montré qu'à ces endroits les fluctuations dans la qualité des couches sont grandes. De plus les mesures ont été effectuées sur des barrettes avec plusieurs dispositifs et il y est possible que le contact électrique et le refroidissement n'aient pas été d'une qualité suffisante.



**Figure 3.18** Courbe L-I pour un laser C3T3 de longueur 1,25 mm



**Figure 3.19** Graphique du rendement différentiel externe

### 3.6. Spectres d'émission spontanée TE et TM par mesures d'émission spontanée amplifiée

Pour mesurer directement l'émission spontanée (Blood et al., 1991), il faut fabriquer des dispositifs avec une géométrie qui présente une fenêtre du côté  $p^+$  ou du côté du substrat s'il est transparent à l'émission spontanée. Cette solution s'avère difficile à réaliser et de plus il n'y a pas la possibilité de séparer l'émission TE et TM parce que l'émission spontanée n'est plus dans le plan de guidage. Une méthode pour déterminer l'émission spontanée (Thomson et al., 1999; Smowton et al., 2002) à partir des spectres d'émission spontanée amplifiée a été proposée en utilisant des dispositifs avec deux sections avec des longueurs l'une le double de l'autre. Par contre, en gardant le principe du seul passage, nous avons employé deux dispositifs de longueurs différentes ( $L = 0,5$  mm et  $2L$  respectivement). Les expériences ont été réalisées sur deux dispositifs avec une région d'absorption tout près d'une facette pour nous assurer que nous allions avoir un seul passage dans le guide d'onde. Nous avons réalisé les mesures à la température de 297 K.

L'intensité de l'émission spontanée amplifiée  $I_{esa}(L)$  à la facette d'un dispositif de longueur  $L$ , obtenue par l'injection de courant a comme origine le spectre d'une source ponctuelle d'émission spontanée  $I_{spon}$  répartie uniformément le long de la région active, est donné par (Thomson et al., 1999):

$$I_{esa}(L) = \frac{I_{spon} \{ \exp[(G - \alpha_i)L] - 1 \}}{G - \alpha_i} \quad 3.15$$

où  $(G-\alpha_i)$  est le gain modal avec  $G = \Gamma g$  ( $\Gamma$  le facteur de confinement et  $g$  le gain matériel). En utilisant l'équation 3.15. nous pouvons extraire le spectre d'émission spontanée par une mesure de l'ESA. Nous allons définir l'intensité de l'émission spontanée amplifiée pour le dispositif de longueur  $L$ ,  $(I_{ESA,L})$  et pour celui de longueur  $2L$ ,  $(I_{ESA,2L})$ . L'émission spontanée sera donnée par la relation:

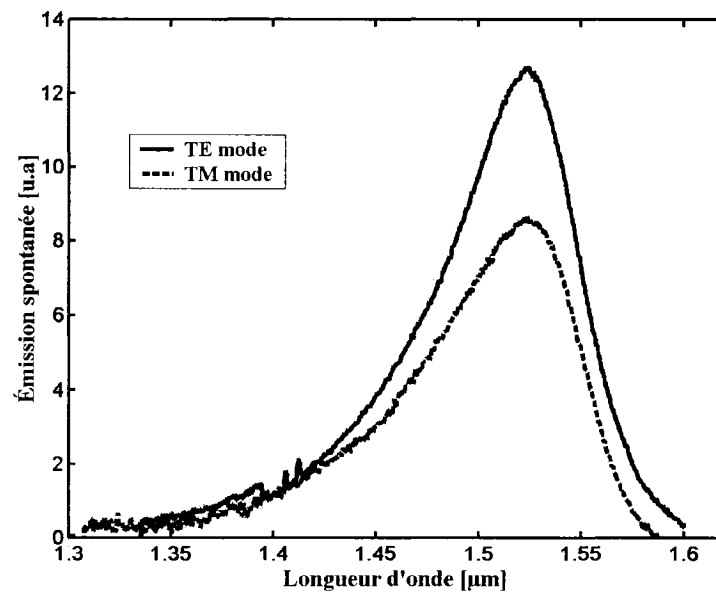
$$I_{spon} = \frac{1}{L} \ln \left[ \frac{I_{ESA,2L}}{I_{ESA,L}} - 1 \right] \frac{I_{ESA,L}^2}{I_{ESA,2L} - 2I_{ESA,L}} \quad 3.16$$

Dans cette analyse,  $I_{spon}$  est la partie d'émission spontanée couplée dans les modes pour lesquels l'ESA est mesurée à la facette. Les unités de l'émission spontanée obtenue avec l'équation 3.16 sont des unités arbitraires de  $I_{ESA,L}$  et  $I_{ESA,2L}$ .

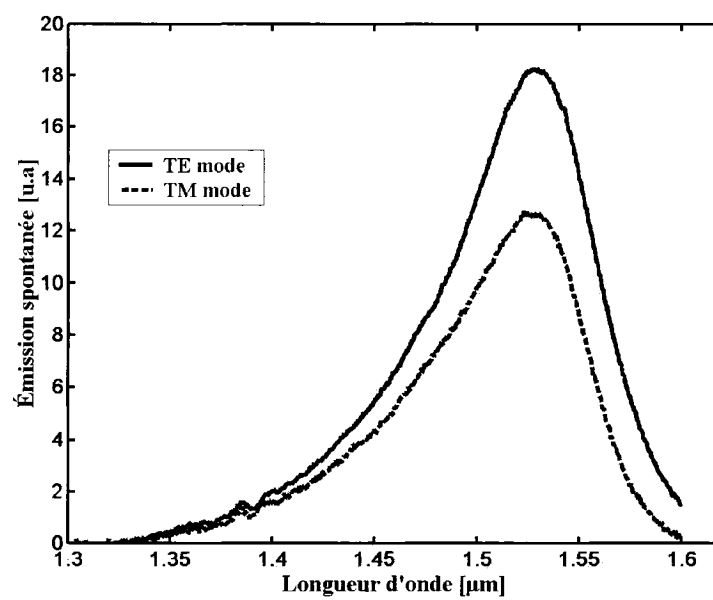
Dans les figures 3.20 à 3.22 on a présenté les courbes de l'émission spontanée obtenues en utilisant les spectres de l'émission spontanée amplifiée pour le mode TE et TM respectivement. L'équation 3.16 a été utilisée pour obtenir les spectres de l'émission spontanée pour les modes TE et TM.

Pour tous les spectres de l'émission spontanée présentés, nous trouvons que le pic de mode TM se trouve à des longueurs d'ondes plus petites que le pic du mode TE. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus pour les spectres de photoluminescence par pompage optique et présenté dans le chapitre 2.

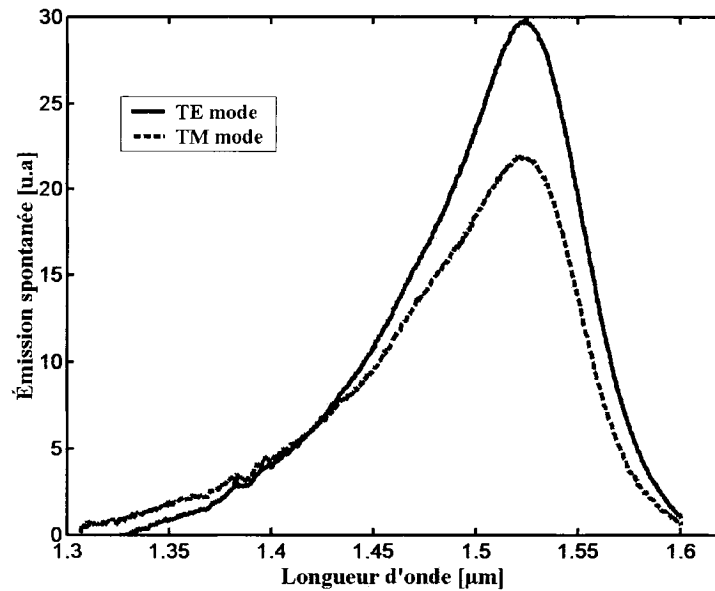
Les transitions C1-LH1 de puits en tension sont responsables du mode TM d'après le model théorique utilisé pour la comparaison avec les données expérimentales. Ces transitions ont lieu à une énergie plus élevée que les transitions C1-HH1 de puits en compression qui sont les principales responsables du mode TE.



**Figure 3.20** Émission spontanée des modes TE et TM pour une densité de courant de  $1,66 \text{ kA/cm}^2$



**Figure 3.21** Émission spontanée des modes TE et TM pour une densité de courant de  $2,33 \text{ kA/cm}^2$



**Figure 3.22** Émission spontanée des modes TE et TM pour une densité de courant de  $3 \text{ kA/cm}^2$

Nous pouvons constater aussi que l'élargissement de l'émission spontanée du mode TM est légèrement plus grand que celui de l'émission spontanée du mode TE. Le même comportement a été obtenu par l'analyse théorique.

La différence entre l'amplitude du spectre de l'émission spontanée pour le mode TE et celle pour le mode TM varie en fonction de la densité du courant injecté. Une explication possible pour ce comportement est que la répartition de porteurs entre les deux types de puits n'est pas la même pour différentes densités de courant. Nous pouvons en déduire que pour certaines densités du courant, il y a la possibilité d'obtenir une distribution de porteurs plus équilibrée entre les puits en tension et les puits en compression, et par conséquent d'atteindre une insensibilité à la polarisation très élevée. Cette explication est en concordance avec les résultats obtenus pour l'insensibilité à la polarisation (chapitre 4).

## **CHAPITRE 4**

### **LES AMPLIFICATEURS C3T3 ET LE GAIN OPTIQUE**

#### **Introduction**

Le plus important paramètre opérationnel d'un amplificateur optique à semi-conducteurs est probablement son gain, c'est-à-dire le rapport entre la puissance du signal à l'entrée et à la sortie. Mais pour avoir un comportement désiré, il faut connaître le matériau utilisé dans la région active car le gain de dispositif est intrinsèquement lié au gain du matériau.

Une présentation du coefficient de gain et de la structure de bande pour les matériaux volumiques, les matériaux à puits quantiques sans contraintes et matériaux à puits quantiques avec contraintes sera faite au début de ce chapitre pour mieux illustrer la différence entre les structures massiques et les structures à puits quantiques avec contraintes et pour expliquer le choix de la structure qui a été conçue pour les amplificateurs analysés dans nos travaux.

Par la suite, nous allons présenter et discuter les résultats des mesures effectués sur les amplificateurs C3T3 en mode de polarisation continue.

Pour une opération linéaire, comme pour les amplificateurs en ligne, les amplificateurs à semi-conducteurs ont des performances inférieures aux amplificateurs à fibre optique, principalement à cause d'une dynamique plus grande et une puissance de saturation moins élevée. Récemment, un effort appréciable a été poursuivi dans la conception et la micro-fabrication des amplificateurs à semi-conducteurs parce qu'ils sont très

intéressants pour l'utilisation dans les réseaux métropolitains ultra-denses où leur performance sont acceptables du point de vue économique.

Nous accordons une attention particulière à la longueur de la région active de l'amplificateur et à son l'insensibilité à la polarisation.

#### 4.1. Le gain optique

Un amplificateur optique avec une région active de dimensions significativement plus grandes que la longueur d'onde de Broglie des porteurs ( $\lambda_B = h/p$  où  $p$  est la quantité de mouvement du porteur) est identifié comme dispositif volumique. Quand la région active a l'épaisseur comparables à la longueur d'onde de Broglie, nous l'appelons amplificateur à puits quantiques. Enfin, il y a aussi les structures avec plusieurs puits quantiques (sans contraintes ou avec contraintes) séparées par des barrières (MQW – *multiple quantum wells*) qui sont très étudiées.

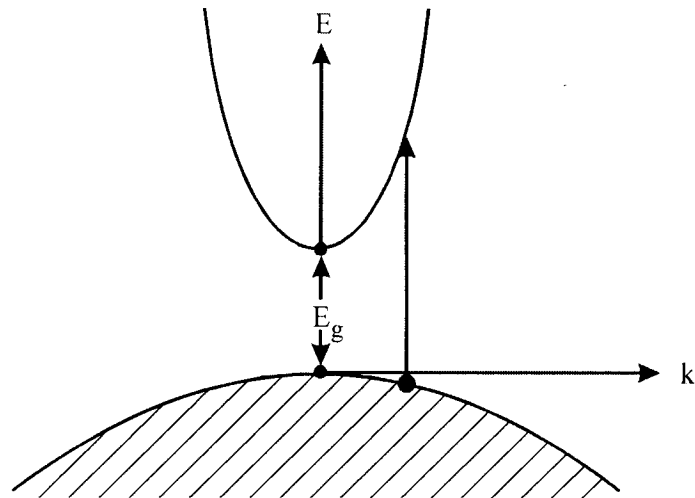
Pour la description du coefficient du gain matériel, nous utilisons seulement les expressions du gain dans une forme simple car l'objectif de cette description est de mettre en évidence les principales différences entre les structures. Un traitement plus complet pour les propriétés du matériau peut être trouvé dans plusieurs références (Yariv. A, 1985; Yariv. A, 1989; Chuang, 1995).

##### 4.1.1. Les matériaux volumiques

La région active d'un amplificateur volumique est fabriquée à partir d'un matériau avec une bande interdite directe. Pour ce type de matériau, le maximum du niveau d'énergie de la bande de valence (BV) et le minimum du niveau d'énergie de la bande de conduction (BC) correspondent à  $\vec{k} = 0$ . Les matériaux avec une bande interdite directe



sont plus efficaces que ceux avec une bande interdite indirecte car la probabilité qu'une transition radiative ait lieu est plus grande. Cette probabilité plus grande conduit à une efficacité plus grande du dispositif, donc un meilleur taux de recombinaison radiative. Une structure simplifiée de la structure de bande pour ce type de matériau est montrée à la figure 4.1, où il y a une seule bande de conduction et trois bandes de valences. Les trois BV sont: la bande de trous légers, la bande de trous lourds et la bande split-off. Les bandes de trous légers et de trous lourds sont dégénérées, car leurs maxima ont la même énergie et le même vecteur d'onde.



**Figure 4.1** Structure simplifiée de bandes pour un semi-conducteur avec une bande interdite directe.

Une description complète de la structure de bandes est très complexe mais une bonne approximation consiste à considérer que les bandes ont une forme parabolique. L'énergie d'un électron dans la bande de conduction et celle d'un trou dans la bande de valence mesurée à partir du haut de la bande de valence sont respectivement donnée par:

$$\begin{aligned}
E_c(k) &= E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \\
E_v(k) &= -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}
\end{aligned}
\tag{4.1}$$

où  $k$  est le vecteur d'onde,  $m_e^*$  la masse effective de l'électron dans la BC et  $m_h^*$  la masse effective du trou dans la BV. Sous une injection de courant ou d'un pompage optique il y aura des électrons et des trous dans le semi-conducteur. Nous allons considérer que l'état du quasi équilibre a été atteint et qu'il y a deux quasi niveaux Fermi  $F_c$  et  $F_v$  pour les électrons et pour les trous, respectivement. À partir de l'expression du coefficient d'absorption (Chuang, 1995) nous pouvons constater que celui-ci prend une valeur négative pour la condition satisfaite par l'équation:

$$f_v(k) - f_c(k) = \frac{e^{(E_c - F_c)/k_B T} - e^{(E_v - F_v)/k_B T}}{(1 + e^{(E_v - F_v)/k_B T})(1 + e^{(E_c - F_c)/k_B T})} < 0
\tag{4.2}$$

où  $f_v(k)$  et  $f_c(k)$  sont les quasi distributions Fermi-Dirac pour les électrons dans la bande de valence et dans la bande de conduction respectivement. L'équation 4.2 montre que la condition d'inversion de population est réalisé: l'absorption commence à être négative et le gain apparaît dans le milieu. La condition présentée ci-dessus est dénommée la condition d'inversion de Bernard-Duraffourg (Arakawa & Yariv, 1985). Le spectre du gain matériel est déterminé à partir du spectre du coefficient d'absorption sans excitation optique multiplié par le facteur d'inversion Fermi-Dirac  $f_v(k) - f_c(k)$  qui tient compte de l'inversion de population.

Le spectre du coefficient du gain pour un matériel massif avec un élargissement fini  $\Gamma$  est exprimé par (Chuang, 1995):

$$g(\hbar\omega) = C_0 (\hat{e} \cdot \mathbf{p}_{cv})^2 \int_0^\infty dE \rho_r(E) \frac{\Gamma/(2\pi)}{(E_g + E - \hbar\omega)^2 + (\Gamma/2)^2} \times [f_c(E) - f_v(E)] \quad 4.3$$

avec:

$$C_0 = \frac{\pi e^2}{n_r c \varepsilon_0 m_0^2 \omega} \quad 4.3.a$$

et

$$\rho_r(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad 4.3.b$$

est la densité réduite d'états, où  $\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$  est la masse réduite et où les distributions de Fermi-Dirac pour les électrons dans la bande de conduction et la bande de valence respectivement sont données par:

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + \exp \left\{ \left[ E_g + (m_r / m_e^*) E - F_c \right] / k_B T \right\}} \quad 4.3.c$$

$$f_v(E) = \frac{1}{1 + \exp \left\{ \left[ (m_r / m_e^*) E - F_v \right] / k_B T \right\}} \quad 4.3.d$$

La fonction d'élargissement  $\frac{\Gamma/(2\pi)}{(E_g + E - \hbar\omega)^2 + (\Gamma/2\pi)^2}$  a une forme Lorentzienne dans ce cas mais sa forme n'est pas la même selon que le semi-conducteur est élargi de façon homogène ou non. L'élargissement homogène intervient quand chaque état électronique ne peut pas être différencié par rapport à un autre. Le coefficient du gain du matériau massique ne dépend pas de la polarisation.

#### 4.1.2. Puits quantiques sans contraintes

La région active d'un SOA conventionnel (massique) consiste en une couche de matériau semi-conducteur pris en sandwich entre deux couches de confinement avec une énergie de bande interdite plus grande. Dans le cas où l'épaisseur de la couche active est inférieure à 20 nm, l'occupation des états disponibles pour les électrons et les trous confinés n'est pas continue mais plutôt discrète.

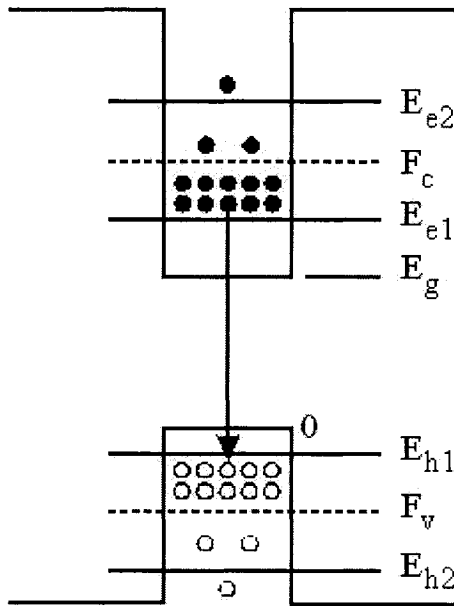
Le gain pour un puits quantique avec un élargissement fini est donné par (Chuang, 1995):

$$g(\hbar\omega) = C_0 \sum_{n,m} |I_{hm}^{en}|^2 \int_0^\infty dE_t \rho_r^{2D} \left| \hat{e} \cdot \mathbf{p}_{cv} \right|^2 \times \frac{\Gamma/(2\pi)}{\left[ E_{hm}^{en}(0) + E_t - \hbar\omega \right]^2 + (\Gamma/2)^2} \left[ f_c^n(E_t) - f_v^m(E_t) \right] \quad 4.4$$

avec:  $E_t = \hbar\omega - E_{hm}^{en}$ ,  $E_{hm}^{en} = E_g + E_{en} - E_{hm}$  et  $E_{hm}^{en}(0)$  est l'énergie de transition à  $k_t = 0$ , où la quantification des énergies des trous et des électrons a été prise en considération,

$\rho_r^{2D} = \frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z}$  est la densité d'états réduite, où  $L_z$  est la largeur du puits,  $I_{hm}^{en}$  est

l'intégrale de recouvrement des fonctions enveloppe de la bande de la conduction et la bande de valence,  $f_c^n(E_t)$  et  $f_v^m(E_t)$  sont distributions de Fermi-Dirac. Le diagramme de bandes d'énergie pour un puits quantique est donné à la figure 4.2.



**Figure 4.2** Diagramme de structure de bandes pour un puits quantique sans contraintes (Chuang, 1995)

L'élément de matrice  $|\hat{e} \cdot \mathbf{p}_{cv}|^2$  est fortement dépendant de la polarisation pour les puits quantiques. Par conséquent, le gain pour les puits quantiques sera dépendant de la polarisation. Les transitions optiques induites de la bande de conduction vers la bande de trous lourds sont plus favorables pour la lumière polarisée TE (où le champ électrique est parallèle avec la couche du puits) par comparaison avec la lumière polarisée TM (où le champ électrique est normal à la couche du puits). Les transitions de la bande de conduction vers la bande de trous légers sont moins significatives. Pour la conception des lasers ce comportement est très important et utile mais n'est pas désirable pour les SOA qui requièrent une dépendance à la polarisation très faible. La dépendance à la polarisation peut être contrôlée par l'introduction des contraintes (compression et tension) dans les puits quantiques comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

#### 4.1.3. Les puits quantiques avec contraintes.

Deux équipes ont suggéré simultanément (Yablonovitch & Kane, 1986) et (Adams, 1986) que l'introduction d'une contrainte en compression dans le réseau cristallin d'un semi-conducteur peut augmenter les performances d'un laser à semi-conducteurs.

Lorsqu'on dépose par croissance épitaxiale (Zory, 1993; Chuang, 1995) sur un substrat de paramètre de maille  $a = a_0$  une couche d'un matériau de paramètre de maille  $a = a_1$ , le paramètre  $a_1$  s'ajuste sur  $a_0$  sur une petite épaisseur. Pour  $a_1 > a_0$ , la couche sera sous compression alors que, si  $a_1 < a_0$  la couche sera sous tension. L'introduction des contraintes dans un puits quantique est possible en insérant une couche de paramètre de maille  $a_1$  entre deux couches ayant le paramètre de maille  $a_0$ . Les contraintes modifient la structure de bandes du puits.

À la figure 4.3, les structures des bandes sont données pour un puits en compression, sans contraintes et en tension (Chuang, 1995). Nous pouvons observer qu'il y a un décalage qui se produit entre les bandes de trous lourds et de trous légers accompagné par une modification de la courbure de bandes de valence. Les bandes de conduction sont aussi décalées mais sans présenter une modification de la courbure. Il y a l'apparition de deux énergies de bandes interdites différentes: une pour les trous légers et une pour les trous lourds (voir la figure 4.3). Pour illustrer le changement dans la bande interdite pour un puits sans contraintes par rapport à un puits avec contraintes (compression ou tension) nous allons définir deux termes (Zory, 1993):

- -  $\delta_H$ , qui est lié à la composante *hydrostatique* de la contrainte:  $\delta_H$  est positif pour les puits en compression et négatif pour les puits en tension,
- -  $\delta_S$ , qui est lié à la composante de *cisaillement* de la contrainte:  $\delta_S$  est positif pour les puits en compression et négatif pour les puits en tension.

L'énergie de la bande interdite pour les puits avec contrainte est donnée par:

$$E_{g\text{Avec contrainte}} = E_{g\text{Sans contrainte}} + \delta_H \pm \delta_S \quad 4.5$$

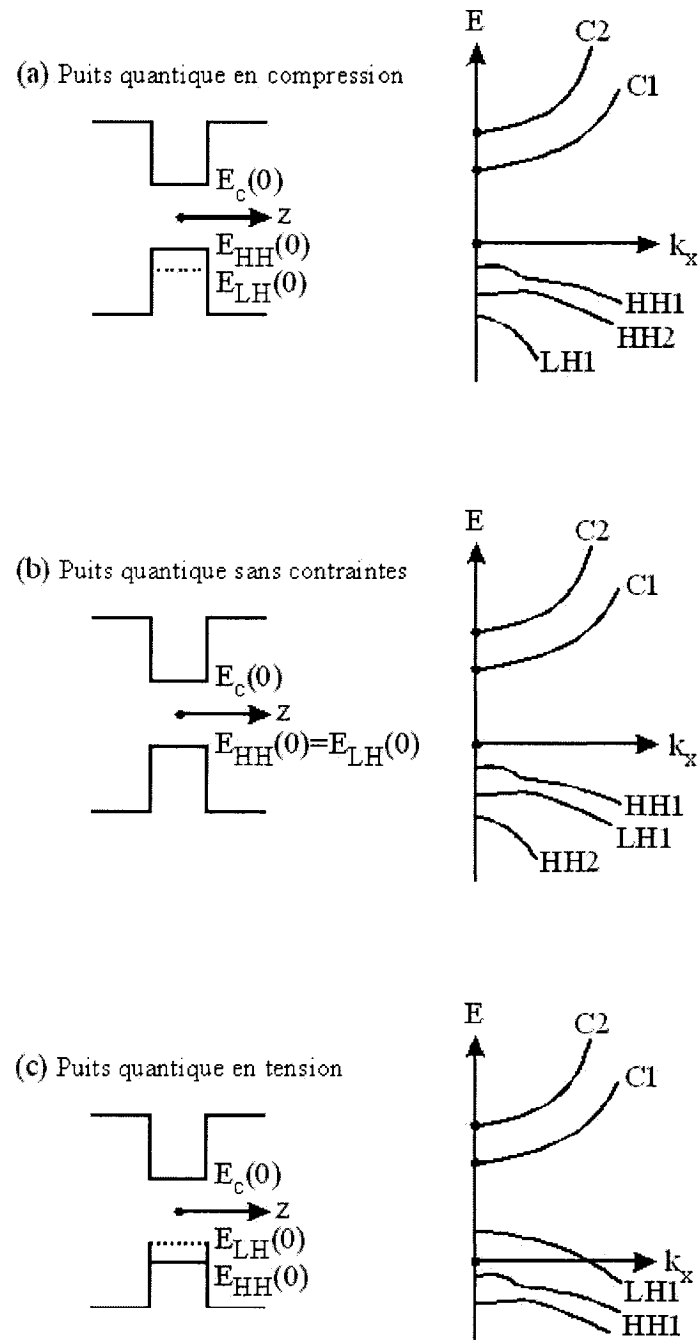
le dernier terme s'ajoute pour les trous légères et se soustrait pour les trous lourds. Les expressions pour  $\delta_H$  et  $\delta_S$  sont calculés par les expressions suivantes:

$$\delta_H = 2a \left( \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon \quad 4.6$$

$$\delta_S = b \left( \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon \quad 4.7$$

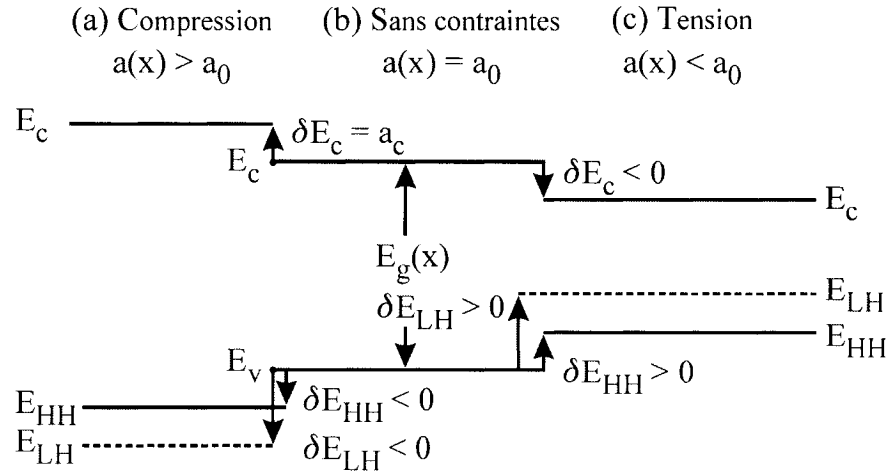
où  $\varepsilon$  est la contrainte appliquée à la couche,  $C_{11}$  et  $C_{12}$  sont des coefficients dépendant de la composition (x,y),  $a$  est le potentiel de déformation hydrostatique et  $b$  le potentiel de déformation dû à la force de cisaillement tétragonale.

Nous pouvons constater que pour un puits quantique en compression (figure 4.4.) le bord de la bande de trous lourds est plus proche du bord de la bande de conduction que le bord de la bande de trous légers. Ceci a pour effet l'augmentation du gain TE par rapport au gain TM. Par contre pour les puits en tension la situation est inversée, le bord de la bande de trous légers est plus proche de la bande de conduction que le bord de la bande de trous lourds. Par conséquent, le gain TM peut être supérieur par rapport au gain TE.



**Figure 4.3** Profils du bord de bandes pour: a) un puits en compression, b) un puits sans contraintes et c) un puits en tension,  $z$  est la direction de croissance et  $x$  la direction perpendiculaire à la direction de croissance (Chuang, 1995)





**Figure 4.4** Diagramme des bandes pour a) un puits en compression, b) un puits sans contraintes et c) un puits en tension où  $E_g$  est la bande interdite pour un puits sans contraintes,  $\delta E_c$ ,  $\delta E_{HH}$  et  $\delta E_{LH}$  sont les déplacements du bord des bandes (Chuang, 1995)

## 4.2. Gain de l'amplificateur

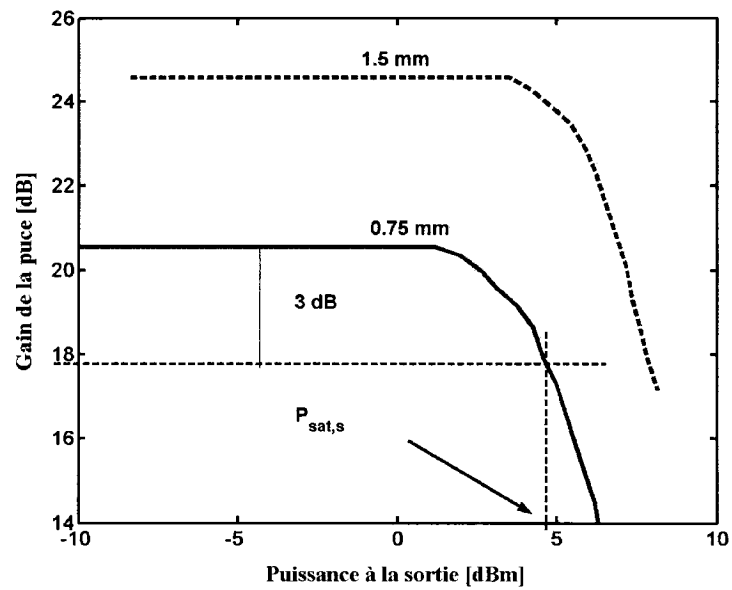
Le faisceau d'un laser accordable à onde continue ayant la longueur d'onde du maximum de gain accordé à chaque amplificateur a été injecté dans un SOA avec une polarisation correspondant au maximum du gain. La puissance à l'entrée de SOA a été ajustée avec un atténuateur passif ayant deux sorties: une de 99% et une autre de 1%. Cette dernière a été utilisée pour le contrôle de la puissance laser à l'aide d'un wattmètre. Finalement, la puissance du signal et la densité de puissance de l'ESA ont été mesurées avec un analyseur de spectres optiques. Le montage utilisé est présenté à la figure 3.4.

#### 4.2.1. Le gain à petit signal

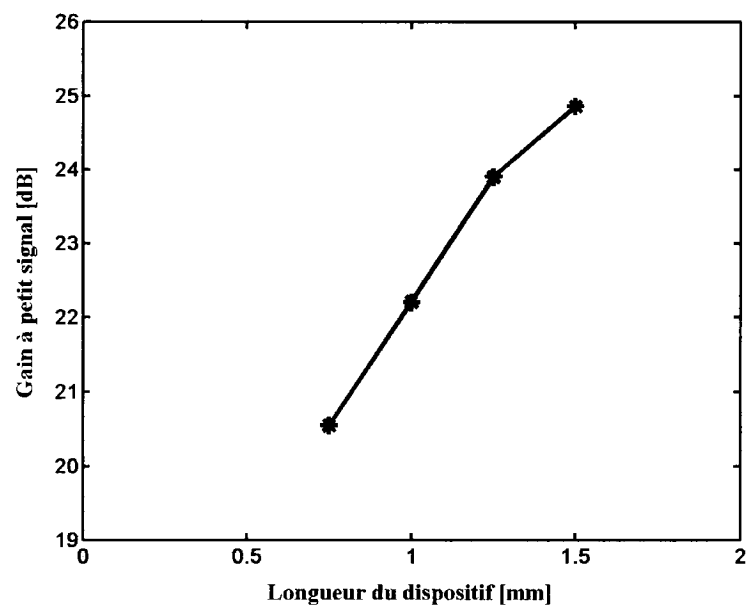
Le gain de tout amplificateur sature quand le signal à l'entrée est très puissant. Habituellement, le plus grand gain obtenu pour un amplificateur est nommé «le gain à petit signal» (*Small Signal Gain en anglais* ou SSG), car il est obtenu avec une injection d'une puissance du signal très petite. À la figure 4.5 sont montrées les courbes typiques pour le SSG en fonction de la puissance optique du signal à la sortie pour deux amplificateurs de longueurs 1.5 et 0.75 mm. Pour de petites puissances du signal, le gain du dispositif est égal au SSG. Pour une puissance du signal suffisamment grande le gain du dispositif commence à diminuer. La puissance à la sortie pour laquelle le gain est réduit de 3 dB est nommé puissance de saturation à la sortie ( $P_{sat,s}$ ). La puissance à l'entrée correspondante s'appelle puissance de saturation à l'entrée ( $P_{sat,e}$ ).

À la figure 4.6 on a présenté le graphique du SSG en fonction de la longueur de l'amplificateur pour la même densité du courant d'injection. Pour chaque amplificateur nous avons choisi la longueur d'onde du maximum du SSG. Comme nous l'avons prévu, le gain augmente avec la longueur de l'amplificateur et il saturera probablement pour des longueurs plus grandes que 2 mm.

L'émission spontanée amplifiée est le principal facteur responsable de la saturation du gain avec l'augmentation de la longueur. L'ESA cause la déplétion de la densité de porteurs et par conséquent la diminution du gain. Dans le chapitre 3, nous avons présenté l'évolution de l'ESA au long de la région active et nous avons constaté que plus l'amplificateur est long, plus le taux de l'ESA augmente. Par exemple, pour une augmentation de trois fois de la longueur, le taux d'émission spontanée amplifiée augmente de 100 fois. Pour des dispositifs très longs, les régions tout près des facettes deviennent transparentes et l'augmentation de la longueur du dispositif ne cause plus d'augmentation du gain.



**Figure 4.5** Gain pour deux amplificateurs en fonction de la puissance du signal à la sortie pour une densité de courant de  $12.5 \text{ kA/cm}^2$



**Figure 4.6** Gain à petit signal en fonction de la longueur du dispositif (pour une densité de courant de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$ )

En absence d'ESA, le gain à petit signal suit la loi  $G = e^{(\Gamma g - \alpha)}$  quand on augmente la longueur de l'amplificateur. En réalité, l'ESA devient très importante pour de grandes longueurs du dispositif et par conséquent, cette loi n'est plus respectée à mesure qu'on augmente la longueur du dispositif.

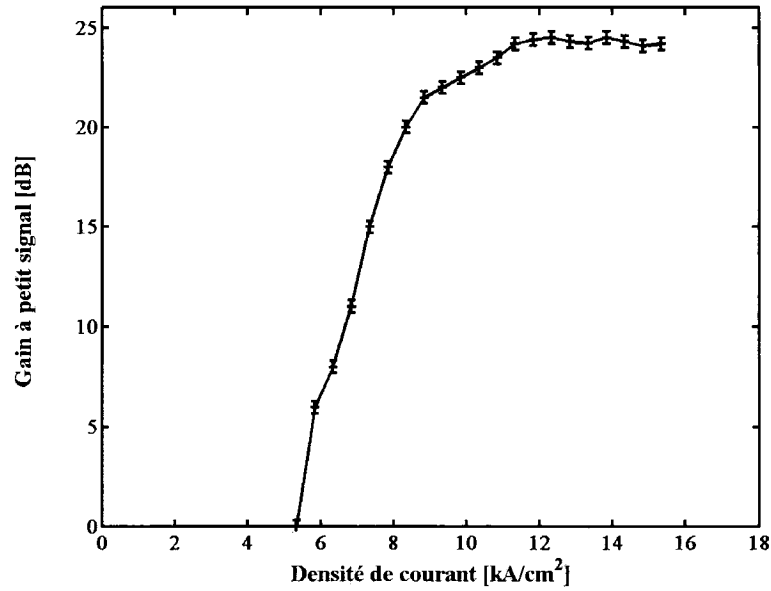
Un autre facteur responsable de ce comportement peut être l'échauffement plus important pour les longs dispositifs car la quantité de la chaleur est proportionnelle au courant. Mais pendant les mesures, nous n'avons pas observé de grandes variations de la boucle d'asservissement servant à maintenir la température du dispositif.

#### 4.2.2. Dépendance du SSG à la densité de courant

Pour la mesure du SSG, nous avons gardé la densité de courant constante. Cependant, le SSG dépend de la densité du courant. À la figure 4.7 on a présenté le graphique de la variation du SSG en fonction de la densité du courant pour un dispositif de 1,5 mm. Le SSG augmente avec la densité du courant comme nous nous y attendions. Le SSG sature pour de grandes densités de courant. L'explication de ce comportement peut être que cette saturation est liée au niveau de la densité de porteurs moyenne dans la région active, qui est déterminé par l'équation d'évolution des porteurs. Le taux de pompage augmente proportionnellement avec le courant de polarisation. En même temps, le taux de recombinaison Auger des porteurs augmente plus rapidement en raison du terme cubique dans l'équation 2.1.

L'ESA joue aussi, un rôle important dans la saturation du gain pour des densités de courant élevées. Elle devient de plus en plus importante avec l'augmentation de l'injection et causera une déplétion appréciable à de porteurs.

Pour les fluctuations observées aux grandes densités du courant, nous pouvons trouver une explication (Occhi, 2002b) dans la modification des réflectivités des facettes à la suite des variations d'indice de réfraction effectif de la région active induit par les variations dans la densité des porteurs.



**Figure 4.7** Gain à petit signal en fonction de la densité du courant pour un dispositif 1,5 mm de longueur

#### 4.2.3. La puissance de saturation à la sortie

$P_{sat,s}$  est le paramètre qui indique la limite supérieure du fonctionnement linéaire de l'amplificateur. Dans des conditions idéales, nous voudrions avoir la plus grande valeur possible. La valeur de  $P_{sat,s}$  est donnée par une contribution de plusieurs paramètres de l'amplificateur et du matériau comme l'intensité de saturation, le facteur de confinement, le coefficient de pertes et la saturation induite par l'ASE.

L'intensité de saturation est un paramètre physique (Maciejko, 2000) et s'écrit:

$$I_{SAT} = \frac{h\nu}{A\tau_s} \quad 4.8$$

où  $A$  est le gain différentiel,  $h\nu$  est l'énergie de la lumière et  $\tau_s$  est le temps de vie des porteurs pour la recombinaison spontanée. En utilisant l'expression du gain matériel en fonction de l'intensité de saturation et en intégrant la puissance du signal selon la longueur de l'amplificateur, nous obtenons une relation entre le gain de l'amplificateur, l'intensité du signal à la sortie de l'amplificateur et l'intensité de saturation:

$$G_s = G_0 \exp \left[ - \left( \frac{G_s - 1}{G_s} \right) \cdot \frac{I(L)}{I_{SAT}} \right] \quad 4.9$$

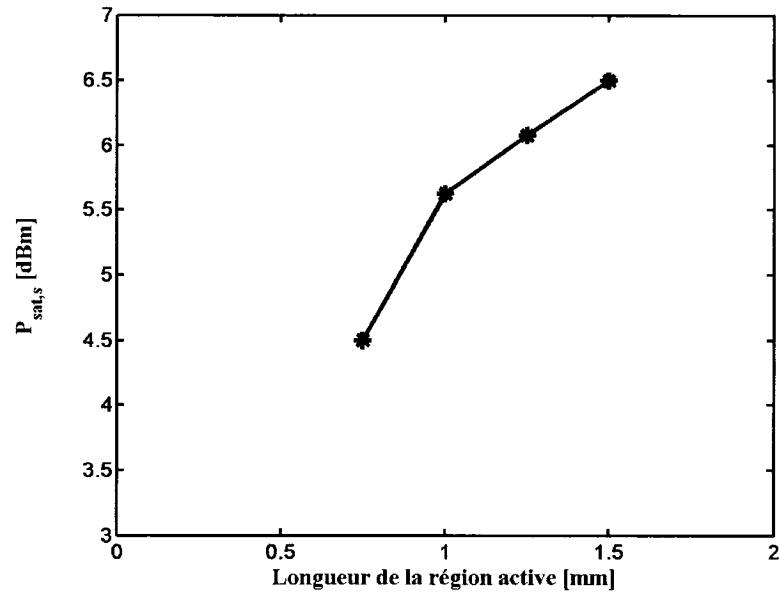
où  $G_0$  est le SSG,  $I(L)$  est l'intensité à la sortie de l'amplificateur et  $L$  la longueur de l'amplificateur. Dans les paragraphes précédents, nous avons expliqué que dans la pratique, on mesure plutôt la puissance à la sortie lorsque le SSG chute de 3 dB. En effet, si nous résolvons l'équation 4.8 pour l'intensité à la sortie égale à l'intensité de saturation, le résultat montre que le SSG diminue de 4,34 dB. À partir des équations présentées plus haut nous pouvons constater que la puissance de saturation est fortement liée aux propriétés du matériau.

La diminution du facteur de confinement entraîne une augmentation de  $P_{sat,s}$ . Les structures à puits quantiques peuvent présenter de grandes puissances à la sortie car le coefficient du confinement de ces structures est très petit. De plus, pour les structures à puits quantiques plus complexes comme celles que nous présentons dans cette étude, il y a la possibilité de concevoir des structures avec des puits à différentes contraintes et de cette façon agir directement sur le gain différentiel.

La figure 4.8 présente la puissance de saturation à la sortie pour différentes longueurs des amplificateurs à une même densité du courant d'injection.

Nous pouvons nous demander pourquoi des amplificateurs de différentes longueurs donnent des puissances à la sortie différentes. En analysant la figure 4.8, nous pouvons observer que pour des amplificateurs plus longs les valeurs de  $P_{sat,s}$  sont rapprochés. La définition du SSG implique que le gain doit être proportionnel à la longueur de l'amplificateur. Cependant, nous avons constaté au chapitre 3 que l'ASE devient de plus en plus importante et qu'elle va causer une saturation du SSG à fur et à mesure que les

amplificateurs sont plus longs. L'effet combiné de ces deux processus peut être une explication de la variation de la puissance à la sortie avec la longueur de l'amplificateur et aussi de la puissance de saturation à la sortie plus grande pour les longs dispositifs.



**Figure 4.8** Puissance de saturation à la sortie en fonction de la longueur de la région active (densité de courant  $12.5 \text{ kA/cm}^2$ )

#### 4.2.4. Le spectre du gain à petit signal

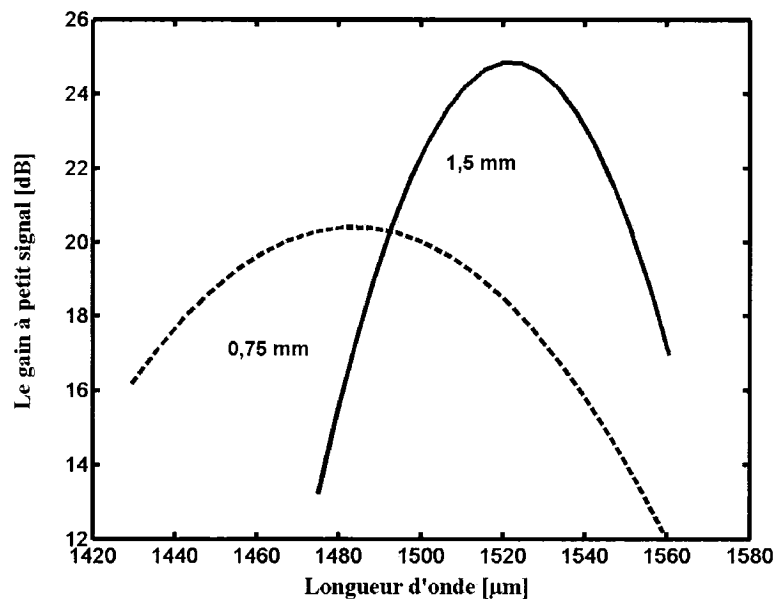
Pour toutes les mesures présentées dans les paragraphes précédents, nous avons ajusté la longueur d'onde du signal à la longueur d'onde correspondant au pic du gain à petit signal du dispositif. Dans ce paragraphe, nous allons discuter de la dépendance spectrale du SSG.

A la figure 4.9 on a présenté le spectre du SSG pour deux longueurs de la région active, 0,75 mm et 1,5 mm. Le spectre du SOA le plus court est plus large que celui du SOA le

plus long. Nous pouvons observer le même comportement que celui des spectres de l'ESA (voir la figure 3.9).

La différence en longueur d'onde entre les pics de gain est de 40 nm. Cette différence est très grande mais elle est comparable avec celle enregistrée pour les spectres d'ESA. La cause de cette différence peut être la distribution de la densité de porteurs le long de la région active. Pour les courtes longueurs, cette distribution est plus uniforme par rapport à celle des SOA plus longs. Cependant, une autre explication peut provenir de la position des amplificateurs sur la gaufre car il y a une possibilité d'avoir des fluctuations dans la composition et dans la largeur de puits sur la gaufre. Cette précision est importante parce que nous allons voir par la suite que pour les amplificateurs avec des longueurs entre 1 et 1,5 mm, la variation du pic du gain de petit signal est plus petite.

Nous pouvons observer pour les largeurs des spectres du gain la même tendance que pour les largeurs des spectres de l'ESA. Plus l'amplificateur est long plus le spectre devient étroit. Le déplacement du pic du gain et du spectre du gain vers les grandes longueurs d'onde est dû aux effets combinés du remplissage de bande et de la réduction de la densité de porteurs dans la région active causée par l'ESA.



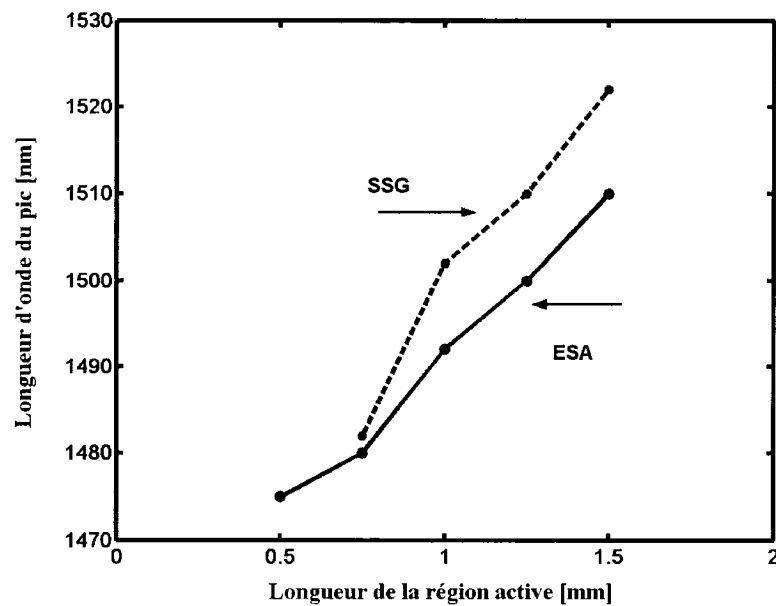
**Figure 4.9** Gain à petit signal en fonction de la longueur d'onde. Densité du courant de  $12.5 \text{ kA/cm}^2$ . Les données ont été moyennées et lissées.



#### 4.2.5. Les paramètres du gain et l'ESA

Parce que l'ESA dépend du gain matériel, il serait intéressant d'analyser la possibilité d'estimer le pic du SSG et la largeur à 3-dB en comparant les mêmes paramètres pour l'ESA et pour le gain. Les ondulations que nous avons observées dans les spectres d'émission spontanée amplifiée sont inférieures à 0,5 dB et dans ce cas, nous pouvons faire le lien entre une grande émission de l'ESA et le SSG.

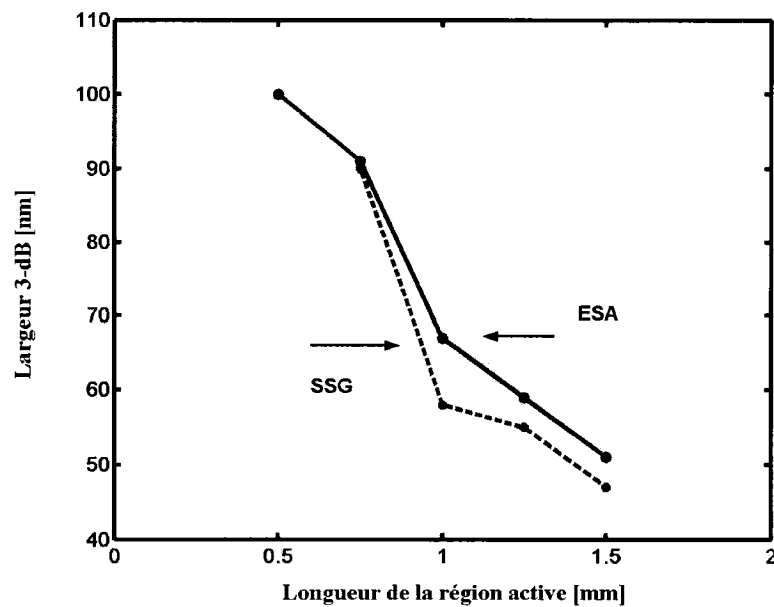
A la figure 4.10 la variation du pic de l'ESA et celui du SSG en fonction de la longueur de la région active sont montrés pour une même gaufre.



**Figure 4.10** Pic SSG et ESA en fonction de la longueur région active. Densité du courant de  $12.5 \text{ kA/cm}^2$

Nous pouvons observer que le pic du SSG est déplacé vers les grandes longueurs d'onde par rapport au pic de l'ESA. En ce qui concerne la largeur à 3-dB, celle du spectre de

l'ESA est plus grande que celle du spectre du gain. Plusieurs processus peuvent être responsables des tendances observées sur les deux graphiques. Par la suite nous allons d'essayer de présenter les processus responsables de ce comportement.



**Figure 4.11** Largeur à mi-hauteur de l'ESA et du SSG. Densité du courant de  $12.5 \text{ kA/cm}^2$

La distribution de la densité de porteurs le long de la cavité n'est pas la même pour les amplificateurs courts que pour les longs. Cette distribution est de moins en moins uniforme avec l'augmentation de la longueur de dispositif et par conséquent la distribution spectrale du gain et de l'ESA vont présenter un déplacement vers le rouge dans un rapport différent pour l'ESA et pour le SSG..

La puissance optique de l'ESA devient de plus en plus importante pour les longs dispositifs; de plus elle peut influencer le SSG.

Les effets de température sont aussi très importants à cause de la dépendance de la chaleur dissipée en fonction du courant d'injection qui est plus grande pour les

amplificateurs plus longs. La conséquence sera un déplacement vers le rouge du spectre de l'ESA et du SSG pour les longs amplificateurs.

Il ne faut pas oublier non plus les fluctuations de la composition et de la largeur des puits sur la gaufre étant donné que les amplificateurs proviennent d'endroits différents de la gaufre.

Tous ces facteurs combinés sont responsables de la tendance des graphiques présentés.

Cependant, nous pouvons évaluer le SSG à partir des spectres d'ESA, avec une approximation de 8 nm pour le pic de SSG et de 6 nm pour la largeur 3-dB du spectre SSG. Nous considérons que cette différence donne une bonne évaluation du spectre de SSG en utilisant les spectres d'ESA.

#### **4.2.6. L'insensibilité à la polarisation de l'amplificateur**

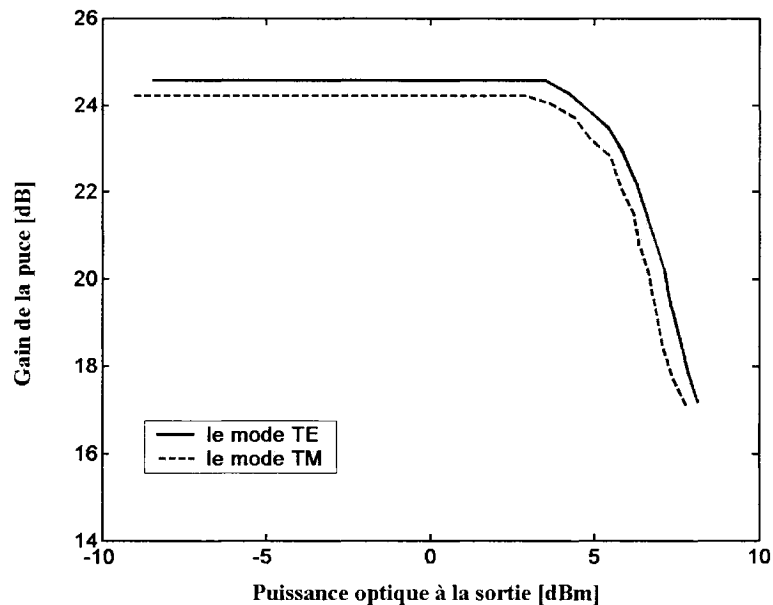
La principale cause de la dépendance en polarisation pour les amplificateurs massiques est le facteur de confinement qui a une valeur différente pour le signal polarisé TE par rapport au signal TM. Dans les amplificateurs à puits quantiques, la quantification a pour résultat la séparation entre la bande de trous lourds et de trous légers et par conséquent une différence entre le gain TE et TM du milieu.

Pour résoudre ce problème, les structures conçues dans notre laboratoire utilisent la combinaison de trois puits en compression et de trois puits en tension. Les paramètres des puits en tension et des puits en compression ont été ajustés pour obtenir une structure insensible à la polarisation.

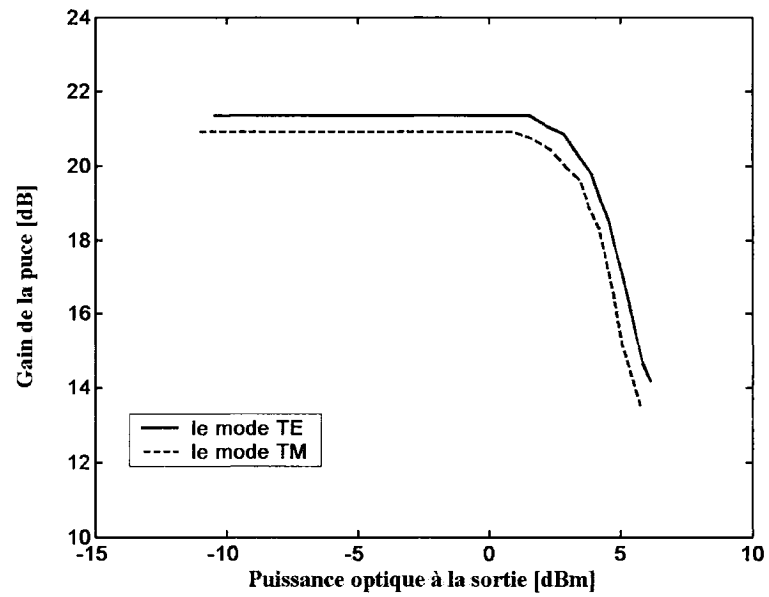
Pour tester l'insensibilité à la polarisation pour le SSG, nous avons utilisé le montage décrit à la figure 3.4. Tout d'abord nous avons déterminé, en utilisant un cube polariseur placé à la sortie de l'atténuateur et à l'aide d'un détecteur, la position des composantes du rotateur de polarisation PR2000 (polariseur, lame quart d'onde et lame demi-onde) de JDS pour nous assurer que le faisceau laser qui sera envoyé dans l'amplificateur est

polarisé TE. Nous avons considéré que la longueur de la fibre utilisée (0,5 m) n'est pas assez grande pour que la polarisation change pendant la propagation jusqu'à l'entrée de l'amplificateur étant donné que la fibre a été fixée. Puis nous avons mesuré le gain à petit signal pour le mode TE et après par une rotation de  $90^\circ$  de la lame demi-onde, nous avons mesuré le gain à petit signal pour le mode TM.

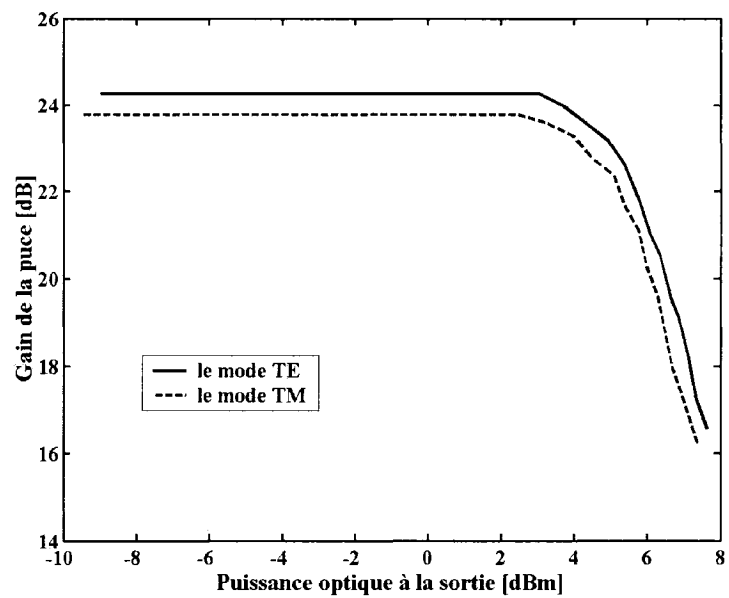
Les résultats de ces mesures sont présentés à la figure 4.12 pour un amplificateur d'une longueur de 1,5 mm. La densité de courant injectée dans l'amplificateur est de  $12.5 \text{ kA/cm}^2$ . C'est pour cette valeur que nous avons obtenu les meilleurs résultats pour l'insensibilité à la polarisation. Cependant, nous allons aussi présenter des résultats pour les densités de courant de 10 et  $14 \text{ kA/cm}^2$ .



**Figure 4.12** SSG TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$



*Figure 4.13 SSG TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de  $10 \text{ kA/cm}^2$*



*Figure 4.14 SSG TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de  $14 \text{ kA/cm}^2$*

Aux figures 4.12, 4.13 et 4.14, nous avons tracé les courbes SSG d'un amplificateur d'une longueur de 1,5 mm à trois densités de courant (10, 12 et 14 kA/cm<sup>2</sup>). En effet, pour cet intervalle de densité de courant, les mesures de l'insensibilité à la polarisation ont donné les meilleurs résultats pour tous les amplificateurs. Comme nous pouvons le constater en regardant les figures mentionnées ci-dessus, les valeurs de la différence entre le SSG transverse magnétique (TM) et SSG transverse électrique (TE) sont faibles, entre 0.3 et 0.5 dB. Il faut mentionner que la différence entre les gain TE et TM pour les amplificateurs avec des puits sans contraintes est de 1 à 10 dB (Joma , 1993; Koonath et al., 2002b). La précision des mesures du gain du montage utilisé a été de  $\pm 0,150$  dB.

Les caractéristiques de saturation sont différentes pour les modes TM et TE. Nous pouvons observer que la puissance de saturation à la sortie pour le mode TM est plus petite que celle pour le mode TE. C'est observable même si on fait glisser la courbe du mode TM vers haut. La puissance de saturation plus petite pour le mode TM peut être due au gain différentiel (i.e.: la dérivée du gain par rapport à la densité de porteurs) plus grand observé dans les milieux avec des puits en tension par comparaison avec le gain différentiel de puits sans contraintes. Dans (Thijs et al., 1994; Seki , 1994) a été établi théoriquement et expérimentalement que l'introduction de contraintes en tension dans les puits quantiques conduisent à l'augmentation du gain différentiel pour les transitions entre la bande de conduction et la bande de trous légers. Ces transitions sont principalement responsables du gain pour la polarisation TM. Comme l'intensité de saturation est inversement proportionnelle avec le gain différentiel, une augmentation de cette dernière aura comme résultat la diminution de la puissance de saturation.

Nous pouvons constater que l'insensibilité à la polarisation est grande aussi dans la région de la saturation du gain mais il y a une petite dégradation d'environ 0,15 dB. Nous pouvons attribuer ce comportement au fait que le mode TM sature plus rapidement que le mode TE et que par conséquent, il introduira une différence plus grande entre les deux modes dans la partie non-linéaire de la courbe du gain SSG.

Les mesures effectuées sur les autres amplificateurs de longueurs entre 0,75 et 1,25 mm ont donné des résultats semblables et sont présentés dans le tableau 4.1.

Les résultats obtenus montrent une bonne insensibilité à la polarisation pour une plage de densité de courant entre 10 et 14 kA/cm<sup>2</sup> pour toutes les longueurs des amplificateurs. Nous pouvons nous permettre de conclure que la structure proposée a une insensibilité à la polarisation pour cette plage de la densité du courant. Nous proposons une explication dans le fait que les densités de porteurs correspondant à ces valeurs de la densité du courant vont assurer l'équilibre dans la participation au gain pour les deux types de puits. D'après (Silver et al., 2000) l'effet de la redistribution des porteurs associé avec de larges puits quantiques en tension peut être compensé par des puits quantiques en compression moins épais. Cette combinaison de puits diminue la différence entre la densité d'états entre les deux types de puits et aussi réduit également le gain TE des puits en compression.

Les valeurs pour l'insensibilité à la polarisation sont entre 0,2 et 0,5 dB avec des différences très petites selon la longueur du SOA. Cependant, nous pouvons observer que les amplificateurs plus longs ont une meilleure insensibilité à la polarisation par rapport aux courts.

Une autre caractéristique importante de l'amplificateur est l'insensibilité à la polarisation en fonction de la longueur d'onde, c'est à dire l'insensibilité spectrale à la polarisation.

Pour analyser l'insensibilité spectrale à la polarisation nous avons mesuré le gain de l'amplificateur sur une région spectrale entre 1430 et 1560 nm à l'aide du montage présenté à la figure 3.4. Nous avons utilisé les mêmes procédures déjà mentionnées dans le début de cette section pour établir la position de la lame demi-onde du rotateur de polarisation dans le but de savoir quand le faisceau laser est polarisé TM ou TE. De plus, nous avons fait un calibrage du laser accordable pour connaître la variation de la puissance du laser en fonction de la longueur d'onde. En effet, nous avons observé des variations de la puissance laser quand la longueur d'onde est changé, même si le courant d'injection laser reste le même.

Les mesures ont été faites pour une plage du courant d'injection identique à celle pour les mesures de SSG. La puissance du signal à l'entrée est de -20 dBm pour nous assurer que les mesures sont faites dans la région linéaire du gain.

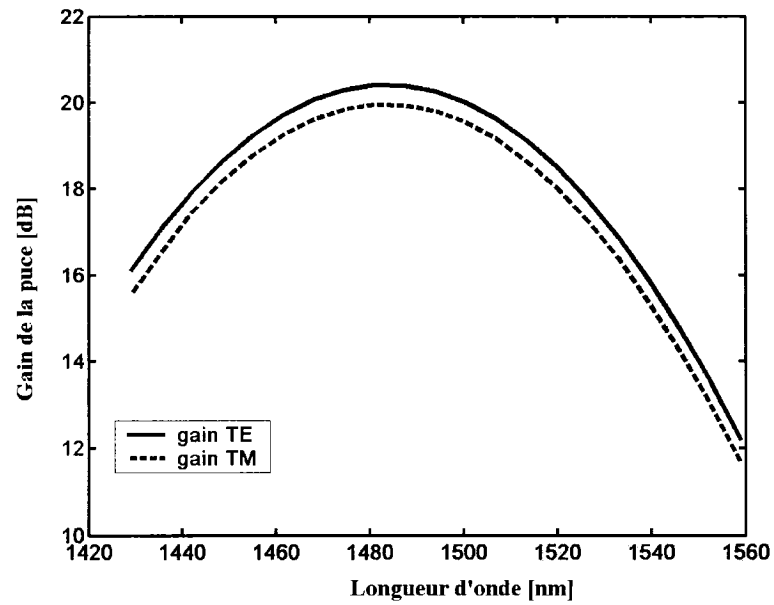
**Tableau 4.1.** Mesures de l'insensibilité à la polarisation pour différentes longueurs des amplificateurs

Longueur de l'amplificateur [mm]	Densité du courant d'injection [kA/cm <sup>2</sup> ]	Gain TM [dB]	Gain TE [dB]	$\Delta$ GainTE/TM [dB]
0,75	10	17,765	18,321	0,556
	12,5	20,11	20,55	0,44
	14	19,256	19,714	0,458
1	10	18,256	18,742	0,486
	12,5	21,85	22,682	0,358
	14	19,958	20,434	0,426
1,25	10	19,958	20,434	0,476
	12,5	23,625	23,9	0,275
	14	22,563	23,326	0,401
1,5	10	20,915	21,363	0,448
	12,5	24,215	24,563	0,348
	14	23,765	24,263	0,498

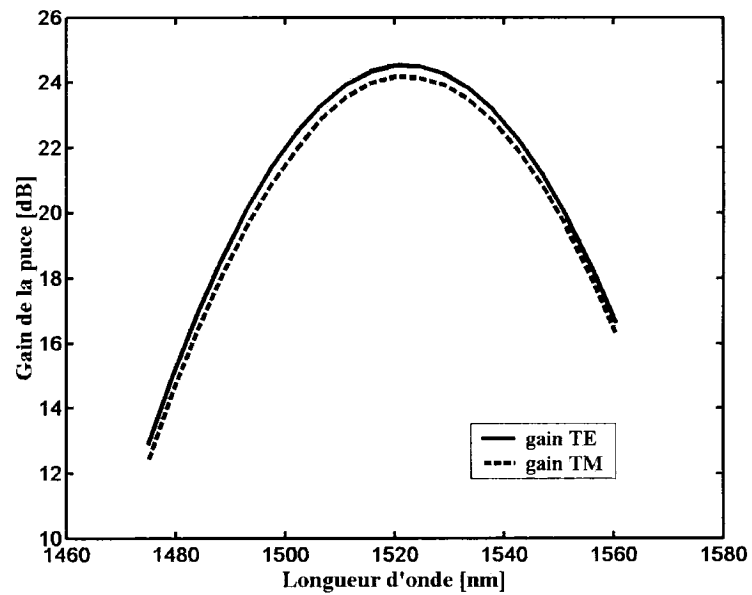
Aux figures 4.15 et 4.16 on a présenté les spectres du gain pour deux longueurs d'amplificateur (0,75 et 1,5 mm) et une densité de courant d'injection de 12,5 kA/cm<sup>2</sup>.

Nous pouvons observer un bon comportement par rapport à la polarisation pour les deux amplificateurs. Comme dans le cas du gain à petit signal, l'amplificateur plus long a une insensibilité à la polarisation meilleure que le plus court, mais la différence n'est pas grande (seulement 0.25 dB). Par contre, la largeur à mi-hauteur est plus grande pour l'amplificateur plus court. Il faut noter cependant que le gain de l'amplificateur long est plus grand de 3 dB que celui de l'amplificateur court. De plus, la puissance de saturation est deux fois plus grande pour l'amplificateur long.





**Figure 4.15** Spectre du gain TM et TE pour un amplificateur long de 0,75 mm et une injection de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$



**Figure 4.16** Spectre du gain TM et TE pour un amplificateur long de 1,5 mm et une injection de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$

Les résultats présentés dans le tableau 4.2 montrent que la structure utilisée pour fabriquer les amplificateurs a une insensibilité à la polarisation comprise entre 0.2 et 0.6 dB pour une largeur à mi-hauteur entre 43 et 90 nm. Les amplificateurs plus longs ont une insensibilité à la polarisation meilleure que les amplificateurs plus courts. Cependant, les plus courts ont une largeur à mi-hauteur plus grande. La densité de courant optimale d'opération est  $12,5 \text{ kA/cm}^2$  mais nous pouvons affirmer qu'il y a une plage entre 10 et  $14 \text{ kA/cm}^2$  où les amplificateurs peuvent fonctionner avec une bonne insensibilité à la polarisation.

Dans ce tableau nous avons donné la différence minimale et maximale en dB entre le gain TE et TM, car la différence n'est pas uniforme dans la région spectrale correspondant à la largeur à mi-hauteur. Les différences minimales sont observées autour du pic du gain alors que les différences maximales sont enregistrées vers les bords de la largeur à mi-hauteur.

La meilleure insensibilité à la polarisation pour les amplificateurs plus longs peut être expliquée, en partie, par la variation plus accentuée de la densité de porteurs le long de la région active (chapitre 3, figure 3.1.) ce qui entraîne une redistribution de porteurs plus équilibrée entre les deux types de puits.

Les résultats obtenus sont en accord avec les résultats publiés dans la littérature pour des structures semblables (Newkirk et al., 1993; Koonath et al., 2002a; Koonath et al., 2002b). Nous avons obtenu de bons résultats pour l'insensibilité à la polarisation spectrale car les largeurs à mi-hauteur sont supérieures aux données rapportées. Par contre, la puissance de saturation est inférieure même si elle a une valeur comparable aux valeurs publiées. L'intervalle de densité de courant pour lequel nous avons trouvé une bonne insensibilité à la polarisation est aussi un peu plus grand mais il reste très proche des valeurs publiées. Toutefois, il faut noter que la comparaison avec les données trouvées dans la littérature est seulement qualitative parce que les structures ne sont pas les mêmes du point de vue de la largeur des puits, de la largeur de barrières, de la grandeur des contraintes et du type de structure utilisée pour fabriquer les amplificateurs.

**Tableau 4.2.** Caractéristiques de l'insensibilité spectrale à la polarisation pour différentes longueurs des amplificateurs

Longueur de l'amplificateur [mm]	Densité de courant [kA/cm <sup>2</sup> ]	Bande passante [nm]	$\Delta G_{TE/TM}$ (min) [dB]	$\Delta G_{TE/TM}$ (max) [dB]
0,75	10	84	0,570	0,680
	12,5	88	0,456	0,556
	14	89	0,496	0,590
1	10	57	0,476	0,528
	12,5	58	0,360	0,495
	14	59	0,430	0,542
1,25	10	54	0,455	0,575
	12,5	55	0,230	0,480
	14	57	0,398	0,515
1,5	10	45	0,420	0,492
	12,5	47	0,340	0,498
	14	48	0,456	0,565

Nous avons testé le comportement des amplificateurs dans la région de la saturation du gain en utilisant pour le signal laser à l'entrée de l'amplificateur, une puissance de -10 dBm pour nous assurer que le signal est assez puissant pour saturer le gain. L'insensibilité à la polarisation a subi une dégradation de 0.15 dB par rapport à celle obtenue en régime linéaire, mais nous avons mentionné au début de ce paragraphe que la puissance de saturation du mode TM est plus petite que celle du mode TE.

Il faut noter que la simulation utilisée pour concevoir la structure a prévu que l'insensibilité à la polarisation sera obtenue pour un fonctionnement en saturation (Camel, 2001).

### 4.3. Mesures de l'insensibilité à la polarisation en utilisant les spectres TE et TM de l'émission spontanée amplifiée.

Quand l'amplificateur est polarisé, même en absence d'un signal d'entrée, une puissance optique sera détectée à la sortie. Il s'agit dans ces conditions de l'émission spontanée amplifiée comme nous avons précisé au le chapitre 3. L'amplificateur génère une émission spontanée aléatoire qui est amplifiée à cause du gain optique fourni par l'injection de courant (Girardin & Duan, 1997).

La quantité de puissance optique détectée sera proportionnelle au gain optique de la région active. Le taux d'émission spontanée couplée dans le mode  $r_{sp}$  est donné par:

$$r_{sp} = v_g g n_{sp} \quad 4.10$$

où  $v_g$  est la vitesse du groupe,  $g$  est le gain matériel net et  $n_{sp}$  est le paramètre d'inversion de population donné par:

$$n_{sp} = \frac{1}{1 - \exp\left[\frac{h\nu - \Delta F}{kT}\right]} \quad 4.11$$

$h\nu$  est l'énergie du photon,  $\Delta F = E_{fc} - E_{fv}$  est la séparation entre les pseudo-niveaux de Fermi ( $E_{fc}$  dans la bande de conduction et  $E_{fv}$  dans la bande de valence),  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  est la température absolue. La séparation entre les pseudo-niveaux de Fermi est liée à la tension  $V$  appliquée à la jonction par  $\Delta F = qV$ , où  $q$  est la charge élémentaire.

Pour une structure de guide optique avec un seul mode, la variation de la puissance optique produite par l'émission spontanée amplifiée couplée dans le mode au point  $z$  le long de l'axe de propagation est donnée par:

$$\frac{dP_{sp}}{dz} = (\Gamma g - \alpha_m) P_{sp} + \frac{r_{sp}}{v_g} \Gamma h\nu B_0 \quad 4.12$$

en remplaçant  $r_{sp}$  par l'expression 4.10, on obtient:

$$\frac{dP_{sp}}{dz} = (\Gamma g - \alpha_m) P_{sp} + \Gamma g n_{sp} h\nu B_0 \quad 4.13$$

où  $\Gamma$  est le facteur de confinement. En intégrant sur toute la longueur de l'amplificateur,  $L$  nous allons obtenir:

$$N_{sp}(\omega) = \frac{P_{sp}(L)}{B_0} = \frac{g}{g - \alpha_m} (G - 1) n_{sp} h\nu \quad 4.14$$

où  $N_{sp}(\omega)$  est la densité spectrale (PSD) de l'émission spontanée amplifiée (ASE). Le gain de l'amplificateur,  $G$  est donné par l'expression:

$$G = \exp[(\Gamma g - \alpha_m) L] \quad 4.15$$

Si nous considérons que le gain de l'amplificateur est très grand et les pertes sont petites par rapport au gain matériel, nous pouvons écrire:

$$P_{sp}(L) = G n_{sp} h\nu B_0 \quad 4.16$$

A partir des considérations présentées ci-dessous est en utilisant la méthode proposée par (Magari et al., 2004) qui a introduit la notion de la source ponctuelle virtuelle, nous avons mesuré le gain de l'amplificateur en utilisant le spectre d'émission spontanée pour une injection de courant donnée. Par rapport à la méthode mentionnée qui a utilisé des filtres étroits pour mesurer l'émission spontanée correspondante à chaque longueur d'onde nous avons utilisé le montage présenté à la figure 3.4. Dans le cas de nos mesures, nous pouvons considérer la résolution du monochromateur comme la bande passante d'un filtre très étroit (0.1nm). Dans ce cas, le terme  $n_{sp}h\nu B_0$  est une source ponctuelle monochromatique (Magari et al., 2004). Le gain de l'amplificateur est alors donné par l'expression:

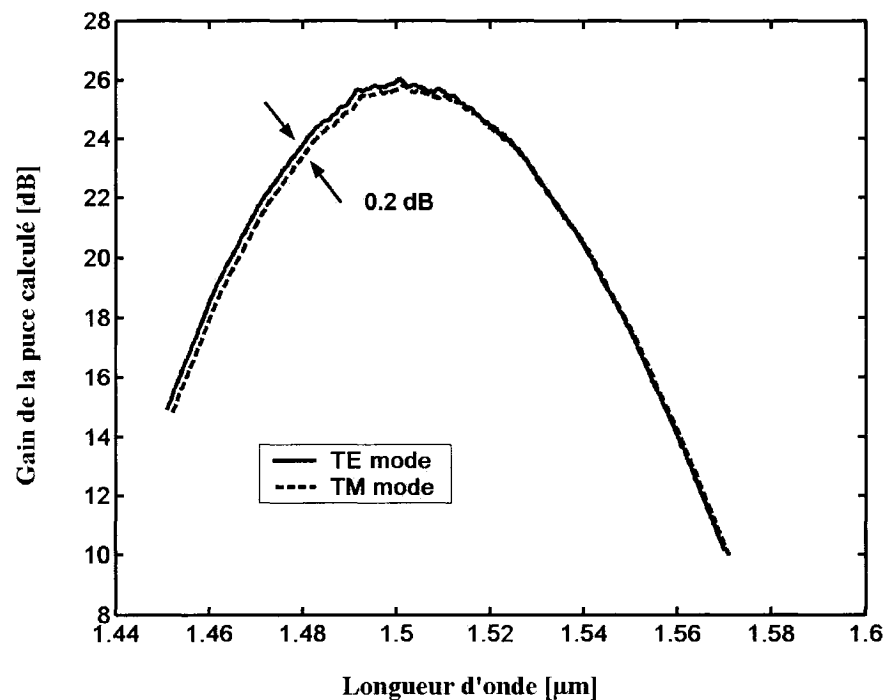
$$G = \frac{P_{sp}(L)}{n_{sp}h\nu B_0} \quad 4.17$$

À l'aide de l'équation (4.17) nous pouvons estimer le spectre de gain de l'amplificateur pour un courant d'injection donné. En utilisant, dans le montage montré sur la figure 3.5, un cube séparateur de polarisation placé à la sortie de l'amplificateur nous avons obtenu les spectres d'émission spontanée pour le mode TE et pour le mode TM respectivement. Pour calculer le paramètre d'inversion de population nous avons tracé les courbes de l'intensité de courant en fonction de la tension de polarisation (courbes I-V). À partir de ces courbes, nous pouvons trouver la tension de polarisation correspondante au courant d'injection pour laquelle les spectres d'émission spontanée ont été mesurés. Par la suite, en utilisant LAS2D, nous avons calculé la séparation des quasi-niveaux de Fermi. Avec cette valeur et à l'aide de l'équation 4.11, le coefficient d'inversion de population a été calculé.

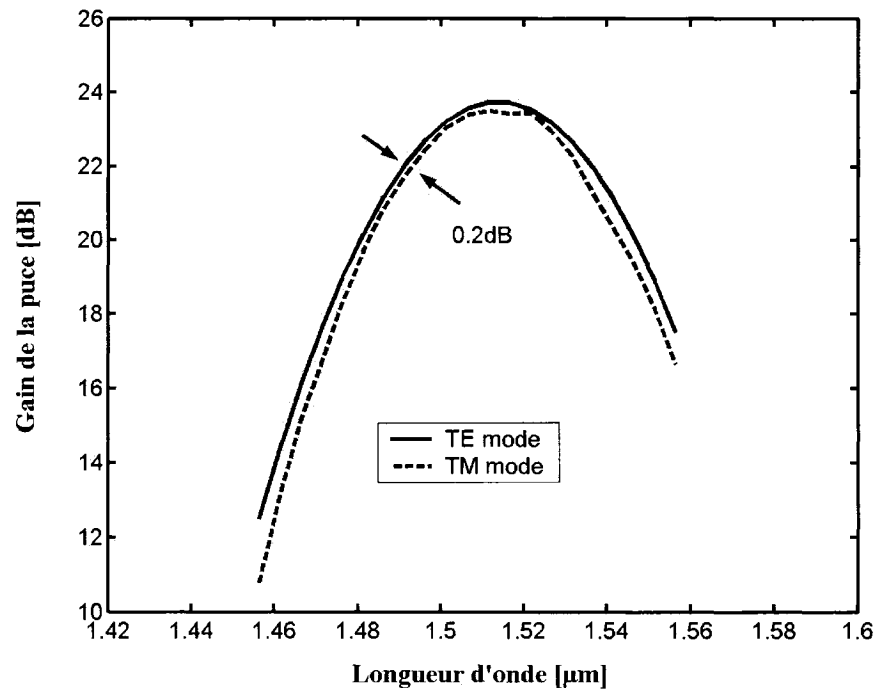
La méthode est une méthode indirecte et pour apprécier sa validité nous avons comparé les résultats obtenus avec les mesures classiques qui ont utilisé le laser accordable et un alignement fibre à fibre pour déterminer le gain de la puce.

Aux figures 4.17 et 4.18 ont présente les spectres de gain TM et TE obtenus par la méthode décrite dans ce paragraphe et par la méthode conventionnelle. Nous observons une différence entre la position du maximum du pic de gain dû au fait que le pic de l'émission spontanée amplifiée est décalé avec quelques nanomètres vers les petites longueurs d'onde par rapport à celui du gain. Cependant, la valeur du gain au maximum obtenue par la méthode indirecte est surestimée avec 2 dB (voir la figure 4.18) par rapport à la méthode conventionnelle. En ce qui concerne l'insensibilité à la polarisation, la méthode indirecte donne de bons résultats, les valeurs obtenues par les deux méthodes sont très proches.

Les mesures effectuées sur les autres amplificateurs à une densité du courant de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$  montrent aussi un bon accord entre les deux méthodes. Les résultats sont donnés dans le Tableau 4.3.



**Figure 4.17** Spectres du gain TM et TE en utilisant les spectres de l'ESA pour un amplificateur long de  $1,25 \text{ mm}$  et une densité de courant de  $12.5 \text{ kA/cm}^2$



**Figure 4.18** Spectres du gain TM et TE mesurés par la méthode conventionnelle pour un amplificateur long de 1,25 mm et une densité de courant de 12.5 kA/cm<sup>2</sup>

**Tableau 4.3.** Comparaison entre les mesures de la méthode indirecte et la méthode conventionnelle

Longueur d'amplificateur [mm]	méthode conventionnelle			méthode indirecte		
	$\Delta G_{TE/TM \text{ min}}$ (dB)	Largeur à mi- hauteur	$G_{\text{max}}$ (dB)	$\Delta G_{TE/TM \text{ min}}$ (dB)	Largeur à mi- hauteur	$G_{\text{max}}$ (dB)
0,75	0,45	88	20,55	0,47	90	23,65
1	0,36	58	22,628	0,30	65	24,52
1,25	0,23	55	23,9	0,24	58	26,25
1,5	0,34	47	24,563	0,32	50	27,22



La méthode indirecte surestime le gain maximum parce qu'elle ne prend pas en considération l'influence de la puissance du signal et l'interaction de celui-ci avec la région active le long de l'amplificateur.

Il est important de mentionner que nous pouvons employer cette méthode pour avoir des informations sur les amplificateurs seulement si les ondulations de l'émission spontanée amplifiée ne dépassent pas 0,5 dB.

#### **4.4. Mesures du gain net de la structure C3T3 par méthode de Hakki Paoli**

Nous avons eu à notre disposition des lasers (structures droites sans dépôt de couches antireflet sur les facettes) qui ont été fabriqués sur les mêmes gaufres et avec le même procédé que les amplificateurs étudiés.

Par conséquent, au début de nos mesures nous avons fait des études sur le gain net de ces lasers en utilisant la méthode de Hakki-Paoli. Les lasers utilisés dans cette étude ont une longueur de 1,25 mm, avec une structure "ridge" dont la largeur est de 1,5  $\mu\text{m}$  et la hauteur de 2  $\mu\text{m}$ .

Les spectres de gain ont été obtenus par la mesure de la profondeur de modulation causée par résonance Fabry-Pérot. Les spectres ont été mesurés avec un analyseur de spectre optique à haute résolution (Agilent DCA 86100A). Auparavant, nous avons tracé la courbe L-I (paragraphe 3.5, figure 3.18) et le courant de seuil a été de 90 mA. Les mesures ont été réalisées près de cette valeur pour le courant, car la méthode est valide dans la région d'émission spontanée amplifiée tout près du seuil (Hakki B. & Paoli T., 1975).

Le gain net obtenu en utilisant les maxima  $P_{\text{max}}$  et les minima  $P_{\text{min}}$  des pics des modes longitudinaux de la cavité est donné par la relation (Hakki B. & Paoli T., 1975; Chang et al., 1995):

$$g_{net}(\lambda) = \frac{1}{L} \ln \left[ \frac{P_{\max}^{1/2} - P_{\min}^{1/2}}{P_{\max}^{1/2} + P_{\min}^{1/2}} \right] + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad 4.18$$

où,  $g_{net}$  est le gain modal net,  $L$  est la longueur de la région active et  $R$  est la réflectivité de la facette.

Avec les spectres obtenus, nous avons calculé le gain pour chaque longueur d'onde tout d'abord en faisant une moyenne entre deux pics consécutifs, puis en divisant par le minimum qui se trouve entre ces deux:

$$r_i = \frac{P_{\max,i} + P_{\max,i+1}}{2P_{\min,i}} \quad 4.19$$

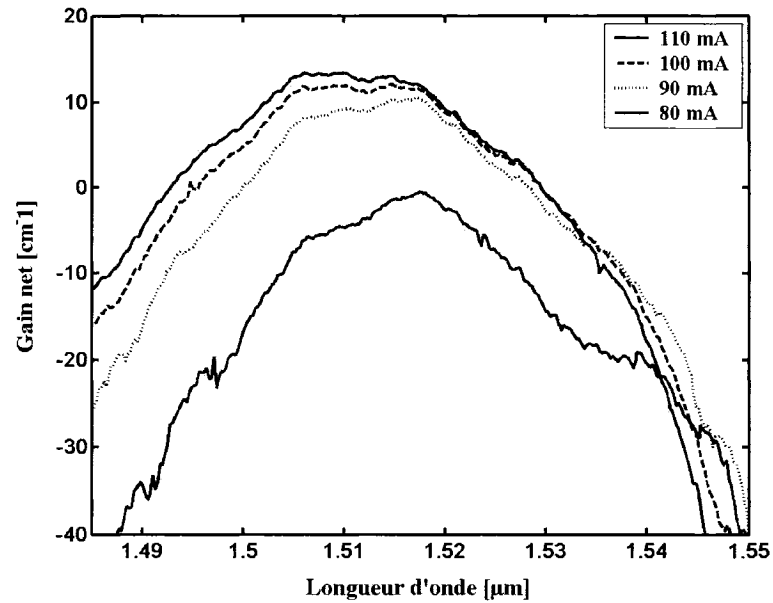
où  $r_i$  la profondeur de modulation pour le mode  $i$ .

La relation 4.18 devient alors:

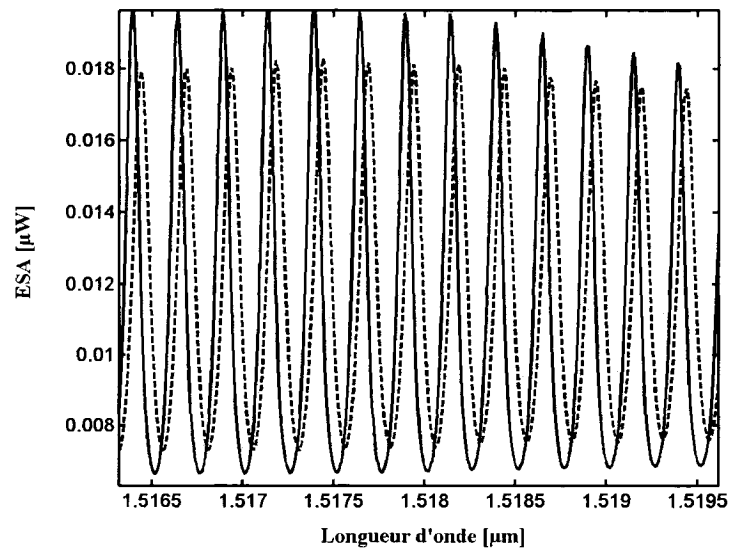
$$g_{net}(\lambda) = \frac{1}{L} \ln \left[ \frac{r_i^{1/2} - 1}{r_i^{1/2} + 1} \right] + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad 4.20$$

car  $i$  est intrinsèquement lié à la longueur d'onde.

Le gain calculé avec la relation 4.20 a une périodicité égale à l'espacement entre les modes longitudinaux.



**Figure 4.19** Spectres du gain net pour un laser avec une longueur de 1,25 mm



**Figure 4.20** Détail du spectre d'émission spontanée amplifiée pour deux courants d'injection: 90 mA (courbe pointillée) et 100 mA (courbe pleine). Le déplacement de la longueur d'onde vers le bleu avec le courant peut être observé

A la figure 4.19 on a présenté les spectres du gain net pour quatre intensités différentes du courant dans le voisinage du seuil. Le gain augmente avec l'injection du courant et nous pouvons observer à la figure 4.20 un déplacement du spectre vers les courtes longueurs d'onde lorsque le courant d'injection augmente. Nous pouvons aussi observer la saturation du gain pour des intensités de courant près du courant de seuil. Cette saturation a été observée par (Chang et al., 1995) qui a étudié des lasers avec une structure formée de 5 puits en tension et aussi par (Hakki B. & Paoli T., 1975) pour des lasers à structure massive.

Pour la structure C3T3 étudiée nous avons obtenu un courant de seuil élevé et un gain net de  $15 \text{ cm}^{-1}$ . Cependant, il est très difficile de trouver des explications pour le courant de seuil assez élevé car nous n'avons pas trouvé dans la littérature de mesures faites sur des structures semblables pour pouvoir comparer nos résultats. Une explication peut être que les structures ont été conçues pour obtenir des amplificateurs à un seul passage dont le bon fonctionnement dépend de l'obtention d'un régime d'émission spontanée à des courants, le plus élevés possible.

## CHAPITRE 5

### MESURES DYNAMIQUES SUR LES AMPLIFICATEURS OPTIQUES A SEMI-CONDUCTEURS C3T3

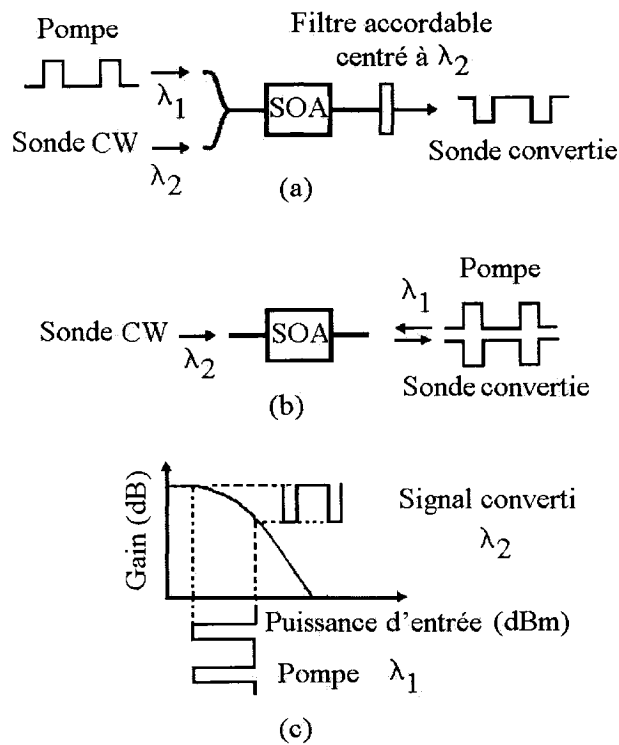
#### Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons analysé le comportement des amplificateurs en conditions d'opération statiques quand l'état stationnaire est atteint. Ici, nous allons présenter la réponse des amplificateurs lorsque deux signaux, un modulé à la longueur d'onde  $\lambda_1$  et un autre en continu à la longueur d'onde  $\lambda_2$  sont envoyés dans l'amplificateur. En effet, nous allons étudier l'influence d'un signal modulé sur le gain de l'amplificateur qui sera mesurée par la modulation induite sur le signal à onde continue à la sortie de l'amplificateur. Les mesures ont été effectuées en utilisant un montage classique de modulation croisée du gain et qui sera appelé par la suite XGM (*cross gain modulation*). A l'aide de cette technique, nous allons analyser la réponse en fréquence de l'amplificateur lorsque le signal  $\lambda_1$  est une onde carrée. Par la suite, nous allons investiguer la conversion en longueur d'onde en utilisant les mesures du diagramme de l'œil. Pour ces mesures, le signal  $\lambda_1$  a été modulé par un train de bits aléatoire. L'efficacité de la conversion mesurée a été comparée avec celle calculée en utilisant la théorie du petit signal modifiée, qui prend en considération la saturation du gain induit par les puissances optiques des deux signaux.

Toutes les mesures ont été réalisées pour des courants d'injection correspondant à la région d'insensibilité à la polarisation (de 10 à 14 kA/cm<sup>2</sup>) qui a été déterminée par les mesures présentées dans les chapitres précédents.

### 5.1. La modulation du gain croisée

Un schéma simplifié de la conversion en longueur d'onde par XGM est présenté à la figure 5.1. Une sonde à onde continue  $\lambda_2$  et un signal  $\lambda_1$ , appelé par la suite la pompe, sont injectés dans le SOA.



**Figure 5.1** Modulation croisée du gain: (a) co-propagation de la pompe et de la sonde (b) contra propagation de la pompe et de la sonde (c) principe de conversion

Il y a deux arrangements possibles pour réaliser la conversion. Dans le premier, les deux signaux se propagent dans la même direction et un filtre accordable est utilisé à la sortie pour isoler la sonde. Le deuxième utilise la contre propagation de la sonde et de la pompe et il n'est donc pas nécessaire d'utiliser un filtre.

La conversion en longueur d'onde (montrée à la figure 5.1.c) est due au fait qu'un signal d'entrée modulé en intensité va induire une modulation du gain due à la saturation du gain. Plus précisément les changements dans la densité de porteurs de l'amplificateur produits par la pompe vont entraîner la modulation du gain matériel et par la suite la modulation de la probe.

Le gain d'un matériau semi-conducteur dépend directement de la densité de porteurs libres  $N$ . Donc, l'évolution du gain dans le temps associée aux transitions inter-bandes est forcément lié aux variations de  $N$ . La dynamique impliquée est décrite par l'équation d'évolution de porteurs (Agrawal & Dutta, 1986):

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eV} - R_{spont} - R_{sig} - R_{ESA} \quad 5.1$$

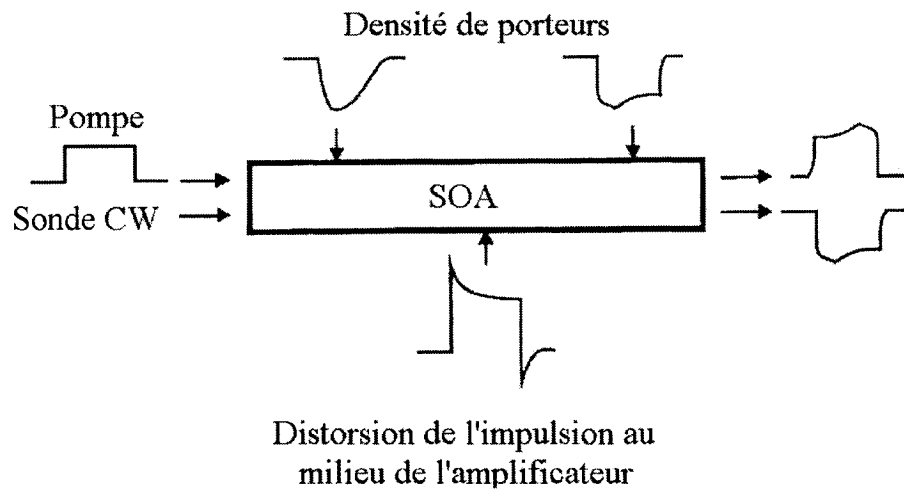
où,  $R_{spont}$  est le taux de recombinaison dû à l'émission spontanée,  $R_{sig}$  est le taux de recombinaison stimulée par le signal et  $R_{ESA}$  est le taux de recombinaison dû à l'ESA.  $I$  est le courant d'injection,  $V$  est le volume de la région active et  $e$  est la charge électrique. Souvent,  $R_{spont}$  est représentée par le rapport  $N/\tau$ , où  $\tau$  est le temps de vie des porteurs qui n'est pas constant car il dépend à son tour de  $N$ . Le temps de vie des porteurs est habituellement entre quelques centaines de picosecondes et quelques nanosecondes selon le courant d'injection.

Les photons sont toujours présents dans la région active de l'amplificateur. La dynamique du gain causée par les transitions inter bandes est toujours le résultat des taux des recombinaisons dues à l'émission stimulée par le signal et à l'ESA.  $R_{sig}$  et  $R_{ESA}$  augmentent avec la densité de photons dans la région active et vont provoquer un changement du temps de vie effectif. Quand le signal à l'entrée varie dans le temps et est

suffisamment puissant, nous pouvons définir un temps de vie effectif des porteurs (Wiesenfeld, 1996):

$$\tau_{eff} = \frac{N}{R_{spon} + R_{sig} + R_{ESA}} \quad 5.2$$

L'équation 5.2 montre que dans le cas de la modulation croisé du gain, le temps de vie effectif des porteurs dépend principalement de  $R_{sig}$ . En effet, les signaux sont suffisamment puissants pour induire une grande variation de la densité de porteurs et ainsi une grande compression du gain. La réponse temporelle de la densité de porteurs est très importante dans les applications puisqu'elle détermine le temps de recouvrement du gain. Beaucoup d'études (Gutierrez-Castrejon et al., 2000; Girardin et al., 1998) ont montré que le temps de recouvrement du gain est proportionnel au temps de vie effectif des porteurs et est inversement proportionnel à la compression du gain.



**Figure 5.2** XGM effets de propagation au long du SOA

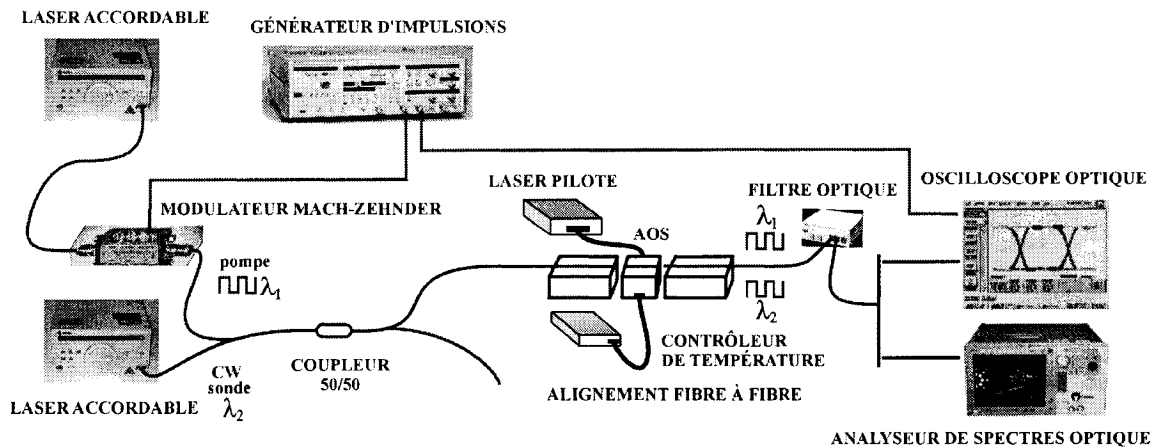
Dans le processus de la modulation croisée du gain, le temps de vie de porteurs varie le long de la cavité de l'amplificateur car les signaux qui se propagent sont amplifiés



durant leur déplacement de l'entrée vers la sortie. Les effets longitudinaux peuvent être décrits par le fait que tout près de l'entrée de l'amplificateur le temps de réponse des porteurs est très court et va déterminer la distorsion du signal dans le milieu de l'amplificateur. L'impulsion avec de grandes distorsions aux bords (voir la figure 5.2) va saturer plus rapidement les porteurs par la suite et à la sortie, la pompe et la sonde seront déformées. Cependant, il faut noter que ce comportement va conduire à l'augmentation de la bande passante (Marcenac & Mecozzi, 1997).

## 5.2. Montage expérimental pour mesures de XGM

Le montage présenté à la figure 5.3. a été utilisé pour les mesures effectuées en régime dynamique sur l'amplificateur C3T3 en utilisant un schéma de modulation croisée du gain.



*Figure 5.3. Montage expérimental de mesures XGM*

Pour envoyer dans l'amplificateur deux signaux à deux longueurs d'onde différentes, nous avons utilisé deux lasers accordables d'Agilent. Le premier a une région spectrale entre 1524 - 1565 nm (HP 81662A) et le deuxième entre 1490-1565 (HP81689A). La

pompe a été modulée par l'intermédiaire d'un modulateur Mach-Zehnder en fonction du signal électrique généré par un générateur d'impulsions de Anritsu MP1763A. Ce dernier est capable de générer des séquences de bits PRBS (*pseudo random bit sequence*) de  $n=7,9,15,20,23$  ou 31 et aussi d'autres types des signaux (sinusoïdal ou carré). Un coupleur 50/50 a été utilisé pour mélanger la pompe  $\lambda_1$  et la sonde  $\lambda_2$  qui sont par la suite envoyées dans l'amplificateur en utilisant un système d'alignement fibre à fibre. À la sortie de l'amplificateur, un filtre accordable de JDS Uniphase ayant une largeur spectrale 0,22 nm à 3 dB a été utilisé pour séparer les signaux. Le diagramme de l'œil et la forme des signaux modulés ont été mesurés avec l'oscilloscope à échantillonnage d'Agilent DCA 86100A avec une entrée optique ayant un bande passante de 30 GHz et une entrée électrique ayant une bande passante de 40 GHz. Les spectres à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur ont été mesurés avec un analyseur de spectres optiques d'Agilent.

### 5.3. La réponse en fréquence de l'amplificateur C3T3

Pour la conversion en longueur d'onde, un paramètre important est l'efficacité de la conversion qui est le rapport entre l'indice de modulation de la pompe à l'entrée et l'indice de modulation de la sonde à la sortie.

Nos premières études sur les amplificateurs en régime dynamique ont été réalisées avec une modulation carrée pour la pompe et une variation de la fréquence de modulation entre 1 GHz et 12,5 GHz. Nous avons mesuré l'indice de modulation de la pompe et de la sonde avec un oscilloscope à échantillonnage.

Un amplificateur d'une longueur de 1,25 mm à une injection d'une densité de courant de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$  a été utilisé pour réaliser les mesures. Nous avons choisi, pour la sonde et pour la pompe la longueur d'onde de 1519 nm et de 1524 nm, respectivement. Ce choix a été fait après avoir essayé plusieurs combinaisons parce qu'il a donné les meilleurs résultats pour la conversion en longueur d'onde.

La différence entre la longueur d'onde de la sonde et celle de la pompe est suffisamment grande pour pouvoir négliger le mélange à quatre ondes. Cette différence a été vérifiée expérimentalement.

Mecozzi (Mecozzi. A., 1996) a proposé une analyse de la conversion en longueur d'onde basée sur le XGM. Il a utilisé la théorie du petit signal modifiée prenant en considération la saturation du gain causée par la puissance de la sonde et de la pompe. Selon cette analyse, l'efficacité de la conversion est donné par:

$$\eta = \left| \frac{\frac{p_2(L)}{P_2(L)}}{\frac{p_1(0)}{P_1(0)}} \right| = \left| \frac{P_2(0)}{P_T(0)} F(L) \right| \quad 5.3$$

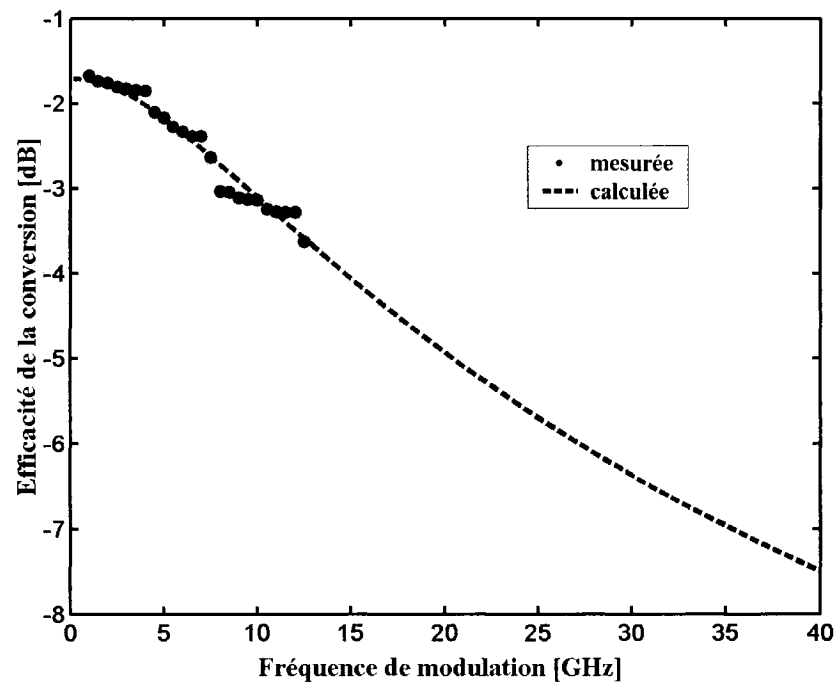
où,  $p_2(L)$  est la modulation de la sonde à la sortie,  $p_1(0)$  est la modulation de la pompe à l'entrée,  $P_2(L)$  est la puissance de la sonde à la sortie,  $P_1(0)$  est la puissance de la pompe à l'entrée,  $P_2(0)$  est la puissance de la sonde à l'entrée et  $P_T(0)$  est la puissance totale à l'entrée et:

$$F(L) = 1 - \exp[-K(L)] \quad 5.4$$

Le terme  $K(L)$  a été obtenu par intégration des équations de propagation pour la modulation et la puissance de la pompe et de la sonde, respectivement sur toute la longueur de l'amplificateur, ce qui donne:

$$K(L) = \frac{1}{1 - i\Omega\tau_s\xi} \times \left\{ \xi \ln \frac{G_0}{G} - \ln \left[ 1 - \frac{\frac{(G-1)P_T(0)}{P_{sat}}}{1 + \frac{GP_T(0)}{P_{sat}} - i\Omega\tau_s} \right] \right\} \quad 5.5$$

où,  $\Omega/2\pi$  est la fréquence de modulation,  $\tau_s$  est le temps de vie de porteurs,  $\xi = \frac{\alpha}{\Gamma g}$  sont les pertes internes normalisées du guide d'onde,  $G_0$  est le gain petit signal,  $G$  est le gain saturé par la pompe et par la probe de l'amplificateur et  $P_{sat}$  la puissance de saturation de l'amplificateur.

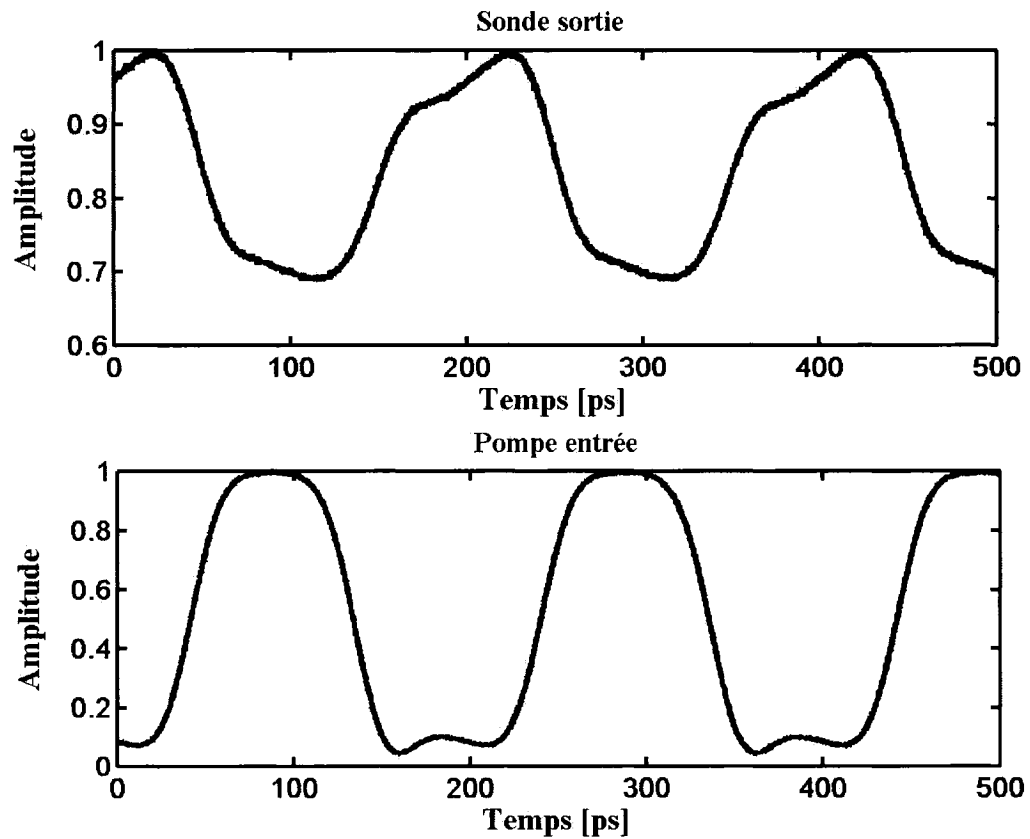


**Figure 5.4.** Efficacité de la conversion par mesure directe et calculée avec l'équation 5.3.

La figure 5.4 compare l'efficacité de conversion calculée par l'analyse de Mecozzi avec celle obtenue expérimentalement. Pour calculer l'efficacité de conversion, nous avons utilisé la puissance totale, le gain saturé (6 dB) et le gain petit signal (24 dB) déterminés à partir des courbes de gain mesurées et présentées au chapitre 4. Les puissances de la

sonde et de la pompe ont été de 11 dBm et -7dBm, respectivement, mesurées à l'entrée de l'amplificateur.

Enfin, pour les pertes internes normalisées et le temps de vie de porteurs nous avons choisi les valeurs donnant le meilleur ajustement soit 0,508 et 350 ps.



**Figure 5.5** Modulation de la pompe à l'entrée et sonde à la sortie pour une fréquence de 10 GHz.

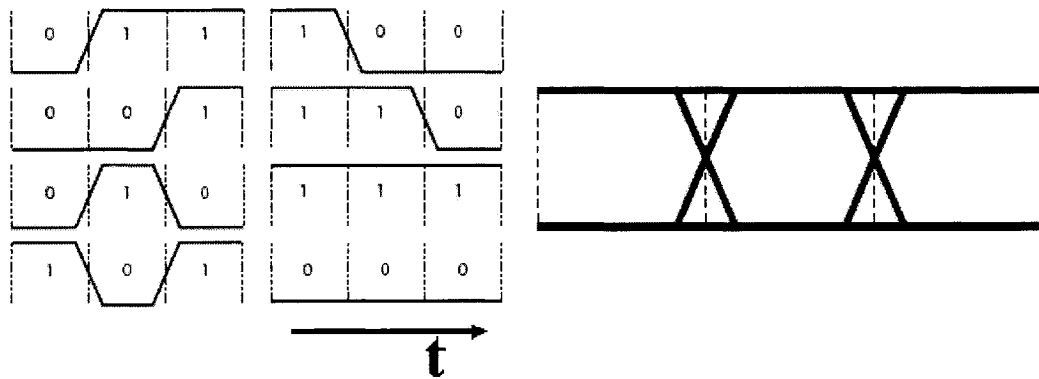
Nous pouvons constater un bon caccord entre les deux courbes. De plus, d'après la courbe calculée, on peut prévoir que l'amplificateur fonctionnera adéquatement jusqu'à

une fréquence de 20 GHz (doné par la largeur à 3 dB de la courbe d'efficacité de la conversion).

À la figure 5.5. on a présenté la pompe modulée par une onde carrée à l'entrée et la conversion en longueur d'onde vers la sonde à la sortie. La sonde est inversée par rapport à la pompe et nous pouvons observer les distorsions par rapport au signal initial dont nous avons présenté les causes plus haut.

#### 5.4. Résultats de l'analyse du diagramme de l'œil

Le diagramme de l'œil ED (eye diagram) est obtenu à l'aide de l'oscilloscope à échantillonnage par la superposition dans le temps de plusieurs combinaisons possibles de bits «1» et «0» tel qu'illustré sur la figure 5.6 (Derickson, 1998).



*Figure 5.6 Concept du diagramme de l'œil*

La plupart des mesures réalisées par l'oscilloscope dans le mode de mesure diagramme de l'œil sont basées sur une analyse statistique.

### *Le paramètre $Q$*

Le facteur  $Q$  peut être vu comme le rapport de la différence entre la puissance du niveau «1» et celle du niveau «0» et le bruit qui est présent aux deux niveaux. Il est donné par l'expression:

$$Q = \frac{P_1 - P_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad 5.6$$

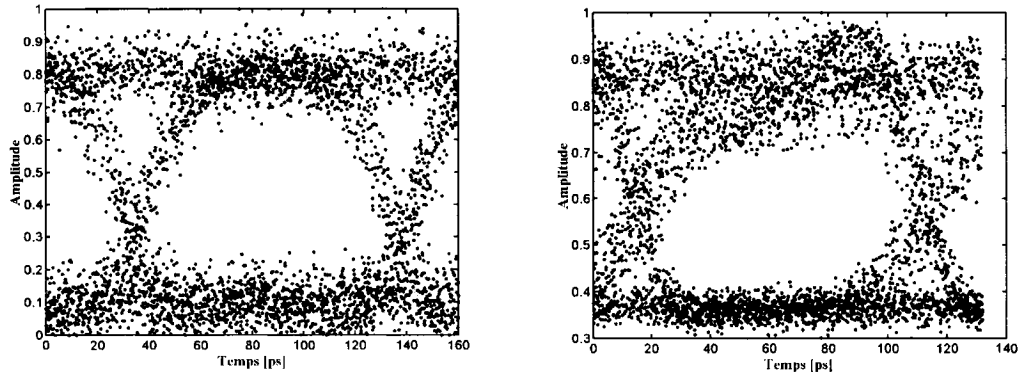
où  $P_1$  et  $P_0$  sont la puissances moyennes pour les bits «1» et «0» respectivement et  $\sigma_1$  et  $\sigma_0$  sont les écarts-types du bruit correspondant.

A partir de la définition donnée ci-dessus, nous pouvons constater que le paramètre  $Q$  est lié au bruit. Dans le cas de nos mesures, il est influencé principalement par le bruit optique provenant de l'émission spontanée amplifiée produite par l'amplificateur.

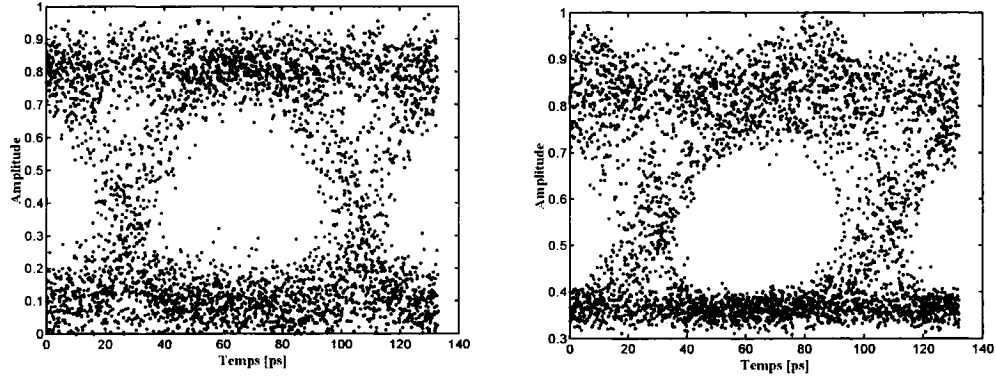
Nous avons mesuré le facteur  $Q$  pour la pompe à l'entrée et pour la sonde à la sortie en utilisant la fonction "Eye Signal to Noise". Cependant, il est important de noter que le bruit de l'oscilloscope ne peut pas être enlevé et que la valeur de  $Q$  sera donc sous-estimée.

Les diagrammes de l'œil pour un amplificateur de longueur de 1,25 mm polarisé à une densité de courant de 12,5 kA/cm<sup>2</sup> sont présentés aux figures 5.7 et 5.8. Les puissances de la pompe et de la sonde à l'entrée étaient -7dBm et -11 dBm. La pompe a été modulée avec un train de bits de format NRZ (*non return to zero*) d'une longueur de 2<sup>31</sup> - 1 bits.

La conversion en longueur d'onde présente une légère dégradation du facteur  $Q$  par rapport au signal pour les deux fréquences (10 GHz et 12,5 GHz) et pour une densité de courant de 12,5 kA/cm<sup>2</sup>. Ce comportement peut être attribué au bruit optique produit par l'émission spontanée amplifiée et aux effets longitudinaux de la conversion qui ne peuvent pas être compensés par le temps de réponse de l'amplificateur.

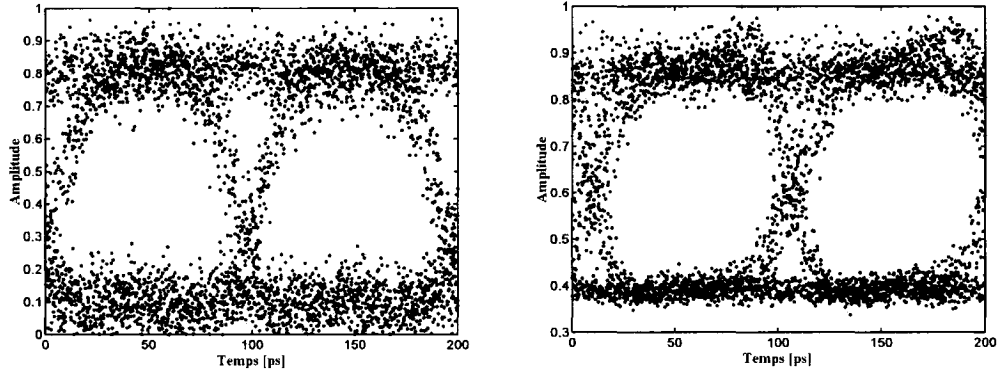


**Figure 5.7** Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 10 GHz et une densité de courant de 12,5 kA/cm<sup>2</sup>, à gauche: pompe 1524 nm,  $Q=6,30$ ,  $ER=9,06$  dB, à droite: sonde 1519 nm,  $Q=5,77$ ,  $ER=3,61$  dB

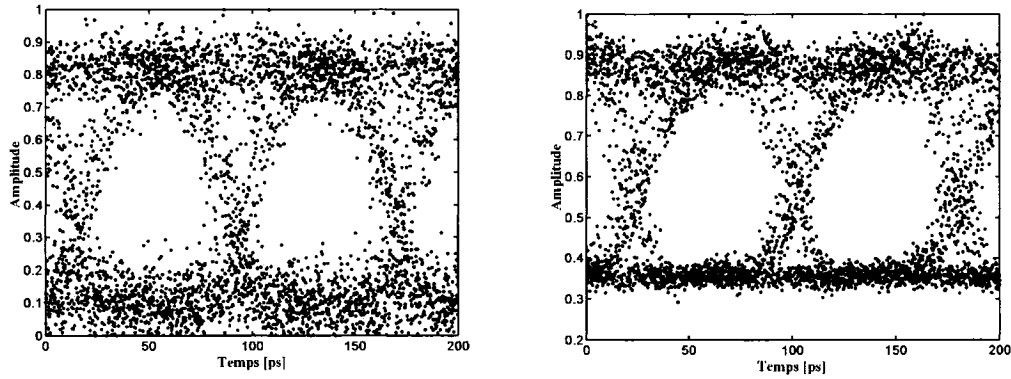


**Figure 5.8** Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 12,5 GHz et une densité de courant de 12,5 kA/cm<sup>2</sup>, à gauche: pompe 1524 nm,  $Q=5,99$ ,  $ER=9,22$  dB, à droite: sonde 1519 nm,  $Q=5,49$ ,  $ER=3,53$  dB





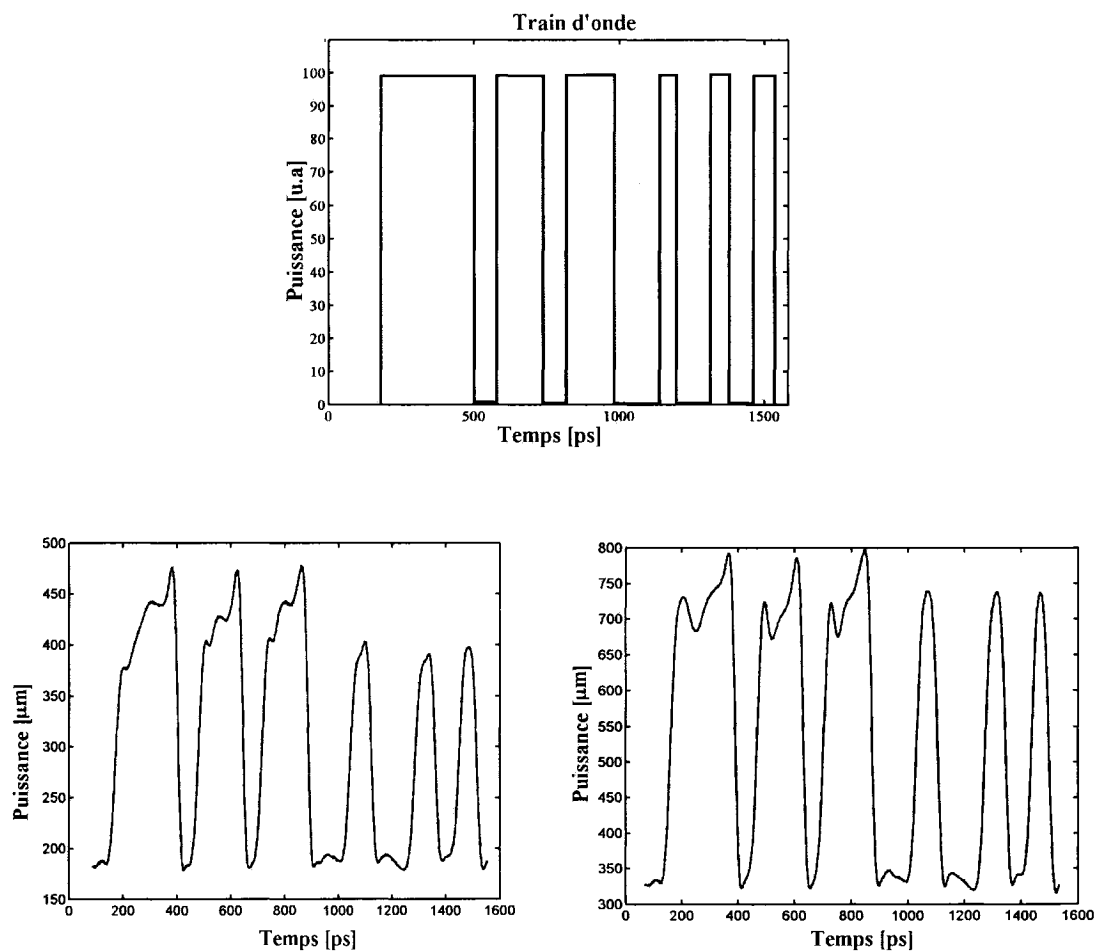
**Figure 5.9** Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 10 GHz et une densité de courant de  $14 \text{ kA/cm}^2$ , à gauche: pompe 1524 nm,  $Q=6,22$ ,  $ER=9,1 \text{ dB}$ , à droite: sonde 1519 nm,  $Q=9,99$ ,  $ER=3,41 \text{ dB}$



**Figure 5.10** Diagramme de l'œil pour un amplificateur de 1,25 mm long , une fréquence de modulation de 12,5 GHz et une densité de courant de  $14 \text{ kA/cm}^2$ , à gauche: pompe 1524 nm,  $Q=6,37$ ,  $ER=9,29 \text{ dB}$ , à droite: sonde 1519 nm,  $Q=9,26$ ,  $ER=3,83 \text{ dB}$

En augmentant la densité du courant d'injection pour un même amplificateur, nous avons obtenu des résultats différents qui sont présentés aux figures 5.9 et 5.10. Le facteur  $Q$  du signal converti en longueur d'onde est plus grand que celui du signal à l'entrée.

Nous pouvons aussi observer à la figure 5.11 où on a présenté une séquence de bits de la conversion en longueur d'onde à la fréquence de modulation de 12,5 GHz pour deux densités de courant, que les bits sont moins déformés quand la densité de courant est plus grande.



**Figure 5.11** Séquence des bits de la sonde à la fréquence de modulation de 12,5 GHz; à gauche: pour une densité de courant de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$ ; à droite: pour une densité de courant de  $14 \text{ kA/cm}^2$

Il est bien connu (Agrawal & Dutta, 1986; Obermann et al., 1998) que le niveau d'injection de courant peut influencer la densité de porteurs et par conséquent leur temps de vie. Le temps de recouvrement du gain est proportionnel au temps de vie des porteurs (paragraphe 5.1.). Nous pouvons considérer qu'une injection de courant plus grande va induire un temps de réponse de l'amplificateur plus court qui va se traduire par une diminution de la déformation du signal. Dans ce cas, le niveau «1» de la sonde sera moins bruité et un facteur  $Q$  plus élevé peut être obtenu.

L'amplificateur utilisé dans les conditions d'opération présentées ci-dessus peut aussi fonctionner comme régénérateur et pas seulement pour la conversion en longueur d'onde.

#### *Le rapport d'extinction*

Le rapport d'extinction exprime l'amplitude de la modulation numérique d'un signal optique et influence la pénalité en puissance. Il est défini par le rapport entre la puissance optique moyenne des bits «1» et celle des bits «0».

$$ER = \frac{P_1}{P_0} \quad 5.7$$

où:

- $ER$  - le rapport d'extinction
- $P_1$  – la puissance optique moyenne pour «1»
- $P_0$  – la puissance optique moyenne pour «0»

Très souvent le rapport d'extinction s'exprime en dB ( $10\log_{10}(ER)$ ).

Lors de la conversion en longueur d'onde, nous avons trouvé des valeurs du rapport d'extinction entre 3,41 et 3,83 dB. Il n'y a pas de changements importants pour  $ER$

lorsque la densité de courant augmente. De plus, nous pouvons constater une dégradation par rapport à la valeur de  $ER$  de la pompe à l'entrée.

Les études effectuées sur la modulation croisée du gain ont montré que le principal désavantage de cette méthode est la dégradation de l' $ER$ . La dégradation est plus accentuée quand la longueur d'onde de la pompe est plus petite que celle de la sonde (Ghafouri-Shiraz, 2005). Les valeurs que nous avons obtenues sont comparables avec les prédictions faites par Ghafouri-Shiraz (Ghafouri-Shiraz, 2005) pour des puissances de sonde et de pompe à l'entrée très proches de celles que nous avons utilisées.

### *Gigue*

La gigue (*jitter en anglais*) est définie par les variations à court terme, non cumulatives, des transitions d'un signal numérique, par rapport aux positions qu'elles devraient occuper dans le temps.

L'oscilloscope à échantillonnage mesure la gigue RMS qui est l'écart type du temps par rapport au niveau de transition (*eye-crossing*). Il y a plusieurs types de gigue comme:

- la fluctuation aléatoire (*random jitter*) – qui est indépendante du train d'onde (*data pattern*) et qui trouve son origine dans le bruit électronique
- la fluctuation régulière – qui dépend du train d'onde et qui est le résultat du caractère fini du paramètre  $Q$  du circuit de récupération d'horloge et de sa relation avec le spectre des données. Il peut être le résultat de la distorsion de la forme de l'onde (Derickson, 1998).

La gigue RMS est une mesure de la gigue totale et nous pouvons faire une appréciation qualitative de la gigue accumulée après le passage par l'amplificateur. Les résultats des mesures sont présentés dans le tableau 5.1. UI est l'intervalle élémentaire et est égal à la période du bit.

**Tableau 5.1** Gigue RMS de la sonde et de la pompe en fonction de la densité de courant et la fréquence de modulation

Densité de courant [kA/cm <sup>2</sup> ]	Pompe entrée 10 GHz	Pompe entrée 12,5 GHz	Probe sortie 10 GHz	Probe sortie 12,5 GHz
12,5	0,06 UI	0,11 UI	0,08 UI	0,14 UI
14	0,06 UI	0,11 UI	0,07 UI	0,12 UI

La sonde a une gigue RMS plus grand que la pompe pour les deux densités de courant d'injection. Nous pouvons observer que pour une densité de courant de 12,5 kA/cm<sup>2</sup> la gigue augmente d'avantage que pour 14 kA/cm<sup>2</sup>. Nous avons observé que la distorsion du bit est plus accentuée lorsque la densité de courant est plus petite. Il est possible que l'augmentation plus grande de la gigue pour ces conditions d'opération puisse être expliquée par cette distorsion.

#### *Le rapport signal sur bruit optique*

Le rapport signal sur bruit optique ou l'OSNR (*optical signal to noise ratio*) est défini par:

$$OSNR = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} \quad 5.8$$

où  $P_{signal}$  et  $P_{bruit}$  correspondent à la puissance du signal et du bruit, respectivement. L'OSNR est généralement exprimé en dB. Ce paramètre est directement lié au taux d'erreur et au facteur  $Q$  (Munoz de la Corte & Elmirghani. J. M.H., 2001).

Dans le cas des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, le bruit de l'ESA domine largement sur tous les autres bruits à la réception du signal. Les deux effets importants

sont le battement entre le signal et l'ESA «*Signal-spontaneous beat noise*», et le battement de l'ESA avec elle même «*Spontaneous-spontaneous beat noise*» (Agrawal, 1987). Ce mécanisme explique le fait qu'il y a plus de bruit sur les bits «1» que sur les bits «0».

Nous avons utilisé la formule 5.9 pour calculer l'OSNR à l'aide des résultats tirés de l'analyseur de spectre optique. La soustraction permet de tenir compte du bruit à la longueur d'onde du signal et l'exposant représente la résolution de l'OSA. Une définition généralement acceptée consiste à calculer l'OSNR (ou l'ESA) avec une résolution spectrale de l'OSA de 0.1 nm (Derickson, 1998).

$$OSNR = \frac{P_{signal}^{(0.2nm)} - P_{ASE}^{(0.2nm)}}{P_{ASE}^{(0.1nm)}} \quad 5.9$$

Les valeurs de l'OSNR à la sortie de l'amplificateur pour les deux densités de courant en utilisant les mêmes puissances d'entrée pour la pompe et pour la sonde sont présentées au le tableau 5.2.

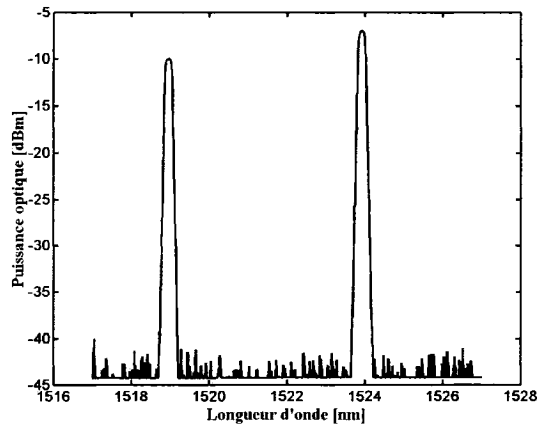
**Tableau 5.2** OSNR de la pompe et de la sonde en fonction de la densité de courant

Densité de courant [kA/cm <sup>2</sup> ]	OSNR pompe [dB]	OSNR probe [dB]
12,5	35,59	33,98
14	36,92	34,82

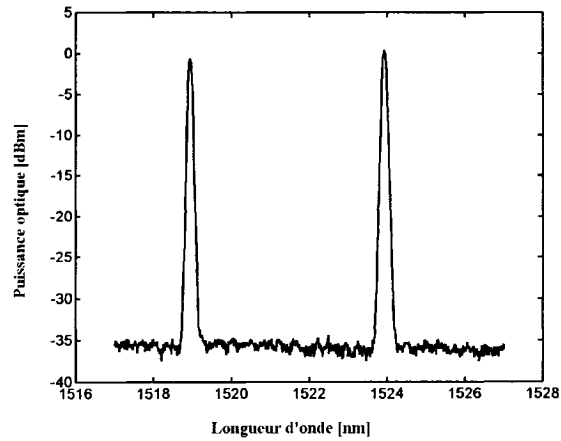
Nous pouvons observer aux figures 5.12., 5.13 et 5.14 que le gain de la pompe et celui de la sonde augmentent avec l'augmentation de la densité de courant mais ils n'entraînent pas une augmentation proportionnelle de l'ESA. Le gain de la sonde ( $\lambda = 1519$  nm) est de 10 dB et celui de la pompe ( $\lambda = 1524$ ) est de 7 dB pour une injection de

courant de  $12,5 \text{ kA/cm}^2$ . Pour une injection de  $14 \text{ kA/cm}^2$ , le gain de la sonde augmente à 11 dB et celui de la pompe à 8 dB. Par conséquent, l'OSNR à la sortie de l'amplificateur augmente avec l'augmentation de la densité de courant.

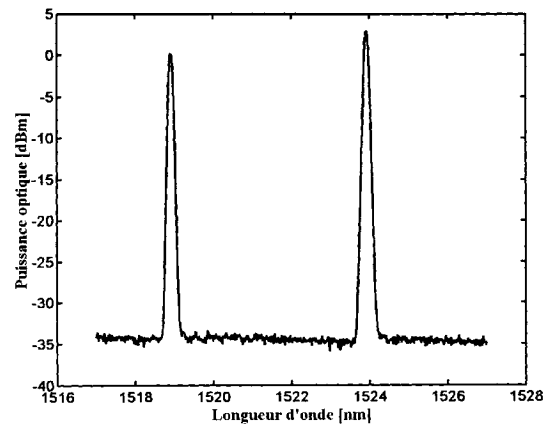
Nous avons vu que le facteur  $Q$  de la conversion en longueur d'onde est meilleur lorsque densité de courant est grande que lorsque elle est petite. Ce résultat peut être expliqué par l'augmentation de l'OSNR qui influence le facteur  $Q$ .



**Figure 5.12** Spectre optique à l'entrée de l'amplificateur



**Figure 5.13** Spectre optique à la sortie de l'amplificateur pour une densité de courant de  $12.5 \text{ kA/cm}^2$



**Figure 5.14** Spectre optique à la sortie de l'amplificateur pour une densité de courant de  $14 \text{ kA/cm}^2$



## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans la présente thèse, nous avons étudié les amplificateurs optiques à semi-conducteurs basés sur des hétéro-structures d'InP/InGaAsP à trois puits quantiques en compression et trois puits quantiques en tension. Ce type de structures a été conçu pour être insensible à la polarisation. Le design a été réalisé à l'aide d'un simulateur d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs qui a été développé par l'équipe du Laboratoire d'Optoélectronique de l'École Polytechnique de Montréal. Nous avons étudié les principales caractéristiques de ces structures dans le but de mieux comprendre leur comportement.

Nous avons analysé les spectres d'émission spontanée en utilisant mesures de photoluminescence standard effectuées sur des échantillons provenant de gaufres qui ont été utilisées par la suite pour la micro-fabrication des amplificateurs. Nous avons étudié la recombinaison des porteurs, l'influence de l'intensité d'excitation sur la position du pic de photoluminescence et la largeur du spectre. La comparaison entre les spectres mesurés et les spectres calculés en utilisant un modèle théorique développé dans le Laboratoire d'Optoélectronique a permis de mettre en évidence les différents processus responsables de la forme et de la position du pic de photoluminescence. Il faut remarquer qu'à notre connaissance, c'est la première fois que cette approche est utilisée pour des structures aussi complexes.

Les mesures et les études de l'émission spontanée amplifiée et du gain optique en fonction de la longueur de la région active de l'amplificateur ont apporté plus d'information sur les propriétés de ces structures et sur les paramètres de fonctionnement permettant d'obtenir l'insensibilité à la polarisation. À partir des résultats que nous avons obtenus en étudiant la densité de porteurs au long de l'amplificateur à l'aide du simulateur d'amplificateurs optiques, nous avons pu expliquer l'influence de l'ESA sur le

spectre du gain des SOA. Les données obtenues par ces études sont très importantes car il n'y a pas, dans la littérature, beaucoup d'information sur l'influence de la longueur de l'amplificateur sur l'ESA et sur le gain optique pour des amplificateurs avec une structure C3T3.

Les mesures de la modulation croisée du gain ont mis en évidence la réponse de l'amplificateur C3T3 sous l'influence d'un signal puissant modulé et la possibilité d'utiliser celui-ci dans des applications fonctionnelles.

Pour toutes ces études, nous avons utilisé les montages de photoluminescence standard, de l'émission spontanée amplifiée, du gain optique et de la modulation croisée du gain. Une partie importante des travaux expérimentaux a été la réalisation du couplage fibre optique-amplificateur avec un petit coefficient de pertes. Pour atteindre cet objectif, nous avons utilisé des lentilles fibrées qui ont été micro fabriquées sur mesure en fonction de la divergence du faisceau de l'amplificateur aux facettes.

La photoluminescence standard a été mesurée à la température de 298 K et sous des intensités de pompage allant jusqu'à  $12 \text{ kW/cm}^2$ . Premièrement, nous avons étudié les spectres de luminescence ce qui a permis de mettre en évidence les facteurs responsables de l'élargissement du pic principal par rapport à sa largeur théorique: les fluctuations de la largeur des puits et de leur composition et le fait que le pic des puits en tension est très proche de celui des puits en compression. Ce résultat est en accord avec les valeurs calculées pour les masses effectives des trous et des électrons du premier niveau pour les deux types de puits obtenues en prenant l'inverse de la courbure de bandes et en utilisant le modèle **k·p** mentionné dans le chapitre 2. En effet, nos résultats indiquent que la masse effective des trous et des électrons impliqués dans une transition sont proches et la littérature affirme dans ce cas que les recombinaisons radiatives sont prépondérantes (Yablonovitch & Kane, 1988; Wang et al., 1993). Le pic de la photoluminescence s'est déplacé vers le rouge de 6 meV et la largeur du spectre a augmenté lorsque l'intensité d'excitation a été augmentée. Les comparaisons entre les courbes expérimentales et les courbes théoriques ont été faites en utilisant un modèle qui emploie comme fonction d'élargissement soit une lorentzienne (modèle markovien) soit une gaussienne (modèle non-markovien). Les résultats obtenus avec la gaussienne ont été supérieurs à ceux

obtenus avec la lorentzienne pour la modélisation de l'émission spontanée en utilisant les mêmes paramètres. L'inclusion des effets à plusieurs corps dans le modèle a montré un meilleur accord avec les expériences que le modèle à porteurs libres. Le maximum des courbes est mieux modélisé ce qui montre que l'effet du renforcement colombien a une contribution importante. La renormalisation augmente avec la densité de porteurs, mais est différente pour les deux types de puits car la densité de porteurs n'est pas égale. Ce résultat est en accord avec les études théorique qui ont montré que la renormalisation dépend fortement de l'amplitude et du type de contrainte.

Ensuite, nous avons analysé le rôle de l'ESA sur la performance des amplificateurs. Par exemple, la puissance optique totale à la sortie de l'amplificateur, la position du pic et la largeur à mi-hauteur de l'ESA dépendent de la longueur de la région active à densité de courant constante. La puissance totale augmente avec la longueur de la région active et commence à saturer pour les longs amplificateurs pour la même densité de courant. Le pic du spectre de l'ESA se déplace vers le rouge avec l'augmentation de la longueur de la région active et nous avons observé une différence de 40 nm quand la longueur de la cavité passe de 0,5 mm à 1,5 mm. Cependant, la largeur à mi-hauteur du spectre de l'ESA rétrécit avec l'augmentation de la longueur de la cavité. En effet, la largeur à mi-hauteur passe de 100 nm à 50 nm pour une augmentation de la région active de 0,5 mm à 1,5 mm à cause de la dépendance spectrale du gain matériel.

Nous avons montré que la densité du courant d'injection est un autre facteur important pour l'ESA. L'augmentation de la densité de courant pour une longueur donnée de l'amplificateur a eu comme résultat l'augmentation de la puissance totale et le déplacement vers le bleu du pic du spectre de l'ESA causé par l'effet du remplissage des bandes.

Dans une deuxième étape, nous avons accordée une attention particulière au gain optique des amplificateurs C3T3. Nous avons analysé le gain optique en fonction de la longueur de la région active et de la densité de courant d'injection. Le gain à petit signal passe de 20 dB à 25 dB lorsque la longueur de la région active augmente de 0,75 mm à 1,5 mm. La puissance à saturation du gain présente la même tendance en passant de 4,5 dBm à 6,5 dBm. Pour la même variation de la longueur de la région active, le pic du

spectre du SSG se déplace vers le rouge de 1484 nm à 1524 nm et la largeur à mi-hauteur du spectre de gain se rétrécit de 90 nm à 48 nm. Le SSG augmente avec la densité de courant d'injection, mais il sature pour des densités de courant élevées car l'ESA devient importante et diminue la densité de porteurs.

Les mesures en fonction de la polarisation du signal injecté dans les amplificateurs C3T3 montrent que pour des densités de courant de 10 à 14 kA/cm<sup>2</sup> la sensibilité à la polarisation est de moins de 0,6 dB. Il faut remarquer les résultats exceptionnels obtenus pour une longueur de la région active de 1,25 mm alors que nous avons mesuré une sensibilité à la polarisation de 0,2 dB et un SSG de 24 dB pour une densité de courant de 12,5 kA/cm<sup>2</sup>. Les amplificateurs ont une largeur à mi-hauteur du spectre du gain de 47 nm à 90 nm et une sensibilité à la polarisation de 0,2 à 0,6 dB en fonction de la longueur de l'amplificateur et du courant d'injection. Par rapport aux données trouvées dans la littérature pour des structures semblables, les amplificateurs C3T3 que nous avons étudiés présentent une bonne insensibilité à la polarisation et une largeur à mi-hauteur supérieure.

Pour mieux souligner l'importance de l'ESA, nous avons utilisé les spectres de l'ESA pour estimer le coefficient de réflexion aux facettes de l'amplificateur, obtenir les spectres de l'émission spontanée couplée dans la cavité pour le mode TE et TM, mesurer indirectement le spectre TE et TM du gain de l'amplificateur et mesurer le gain net par la méthode Hakki-Paoli. La méthode indirecte utilisant les spectres TM et TE de l'ESA pour mesurer le gain de l'amplificateur a surestimé de 2 dB le maximum du gain et l'insensibilité à la polarisation est en très bon accord avec les mesures directes. Les spectres de l'émission spontanée couplée dans la cavité pour les modes TE et TM concordent avec les résultats obtenus par photoluminescence standard en ce qui concerne les pics des spectres.

L'analyse des spectres de l'ESA a montré que nous pouvons avoir beaucoup d'information sur les différents paramètres des amplificateurs sans utiliser des mesures directes qui sont plus difficiles à réaliser.

Finalement, nous avons fait des mesures de la modulation croisée du gain pour en savoir de plus sur le comportement de l'amplificateur C3T3. En utilisant un modèle basé sur la

théorie du petit signal modifiée pour considérer la saturation de l'amplificateur causée par la puissance de la sonde et de la pompe, nous avons pu prévoir la réponse en fréquence de celui-ci et montrer que la conversion est efficace jusqu'à 15 GHz. Les résultats ont montré qu'en choisissant bien les paramètres de fonctionnement, l'intensité de courant d'injection et les longueurs d'onde de la sonde et de la probe, nous pouvons améliorer la réponse de l'amplificateur.

À la suite de cette thèse, nous pouvons présenter quelques possibilités pour de futurs travaux car le monde des dispositifs à puits quantiques est assez complexe qu'il y a toujours des défis à relever à ce sujet. Par exemple, il serait très intéressant d'étudier plusieurs structures avec différentes combinaisons de puits quantiques pour pouvoir vérifier si le modèle que nous avons utilisé dans la présente étude pour la comparaison avec les expériences de photoluminescence peut être utilisé pour n'importe quelle structure à puits quantiques. Cette validation pourrait offrir un outil très puissant dans l'avenir car nous pourrions prévoir le spectre d'émission d'une structure et évaluer la qualité de la structure micro fabriquée par de mesures de photoluminescence.

Une autre direction de recherche que nous suggérons de cibler est les applications dans lesquelles les amplificateurs C3T3 peuvent être utilisés. Les amplificateurs C3T3 peuvent être utilisés comme éléments actifs dans des montages destinés à obtenir des sources à large-bande pour la bio-photonique car ils ont une grande largeur de bande et une puissance optique suffisamment grande.

## BIBLIOGRAPHIE

ADAMS, A. R. (1986). Band-structure engineering for low-threshold high-efficiency semiconductor lasers. Electronics Letters 22, 249-250.

ADAMS, M. J. (1981). An Introduction to Optical Waveguide. New York, Ed. John Wiley & Sons.

AGRAWAL, G. (2002). Fiber-optic communication systems . New York, Ed. Wiley-Interscience.

AGRAWAL, G.P. (1987). Amplified-Induced Crosstalk in Multichannel Coherent Lightwave Systems. Electronics Letters 23, 1175-1177.

AGRAWAL, G. P. & DUTTA, N. K. (1986). Long -wavelength semiconductor laser. New York, Ed. Van Nostrand Reinhold.

AHN, D. (1996). Optical gain of a Quantum-Well Laser with Non-Markovian Relaxation and Many-Body Effects. IEEE Journal of Quantum Electronics 32, 960-965

ARAKAWA, Y. & YARIV, A. (1985). Theory of gain, modulation response, and spectral linewidth in AlGaAs quantum well lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics QE-21, 1666-1674.

ASADA, M. (1989). Intraband Relaxation Time in Quantum - Well Lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics 25, 2019-2026.

BEBB, H. & WILLIAMS, E. W. (1972). Photoluminescence I: Theory. WILLARDSON, R. K. & BEER, A. C. Transport and Optical Phenomena. vol.8 Semiconductor & Semimetals, 181-320. New York, Ed. Academic Press.

- BLOOD, P., COLAK, S. & KUCHARSKA, A.I. (1988). Influence of broadening and high-injection effects on GaAs-AlGaAs quantum well lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics **24**, 1593-1604.
- BLOOD, P., KUCHARSKA, A.I., JACOBS, J.P. & GRIFFITHS, K. (1991). Measurement and calculation of spontaneous recombination current and optical gain in GaAs-AlGaAs quantum -well structures. Journal of Applied Physics **70**, 1144-1156.
- BLUMENTHAL, D.J., CARENA, A., RAU, L., CURRI, V. & HUMPHRIES, S. (1999). All optical label swapping with wavelength conversion for WDM-IP networks with subcarrier multiplexing addressing. IEEE Photonics Technology Letters **11**, 1497-1499.
- BOUCHER, Y. & SHARAIHA, A. (2000). Spectral properties of amplified spontaneous emission in semiconductor optical amplifiers. IEEE Journal of Quantum Electronics **36**, 708-720.
- CAI, W., DONG, Y., ZOU, M., ZHANG, Q., CHEN, M. & XIE, S. (2001). Reduction of waveform distortion in a semiconductor optical amplifier using internal birefringence and slope filtering. ECOC 2001 **3**, 401-405.
- CAMEL, J. (2001). Modélisation, simulation et conception d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, École Polytechnique de Montréal.
- CHAMPAGNE, A., CAMEL, J., MACIEJKO, R., KASUNIC, K.J., ADAMS, D.M. & TROMBORG, B. (2002). Linewidth Broadening in a Distributed Feedback Laser Integrated with Semiconductor Amplifier. IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, 1493-1502.
- CHANG, C.S., CHUANG, S.L., MINCH, J.R., FANG, W.C.W., CHEN, Y.K. & TANBUN-EK, T. (1995). Amplified Spontaneous Emission Spectroscopy in Strained Quantum-Well Lasers. IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics **1**, 1100-1107.

CHO, Y.S. & CHOI, W.Y. (2001). Analysis and Optimozation of Polarization-Insensitive Semiconductor Optical Amplifiers with Delta - Strained Quantum Wells. IEEE Journal of Quantum Electronics **37**, 574-579.

CHUANG, S. L. (1995). Physics of Optoelectronic Devices. New York, Ed. John Wiley and Sons.

CONNELLY, M. J. (2002). Semiconductor Optical Amplifiers. Boston/Dordrecht/London, Kluwer Academic Publisher.

CROWE, J.W. & CRAIG, R.M. (1964). Small-signal amplification in GaAs lasers. Applied Physics Letters **4**, 57-58.

DERICKSON, D. (1998). Fiber Optic , Test and Measurement. Upper Saddle River, New Jersey 07458, Ed. Prentice Hall PTR.

DOUSIERE, P., GARABEDIAN, P., GRAVER, C., BONNEVIE, D., FILLION, T., DEROUIN, E., MONNOT, E.M., PROVOST, J.G., LECLERC, D. & KLENK, M. (1994). 1,55  $\mu\text{m}$  Polarisation Independent Semiconductor Optical Amplifier with 25 dB Fiber to Fiber Gain. IEEE Photonics Technology Letters **6**, 170-172.

DUPUIS, R.D. & DAPKUS, P.D. (1977). Room temperature operation of  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  double-heterostructure laser grown by metalorganic chemical vapor deposition. Applied Physics Letters **31**, 466-468.

ELLIS, A.D., KELLY, A.E., NESSET, D., PITCHER, D., MOODIE, D.G. & KASHYAP, R. (1998). Error free 100 Gbit/s wavelength conversion using grating assisted cross-gain modulation in 2 mm long semiconductor amplifier . Electronics Letters **34**, 1958-1959.

FARRIES, M.C., BUUS, J. & ROBBINS, D.J. (1990). Analysis of Antireflection Coatings on Angled Facet Semiconductor Laser Amplifiers. Electronics Letters **26**, 381-382.



FEHR, J.-N., DUPERTIUS, M.-A., HESSLER, T.P., KAPPEL, L., MARTI, D., SALLERAS, F., NOMURA, M.S., DEVEAUD, B., EMERY, J.Y. & DANGENUS, B. (2002). Hot phonons and Auger recombination related carrier heating in semiconductor optical amplifiers. IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, 674-681.

FJELDE, T., WOLFSON, D., KLOCH, A., JANZ, C., COQUELIN, A., GUILLMOT, I., GABORIT, F., POINGT, F., DAGENS, B. & RENAUD, M. (2000). 10 Gbit/s all-optical logic OR in monolithically interferometric wavelength converter. Electronics Letters **36**, 813-815.

FUCHS, G., SCHIEDEL, C., HANGLEITER, A., HARLE, V. & SCHOLZ, F. (1993). Auger recombination in strained and unstrained InGaAs/InGaAsP multiple quantum-well lasers. Applied Physics Letters **62**, 396-398.

GARBUZOV, D., SHIAU, G.-J., BULOVIC, V., BORODITSKY, M., CHAO, C.-P. & FORREST, S.R. (1995). Photoluminescence study of excess carrier spillover in 1.3  $\mu\text{m}$  wavelength strained multi-quantum-well InGaAsP/InP laser structures. Applied Physics Letters **66**, 1307-1309.

GHAFOURI-SHIRAZ, H. (1996). Fundamentals of Laser Diode Amplifiers. Chichester, Ed. John Wiley & Sons.

GHAFOURI-SHIRAZ, H. (2005). Wavelength conversion on tapered-waveguide laser diode amplifiers. Microwave and Optical Technology Letters **45**, 134-142.

GIRARDIN, F. & DUAN, G.H. (1997). Characterization of Semiconductor lasers by Spontaneous Emission Measurements. IEEE Journal of Quantum Electronics **3**, 461-470.

GIRARDIN, F., GUEKOS, G. & LUCEK, J.K. (1998). Gain recovery of bulk semiconductor optical amplifiers. IEEE Photonics Technology Letters **10**, 784-786.

GROBKOPF, G., LUDWIG, R., WAARTS, R. G., & WEBER, H. G. (1987). Optical amplifier configurations with low polarization sensitivity . Electronics Letters 23, 1387-1388.

GUTIERREZ-CASTREJON, R., SCHARES, L., OCCHI, L., & GUEKOS, G. (2000). Modeling and measurement of longitudinal gain dynamics in saturated semiconductor optical amplifiers of different length. IEEE Journal of Quantum Electronics 36, 1476-1484.

HAKKI B. & PAOLI T. (1975). Gain spectra in GaAs double heterostructure injection lasers. Journal of Applied Physics 46, 1299-1306.

HENRY, C.H., LOGAN, R.A. & MERRITT, F.R. (1980). *Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructure lasers.* Journal of Applied Physics 51, 3042-3050.

HOLTMANN, C., BESSE, P.A., BRENNER, T. & MELCHIOR , H. (1996). Polarisation independent bulk active region SOAs for 1.3  $\mu\text{m}$  wavelength . IEEE Photonics Technology Letters 8, 343-345.

HOLTMANN, CH. (1997). Polarization Insensitive Semiconductor Optical Amplifiers in InGaAsP/InP for 1.3  $\mu\text{m}$  Wavelengths Exploiting Bulk Ridge-Waveguide Structure. Series in Quantum Electronics (ETH Diss. 12195). 2, Ed.Hartung-Gorre.

IANNONE, P.P., REICHMAN, K.C. & FRIGO, N.J. (1996a). Broadcast digital video delivered over WDM passive optical networks. IEEE Photonics Technology Letters 8, 930-932.

IANNONE, P.P., REICHMANN, K.C., DOERR, C.R., ZIMGIBL, M. & IANNONE, L. (1996b). Simultaneous WDM and Broadcast transmission using a single multiwavelength waveguide-grating-router laser. IEEE Photonics Technology Letters 8, 1397-1399.

INOUE, K. (1998). Technique to compensate waveform distortion in a gain-saturated semiconductor optical amplifier using a semiconductor saturable absorber. Electronics Letters **34**, 376-378.

JOMA, M. (1993). Polarization insensitive semiconductor laser amplifier with tensile strained InGaAs/InGaAsP multi quantum-well structure. Applied Physics Letters **62**, 121-122.

JONES, G., SMITH, A.D., O'REILLY, E.P., SILVER, M., ALAN, V., BRIGGS, T.R., FICE, M.J., ADAMS, A.R., GREENE, P.D., SCARROTT, K. & VRANIC, A. (1998). The Influence of Tensile Strain on Differential Gain and Auger Recombination in 1.5- $\mu\text{m}$  Multiple-Quantum-Well Lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics **35**, 822-833.

KAMATAMI, O. & KAWANISHI, S. (1996). Prescaled timing extraction from 400 Gb/s optical signal using a phase lock loop based on four-wave mixing in a laser diode amplifier. IEEE Photonics Technology Letters **8**, 1094-1096.

KAMINOV, I.P., EISENSTEIN, G. & STULZ, L.W. (1983). Measurement of the Modal Reflectivity of an Antireflection Coating on a Superluminescent Diode. IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-19**, 493-495.

KELLY, A.E., ELLIS, A.D., NESSET, D., KASHYAP, R. & MOODIE, D.G. (1998). 100 Gbit/s wavelength conversion using FWM in a MQW semiconductor optical amplifier. Electronics Letters **34**, 155-156.

KIM, J.-H., OH, K.-R., KIM, H.-S. & CHO, K. (2000). All optical switching by counterpropagating operation cascaded semiconductor optical amplifiers. IEEE Photonics Technology Letters **12**, 513-515.

KLEINMAN, D.A. & MILLER, R.C. (1985). Band-gap renormalization in semiconductor quantum wells containing carriers. Physical Review B **32**, 2266-2272.

KOGELNIK, H. (2000). High-capacity optical communications: personal recollections. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 6, 1279-1286.

KOONATH, P., KIM, S., CHO, W.J. & GOPINATH, A. (2002a). Polarization Insensitive SOAs in AlInGaAs at 1550 nm. OFC 2002 598-599.

KOONATH, P., KIM, S., CHO, W.J. & GOPINATH, A. (2002b). Polarization-Insensitive Quantum-Well Semiconductor Optical Amplifiers. IEEE Journal of Quantum Electronics 38, 1282-1290.

KUMAR, S. & WILLNER, A.E. (2004). All optical XNOR gate using simultaneous four-wave mixing and cross-gain modulation in an SOA. LEOS 2004 2, 913-914.

LEE, H.J., KIM, H.G., CHOI, J.Y. & LEE, H.K. (1999). All-optical clock recovery from NRZ data with simple NRZ-to-PRZ converter based on self-phase modulation of semiconductor optical amplifiers. Electronics Letters 35, 989-990.

LEUTHOLD, J., JOYNER, C.H., MIKKELSEN, B., RAYBON, G., PLEUMEEKERS, J.L., MILLER, B.I., DREYER, K. & BURRUS, C.A. (2000). 100 Gbit/s all-optical wavelength conversion with integrated SOA delayed-interference configuration. Electronics Letters 36, 1129-1130.

MACIEJKO, R. (2000). Photonique. Cours PHS6203, Montréal, École Polytechnique de Montréal.

MACIEJKO, R. (2002). Optoélectronique. Montréal, Press Internationales POLYTECHNIQUE .

MAGARI, K. (1994). Polarization insensitive optical amplifier with tensile-barrier MQW. IEEE Photonics Technology Letters 30, 695-701.

MAGARI, K., ITO, T., KAMIOKA, H., TOHMORI, Y. & SUZUKI, Y. (2004). Novel Gain Measurement Method Without Optical Fiber Alignment in a Semiconductor Optical Amplifier . IEEE Photonics Technology Letters 16, 1271-1273.

- MAGARI, K., OKAMOTO, M. & NOGUCHI, I. (1991). 1.55  $\mu\text{m}$  polarisation insensitive high gain tensile strained barrier MQW optical amplifiers. IEEE Photonics Technology Letters **3**, 998-1000.
- MAK, M.W.K., TSANG, H.K. & LIU, H.F. (2000). Wavelength -tunable 40 GHz pulse train generation using 10 GHz gain-switched Fabry-Perot laser and semiconductor optical amplifier. Electronics Letters **36**, 1580-1581.
- MANN, J.C., BELLE, G., FASOLINO, A., ALATARELLI, M. & PLOGG, K. (1984). Magneto-optical determination of exciton binding energy in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum wells. Physical Review B **30**, 2253-2256.
- MARCENAC, D. & MECOZZI, A. (1997). Switches and frequency converters based on cross-gain modulation in semiconductor optical amplifiers. IEEE Photonics Technology Letters **9**, 749-51.
- MARCIENKEVICIUS, S., OLIN, U., & TREIDERIS, G. (1993). Room temperature carrier recombination in InGaAs/GaAs quantum wells. Journal of Applied Physics **74**, 3587-3589.
- MECOZZI, A. (1996). Small-Signal Theory of Wavelength Converters Based on Cross-gain Modulation in Semiconductor Optical Amplifiers. IEEE Photonics Technology Letters **8**, 1041-1135.
- MERCURE, P. (2006), Calcul de gain optique de structures à puits quantiques sous contrainte, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, École Polytechnique de Montréal, à paraître.
- MERSALI, B., GELLY, G., ACCARD, A., LAFRAGETTE, J.L., ., DOUSSIERE, P., LAMBERT, M. & FERNIER, B. (1990). 1.55  $\mu\text{m}$  high-gain polarisation-insensitive semiconductor optical amplifiers with low driving current. Electronics Letters **26**, 124-125.

MILLER, B.I., KOREN, U., NEWKIRK, M.A., YOUNG, M.G., JOPSON, R.M., DEROSIER, R.M. & CHIEN, M.D. (1993). Tensile-Strained InGaAs/InGaAsP Quantum-Well Optical Amplifiers with a Wide Spectral Gain Region at 1.55  $\mu\text{m}$ . IEEE Photonics Technology Letters **5**, 520-522.

MINCH, J., PARK, S.H., KEATING, T. & CHUANG, S.L. (1999). Theory and Experiment of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  and  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$  Long-Wavelength Strained Quantum Wells. IEEE Journal of Quantum Electronics **35**, 771-782.

MORITO, K., EKAWA, M., WATANABE, T., FUJII, T., & KOTAKI, Y. (2000). High saturation output power (+17 dBm) 1550 nm polarization insensitive semiconductor optical amplifier. Proceedings of 26th European Conference on Optical Communication, 3-7 Sept. 2000. vol.1, 39-41. Munich, Germany, VDE Verlag. ECOC 2000. 26th European Conference on Optical Communication.

MUNOZ DE LA CORTE, M. & ELMIRGHANI, J. M.H. (2001). Noise characterisation of Wavelength Converters based on XGM in SOAs. IEEE Global Telecommunications Conference, 25-29 Nov. 2001. GLOBECOM'01 vol.3, 1541 - 1545

NEWELL, T.C., WRIGHT, M.W., HOU, H. & LESTER, L.F. (1999). Carrier Distribution, Spontaneous Emission and Gain Engineering in Laser with Nonidentical Quantum Wells. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **5**, 620-626.

NEWKIRK, M.A., MILLER, B.I., KOREN, U., YOUNG, M.G., CHIEN, M., JOPSON, R.M. & BURRUS, C.A. (1993). 1.5  $\mu\text{m}$  Multiquantum-Well Semiconductor Optical Amplifier with Tensile and Compressive Wells for Polarization independent Gain. IEEE Photonics Technology Letters **4**, 406-408.

NIELSEN, M.L., DE MERLIER, J., MORTHIER, G. & BAETS, R. (2002). Experimental demonstration of all-optical 2R regeneration at 10 Gb/s in a novel MMI-SOA based device. OFC 2002 81-83.

OBERMANN, K., KINDT, S., BREUER, D. & PETERMANN, K. (1998). Performance Analysis of Wavelength Converters Based on Cross-gain Modulation in Semiconductor-Optical Amplifiers. Journal of Lightwave Technology **16**, 78-85.

OCCHI, L. (2002a). Semiconductor optical amplifiers made of ridge waveguide bulk indium gallium arsenic phosphide/indium phosphide: Experimental characterisation and numerical modelling of gain, phase, and noise. These , Eidgenoessische Technische Hochschule Zuerich (Switzerland).

OCCHI, L. (2002b). Intraband Gain Dynamics in Bulk Semiconductor Amplifiers: Measurements and Simulations. IEEE Journal of Quantum Electronics **38**, 54-60.

OLSSON, N. A. (1988). Polarisation-independent configuration optical amplifier. Electronics Letters **24**, 1075-1076.

OLSSON, N.A., KAZARINOV, R.F., NORDLAND , W.A., HENRY, C.H., OBERG, M.G., WHITE, H.G., GABRINSKI, P.A. & SAVAGE, A. (1989). Polarisation independent optical amplifier with buried facets. Electronics Letters **25**, 1048-1049.

OTSUBO, K. (1998). Long wavelength strained quantum well laser oscilating up to 210 C on In GaAs ternary substrat. IEEE Photonics Technology Letters **10**, 1073-1075.

OTSUKA, N., SIMMONS, J.G., THOMPSON, D.A. (1997). Anomalous temperature dependence of PL characteristics in ordered InGaAsP strained layer multi-quantum well structure. Journal of Applied Physics **81**, 765-770.

O'REILLY, E.P., JONES, G., SILVER, M. & ADAMS, A.R. (1996). Determination of gain and loss mechanisms in semiconductor lasers using pressure techniques. Physcs Statutus Solidi (b) **198**, 363-373.

PAPAKYRIAKOPOULOS, T., VLACHOS, K., HATZIEFREMIDIS, A. & AVRAMOPOULS, H. (1999). 20 GHz broadly tunable and stable, mode-locked semiconductor optical amplifier fiber ring laser. Optics Letters **24**, 1209-1211.

- PARK, S.H., CHUANG, S.L., MINCH, J. & AHN, D. (2000). Intraband relaxation time effects on non-Markovian gain with many - body effects and comparison with experiment. Semiconductors Science Technology **15** , 203-208.
- PARK, S.H., SHIM, J.I., KUDO, K., ASADA, M. & ARAI, S. (1992). Band gap shrinkage in GaInAs/GaInAsP/InP multi-quantum well lasers. Journal of Applied Physics **72**, 279-281.
- PERSONICK, S.D. (1973). Applications for quantum amplifiers in simple digital optical communication systems. Bell Syst. Tech.J **52**, 117-133.
- PETRUZZI, P., RICHARDSON C.J.K., VAN LEEUWEN, M. , MOULTON, N., DAGENAIS, M. & GODHAR, J. (2001). Optical pattern recognition by use of a segmented semiconductor optical amplifier. Optics Letters **26**, 1248-1250.
- RAYBON, G., KOREN, U., MILLER, B.I., CHIEN, M., YOUNG, M.G., CAPIK, R.J., DREYER , K. & DEROSIER, R.M. (2000). A wavelength -tunable semiconductor amplifier/filter for add/drop multiplexing in WDM networks. IEEE Photonics Technology Letters **36**, 1580-1581.
- REED, M., BENSON, T.M., KENDALL, P.C. & SEWELL, P. (1996). Antireflection - coated angled facette design. IEE Proc. Pt. J. Optoelectronics **143**, 214-220.
- REID, B. (1997). Etude de la dynamique ultra-rapide des porteurs dans les nanostructures. These , Ecole Polytechnique de Montreal.
- REIHLEN, E.H., PERSON, A., WANG, T.Y., FRY, K.L. & STRINGFELOW, G.B. (1989). Photoluminescence study of carrier collection and recombination in thin GaInAs/InP single quantum wells. Journal of Applied Physics **66**, 5554-5563.
- SAITO, T. & MUKAI, T. (1988). Recent progress in semiconductor laser amplifiers. Journal of Lightwave Technology **6**, 1656-1664.



- SAITOH, T., MUKAI, T. & MIKAME, O. (1985). Theoretical analysis and fabrication of antireflection coatings on laser-diode facets. Journal of Lightwave Technology **3**, 288-293.
- SAMPSON, D.D. & HESSLER, W.T. (1994). 100 mW spectrally-uniform broadband ASE source for spectrum-sliced WDM systems. Electronics Letters **30**, 1611-1612.
- SCHARES, L., OCCHI, L., GUEKOS, G. & MELCHIOR, H. (2002). 80 Ghz fiber ring laser using monolithic Mach-Zehnder interferometer with integrated semiconductor optical amplifier. OECC 2002 458-459.
- SCHMITT-RINK, S. & ELL, C. (1985). Excitons and electron-hole plasma in quasitwo-dimensional systems. Journal of Luminescence **30**, 585-586.
- SEKI, S. (1994). Theoretical Analysis of Pure Effects of Strain and Quantum on Differential Gain Confinement on Differential Gain in InGaAsP/InP Strained Layer Quantum Well Laser. IEEE Journal of Quantum Electronics **30**, 500-510.
- SEKI, S., LUI, W.W. & YOKOYAMA, K. (1995). Explanation for the temperature insensitivity of the Auger recombination rates in 1.55  $\mu\text{m}$  InP-based strained-layer quantum-well lasers. Applied Physics Letters **66**, 3093-3095.
- SILVER, M., PHILIPS, A.F., ADAMS, A.R., GREENE, P.D. & COLLAR, A.J. (2000). Design and ASE Characteristics of 1550-nm Polarization-Insensitive Semiconductor Optical Amplifiers Containing Tensile and Compressive Wells. IEEE Journal of Quantum Electronics **36**, 118-122.
- SIMON, J.C. (1987). GaInAsP semiconductor laser amplifiers for single-mode fibre communications. Journal of Lightwave Technology **5**, 1286-1295.
- SMOWTON, P.M., LEWIS, G.M., SUMMERS, H.D., THOMSON, J.D. & BLOOD, P. (2002). Spontaneous Emission Measurements of Tensile Strained GaInP Laser Diode. CLEO 2002.

SOTO, H., ERASME, D. & GUEKOS, G. (2001). 5 -Gb/s XOR optical gate based on cross -polarization modulation in semiconductor optical amplifiers. IEEE Photonics Technology Letters **13**, 335-337.

THEOPHILOPOULOS, G., YIANNPOULOS, K., KALYVAS, M., BINTJAS, C., KALOGERAKIS, G., AVRAMOPOULS, H., OCCHI, L., SCHARES, L., GUEKOS, G., HANSMANN, S. & DALL'ARA, R. (2001). 40 GHz all-optical XOR with UNI gate. OFC 2001 paper MB2

THIJS, P. J. A., TIEMEIJER, L. F., BINSMA, J. J. M., & VAN DONGEN, T. (1994). Progress in long-wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum well lasers and amplifiers. Proceedings of 1994 Conference on Lasers and Electro-Optics and The International Electronics Conference CLEO/IQEC, 8-13 May 1994. 258-9. Anaheim, CA, USA, Opt. Soc. America. CLEO '94. Summaries of Papers Presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Vol.8. 1994 Technical Digest Series. Conference Edition (Cat. No.94CH3463-7).

THOMAS, G. A., SHRAIMAN, B. I., GLODIS, P. F., & STEPHEN, M. J. (2000). Towards the clarity limit in optical fibre. Nature **404**, 262-265.

THOMSON, J.D., SUMMERS, H.D., HULYER, P.J., SMOWTON, P.M. & BLOOD, P. (1999). Determination of single-pass optical gain and internal loss using multisection device . Applied Physics Letters **75**, 2527-2529.

TISHININ, D., UPPAL, K., KIN, I. & DAPKUS, P.D. (1997). 1.3 mm polarisation insensitive amplifiers with integrated-mode transformers. IEEE Photonics Technology Letters **9**, 1337-1339.

TURKIEWICZ, J.P., TANGDIONQQA, E., LEHMANN, G., ROHDE, H., SCHAIRER, W., ZHOU, Y.R., SIKORA, E.S.R., LORD, A., PAYNE, D.B., KHOE, G.D. & DE WAARDT, H. (2005). 160 Gb/s OTDM networking using deployed fiber. Journal of Lightwave Technology **23**, 225-235.

VASSALLO, C. (1988). Polarisation-independent antireflection coatings for semiconductor optical amplifiers. Electronics Letters **24**, 61-62.

VLACHOS, K., THEOPHILOPOULOS, G., HATZIEFREMIDIS, A. & AVRAMOPOULS, H. (2000). 30 Gbps, broadly tunable, all-optical, clock recovery circuit. OFC 2000 **3**, 223-225.

WANG, M.C., KASH, K., ZAH, C.E., BHAT, F.L. & CHUANGA, S.L. (1993). Measurement of nonradiative Auger and radiative recombination rates in strained-layer quantum-well systems. Applied Physics Letters **62**, 166-168.

WATANABE, T., SAKAIDA, N., YASAKA, H., KANO, F. & KOGA, M. (2000). Transmission performance of chirp-controlled signal by using semiconductor optical amplifier. Journal of Lightwave Technology **18**, 1069-1077.

WATANABE, T., YASAKA, H., SAKAIDA, N. & KOGA, M. (1998). Waveform Shaping of Chirp-Controlled Signal by Semiconductor Optical Amplifier using Mach-Zehnder Frequency Discriminator. IEEE Photonics Technology Letters **10**, 1422-1424.

WIESENFELD, J.M. (1996). Gain Dynamics and Associated Nonlinearities in Semiconductor Optical Amplifiers. International Journal of High Speed Electronics and Systems **7**, 179-222.

YABLONOVITCH, E. & KANE, E. O. (1986). Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass. Journal of Lightwave Technology **T-4**, 504-506.

YABLONOVITCH, E. & KANE, E. O. (1988). Band structure engineering of semiconductor laser for optical communications. Journal of Lightwave Technology **6**, 1292-1298.

YAMAMOTO, T., FEISTE, U., BERGER, J., SCHUBERT, C., SCHMIDT, C., LUDWIG, R. & WEBER, H.G. (2001). 160 Gbit/s demultiplexer with clock recovery using SOA-based interferometric switches and its application to 120 km fiber transmission. ECOC 2001 2, 191-193.

YAMAMOTO, Y. (1980). Characteristics of AlGaAs fabry-Perot cavity type laser amplifiers. IEEE Journal of Quantum Electronics 16, 1047-1052.

YARIV. A. (1985). Quantum Electronics. New York, Ed.HWR International.

YARIV. A. (1989). Quantum Electronics. Quantum Electronics. New York, Ed.Wiley.

YU, J. & JEPPESEN, P. (2001). Improvement of cascaded semiconductor optical amplifier gates by using holding light injection. Journal of Lightwave Technology 19, 614-623.

YUN, S.H., TEARNEY, G.J., DE BOER, J.F. & BOUMA, B.E. (2004). Pulsed-source and swept-source spectral domain optical coherence tomography with reduced motion artifacts. Optics Express 12, 5614-5625.

ZAH, C.E., BHAT, R.S., MENOCAL, G., ANDREADAKIS, N., FAVIRE, F., CANEAU, C., KOZA, M.K. & LEE, T.P. (1990). 1.5 mm GaInAsP angled-facet flared-waveguide traveling -wave laser amplifiers. IEEE Photonics Technology Letters 2, 46-47.

ZAH, C.E., CANEAU, C., SHOKOOHI, F.K., MENOCAL, S.G., FAVIRE, F., REITH, L.A. & LEE, T.P. (1988). 1.3  $\mu\text{m}$  GaInAsP near-travelling-wave laser amplifiers made by combination of angled facets and antireflection coatings. Electronics Letters 24, 1275-1276.

ZEIDLER, G. & SCHICENTANZ, D. (1973). Use of laser amplifiers in glass fibre communication sytems. Siemens Forch. u. Entwickl.Ber. 2, 227-273.

ZORY, P. S. (1993). Quantum well lasers. London, Academic Press, Inc.

ZOU, Y., OSINSKI, J.S., GRODZINSKI, P., DAPKUS, D., RIDEOUT, W., SHARFIN, F., SCHLAFER, J. & CRAWFORD, F.D. (1993). Experimental Study of Auger Recombination, Gain and Temperature Sensitivity of 1.5  $\mu\text{m}$  Compressively Strained Semiconductor Lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics 29, 1565-1575.

## **ANNEXES**

## ANNEXE 1

## Applications des amplificateurs optiques à semi-conducteurs

Tableau A1 Principales applications fonctionnelles des SOA

Fonction	Processus	Références
Source large bande	ASE	(Iannone et al., 1996b)
Récupération d'horloge ( <i>clock recovery</i> )	SPM XGM XPM FWM	(Lee et al., 1999) (Vlachos et al., 2000) (Yamamoto et al., 2001) (Turkiewicz et al., 2005)
Mise en forme du signal ( <i>waveform shaping</i> )	SPM	(Watanabe et al., 1998)
Compensation de la fluctuation de la longueur d'onde ( <i>chirp compensation</i> )	SPM	(Watanabe et al., 2000)
Régénération ( <i>regeneration</i> )	SPM XPM	(Nielsen et al., 2002)
Compensation de la distorsion de la forme d'onde ( <i>waveform distortion compensation</i> )	SGM Rotation de polarisation	(Inoue, 1998) (Cai et al., 2001)
Conversion de la longueur d'onde ( <i>wavelength conversion</i> )	XGM XPM FWM	(Ellis et al., 1998) (Leuthold et al., 2000) (Kelly et al., 1998)

**Tableau A1** Principales applications fonctionnelles des SOA

Fonction	Processus	Références
Permutation d'étiquette ( <i>label swapping</i> )	XGM	(Blumenthal et al., 1999)
Reconnaissance de formes ( <i>Pattern recognition</i> )	XGM	(Petruzzi et al., 2001)
Génération d'impulsions ( <i>pulse generation</i> )	XGM FWM XPM	(Papakyriakopoulos et al., 1999) (Kamatami & Kawanishi, 1996) (Schaes et al., 2002)
Porte logique OU exclusif ( <i>XOR gate</i> )	Polarisation rotation XPM	(Soto et al., 2001) (Theophilopoulos et al., 2001)
Porte logique OU inclusif ( <i>OR gate</i> )	XPM	(Fjelde et al., 2000)
Porte logique NON-OU exclusif ( <i>XNOR gate</i> )	XGM et FWM	(Kumar & Willner, 2004)

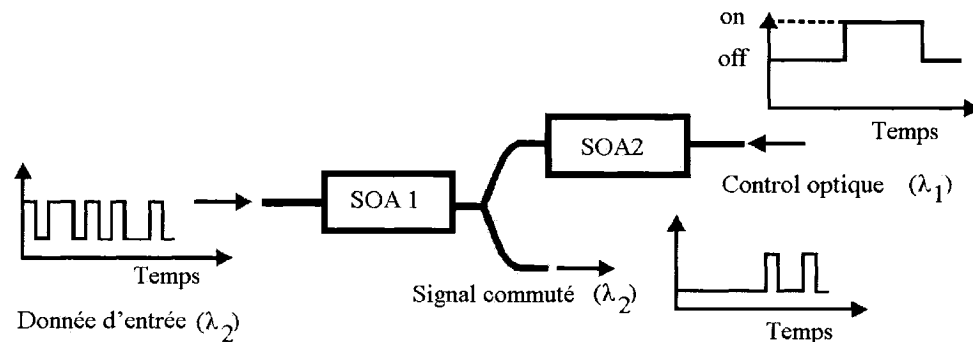
### *Commutateurs optiques à SOA*

Les réseaux de communications à grande vitesse nécessitent des commutateurs optiques très rapides. La plus importante propriété d'une telle composante est la vitesse de commutation: il a été montré que des configurations qui utilisent des SOA peuvent être utilisées avec de bonnes performances (Yu & Jeppesen, 2001; Kim et al., 2000). Il y a plusieurs possibilités de réaliser la commutation optique en utilisant soit le contrôle optique soit le contrôle électrique du gain du SOA. Pour le contrôle optique, on emploie



la modulation du gain utilisant une pompe à onde continue. Le temps de commutation du SOA est déterminé par le temps de vie de porteurs et l'utilisation d'une pompe réduira le temps de vie des porteurs par émission stimulée.

Une configuration qui utilise la propagation en sens contraire des ondes dans deux SOA est illustrée sur la figure A1.1 (Kim et al., 2000).



**Figure A1.1** Commutateur toute optique à opération en contra propagation avec deux SOA en cascade

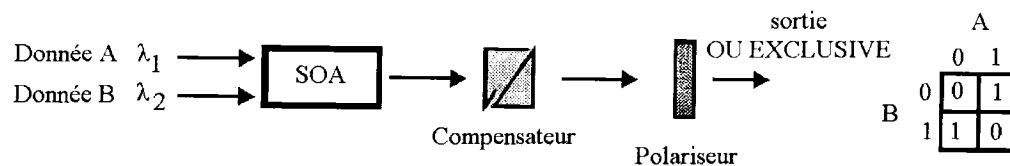
Pour cette configuration une petite augmentation de la puissance du signal de contrôle conduira à un grand changement dans la puissance du signal de données et ainsi un meilleur contraste.

### *Éléments logiques*

Les configurations proposées pour réaliser des portes logiques employant des SOA offrent la possibilité de réaliser les fonctions logiques suivantes: NON, ET, OU, NON-ET. L'interféromètre Mach-Zender à amplificateurs optiques est déjà sur le marché (Alcatel 1901/10 Gbps All-Optical Interferometric Wavelength Converter) et il peut réaliser plusieurs fonctions logiques en utilisant de manière adéquate les quatre portes de l'interféromètre. Le principe est de contrôler par l'entrée optique la densité de porteurs et ainsi l'indice de réfraction des SOA. Suivant le niveau d'injection dans les deux SOA

de l'interféromètre la sortie peut être inversée ( $\Delta\phi=0$ ) ou non-inversée ( $\Delta\phi=\pi$ ) par rapport à l'entrée. Une nouvelle configuration qui utilise la modulation de polarisation croisée (*cross polarisation modulation*, XPOM) entre deux signaux de données qui ont la même puissance, la même polarisation et des longueurs d'ondes adéquates, a été proposé dernièrement (Soto et al., 2001) et le schéma est donné en figure A1.2. Le principe d'opération est d'utiliser un compensateur et un polariseur qui sont placés après le SOA. Les deux composantes optiques ont un arrangement l'un par rapport à l'autre pour bloquer la lumière. La sortie est dans l'état "fermée" quand les deux signaux d'entrée sont ouverts ou quand ils sont fermés.

Par contre, lorsqu'un des deux signaux est ouvert, le signal de sortie sera ouvert car la polarisation du signal à la sortie sera différente et le polariseur ne va pas bloquer le signal de sortie. Ce comportement correspond à la fonction logique OU EXCLUSIVE (XOR).

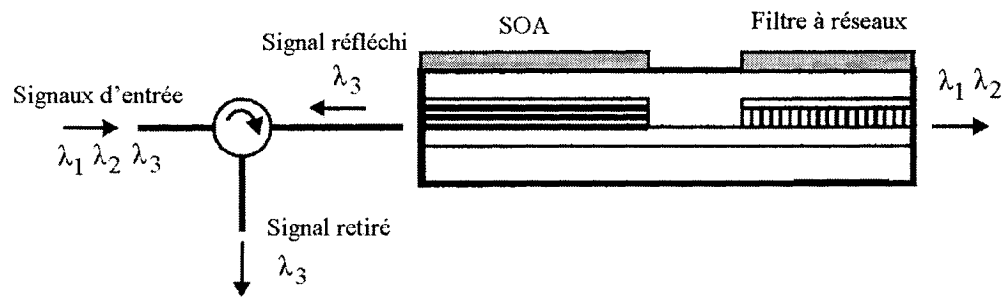


**Figure A1.2** Porte logique OU EXCLUSIVE à SOA

#### - Filtre accordable à SOA

Dans le fonctionnement des réseaux WDM, il est très important de pouvoir ajouter ou retirer un canal optique. Le filtre accordable a le rôle de séparer la longueur d'onde

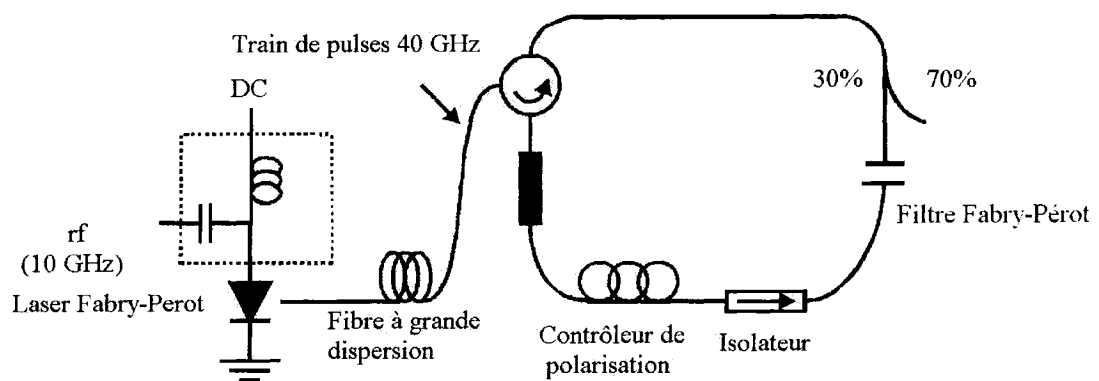
désirée sans interférer avec les autres canaux. Cette opération peut être réalisée avec un filtre accordable intégré avec un SOA (Raybon et al., 2000) dont le schéma est donné à la figure A1.3. Ce filtre a une largeur spectrale de 0,9 nm autour de la longueur d'onde sélectionnée et peut être accordé en changeant le courant d'injection.



**Figure A1.3** Filtre accordable en longueur d'onde à SOA

#### - Générateurs d'impulsions à SOA

La génération d'impulsions accordable en longueur d'onde à un taux de répétition élevé peut être obtenue par l'utilisation d'un laser en anneau fibré à modes bloqués avec un SOA incorporé (Mak et al., 2000) dont le schéma est montré en figure A1.4.



**Figure A1.4** Générateur d'impulsions optiques à laser en anneau à modes bloqués avec un SOA incorporé

Le laser Fabry-Pérot est commuté en gain par une modulation sinusoïdale à 10 GHz. Après le passage par la fibre à grande dispersion, chaque mode spectral est retardé de 25 ps par rapport à son voisin, ce qui va donner un taux de répétition de 40 GHz. Par la suite les impulsions seront converties en pulses de la même longueur d'onde en utilisant le laser en anneau avec un SOA comme élément actif. Le flux des pulses inséré dans le laser en anneau va produire la modulation du gain du SOA qui va induire par la suite le blocage de modes. La sélection de la longueur d'onde sera réalisée par le filtre Fabry-Pérot.

## ANNEXE 2

### Le simulateur LAS2D et le simulateur longitudinal pour les amplificateurs optiques

LAS2D est un logiciel de simulation de dispositifs en deux dimensions qui nous permet de calculer l'indice de réfraction, le gain optique, les pertes et la densité de porteurs sur une section transversale de l'amplificateur optique (Champagne et al., 2002).

Localement, les propriétés d'un matériau comme l'indice de réfraction, le gain optique, les pertes, l'émission spontanée ou la conductivité dépendent de la densité locale de porteurs (trous et électrons) et de la densité locale de photons. Le simulateur LAS2D résout l'équation de Poisson (A.2.1) et les équations de continuité (A.2.2 et A.2.3) pour les porteurs dans des structures en deux dimensions. Les équations de continuités sont basées sur le modèle standard d'entraînement et de diffusion des porteurs. Dans le cas d'hétérojonctions, cette formulation est remplacée par un modèle d'émission thermique à l'interface entre les deux matériaux qui forment l'hétérojonction. De façon auto-consistante, on calcule le gain et les pertes en tout point de la structure et trouve le mode confiné grâce à l'équation d'onde scalaire (A.2.4).

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_S \vec{\nabla} \psi) = -q \left( p - n + N_D^+ - N_A^- + \sum_j N_{trap}(f_{T_j}) \right) \quad \text{A.2.1}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n = qR \quad \text{A.2.2}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p = -qR \quad \text{A.2.3}$$

$$\nabla^2 E(x, y) + (k_0^2 \tilde{n}^2(x, y) - \beta_z^2) E(x, y) = 0 \quad \text{A.2.4}$$

où:

- $q$ , charge de l'électron
- $p$ , densité de trous
- $n$ , densité d'électrons
- $N_D^+$  et  $N_A^-$ , densité de dopant ionisés
- $R$ , taux de recombinaison qui est la somme des taux de recombinaison Shockley-Read-Hall ( $R_{SRH}$ ), spontanée ( $R_{sp}$ ), Auger ( $R_{Aug}$ ) et stimulée ( $R_{Stim}$ ).
- $\beta_z$ , la constante de propagation
- $\tilde{n}(x, y)$ , l'indice de réfraction local
- $k_0$ , le nombre d'onde dans le vide
- $N_{Trap}(f_{T_j})$ , la charge associée au niveau de piège profond  $j$ .

Le logiciel LAS2D est utilisé pour obtenir les propriétés locales (gain matériel, pertes, indice de réfraction, densité de porteurs) sur une section transversale de l'amplificateur optique pour un flux de photons et une tension de polarisation donnés. Les moyennes de ces valeurs sur toute la surface donnent les paramètres modaux nécessaires au modèle longitudinal ( $g_{mod}$ ,  $\alpha_{int}$ ,  $R_{sp}$ ,  $n_{eff}$ ).

Le modèle longitudinal du SOA est basé sur les équations de propagation d'onde qui sont utilisées pour décrire la propagation longitudinale pour un nombre de signaux d'entrée (A.2.5) et pour l'émission spontanée générée dans le SOA (A.2.6). Les signaux d'entrée se propagent en tant que champs. Le calcul tient compte des résonances FP dues aux réflectivités finies des facettes. Cependant, le spectre de l'émission spontanée amplifiée est traité comme un spectre d'intensité et donc les résonances FP sont négligées dans l'émission spontanée. Le spectre calculé de l'émission spontanée amplifiée sera un spectre moyen suite à cette approximation. L'amplificateur est considéré comme une succession de petites sections où le flux de photons est constant.

$$\frac{dF_i^\pm(z)}{dz} = \mp j\beta_i(z) \cdot F_i^\pm(z) \quad \text{A.2.5}$$

$$\frac{d\Phi_E^\pm(z, E)}{dz} = \pm G(E, z) \cdot \Phi_E^\pm(z, E) \pm \frac{\beta_{sp}}{2} R_{sp}^E(E, z) \quad A.2.6$$

avec:

- $F_i^\pm(z)$ , le champ arrière et avant respectivement pour le signal  $i$
- $\beta_i(z)$ , la constante de propagation dépendante de  $z$  pour le signal  $i$
- $\Phi_E^\pm(z, E)$ , le flux de photons avant et arrière par unité d'énergie
- $G(E, z)$ , le gain modal
- $\beta_{sp}$ , le facteur de l'émission spontanée
- $R_{sp}^E(E, z)$ , le taux d'émission spontanée par unité d'énergie à la position  $z$

Les paramètres modaux utilisées dans le calcul ont été calculés auparavant avec LAS2D sur une gamme de flux de photons suffisamment large pour couvrir tous les cas possibles (typiquement de  $10^{19}$  à  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) et stockés dans des tables (en fonction du flux de photons total).

L'interpolation des paramètres modaux grâce aux tables de valeurs dans le processus de résolution utilise pour le flux de photons total, l'expression:

$$\Phi_{Tot}(z) = \sum_i \left( |F_i^+(z)|^2 + |F_i^-(z)|^2 \right) + \int_E [\Phi_E^+(z, E) + \Phi_E^-(z, E)] dE \quad A.2.7$$

Le processus de résolution itérative commence avec une estimation appropriée pour le flux de photons total  $\Phi_{Tot}(z)$  pour lequel les paramètres modaux qui apparaissent dans les équations de propagation de l'onde sont calculés par l'interpolation avec les tableaux de LAS2D. Par la suite, les équations de propagation sont résolues pour obtenir une nouvelle estimation pour le flux total. La procédure sera reprise jusqu'à ce que le profil de  $\Phi_{Tot}(z)$  soit stable.

## ANNEXE 3

### Model du gain utilisé pour le calcul des courbes d'émission spontanée

Le modèle a été développé au Laboratoire d'optoélectronique par Philippe Mercure dans le cadre de sa maîtrise (Mercure, 2006). Le calcul de bande est basé sur la méthode  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ . Il s'agit d'un calcul perturbatif visant à développer la structure de bande autour d'un extremum (ici le point  $\Gamma$ , donc à  $k = 0$ ). Nous utilisons l'hamiltonien de Kohn-Luttinger 6x6, qui décrit le couplage entre les bandes de valence HH, LH et SO. Ce modèle néglige le couplage conduction – valence. Il s'agit d'une approximation couramment utilisée dans la littérature pour les matériaux InGaAsP qui se justifie par le fait que la bande interdite est grande par rapport à la distance séparant les bandes de valence entre elles.

La méthode des différences finies a été utilisée pour résoudre numériquement l'équation de Schrödinger  $H\Psi(\vec{r}) = E(\vec{k})\Psi(\vec{r})$ .

Une description complète du gain a été faite en prenant en considération les interactions coulombiennes entre les porteurs. La description de ces interactions conduit à ce qu'on appelle les effets à N corps. Les effets pris en considération par le modèle sont les suivants :

- renforcement coulombien ou excitonique (excitonic or coulomb enhancement factor). À cause de l'attraction coulombienne, un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence ont tendance à se trouver dans le même voisinage pour une durée plus longue que si les deux particules n'interagissaient pas ensemble. Cette augmentation du temps d'interaction entraîne une plus grande probabilité de transition. Les électrons et les trous interagissant ensemble forment des états liés appelés excitons de Wannier



- écrantage plasma (plasma screening). L'attraction coulombienne électron-trou est masquée par la présence des charges environnantes
- renormalisation de la bande interdite (incluant la contribution «coulomb – trou» et celle de l'échange écranté)

Pour fin de comparaison, un modèle markovien (lorentzien) a été implanté, ainsi qu'un modèle non markovien (gaussien). La formule de gain utilisée est la suivante:

$$g(\omega) = \left[ 1 - \exp\left(\frac{\hbar\omega - \Delta F}{kT}\right) \right] \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} \left( \frac{e^2}{m_0^2 \omega} \right) \times \sum_{\sigma} \sum_n \sum_m \int_0^{\infty} \frac{k_t}{\pi L_z} M_{nm}^{\sigma}(k_t) f_c^n (1 - f_v^m) L(E, \hbar\omega) dk_t \quad \text{A3.1}$$

La fonction d'élargissement lorentzienne est donnée par :

$$L(k_t, \hbar\omega) = \frac{\Gamma_{cv}(k_t, \hbar\omega)}{\Gamma_{cv}^2 + E_{nm}^2(k_t, \hbar\omega)} \times \frac{\left[ (1 - \text{Re } Q(k_t, \hbar\omega)) + \frac{\text{Im } Q(k_t, \hbar\omega) E_{nm}(k_t, \hbar\omega)}{\Gamma_{cv}} \right]}{\left[ (1 - \text{Re } Q(k_t, \hbar\omega))^2 + \text{Im } Q(k_t, \hbar\omega)^2 \right]} \quad \text{A3.2}$$

et la gaussienne par

$$L(k_t, \hbar\omega) = \frac{(1 - \text{Re } Q(k_t, \hbar\omega)) \times [\text{Re } \Xi(E_{nm}(k_t, \hbar\omega)) - \text{Im } Q(k_t, \hbar\omega) \text{Im } \Xi(E_{nm}(k_t, \hbar\omega))]}{\left[ (1 - \text{Re } Q(k_t, \hbar\omega))^2 + \text{Im } Q(k_t, \hbar\omega)^2 \right]} \quad \text{A3.3.}$$

où  $\Gamma_{cv} = \frac{\hbar}{\tau_{in}}$  ( $\tau_{in}$  , le temps de relaxation intrabande). L'énergie de transition renormalisée est donnée par :

$$E_{nm}(k_t, \hbar\omega) = E_n^c(k_t) - E_m^v(k_t) + \Delta E_{SX} + \Delta E_{CH} - \hbar\omega \quad \text{A.3.4}$$

Le terme  $Q(k_t, \hbar\omega)$  est lié au renforcement coulombien et est donné pour la lorentzienne par :

$$Q(k_t, \hbar\omega) = -i \frac{a_0 E_R}{\pi \lambda_s |M_{nm}(k_t)|^{1/2}} \int_0^\infty dk_t' |k_t'| |M_{nm}(k_t')|^{1/2} \times \frac{f_n^c(k_t') - f_m^v(k_t')}{\Gamma_{cv} + iE_{nm}(k_t, \hbar\omega)} \Theta(k_t, k_t') \quad \text{A.3.5}$$

et pour la gaussienne par :

$$Q(k_t, \hbar\omega) = i \frac{a_0 E_R}{\pi \lambda_s |M_{nm}(k_t)|^{1/2}} \int_0^\infty dk_t' |k_t'| |M_{nm}(k_t')|^{1/2} \times (f_n^c(k_t') - f_m^v(k_t')) \Xi(E_{nm}(k_t, \hbar\omega)) \Theta(k_t, k_t') \quad \text{A.3.6}$$

Avec :

- C est une constante sans unités généralement comprise entre 1 et 4.
- $a_0$  et  $E_R$  sont respectivement le rayon de Bohr et l'énergie de Rydberg donnés par les expressions suivantes :

$$a_0 = \frac{4\pi\hbar^2\epsilon}{q^2 m_r} \quad \text{A.3.7}$$

où  $m_r$  est la masse réduite électron-trou:

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \quad \text{A.3.8}$$

$$E_R = \frac{\hbar^2}{2m_r a_0^2} \quad \text{A.3.9}$$

- $\lambda_s$  est l'inverse de la longueur d'écrantage (*inverse screening length*) :

$$\lambda_s = \frac{q^2}{2\epsilon} \left( \frac{\partial N}{\partial F_n} + \frac{\partial P}{\partial F_p} \right) \times \frac{L_z}{q} \quad (m^{-1}) \quad \text{A.3.10}$$

$F_n$  et  $F_p$  sont le quasi niveau de Fermi des électrons et des trous respectivement et sont donnés en eV.  $N$  est la densité d'électrons et  $P$  la densité de trous.

- Le terme  $\Theta(k_t, k_t')$  est donné par :

$$\Theta(k_t, k_t') = \int_0^{2\pi} d\theta \left( 1 + \frac{C\lambda_s a_0 q_t^2}{32\pi NL_z} \right) \left( 1 + \frac{q_t}{\lambda_s} + \frac{Ca_0 q_t^3}{32NL_z} \right)^{-1} \quad \text{A.3.11}$$

$\theta$  est l'angle entre les vecteurs  $k_t$  et  $k_t'$  et

$$q_t = \sqrt{k_t^2 - k_t'^2 - 2k_t k_t' \cos \theta} \quad \text{A.3.12}$$

Pour la gaussienne, les termes suivants sont définis :

$$\text{Re } \Xi(E_{nm}(k_t, \hbar\omega)) = \sqrt{\frac{\pi\tau_{co}}{2\hbar\Gamma_{cv}}} \times \exp\left(-\frac{\tau_{co}}{2\hbar\Gamma_{cv}} E_{nm}^2(k_t, \hbar\omega)\right) \quad \text{A.3.13}$$

$$\text{Im } \Xi(E_{nm}(k_t, \hbar\omega)) = \frac{\tau_{co}}{\hbar} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\Gamma_{cv}\tau_{co}}{2\hbar} t^2\right) \times \sin\left(\frac{\tau_{co} E_{nm}(k_t, \hbar\omega)}{\hbar} t\right) dt \quad \text{A.3.14}$$

où  $\tau_{co}$  est un temps de corrélation relié au renforcement non-Markovien du gain optique causé par les effet de mémoire. Sa valeur a été fixée à 20 femtosecondes.

- Les termes  $\Delta E_{SX}$  et  $\Delta E_{CH}$  sont les deux contributions à la renormalisation de la bande interdite. La contribution « coulomb-trou » est donnée par :

$$\Delta E_{CH} = -2E_R a_0 \lambda_s \ln\left(1 + \sqrt{\frac{32\pi NL_z}{C\lambda_s^3 a_0}}\right) \quad \text{A.3.15}$$

tandis que la contribution provenant de l'échange écranté s'écrit :

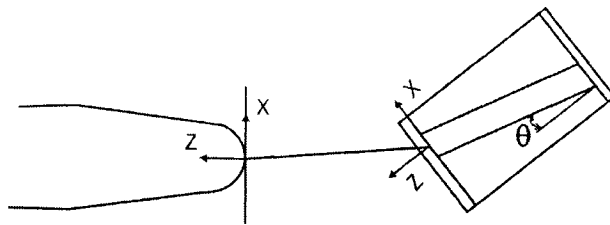
$$\Delta E_{SX} = -\frac{2E_R a_0}{\lambda_s} \int_0^\infty dk_t k_t \frac{1 + \frac{C\lambda_s a_0 k_t^2}{32\pi NL_z}}{1 + \frac{k_t}{\lambda_s} + \frac{Ca_0 k_t^3}{32\pi NL_z}} \times [f_n^c(k_t) + 1 - f_m^v(k_t)] \quad \text{A.3.16}$$

Pour plus de détails, le mémoire de Philippe Mercure (Mercure, 2006).

**ANNEXE 4****Alignement fibre-amplificateur**

Quand les SOA sont utilisés dans les montages à fibre optique, le couplage de la lumière entre la sortie et l'entrée du dispositif à semi-conducteurs et la fibre optique est très important. Un autre aspect important est le fait que les réflexions externes dans l'amplificateur doivent être minimisées. Des petites pertes de couplage à l'entrée de l'amplificateur vont permettre d'obtenir une petite figure de bruit. Pour améliorer l'efficacité, de couplage nous avons utilisé des lentilles micro-fabriquées sur mesure au bout de la fibre.

Pour réaliser l'alignement entre l'amplificateur et la fibre optique, nous avons utilisé une station à translation Melles Griot, dotée avec des vis micrométriques pour les trois directions x, y et z capables d'assurer un déplacement de 50 nm.



**Figure A4.1** Schéma de l'alignement fibre amplificateur

Avant de commencer les manipulations de couplage, nous avons mesuré la puissance optique aux facettes de l'amplificateur en utilisant un wattmètre qui a un photodétecteur dont la surface est beaucoup plus grande que la surface émettrice de l'amplificateur. Nous avons pris cette précaution pour nous assurer que nous allions mesurer toute la puissance émise par la facette de l'amplificateur.

Par la suite, en surveillant à l'aide d'un microscope la position de la fibre par rapport à la facette de l'amplificateur nous commençons l'approche entre la fibre et l'amplificateur. Nous avons vérifié pendant toute la durée de l'alignement la puissance optique couplée dans la fibre en employant le même wattmètre.

Le coefficient de couplage en pourcentage,  $C_{couplage}$ , est donné par la relation:

$$C_{couplage} = \frac{P_{couplée}}{P_{facette}} \times 100 \quad \text{A.4.1}$$

où,  $P_{couplée}$  est la puissance optique couplée dans la fibre en mW et  $P_{facette}$  est la puissance optique à la facette de l'amplificateur en mW.

Nous pouvons déterminer la qualité du couplage par l'expression des pertes, c'est à dire, la puissance optique en dB qui n'a pas été couplée dans la fibre:

$$p = 10 \times \log_{10} \frac{P_{facette} - P_{couplée}}{P_{facette}} \quad \text{A.4.2}$$

Nous avons obtenu un très bon couplage d'une valeur de 1,8 dB en utilisant les lentilles fibrées faites sur mesure.