



HAL
open science

Contribution à la caractérisation des propriétés de guides planaires à boîtes quantiques InAs/InP(311)B émettant à $1.55 \mu\text{m}$

Gautier Moreau

► **To cite this version:**

Gautier Moreau. Contribution à la caractérisation des propriétés de guides planaires à boîtes quantiques InAs/InP(311)B émettant à $1.55 \mu\text{m}$. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2005. Français. NNT: . tel-00077577

HAL Id: tel-00077577

<https://theses.hal.science/tel-00077577>

Submitted on 31 May 2006

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

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

THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention : PHYSIQUE

par

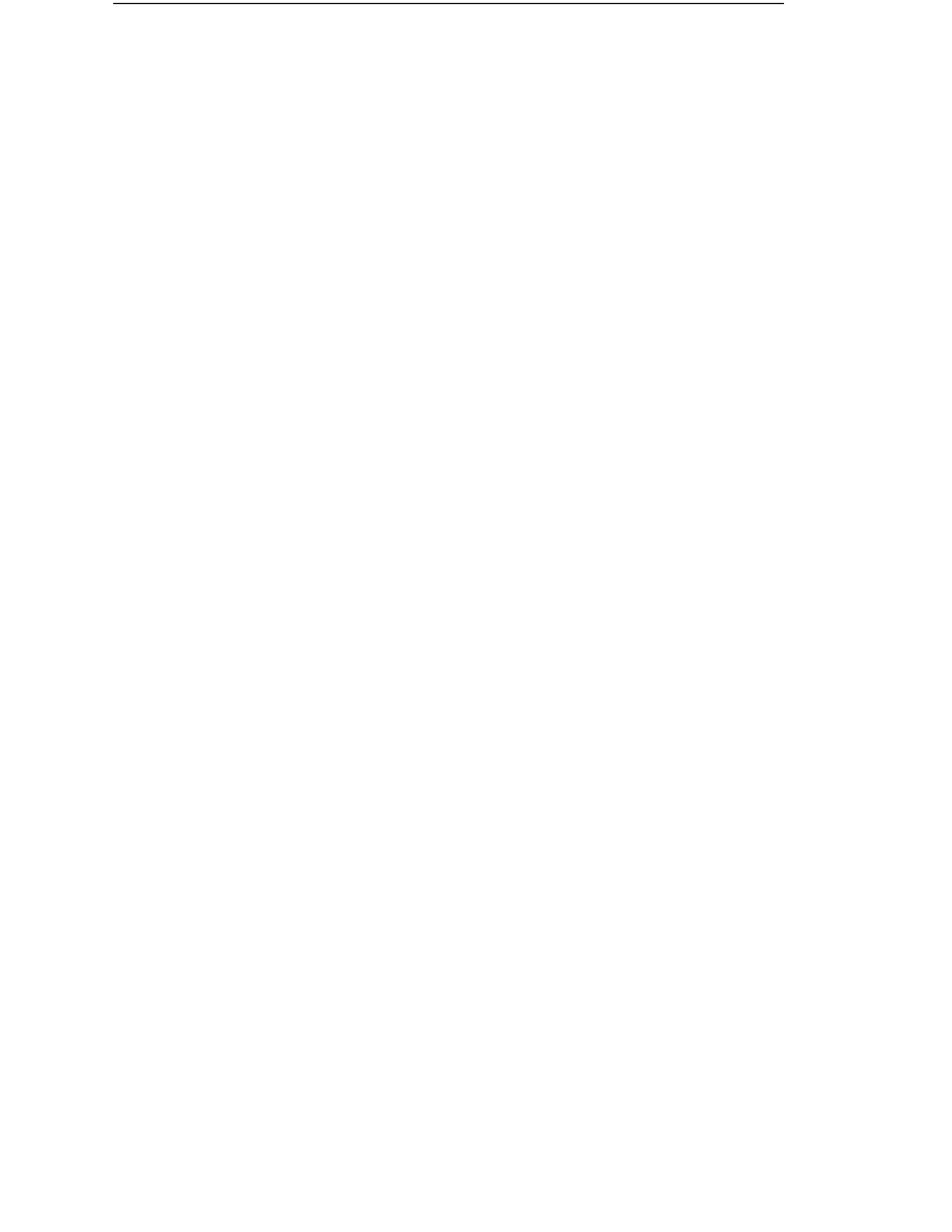
GAUTIER MOREAU

LABORATOIRE D'OPTRONIQUE
UMR 6082-FOTON
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE

**CONTRIBUTION À LA CARACTÉRISATION DES PROPRIÉTÉS
OPTIQUES DE GUIDES PLANAIRES À BOÎTES QUANTIQUES
INAs/INP(311)B ÉMETTANT À 1,55 μm .**

Soutenue le 15 avril 2005 devant la Commission d'Examen :

B. Dagens	Alcatel Thales III-V Lab	Examineur
B. Deveaud-Plédran	EPFL	Examineur
A. Le Corre	INSA de Rennes	Examineur
F. Lozes-Dupuy	LAAS CNRS	Rapporteur
A. Ramdane	LPN CNRS	Rapporteur
J.C. Simon	ENSSAT - Univ. Rennes I	Directeur de thèse



*A Carole qui m'accompagne depuis 5 ans,
et à Éloane qui nous a rejoint durant cette dernière année.*

A Jean-Marc.

(...) Stabiliser la perturbation climatique suppose un changement radical de notre projet de société et non quelques corrections mineures à la marge. (...) La croissance perpétuelle de notre consommation matérielle (...) n'y survivrait probablement pas. Mais si nous voulons être sûrs de guider nos propres enfants vers un monde accueillant, avons-nous vraiment le choix ?

J.M. Jancovici
(www.manicore.com)

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Jean-Claude Simon qui m'a accepté et encadré sur ce sujet un peu en marge du reste des activités du laboratoire. Il a su cumuler pendant mes quelques années de thèses les fonctions de directeur de laboratoire et directeur de multiples thèses, ce qui m'a permis d'acquérir une certaine autonomie dans mon travail et une grande ouverture à l'ensemble des membres du laboratoire. Sous réserve d'un don de temps important de ma part, il a su malgré tout répondre présent quand j'en avais besoin.

Je voudrais ensuite remercier les membres du jury :

- Abderahim Ramdane, directeur de recherche au LPN qui a accepté d'être rapporteur de mon travail et qui a fait tout son possible pour me fournir au plus tôt des structures à guides monomodes,
- Françoise Lozes-Dupuy, directrice de recherche au LAAS qui a également accepté d'être rapporteur de mon travail,
- Béatrice Dagens, ingénieur Alcatel Thalès III-V lab,
- Benoît Deveaud-Plédran, Professeur à l'EPFL qui, malgré un emploi du temps surchargé, a participé à ce jury par le biais des technologies pour lesquelles nous oeuvrons,
- et pour finir Alain Le Corre, Professeur de l'INSA Rennes, qui a activement participé à mon approvisionnement en échantillons pour me permettre de travailler.

Ensuite, je tenais à faire figurer en bonne place dans ces remerciements mes deux camarades de bureaux successifs Céline Guignard et Julien Poëtte. Céline et moi, nous sommes accompagnés et supportés dans les infortunes des deux premières années de thèse. Julien aura égaillé notre isolement au rez-de-chaussée durant la dernière année.

Je tenais ensuite à remercier particulièrement six personnes du laboratoire (CCLO inclus) avec qui j'ai eu l'occasion de travailler en étroite collaboration pendant plus ou moins longtemps :

- Philippe Rochard qui a eu la gentillesse de m'accorder un peu de son temps pour me faire profiter de son expérience des montages opto-mécanique,
- Monique Thual, toujours disponible et motivée, qui m'a appris à fabriquer les micro-lentilles et grâce à qui nous avons pu réaliser les micro-lentilles PM,
- Sylvain Fève, Vincent Roncin et Laurent Bramerie qui par leur expérience dans le domaine m'ont permis de ne pas perdre de temps dans l'élaboration du montage pompe-sonde.
- Frédéric Ginovart avec qui j'ai travaillé sur différents aspects numériques de ma thèse et qui prendra dans une certaine mesure le relais sur les aspects applicatifs des SOA-QD.
- Julien Ribette qui a effectué son projet de 3^{ème} année ENSSAT sous ma responsabilité. Son sérieux et sa motivation lui ont permis de me seconder très efficacement dans le travail expérimental durant ma rédaction. De nombreux résultats de ma thèse n'auraient pu être obtenus sans sa présence.

Je pourrais ensuite citer les autres doctorants et CDD : Stéphane Blin, Mathilde Gay, Gwenaëlle Girault, Olivier Vaudel, Parasteh Pirasteh, Azar Maalouf, Imane Assaid, Gregory Swiathy (non doctorant mais comme si), Mohamed Boustimi qui participent (ou ont participé) activement à rendre la vie de Laboratoire agréable et y parviennent fort bien.

Je remercie également les 4 membres de PERSYST, Sébastien Lobo, Benoît Clouet, Bertrand Leguyader et Fabien Merlaud qui m'ont toujours accueilli avec le sourire malgré le grand nombre de mes requêtes de matériel, pas toujours très classiques d'ailleurs.

Un merci spécial à Pascal Besnard responsable de l'équipe physique des lasers qui m'a rapidement associé à son groupe me permettant de me sentir un peu moins isolé dans mon équipe Fonction Optique pour les Télécommunications.

Merci aussi à Patrice Féron, Jean-Marc Goujon, Michel Billon membres du Laboratoire d'optronique, Philippe Grosso, Michel Gadonna, Thomas Batté, Michel Guillou, Robert Madec membres du CCLO, Joel Charrier de l'IUT et Stéphane Chehayed du service technique qui, en plus de leur accueil chaleureux à chacune de mes visites, ont souvent pu participer à la résolution de mes problèmes. Un remerciement spécial à Dominique Bosc qui a fini par me proposer un bureau au CCLO au vu de la fréquence de mes visites ...

Concernant les membres de l'INSA, je tenais à remercier Frédéric Grillot, nouvel arrivant qui devrait permettre d'améliorer notablement la communication entre nos deux laboratoires, Charly Platz avec qui j'ai partagé quelques heures de manip. sur les lasers à BQs, Jacky Even, Olivier Dehaese, Charles Cornet et Philippe Caroff qui ont su se montrer disponible pour me fournir en données diverses lors de la rédaction de ma thèse, et enfin Estelle Homeyer qui devrait, je l'espère, poursuivre un certain nombre de mes investigations.

Enfin, un très grand merci à Cyril Paranthoën qui, pendant ma thèse a passé son doctorat à l'INSA de Rennes, fut post-doc à Lausanne et est aujourd'hui Maître de Conférence à l'INSA. En plus de son agréable compagnie, il m'a permis de faire avancer mes idées sur les BQs au cours de nombreuses discussions enrichissantes, souvent longues au goût d'une certaine...

Table des matières

Table des acronymes	xxi
Introduction	1
1 Réseaux optiques et composants	5
1.1 Généralités sur les systèmes de télécommunications optiques	5
1.1.1 Introduction aux notions de base	5
1.1.2 Limitations d'une transmission numérique optique	7
1.1.3 Multiplexage en longueurs d'onde	8
1.1.4 Multiplexage Temporel	9
1.1.5 Les réseaux de communications et les communications optiques . . .	10
1.1.5.1 Introduction	10
1.1.5.2 Les réseaux d'accès	11
1.1.5.3 Les réseaux métropolitains	12
1.1.5.4 Les réseaux longue distance	12
1.1.5.5 Les perspectives pour les communications optiques	13
1.2 Notion de régénération	13
1.2.1 La régénération 1R, Ré-amplification	14
1.2.1.1 Les amplificateurs optiques	14
1.2.1.2 L'utilisation des amplificateurs dans les réseaux : pourquoi aucun SOA ?	16
1.2.2 La régénération 2R, Ré-amplification et Remise en forme	18
1.2.3 La régénération 3R, 2R + Re-synchronisation	19
1.3 Généralités sur les SOA	20
1.3.1 Pré-requis : condition d'émission stimulée	20
1.3.1.1 Interaction photon système à 2 niveaux	20
1.3.1.2 condition d'émission stimulée dans un semi-conducteur (mas- sif)	21
1.3.2 Le facteur d'inversion	24
2 Physique des boîtes quantiques : introduction et état de l'art	27
2.1 Du 3D vers le 0D	27
2.2 Boîtes à base de matériaux III - V	29
2.2.1 Principe de fabrication	29
2.2.2 Choix du système pour une émission à 1,55 μm et réalisations actuelles	31
2.3 Caractéristiques physiques d'une structure à boîtes quantiques	33
2.3.1 Schéma électronique d'une structure à boîte quantique unique	33
2.3.2 Géométrie de l'îlot, position des niveaux d'énergie	36

2.3.3	Schéma électronique d'un ensemble de boîtes quantiques	37
2.3.4	Répartition des porteurs dans les systèmes à BQ : réflexion à partir des résultats et modèles actuels	40
2.3.4.1	Remplissage quasi-équilibré	40
2.3.4.2	Remplissage uniforme	44
2.3.4.3	Évolution spectrale du gain suivant les modèles	49
2.3.4.4	Bilan sur les différents modèles	50
2.4	Intérêts des BQ pour les applications lasers et amplificateurs : état de l'art .	52
2.4.1	Le courant de seuil Laser	52
2.4.2	Insensibilité du courant de seuil à la température	55
2.4.3	Gain spectral	56
2.4.4	Aspects dynamiques : dynamique du gain, fréquence de coupure, fac- teur de Henry	58
2.4.4.1	Dynamique du gain	58
2.4.4.2	Fréquence de coupure	58
2.4.4.3	Facteur de couplage phase-amplitude	61
2.4.4.4	Sensibilité à la contre réaction optique	63
2.5	Réalisations récentes de lasers à BQ	64
2.6	Les nouveaux SOA	65
2.6.1	Les SOA à Boîtes Quantiques	65
2.6.2	Les SOA à Quantum Dash	68
2.7	De la physique des boîtes quantiques aux applications : bilan	70
3	Caractérisation des guides plans à Boîtes Quantiques par pompage op- tique	73
3.1	Introduction	73
3.2	Descriptif des structures étudiées	74
3.2.1	Caractéristiques microscopiques	74
3.2.2	Caractéristiques macroscopiques	76
3.3	Montage expérimental et caractéristique du pompage	78
3.3.1	Descriptif expérimental	78
3.3.2	Caractérisation de la pompe optique, NdYag pulsé à 1064 nm	80
3.3.2.1	Caractérisation du point de fonctionnement	80
3.3.2.2	Mesures du profil d'intensité	81
3.3.2.3	Calcul du profil de densité de puissance	85
3.3.2.4	Sensibilité des résultats à la focalisation	87
3.4	Pré-requis à la caractérisation des lasers à BQ	88
3.4.1	Caractérisation d'une oscillation laser	88
3.4.2	Influence des paramètres d'acquisition	91
3.4.3	Évolution des pertes dues à la cavité	92
3.5	Les lasers à boîtes quantiques : obtentions, caractérisations, études	93
3.5.1	Première émission laser de BQ InAs/InP	94
3.5.2	Optimisation des structures lasers	94
3.5.3	Résultats sur structures optimisées (311)B, à 6 plans	95
3.5.3.1	Proche du seuil laser	95
3.5.3.2	à forte injection	98
3.5.4	Résultats obtenus avec des structures optimisées (311)B de 9 plans .	103
3.5.5	Réflexion sur l'évolution des émissions laser	104

3.5.6	Comparaison des résultats entre le pompage optique et électrique . . .	107
3.5.7	Impact de la focalisation du faisceau de pompe	110
3.6	Mesure du gain	113
3.6.1	Quelques rappels théoriques	114
3.6.2	Principe de la mesure	114
3.6.3	Résultats	118
3.6.4	Limitations de la mesure de gain par rapport au modèle.	121
3.7	Premières mesures du facteur d'inversion n_{sp}	122
3.7.1	Principe de la mesure	122
3.7.2	Résultats	123
3.8	Mesure des pertes	126
3.8.1	Quelques rappels théoriques	126
3.8.2	Principe de la mesure	126
3.8.3	Modélisation du problème d'injection	129
3.8.4	Résultats	130
3.9	Observations à la caméra	133
3.9.1	Émission laser classique	134
3.9.2	Émission laser avec défaut	136
3.10	Caractérisation de la polarisation des spectres émis	139
3.10.1	Optique de couplage à maintien de polarisation	140
3.10.1.1	Contexte de cette réalisation	140
3.10.1.2	Fibre à maintien de polarisation : principe et caractéristique	140
3.10.2	Principe de la mesure des spectres résolus en polarisation	141
3.10.3	Pré-réglage de la mesure	142
3.10.4	Premiers résultats	143
3.11	Bilan sur le pompage optique de guide plan	147
4	Structures à guide monomode.	151
4.1	Introduction	151
4.2	Pompage optique : longueur d'onde et mode de pompage.	152
4.3	Étude du facteur de recouvrement	153
4.4	Présentation du montage, des structures étudiées, profil des guides gravés .	154
4.4.1	Montage expérimental Opto-mécanique	154
4.4.1.1	Motivations, cahiers des charges	154
4.4.1.2	Solutions proposées	155
4.4.2	Structures étudiées	157
4.4.3	Procédure de couplage	157
4.5	Couplage	159
4.5.1	Micro-lentilles PM	160
4.6	Absorption petit signal	161
4.6.1	Effet de polarisation sur la mesure d'absorption	161
4.6.2	Mesure résolue en polarisation	162
4.6.3	Estimation des pertes de couplage à partir des mesures d'absorption.	165
4.7	Saturation de l'absorption	166
4.7.1	Principe de la mesure pompe-sonde	167
4.7.2	Réalisation de la mesure pompe-sonde	168
4.7.2.1	La pompe	168
4.7.2.2	La sonde	170

4.7.2.3	Le guide	171
4.7.2.4	Lignes de détection	172
4.7.3	Estimation préalable de la faisabilité d'une saturation de l'absorption	173
4.7.4	Mise en évidence d'une auto-saturation de l'absorption	174
4.7.4.1	Auto-saturation de la pompe	174
4.7.4.2	Auto-saturation de la sonde	177
4.7.5	Mise en évidence d'une modulation de la sonde par le signal de pompe	178
4.7.6	Aspect dynamique	181
4.7.7	Mise en évidence d'une absorption induite.	184
4.7.8	Évolution du taux d'extinction en fonction de la longueur d'onde de sonde : vers une estimation de la largeur homogène?	186
4.7.8.1	Première mesure	187
4.8	Bilan sur l'expérience de pompe sonde et l'évaluation de la largeur homogène sous saturation de l'absorption.	188
Conclusion		191
A Estimation préliminaire des dimensions du guide ridge à graver pour l'optimisation du facteur de confinement optique		195
A.1	Structure étudiée	195
A.2	Étude du caractère monomode parallèle (aux couches épitaxiées) du guide .	195
A.3	Étude de la taille du mode en fonction de la géométrie du guide	198
A.4	Étude du facteur de recouvrement du mode calculé avec 6 plans d'ilots . . .	200
A.5	Conclusions	201
B Les micro-lentilles.		203
B.1	Propagation de faisceaux gaussiens	203
B.2	Couplage de faisceau gaussien	204
B.3	Principe de fonctionnement des micro-lentilles	207
B.4	Réalisations et caractéristiques des micro-lentilles	211
B.5	Mesures du diamètre de mode des micro-lentilles	215
B.6	Mesure en champ proche	216
B.7	Mesure en champ lointain	216
C fibre multi-mode gradient d'indice		219
D Calcul du profil d'intensité intra-cavité		221
Bibliographie		226

Table des figures

1.1	Schéma de principe d'une ligne de transmission optique	6
1.2	Diagramme de l'oeil et mesure des densités de probabilité	6
1.3	Évolution du TEB en fonction de la puissance moyenne reçue en dessous dans le cas idéal au dessus dans le cas réel.	7
1.4	Schéma de principe d'une ligne de transmission optique multiplexée en longueurs d'onde.	9
1.5	Évolution de l'absorption dans une fibre en fonction de la longueur d'onde .	9
1.6	Schéma de principe d'un multiplexage temporel couplé à un multiplexage en longueur d'onde.	10
1.7	Schématisation de l'infrastructure des réseaux actuels.	11
1.8	Évolution d'un diagramme de l'oeil (NRZ) en fonction du bruit ajouté au signal (a) signal initial sans dégradation (b) signal fortement bruité (0 et 1) (c) signal avec forte gigue temporelle (sans bruit d'amplitude)	14
1.9	Comparatif des types d'amplificateurs optiques disponibles [1].	15
1.10	Aperçu historique des performances des SOAs [1]	16
1.11	Comparaison de l'évolution du Taux d'Erreur Binaire pour une ligne de transmission dite en back-to-back (ligne de transmission composée uniquement d'un récepteur immédiatement après l'émetteur) et de la même ligne dans laquelle a été introduit un SOA à puits quantiques. Pour chaque tracé a été adjoint un diagramme de l'oeil du signal reçu [1].	18
1.12	Schéma de principe d'une porte optique non linéaire pour la régénération du signal.	19
1.13	Schématisation des trois interactions possibles. En noir l'état initial, avant passage du photon ; en grisé l'état final, après passage du photon. a- absorption b- émission spontanée c- émission stimulée	21
1.14	Différentes transitions possibles : a) émission stimulée ou spontanée b) émission spontanée c) absorption	22
1.15	Évolution de la fonction P_f pour deux température différentes. Dans l'approximation de E^2 constant et dans le cas exact.	25
2.1	Illustration du confinement spatial et des densités d'état d'un matériau massif, d'un puits, d'un fil et d'une boîte quantique.	28
2.2	"Carte du ciel" représentant la variation du gap direct des matériaux en fonction de leur paramètre de maille	30
2.3	Principe de croissance des BQ. a - dépôt du matériau 2 en compression, car en léger désaccord de maille avec le matériau 1. b - relaxation élastique des contraintes et formation d'une BQ.	30

2.4	Photo AFM réalisée au LENS de l'INSA. Plan de boîtes quantiques. Diamètre moyen 300 , hauteur moyenne 75	31
2.5	Comparaison des BQ obtenues sur un substrat d'InP suivant l'orientation de celui-ci (311)B ou (100).	32
2.6	Schéma électronique simplifié d'une boîte quantique, de sa couche de mouilage (WL) et du substrat.	34
2.7	Photoluminescence basse température (10 K) de différents ensembles de BQ, (a) ensemble d'environ 1000 BQ, (b) ensemble d'une dizaine de BQ, (c) ensemble de 2 à 3 BQ (extrait de [2])	35
2.8	Puits de potentiel quantique à une dimension. Les niveaux d'énergie sont représentés en pointillés alors que les fonctions d'onde des niveaux liés sont représentées en traits pleins.	36
2.9	L'élargissement inhomogène est dû à la contribution de systèmes distincts et indépendants. Chacun de ces sous-systèmes est responsable d'une transition à une énergie de photon donnée. D'après Rosincher et Vinter [3]	38
2.10	(a) En haut : schématisation de la superposition de l'élargissement inhomogène et homogène d'un ensemble de BQ à basse température, émission multi-longueurs d'onde attendue (S), en bas : résultat expérimental d'une émission laser à T=80 K. (b) en haut : schématisation de la superposition de l'élargissement inhomogène et homogène d'un ensemble de BQ à température ambiante, émission mono-longueur d'onde attendue (S), en bas : résultat expérimental d'une émission laser à T=298 K (extrait de la référence [4]).	39
2.11	Schéma de la densité d'état d'une structure à BQ. Hypothèse : la séparation entre l'état fondamental et l'état excité est supérieure à l'élargissement inhomogène	40
2.12	Probabilité de transition P_f calculée pour différentes températures de 100, 300 et 500 K en se plaçant à l'équilibre thermodynamique et en utilisant la statistique de Fermi-Dirac, extrait de [5]	42
2.13	Mesure de la fonction de probabilité P_f à 300 K (a) et 70 K (b) en fonction du courant de pompe [5]. En pointillés, l'allure prédite par la statistique de Fermi-Dirac.	42
2.14	Évolution par remplissage suivant la statistique de Fermi-Dirac du gain d'un système de BQ avec un unique niveau par BQ [6]	43
2.15	Comparaison des points expérimentaux du rapport Gain / émission spontanée sous un courant d'injection de 200 mA au modèle de remplissage basé sur un niveau de Fermi propre à chaque transition [7].	43
2.16	Description du système énergétique et des transitions décrites par le modèle datant de 2000 de Sugawara et al.[4].	45
2.17	Principe de la division en $2M+1$ populations de BQ distinctes indépendantes et interaction des n populations de porteurs dans les BQ avec les n modes optiques considérés de la cavité optique via l'élargissement homogène du gain.[4].	45
2.18	Représentation bi-dimensionnelle du gain réparti des $n = 2M + 1$ populations de boîtes vers les $m = 2M + 1$ modes. optiques	48
2.19	Description du système énergétique et des transitions décrites par le modèle datant de 2002 de Sugawara et al.[8].	48

2.20	Calcul de la répartition des porteurs pour 3 températures : 10, 77, 300 K. En pointillé suivant le modèle de Fermi-Dirac, les carrés pour le modèle des MEM. Les BQ considérées possèdent un niveau fondamental à -100 meV et un niveau excité à -40 meV. La densité d'état (DOS) considérée est en trait plein sur la figure. D'après Grundmann [9].	50
2.21	Évolution du gain d'un système de BQ à deux niveaux par remplissage suivant la statistique de Fermi-Dirac. D'après Lever et al. [10].	51
2.22	Évolution du gain d'un système de BQ à deux niveaux dans un modèle multi-modes. D'après Sugawara et al. [8].	51
2.23	Évolution de la densité de courant au seuil au cours du temps et de l'évolution des structures. D'après Ledentsov et al. [11]	53
2.24	Évolution récente de la densité de courant au seuil de structures à BQ et à QDash.	53
2.25	Densité d'états de la bande de conduction (CB) et de la bande de valence (VB) pour le système 2D idéal (ρ_{QW}) et le système 0D idéal (ρ_{QB}), et densité d'états occupés (zones hachurées et points noirs (électrons)) au seuil de transparence a), et au-delà du seuil b) (d'après Gérard-1995 [12]).	54
2.26	Gains spectraux calculés pour le système GaInAs/InP en boîtes, fils et puits quantiques et en massif [13]	56
2.27	Principe d'action du dopage p. Á gauche : structure non dopée, autant de trous que d'électrons disponibles. Au centre : dopage n, plus d'électrons de disponibles que de trous. Á droite : dopage p, l'apport de trous supplémentaires augmente le taux de recombinaison des électrons disponibles	59
2.28	(a) Schéma de bande d'une structure à BQ conventionnelle (b) schéma d'une structure dont l'injection est réalisée par effet tunnel (d'après Bhattacharya-2003 [14]).	60
2.29	Spectre d'absorption et variation d'indice (Δn) calculés pour des structures 0D et 2D [15].	61
2.30	Effet d'une modulation directe sur 2 types de structures. Visualisation de l'évolution de la raie laser de a) puits quantiques b) boîtes quantiques c) évolution de l'élargissement de la raie laser ($\Delta\lambda$) en fonction du taux de modulation pour deux fréquences données (extrait de [16]).	63
2.31	Cartographie de la stabilité du laser subissant une contre réaction optique, $R = \frac{I}{I_{th}-1}$, extrait de [17].	64
2.32	65
2.33	66
2.34	Densité d'état d'un système 1 D.	68
2.35	Comparaison du spectre d'émission spontanée amplifiée d'une structure à QDash et d'une structure classique à puits. La zone fléchée correspond à la largeur à -10 dB du maximum.	69
2.36	(a) Spectre WDM d'entrée, (b) spectre de sortie, (c) évolution du TEB.	69
3.1	Description des quatre étapes de croissances des BQ par la technique de DC mise au point à l'INSA.	75
3.2	Schéma macroscopique (échelle non respectée) d'échantillons typiques à caractériser.	76

3.3	Spectre (échelle logarithmique) de photoluminescence des échantillons 2559-2. En encart, le même spectre en échelle linéaire. Les flèches indiquent les zones de transition entre l'émission de la WL et de l'état excité à gauche et entre l'état excité et la transition fondamentale à droite.	78
3.4	Schéma du montage de pompage optique. En orange le faisceau de pompe. En rouge la photoluminescence. En bleu les déplacements permis.	79
3.5	Illustration du pompage transverse. Vue de la face avant de l'échantillon (côté plans de BQ).	79
3.6	Profil longitudinal normalisé du faisceau de pompe pour 3 positions différentes de l'atténuateur variable.	82
3.7	Schéma de présentation du champ de vue de la caméra.	82
3.8	Principe du tracé d'une image entrelacée	83
3.9	Signal vidéo issu de la caméra lorsque celle-ci voit l'image 3.10. Mis en évidence de la fréquence de balayage à 50 Hz pour une 1/2 image et de celle à 16,625 kHz pour une ligne.	83
3.10	Illustration du champ de vue de la caméra (échelle non respectée) tel qu'il est lors de la capture du signal électrique de la figure 3.9.	84
3.11	Exemple de profil d'intensité normalisé reconstitué (axes en nombre de pixels).	84
3.12	Illustration du principe de calibrage d'une image. En haut l'image avec un échantillon de taille connue qui coupe le faisceau. En bas le même champ de vue sans l'échantillon avec le profil complet.	85
3.13	schéma de principe de la mesure de la divergence du faisceau de pompe après la lentille cylindrique.	87
3.14	Evolution de l'intensité normalisée (trait plein) du laser et de la demi-largeur à mi-hauteur (trait pointillé) de la courbe lorentzienne qui décrit la densité spectrale, en fonction du gain.	89
3.15	Caractéristique P(I) de l'échantillon 1 (6 plans, /InP(311)B, DC InP) de longueur de cavité 2150 μm . La puissance de pompe est normalisée par rapport à la puissance au seuil.	90
3.16	Évolution spectrale de la photoluminescence de l'échantillon 1 (6 plans, /InP(311)B, DC InP) en fonction de la puissance de pompe normée par rapport à la puissance au seuil.	90
3.17	Évolution des pertes liées aux miroirs en fonction de la longueur de la cavité. La courbe tracée en trait plein correspond à $R_1 = R_2 = 0,3$, la courbe en pointillé à $R_1 = 0,3$ et $R_2 = 0,98$	93
3.18	Photoluminescence continue de la structure laser 2041, composée de six plans de boîtes quantiques InAs, séparées de 20 nm de Q1.18.	95
3.19	Spectres d'émissions à température ambiante d'une cavité Fabry-Pérot de 2,3 mm.	96
3.20	Cavité de 2,3 mm de longueur.	96
3.21	Spectres d'émissions à température ambiante d'une cavité Fabry-Pérot de 1,09 mm.	97
3.22	Cavité de 1,09mm de longueur.	98
3.23	Évolution des spectres de photoluminescence en fonction de la puissance de pompe.	99
3.24	Élargissement spectrale des spectres lasers sous forte injection.	100
3.25	Évolution du spectre laser de la barrette 8, $L=2450 \mu\text{m}$	100
3.26	Évolution des largeurs à mi-hauteur des deux émissions lasers de la barrette 8.101	

3.27	Évolution de l'intensité intégrée des deux émissions lasers de la barrette 8 (carré et rond) et de l'intensité somme (triangle).	102
3.28	Caractérisation d'une double émission laser sur des BQ autour de 1,3 μm . D'après markus et al. [18].	102
3.29	Évolution du spectre laser d'une cavité de 2,66 mm comprenant une zone active de 9 plans de BQ DC InP.	103
3.30	Évolution du spectre laser d'une cavité de 0,8 mm comprenant une zone active de 9 plans de BQ DC InP.	104
3.31	Évolution spectrale de l'absorption mesurée à l'INSA, à 4 et 298 K (points), de l'absorption calculée (trait plein) à 4K suivant le modèle de l'INSA, du spectre de photoluminescence mesuré à 298 K (pointillés).	106
3.32	Évolution spectrale de la densité d'états "modélisée" (carré, noir), du niveau théorique de "l'inversion de population spectrale" (losange, rouge), densité d'états de la transition fondamentale (triangle haut, bleu) pleine (trait plein) et à l'inversion (pointillés), densité d'états de l'état excité (triangle bas, vert) plein (trait plein) et à l'inversion (pointillés), densité d'états de la WL (+ continuum) pleine (trait plein) et à l'inversion (pointillés).	107
3.33	Évolution spectrale des premières réalisation de laser à BQ en pompage électrique.	108
3.34	Comparaison de la croissance des BQ (DC InP, spacer 10 nm) entre le 1 ^{er} et le 6 ^{ème} plan déposé.	109
3.35	Comparaison de la croissance des BQ (DC Q1.18, bas débit d'As) entre le 1 ^{er} et le 6 ^{ime} plan déposé.	109
3.36	Évolution de l'intensité intégrée (1,15 - 1,55 μm) normalisée en fonction de la focalisation du faisceau de pompe. La zone entourée est agrandie sur la figure 3.37.	111
3.37	Agrandissement de l'évolution de l'intensité intégrée (1,15 - 1,55 μm) normalisée en fonction de la focalisation du faisceau de pompe présentée figure 3.36.	111
3.38	Exemple de spectre filtré.	112
3.39	Échantillon des spectres obtenus en fonction de la focalisation du faisceau de pompe. Le numéro des spectres correspond au point numéroté figure 3.37 et 3.36.	113
3.40	Échantillon des spectres obtenus en fonction de la focalisation du faisceau de pompe. Le numéro des spectres correspond aux points numérotés figure 3.37 et 3.36.	114
3.41	Schéma de principe de la mesure de gain.	115
3.42	Évolution des spectres d'émission spontanée amplifiée récoltée en fonction de la longueur de la zone de gain. Les longueurs d'onde fléchées correspondent aux courbes P(L) présentées figure 3.43.	116
3.43	Évolution de la puissance d'ESA en fonction de la longueur de la zone de gain pour trois longueurs d'onde distinctes λ_1, λ_2 et λ_3 (figure 3.42). Les points expérimentaux et les points calculés correspondant sont présentés dans chaque cas. La flèche indique la zone pour laquelle l'interpolation a été effectuée.	117
3.44	Évolution comparée de P(L) suivant le modèle en $\ln(\exp(\gamma(\lambda)L) - 1)$ et suivant l'approximation linéaire en fonction du produit $\gamma(\lambda)L$. Sur l'axe de droite est reportée en échelle logarithmique la différence entre les 2 modèles.	117

3.45	Évolution spectrale du gain en fonction de la puissance de pompe pour un échantillon comprenant une zone active de 6 plans de BQ InAs/InP(311)B (Lot 2041).	119
3.46	Évolution spectrale du gain en fonction de la puissance de pompe pour un échantillon comprenant une zone active de 9 plans de BQ InAs/InP(311)B (Lot 2041).	120
3.47	Évolution du spectre d'émission spontanée amplifiée acquis en fonction de la longueur de la zone de gain.	122
3.48	Schéma expérimental de la mesure simultanée du gain et de l'émission spontanée.	123
3.49	Photo du montage.	124
3.50	Évolution des spectres d'émission spontanée et de gain en fonction de la puissance de pompe.	124
3.51	Évolution spectrale de la fonction P_f mesurée (rond), et calculée (carré (quasi-continu)) suivant l'équation 2.7. E_{tr} seuil de transparence choisi pour le calcul.	125
3.52	Schéma de principe de la mesure de pertes.	127
3.53	Vue de la caméra (visible) arrière lors d'une mesure de perte.	127
3.54	Évolution des spectres de luminescence d'un échantillon composé de 6 plans de BQ (ref. 2041) en fonction de la longueur d'absorption de la source quasi-punctuelle.	128
3.55	Évolution de la puissance récoltée en fonction de la longueur de la zone d'absorption.	128
3.56	Schéma décrivant le problème de la proportion de lumière injectée dans la fibre en fonction de la distance (L) entre la source et l'interface.	130
3.57	Résultat du calcul de la proportion d'intensité récolté en fonction de la distance source / dioptre.	130
3.58	Spectre de luminescence, pour différentes positions du pompage sur l'échantillon.	131
3.59	Evolution de la fonction $P(L_{abs})$ en fonction de la longueur d'onde considérée.	131
3.60	Évolution des coefficients d'absorption calculés en fonction de la longueur d'onde pour des îlots d'orientation [311]B référence 2041 (échantillon de 2310 μm). Carré : coefficient TE, Rond : coefficient TM.	133
3.61	Visualisation du profil d'intensité de l'émission spontanée. Suivant l'axe des abscisses, l'axe optique de la cavité. L'unité commune aux deux axes est le pixel.	134
3.62	Évolution du spectre laser dans la cavité en fonctionnement normal.	135
3.63	Visualisation du profil d'intensité de l'émission laser en fonctionnement normal.	135
3.64	Visualisation du profil d'intensité en fonction du taux de pompage. Passage d'un régime d'émission spontanée au régime laser.	136
3.65	Profil longitudinal normalisé de l'intensité dans la cavité en fonctionnement laser.	137
3.66	Évolution du spectre laser en présence d'un centre diffusant dans la cavité.	137
3.67	Visualisation du profil d'intensité de l'émission laser en présence d'un centre diffusant.	138
3.68	Profil longitudinal de l'intensité dans la cavité en fonctionnement laser en présence d'un centre diffusant.	138
3.69	Mise en évidence expérimentale du caractère polarisant d'un milieu à BQ. Discrimination des transitions électroniques en fonction de la polarisation.	139

3.70	Section des deux types de fibres à maintien de polarisation standard. À gauche Bow-tie à droite Panda.	141
3.71	Schéma du montage permettant de mesurer les spectres d'émission.	142
3.72	Schéma du montage permettant la rotation de la fibre PM dans notre support de fibre.	143
3.73	Schéma du montage permettant le réglage de l'orientation des axes propres de la fibre suivant l'axe TE et TM d'un analyseur d'axe propre connu. . . .	143
3.74	Spectres d'émission de la structure laser discriminés en polarisation.	144
3.75	Signal modulé, différence des spectres TE et TM. Signal non modulé, différence filtrée.	145
3.76	Spectre d'émission spontanée amplifiée polarisé TE en pointillés, TM en trait plein. En rouge, les spectres lissés.	146
3.77	Différence de puissance détectée entre les spectres d'ESA récupérés suivant les axes TE et TM présentés sur la figure 3.76. En rouge (trait horizontal), le taux d'extinction estimé de la micro-lentille utilisée. En grisé, l'erreur estimée sur le taux d'extinction.	146
4.1	Schéma de la structure modélisée	154
4.2	Dessin du montage mécanique réalisé. Un seul support de fibre est représenté ici.	156
4.3	Photo de la binoculaire permettant un couplage grossier.	156
4.4	Schéma du montage de champ proche permettant la réalisation d'une injection optimisée.	158
4.5	Exemple de profil d'intensité (d'une ligne!) visualisé à l'oscilloscope.	158
4.6	Image de champ proche visualisée à l'écran pour deux couplages différents. .	159
4.7	Schéma d'une GRADHYP125. Deux des paramètres de réalisation de cette micro-optique sont le rayon de la sphère osculatrice r_{osc} et la longueur de gradient d'indice L_g	160
4.8	Montage permettant la mesure de l'absorption non saturée.	161
4.9	Mesure d'absorption en large bande sans contrôle en polarisation (losange = mesure 1 , triangle = mesure 2)	162
4.10	Mesure d'absorption en large bande avec fibre micro-lentillée PM en entrée. .	163
4.11	Différence des spectres TM et TE de la figure 4.10.	163
4.12	Mesure d'absorption en large bande sans contrôle en polarisation.	164
4.13	Principe d'une mesure pompe-sonde en saturation de l'absorption. (a) état stationnaire d'absorption de la sonde seule, (b) saturation de l'absorption du milieu par la pompe, (c) augmentation de la transmission pour la sonde et sortie de la pompe atténuée. En encart, notation choisie, flèche pointillé pour la pompe, flèche continue pour la sonde.	167
4.14	Principe de la conversion de longueur d'onde par saturation de gain croisée dans un SOA.	168
4.15	Schéma du montage permettant la réalisation des mesures pompe-sonde. . .	169
4.16	Aspect du spectre optique du signal de pompe après amplification et filtrage. Résolution de 0,07 nm.	170
4.17	Aspect de l'évolution temporelle du signal de pompe détecté (photodiode à 20 GHz).	170
4.18	Aspect du spectre optique du signal de sonde après amplification. Résolution de 0,07 nm.	171

4.19	Schéma du filtre coupe-bande centré à λ_p	172
4.20	Transmission du filtre de Bragg utilisé.	173
4.21	Évolution de la transmission du guide en fonction de la puissance moyenne incidente.	175
4.22	Évolution de la transmission du guide en fonction de la puissance incidente (mesure 1).	175
4.23	Évolution de la transmission d'un signal impulsionnel en fonction de l'énergie de celle-ci. L'évolution est tracée pour différentes largeurs du spectre incident. D'après Borri et al.	176
4.24	Évolution de la transmission du guide en fonction de la puissance incidente.	177
4.25	Évolution de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,55 \mu\text{m}$	178
4.26	Évolution du taux d'extinction de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,547 \mu\text{m}$ $\lambda_p = 1,54 \mu\text{m}$	179
4.27	Évolution de la valeur plancher du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption : $\lambda_{sonde} = 1,547 \mu\text{m}$	180
4.28	Évolution de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,551 \mu\text{m}$	180
4.29	Évolution de la valeur moyenne (axe de gauche) et du taux d'extinction du signal de sonde (axe de droite) en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,551 \mu\text{m}$	181
4.30	Évolution sur une échelle logarithmique de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption.	182
4.31	Interpolation par une exponentielle décroissante du signal de sonde modulé présenté figure 4.25 pour la puissance de pompe de - 6 dB.	183
4.32	Interpolation par une exponentielle décroissante du signal de sonde modulé présenté figure 4.25 pour la puissance de pompe de 0 dB.	183
4.33	Modulation de la sonde induite au passage de la pompe pour une longueur d'onde de sonde de $1,553 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe croissante suivant la flèche.	184
4.34	Modulation de la sonde induite au passage de la pompe pour une longueur d'onde de sonde de $1,555 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe croissante suivant la flèche.	185
4.35	Modulation de la sonde induite au passage de la pompe pour une longueur d'onde de sonde de $1,558 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe croissante suivant la flèche.	185
4.36	Évolution de la puissance moyenne des signaux de sonde pour $\lambda = 1553$; 1555 ; 1558 nm en fonction de la puissance de pompe incidente.	186
4.37	Définition de la puissance de saturation ou puissance seuil.	187
4.38	Évolution de la puissance de saturation en fonction de la longueur d'onde de la sonde. L'absence de barre d'erreur signifie que l'interpolation a été effectuée sur deux points. Longueur d'onde de pompe = 1540 nm	188
A.1	Schéma de la structure modélisée	196
A.2	structure 1D pour le calcul de l'indice effectif	196
A.3	Structure 2D découpée en zone d'indice effectif connu	196

A.4	évolution de la fréquence réduite pour une largeur de ridge fixée à 1(a),2(b) et 3 μm (c), à hauteur de zone guidante variable (275 à 400 nm), en fonction de l'épaisseur total ridge + cladding.	197
A.5	évolution de la taille du mode (en intensité) perpendiculaire et parallèle en fonction de l'épaisseur du superstrat pour un ridge de 2 μm de large et une épaisseur de zone guidante variable (275,325,375).	198
A.6	évolution de la taille du mode (en intensité) perpendiculaire et parallèle en fonction de l'épaisseur du superstrat pour un ridge de 3 μm de large et une épaisseur de zone guidante variable (275,325,375).	199
A.7	Profil du champ du mode (0,0) pour un ridge de 2 μm de large, 375 nm d'épaisseur de zone guidante. (a) : cladding de 0,3 μm . (b) : cladding de 1,3 μm . En abscisse, la dimension parallèle du mode (de quelques micromètres à la centaine), en ordonnée la dimension perpendiculaire du mode (de l'ordre du micromètre).	199
A.8	Coupe de l'échantillon (pas à l'échelle), visualisation des plans d'îlots et du profil 1D d'un champ optique	200
A.9	Évolution du facteur de recouvrement (monodimensionnel perpendiculaire) entre notre mode 00 et notre zone active	201
B.1	Paramètre d'un faisceau gaussien	203
B.2	Couplage de deux faisceaux gaussiens.	204
B.3	Évolution des pertes intrinsèques d'un couplage guide (0,9x2,2 μm) micro-lentille en fonction du rayon de mode de cette dernière.	205
B.4	Évolution des pertes de couplage en fonction du défaut de positionnement en z (focalisation).	206
B.5	Évolution des pertes de couplage en fonction du défaut d'alignement suivant les axes TE/TM du guide optique.	206
B.6	Évolution des pertes de couplage en fonction du défaut d'alignement angulaire suivant les axes TE/TM du guide optique.	207
B.7	Schéma de principe de la micro-optique GRADISSIMO.	208
B.8	Intérêt du tronçon de silice par rapport à une configuration sans silice. En trait plein, la propagation dans la micro-lentille ayant un tronçon de silice. En pointillés, propagation dans la micro-lentille sans tronçon de silice.	209
B.9	Évolution de la distance de travail (a) et du diamètre de mode au point de focalisation (b) de la micro-lentille en fonction de la longueur du tronçon de gradient d'indice. <i>Ces courbes ont été tracées pour trois longueurs de silice : $L=0\text{ cm}$, $L=200\ \mu\text{m}$ et $L=400\ \mu\text{m}$.</i>	209
B.10	Différents profils d'extrémité utilisés pour la réalisation des micro-lentilles. (a) Profil plan, (b) Profil hyperbolique, (c) Profil hémisphérique.	210
B.11	Illustration des différentes étapes de la fabrication de la GRADHYP125. (a) Obtention de la GRADIMO après soudure d'un tronçon de gradient d'indice 125/125 à une fibre monomode puis clivage de précision de la gradient d'indice, (b) Alignement des axes de la GRADIMO et de la fibre d'apport de matière, (c) Mise en contact de ces deux fibres, (d) Dépôt de la goutte de silice, (e) Profil hyperbolique déposé sur la GRADIMO, (f) GRADHYP125.	212
B.12	Schéma d'une GRADHYP125. Deux des paramètres de réalisation de cette micro-optique sont le rayon de la sphère osculatrice r_{osc} et la longueur de gradient d'indice L_g	213

B.13 Évolutions théorique et expérimentale du rayon de la sphère osculatrice en fonction : (a) du rayon de mode de la micro-lentille, (b) et de la distance de travail.	213
B.14 Photographie d'une fibre micro-lentillée fabriqué au cours de ce travail. . . .	214
B.15 Profil en X et Y du mode issu d'une des micro-lentille fabriquée. La mesure est effectuée par un analyseur de faisceau à fentes. Les courbes en bleus sont les interpolations gaussiennes du profil mesuré.	215
B.16 Principe de la mesure en champ proche. (a) Montage expérimental du banc de couplage, (b) Description des différentes zones de mesure.	216
B.17 Résultat de la mesure du rayon de mode en champ proche d'une fibre mono-mode.	217
B.18 Principe de la mesure en champ lointain.	218
C.1 Évolution des paramètre d'un faisceau gaussien le long de l'axe de propagation dans la fibre circulaire à gradient d'indice	220
D.1 Évolution des intensités co et contra-propagatives en fonction de z.	223
D.2 Évolution de l'intensité globale (fonction S) en fonction de z.	225

Table des acronymes

Table des acronymes

- BC : **B**ande de **C**onduction, Conduction Band.
- BV : **B**ande de **V**alence, Valence Band.
- BQs : **B**oîtes **Q**uantiques.
- CDMA : **C**ode **D**ivision **M**ultiple **A**ccess.
- CWDM : **C**oarse **W**avelength **D**ivision **M**ultiplexing, multiplexage en longueur d'onde "large".
- DFB : **D**istributed **F**eed**B**ack **L**aser.
- DWDM : **D**ense **W**avelength **D**ivision **M**ultiplexing, multiplexage en longueur d'onde "dense".
- FP : **F**abry-**P**erot.
- ES : **E**xcited **S**tate, état excité.
- ESA : **E**mission **S**pontannée **A**mplifiée.
- FWHM : **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum , largeur à mi-hauteur.
- GS : **G**round **S**tate, état fondamental.
- ISL : **I**ntervalle **S**pectral **L**ibre.
- LAN : **L**ocal **A**era **N**etwork, Réseau Local.
- MAN : **M**etropolitan **A**era **N**etwork, Réseau Métropolitain.
- MBE : **M**olecular **B**eam **E**pitaxy, Epitaxie par jet moléculaire.
- MOCVD : **M**etal **O**rganic **C**hemical **V**apor **D**eposition, déposition chimique organo-métallique en phase vapeur.
- NF : **N**oise **F**actor, facteur de bruit.
- ON : **O**uverture **N**umérique.
- OSA : **O**ptical **S**pectrum **A**nalyzer, analyseur de spectre optique.
- PDL : **P**olarization **D**ispersion **L**oss, Perte induite par dispersion de polarisation.
- PM : **P**olarization **M**aintaining.
- QD : **Q**uantum **D**ash ou **Q**uantum **D**ot.
- QW : **Q**uantum **W**ell.
- RIN : **R**elative **I**ntensity **N**oise, Bruit relatif d'intensité.
- SOA : **S**emiconductor **O**ptical **A**mplifier, Amplificateur Optique à Semi-conducteurs.
- SOA-QD : **S**emiconductor **O**ptical **A**mplifier - **Q**uantum **D**ot, Amplificateur Optique à Semi-conducteurs à boîtes Quantiques.
- TE : **T**ransverse **E**lectrique, direction de la polarisation de la lumière, direction parallèle au plan des couches dans un guide.
- TEB : **T**aux d'**E**rrer **B**inaire.
- TM : **T**ransverse **M**agnétique, direction de la polarisation de la lumière, direction perpendiculaire au plan des couches dans un guide.

- WDM : **W**avelength **D**ivision **M**ultiplexing, multiplexage en longueur d'onde.
- WL : **W**etting **L**ayer, couche de mouillage.

Introduction

La transmission simultanée de plusieurs flux de données sur des longueurs d'onde différentes, au sein d'une même fibre, a permis d'augmenter considérablement la capacité des systèmes de télécommunications optiques. D'abord réservée au réseau de transport, puis au réseau métropolitain, l'utilisation de cette technologie de multiplexage, appelée WDM (Wavelength Division Multiplexing) est aussi envisagée maintenant pour les réseaux d'accès. La recherche permanente de la baisse des coûts dans ce contexte pousse à mutualiser au maximum l'infrastructure mise en place, en la partageant entre plusieurs clients, plusieurs services, voire plusieurs opérateurs. Les technologies WDM apportent une solution efficace à cette mutualisation, en permettant la séparation des différents flux de trafic sur les longueurs d'onde disponibles.

Par contre, les contextes très différents d'utilisation du WDM impliquent des solutions technologiques également différentes. Dans le domaine du transport, on cherchera à réaliser généralement une liaison à très haut débit et à grande distance entre deux points situés dans des locaux appartenant à l'opérateur, donc sécurisés et à contraintes environnementales stables (température, humidité ...). Même si le niveau élevé de performances des fonctions WDM mises en œuvre se traduit par un coût élevé, ce coût ramené au taux d'informations transmis est largement plus acceptable.

Ceci est moins vrai dans le cadre des réseaux métropolitains, et n'est plus vrai du tout dans le cas du réseau d'accès où, d'une part, les distances et les débits sont bien plus faibles et, d'autre part le nombre de fonctions à installer devient très important. Celles-ci doivent donc être réalisées à bas coût. De plus, les contraintes d'environnement sont plus sévères que pour le réseau de transport, puisque les fonctions peuvent être installées dans des locaux sans régulation thermique pour répondre à des exigences économiques. Les dérives fréquentielles qui peuvent en résulter conduisent à choisir un espacement plus grand entre canaux.

Les différences entre les contextes d'utilisation de ces techniques justifient la nécessité de rechercher de nouveaux composants prenant en compte les caractéristiques propres aux réseaux d'accès.

Dans ce cadre, les nouveaux composants réalisés à partir de semi-conducteurs à basse dimensionnalité, comme les boîtes quantiques, pourraient apporter des réponses sur les

aspects de réduction de coût et du traitement d'un flux optique multi-longueurs d'onde. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont montré que des structures à boîtes quantiques pourraient permettre :

- la réalisation de source laser à modulation directe, sans contrôle en température et sans isolateur, ce qui impliquerait une réduction importante du coût des sources et de leur fonctionnement,
- la réalisation d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs très large bande sans diaphonie inter-canaux, qui permettraient la réalisation de véritables fonctions optiques intégrées (amplificateur, porte optique, ...) WDM avec un unique composant.

Ainsi ce travail de thèse, qui s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire d'Étude des Nano-Structures de l'INSA Rennes et le Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT, avait pour objectif d'étudier et de caractériser des structures à boîtes quantiques émettant autour de $1,5 \mu\text{m}$ épitaxiées à l'INSA. Le Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT étudie les lasers, les fonctions optiques et les systèmes de télécommunications tandis que le LENS travaille plus en amont sur la croissance et la physique fondamentale des semi-conducteurs. La physique particulière d'un milieu à boîtes quantiques est intrinsèquement liée à la fonction du composant souhaité, par conséquent ce travail se situe à mi chemin entre les activités des deux laboratoires.

L'objectif initial de cette thèse était de mettre en évidence la possibilité d'utiliser des amplificateurs optiques à base d'îlots quantiques pour le traitement simultané d'un multiplex de canaux WDM, notamment l'amplification et la modulation opto-optique, et ceci en exploitant la propriété d'élargissement inhomogène de la raie de fluorescence des boîtes quantiques.

Cependant, plusieurs étapes préliminaires à cet objectif devaient être franchies, notamment :

- la mise en évidence du gain dans des structures pompées optiquement (ENSSAT),
- la réalisation de structures pompées électriquement, à ruban large (INSA), puis à ruban étroit (INSA + LPN).

Devant les difficultés de réalisation des structures complètes pompées électriquement, ce travail s'est donc focalisé plus particulièrement sur l'étude de guides à base de BQ InAs/InP pompées optiquement.

Dans le premier chapitre, nous présenterons le contexte, les contraintes, et les orientations des réseaux de télécommunications optiques afin de mieux apprécier l'apport potentiel de ce type de structures à BQ. Nous effectuerons également un rappel de quelques aspects fondamentaux des semi-conducteurs.

Dans le second chapitre, nous présenterons les principes physiques du fonctionnement d'un ensemble de boîtes quantiques ainsi que les spécificités de ce milieu par rapport aux

composants à base de matériaux massifs, de puits quantiques ou de " segments " quantiques (Quantum Dash). Nous dresserons également un bilan de l'état de l'art des réalisations de lasers et d'amplificateurs à boîtes quantiques pour des applications aux télécommunications optiques.

Le chapitre trois présentera ensuite les caractérisations effectuées par pompage optique sur des guides planaires comprenant 6 ou 9 plans de boîtes quantiques. Après l'étude du montage optique utilisé, les résultats sur l'oscillation laser obtenue seront discutés. Méthodes et résultats de mesure de gain, de pertes et du remplissage par les porteurs du milieu à boîtes quantiques seront ensuite présentés. La mise en perspective des différentes caractérisations permettra une discussion du caractère inhomogène de nos boîtes quantiques à température ambiante. En complément de ces mesures une étude sur la polarisation de l'émission du milieu sera effectuée.

Enfin, le chapitre quatre présentera les résultats obtenus sur un amplificateur à guide monomode dont le milieu actif est constitué de 9 plans de boîtes quantiques. Après la description du banc expérimental et des micro-optiques conçues pour l'étude des guides monomodes, une mesure d'absorption du guide est présentée et comparée aux résultats sur guide plan. Nous mettrons en évidence une forte dépendance à la polarisation de l'absorption du milieu. La mise en place d'une technique de mesure pompe - sonde et les résultats ainsi obtenus sous saturation de l'absorption du niveau fondamental seront présentés. Une mesure du(des) temps de vie des porteurs de ce niveau et la mise en évidence d'un phénomène d'absorption induite seront également exposés. Nous terminerons par une discussion de la largeur homogène sous saturation de l'absorption de nos structures.

Chapitre 1

Réseaux optiques et composants

Si notre travail comporte une grande part de compréhension de la physique des semi-conducteurs, il nous faut placer cette étude dans son contexte des composants (amplificateur ou fonction optique) pour les télécommunications optiques qui représente l'objectif initial du travail de cette thèse.

C'est pourquoi dans ce premier chapitre nous allons décrire brièvement le principe des télécommunications optiques, l'aspect et l'évolution des réseaux d'aujourd'hui. Nous verrons ensuite dans quelle mesure les composants à bases de boîtes quantiques, et en particulier les amplificateurs à semi-conducteurs, peuvent apporter des réponses aux futurs développements de ces réseaux par rapport aux solutions actuelles.

Dans une seconde partie de ce chapitre, nous introduirons enfin deux notions fondamentales du fonctionnement des semi-conducteurs qui permettront de comprendre la suite de ce travail.

1.1 Généralités sur les systèmes de télécommunications optiques

1.1.1 Introduction aux notions de base

Un système de communication optique numérique élémentaire est composé d'un émetteur (source laser), d'un canal de transmission (fibre optique) et d'un récepteur (photodétecteur + circuits électroniques). Généralement une ligne de transmission numérique optique utilise la modulation d'amplitude, quoique depuis 2 ans les recherches se développent considérablement sur la modulation différentielle de phase (DPSK : différentiel Phase shift Keying).

L'information transmise se compose d'une série de bits (1 et 0). En modulation d'amplitude, une impulsion caractérise un 1, une absence d'impulsion un 0. La trame temporelle de la succession de 1 et de 0 est découpée en un temps élémentaire ou temps bit (T_b) dans lequel on trouve un bit unique (0 ou 1) (figure 1.1).

Le temps bit définit le débit d'information de la transmission. $T_b = 25, 100$ ps, pour un

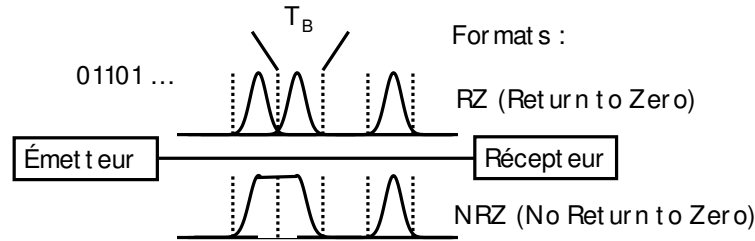


FIG. 1.1 – Schéma de principe d'une ligne de transmission optique

débit de 40 et 10 Gbit/s respectivement.

La qualité d'une ligne de transmission se caractérise par le taux d'erreur binaire, i.e le nombre moyen d'erreurs commises en réception. Un taux d'erreur de 10^{-9} (1 bit faux pour 1 milliard reçu) est nécessaire pour assurer une transmission correcte.

Dans le cas où la statistique du signal physique post-détection est gaussienne, le taux d'erreur binaire (TEB) est défini de la manière suivante :

$$TEB = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \quad (1.1)$$

où Q est le facteur de qualité de la transmission défini comme :

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (1.2)$$

I_0 et I_1 intensités des symboles 0 et 1 reçus. σ_0 σ_1 écart type des distributions d'intensité sur les 0 et les 1. La figure 1.2 illustre la définition de ces paramètres.

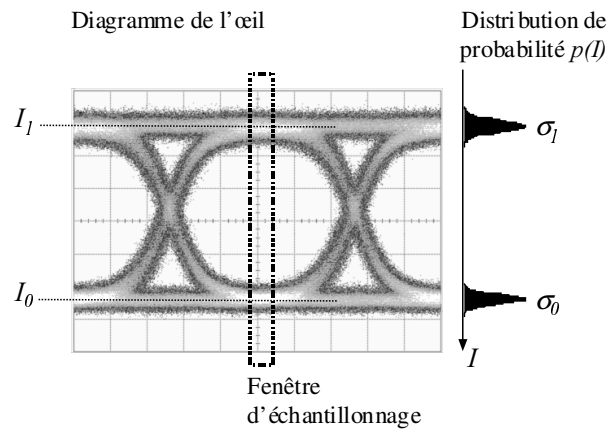


FIG. 1.2 – Diagramme de l'œil et mesure des densités de probabilité

Cette figure représente le diagramme de l'œil. Elle est obtenue par un oscilloscope qui trace dans une fenêtre temporelle donnée la superposition des 1 et des 0 détectés. Plus l'œil est ouvert, meilleure est la qualité du signal reçu. Nous définirons un dernier paramètre utile qui caractérise partiellement l'ouverture de l'œil : le taux d'extinction TE, rapport entre le niveau des 1 et des 0.

$$TE = \frac{I_1}{I_0} \quad (1.3)$$

La qualité de liaison est déterminée à partir de la puissance minimale requise pour un TEB fixé, en général 10^{-9} , mais ce n'est plus une obligation grâce au code correcteur d'erreur. La figure 1.3 représente le TEB en fonction de la puissance reçue. On définit la pénalité de réception "P" comme l'écart entre la sensibilité du récepteur (puissance minimale requise obtenue dans les conditions idéales, en général en plaçant le récepteur directement devant l'émetteur) et la puissance requise en bout de ligne pour le même TEB. Cette pénalité est d'autant plus forte que le signal est dégradé. Elle peut même tendre vers l'infini : on dit alors que l'on atteint un plancher d'erreur.

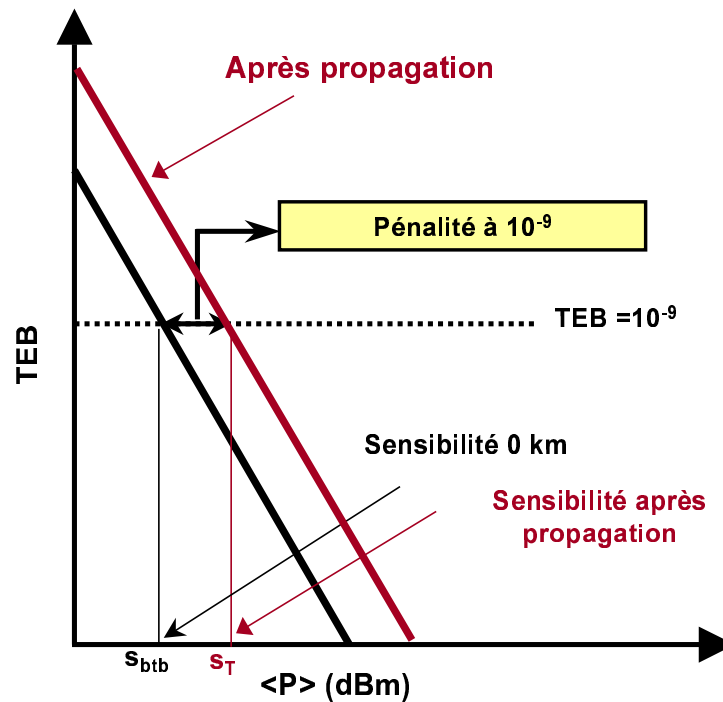


FIG. 1.3 – Évolution du TEB en fonction de la puissance moyenne reçue en dessous dans le cas idéal au dessus dans le cas réel.

1.1.2 Limitations d'une transmission numérique optique

Pour l'instant, nous avons introduit les caractéristiques qualifiant la qualité de transmission d'un système émetteur, ligne, récepteur.

La première limitation est la fréquence de modulation maximum d'un canal. L'opto-électronique de contrôle permettant d'imprimer la trame de bits sur le signal de la source est aujourd'hui le premier frein à l'augmentation du débit.

La deuxième limitation est due la dispersion chromatique. Une impulsion lumineuse est composée de différentes composantes spectrales. Or les fibres standards présentent une

certaine dispersion qui induit une différence de vitesse de propagation entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion La fibre G652 présente par exemple une dispersion de $D = 17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Cette différence de vitesse propagation entraîne un élargissement temporelle de l'impulsion qui peut aller jusqu'au débordement du temps bit. Nous nous contentons du traitement minimum dans ce chapitre. Un développement plus complet se trouve dans le livre d'Agrawal [19] par exemple.

La dispersion chromatique s'exprime comme suit :

$$D = -\frac{2\pi}{\lambda^2}c\beta_2 \quad (1.4)$$

où β_2 est la dérivée seconde de la constante de propagation par rapport à ω , la pulsation optique.

L'élargissement temporel induit peut donc s'écrire sous la forme :

$$\Delta\tau = |D|\Delta\lambda L \quad (1.5)$$

où $\Delta\tau$ est exprimé en ps, D en $\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$, $\Delta\lambda$ en nm et L en km.

Si nous supposons qu'un élargissement temporel du quart du temps bit pour une impulsion de durée T (et de largeur spectrale $B=1/T$) est le maximum tolérable pour éviter des problèmes de recouvrement de symboles, alors nous trouvons facilement l'invariant suivant :

$$L_{max} \leq \frac{c}{4B^2|D|\lambda^2} \quad (1.6)$$

Ce qui donne pour une fibre G652 à 1550 nm :

$$L_{max}.B^2 \leq 1800\text{Gbit/s.km} \quad (1.7)$$

Pour augmenter le débit au-delà, il faut multiplier le nombre de canaux transmis. En optique, deux techniques sont envisageables : le multiplexage en longueurs d'onde et le multiplexage temporel.

1.1.3 Multiplexage en longueurs d'onde

La bande passante spectrale très importante de la ligne de transmission utilisée, la fibre, couplée à la finesse spectrale des sources lasers (émetteurs) disponibles permet d'envisager un multiplexage en longueurs d'onde pour obtenir un débit total N (nombre de canaux) fois plus grand que le débit mono-canal. Ce multiplexage est appelé multiplexage en longueurs d'onde ou plus communément WDM (Wavelength Division Multiplexing, figure 1.4).

Sur la figure 1.5 est présentée l'évolution de l'absorption en dB/km de fibres optiques multimode et monomode. Celles-ci présentent un minimum d'absorption dans des bandes autour de $1,55\mu\text{m}$ ($>0,2 \text{ dB/km}$) et de $1,3 \mu\text{m}$. Ces deux zones étaient initialement séparées par le pic d'absorption de l'eau (pic OH). Aujourd'hui, des fibres sont réalisées en s'affranchissant de ce pic d'absorption. Les communications optiques se sont logiquement

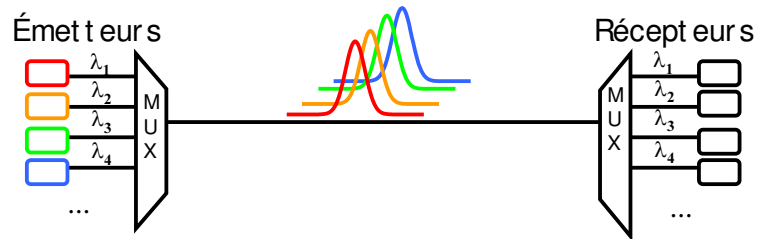


FIG. 1.4 – Schéma de principe d'une ligne de transmission optique multiplexée en longueurs d'onde.

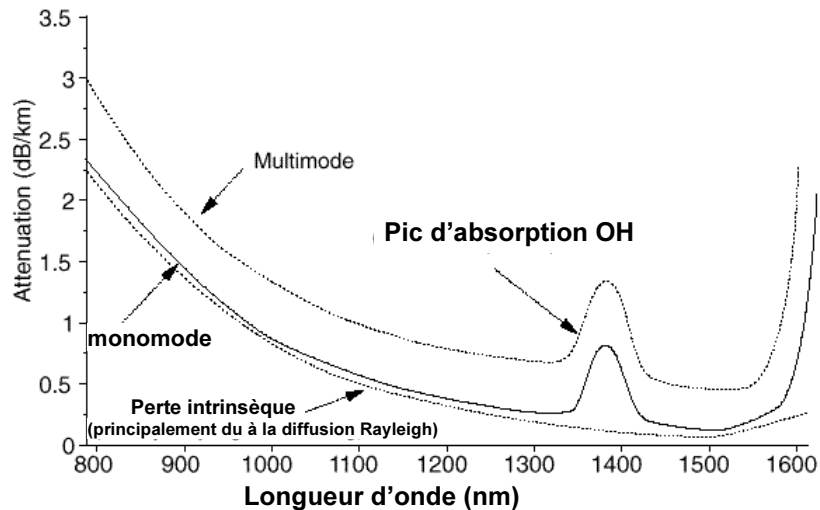


FIG. 1.5 – Évolution de l'absorption dans une fibre en fonction de la longueur d'onde

développées à $1,55 \mu\text{m}$ (minimum d'atténuation de la fibre) avec la mise au point de l'amplification optique à base d'ions Erbium dans la bande spectrale en question.

Un système WDM typique présente un écart spectral inter-canaux de l'ordre de $0,8 \text{ nm}$ (100 GHz) pour un débit par canal de 10 Gbit/s . On parlera de D-WDM (Dense-WDM) pour un écart entre canaux de $0,4 \text{ nm}$ (50 GHz) ou de C-WDM (Coarse-WDM) pour un écart entre canaux supérieur à quelques nanomètres. Notons que l'écart spectral inter-canal nécessaire dépend du débit par canal, les valeurs données ne sont donc en aucun cas générales. L'écart inter-canal détermine le nombre de canaux potentiellement transmis dans la bande d'absorption minimum de la fibre.

1.1.4 Multiplexage Temporel

Il existe un autre type de multiplexage permettant de multiplier le débit : le multiplexage temporel. Cela consiste à entrelacer plusieurs trames de bits issus de sources décorréliées.

Dans le cas d'un signal de type RZ par exemple, celui-ci peut être réalisé avec toute impulsion de largeur à mi-hauteur inférieure au temps bit. C'est-à-dire que pour un temps

bit de 100 ps ¹, l'impulsion ne peut être plus large que 100 ps, mais peut-être beaucoup plus courte. Dans ces conditions, il reste dans le temps bit une fenêtre temporelle permettant d'intercaler un second canal au même débit que le canal initial. Cette technique de multiplexage temporel est connue sous le terme OTDM (pour Optical Time Division Multiplexing). La figure 1.6 présente le principe du multiplexage temporel conjugué au multiplexage en longueur d'onde WDM.

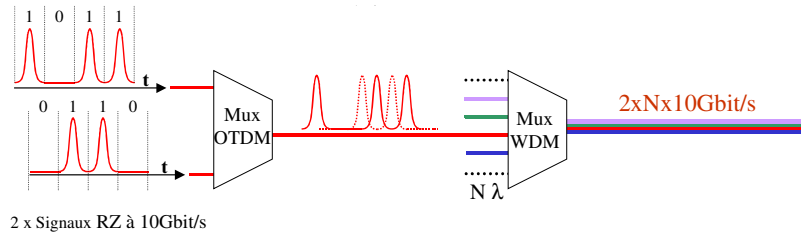


FIG. 1.6 – Schéma de principe d'un multiplexage temporel couplé à un multiplexage en longueur d'onde.

Le multiplexage temporel contrairement au multiplexage en longueurs d'onde ne relève aujourd'hui que d'études en laboratoire de recherche en raison des difficultés de synchronisation des porteuses électroniques de différentes origines, à la fois en fréquence et en phase.

1.1.5 Les réseaux de communications et les communications optiques

Dans ce paragraphe, nous allons décrire brièvement les différentes couches constituant le réseau actuel des télécommunications et tenter d'évaluer ce que représente le marché des télécommunications optiques dans la toile mondiale.

1.1.5.1 Introduction

Les réseaux sont aujourd'hui classés suivant la distance géographique qu'ils couvrent :

- l'ultra longue distance (600 km et au-delà) ;
- le longue distance (500 - 600 km entre les régénérations du signal) ;
- le métropolitain DWDM (jusqu'à 150 km) ;
- l'intermédiaire (40 - 80 km) ;
- le court (2 - 40 km) ;
- le très court (moins de 2 km) ;

On peut néanmoins résumer l'architecture des réseaux, comme le montre le schéma de la figure 1.7, suivant trois grands types de réseaux : le réseau longue distance, le réseau métropolitain et le réseau d'accès. Ils peuvent être maillés, en série (bus ou anneau), en étoile ou arborescents mais également hybrides. La structure des différentes couches de ce réseau est détaillée ci-dessous.

¹correspondant à une fréquence de modulation de 10 GHz, soit encore à un débit numérique de 10 Gbit/s

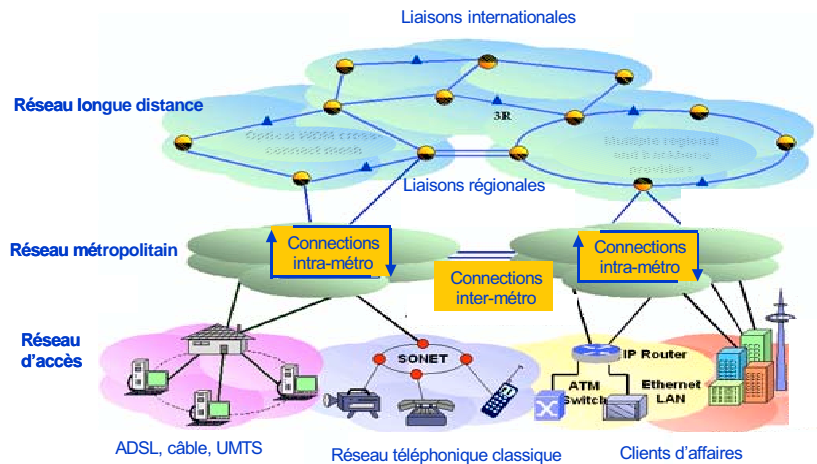


FIG. 1.7 – Schématisation de l'infrastructure des réseaux actuels.

1.1.5.2 Les réseaux d'accès

La topologie des réseaux d'accès est en général de type arborescent, en étoile ou en série (bus). Les câbles en cuivre à paires symétriques (pour le réseau téléphonique classique et l'ADSL²) ou coaxiaux (pour ce que l'on appelle communément le « câble ») devraient suffire à satisfaire la majorité des demandes en débit sur le court terme. Ceci est rendu possible grâce à une forte compression des données ainsi qu'à des protocoles de communications adaptés permettant de rationaliser le trafic de cette couche inférieure du réseau³. Cependant, malgré la possibilité d'utilisation du multiplexage temporel ou TDM qui permet de transmettre dans une seule liaison plusieurs signaux décalés temporellement, les limites physiques de la transmission par câble de cuivre sont atteintes pour l'instant pour les débits supérieurs à quelques Mbit/s. Pour les demandes en débit plus importantes (certaines entreprises, équipement terminaux hertziens à haut débit⁴ ou si l'évolution des services le rendait impératif à l'avenir, le raccordement avec une fibre optique, qui peut transmettre des données à des débits de l'ordre du Gbit/s, serait alors nécessaire. Dans tous les cas, les composants en ligne et d'extrémité de ces réseaux se doivent d'être passifs (sans apport d'énergie), à faibles pertes, de taille réduite et utilisant une technologie permettant une production de masse c'est-à-dire des composants à faible coût. Ceci donne un net avantage à la transmission de données via l'ADSL qui utilise les lignes existantes et permet d'éviter les frais de génie civil liés à la pose de nouvelles fibres.

²Asymmetric Subscriber Digital Line pour Ligne asymétrique numérique

³SONET (Synchronous Optical NETWORK), SDH (Synchronous Digital Hierarchy), Ethernet, ATM (Asynchronous Transfer Mode), IP (Internet Protocol), TCP (Transmission Control Protocol)

⁴UMTS, signifiant Universal Mobile Telecommunications System...

1.1.5.3 Les réseaux métropolitains

Le réseau métropolitain a en général une topologie en anneau. Plus les réseaux appartiennent à une couche supérieure, plus le coût lié à l'installation de nouvelles fibres est rentabilisé. Le débit moyen des réseaux d'accès étant de plus en plus important, celui du réseau métropolitain se doit de croître proportionnellement. C'est pour cette raison que les systèmes de transmission optique avec multiplexage en longueurs d'onde devraient se généraliser dans les années à venir pour pouvoir transmettre des débits de l'ordre du Gbit/s dans ce type de réseau. La demande en composants optiques des prochaines années se fera majoritairement pour ce type de réseaux du fait de l'obligation de changer les liaisons cuivre existantes. De plus, la multiplication des noeuds dans les réseaux métropolitains implique que la quantité de composants nécessaires est forcément beaucoup plus importante dans cette couche que dans la couche supérieure (le réseau longue distance). Comme pour les liaisons cuivre, les limites de la fibre peuvent toutefois être atteintes. Pour des débits supérieurs à 10 Gbit/s, l'augmentation des canaux en multiplexage temporel est difficile à cause de la dispersion chromatique de la fibre et des composants optiques qui élargissent le signal (Dispersion Modale de Polarisation : PMD) ou créent des pertes trop importantes (Polarisation Dependent Loss : PDL) lors de la transmission. Cependant, les liaisons par fibre ont l'avantage de pouvoir être multiplexées en longueurs d'onde ce qui permet d'augmenter la capacité du réseau en changeant uniquement les composants d'extrémités lorsque la liaison est saturée. Le débit global correspond alors à la multiplication du débit initial par le nombre de longueurs d'onde transmises.

1.1.5.4 Les réseaux longue distance

Les réseaux longue distance, multiplexés en longueurs d'onde et en temps, regroupent à la fois les liaisons internationales, terrestres ou sous-marines (maillées ou en série (bus)) jusqu'aux liaisons régionales (en anneaux). Ces réseaux sont, par nature, extrêmement performants c'est à dire qu'ils peuvent transmettre des débits allant jusqu'au Térabit/s. Pour l'instant, une conversion Optique/Electronique/Optique (O/E/O) est nécessaire pour resynchroniser, remettre en forme et réamplifier le signal sur les longues distances de propagation. Cette opération est appelée régénération 3R pour Re-amplifying, Re-shaping et Re-synchronisation ou en français : ré-amplification, remise en forme et re-synchronisation. C'est la raison pour laquelle ces réseaux sont relativement coûteux à mettre en oeuvre et représentent donc des investissements à long terme. Les nouvelles générations de réseaux longues distances tendent à devenir des réseaux tout optiques passifs (régénération 3R tout optique) intégrant des composants qui permettent une transmission des informations sur plusieurs milliers de kilomètres sans passer par une conversion du signal optique en signal électronique.

1.1.5.5 Les perspectives pour les communications optiques

Aujourd'hui, on retrouve la présence des communications optiques dans toutes les strates du réseau global. Pour ce qui concerne les réseaux longue distance, le nombre de fibres actuellement installées est suffisant. Cependant, la demande en bande passante croît de 80 à 100 % par an pour le terrestre ce qui pousse au développement de nouveaux composants. Le marché des composants pour le réseau longue distance est un marché qui représente « seulement » plusieurs milliers de composants. Le déploiement des réseaux métropolitains est aujourd'hui considéré comme le secteur permettant un redémarrage de l'activité télécommunications optiques.

Une alternative intéressante au DWDM est également au goût du jour, le CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexer), technologie à faible coût, pour des applications concernant les réseaux métropolitains et d'accès. L'espacement typique des canaux CWDM est de 20 nm pour un nombre de canaux inférieur à 16. La différence de coût avec le DWDM est de l'ordre de 4 à 5 fois moins élevé. A cet avantage, s'ajoutent un encombrement moindre et une consommation plus faible. Malgré le développement de fibres optiques pour le réseau métropolitain, il subsiste une présence forte des technologies cuivre de type xDSL⁵ en accord avec la demande des particuliers (norme VDSL⁶ : jusqu'à 50 Mbit/s sur de courtes distances (inférieures au km) avec une bande de fréquence encore plus haute que l'ADSL allant jusqu'à 12 MHz). Le cuivre ne peut cependant répondre aux besoins des entreprises (problème d'asymétrie des débits pour les besoins des entreprises) Actuellement, sur les anciennes installations, la liaison entre le central et l'abonné est une liaison cuivre. Le développement de la fibre chez l'abonné ne se fera qu'à la condition que des solutions bas coûts et de forts volumes soient développées car il représente plusieurs millions de composants à installer ou à modifier.

1.2 Notion de régénération

Cette partie a pour but de présenter le contexte d'utilisation des fonctions tout optique de traitement du signal dans le réseaux. La régénération a pour but de maintenir le facteur de qualité Q du signal au-dessus du seuil critique défini précédemment. Il faut compenser avant tout les pertes de propagation puis conserver un diagramme de l'oeil ouvert "verticalement" pour distinguer nettement un 1 d'un 0, i.e un taux d'extinction suffisant et un bruit acceptable sur les 1 et les 0, et un oeil ouvert horizontalement en s'assurant que chaque bit reste dans son temps bit (figure 1.8).

Pour ces 3 types de dégradations, il existe 3 niveaux de régénération.

⁵regroupe plusieurs variantes de techniques de transmissions hauts débits

⁶Very high speed DSL

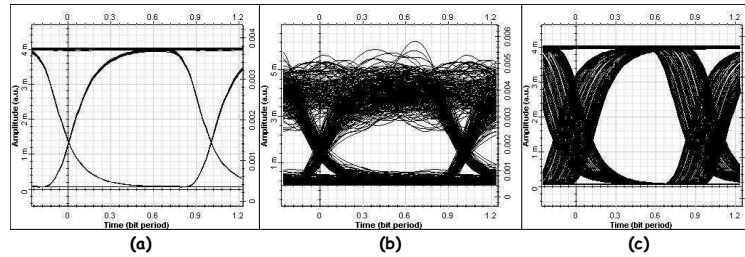


FIG. 1.8 – Évolution d'un diagramme de l'oeil (NRZ) en fonction du bruit ajouté au signal (a) signal initial sans dégradation (b) signal fortement bruité (0 et 1) (c) signal avec forte gigue temporelle (sans bruit d'amplitude)

1.2.1 La régénération 1R, Ré-amplification

Un signal qui se propage subit avant tout une diminution régulière de son niveau de 1 due à l'absorption de la fibre. Pour répondre à cette perte de puissance, il suffit de placer un amplificateur optique qui permettra d'augmenter le niveau de puissance du signal et donc une poursuite de la propagation. Malheureusement, un amplificateur optique réel possède une source de bruit, l'émission spontanée amplifiée (ESA) qui ajoute du bruit. Cette première étape de régénération permet de réaliser des liaisons de grande distance, mais cependant limitées par l'accumulation du bruit le long de la liaison. Au-delà l'accumulation de bruit sur les 0 et les 1 (σ_0 et σ_1) est trop importante et nécessite un niveau de régénération supplémentaire.

Avant de détailler les niveaux supérieurs de régénération, nous allons exposer plus en détail les différents types d'amplificateurs optiques et la position des SOAs (Semiconductor Optical Amplifier) pour cette application.

1.2.1.1 Les amplificateurs optiques

Si le principe de l'amplification optique est maîtrisé depuis le début des années 60 et l'avènement du laser, le développement des communications par fibre optique n'a vraiment décollé qu'à la fin des années 80 avec la mise au point de l'amplificateur optique à fibre dopée Erbium. Néanmoins quelques années avant l'apparition des amplificateurs à base de fibre dopée Erbium, les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) faisaient l'objet de recherches importantes.

Pendant longtemps, la propagation d'un signal optique sur de longues distances nécessitait des répéteurs opto-électroniques. Ceux-ci se composent d'un récepteur qui convertit le signal optique dégradé (après transmission) en signal électrique, d'une chaîne de traitement du signal électrique qui remet en forme le signal bruité pour le réémettre remis en forme, grâce à une source optique locale. En plus de la complexité de la méthode, le débit, la fréquence maximum de modulation du signal, ne pouvait excéder les fréquences de quelques GHz ($\approx 2,5$ GHz) proche des limites technologiques du domaine électrique. Notons que cette limite a été repoussée autour de 40 GHz aujourd'hui, mais la solution du répéteur

opto-électronique reste coûteuse. L'amplification optique a permis de réduire la complexité des systèmes, d'envisager des débits plus importants grâce au WDM et des architectures de réseaux plus complexes.

Il existe aujourd'hui deux "familles" d'amplificateurs optiques, les SOAs et les amplificateurs optiques à fibre (AOF). La figure 1.9 situe les bandes spectrales disponibles en fonction de la technologie des amplificateurs.

Dans les AOF on trouve deux principes distincts :

- les AOF dopées terres rares, l'Erbium principalement dont la bande d'amplification est limitée à sa bande de fluorescence (1535-1565 nm puis 1565-1610 nm) ;
- et les AOF Raman qui utilisent le spectre de gain Raman de la silice centré à 13,2 THz de la longueur d'onde de pompe choisie.

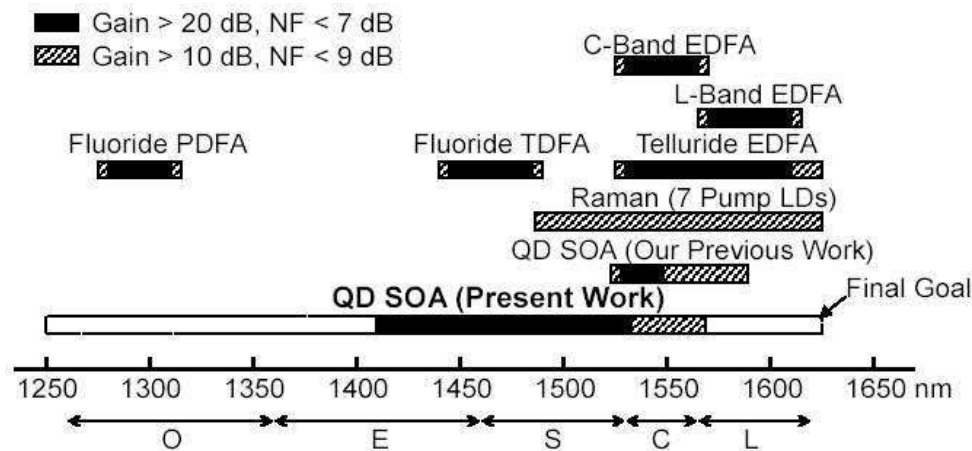


FIG. 1.9 – Comparatif des types d'amplificateurs optiques disponibles [1].

L'avantage de cette amplification est qu'elle est disponible sur un spectre très large pour peu que l'on ait le laser de pompe adéquate. Les inconvénients sont le faible rendement énergétique, et la nécessité d'une pompe puissante (de l'ordre du watt). A titre d'exemple, pour obtenir un gain plat en bande C il faudra 3 pompes optiques.

D'un autre côté, les SOA utilisent les milieux actifs massifs ou à puits quantiques développés depuis les années 70. Ils n'ont jamais été utilisés en tant qu'amplificateur dans les réseaux en raison de défauts que nous détaillerons dans le paragraphe suivant. Aujourd'hui les données ont évolué. La plupart des inconvénients des SOA peuvent être supprimés grâce aux progrès de la croissance épitaxiale des matériaux et du couplage optique notamment. Les inconvénients intrinsèques au milieu actif pourraient quant à eux être diminués avec les BQ en tant que milieu actif, grâce à leurs propriétés électroniques particulières.

Il n'existe actuellement aucun SOA utilisé en amplificateur optique dans les lignes de transmission. Nous allons dans le paragraphe suivant expliciter qu'elles en sont les causes et en quoi un milieu à BQ pourrait améliorer cet état de fait.

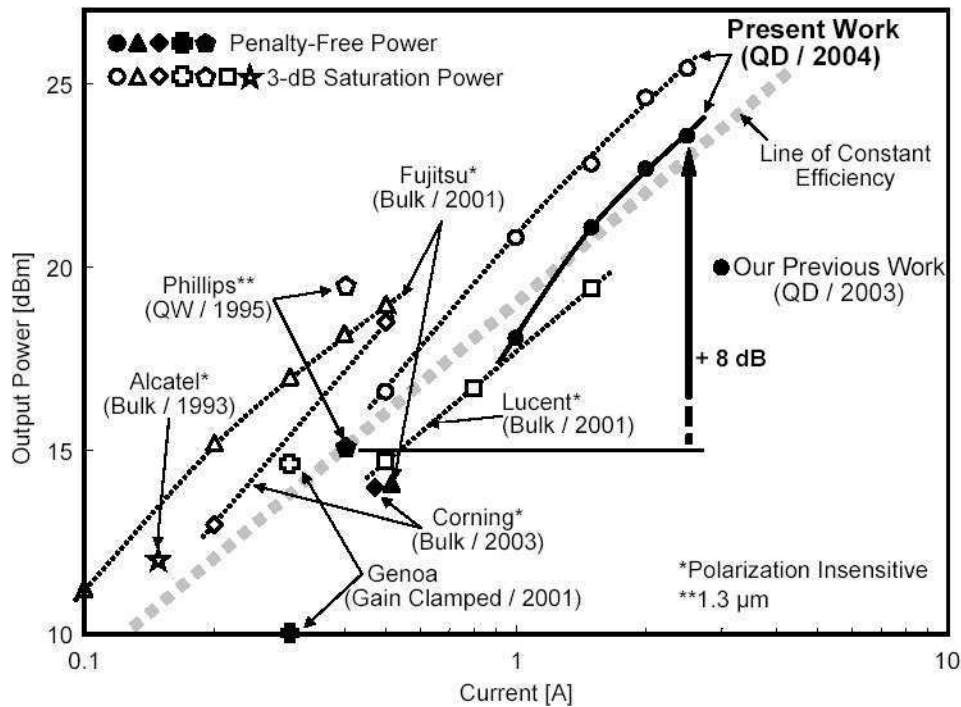


FIG. 1.10 – Aperçu historique des performances des SOAs [1]

1.2.1.2 L'utilisation des amplificateurs dans les réseaux : pourquoi aucun SOA ?

Jusqu'à maintenant les SOA n'ont jamais servi dans les réseaux en tant qu'amplificateur. En revanche, leurs propriétés non linéaires servent beaucoup dans toutes les architectures de traitement optique du signal (régénération 2R, voir paragraphe 1.2.2). Les seuls amplificateurs optiques utilisés sont donc les AF.

Nous pouvons classer les défauts des SOA par rapport à un AF dopé Erbium en deux catégories :

- i. les défauts que nous qualifierons d'**extrinsèques**. Disons que ces problèmes ont trouvé des solutions externes au milieu actif lui même :

- les pertes de couplage (entrée /sortie),
- le coût de fabrication

Les optiques de couplage, l'industrialisation des technologies semi-conducteurs et les progrès en croissance de matériau contraint ont permis d'obtenir des SOA qui s'affranchissent aujourd'hui de ces pénalités en regard des AOF.

- ii. les défauts que nous qualifierons **intrinsèques** au SOA, totalement liés aux propriétés électroniques du milieu actif :

- la dépendance à la polarisation,
- le caractère homogène et dynamique du gain (modulation du gain en régime de saturation),

- la puissance de saturation,
- le facteur de bruit (NF)⁷,

La dépendance à la polarisation est le premier problème majeur du développement des SOA et même si quelques réalisations présentent un fonctionnement indépendant de la polarisation, cela reste un frein très important.

Nous allons maintenant expliciter brièvement le deuxième défaut majeur des SOA : la dynamique du gain.

Sur une ligne de transmission, pour parcourir des distances d'une centaine de km à quelques milliers de km, il est nécessaire de ré-amplifier régulièrement le signal et de cascader les étages d'amplification. Au fil de la propagation et des multiples amplifications, le bruit d'ESA accumulé et amplifié à chaque amplificateur augmente régulièrement le niveau de puissance moyen du signal [20].

Ainsi sur une ligne de transmission, les amplificateurs travaillent en régime de saturation (à - 3 dB du gain maximum). Ce phénomène de saturation permet la stabilisation d'une ligne de transmission mais suivant la dynamique de l'amplificateur utilisé ce fonctionnement en régime de saturation n'aura pas le même impact sur les signaux transmis.

Les EDFA ont un spectre de gain à élargissement homogène mais la dynamique du milieu est de l'ordre de la ms, très largement inférieure à la dynamique des signaux transmis (de l'ordre ou inférieur à 1 ns), ainsi un EDFA n'est sensible qu'à la puissance moyenne du signal (les 1 et le bruit) ; un peu comme un détecteur mesure la moyenne du champ au carré plutôt que l'évolution instantanée de celui-ci. Cette dynamique de l'EDFA permet d'amplifier la puissance moyenne du signal et donc l'ensemble des canaux transmis indifféremment dans un cadre WDM. De ce fait, même en régime de saturation du gain, l'amplification déforme peu le signal. Les SOA (puits ou massifs) qui possèdent une dynamique du même ordre de grandeur que les impulsions du signal présentent un mode de fonctionnement opposé à celui des AF. Ainsi en régime de saturation, une suite de 1 et de 0 module le gain produisant une déformation de ceux-ci (figure 1.11). Cette dégradation du signal n'est pas compatible avec une transmission du signal car une forte pénalité est induite sur le taux d'erreur binaire. Notons que dans le cadre d'un débit très largement supérieur à 40 Gbit/s, la dynamique des SOA commencera à être lente devant celle du signal. A très haut débit 160 Gbit/s et plus, les SOA lents seront peut être moins handicapés par ce phénomène.

Le deuxième défaut majeur des SOA est le facteur de bruit (NF) supérieur à celui des AOF. Il caractérise l'augmentation du fond continu du signal dû à l'ESA de l'amplificateur et à l'amplification du fond continu déjà présent. Pour les SOA, le NF est inférieur à 7dB, pour les EDFA il se situe plutôt autour de 5 à 7 dB.

Concernant la faible puissance de sortie les SOA ne peuvent pas rivaliser avec les AF mais certaines applications pourraient se satisfaire des 20 à 25 dBm disponible en sortie des SOA.

⁷NF : rapport signal sur bruit en sortie divisé par celui d'entrée

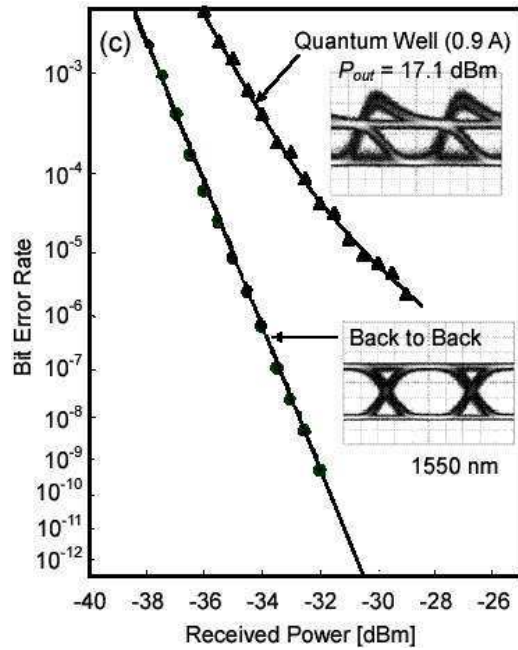


FIG. 1.11 – Comparaison de l'évolution du Taux d'Erreur Binaire pour une ligne de transmission dite en back-to-back (ligne de transmission composée uniquement d'un récepteur immédiatement après l'émetteur) et de la même ligne dans laquelle a été introduit un SOA à puits quantiques. Pour chaque tracé a été adjoint un diagramme de l'oeil du signal reçu [1].

De ces multiples défauts découlent le fait qu'aujourd'hui, aucun SOA n'est utilisé comme amplificateur optique dans le cadre des télécommunications car ils n'ont pas pu jusqu'à maintenant faire face au AOF sur un quelconque point. En revanche, de part la propriété de saturation du gain notamment, ils sont fréquemment utilisés en tant que fonctions optiques pour le traitement de la lumière, dans le cadre de régénération que nous présentons dans le prochain paragraphe par exemple.

Nous verrons dans la suite du manuscrit que le passage aux BQ en tant que milieu actif peut notablement améliorer certaines caractéristiques importantes des SOA en rapport des AF et par conséquent leur utilisation en tant qu'amplificateur de lumière est de nouveau envisageable en particulier dans le cadre des réseaux métropolitains et locaux.

1.2.2 La régénération 2R, Ré-amplification et Remise en forme

Cette régénération couple l'effet d'amplification de la régénération 1R à un effet de remise en forme du signal qui consiste à diminuer l'écart type de la répartition des bruits sur les 1 et les 0, σ_0 et σ_1 . Cette remise en forme est réalisée par une fonction de type porte non-linéaire comme le montre la figure 1.12.

La fonction de transfert non linéaire théorique permet de réduire à la fois le bruit sur les 1 et les 0. Secondé par un étage d'amplification, cela améliore conjointement le taux

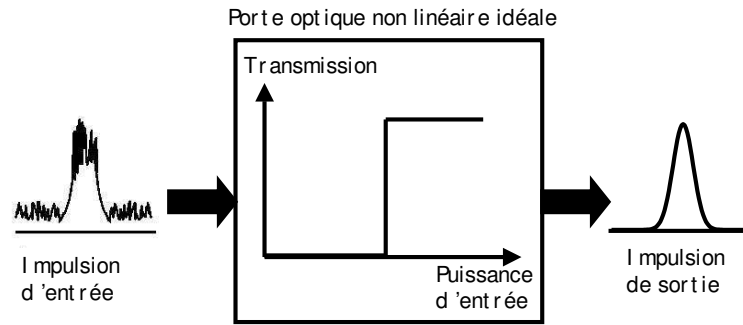


FIG. 1.12 – Schéma de principe d'une porte optique non linéaire pour la régénération du signal.

d'extinction et le facteur de qualité de la ligne.

A cette étape de la régénération, les SOA sont largement utilisés pour leurs possibilités de fonctionnement en tant que porte non linéaire. La modulation de gain croisé⁸ et la modulation de phase croisée⁹ sont les effets principaux utilisés pour remettre en forme le signal. Une amélioration des performances du milieu actif des SOA (BQ) pourrait permettre de créer des fonctions régénératrices plus efficaces.

A ce stade de la régénération, un photo-détecteur est capable de discriminer facilement le niveau des 1 du niveau des 0 (ouverture verticale de l'œil). En revanche, si les effets de gigue temporelle (position temporelle des bits par rapport à leur temps bit) sont importants le taux d'erreur binaire pourra malgré tout être mauvais si deux impulsions adjacentes se chevauchent.

Cela nous conduit tout naturellement au troisième niveau de régénération.

1.2.3 La régénération 3R, 2R + Re-synchronisation

Un régénérateur 3R est avant tout composé d'un module de régénération 2R auquel est ajouté un système de récupération d'horloge. La récupération d'horloge consiste simplement à créer au niveau du module de régénération une nouvelle source de référence modulée à la fréquence initiale du débit de données. Ainsi une référence fréquentielle locale permettrait de recentrer chaque bit ré-amplifié et remis en forme dans son temps bit pour compenser les effets de gigue temporelle. L'œil du diagramme serait alors ouvert verticalement et horizontalement.

Si la régénération 2R est aujourd'hui relativement bien maîtrisée par les laboratoires publics et privés, la re-synchronisation, quand elle est réalisée, forme un système plus compliqué et moins maîtrisé. La récupération d'horloge, point clef de ce dispositif représente le point bloquant.

⁸XGM : Cross Gain Modulation, ou modulation de gain croisé \Rightarrow application : convertisseur de longueur d'onde

⁹XPM : Cross Phase Modulation, ou modulation de phase croisé \Rightarrow application : interféromètres non linéaires

Les lasers à semi-conducteurs injectés à blocage de modes passif ou actif sont une des technologies possibles pour la récupération d'horloge. Pour la création d'horloge à haut débit (>20 Gbit/s) la dynamique du milieu amplificateur doit être suffisante. Nous verrons par la suite en quoi les BQ comme milieu actif sont aussi très intéressantes à ce stade de la régénération.

Cette introduction aux réseaux et à la régénération optique du signal nous montre qu'à de nombreux niveaux (sources lasers, SOA en tant qu'amplificateurs ou fonctions optiques) d'une ligne de transmission, l'amélioration des propriétés statiques, dynamiques et non linéaires de structures à semi-conducteurs peut apporter de nouvelles possibilités. En particulier dans le cadre du multiplexage en longueurs d'onde, un milieu actif à élargissement inhomogène (voir paragraphe 2.3.3), qui serait donc capable de traiter indépendamment plusieurs longueurs d'onde, tel que l'est un milieu à boîtes quantiques pourrait permettre d'envisager un nouveau type de composants. Il n'existe aujourd'hui aucun autre milieu actif aux longueurs d'onde des télécommunications dont la raie de luminescence possède un élargissement inhomogène.

Nous verrons dans le second chapitre comment et dans quelle mesure les structures à boîtes quantiques peuvent apporter des progrès notables dans les caractéristiques de ces composants.

1.3 Généralités sur les SOA

1.3.1 Pré-requis : condition d'émission stimulée

[21]

1.3.1.1 Interaction photon système à 2 niveaux

L'absorption

Un photon d'énergie $h\nu = \Delta E = E_2 - E_1$ peut être absorbé par un électron dans l'état fondamental E_1 qui passe dans l'état excité E_2 (figure 1.13 a). Le processus est proportionnel à la densité n_1 (population de l'état E_1) et à la densité spectrale d'énergie de radiation $\rho_{ph}(\nu)$ à la fréquence ν . Ainsi le taux de transition est :

$$r_{abs}(\nu) = B_{12} \cdot n_1 \cdot \rho_{ph}(\nu) \quad (1.8)$$

où B_{12} est une constante nommée coefficient d'absorption d'Einstein.

L'émission spontanée

Cette émission est un processus aléatoire, source d'émission incohérente (figure 1.13 b). Le taux d'émission spontanée est proportionnel à la densité d'électrons dans l'état excité et peut être écrit de la manière suivante :

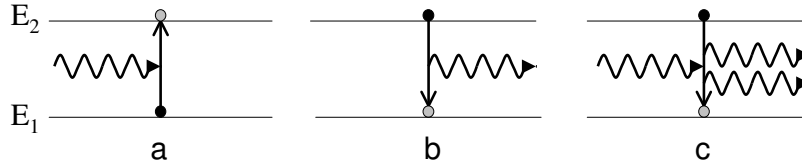


FIG. 1.13 – Schématisation des trois interactions possibles. En noir l'état initial, avant passage du photon ; en grisé l'état final, après passage du photon. a- absorption b- émission spontanée c- émission stimulée

$$r_{sp}(\nu) = A \cdot n_2 \quad (1.9)$$

où A est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée.

L'émission stimulée

L'émission stimulée produit une radiation cohérente. Elle est initiée par un photon à la fréquence ν qui interagit avec un électron dans l'état excité E_2 causant son retour à l'état fondamental E_1 avec émission d'un second photon de même énergie, polarisation et direction de propagation (figure 1.13 c). Le taux d'émission stimulée est le pendant du taux d'absorption.

$$r_{stim}(\nu) = B_{21} \cdot n_2 \cdot \rho_{ph}(\nu) \quad (1.10)$$

où B_{12} est le coefficient d'Einstein d'émission stimulée.

L'émission stimulée est le phénomène qui réalise l'amplification optique, grâce à la multiplication cohérente des photons incidents. Cette amplification est à la base du fonctionnement des lasers et des amplificateurs optiques.

L'émission spontanée est la source de bruit principale des lasers et amplificateurs optiques mais c'est aussi le phénomène qui amorce le fonctionnement de tout laser.

L'absorption permet de "pomper" le matériau, d'amener des porteurs de l'état fondamental vers l'état excité et donc initie l'émission spontanée et stimulée.

Ces trois interactions se retrouvent dans un semi-conducteur. Mais, à la place de deux niveaux discrets, il existe une bande (continuum d'énergie) de valence et une bande de conduction séparées par une bande d'énergie $E_c - E_v$ dite interdite (ou gap en anglais) (figure 1.14).

1.3.1.2 condition d'émission stimulée dans un semi-conducteur (massif)

Dans un semi-conducteur les transitions ont lieu entre les états de la bande de conduction et ceux de la bande de valence. Le taux d'occupation d'un état E_2 de la bande de conduction par un électron est donné par la statistique de Fermi-Dirac :

$$f_n(E_2) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_2 - E_{fn}}{kT}\right)} \quad (1.11)$$

De même le taux d'occupation d'un état E_1 de la bande de valence par un électron est

$$f_p(E_1) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_1 - E_{fp}}{kT}\right)} \quad (1.12)$$

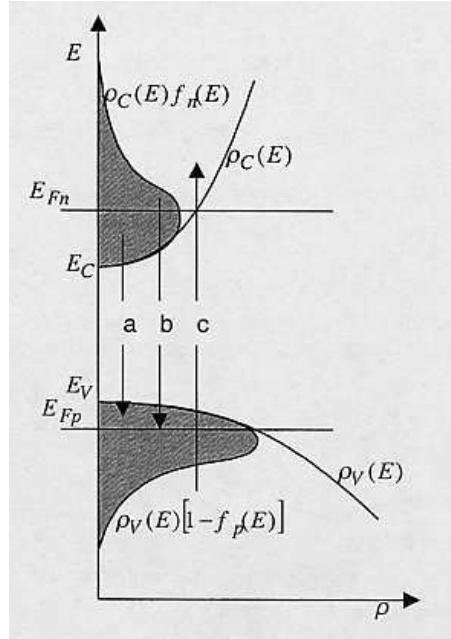


FIG. 1.14 – Différentes transitions possibles : a) émission stimulée ou spontanée b) émission spontanée c) absorption

Le taux d'émission spontanée est proportionnel au coefficient d'Einstein A_{21} , à la probabilité $f_n(E_2)$ que le niveau E_2 soit occupé et à la probabilité $1 - f_p(E_1)$ que le niveau E_1 soit vide :

$$S_{21(sp)} = A_{21} \cdot f_n(E_2) \cdot (1 - f_p(E_1)) \quad (1.13)$$

Le taux d'émission stimulée entre E_2 et E_1 est proportionnel, au coefficient d'Einstein B_{21} , à la densité d'énergie $\rho_{ph}(\nu)$ avec $h\nu = \Delta E = E_2 - E_1$, à la probabilité $f_n(E_2)$ que le niveau E_2 soit occupé et à la probabilité $1 - f_p(E_1)$ que le niveau E_1 soit vide :

$$S_{21(st)} = B_{21} \cdot f_n(E_2) \cdot (1 - f_p(E_1)) \cdot \rho_{ph}(\nu) \quad (1.14)$$

Le taux d'absorption entre E_2 et E_1 est proportionnel, au coefficient d'Einstein B_{12} , à la densité d'énergie $\rho_{ph}(\nu)$ avec $h\nu = \Delta E = E_2 - E_1$, à la probabilité $1 - f_n(E_2)$ que le niveau E_2 soit vide et à la probabilité $f_p(E_1)$ que le niveau E_1 soit occupé :

$$S_{12(abs)} = B_{12} \cdot (1 - f_n(E_2)) \cdot f_p(E_1) \cdot \rho_{ph}(\nu) \quad (1.15)$$

Un bilan du système à l'état stationnaire peut s'écrire :

$$-S_{21(st)} - S_{21(sp)} + S_{12(abs)} = 0 \quad (1.16)$$

et sous l'hypothèse que le système est à l'équilibre thermodynamique, nous pouvons écrire les coefficients d'Einstein selon :

$$\begin{aligned} B_{21} &= B_{12} \\ \frac{A_{21}}{B_{21}} &= \frac{n_r^3 E_{21}^2}{\pi^2 \hbar^3 c^3} \end{aligned} \quad (1.17)$$

La condition d'émission stimulée, i.e l'inversion de population, est obtenue lorsque $S_{21} > S_{12}$. Par conséquent, avec $B_{12} = B_{21} = B$, on a :

$$f_n(E_2) \cdot (1 - f_p(E_1)) > (1 - f_n(E_2)) \cdot f_p(E_1) \quad (1.18)$$

qui équivaut à

$$E_{f_n} - E_{f_p} > E_2 - E_1 \quad (1.19)$$

Cette relation est dite **condition de Bernard et Duraffourg**.

Du fait qu'il n'existe pas d'état dans la bande interdite, l'émission stimulée est telle que :

$$E_g < h\nu < E_{f_n} - E_{f_p} \quad (1.20)$$

L'émission stimulée a lieu entre l'énergie de la bande interdite et la différence d'énergie des niveaux de Fermi. Il y a donc absorption pour les photons d'énergie supérieure à $E_{f_n} - E_{f_p}$.

Autrement dit : la position des niveaux de Fermi sur la figure 1.14 situe la probabilité d'occupation 1/2, c'est-à-dire qu'en dessous de E_{f_n} (bas de la bande de conduction) le nombre d'électrons de la bande de conduction est supérieur au nombre d'électrons restant en haut de la bande de valence. Une inversion de population est réalisée uniquement pour ces niveaux là et comme l'exprime la condition de Bernard et Duraffourg, il ne pourra y avoir émission stimulée que pour les transitions entre le bas de la bande de conduction (sous E_{f_n}) et le haut de la bande de valence (au dessus de E_{f_p}), il s'agit de la transition notée "a" sur la figure 1.14).

Il est important de noter que dans le cadre des BQ la notion de niveau de Fermi n'est plus aussi simple. Cet aspect sera traité dans le chapitre suivant. C'est en effet un paramètre fondamental des structures à BQ en tant que milieu à gain inhomogène. Au cours du chapitre 2 et plus particulièrement dans le paragraphe 2.3.4 une partie des considérations actuelles de la littérature à ce propos sera présentée et nous retrouverons dans le chapitre 3 nombre d'indications expérimentales à ce propos.

Ce rappel de la condition d'émission stimulée nous permet d'introduire la notion de facteur d'inversion dans les semi-conducteurs.

1.3.2 Le facteur d'inversion

Pour définir le facteur d'inversion, il nous faut introduire la notion de taux net d'émission stimulé $r_{21(st)}$, comme le bilan du flux de porteurs entre la bande de conduction et la bande de valence soit :

$$\begin{aligned} r_{21(st)} &= S_{21(st)} - S_{12(abs)} \\ &= B_{21}f_2(1 - f_1)\rho(E_{21}) - B_{12}f_1(1 - f_2)\rho(E_{21}) \end{aligned} \quad (1.21)$$

Sous l'hypothèse que les fonctions de distributions des porteurs suivent la loi de Fermi-Dirac et à partir des relations établies dans le paragraphe précédent, $r_{21(st)}$ peut s'écrire :

$$r_{21(st)} = \frac{A_{21}(f_2 - f_1)}{\exp(E_{21}/k_B T) - 1} = \frac{r_{st}(E_{12})}{\exp(E_{21}/k_B T) - 1} \quad (1.22)$$

où $r_{st}(E_{12})$ est le nombre de photons d'émission stimulée généré par unité de volume, par intervalle énergétique et par seconde. De la même manière, le taux net d'absorption peut se définir suivant :

$$\begin{aligned} r_{12(abs)} &= S_{12} - S_{21(st)} \\ &= B_{12}f_1(1 - f_2)\rho(E_{21}) - B_{21}f_2(1 - f_1)\rho(E_{21}) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Le coefficient d'absorption $\alpha(E_{21})$ est égal au taux d'absorption net divisé par le flux de photon, i.e le produit de la densité $\rho(E_{21})$ de photons et de la vitesse de groupe c/n_r . En utilisant l'équation précédente et la condition $B_{21} = B_{12}$, nous obtenons :

$$\alpha(E_{21}) = \frac{r_{12(abs)}n_r}{\rho(E_{21})c} = \frac{B_{12}(f_1 - f_2)n_r}{c} \quad (1.24)$$

En utilisant l'expression de A_{21}/B_{21} de l'équation 1.17, nous pouvons écrire :

$$\alpha(E_{21}) = \frac{\pi^2 \hbar^3 c^3}{n_r^3 E_{21}^2} A_{21} (f_2 - f_1) \quad (1.25)$$

et en reconnaissant l'expression de $r_{st}(E_{21})$ décrite précédemment, nous avons :

$$\alpha(E_{21}) = \frac{\pi^2 \hbar^3 c^3}{n_r^3 E_{21}^2} r_{st}(E_{21}) \quad (1.26)$$

Finalement en définissant le taux d'émission spontanée $r_{sp}(E_{21})$ comme :

$$r_{sp}(E_{21}) = S_{21(sp)} \quad (1.27)$$

et en utilisant les relations entre les coefficients d'Einstein, nous pouvons écrire $r_{sp}(E_{21})$ comme une fonction du coefficient d'absorption $\alpha(E_{21})$

$$r_{sp}(E_{21}) = \frac{n_r^3 E_{21}^2 \alpha(E_{21})}{\pi^2 \hbar^3 c^3 \exp([E_{21} - (E_{f_2} - E_{f_1})]/k_B T)} \quad (1.28)$$

Après quelques arrangements, cela nous permet de définir le facteur d'inversion n_{sp} comme le rapport de la densité spectrale d'émission spontanée $r_{sp}(E_{21})$ par la densité spectrale d'émission stimulée $r_{st}(E_{21})$:

$$n_{sp} = \frac{r_{sp}(E_{21})}{r_{st}(E_{21})} = (1 - \exp([E_{21} - (E_{f_2} - E_{f_1})]/k_B T))^{-1} \quad (1.29)$$

La différence entre les niveaux d'énergie de Fermi définit le niveau de transparence du milieu comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent. Nous trouvons dans la littérature [5] une forme plus exploitable expérimentalement de cette formule en définissant la fonction $P_f = 1/n_{sp}$ en fonction de la densité spectrale d'émission spontanée r_{sp} et du gain g selon :

$$P_f = \frac{g}{r_{sp}} \frac{n_r^2 E^2}{\pi^2 \hbar^3 c^2} \quad (1.30)$$

et donc,

$$P_f = (1 - \exp([E_{21} - (E_{f_2} - E_{f_1})]/k_B T)) \quad (1.31)$$

Cette fonction définit le bilan entre l'émission stimulée et l'absorption. Lorsqu'elle est positive c'est que le bilan est favorable à l'émission stimulée, il y a donc du gain. Quand elle est négative, l'absorption est le phénomène majoritaire. Nous avons tracé cette fonction sur la figure 1.15 pour deux températures différentes, $kT = 26$ meV, soit $T = 300$ K et $kT = 10$ meV, soit $T = 115$ K. Le niveau de transparence choisi pour ce calcul est de $0,95$ eV soit approximativement $1,3 \mu\text{m}$. Lorsque E^2 est constant la fonction tend vers 1 aux plus grandes longueurs d'onde.

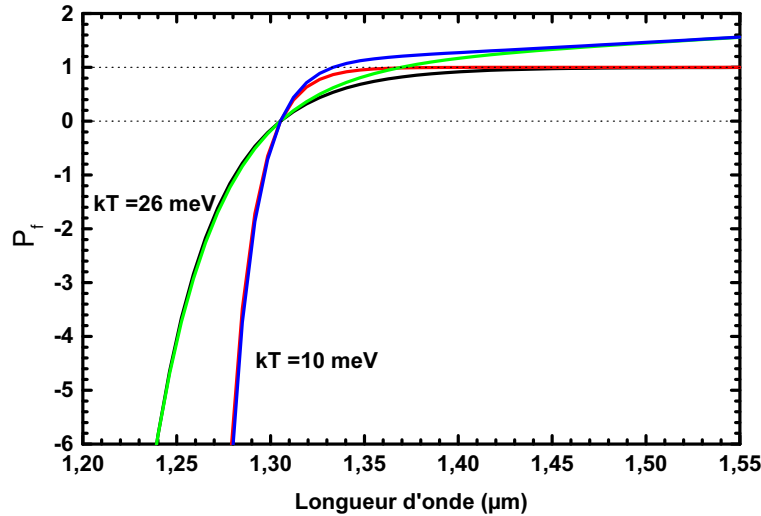


FIG. 1.15 – Évolution de la fonction P_f pour deux température différentes. Dans l'approximation de E^2 constant et dans le cas exact.

Classiquement, l'évolution du facteur E^2 dans l'équation 1.30 est négligée sur la plage spectrale considérée et nous ferons de même dans la suite de ce travail. Néanmoins sur cette figure, nous avons tracé la fonction P_f dans l'approximation de E^2 constant et dans le cas exact pour vérifier l'erreur commise. Cette dernière est en réalité importante sur la plage de longueur d'onde considérée ici, qui a été choisie volontairement très proche de ce que nous trouverons dans la suite du manuscrit. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre trois, l'erreur commise par cette approximation n'est pas préjudiciable dans l'analyse de nos résultats.

Chapitre 2

Physique des boîtes quantiques : introduction et état de l'art

Dans cette partie, nous allons présenter et expliquer le caractère propre des BQ en tant que milieu optiquement actif d'un composant opto-électronique semi-conducteur. Nous verrons comment la réduction de la dimensionalité du système modifie la densité d'états puis après avoir présenté les particularités de la croissance des BQ, nous exposerons les propriétés électroniques remarquables de telles structures. Enfin, nous présenterons les améliorations que peuvent apporter les BQ sur le fonctionnement des composants (lasers, amplificateurs, porte optique).

2.1 Du 3D vers le 0D

Le confinement des porteurs détermine les propriétés électroniques d'une structures [22, 23, 24]. Une variation de celui-ci modifie donc le comportement du milieu. Le changement de confinement des porteurs induit par les matériaux récents à boîtes quantiques a des conséquences directes sur les performances des applications réalisées à partir de ce milieu. La figure 2.1 présente l'évolution de la densité d'état en fonction de la dimension de la structure.

Le 3D ou matériau massif

Dans le cas du matériau massif, le modèle des électrons libres, appliqué à la maille du réseau réciproque, nous permet de constater que les électrons (et les trous) vont peupler des bandes d'énergie suivant une dispersion parabolique ($E(k)$).

La densité d'état nous permet de connaître le nombre d'états par unité d'énergie. On montre aisément que la densité d'état représenté sur la figure 2.1 s'exprime selon :

$$\rho_{3D}(E) \propto (E - E_g)^{1/2} \quad (2.1)$$

où E_g est l'énergie de la bande interdite du matériau.

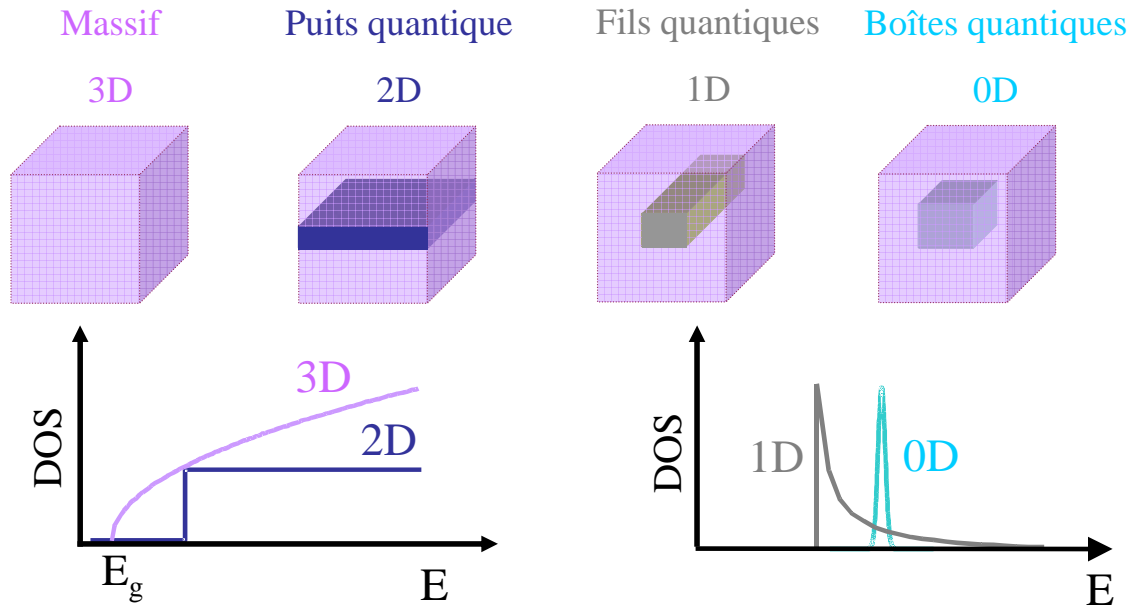


FIG. 2.1 – Illustration du confinement spatial et des densités d'état d'un matériau massif, d'un puits, d'un fil et d'une boîte quantique.

Le 2D ou puits quantique

Dans le cas d'un matériau 2D, il existe un confinement électronique suivant une direction (z par exemple). L'effet direct est d'avoir une discrétisation des niveaux d'énergie ($E_{n,z}$) suivant cette même direction, tout en conservant un comportement massif suivant les deux autres directions. L'effet du confinement se manifeste aussi par une modification importante de la densité d'état comme le montre la figure 2.1. Couramment cette densité d'état est assimilé à des marches d'escalier.

Le 1D ou fil quantique

Dans la cas d'un matériau 1D, il existe un confinement dans deux directions de l'espace (x et y par exemple). De la même manière que dans un puits nous allons observer une discrétisation dans ces deux directions.

Dans la suite du manuscrit nous ne parlerons pas de fil quantique mais de "pointillés" quantiques ou Quantum Dash ¹. Les QDash ont bien un confinement dans deux directions de l'espace mais ne sont pas infinis dans la troisième. Néanmoins, ils sont suffisamment étendus pour ne pas présenter de confinement dans cette troisième direction.

Le 0D ou boîte quantique

¹que nous noterons Qdash

Le résultat des effets cumulés du confinement des porteurs suivant les trois directions de l'espace, est la création d'un objet, dit boîte quantique. De la même façon que dans la direction z du puits quantique, il y a discrétisation des niveaux d'énergie dans les trois directions de l'espace. Dans l'hypothèse où toutes les BQ sont de même dimension, alors l'énergie s'exprime selon $E = E_g + E_{n,x} + E_{n,y} + E_{n,z}$. Les niveaux d'énergie permis du semi-conducteur (massif à l'origine) deviennent discrets, une vision simplifiée apparente alors souvent les BQ à des "atomes artificiels".

Comme le montre la figure 2.1, La densité d'état est extrêmement modifiée. Elle est constituée de Dirac pour chaque transition, et s'exprime comme suit :

$$\rho_{0D}(E) \propto \delta(E - (E_g + E_{n,x} + E_{n,y} + E_{n,z})) \quad (2.2)$$

où δ est la distribution de Dirac.

Le choix de la longueur d'onde d'émission (1,55 μm ou 1,3 μm) pour des applications liées aux télécommunications optiques impose de nombreuses contraintes sur le choix des matériaux (gap, paramètre de maille...). De plus, la croissance de boîtes quantiques ne peut s'obtenir que dans des systèmes de semi-conducteurs précis. Il convient alors de choisir de façon judicieuse le système de matériau en fonction de l'objectif visé.

2.2 Boîtes à base de matériaux III - V

2.2.1 Principe de fabrication

Nous allons à présent décrire les principes fondamentaux de la formation des boîtes quantiques, de façon à mieux appréhender les effets sur le choix des matériaux et les propriétés des BQ.

Le principe de l'épitaxie est d'assurer la continuité du réseau cristallin d'un matériau 2 déposé sur un matériau 1. De ce fait, le paramètre essentiel est la valeur des paramètres de maille des espèces présentes (distances inter atomique au sein du réseau cristallin). Si le désaccord paramétrique (différence de paramètre de maille) est nul, la croissance des couches se réalise en accord de maille. La "carte du ciel" (figure 2.2), présente la variation de la bande d'énergie interdite de plusieurs semi-conducteurs III-V suivant leurs paramètres de maille. Plusieurs filières de matériaux sont technologiquement disponibles suivant les substrats. Ainsi sur InP, on peut faire croître toute une famille de matériaux : $In_xGa_{1-x}As$, $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ en accord de maille, ou avec de faibles désaccords qui créent une contrainte mécanique.

S'il existe un petit désaccord, l'effet de la contrainte modifie le gap du matériau contraint : l'augmente s'il est en compression, le diminue s'il est en tension. L'amplitude de l'énergie élastique emmagasinée, qui dépend du désaccord et de l'épaisseur h du matériau déposé, est limitée. Si elle est trop importante ($h > h_c$, épaisseur critique), la couche contrainte se relaxe, soit en formant un réseau de dislocations, soit par une croissance tridimensionnelle.

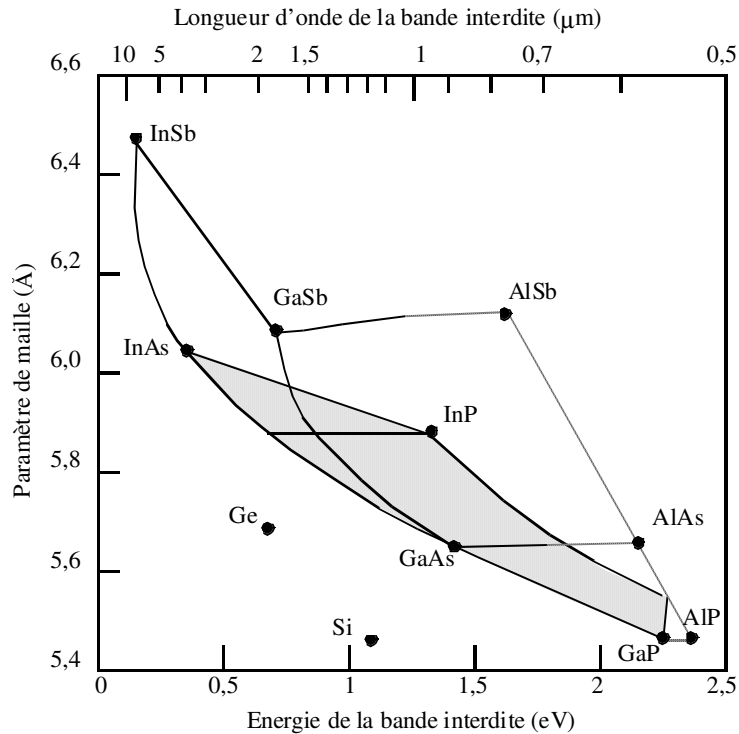


FIG. 2.2 – "Carte du ciel" représentant la variation du gap direct des matériaux en fonction de leur paramètre de maille

Pour obtenir des boîtes quantiques, il convient de réaliser de petits volumes d'un matériau, avec des dimensions inférieures à quelques centaines d'Angström [24] afin de bénéficier de la quantification 0D. En procédant à la croissance tridimensionnelle d'une couche contrainte en compression, il se forme de petits agrégats cohérents (sans dislocations) de matériaux, **les boîtes quantiques**. On parle d'une croissance de type Stranski-Krastanow (voir figure 2.3 pour le schéma de principe). Elle est dite auto-organisée. Les îlots de matière se forment spontanément de manière aléatoire produisant à la fois une distribution spatiale (répartition sur un plan) et de dimension (taille géométrique de l'îlot) des BQ.

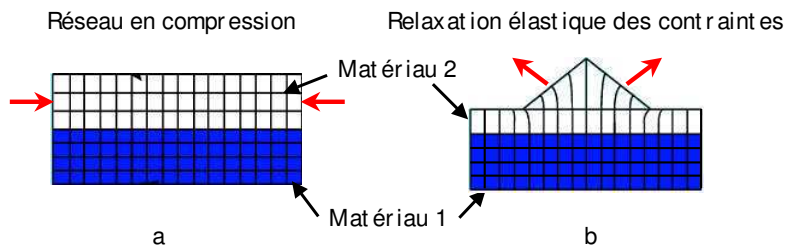


FIG. 2.3 – Principe de croissance des BQ. a - dépôt du matériau 2 en compression, car en léger désaccord de maille avec le matériau 1. b - relaxation élastique des contraintes et formation d'une BQ.

Cet effet est illustré sur la photo 2.4 réalisée au Microscope à Force Atomique (AFM). Les répartitions aléatoires en position et taille y sont bien visibles.

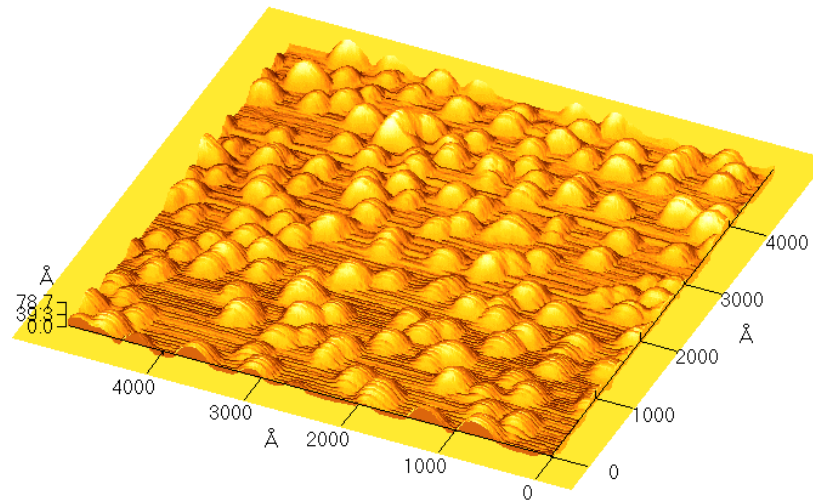


FIG. 2.4 – Photo AFM réalisée au LENS de l'INSA. Plan de boîtes quantiques. Diamètre moyen 300 , hauteur moyenne 75 .

Enfin la figure 2.3 permet également de définir un caractère fondamental qui servira dans la compréhension du fonctionnement de structure à BQ : la couche "résiduelle" (à droite et à gauche de la BQ) de matériau 2 déposée forme un puits quantique ². Elle est appelée "couche de mouillage" ou "Wetting Layer" (WL). Cette couche est formée du même matériau que les BQ.

Maintenant que nous avons évoqué le principe de fabrication, nous allons présenter les matériaux choisis pour obtenir une émission dans la bande spectrale visée.

2.2.2 Choix du système pour une émission à $1,55 \mu\text{m}$ et réalisations actuelles

Dans le chapitre précédent, nous avons vu pourquoi les transmissions optiques des réseaux de communication s'effectuent dans la bande de longueur d'onde autour de $1,55 \mu\text{m}$. La conception de nouveaux composants doit donc en tenir compte. Afin de déterminer quel système de matériaux serait bien adapté à la formation des BQ pour une émission à $1,55 \mu\text{m}$, on peut se référer à la "carte du ciel" (figure 2.2).

On constate que, dans le système InAs/GaAs, le fort désaccord paramétrique (7 %) est favorable à la formation de boîtes quantiques. Cependant les résultats parus dans la littérature [24, 25] montrent que les faibles dimensions de ces boîtes (reliées au désaccord paramétrique élevé) conduisent à un fort confinement des porteurs, et à une énergie de transition des boîtes d'environ 1 eV ³. Ce système donne aujourd'hui de nombreux résultats

²point sujet à discussion dans la littérature.

³ce qui correspond à une longueur d'onde de $1,24 \mu\text{m}$

prometteurs dans la bande $1,3 \mu\text{m}$: modulation d'un laser jusqu'à 23 GHz [14], puissance de sortie de l'ordre de 160 mW [26], réalisation d'amplificateurs ([27, 28, 29] et [30]). Cependant, malgré quelques tentatives [31, 32, 33], il apparaît difficile de diminuer l'énergie de ce système, i.e d'augmenter la longueur d'onde d'émission, pour réaliser un système adapté aux applications visées.

Dans le système InAs/InP, le désaccord est nettement plus faible (3,2 %), et l'émission est obtenue à plus faible énergie, autour de 0,65-0,7 eV ce qui peut permettre une émission à $1,55 \mu\text{m}$. Dans la thèse de Cyril Paranthoën de l'INSA [34], dont mon travail de thèse est un prolongement, se trouve toute la recherche effectuée pour aboutir à des BQ d'InAs/InP permettant d'envisager des fonctions optiques pour les télécommunications (lasers, amplificateurs, portes, ...). Peu d'équipes dans le monde maîtrisent la croissance de BQ émettant autour de $1,55 \mu\text{m}$ pour la réalisation de laser :

- France, LENS INSA Rennes(+ Laboratoire d'optronique de l'ENSSAT) [35] à $1,52 \mu\text{m}$ sur InP(311)B,
- Japon, NEC [36](Saito et al.) vers $1,61 \mu\text{m}$ sur InP(311)B à température ambiante,
- États-Unis, Albuquerque, Jet propulsion, [37] entre $1,59 \mu\text{m}$ et $1,63 \mu\text{m}$,
- Canada ,Allen et col. en partenariat avec Alcatel Optronics, sur InP(100) [38, 39].

Concernant l'application amplificateur, notons l'avance considérable de l'équipe japonaise de Fujitsu, Akiyama et col. [40, 1]. Ils sont les seuls à avoir mis au point un composant qui affiche des performances impressionnantes pour un SOA : puissance de sortie maximum 23 dBm, plage d'amplification 140 nm, aucune pénalité ($< 0,2 \text{ dB}$) introduite en back-to-back à 10 Gbit/s, prometteur à 40 Gbit/s, facteur de bruit $\text{NF} < 7 \text{ dB}$ sur 140 nm avec un minimum inférieur à 5 dB.

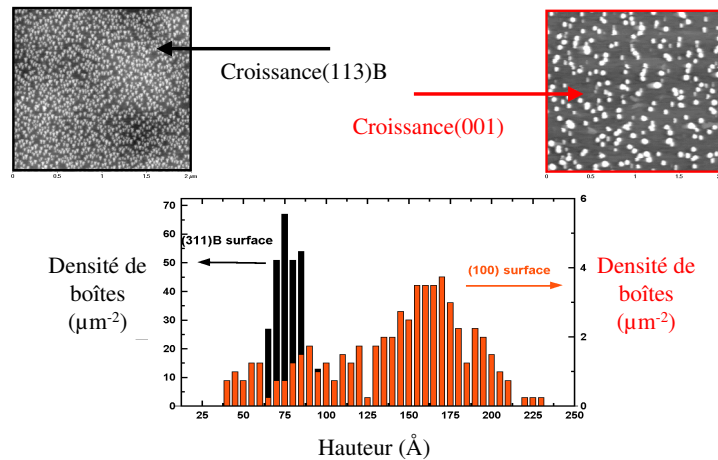


FIG. 2.5 – Comparaison des BQ obtenues sur un substrat d'InP suivant l'orientation de celui-ci (311)B ou (100).

La croissance MBE⁴ sur InP(100) ne permet pas d'obtenir aisément des BQ. De nom-

⁴Molecular Beam Epitaxy, Epitaxie par jet moléculaire.

breux travaux ont mis en évidence la formation de "gros pâtés", et également la formation de QDash. L'utilisation d'un substrat d'orientation (311)B permet de part ses propriétés intrinsèques (énergie de surface importante entre autre) de favoriser très nettement la formation de BQ en très forte densité et de bonnes qualités émettant à $1,5 \mu\text{m}$ [35].

En épitaxie sur InP(100) les QDash obtenues sont des "boîtes" à base fortement elliptique. Suivant une des directions de l'espace, le confinement des porteurs n'est pas suffisant pour créer des états discrets et la densité d'état reste à l'état de bande comme nous l'avons explicité au début de ce chapitre. De nombreux travaux existent sur de telles structures entre autres des réalisations de lasers [38] et d'amplificateurs [41] autour de $1,5 \mu\text{m}$. Nous reviendrons sur ce sujet à la fin de ce chapitre.

Néanmoins, il apparaît possible d'obtenir des BQ sur InP(100) mais par une technique de dépôt MOCVD⁵. C'est d'ailleurs ce procédé qui a permis la croissance des boîtes à la base de la première réalisation d'un SOA à BQ à $1,55 \mu\text{m}$ [40, 1].

Il est important de noter que de nombreux travaux ont pu montrer qu'il était possible d'obtenir des lasers sur GaAs émettant à des longueurs d'ondes proche de $1,5 \mu\text{m}$ (InAs/substrat métamorphique $In_xGa_xAs/GaAs$). Mais ces lasers présentent toutefois pour l'instant des propriétés assez médiocres (Fort Jth = $2,4 \text{ kA/cm}^2$ et faible durée de vie entre autres).

Nous détaillerons plus loin dans le manuscrit la croissance spécifique des BQ formant le milieu amplificateur que nous avons étudié.

Après avoir présenté la modification de densité d'états induite par le confinement des porteurs et le principe de fabrication des BQ, nous allons nous intéresser maintenant, de manière plus précise, aux propriétés électroniques des boîtes.

2.3 Caractéristiques physiques d'une structure à boîtes quantiques

La croissance des BQ s'effectue de manière aléatoire créant ainsi une distribution en taille des boîtes. Cette distribution en taille a un impact important sur les propriétés électroniques des BQ. C'est pourquoi, avant d'introduire un système composé d'un ensemble de boîtes nous allons présenter une structure composée d'une boîte unique.

2.3.1 Schéma électronique d'une structure à boîte quantique unique

La densité d'état discrète de l'objet physique BQ seul ainsi que le principe de formation des BQ sur un substrat avec l'apparition de la couche de mouillage (Wetting Layer, WL) ont déjà été introduit. Pour une compréhension plus juste des différentes propriétés des BQ, il est indispensable de considérer à la fois les BQ et la WL. Dans le cas d'une boîte unique, le schéma électronique du système devient celui représenté sur la figure 2.6.

⁵Metal Organic Chemical Vapor Deposition, déposition chimique organométallique en phase vapeur.

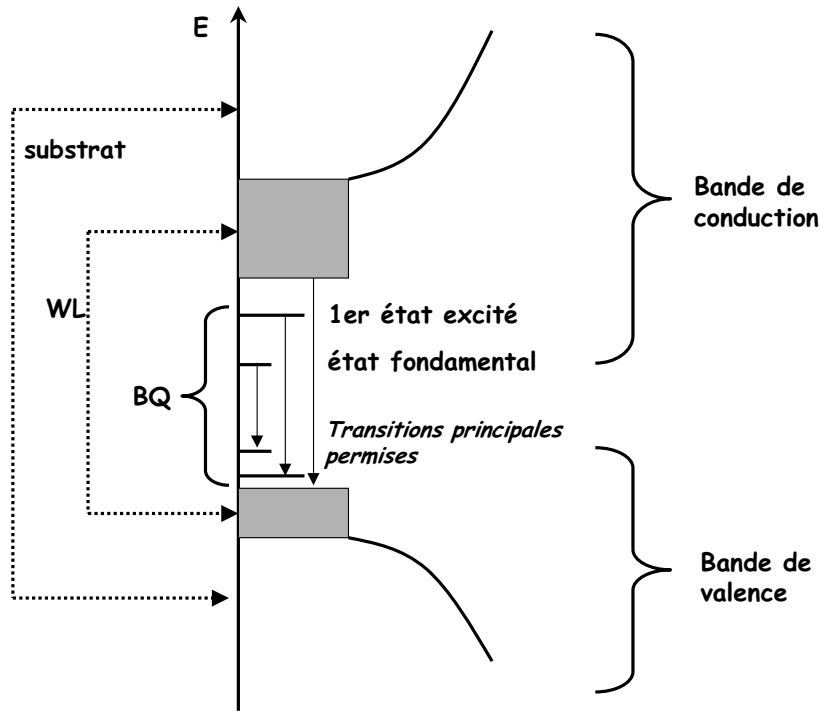


FIG. 2.6 – Schéma électronique simplifié d'une boîte quantique, de sa couche de mouilage (WL) et du substrat.

Cette figure représente la densité d'états discrète d'une BQ présentée dans le paragraphe 1.2 entourée de la densité d'états du puits quantique qu'est la WL. Deux états ont été représentés dans l'îlot car c'est la configuration de la majorité des systèmes étudiés aux longueurs d'ondes qui nous concernent.

Sur le même schéma apparaissent les transitions attendues pour l'émission de photons. Dans les thèses de Cécile Kammerer et d'Angelina Vasanelli (ENS, 2002) [2, 42], il est démontré théoriquement et expérimentalement que la réalité est légèrement différente. Leur expérience de photoluminescence à basse température sur des BQ uniques mettent en évidence expérimentalement, un quasi-continuum d'émission sur les énergies comprises entre le premier état excité et le bas de la WL.

Cet effet a été interprété comme étant dû à un effet polaronique, i.e un important couplage des états électroniques de la BQ avec les modes de vibration du réseau cristallin (phonons). Leurs résultats mettent en avant que le fonctionnement d'une BQ isolée ne peut être décrit comme celui d'un atome artificiel, puisque l'environnement (la matrice) y joue un rôle fondamental.

Ainsi, l'introduction du schéma électronique d'une BQ unique n'est malheureusement pas suffisant pour considérer et expliquer le fonctionnement d'un ensemble de BQ. Les résultats de la thèse de Cécile Kammerer [2] ont permis d'obtenir les spectres de photoluminescence présentés figure 2.7.

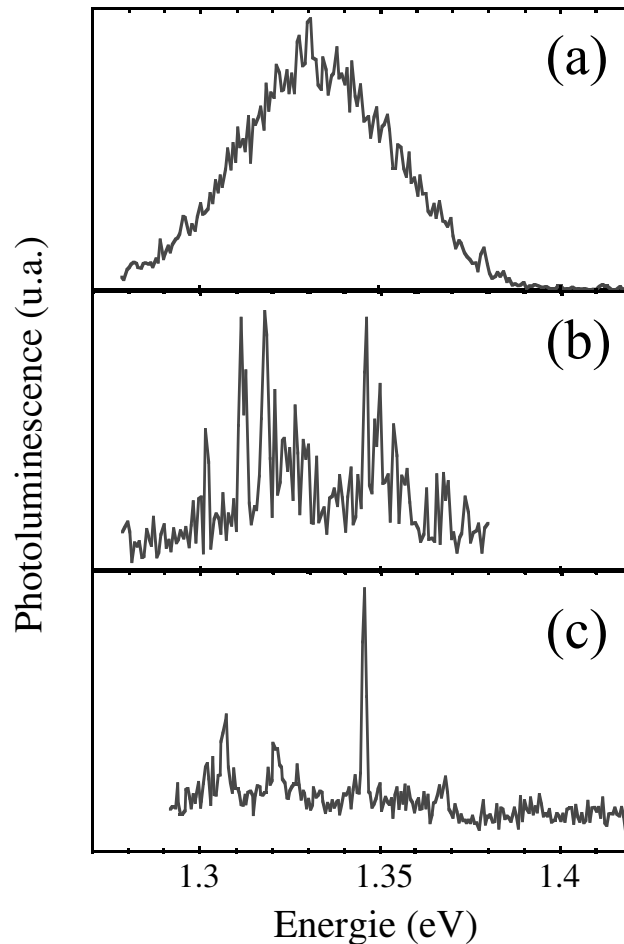


FIG. 2.7 – Photoluminescence basse température (10 K) de différents ensembles de BQ, (a) ensemble d'environ 1000 BQ, (b) ensemble d'une dizaine de BQ, (c) ensemble de 2 à 3 BQ (extrait de [2])

Cette figure montre bien l'évolution du spectre de luminescence en fonction du nombre de BQ. Un ensemble composé de nombreuses boîtes possède un spectre large alors qu'un groupe composé de 2 ou 3 boîtes est caractérisé par un spectre fin et quasi discret, proche du système idéal décrit par la théorie.

Ce spectre fin possède néanmoins une certaine largeur qui se définit comme étant l'**élargissement homogène** de ce système de BQ. C'est l'élargissement naturel de la raie de luminescence d'une BQ ou d'une population donnée de BQ. Il est dû au couplage entre les BQ et l'environnement : le réseau et les BQ voisines ⁶.

En considérant le temps de vie fini des paires électrons-trous et le principe d'incertitude de la mécanique quantique ($\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$), la relation 2.3 peut être établie entre le temps de vie du niveau et l'élargissement de la raie de luminescence. Les BQ présentent un temps de vie de l'ordre de la ns, ce qui correspond à un élargissement spectral de l'ordre du μeV .

⁶interaction avec les phonons optiques et acoustiques du réseau, échappement thermique suivant la température

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau_r} \quad (2.3)$$

Toutefois, à température ambiante la largeur homogène mesurée dans les systèmes InAs/GaAs à $1,3 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 10-20 meV [43, 44]. Dans cette situation, l'élargissement est principalement dû à l'interaction des porteurs avec les phonons du réseau. Les temps caractéristiques de ces collisions sont plus petits que le temps de vie des porteurs, elles annihilent la cohérence de l'interaction onde-matière et diminuent le temps de vie radiatif de l'état considéré. Enfin, avec l'augmentation de la puissance d'excitation, l'élargissement dû aux collisions porteur-porteur tend à augmenter encore la largeur homogène comme le montre le travail de Borri et al. [43].

L'évolution du spectre de photoluminescence de la figure 2.7 permet finalement de rendre compte que de nouvelles notions sont nécessaires pour expliquer le fonctionnement d'un ensemble de BQ.

2.3.2 Géométrie de l'îlot, position des niveaux d'énergie

Sans refaire tout un calcul connu, nous nous contenterons d'illustrer ici que la position des niveaux d'énergie d'un îlot est complètement contrôlée par les dimensions géométriques de l'îlot et la forme du piège de potentiel qu'il représente.

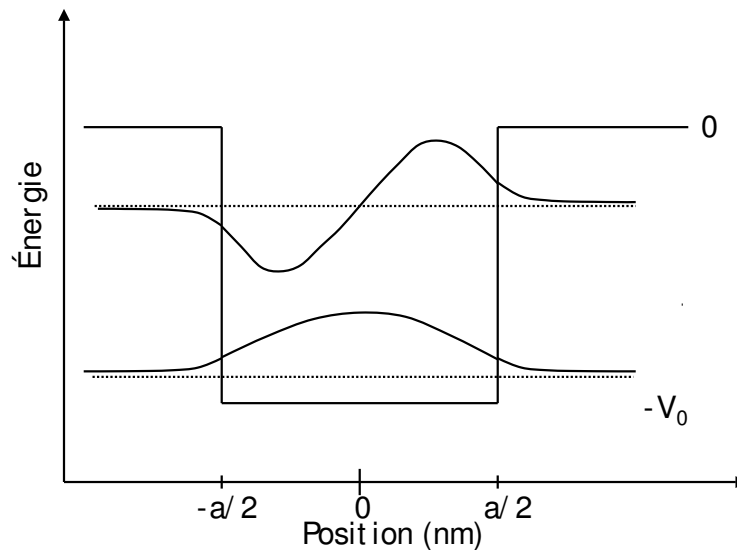


FIG. 2.8 – Puits de potentiel quantique à une dimension. Les niveaux d'énergie sont représentés en pointillés alors que les fonctions d'onde des niveaux liés sont représentées en traits pleins.

Considérons le cas uni-dimensionnel avec un puits de potentiel de profondeur V comme le représente la figure 2.8. La position des niveaux d'énergie y est fixée par la résolution de l'équation de Shrödinger à laquelle est soumis l'électron dans la structure. Nous pourrions aussi calculer la fonction d'onde associée à chaque niveau.

Il est important de retenir que la position des niveaux dépend de deux paramètres, la profondeur du puits de potentiel et sa largeur, noté a sur la figure 2.8.

Un calcul de ces niveaux pour les BQ avec lesquelles nous avons travaillé, a été effectué au LENS de l'INSA au cours du travail de thèse de Patrice Miska [45] et de Charly Platz [46]. Les résultats montrent que la position des niveaux est contrôlée par la géométrie des BQ considérées (cylindre ou cône tronqué). La hauteur physique de BQ influe principalement sur la position du niveau fondamental, le rayon des BQ, sur la séparation entre l'état fondamental et le premier état excité.

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 que la croissance des BQ était spontanée et créait une certaine dispersion en taille. Or la position des niveaux d'énergie dépend de la taille géométrique des BQ, nous allons donc nous intéresser au schéma électronique non plus d'une boîte unique mais d'un ensemble de BQ.

2.3.3 Schéma électronique d'un ensemble de boîtes quantiques

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 le principe de croissance. Ainsi, nous savons que la distribution sur le substrat définit une densité d'îlots par unité de surface et que la distribution en taille induit un certain élargissement de la densité d'état et donc un élargissement de l'émission. Cet élargissement est dit inhomogène. La figure 2.7 présente par exemple une mise en évidence expérimentale de cet effet.

Une bonne illustration de ce qu'est un élargissement inhomogène de raie se trouve dans la référence [3] dont est extraite la figure 2.9.

Cette figure explique que l'élargissement inhomogène de la luminescence est dû à la contribution de systèmes distincts et indépendants. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la taille physique des BQ définit les niveaux d'énergie permis dans celles-ci, donc les longueurs d'onde d'émission. Si les BQ sont indépendantes les unes des autres, la distribution en taille des îlots crée un ensemble de systèmes d'émissions distincts et indépendants.

En effet, si les BQ sont "triées" par population de taille donnée, chacune possédera une énergie de transition distincte et donc, une émission dans une bande de longueurs d'onde réduite. De plus, le caractère "piège tri-dimensionnel" des porteurs garanti - en première approche à 0 Kelvin - une certaine indépendance entre les BQ. La dispersion en taille des BQ créée par la croissance produit un système d'émission formé de sous systèmes distincts et indépendants donc un système à **élargissement inhomogène**.

D'autre part, comme nous l'avons introduit au paragraphe 2.3.1, il existe l'élargissement naturel de la raie de luminescence d'une BQ ou d'une population donnée de BQ. Celui-ci constitue un **élargissement homogène**.

Une étude théorique et expérimentale menée par Sugawara et al. [4, 47] modélise et analyse l'influence relative du caractère homogène et inhomogène de la raie de luminescence. Nous le détaillerons dans le paragraphe 2.3.4. Les résultats de ce modèle comparés aux résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 2.10. Ce résultat (figure 2.10) est

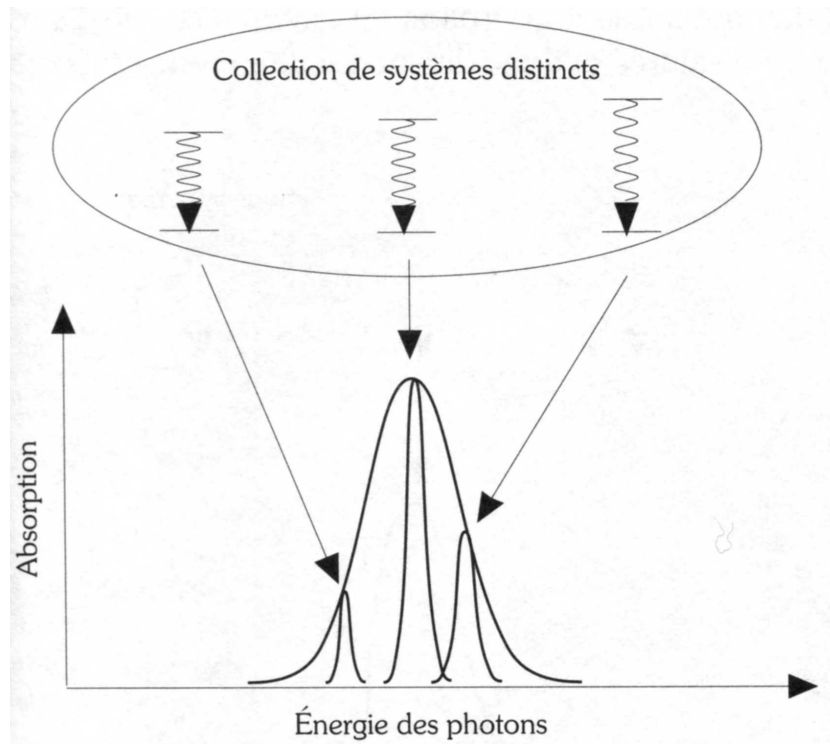


FIG. 2.9 – L'élargissement inhomogène est dû à la contribution de systèmes distincts et indépendants. Chacun de ces sous-systèmes est responsable d'une transition à une énergie de photon donnée. D'après Rosincher et Vinter [3]

une bonne illustration de l'interaction entre l'élargissement homogène et inhomogène de la raie de luminescence. L'interprétation de ce résultat (confortée par l'étude théorique associée) est la suivante : à basse température l'élargissement homogène est très réduit ainsi le caractère inhomogène du gain est prépondérant et l'ensemble des longueurs d'onde dont le gain se situe au-dessus du seuil, produit une oscillation laser sur chaque longueur d'onde de manière indépendante les unes des autres. Leur gain propre est indépendant du gain de la longueur d'onde voisine. A température ambiante en revanche, l'élargissement homogène n'est plus fin par rapport à l'élargissement inhomogène. L'énergie thermique couple les BQ entre elles, favorisant ainsi la recombinaison des porteurs dans les grosses BQ (dont l'énergie de transition est la plus faible). La courbe de gain reste assez large mais possède un caractère homogène important. Ainsi, le laser se trouve dans une situation de compétition entre modes (longueur d'onde de résonance dans la cavité). Le mode situé au maximum de la courbe de gain est alors le mode laser exalté par l'effet collectif.

L'évolution de l'élargissement inhomogène et homogène du gain d'un milieu à BQ dépend du système de matériaux et de la croissance. Cet exemple illustre bien le principe d'interaction de ces deux contributions. Dans d'autres systèmes il semble qu'un caractère inhomogène important du gain à température ambiante [40, 1] puisse être conservé ce qui n'est pas le cas dans la figure 2.10.

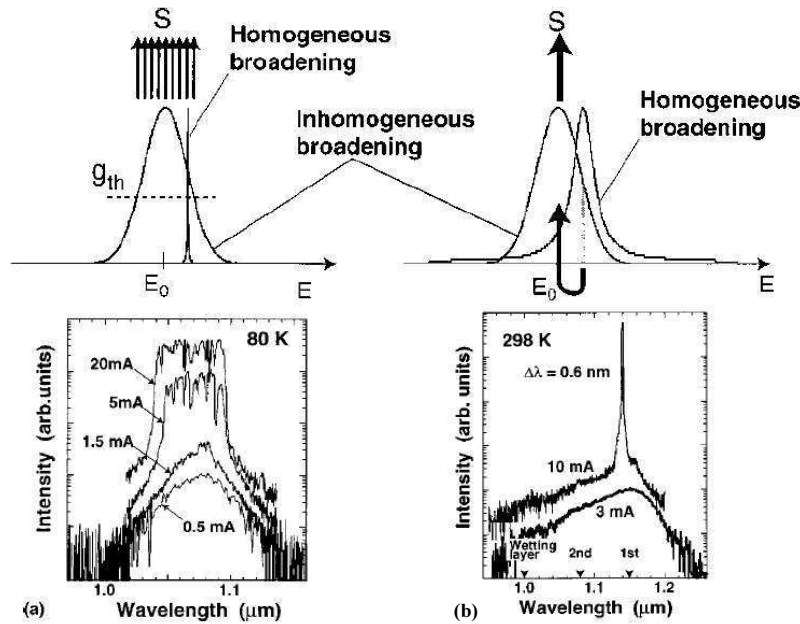


FIG. 2.10 – (a) En haut : schématisation de la superposition de l'élargissement inhomogène et homogène d'un ensemble de BQ à basse température, émission multi-longueurs d'onde attendue (S), en bas : résultat expérimental d'une émission laser à $T=80$ K. (b) en haut : schématisation de la superposition de l'élargissement inhomogène et homogène d'un ensemble de BQ à température ambiante, émission mono-longueur d'onde attendue (S), en bas : résultat expérimental d'une émission laser à $T=298$ K (extrait de la référence [4]).

Le gain d'une structure à BQ peut être résumé de la manière suivante (figure 2.11) dans le cas d'un système à un niveau.

Si le gain garde un caractère inhomogène fort, il peut être considéré réellement comme une somme de gains homogènes adjacents. Cette considération aura une grande importance pour envisager la réalisation ou non de fonctions optiques multi-longueurs d'onde.

La densité des BQ définit quant à elle le niveau maximum de la courbe de gain. En effet, celui-ci est défini par le nombre de porteurs disponibles et donc, il est directement proportionnel au nombre d'états permis. Le nombre d'électrons par boîte est défini par le nombre d'états permis et leur degré de dégénérescence respectif. Communément, la dégénérescence de l'état fondamental est égale à 1 (soit 2 électrons, spin up et down) et celle de l'état excité suivant le système, typiquement de 2 à 6 (soit de 4 à 12 électrons). Pour des applications où un fort gain est nécessaire, les densités sont comprises entre 10^{10} et 10^{12} boîtes par cm^2 . Ce nombre varie suivant le système de matériau et suivant la technique de dépôt.

Le caractère inhomogène et homogène de l'élargissement de la raie d'émission, et dans une moindre mesure la densité de BQ, sont, comme nous l'avons illustré, des caractéristiques physiques fondamentales pour une bonne compréhension du fonctionnement et du potentiel des structures à BQ. Nous détaillerons par la suite l'implication de ces propriétés sur le fonctionnement et les caractéristiques de structures (lasers, amplificateurs, ...) à BQ.

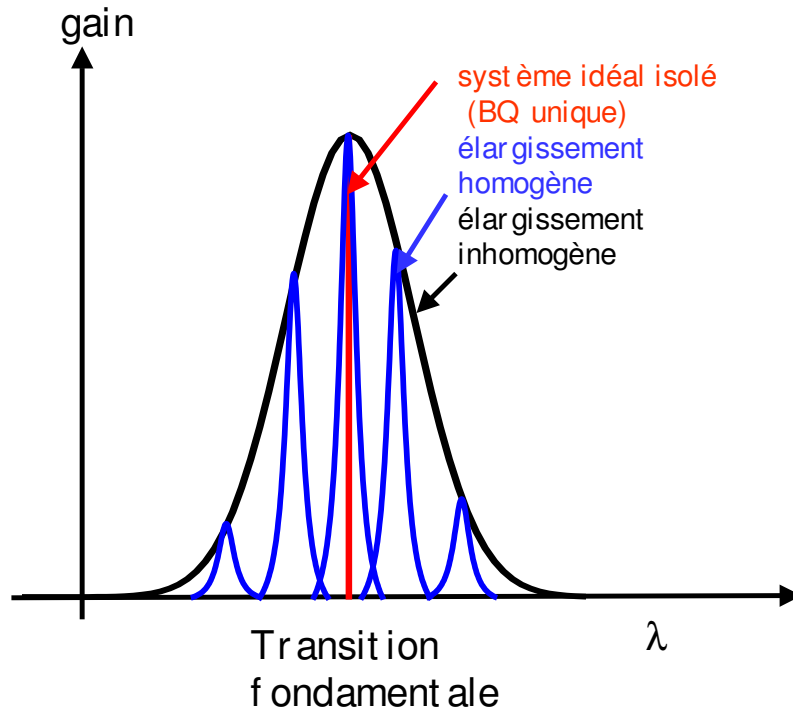


FIG. 2.11 – Schéma de la densité d'état d'une structure à BQ. Hypothèse : la séparation entre l'état fondamental et l'état excité est supérieure à l'élargissement inhomogène

2.3.4 Répartition des porteurs dans les systèmes à BQ : réflexion à partir des résultats et modèles actuels

Dans le paragraphe 1.3.1.2 nous avons introduit les notions de niveau de Fermi et de statistique de Fermi-Dirac dans un système à semi-conducteurs massif. Dans le cadre des BQ, l'application de cette statistique n'est plus aussi immédiate en raison de l'élargissement inhomogène de la luminescence dû à la dispersion en taille des BQ et du caractère plus ou moins isolés de celles-ci dans le milieu.

2.3.4.1 Remplissage quasi-équilibré

Une mise en évidence expérimentale de la non adéquation du comportement des BQ avec la statistique de Fermi-Dirac a été faite par Summers et al. [5]. Les résultats présentés peuvent se résumer comme suit :

L'émission spontanée et le gain à une énergie donnée sont fonction de la densité d'états électroniques, $\rho_{c,v}$, et de la probabilité d'occupation de ces états, $f_{c,v}$:

$$\begin{aligned} \text{taux d'émission spontanée : } R_{sp} &= A\rho_c\rho_v f_c(1 - f_v) \\ \text{gain : } g &= \frac{B}{C}\rho_c\rho_v(f_c - f_v) \end{aligned} \quad (2.4)$$

où A et B sont les coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée et stimulée respec-

tivement et c la vitesse de la lumière. En considérant les coefficients A et B usuels et en introduisant une fonction de probabilité P_f , ils expriment ensuite le rapport g/R_{sp} comme une fonction de distribution des électrons en bande de valence et de conduction.

$$\frac{g}{R_{sp}} = \frac{\pi^2 \hbar^3 c^2}{n^2 E^2} P_f \quad (2.5)$$

où

$$P_f = \left[\frac{f_c - f_v}{f_c(1 - f_v)} \right] \quad (2.6)$$

Cette distribution des électrons dans les bandes permet de déterminer la forme du spectre d'émission spontanée et stimulée. La mesure de ces spectres permet ainsi de remonter à la distribution effective des porteurs dans le système. Dans l'hypothèse d'un système en quasi-équilibre thermodynamique, nous avons vu que $f_{c,v}$ sont des fonctions de Fermi-Dirac ($f_{c,v} = \frac{1}{1 + \exp(\frac{E - E_{f_{n,p}}}{kT})}$, avec $E_{f_{n,p}}$ les niveaux de Fermi des populations d'électrons (n) et de trous (p)). La fonction de probabilité peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$P_f = \left[1 - \exp\left(\frac{E - E_{tr}}{kt}\right) \right] \quad (2.7)$$

où E_{tr} est l'énergie en dessous de laquelle le système est transparent ⁷. Sous cette forme, il est plus aisé d'appréhender le sens de cette fonction qui n'est autre que l'inverse du paramètre d'inversion de population n_{sp} . Elle rend compte du bilan émission stimulée / absorption. En dessous de E_{tr} ce bilan est positif, l'inversion de population est réalisée et le bilan est favorable à l'émission stimulée. Pour des énergies supérieures à E_{tr} , il n'y a pas inversion de population et le bilan est favorable à l'absorption.

La figure 2.12 trace l'évolution de cette fonction pour des températures de 100, 300 et 500 K. En abscisse, l'énergie de transition est normée par E_{tr} . Pour $E_{h\nu} < E_{tr}$, P_f est positif ce qui signifie que l'émission stimulée domine l'absorption, nous sommes en présence de gain. Pour $E_{h\nu} > E_{tr}$, P_f est négatif, nous avons un gain "négatif", soit de l'absorption.

D'un point de vue expérimental, Summers et al. ont effectué leur étude avec des BQ InGaAs émettant à 1 μm . Une mesure simultanée du gain spectral (par une méthode de variation de la longueur, décrite au chapitre 3), donc du spectre d'émission spontanée amplifiée (ESA), et du spectre d'émission spontanée (en récoltant la lumière émise par la surface) leur a permis de remonter en effectuant le rapport des spectres, à la fonction de probabilité d'émission en fonction de l'énergie.

Le rapport des deux spectres est ensuite comparé à la forme théorique de P_f pour différentes températures en fonction du courant d'injection.

La figure 2.13 présente les mesures effectuées à 300 K (a) et 70 K (b) pour différents courants de pompe. Il apparaît clairement que si à 300 K le remplissage des BQ suit une statistique de Fermi-Dirac à 70 K ce n'est plus du tout le cas.

⁷inversion de population, $E_{tr} = E_{f_n} - E_{f_p}$, voir condition de Bernard et Duraffourg chapitre 1 paragraphe 1.3.1.2

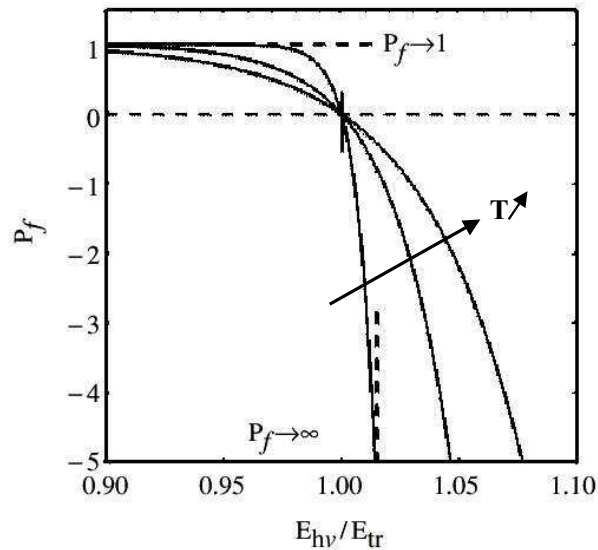


FIG. 2.12 – Probabilité de transition P_f calculée pour différentes températures de 100, 300 et 500 K en se plaçant à l'équilibre thermodynamique et en utilisant la statistique de Fermi-Dirac, extrait de [5]

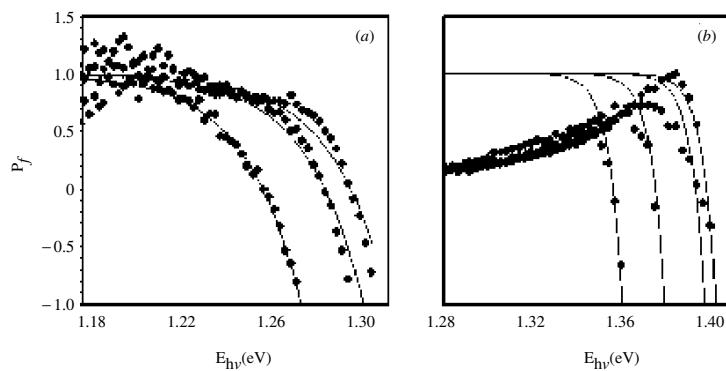


FIG. 2.13 – Mesure de la fonction de probabilité P_f à 300 K (a) et 70 K (b) en fonction du courant de pompe [5]. En pointillés, l'allure prédite par la statistique de Fermi-Dirac.

Cette mise en évidence expérimentale du remplissage non standard des BQ InGaAs est un résultat à mettre directement en rapport avec la notion de "température frontière" (*temperature boundary*) décrite par Asryan et Suris dans [6]. Cette température frontière définit la limite entre deux modèles de remplissage.

- Le "**remplissage équilibré**"⁸ qui suit la statistique de Fermi-Dirac, implique un fort échange des porteurs des BQ avec leur environnement.
- Le remplissage "**non-équilibré**"⁹ qui lui ne suit plus la statistique de Fermi-dirac. Une fois qu'un électron est piégé dans une BQ, il n'en sort plus, ou du moins pas assez vite en regard des temps caractéristiques d'émission.

⁸à haute température ou faible confinement des porteurs

⁹à basse température ou fort confinement des porteurs

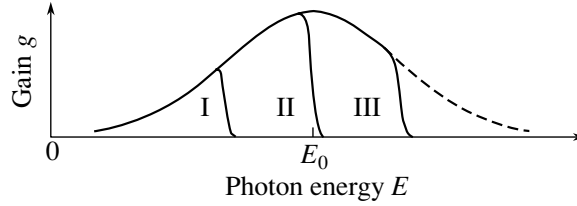


FIG. 2.14 – Évolution par remplissage suivant la statistique de Fermi-Dirac du gain d'un système de BQ avec un unique niveau par BQ [6]

Récemment Osborne et al. [7] (suite des travaux de Summers) ont publié le fruit d'une étude sur le remplissage de leurs BQ (InAs/AlGaAs) à température ambiante en fonction du courant d'injection. Une mesure combinée des spectres d'absorption, d'émission spontanée et de gain y est présentée. Les auteurs introduisent la notion (nouvelle) de niveau de Fermi propre à chaque transition. Au lieu de décrire les populations de porteurs de l'état fondamental, de l'état excité et de la couche de confinement par un niveau de Fermi unique, un niveau propre à chaque transition est attribué et la fonction P_f se présente comme le rapport de deux sommes sur les différents niveaux :

$$P_f = (\text{constante}) \frac{\sum g_i M_i^2 \{f_1 - f_2\}_i}{\sum g_i M_i^2 \{f_1(1 - f_2)\}_i} \quad (2.8)$$

La comparaison de ce modèle avec l'expérience semble concluante sur leur système de BQ comme le montre la figure 2.15. Si la notion de plusieurs niveaux de Fermi par BQ peut paraître inhabituelle, en réalité c'est un "artifice" permettant de décrire un comportement proche de celui décrit dans la théorie des micro-états de Grundmann et al. [48].

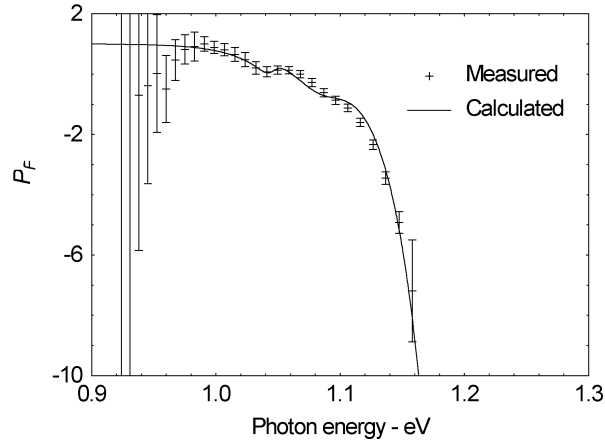


FIG. 2.15 – Comparaison des points expérimentaux du rapport Gain / émission spontanée sous un courant d'injection de 200 mA au modèle de remplissage basé sur un niveau de Fermi propre à chaque transition [7].

Les trois maxima observés sur la courbe P_f de la figure 2.15 correspondent par ordre d'énergie croissante à l'émission des transitions fondamentale, excité et de la couche de

mouillage.

2.3.4.2 Remplissage uniforme

Au contraire du principe de "remplissage équilibré", le modèle de Sugawara établi en 2000 [4] introduit au paragraphe 2.3.3, considère que toutes les populations de BQ se remplissent en parallèle sans distinction de taille et proportionnellement au nombre de places disponibles dans cette population. En l'absence de statistique de Fermi-Dirac qui dirige le remplissage, il considère malgré tout que $f_v = 1 - f_c$ c'est à dire qu'à tout moment, la charge d'une BQ est neutre. Dans la première version du modèle [4] (résultats présentés paragraphe 2.3.3), les temps caractéristiques d'échappement des porteurs sont considérés infinis (porteurs piégés) et les auteurs introduisent la notion de largeur homogène ¹⁰) dans l'expression même du gain. La version suivante du modèle [8, 49] comprenant en plus un état excité et un continuum d'énergie entre la WL et l'état excité est appliquée aux SOA-QD.

Nous allons nous attacher à décrire le modèle à un niveau datant de 2000 pour simplifier la compréhension du principe de base. Ensuite nous verrons les quelques modifications introduites dans le modèle plus complet de 2002 mais sans changement fondamental dans le fonctionnement. Le principe du modèle de base est utilisé dans le chapitre 3 pour interpréter le fonctionnement des structures lasers.

L'implémentation de ce dernier a été effectuée au cours de ce travail et son exploitation dans le cas du système de BQ InAs/InP(311)B est en cours, en collaboration avec Frédéric Grillot de l'INSA.

L'**hypothèse fondamentale** du modèle se situe dans le fait que **toutes les populations de BQ** se peuplent en **même temps**, à la **même vitesse**, en **proportion du nombre de BQ** dans chacune, d'où le terme de **remplissage uniforme**.

Le modèle à un niveau se base sur les équations d'évolution d'un système schématisé sur la figure 2.16. La dispersion de taille des BQ est supposée gaussienne, et elle est divisée en $2M+1$ populations de taille comme le montre la figure 2.17.

Le pas d'échantillonnage de la dispersion en taille, ΔE , correspondant à une division $n=0,1,..2M$, est déterminé par rapport à l'écart énergétique entre modes optiques adjacents fixé par les paramètres géométriques de la cavité.

$$\Delta E = \frac{ch}{2n_r L_{cavite}} \quad (2.9)$$

avec c la célérité de la lumière, h la constante de Planck et n_r l'indice optique du milieu.

L'énergie d'émission du n^{ime} groupe de BQ devient alors $E_n = E - (M - n)\Delta E$. Les populations de porteurs sont notées N_i avec $i=s,q,n$ pour respectivement la couche de confinement (SCH), la couche de mouillage et la n^{ime} population de BQ (figure 2.16). Les densités de photons des modes optiques définis par le pas ΔE sont notés S_m ($m = 0,1 .., 2M$). $m =$

¹⁰(théoriquement liée au couplage entre les BQ et leur environnement, voir paragraphe 2.3.3)

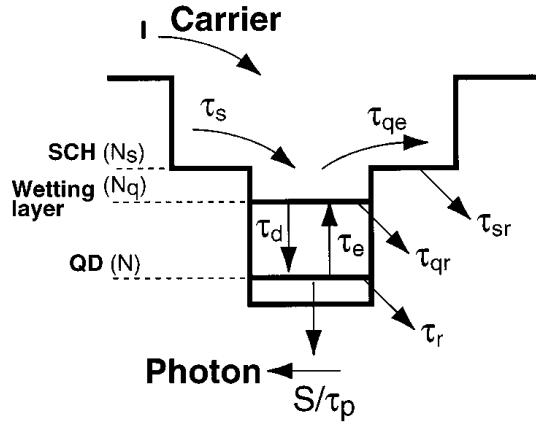


FIG. 2.16 – Description du système énergétique et des transitions décrites par le modèle datant de 2000 de Sugawara et al.[4].

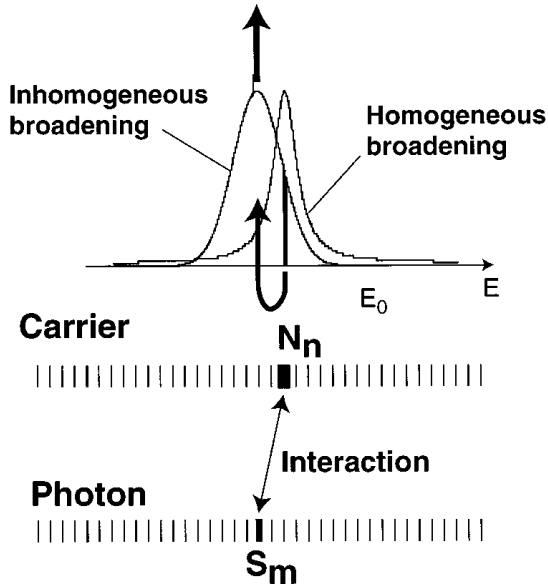


FIG. 2.17 – Principe de la division en $2M+1$ populations de BQ distinctes indépendantes et interaction des n populations de porteurs dans les BQ avec les n modes optiques considérés de la cavité optique via l'élargissement homogène du gain.[4].

M correspond aux photons d'énergie égale à E_{cv} , l'énergie centrale de la transition fondamentale.

La distribution gaussienne en taille (et en énergie d'émission) des BQ s'écrit selon :

$$G(E - E_{cv}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\xi_0} \exp[-(E - E_{cv})^2 / 2\xi_0^2] \quad (2.10)$$

où la largeur à mi-hauteur est fixée par $2,35\xi_0$. Cette équation définit l'élargissement inhomogène de la raie de luminescence. L'élargissement homogène est introduit indépendamment par une fonction Lorentzienne ici centrée en E_{cv} mais dont le centre E_n dépendra

paramètres	définition
N_s	densité de porteurs de la couche de confinement optique (SCH)
N_q	densité de porteurs de la couche de mouillage
N_n	densité de porteurs de la n^{ime} populations de BQ
I	courant de pompe
τ_s	temps de capture des porteurs de la couche de confinement optique vers la couche de mouillage
$\tau_q e$	temps d'échappement des porteurs de la couche de mouillage
$\tau_s r$	temps de vie radiatif de la couche de confinement optique
τ_d	temps de capture des porteurs de la couche de mouillage vers l'état fondamental des BQ
τ_e	temps d'échappement des porteurs de l'état fondamental
$\tau_q r$	temps de vie radiatif de la couche de mouillage
τ_r	temps de vie radiatif de l'état fondamental
τ_p	temps de vie des photons
S_m	densité de photons du mode m^{ime} optique

TAB. 2.1 – Rappel des principaux paramètres

de la population n considérée :

$$B_{cv}(E - E_{cv}) = \frac{\hbar\Gamma_{cv}/\pi}{(E - E_{cv})^2 + (\hbar\Gamma_{cv})^2} \quad (2.11)$$

où la largeur à mi-hauteur est $2\hbar\Gamma_{cv}$. Le gain peut ensuite être défini comme directement proportionnel au produit de convolution des élargissements homogène et inhomogène de la manière suivante :

$$g(E) = \frac{2\pi e^2 \hbar N_D}{cn_r \varepsilon_0 m_0^2} \sum_{c,v} \frac{|P_{cv}^\sigma|^2}{E_{cv}} \int_{-\infty}^{+\infty} [f_c(E') - f_v(E')] \times G(E' - E_{cv}) B_{cv}(E' - E_{cv}) dE' \quad (2.12)$$

où N_D est la densité de BQ considérées, elle peut être définie comme $\xi = N_D V_D$, avec V_D le volume d'une boîte quantique unique et ξ un paramètre ajustable équivalent au taux de recouvrement des BQ sur un plan de BQ ¹¹. Pour finir, P_{cv} est l'élément issu du calcul de la matrice densité.

Avant d'introduire les équations d'évolution il nous faut introduire les deux notations suivantes :

$$N_D G_n = N_D G(E_n - E_{cv}) \Delta E \quad (2.13)$$

qui représente la densité de boîtes du n^{ime} groupe. Et,

$$P_n = \frac{N_n}{2N_D V_a G_n} \quad (2.14)$$

¹¹vrai si et seulement si les BQ sont considérées cylindriques, le taux de remplissage volumique réel serait à définir si les BQ sont considérées non-cylindriques

qui détermine la probabilité d'occupation (taux de remplissage) du n^{ime} groupe de BQ et où V_a est le volume de la zone active. N_n est donc la population du n^{ime} groupe et $2N_D V_a G_n$ représente le nombre de places absolues de ce même groupe, par conséquent le rapport (compris entre 0 et 1) représente la probabilité d'occupation. Le facteur 2 est dû au fait qu'il y a de la place pour deux porteurs sur chaque niveau fondamental. Pour $P_n = 1/2$ l'inversion de population du n^{ime} groupe est réalisée.

Les équations d'évolution du système décrit sur la figure 2.16 s'écrivent donc selon le système d'équations non-linéaires couplées suivant :

$$\begin{aligned}
\frac{dN_s}{dt} &= \frac{I}{e} - \frac{N_s}{\tau_s} - \frac{N_s}{\tau_{sr}} + \frac{N_q}{\tau_{qe}} \\
\frac{dN_q}{dt} &= \frac{N_s}{\tau_s} - \frac{N_q}{\tau_{qr}} - \frac{N_q}{\tau_{qe}} - \frac{N_q}{\bar{\tau}_d} + \sum_n \frac{N_n}{\tau_e} \\
\frac{dN_n}{dt} &= \frac{N_q G_n}{\tau_{dn}} - \frac{N_n}{\tau_r} - \frac{N_n}{\tau_e} - \frac{c\Gamma}{n_r} \sum_m g_{mn} S_m \\
\frac{dS_m}{dt} &= \frac{\beta N_m}{\tau_r} - \frac{S_m}{\tau_p} + \frac{c\Gamma}{n_r} S_m \sum_n g_{mn}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

où β est l'efficacité de couplage avec le guide optique de l'émission spontanée et τ_i temps définis figure 2.16. $\bar{\tau}_d^{-1}$ se définit comme étant la moyenne pondérée des taux de relaxation de la couche de mouillage vers le niveau fondamental des n populations de boîtes.

$$\bar{\tau}_d^{-1} = \sum_n \bar{\tau}_{dn}^{-1} G_n = \sum_n \bar{\tau}_{d0}^{-1} (1 - P_n) G_n \tag{2.16}$$

Cette équation montre bien que lorsque P_n tend vers 1, i.e lorsque le nombre maximum de porteurs acceptables par la population n est quasiment atteint, le taux de relaxation du niveau supérieur vers celui-ci tend vers 0 : les porteurs ne peuvent plus se relaxer non radiativement vers le niveau fondamental de la bande de conduction. La définition de ce temps de relaxation propre à chaque population associée à P_n est le cœur du modèle. Il dirige la distribution uniforme des porteurs dans chaque population de BQ au prorata de la quantité de BQ par population.

Le temps de vie des photons dans la cavité s'écrit classiquement en fonction des pertes de la cavité :

$$\tau_p^{-1} = \frac{c}{n_r} \left[\alpha_i + \frac{1}{2L_{cav}} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \tag{2.17}$$

Enfin, sous l'hypothèse de neutralité de chaque BQ, i.e $f_c(E) = 1 - f_v(E)$, le gain dans les équations d'évolution prend une forme discrète et s'écrit de la manière suivante :

$$g_{mn} = \frac{2\pi e^2 \hbar N_D}{c n_r \varepsilon_0 m_0^2} \sum_{c,v} \frac{|P_{cv}^a|^2}{E_{cv}} (2P_n - 1) \times G_n B_{cv}(E_m - E_n) \tag{2.18}$$

Pour une meilleure compréhension, nous avons représenté le gain sous la forme de la figure 2.18. En ordonnée se situe le m^{ime} mode optique et en abscisse, on trouve les n

populations de BQ. La figure donne donc la contribution du gain de la n^{ime} population de boîtes au m^{ime} mode optique.

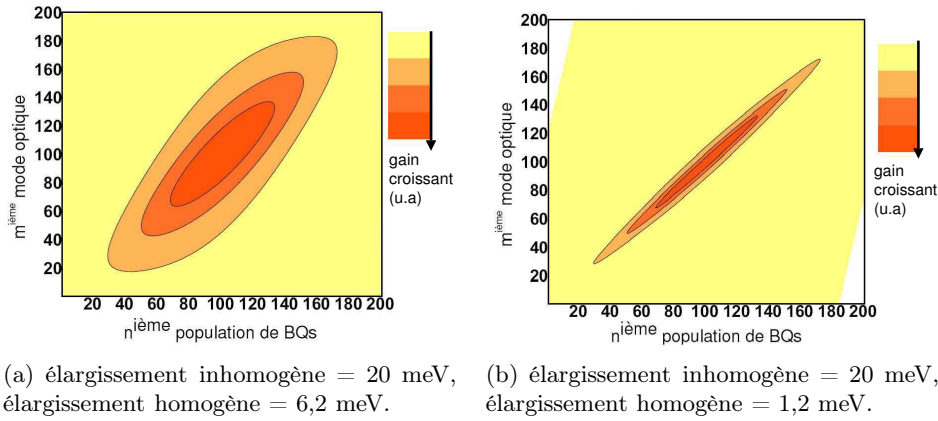


FIG. 2.18 – Représentation bi-dimensionnelle du gain réparti des $n = 2M + 1$ populations de boîtes vers les $m = 2M + 1$ modes optiques

Les figures 2.18 (a) et (b) représentent le gain dans le cas d'une largeur inhomogène de 20 meV et pour des largeurs homogènes respectives de 6,2 et 1,2 meV. Ainsi quand la largeur homogène est très faible devant la largeur inhomogène, la répartition du gain de chaque population se fait sous la condition quasi-exclusive de $n = m$.

note : Le système d'équations différentielles issu de la modélisation comprenant simplement un niveau fondamental par BQ, comporte $4M+4$ équations couplées et non-linéaires.

Dans le cas du modèle à deux niveaux, le schéma énergétique considéré devient celui présenté sur la figure 2.19. Deux séries d'équations sont à rajouter pour considérer le continuum et l'état excité pour chaque population de boîtes.

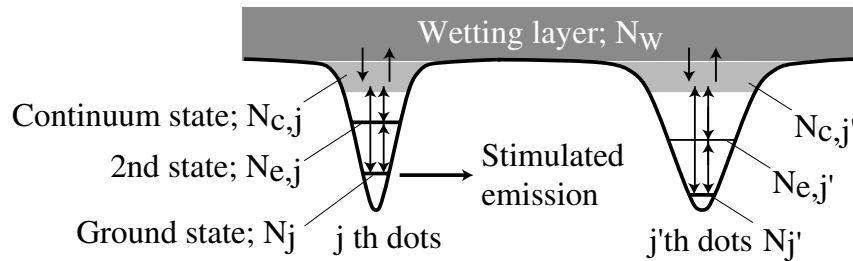


FIG. 2.19 – Description du système énergétique et des transitions décrites par le modèle datant de 2002 de Sugawara et al.[8].

Dans ces travaux, les temps d'échappement par effet thermique des porteurs ¹² sont exprimés sous la forme suivante :

$$\tau_{g \rightarrow c} = (D_g/D_c)\tau_{c \rightarrow g,0} \exp(\Delta E_{cg}/kT) \quad (2.19)$$

¹²pour remonter vers les niveaux supérieurs

où les indices g et c correspondent respectivement au "Ground State" (état fondamental) et au Continuum d'énergie (figure 2.19). D_i est le niveau de dégénérescence du niveau i ($D_g=1, D_e=3$ ou $6, D_c = 10$ ou 20 , avec l'indice e pour "Excited State"). $\tau_{c \rightarrow g,0}$ est le temps de désexcitation pour un passage du continuum à l'état fondamental quand ce dernier est vide. ΔE_{cg} est la différence d'énergie entre ces niveaux. kT est l'énergie thermique. Les temps $\tau_{g \rightarrow e}$ et $\tau_{e \rightarrow c}$ s'écrivent de la même façon. Ainsi, moins les porteurs dans les BQ sont confinés, plus ils pourront en sortir facilement grâce à l'énergie thermique.

Le modèle nécessite malgré tout de se fixer une largeur homogène intrinsèque à la forme du gain. En effet, le principe des équations d'évolution, s'il inclut un couplage avec la WL, il n'implique pas que les porteurs qui s'échappent aillent préférentiellement dans une population de BQ ou une autre. Considérer une forte largeur homogène dans ce modèle n'est donc pas équivalent au modèle de Asryan de remplissage en quasi-équilibre thermodynamique, i.e remplissage régi par la statistique de Fermi-Dirac. Pour satisfaire à cette condition, il faudrait en plus favoriser le remplissage des plus grosses BQ (les plus bas niveaux) au profit des autres sous faible pompage.

Sur l'hypothèse du remplissage uniforme, l'évolution du gain ainsi décrit est "homothétique", i.e que la position du maximum et l'allure spectrale de la fonction n'évolue pas en fonction du pompage.

Historiquement, on retrouve avant les travaux de Sugawara cette notion de remplissage "uniforme" dans les travaux de Grundmann et Bimberg [50, 48] ("Theory of random population" (RP) et théorie de micro-états (MEM, Master Equation Model)). Les travaux de Sugawara nous ont semblé plus abordables venant d'un domaine plutôt orienté composant que physique fondamentale du semi-conducteur, dans le sens où ce type de système d'équations d'évolutions est assez courant pour l'optique appliquée au composant. Néanmoins un calcul de Grundmann et al. [9] effectue la comparaison du remplissage de BQ issu du modèle des MEM à celui issu de la théorie de Fermi-Dirac, en fonction de la température pour leur système de BQ (figure 2.20).

Sur cette figure 2.20, il apparaît clairement que l'évolution du remplissage des boîtes prévue par le MEM diffère peu de celle prévue par la théorie de Fermi-Dirac à température ambiante. En revanche, il en va autrement à basse température. Quelque soit la température, ces résultats démontrent qu'il y aura toujours une émission sur la transition excitée avant la saturation de l'état fondamental. Ces calculs permettent de faire le lien avec les travaux de Summers et al. [5] présentés dans le paragraphe précédent où il apparaissait que le remplissage de leurs BQ ne suivait plus un modèle classique en-dessous d'une certaine température.

2.3.4.3 Évolution spectrale du gain suivant les modèles

Les modèles sur le principe d'un remplissage de bande suivant la **statistique de Fermi-Dirac** permettent de calculer une évolution du gain de la forme présentée figure 2.14 dans

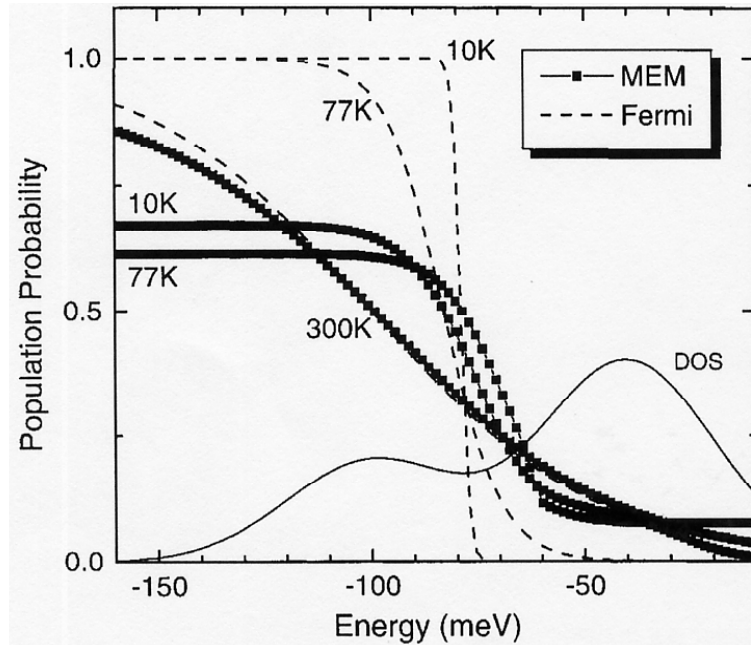


FIG. 2.20 – Calcul de la répartition des porteurs pour 3 températures : 10, 77, 300 K. En pointillé suivant le modèle de Fermi-Dirac, les carrés pour le modèle des MEM. Les BQ considérées possèdent un niveau fondamental à -100 meV et un niveau excité à -40 meV. La densité d'état (DOS) considérée est en trait plein sur la figure . D'après Grundmann [9].

le cas d'un seul niveau par BQ et figure 2.21 [10] dans le cas de deux niveaux par BQ avec en (a) une dispersion inhomogène de 25 meV et en (b) de 50 meV. **Le maximum du gain initialement à basse énergie se décale régulièrement vers le centre de l'élargissement inhomogène** de la transition fondamentale puis se déplace brusquement vers le centre de l'élargissement inhomogène de la transition excitée.

En revanche, un modèle de **remplissage uniforme** comme celui de Sugawara, possède un profil de gain qui garde une forme fixe et croît de façon homogène par niveau comme l'illustre la figure 2.22. Dans cette évolution, **le maximum de gain s'initie au centre de l'élargissement inhomogène** de la transition fondamentale puis subit le même décalage vers la transition excitée lorsque le pompage augmente.

2.3.4.4 Bilan sur les différents modèles

Les différents modèles décrits se séparent donc sur la base de deux concepts très différents :

- soit ne pas tenir compte de la largeur homogène, ne tenir compte que de l'élargissement inhomogène et considérer que le système se situe en quasi-équilibre thermodynamique, i.e que la densité d'états du système à BQ se remplit en suivant la statistique de Fermi-Dirac. Cette considération permet de réduire fortement le nombre d'équations à traiter.

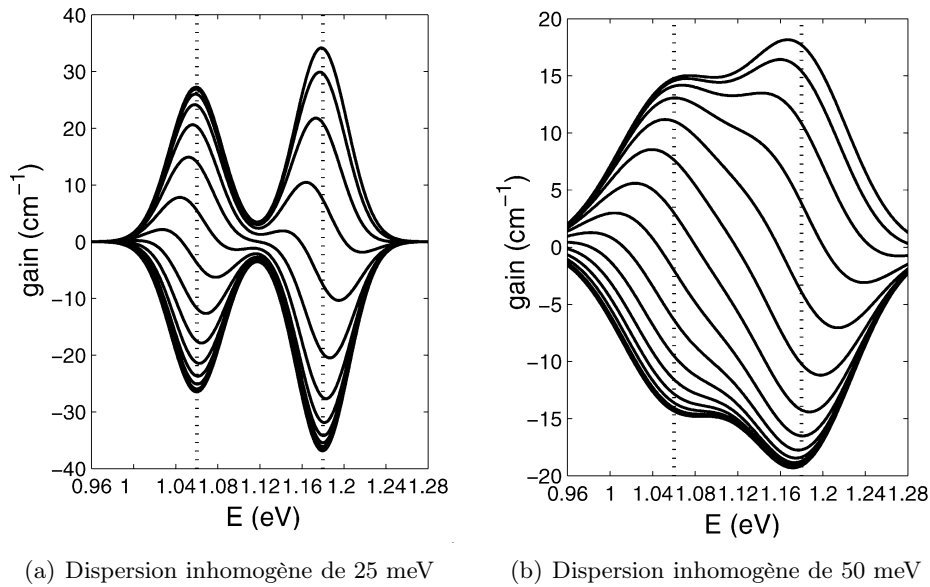


FIG. 2.21 – Évolution du gain d'un système de BQ à deux niveaux par remplissage suivant la statistique de Fermi-Dirac. D'après Lever et al. [10].

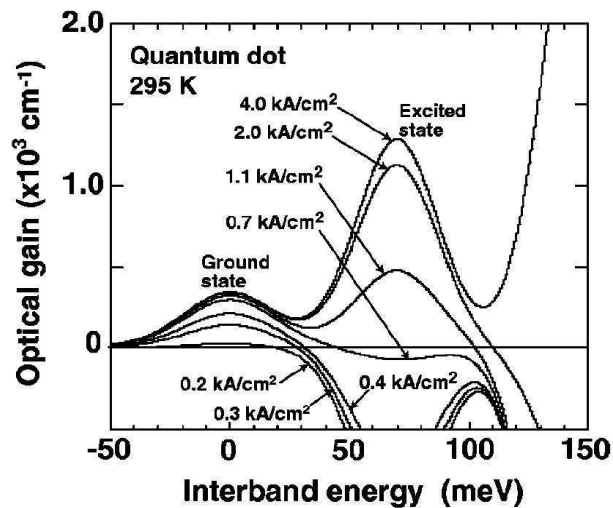


FIG. 2.22 – Évolution du gain d'un système de BQ à deux niveaux dans un modèle multimodes. D'après Sugawara et al. [8].

- soit ne faire aucune hypothèse sur la relative indépendance des BQ, diviser la population de BQ en N populations et laisser la résolution dynamique du système indiquer le mode de fonctionnement. Dans ce cas la description du modèle est plus complexe et possède un grand nombre d'équations à traiter. Aux vues des résultats de la littérature décrits précédemment à température ambiante l'hypothèse du quasi-équilibre thermodynamique pourrait suffire.

Nous verrons dans les parties présentant les résultats expérimentaux comment nous pourrions considérer nos résultats en regard de ces modèles pour déterminer le fonctionne-

ment de nos BQ InAs/InP(311)B. Nous verrons ainsi pourquoi le modèle de Sugawara nous a semblé le plus pertinent et pourquoi nous en avons fait une description plus complète.

Maintenant que nous avons discuté et expliqué les particularités des propriétés électroniques des structures à BQ, nous allons nous intéresser aux impacts de celles-ci sur les performances des composants.

2.4 Intérêts des BQ pour les applications lasers et amplificateurs : état de l'art

Dans cette partie, nous allons essayer de passer en revue tous les bénéfices théoriques des BQ associés aux meilleures réalisations actuelles. Ainsi, nous verrons ce qu'un milieu actif à base de BQ peut apporter par rapport à un milieu massif ou à puits. Nous nous intéresserons au courant de seuil laser, à l'insensibilité à la température et aux propriétés statique et dynamique du gain. Nous verrons quelles sont les performances actuelles de ces propriétés pour les applications laser et amplificateurs optiques pour le traitement tout optique du signal.

2.4.1 Le courant de seuil Laser

Le courant de seuil d'un laser, détermine la densité de porteurs qui permet d'atteindre la transparence (dans le cas idéal, en absence de pertes), c'est à dire le taux de pompage pour lequel le gain du milieu compense exactement l'absorption de celui-ci. A ce point de fonctionnement, le milieu émet autant de photons qu'il en absorbe, il est donc transparent. Dans un cas réel, les pertes sont non nulles et l'on peut définir un seuil de transparence et un seuil laser. Ce dernier est supérieur au seuil de transparence et est atteint lorsque l'on compense l'absorption plus les pertes en excès.

La diminution de la dimensionnalité des structures a permis de diminuer d'un facteur 4 ou 5 le courant de seuil des lasers à semi-conducteurs lors du passage du massif au puits quantique (figure 2.23).

De la même manière, le passage de structures 2D à des structures 0D a permis d'établir de nouveaux records en terme de densité de courant de seuil laser.

Il existe cependant un pas entre la théorie et la réalité et si les structures à QDash ont réellement amélioré le courant de seuil, peu de structures à BQ en ont fait autant comme le montre la figure 2.24 pour une longueur d'onde d'émission de $1,55 \mu\text{m}$. Ce délai s'explique avant tout par la maturité toute relative de ces structures en regard des puits quantiques et des structures en massif. On pourra noter malgré tout que le dernier record (à $1,55 \mu\text{m}$) en date a été réalisé au sein de notre UMR FOTON par l'équipe du LENS.

La diminution du courant de seuil repose sur l'évolution des densités d'états et donc du confinement des porteurs. La figure 2.25 compare le remplissage des bandes d'une structure caractérisée par une densité d'état 0D en Dirac à une densité d'état 2D en "marches

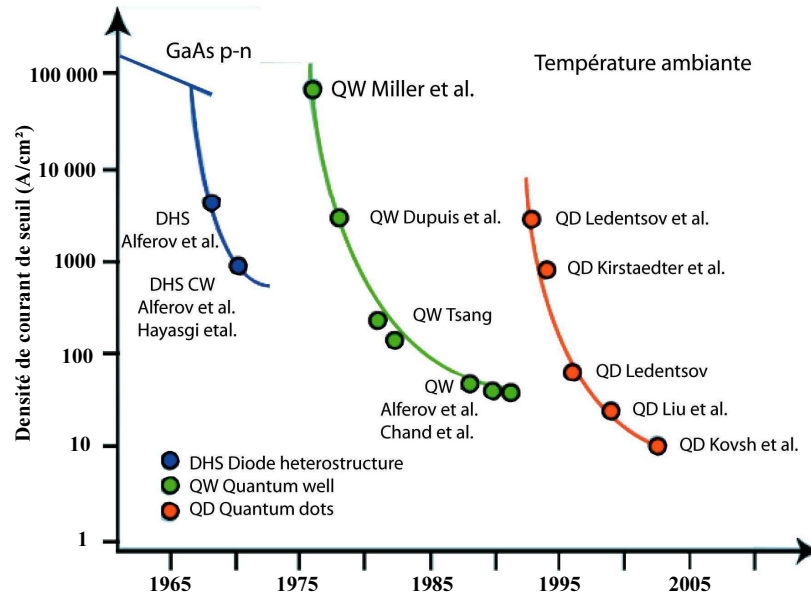


FIG. 2.23 – Évolution de la densité de courant au seuil au cours du temps et de l'évolution des structures. D'après Ledentsov et al. [11]

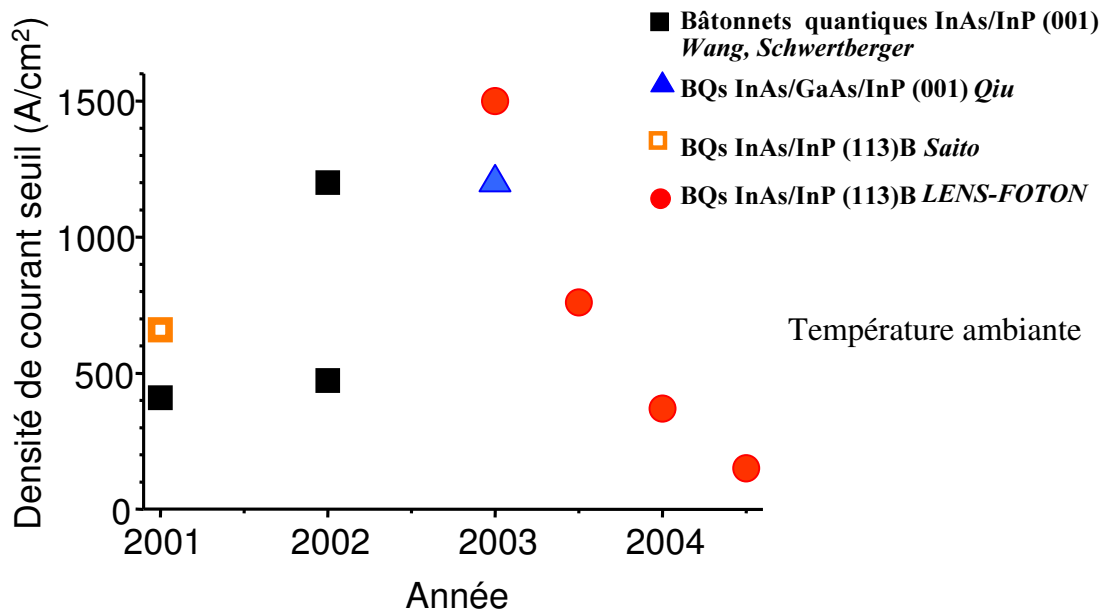


FIG. 2.24 – Évolution récente de la densité de courant au seuil de structures à BQ et à QDash.

d'escalier".

Pour atteindre le seuil de transparence ¹³, il faut réaliser une inversion de population

¹³probabilité pour qu'un même nombre d'électrons soit en bas de bande de conduction et en haut de bande de valence

entre les deux niveaux où s'effectuent la recombinaison. L'état des porteurs au seuil est représenté sur la figure 2.25.

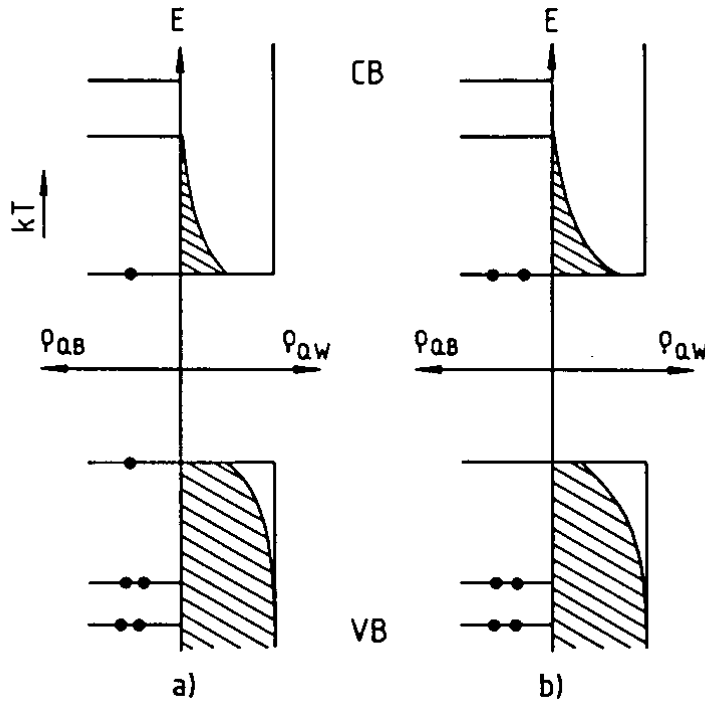


FIG. 2.25 – Densité d'états de la bande de conduction (CB) et de la bande de valence (VB) pour le système 2D idéal (ρ_{QW}) et le système 0D idéal (ρ_{QB}), et densité d'états occupés (zones hachurées et points noirs (électrons)) au seuil de transparence a), et au-delà du seuil b) (d'après Gérard-1995 [12]).

À la transparence (cas a) sur la figure 2.25), la population du niveau supérieur de la transition est au moins égale à la moitié de celle du niveau inférieur. Ce seuil est atteint avec une seule paire électron-trou dans le cas d'une BQ alors qu'un plus grand nombre de porteurs est nécessaire dans le cas du QW.

Au-delà de la transparence (figure 2.25 b), l'ensemble des paires électrons-trous créé dans les BQ se retrouve en bas de bande de conduction (pour les électrons, haut de bande de valence pour les trous) sur l'état fondamental et sont prêtes à contribuer à l'émission stimulée (au gain) dans une bande spectrale réduite. En revanche, dans le cas du QW toutes les paires électrons-trous créées ne contribuent pas au gain. En effet, il n'y a du gain que pour les transitions qui remplissent la condition de Bernard et Duraffourg. Sur la figure 2.25 b), seuls les niveaux les plus bas de la bande de conduction sont concernés, toutes les paires électrons-trous qui se situent au-dessus de la limite définie précédemment ne contribuent pas au gain. Un surplus d'énergie sera nécessaire pour créer les paires électrons trous qui ne contribuent pas directement au gain. Dans le cas des BQ, le rendement du pompage, paires électrons-trous "efficaces" par rapport aux paires électrons-trous créées, est donc plus grand que celui des QWs, d'où l'obtention d'une densité de courant de seuil plus faible.

La figure 2.25 permet aussi d'introduire une autre caractéristique importante des lasers à BQ : l'insensibilité de la densité de courant de seuil à la température.

2.4.2 Insensibilité du courant de seuil à la température

En dehors de la valeur du courant de seuil, la notion de température critique, "T0", est très importante pour le fonctionnement des Lasers. Ce "T0" caractérise la variation de la densité de courant de seuil en fonction de la température. La loi empirique décrivant cette variation est la suivante :

$$J_{th} = J_{th0} \cdot \exp\left(\frac{T}{T0}\right) \quad (2.20)$$

où T0 et J_{th0} sont déterminé expérimentalement.

Rappelons que dans le cadre des normes du cahier des charges appliquées aux composants optiques pour les télécommunications (MAN/LAN), les composants sont censés fonctionner pour des températures comprises entre 0 et 80 °C. Il est donc souvent nécessaire d'assurer un bon contrôle thermique ce qui implique une augmentation notable du coût du composant. Un composant dont le fonctionnement serait insensible à la température (ou dont la sensibilité serait grandement réduite) pourrait s'affranchir du contrôle et permettrait de réduire le coût global de ce type de composant dans le réseau.

Pour obtenir un grande stabilité par rapport à la température de fonctionnement laser, le "T0" le plus grand possible est donc recherché. Les prédictions théoriques d'Arakawa et Sakaki [51] ont montré dès 1984 que la diminution de la dimension d'un système permettrait de réduire la variation du courant de seuil avec la température. Les BQ étant des pièges tri-dimensionnels pour les porteurs, de faibles variations du courant de seuil avec la température sont attendues. Ceci sera d'autant plus vrai que la différence d'énergie entre les niveaux des boîtes sera grande devant kT , l'énergie thermique (figure 2.25). Ainsi, la population de l'état fondamental des boîtes, liée à la densité de courant au seuil laser, devrait très peu varier avec la température.

Il existe d'autres effets bénéfiques de la réduction de l'échappement thermique des porteurs hors des boîtes. Celui-ci pourrait contribuer à diminuer les recombinaisons non-radiatives survenant à l'extérieur des BQ dans le matériau massif et donc à améliorer le rendement quantique d'émission radiative de la structure [52] et pouvoir ainsi réaliser des lasers de fortes puissances [53, 54].

Les lasers à puits actuels possèdent un T0 de l'ordre de 50 à 150 K à température ambiante. Il existe de nombreuses mesures de T0 sur des lasers à BQ. La majorité des performances avant 2004 sont à peine meilleures que les résultats sur puits : 160 K puis 196 K ($T < 81^\circ C$) [55, 56], 150 K ($T = 20-50^\circ C, \lambda = 1,3 \mu m$) [57], 60 K ($T = 20-85^\circ C, \lambda = 1,51 \mu m$, substrat *GaAs*) [33], 78 K ($T = 300 K, \lambda = 1,3 \mu m$) [58].

Il existe néanmoins un type de structure à injection des porteurs par effet tunnel (paragraphe 2.4.4.2) qui semblent vraiment améliorer le T0. Les prédictions théoriques réalisées

pour ce système par Asryan et col. [59, 60] annoncent des T_0 de l'ordre de 1000 K. Les premières réalisations remarquables sont celles de Bhattacharya et col. sur InGaAs/GaAs à $\lambda \approx 1\mu\text{m}$, il mesure en 2002 un $T_0 = 237\text{ K}$ [61] ($T = 278 - 318\text{K}$), en 2003 un $T_0 = 363\text{ K}$ [14] ($T = 300\text{ K}$).

Très récemment (fin 2004, début 2005), les performances ne cessant d'augmenter, différents travaux montrent une très bonne insensibilité à la température du fonctionnement des lasers [54, 62].

2.4.3 Gain spectral

En 1986, Asada et col. [13] modélisaient le gain spectral de structures lasers à boîtes, à fils, à puits et massif GaInAs/InP (figure 2.26). Dans le cas du composant à BQ, la courbe de gain est symétrique, d'allure gaussienne et centrée autour de la longueur d'onde de la transition fondamentale des boîtes. La valeur maximale obtenue est supérieure aux autres cas.

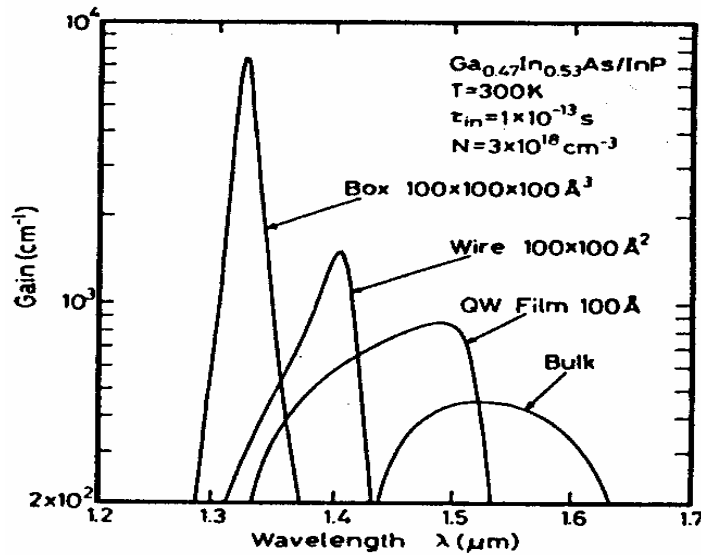


FIG. 2.26 – Gains spectraux calculés pour le système GaInAs/InP en boîtes, fils et puits quantiques et en massif [13]

Depuis, nous savons que le modèle de boîtes carrées considéré dans cette simulation est loin d'être réaliste. Néanmoins, tant quantitativement que qualitativement, le résultat donne une bonne approche de la comparaison entre les structures. Un laser à BQ comportant une très faible dispersion en taille présenterait un gain symétrique correspondant à l'élargissement homogène, élargissement lié au temps de vie des porteurs sur le niveau énergétique. Un tel gain plus important et plus fin est un avantage notable pour la réalisation d'un laser. L'ensemble des porteurs injectés contribue en effet au gain proche de la longueur d'onde laser et non sur une très large bande spectrale comme λ dans le cas du matériau massif.

Pour réaliser un amplificateur, l'objectif sera d'atteindre au contraire un gain très large (>120 nm) pour couvrir un maximum de longueurs d'onde avec un composant unique.

La largeur de la bande de gain d'une structure à BQ dépend du système de matériaux choisis et du processus de croissance. Ces deux paramètres pilotent complètement la distribution en taille des boîtes et donc la dispersion énergétique des niveaux fondamentaux et excités des boîtes.

À $1,55\mu\text{m}$ avec InAs/InP entre la contribution de la transition fondamentale et de l'excitée, les résultats de mesure de gain connus présentent des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de 120 nm [1]. À $1,3\mu\text{m}$, une réalisation d'amplificateur récente (2003) [29] présente une largeur de 53 nm.

Ensuite, la largeur homogène à température ambiante des systèmes émettant à $1,3\mu\text{m}$ semble être tellement importante par rapport à la largeur inhomogène que le gain résultant est presque complètement homogène [4] (paragraphe 2.3.3).

Dans le cadre des télécommunications optiques, la plus grande largeur de bande d'amplification possible est recherchée (pour une application en Coarse-WDM). Avec une technologie unique, nous aurions un composant couvrant les bandes S, C et L. En considérant en plus les fibres plus récentes dont le pic d'absorption OH a été supprimé, des réseaux fonctionnant avec des longueurs d'onde comprises entre $1,3$ et $1,6\mu\text{m}$ sont envisageables.

Rappelons que le développement des réseaux tout optique a explosé grâce à l'apparition de l'amplificateur optique. Aujourd'hui les amplificateurs couvrent principalement la bande C (S et L aussi mais plus marginalement) et l'apparition d'amplificateurs dans d'autres bandes permettrait l'extension des plages de longueurs d'onde utiles.

Une autre application du gain spectralement très large concerne la réalisation de lasers accordables en passant par une cavité externe. Li et col. présentent ainsi un laser ajustable sur 150 nm [63].

Pour la réalisation de porte optique, de convertisseur de longueur d'onde ou d'absorbant saturable, fonctions utiles dans un cadre de traitement du signal tout optique, les structures à BQ pourraient aussi apporter un progrès notable. Dans l'hypothèse d'une structure avec un gain de 140 nm de large pour une largeur homogène de 15 nm, le traitement optique pour la régénération par exemple, de peigne CWDM de 10 longueurs d'onde en parallèle (espacées de 15 nm) pourraient être envisagé. En effet, aujourd'hui le gros handicap de tous les régénérateurs optiques à base de SOA est le traitement monocanal du signal dû à un milieu actif à élargissement homogène. La mise à disposition d'un milieu à élargissement inhomogène pourrait réduire d'un facteur égal au nombre de canaux traités par composant (de 3 à 10 environ suivant les performances atteintes et l'application) le nombre de composants nécessaires au traitement d'un signal multi-longueurs d'onde.

Ce paragraphe a montré le potentiel applicatif d'un gain spectral large, à élargissement inhomogène. Néanmoins, un profil de gain aussi prometteur ne serait pas utile si le milieu ne possédait pas en plus une dynamique au moins égale voire meilleure que celle des composants actuels à gain homogène.

2.4.4 Aspects dynamiques : dynamique du gain, fréquence de coupure, facteur de Henry

2.4.4.1 Dynamique du gain

Que ce soit pour un laser, un amplificateur optique ou n'importe quelle autre fonction optique (porte, convertisseur de longueur d'onde,...), la réponse dynamique du milieu actif est un point fondamental du composant. Dans le cadre des transmissions à hauts débits (actuelles et futures) des réseaux de télécommunications, l'information transmise sur les fibres optiques est une suite de 0 et de 1 optiques, c'est-à-dire la succession de puissance et d'absence de puissance. Pour les obtenir, la lumière du laser d'entrée de fibre est modulée, soit par la modulation du courant d'alimentation du laser (modulation directe) soit par une modulation optique du flux continu sortant du laser (modulation externe).

La modulation directe du laser nécessite une capacité de réponse importante de la structure aux variations de courant imposées, et ce, pour une fréquence la plus élevée possible. Plus la fréquence de modulation est élevée, plus grand est le nombre d'informations (1 et 0) émis par unité de temps (débit). Cette réponse dynamique de la structure est caractérisée par la bande passante. Celle-ci correspond à la fréquence de coupure à -3dB du laser. Cette fréquence est la limite supérieure de modulation du système pour une performance fixée à -3dB (facteur 1/2 en linéaire) du maximum.

La variation de l'intensité due à l'émission laser en fonction de la modulation de courant s'exprime par la variation du gain en fonction du nombre N de porteurs injectés : c'est le gain différentiel G . Il s'exprime de la manière suivante [3] :

$$G = \frac{\partial g}{\partial N} \quad (2.21)$$

où g est le gain matériau. Son unité est l'inverse d'une longueur. N est la densité de porteurs. N exprime un nombre de porteurs par unité de volume. Sur cette base, G s'exprime en unité de surface (longueur au carré). Plus grand est le G d'une structure, meilleure en est la réponse dynamique. Dans un laser à semi-conducteur à puits quantiques, le gain différentiel est de l'ordre de 10^{-15} . Dans les BQ, le nombre de porteurs par état quantique étant limité (à deux avec le spin sur l'état fondamental), G pourra être supérieur au gain des structures existantes grâce à un remplissage et une saturation des niveaux successifs des boîtes plus efficace. Cette amélioration est encore reliée à l'efficacité d'injection des porteurs comme l'amélioration du courant de seuil.

2.4.4.2 Fréquence de coupure

La fréquence de coupure du laser est directement proportionnelle à ce gain dynamique. Une amélioration de G conduirait donc à la conception de composants à bande de modulation importante (>10 GHz).

Dans un premier temps pour les lasers à BQ, il a été trouvé une limitation autour de

5-7 GHz avec une structure à BQ "simple". Cette fréquence de coupure est inférieure à celle des structures en matériau massif et à puits. Les raisons avancées sont les dynamiques du niveau excité et de la "wetting layer" plus lentes que celle du niveau fondamental. Ces niveaux servant de réservoir de porteurs pour la transition fondamentale, leur relative lenteur pénaliserait le bon fonctionnement dynamique du laser.

Plus récemment, deux évolutions majeures de la structure ont été envisagées et donnent aujourd'hui des résultats très encourageants. La première consiste en un dopage p de la structure. Deppe et col (2002) démontrent dans leurs travaux [64] le principe d'action d'un dopage p.

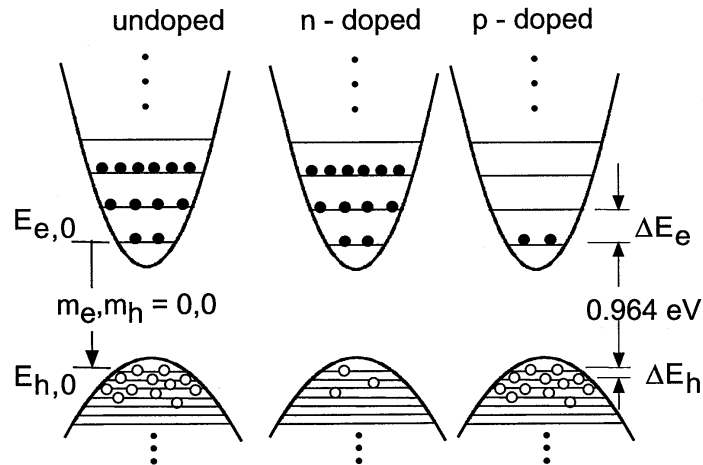


FIG. 2.27 – Principe d'action du dopage p. À gauche : structure non dopée, autant de trous que d'électrons disponibles. Au centre : dopage n, plus d'électrons de disponibles que de trous. À droite : dopage p, l'apport de trous supplémentaires augmente le taux de recombinaison des électrons disponibles

La figure 2.27 illustre ce principe. Contrairement au dopage n (ou sans dopage), le dopage p crée un surplus de trous en haut de bande de valence et augmente ainsi la probabilité de recombinaison¹⁴ des électrons disponibles en bas de bande de conduction et ce, même sous faible injection. Les calculs mettent en évidence le passage d'une fréquence de coupure d'un laser à BQ de 8,6 GHz à 60 GHz.

La deuxième technique consiste à réaliser un couplage par effet tunnel entre le bas de bande d'un puits quantique et l'état fondamental des îlots (figure 2.28).

L'injection tunnel consiste à fabriquer un puits quantique adjacent au plan des boîtes dont le bas de bande de conduction se situe légèrement au-dessus de l'énergie du niveau fondamental des BQ. Si l'épaisseur de la barrière énergétique qui sépare le plan des BQ du puits est suffisamment faible ($\leq 10 \text{ nm}$), il existera un couplage par effet tunnel entre le bas du puits et l'état fondamental des BQ.

¹⁴i.e diminue le temps de relaxation

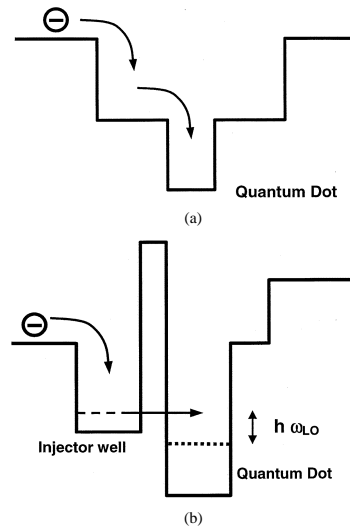


FIG. 2.28 – (a) Schéma de bande d'une structure à BQ conventionnelle (b) schéma d'une structure dont l'injection est réalisée par effet tunnel (d'après Bhattacharya-2003 [14]).

Plusieurs réalisations ont été réussies dont le travail de Bhattacharya et col. [61, 14] à $1 \mu\text{m}$. Dans ces travaux, le temps de capture via injection tunnel ($< 5\text{ps}$) est alors inférieur au temps de relaxation des états excités ($> 30\text{ps}$) vers l'état fondamental. Une fréquence de coupure de 23GHz a été mesurée. Il est important de noter que cette technique d'injection par effet tunnel permet dans le même temps de réduire considérablement la sensibilité à la température (paragraphe 2.4.2).

Pour les applications de traitement rapide du signal, le temps de récupération du gain sera le paramètre considéré. Ce temps de récupération est directement relié au temps de capture des porteurs dans les boîtes et au gain différentiel. Si nous sommes capable d'augmenter la fréquence de coupure de la structure laser, nous améliorons avant tout la réponse dynamique du gain du milieu. Ces avancées profitent donc également aux fonctions optiques à base de BQ. Il existe des réalisations de convertisseurs de longueurs d'onde [65], des études des effets non-linéaire et électro-optique dans un milieu à BQ [66, 67, 68]. Un temps de récupération du gain de $2,9\text{ps}$ a été mesuré par Akiyama et col. [65]. Un temps caractéristique de 3ps correspond à une fréquence de 330GHz ! Ce temps de récupération très rapide est expliqué par les auteurs, à fort pompage par la présence de nombreux porteurs dans les états supérieurs (état excité et couche de mouillage) qui feraient offices de réservoir rapidement disponible pour l'état fondamental.

Dans le cadre des lasers, la modulation directe des structures à hautes fréquences est très prometteuse mais les impulsions créées ne seront réellement utilisables dans le cadre des communications optiques à hauts débits qu'à une condition : un faible élargissement spectral¹⁵.

¹⁵voir chapitre 1 paragraphe 1.1.2

2.4.4.3 Facteur de couplage phase-amplitude

Dans les matériaux semi-conducteurs présentant une **raie de fluorescence dissymétrique**, les variations du courant provoquent des variations de la densité de porteurs qui provoquent elles-mêmes des variations de la partie réelle de l'indice. Or la longueur d'onde d'émission est liée à l'indice de réfraction. Dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot par exemple une variation Δn de l'indice produit une variation $\Delta \lambda$ de la longueur d'onde d'émission. La variation de fréquence optique s'écrit alors :

$$\Delta \nu = -\frac{c}{\lambda} \times \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \quad (2.22)$$

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

L'indice de réfraction dépend de la densité de porteurs dans le cas des semi-conducteurs pour la raison suivante : le gain est lié à la partie imaginaire de l'indice de réfraction et via les relations de Krämers-Kronig, la variation de cette partie imaginaire modifie la partie réelle de l'indice.

$$n(\nu) = n_{Reel}(\nu) + i.n_{Imaginaire}(\nu) \quad (2.23)$$

La partie réelle de l'indice correspond à l'indice optique du milieu, la partie imaginaire à l'absorption relative (absorption ou gain suivant le signe). L'indice dépend de ν la fréquence de l'onde optique. Les relations de Krämers-Kronig montrent (figure 2.29) que lorsque la courbe de gain est symétrique, la variation de la partie réelle de l'indice est nulle à la longueur d'onde où le gain est maximum. Ce qui n'est pas le cas pour un gain non symétrique.

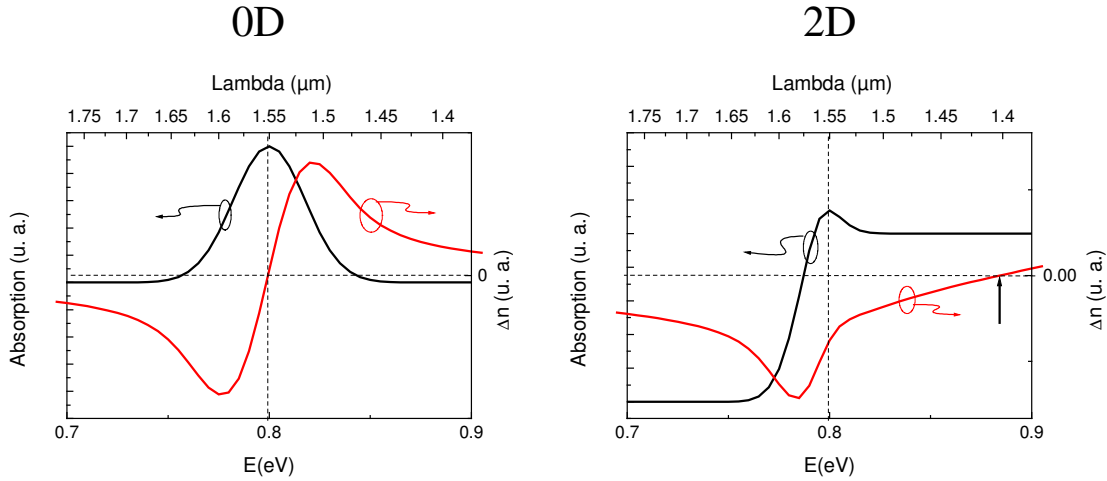


FIG. 2.29 – Spectre d'absorption et variation d'indice (Δn) calculés pour des structures 0D et 2D [15].

Sous la condition d'un profil spectral de gain symétrique, la variation Δn de l'indice réel passe par 0 au centre de la courbe de gain. Dans le cas du profil dissymétrique, le 0 de la

variation d'indice réel n'est pas au maximum de la courbe de gain ; un laser fonctionnera a priori au maximum de la courbe de gain.

Le facteur de Henry [69] ou facteur de couplage phase-amplitude α_H caractérise cet effet.

$$\alpha_H = \frac{\partial n_{Reel}(\nu)/\partial N}{\partial n_{Imaginaire}(\nu)/\partial N} \quad (2.24)$$

Ce paramètre correspond à la variation couplée de la partie réelle de l'indice $n_{Reel}(\nu)$ et imaginaire $n_{Imaginaire}(\nu)$ avec la densité de porteurs N injectés dans la cavité. Dans le cas d'un gain symétrique, pour la longueur d'onde où le gain est maximum, le facteur de Henry est nul car l'indice optique à cette fréquence ne varie pas.

Malheureusement jusqu'à maintenant, aucun laser à semi-conducteurs (hors BQ) n'a obtenu un facteur de Henry nul. Par conséquent, cette propriété de modulation de la fréquence par simple modulation du courant produit un "élargissement dynamique de la raie" laser ("chirp" en anglais) qui constitue un inconvénient dans le cadre des communications optiques. En effet, plus le chirp d'une impulsion sera important, plus la distance de propagation de celle-ci sans chevauchement avec une impulsion voisine sera limitée par les effets de la dispersion chromatique décrits dans le chapitre 1 paragraphe 1.1.2.

Rappelons qu'une impulsion lumineuse ayant une forme gaussienne en fonction du temps et de largeur à mi-hauteur Δt , est régie en l'absence de chirp par la relation suivante liant Δt à $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu\Delta t = \frac{2 \cdot \ln 2}{\pi} \quad (2.25)$$

Cette impulsion est dite en limite de Fourier. Les largeurs spectrale et temporelle sont directement liées par la Transformée de Fourier. En présence de chirp, le produit $\Delta\nu\Delta t$ d'une impulsion gaussienne émise par un laser à semi-conducteurs est augmenté d'un facteur $\sqrt{1 + \alpha_H^2}$ selon :

$$\Delta\nu\Delta t = \frac{2 \cdot \ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (2.26)$$

Les bons lasers à puits quantiques actuels possèdent un α_H de l'ordre de 2. Dans les structures à BQ en revanche, de par la symétrie du gain, un très faible α_H est attendu en première approche au maximum du gain [24, 70]. Des calculs tenant compte de la présence de l'état excité ont montré dans un second temps, que le faible α_H devrait être légèrement décalé par rapport au maximum du gain [71, 72].

Saito et col. ont mesuré dans un laser à BQ un $\Delta\lambda$ de 0,01 nm ¹⁶ sous une modulation allant de 0 à 2 GHz [16] (figure 2.30). Plus récemment Konrad Kondratko (2003) et col. [73] ont mesuré un α_H de 0,15, Hatori et col. (2004) [74] de 0,3 et Kuntz et col. (2004) [75] ont réalisé un laser à blocage de modes passif à 35 GHz générant des impulsions en limite de Fourier (α_H variant de 0,2 à 1,1 avec une augmentation du courant).

¹⁶Limite de résolution de l'analyseur de spectre utilisé.

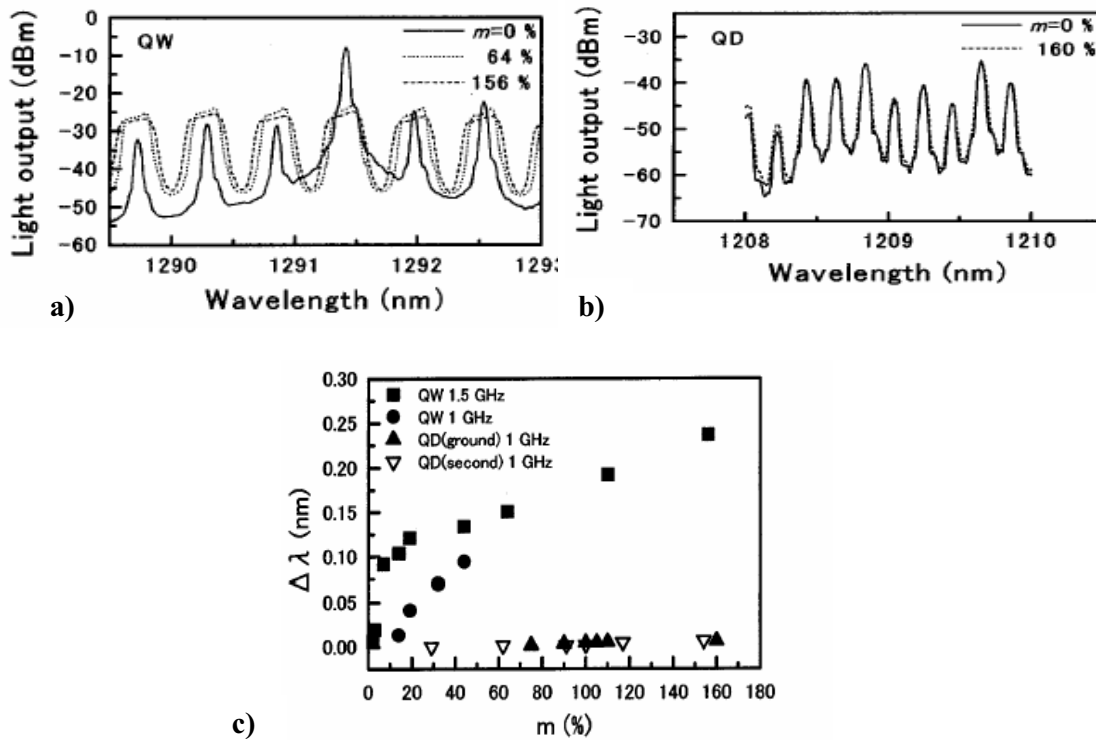


FIG. 2.30 – Effet d’une modulation directe sur 2 types de structures. Visualisation de l’évolution de la raie laser de a) puits quantiques b) boîtes quantiques c) évolution de l’élargissement de la raie laser ($\Delta\lambda$) en fonction du taux de modulation pour deux fréquences données (extrait de [16]).

2.4.4.4 Sensibilité à la contre réaction optique

Un autre bénéfice attendu d’un faible facteur de couplage phase amplitude et des autres particularités d’un milieu à BQ est la diminution de la sensibilité du laser à une contre réaction optique. Un laser capable de fonctionner sans isolateur optique serait un atout important pour le développement des lasers à BQ. Zhang et al. [76] ont mesuré avec un laser DFB (Distributed Feedback, laser à contre réaction répartie) à BQ émettant à $1,3 \mu\text{m}$ sous une modulation de 2,5 GHz, une amélioration d’environ 20 dB du taux de réinjection nécessaire pour commencer à dégrader le rapport signal à bruit par rapport à une structure à puits quantiques de référence (passage de -50 à -30 dB pour le début de la dégradation). Un ordre de grandeur semblable a été mesuré par Huyet et al. [17]. Ils ont cartographié les zones de stabilité / instabilité de lasers à boîtes et à puits quantiques. Leur résultat est présenté sur la figure 2.31. Il apparaît clairement une large zone où le laser à BQ est le seul stable. f_{ext} est la proportion de puissance réinjectée par rapport à la puissance émise et $R = I/I_{th} - 1$, i.e que pour $R = 0$ le laser se trouve au seuil. La condition de stabilité choisie est la valeur de -130 dBm/Hz sur le spectre de RIN (Relative Intensity Noise, bruit d’intensité relatif).

Si le facteur de couplage phase-amplitude faible des milieux à BQ est observé dans le

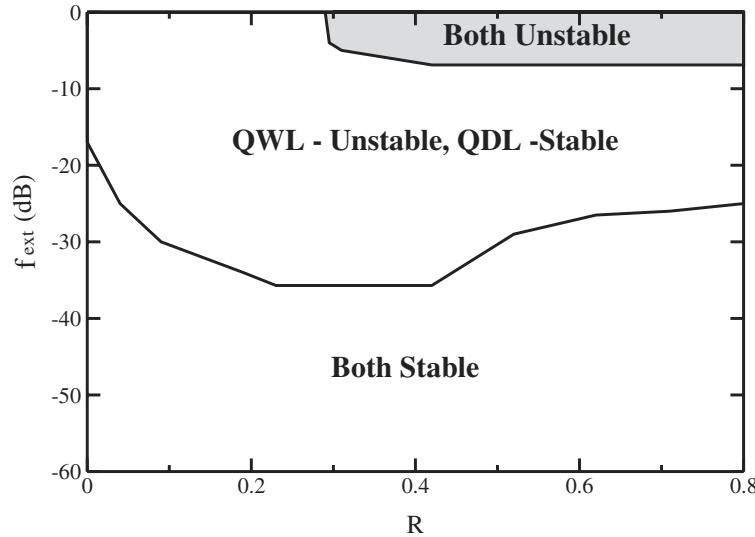


FIG. 2.31 – Cartographie de la stabilité du laser subissant une contre réaction optique, $R = \frac{I}{I_{th}-1}$, extrait de [17].

cadre d'une application laser, son obtention sur une large bande spectrale du milieu actif de fonctions optiques utilisant la modulation de gain croisée par exemple serait bénéfique. Un α_H proche de 0 permettrait de réduire les dégradations du signal introduites par ces fonctions.

Nous venons d'énumérer les différentes améliorations envisageables et déjà réalisées des caractéristiques de composants à base de BQ. Dans le paragraphe 2.6 , nous traiterons plus particulièrement de la réalisation d'un SOA à BQ : les performances attendues, les réalisations actuelles, les inconvénients.

2.5 Réalisations récentes de lasers à BQ

Sur les systèmes émettant à $1,3 \mu\text{m}$ la technologie étant plus avancée qu'à $1,55 \mu\text{m}$, il existe quelques réalisations récentes de laser à BQ dont l'intérêt immédiat pour les applications liées aux télécommunications optiques est important, en particulier pour les applications à l'accès tout optique où seule la mise au point de composants très bas coût pourrait permettre de l'envisager. Un composant bas coût devra s'affranchir de contrôle en température, d'isolateur et de modulateur externe.

A noter qu'aujourd'hui se dessine un nouveau marché des puces lasers pour assurer une interconnexion à très haut débit ($> 2,5 \text{ Gbit/s}$) sur de courtes distances (de l'ordre du mètre) au sein d'une unité centrale d'ordinateur. A défaut d'avoir des lasers en silicium, un composant affranchi d'isolateur, de contrôle en température, de modulateur externe et à bas seuil (donc faible consommation d'énergie) ferait un très bon candidat pour cette application à venir.

Tan et al. [62] ont présenté la réalisation d'une transmission à 5 Gbit/s en utilisant un

laser Fabry-Pérot à QDs sur 4 km de fibre monomode standard ou 500 m de fibre multimode pour une température variant de 20 à 50 °C.

Hatori et al. [77] ont présenté la réalisation d'un laser de type Fabry-Pérot présentant un T_0 de 420 K à 70 °C, capable de fonctionner avec très peu de pénalité, i.e un laser caractérisé par une puissance moyenne de sortie constante ($> 0,2$ dB) et un taux d'extinction supérieur à 7 dB, et ce sur une plage de température de 20 à 70 °C sous modulation directe à 10 Gbit/s.

2.6 Les nouveaux SOA

2.6.1 Les SOA à Boîtes Quantiques

L'utilisation de BQ comme milieu actif des SOA pourrait résoudre partiellement les défauts des SOA classiques. En effet, le spectre de gain d'un SOA-QD est à élargissement inhomogène et la structure électronique particulière des BQ permet une dynamique des porteurs suffisante pour des débits allant au moins jusqu'à 40 Gbit/s (démonstration expérimentale, en théorie au moins jusqu'à 160 Gbit/s). Ainsi, un SOA-QD peut ne pas induire de déformation du signal en fonctionnant en régime de saturation comme le montrent les résultats récents d'Akiyama et al. [1] (figures 2.32 et 2.33).

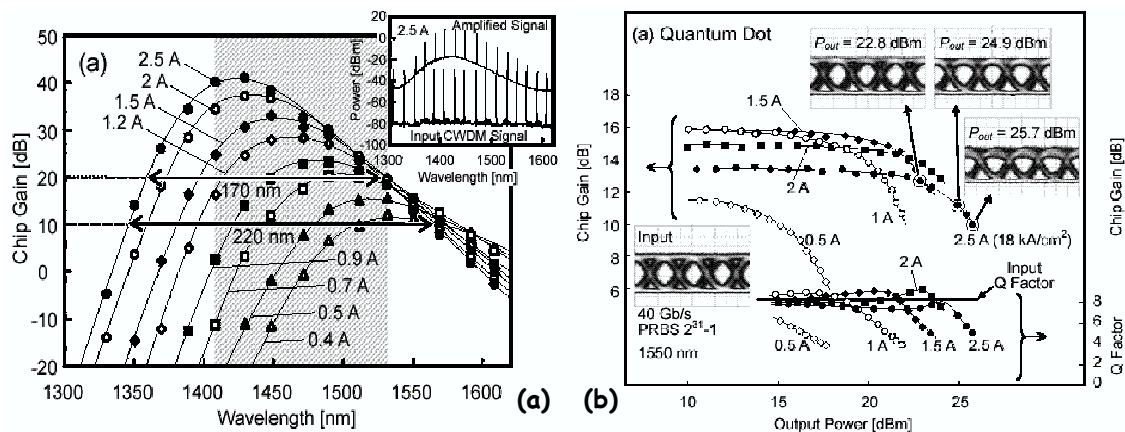


FIG. 2.32 –

Les premières réalisations expérimentales [1, 40, 30] offrent des puissances de sortie raisonnables supérieures à 20 dBm (EDFA > 30 dBm) et des facteurs de bruit acceptables (jusqu'à 4 dB).

L'état de l'art à $1,55\mu\text{m}$ est simple à faire puisqu'il n'existe qu'une seule réalisation dont les principaux résultats sont présentés sur les figures 2.32 et 2.33. La courbe 2.32(a) présente le gain spectral du composant en fonction du courant de pompe et permet de constater un gain de plus de 20 dB sur une plage de 170 nm. En encart est présentée la comparaison du spectre WDM à l'entrée et à la sortie du composant. La figure 2.33(b) donne l'évolution spectrale du facteur de bruit (NF) mesuré en fonction du courant de fonctionnement. Nous

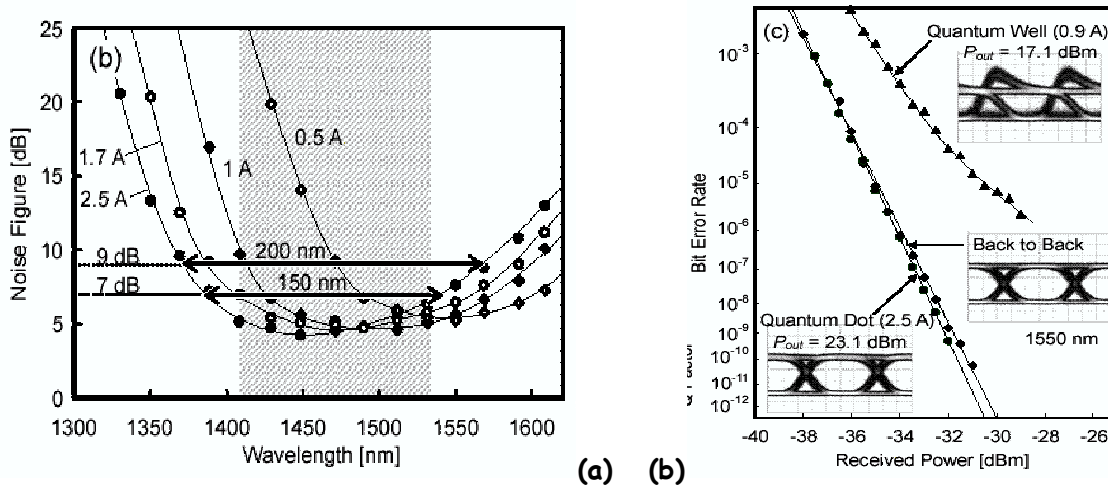


FIG. 2.33 –

pouvons constater qu'il est inférieur à 7 dB sur une plage de 150 nm et surtout qu'il présente un minimum à 4 dB ce qui est une très bonne performance pour un SOA. Rappelons qu'un SOA classique possède un NF de 7 dB alors que les EDFA ont un NF compris entre 5 et 7 dB. La figure 2.32(b) indique l'évolution du gain en fonction de la puissance de sortie P_{out} de ce composant pour différents courants de pompe. Les auteurs ont ajouté les diagrammes de l'œil mesurés à 40 Gbit/s en fonction du point de fonctionnement qu'il faut comparer au diagramme de l'œil du signal initial rappelé en bas à gauche. En encart en bas à droite de cette figure très riche, nous trouvons ensuite l'évolution du facteur de qualité Q en fonction du point de fonctionnement. Rappelons que pour garantir un TEB de 10^{-9} (voir chapitre 1) le facteur Q doit être supérieur à 6. Cette figure nous montre aussi des puissances de saturation intéressantes, de l'ordre de 23 dBm. Enfin, l'évolution des diagrammes de l'œil de cette figure 2.32(b) ainsi que le tracé des pénalités sur la figure 2.33(b) nous montrent que ce SOA à boîtes par rapport à un SOA à puits quantiques introduit quasiment aucune pénalité sur le TEB. En régime de saturation, il n'y a aucune déformation préjudiciable due à la saturation du gain contrairement au fonctionnement d'un SOA à puits quantiques (voir chapitre 1 paragraphe 1.2.1.2). Les auteurs justifient la non déformation du signal dans le cas du SOA à BQ par l'effet combiné de réservoir de porteurs de la couche de mouillage et de la dynamique très importante des porteurs qui permet un rétablissement du gain très supérieur à la dynamique du signal.

La zone spectrale (130 nm) grisée sur ces figures est une zone présentant à la fois un gain supérieur à 20 dB, un NF inférieur à 7 dB et une puissance de saturation à -3 dB supérieure à 19 dBm.

La théorie et les résultats ci-dessus font apparaître le SOA-QD comme un composant prometteur. Néanmoins, il faut rappeler que l'utilisation dans un cadre WDM classique ou même D-WDM est a priori impossible. En effet, si les SOA-QD ont un spectre de gain large (>120 nm) à élargissement inhomogène, il faut rappeler que celui-ci est composé d'une

somme de spectres de largeurs homogènes comprises entre 10 et 30 nm [4, 43, 44](valeurs typiques dans les systèmes à 1,3 μm). Elles servent de référence à 1,55 μm car il n'y a actuellement pas de mesure de disponible. Or si deux longueurs d'onde de transmission sont séparées de moins que cette largeur homogène, il devrait y avoir une diaphonie inter-canal, c'est-à-dire que ces deux signaux auront une influence l'un sur l'autre par un phénomène de modulation croisée de gain. Cette influence réciproque aurait bien évidemment des conséquences néfastes sur le bilan de transmission. Ainsi, il apparaît qu'un SOA-QD avec une largeur de gain de 140 nm ne pourrait tout au plus amplifier que sept canaux distincts (140/20)! Dans un cadre de transmission longue distance où l'objectif est de transporter beaucoup de canaux sur le même support, ce composant ne serait pas viable. En revanche, dans le cadre métropolitain (MAN) ou régional, où les distances sont de l'ordre de quelques centaines de km, il est envisagé des réseaux de type C-WDM (Coarse-WDM) où ce type de composant pourrait trouver une place.

Le C-WDM s'insère bien dans une optique de réduction des coûts d'un réseau, car les contraintes relâchées diminuent le coût global du système. Il faut rappeler malgré tout qu'une grande partie du coût d'installation d'une ligne de transmission sur fibre optique est l'installation de la fibre, le génie civil. Le compromis entre le relâchement des contraintes et une bonne utilisation de la bande passante disponible est à trouver.

Toutefois, la mise à disposition d'amplificateurs C-WDM performants permet d'envisager de nouvelles architectures de réseaux, les considérations économiques nous diront dans quelle mesure celles-ci sont viables.

Malheureusement, avant même d'envisager une application aux réseaux optiques, il reste un frein technologique qui a été peu étudié sur ces composants : l'influence de la polarisation. Seuls les travaux d'Akiyama et col. [66, 78] et de Malzer et col. [79] ((respectivement autour de 1,15 , 1,55 et 1,3 μm) montrent qu'un milieu à BQ présente une forte dissymétrie TE/TM. Or un composant présentant de la PDL (voir chapitre 1) n'a aucune chance de s'imposer dans un cadre de transmission sauf s'il est placé dans une architecture spécifique telle que deux amplificateurs en parallèle croisés par exemple comme dans le travail d'Akiyama et col [78]. Mais dans ce cas, l'idée d'un composant simple et pas cher serait peut être moins évidente. Les puits présentent aussi des gains TE et TM différents mais des études ont permis, grâce à une croissance des puits contraints, de réaliser des SOA insensibles à la polarisation (figure 1.10). Les derniers travaux d'Akiyama [78] suggèrent quelques pistes dans ce sens pour les BQ.

Aujourd'hui nous avons très peu de recul sur les performances du milieu actif à BQ pour réaliser des SOA. Trois équipes ont réalisé un premier composant à 1,3 μm [29, 80, 30] et une seule à 1,55 μm (travaux d'Akiyama et col. de 2002 à 2004). Néanmoins, les premiers résultats à 1,55 μm semblent très prometteurs.

Un article récent de Sugawara et al. [49] dresse un bilan complet de l'état d'avancement de leurs travaux théoriques, de la détermination du gain (TE et TM) par la matrice densité, de l'utilisation des SOA en modulation croisée de gain et de phase. Leur théorie s'appuie

étroitement sur les résultats expérimentaux d'Akiyama et al. avec qui ils collaborent.

2.6.2 Les SOA à Quantum Dash

Il existe une technologie "concurrente" ¹⁷ au développement des BQ pour la fabrication de lasers ou de SOAs. Cette technologie repose sur un milieu actif à base de Quantum Dash ou pointillés quantiques. Nous avons déjà évoqué dans le manuscrit ces QDash lors des explications sur les différents systèmes disponibles pour la croissance. Ces "QDash" sont des objets dits 1D, ils confinent les porteurs dans deux directions de l'espace.

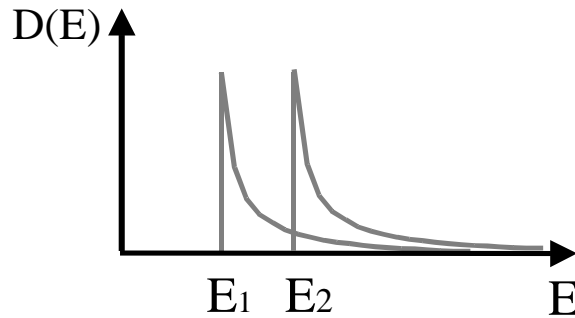


FIG. 2.34 – Densité d'état d'un système 1 D.

Comme nous l'avons vu au paragraphe A.9 ils possèdent une densité d'état non symétrique en $1/\sqrt{E}$ (figure 2.34). Ces objets ont été obtenus sur InP(100) en essayant de faire croître des BQ. Ils ont permis d'obtenir des lasers à $1,55 \mu\text{m}$ [81, 82], et plus récemment Alizon, Bilenca et al. [83, 84] ont présenté la réalisation d'un SOA-Qdash. Les structures à Dash (laser et amplificateurs émettant à $1,55 \mu\text{m}$) ont été particulièrement étudiées dans le cadre du projet européen BigBand ¹⁸. Ces structures plus faciles à développer pour une émission à $1,55 \mu\text{m}$ sont étudiées depuis plus longtemps. À $1,3 \mu\text{m}$ la croissance des boîtes quantiques étant bien maîtrisée avec le système InAs/GaAs les objets 1D sont nettement moins étudiés.

Dans le cadre du projet BigBand de nombreux travaux ont été réalisés pour la mise au point de SOA-QDash [83, 84, 85, 41]. Pour le sujet qui nous concerne (les SOA) plus particulièrement nous allons revenir sur le terme de "concurrence" et voir si Quantum dash et Boîtes Quantiques se trouvent vraiment en concurrence. Les Pointillés Quantiques présentent le même type de dispersion en taille que les Boîtes Quantiques ce qui leur permet d'atteindre des largeurs spectrales de gain très important comme le montre la figure 2.35.

Enfin, l'attente principale concernant les BQ est le caractère particulier du gain : somme de contributions homogènes distinctes formant un gain large dit inhomogène permettant un traitement indépendant de plusieurs longueurs d'onde. La réalisation d'un SOA-QDash WDM a été présenté en 2004 par Alizon et al. [41]. La figure 2.36 présente le bilan d'une

¹⁷un peu plus développé que celle des BQ à $1,55 \mu\text{m}$

¹⁸en particulier, Université de Würzburg, Allemagne et Technion à Haifa, Israël

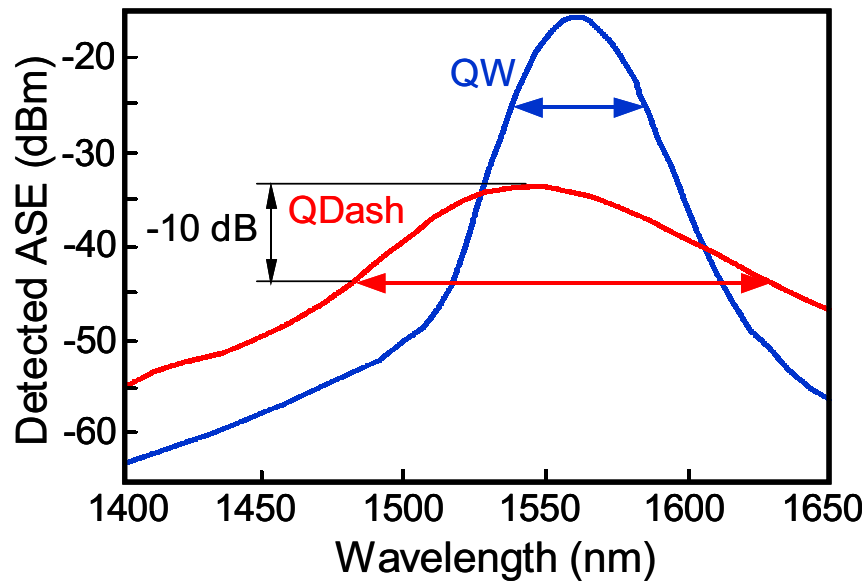


FIG. 2.35 – Comparaison du spectre d'émission spontanée amplifiée d'une structure à QDash et d'une structure classique à puits. La zone fléchée correspond à la largeur à -10 dB du maximum.

expérience d'amplification d'un peigne de sept longueurs dans la bande 1,5 - 1,6 μm modulées à 10 Gbit/s.

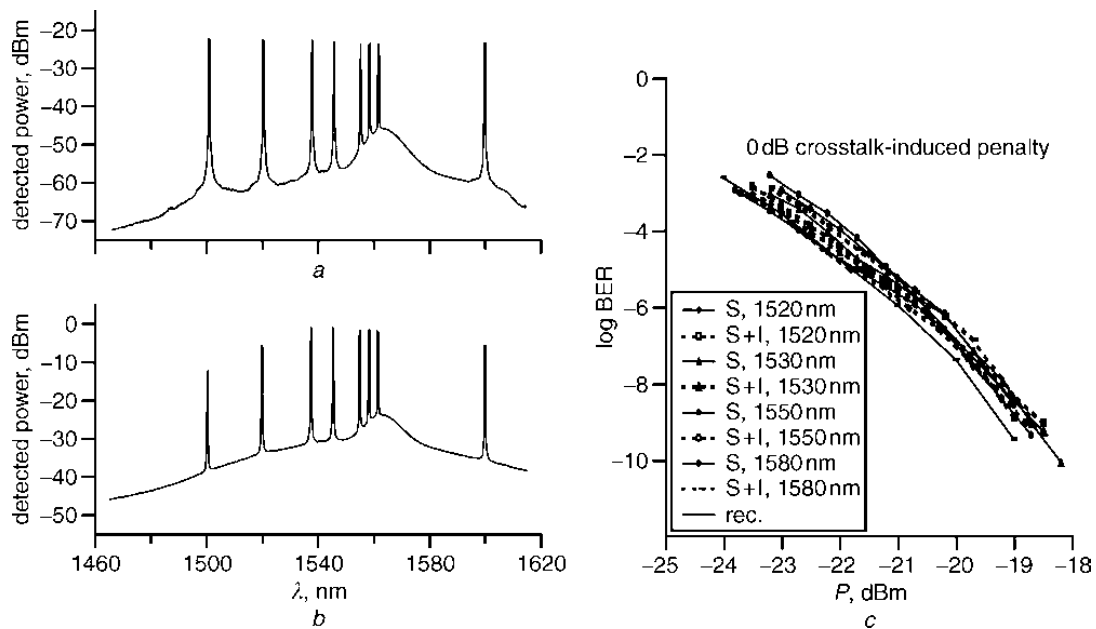


FIG. 2.36 – (a) Spectre WDM d'entrée, (b) spectre de sortie, (c) évolution du TEB.

Sur les figures (a) et (b) sont présentées respectivement les spectres d'entrée et de sortie, la figure (c) présente l'évolution du TEB pour les différents canaux. Le bon recouvrement

des évolutions du TEB pour les différents canaux atteste de l'indépendance des canaux entre eux.

Ces travaux présentent un nombre équivalent de canaux dans la bande 1,5 - 1,6 μm que les travaux d'Akiyama et al. [78] (figure 2.32 et 2.33). Toutefois, Akiyama et al. présentent en plus des résultats de transmission à 40 Gbit/s.

2.7 De la physique des boîtes quantiques aux applications : bilan

De la physique des boîtes quantiques aux réalisations récentes, ce chapitre aura permis de mettre en avant le décalage notable entre les propriétés prévues par la théorie et la réalité des structures existantes. Même si de nombreux résultats remarquables ont été obtenus grâce aux BQ, nous avons rappelé à quel point le modèle du quasi-atome était loin de la réalité en particulier à température ambiante pour un ensemble de BQ en raison de la présence de deux états par BQ, du couplage de ceux-ci avec le réseau et de la dispersion en taille des BQ.

Après une description simple de l'objet BQ, nous avons introduit les notions fondamentales d'élargissement homogène, dû au couplage des BQ avec leur environnement, et d'élargissement inhomogène, dû à la dispersion en taille des BQ. Nous avons vu à quel point le rapport entre ces élargissements est fondamental dans la conception même du fonctionnement de ces structures, dans le choix du modèle à considérer et dans les propriétés optiques du milieu.

Un élargissement **homogène comparable** à l'élargissement **inhomogène** produit un milieu à **gain homogène**, i.e comparable dans le fonctionnement (et non dans la forme) au matériau plus classique (massifs ou à puits quantiques). En revanche dans le cas où l'élargissement **homogène** est suffisamment **petit** devant l'élargissement **inhomogène**, le gain du milieu obtenu présente un réel **caractère inhomogène**. Ce caractère implique des principes de fonctionnements différents des structures semi-conductrices connues.

Pour les deux grandes applications qui nous concernent :

- le laser à modulation directe, sans contrôle en température, sans isolateur,
- l'amplificateur optique large bande multi-canal sans diaphonie,

le rapport des élargissements est le centre du problème.

Pour l'application laser, la plus faible dispersion en énergie du gain (faible élargissement inhomogène et élargissement homogène comparable) est recherchée pour obtenir la meilleure efficacité de pompage et une séparation la plus nette possible entre les deux niveaux des BQ pour garantir une très bonne stabilité en température et un facteur de couplage phase-amplitude très faible (gain symétrique autour du maximum).

Pour l'application amplificateur en revanche, l'objectif est l'obtention d'un milieu à caractère inhomogène. Pour cela deux options sont possibles :

- la superposition de couches de BQ à l'élargissement inhomogène très faible, avec des tailles de BQ différentes pour chaque couche. Dans l'hypothèse de l'absence de couplage entre couches, nous aurions donc un gain se composant comme une somme "indépendante" de gain spectralement fin à des longueurs d'ondes différentes.
- la mise au point d'un milieu possédant une large dispersion inhomogène avec un recouvrement des contributions des deux niveaux des BQ, mais possédant l'élargissement homogène le plus faible possible ce qui déterminerait ainsi l'espacement inter-canaux permis, le but étant de pouvoir traiter parallèlement le maximum de canaux ...

Ensuite, pour ces deux applications, la dynamique des porteurs des système à BQ semble pouvoir garantir un fonctionnement au moins à 10 GHz dans le cas des lasers et bien au-delà de 40 GHz dans le cas des applications SOA.

En terme de réalisation, il apparaît que l'ensemble des structures fonctionnant à $1,3 \mu\text{m}$ présente un élargissement homogène comparable à l'élargissement inhomogène gommant ainsi le caractère inhomogène. En revanche, l'élargissement inhomogène est dans l'ensemble des réalisations plus petit que l'écart entre les deux niveaux.

Les réalisations de structures lasers à $1,55 \mu\text{m}$ sont nettement plus difficiles à produire, par conséquent moins nombreuses et relativement moins avancées que celles émettant à $1,3 \mu\text{m}$. Les réalisations récentes de l'INSA et de Fujitsu (Akiyama et al.) affichent cependant des performances remarquables respectivement en terme de courant de seuil et en terme de dynamique des porteurs dans une structure SOA multi-canaux à large bande.

Ensuite, même s'il reste de nombreuses améliorations à réaliser, les BQ ont d'ores et déjà amélioré les performances des structures à puits quantiques à $1,3 \mu\text{m}$ en terme de courant de seuil, de stabilité en température et de dynamique des porteurs dans les lasers. Pour les applications lasers à $1,55 \mu\text{m}$ en revanche, il reste encore du travail.

Pour les applications aux SOA, même si la dynamique a été nettement améliorée, le traitement multi-longueur d'onde sans diaphonie reste le point clef d'un développement futur et aucune étude n'en traite réellement pour l'instant. L'aspect sensibilité à la polarisation est aussi un point fondamental pour un futur composant, il faudra en tenir compte dans la suite des recherches.

De plus, nous avons vu que dans la bande spectrale autour de $1,55 \mu\text{m}$, les BQ possèdent une structure concurrente : les QDash. Plus facile à fabriquer et plus mature, elles possèdent pour l'instant quelques propriétés proches de celles des BQ. La dynamique des porteurs des BQ semble malgré tout plus importante.

Il faut donc retenir que du quasi-atome à la réalité, la réalisation de composants à BQ demande une connaissance approfondie de la physique du milieu, en particulier autour des élargissements homogène et inhomogène.

Chapitre 3

Caractérisation des guides plans à Boîtes Quantiques par pompage optique

3.1 Introduction

Pour situer le contexte de ce travail, il nous faut rappeler que l'étude et l'amélioration des lasers à BQ était le sujet de thèse de Charly Platz au LENS de l'INSA Rennes avec qui nous avons collaboré surtout au début puisque seul le pompage optique permettait de tester les structures épitaxiées, la technologie pour le pompage électrique n'étant pas encore maîtrisée. En parallèle du développement à l'INSA de la technologie électrique, il était prévu au sein de la collaboration ENSSAT/INSA/LPN d'étudier préalablement par pompage optique les structures en tant qu'amplificateur de lumière. Notre travail aurait dû permettre grâce à une bonne interaction inter-équipes de mener de front l'amélioration des structures lasers et l'étude de faisabilité d'un SOA à base de BQ. Malheureusement, l'INSA a cumulé l'arrivée d'un nouveau bâti d'épitaxie et divers problèmes sur le premier, engendrant un retard dans la mise au point de composant.

L'option du pompage optique sur guide planaire qui ne devait être que préliminaire s'est donc prolongée jusqu'à la fin 2004. À défaut de structures monomodes pompées électriquement, nous avons donc mis en place différentes techniques expérimentales par pompage optique, permettant de caractériser l'émission laser, de mesurer le gain, les pertes et d'étudier la fonction de remplissage des porteurs des BQ InAs dans le système Q1.18 - InP(311)B. Nous avons ensuite réalisé une étude de la répartition d'intensité intra-cavité à l'aide d'une caméra CCD. Enfin, grâce à la mise au point d'un système de récupération capable d'analyser la polarisation du signal, nous avons étudié le spectre d'émission de notre structure en fonction de sa polarisation.

Ce chapitre présente l'ensemble des techniques expérimentales énumérées précédemment ainsi que les résultats associés. Toutefois pour commencer nous allons présenter les caracté-

ristiques micro et macroscopiques des structures étudiées, le montage que nous avons réalisé et la pompe optique utilisée pour ces mesures.

3.2 Descriptif des structures étudiées

Cette partie présente la structure de l'ensemble des échantillons sur lesquels nous avons travaillé. Ceux-ci ont été fabriqués au LENS de l'INSA Rennes.

3.2.1 Caractéristiques microscopiques

Les guides ont été fabriqués par épitaxie (Molecular Beam Epitaxy), technique utilisée pour réaliser des structures semi-conductrices faites par superposition de couches minces de matériaux de compositions différentes. La croissance par épitaxie a d'abord été étudiée pour des couches en accord de maille, puis élargie aux couches contraintes, présentant un désaccord paramétrique avec le substrat. L'épitaxie par jets moléculaires a été développée au début des années 70 aux laboratoires Bell et consiste à déposer une couche monocristalline sur un substrat. La croissance s'effectue sous vide pour ne pas piéger d'impuretés. On projette un flux d'atomes ou de molécules sur le substrat qui va les piéger. La croissance est contrôlée par interposition de caches entre le jet moléculaire et le substrat. Par cette technique on peut élaborer des alliages ternaires et quaternaires en contrôlant précisément les flux des différents éléments projetés.

Les principales propriétés de l'épitaxie par jets moléculaires sont :

- une faible vitesse de croissance de l'ordre de $1 \mu\text{m/h}$ ou encore d'une monocouche moléculaire ($3,5 \text{ \AA}$ pour InP) par seconde ;
- un contrôle des épaisseurs déposées à la fraction de monocouche ;
- une interruption rapide des flux permettant la réalisation d'interfaces abruptes.

Dans le cas de couches contraintes, la croissance épitaxiale est bidimensionnelle jusqu'à une épaisseur critique au-delà de laquelle la couche relaxe, généralement en créant des défauts tels que les dislocations. De nombreuses études ont été menées dans le but de retarder cette relaxation des couches contraintes pour créer le moins de défauts possibles. La maîtrise de la réalisation de couches très contraintes permet de fabriquer (paragraphe 2.2.1) des fils et des boîtes quantiques avec les avantages décrits au chapitre précédent.

On a observé la réorganisation de ces couches minces contraintes (on met en contact deux cristaux dont les paramètres de maille sont différents), en îlots de petites dimensions exempts de défauts. C'est la relaxation élastique correspondant au relâchement des contraintes qui entraîne une diminution de l'énergie et la formation spontanée de QD (paragraphe 2.2.1).

Une des difficultés majeures de la croissance spontanée des îlots est le contrôle de la distribution des tailles. Pour atteindre des densités d'îlots de l'ordre de $10^{10} - 10^{11}/\text{cm}^2$, ceux-ci doivent être de dimension proche de quelques centaines d'angströms dans les trois directions de l'espace. En général, les QD auto-assemblés dans les systèmes à semi-conducteurs

III-V (structure des semi-conducteurs utilisés) ont des hauteurs de quelques dizaines d'angströms. En revanche, les tailles latérales peuvent atteindre plusieurs centaines ou milliers d'angströms (limite de confinement). L'INSA a mené nombre d'étude depuis 6 ans [15, 46] pour connaître les paramètres influençant la formation des îlots. Ces paramètres sont pour un type de substrat donné, l'épaisseur de la couche déposée sur le substrat et les conditions de croissance (vitesse de croissance, température de dépôt, orientation cristalline du substrat, pression relative des différents gaz). Dans le cas d'empilement de plans d'îlots nous aurons aussi une dépendance importante des caractéristiques de luminescence en fonction du nombre de plans et de l'espacement entre ceux-ci. Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 2.3.2, les paramètres géométriques des BQ sont déterminants dans la position des niveaux d'énergie. La hauteur contrôle principalement la position du niveau fondamental et le rayon influe quant à lui, sur l'écart entre l'état fondamental et l'état excité.

Pour améliorer la distribution des hauteurs des BQ qui fixent la position de la transition fondamentale donc a priori la longueur de fonctionnement du système, l'INSA a mis au point une technique dite de "Double Cap" (DC) qui permet de réduire notablement cette dispersion. Nous trouverons tous les détails de cette étude dans le manuscrit de Cyril Paranthoën [15]. Nous allons néanmoins en présenter le principe pour une meilleure compréhension de la suite.

Le DC est une technique de croissance qui se déroule en quatre étapes qui sont représentées sur la figure 3.1. La première étape (a) est celle de croissance standard des BQ par dépôt d'une couche contrainte d'InAs sur un quaternaire ($\lambda_g = 1,18 \mu\text{m}$, d'où Q1.18) en accord de maille sur InP. Dans un second temps (b), une couche d'InP (ou plus récemment de Q1.18) vient recouvrir les petits îlots et laisse apparent le haut des plus gros, c'est le premier Cap. Ensuite un recuit sous flux de P_2 (c) vient lisser le haut des plus gros îlots pour s'arrêter au niveau du cap d'InP. En fixant judicieusement la hauteur du premier cap la dispersion en taille des BQ est donc réduite. La quatrième étape (d) consiste simplement à recouvrir ce plan de BQ de Q1.18 pour continuer la croissance et empiler un nouveau plan d'îlots par exemple.

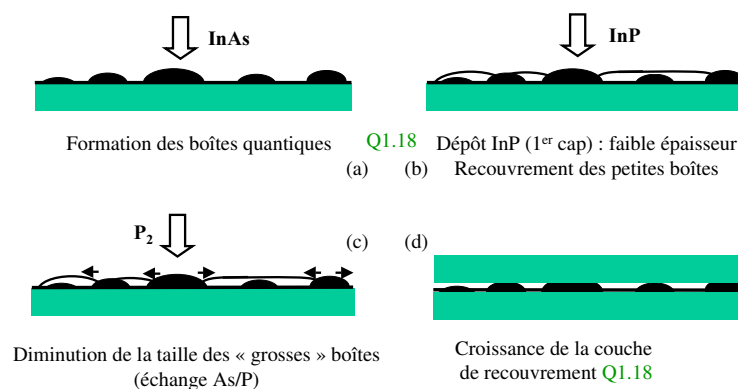


FIG. 3.1 – Description des quatre étapes de croissances des BQ par la technique de DC mise au point à l'INSA.

Notons que malgré le DC, la croissance sur un substrat InP d'orientation (311)B reste beaucoup plus efficace que celle sur InP(100) en terme de densité d'îlots notamment mais aussi en taille et en forme (voir paragraphe 2.2.2).

En 2003, l'INSA qui travaille dans le même temps à l'élaboration de structures à pompage électrique, a mis au point le DC en Q1.18 afin d'éliminer les barrières à traverser par les porteurs. En pompage optique, nous n'avons aucun problème de barrière puisque les porteurs sont créés dans la zone active et n'ont pas à transiter des électrodes à travers toutes les structures pour être injectés dans la zone active. Notre montage caractérise indifféremment les structures quel que soit le matériau utilisé pour le DC.

Après cette présentation de la croissance spécifiques des structures étudiées, nous allons exposer les caractéristiques macroscopiques des échantillons caractérisés.

3.2.2 Caractéristiques macroscopiques

De la même manière que pour les puits quantiques, l'empilement de plans d'îlots contribue à augmenter le gain global. Toutefois dans le cas des BQ, lors de cet empilement, les contraintes mécaniques s'accumulent rapidement dans les couches et les BQ produites voient leur taille augmenter au fil des plans. L'INSA est (aujourd'hui) capable d'empiler jusqu'à 9 plans dans de bonnes conditions de croissance.

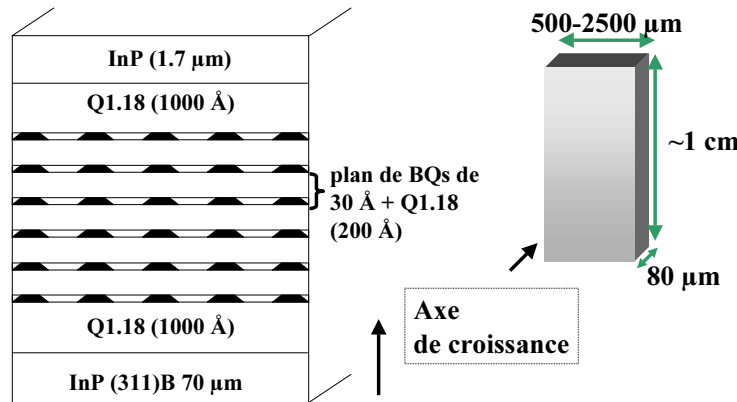


FIG. 3.2 – Schéma macroscopique (échelle non respectée) d'échantillons typiques à caractériser.

Ils se présentent sous la forme de parallélépipèdes rectangles de dimension $L_c \times 80 \mu m \times 1$ cm (figure 3.2) où L_c est la distance entre les deux faces clivées formant la cavité résonnante. Les longueurs de cavité obtenues au clivage sont comprises entre 600 et 2500 μm . Le guide plan est constitué d'environ 400 nm de Q1.18 ($n_q = 3,32$) compris entre deux couches d'InP d'indice optique $n_{InP} = 3,16$. La zone active est composée de N plans séparés de 170 à 200 Å de Q1.18 et chaque plan de boîtes possède une épaisseur de 30 Å. Suivant l'axe de croissance, le mode optique guidé calculé possède une largeur à $1/e^2$ égale à 1 μm ce qui nous donne un facteur de confinement de l'ordre de 10^{-3} . Rappelons que Γ , facteur de

confinement, est égal au rapport de l'intégrale de recouvrement du mode guidé sur la zone active ($N \times 30 \text{ \AA}$) sur l'intégrale du mode optique complet.

$$\Gamma_x = \frac{\int_{Z_a} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(x)|^2 dx} \quad (3.1)$$

En ce qui concerne les guides plans, nous avons reçu au cours de ce travail trois séries d'échantillons.

- Le premier lot (référence : 1763, début 2001 (stage DEA)) est composé d'échantillons à 6 plans de BQ sur InP(311)B et sur InP(100) (DC InP dans les 2 cas). Le spectre de photoluminescence est centré à $1,52 \mu\text{m}$.
- Le second (référence : 2041, janvier 2002) est aussi composé d'échantillon à 6 plans de BQ sur InP(311)B et sur InP(100) (DC InP). Le spectre de photoluminescence est centré à $1,52 \mu\text{m}$.
- Le troisième et dernier (référence : 2599, juin 2004) est issu de la même épitaxie que celui remis au LPN au début de l'été 2004 pour la gravure des guides ridges (chapitre 4). Ce lot sur InP(311)B était spécifiquement réalisé pour permettre une étude par pompage optique à $1,06 \mu\text{m}$.

Ce dernier se compose de 2 types d'échantillons. Premièrement des 9 plans dont la photoluminescence mesurée à l'INSA (figure 3.3) est centrée à $1,52 \mu\text{m}$, deuxièmement des 6 plans centrés à $1,62 \mu\text{m}$. Ces échantillons prévus uniquement pour le pompage optique possèdent un double cap InP transparent à la longueur de pompe $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$. Joint à ce lot, nous avons reçu un échantillon à base de puits quantiques préalablement caractérisé en pompage électrique. La connaissance de la densité de courant électrique a ainsi permis de "calibrer" notre densité de puissance optique. "Calibrer" est entre guillemets car ce n'est pas à proprement parler un calibrage au sens mesure précise et absolue. Comme nous le verrons dans la suite, la mesure de la densité de puissance optique est problématique et cette mesure nous a uniquement permis de corroborer les ordres de grandeurs mesurés.

Notre étude s'est concentrée sur les échantillons sur InP(311)B car l'épitaxie sur InP(100) donnait des objets entre le puits et la boîte quantique non définis par les épitaxieurs.

Le lot 2599 a été conçu uniquement pour le pompage optique (DC InP) dans le but de caractériser au plus tôt un empilement de plus de 6 plans et des structures à guide ridge monomodes. La photoluminescence des 6 plans étant très largement décalée de la longueur d'onde souhaitée nous ne les avons pas étudiés. Des échantillons issus de la même épitaxie ont été envoyés au LPN pour la gravure de guide ridge monomodes. Ainsi une première caractérisation des guides plans nous permettait d'avoir une connaissance a priori des structures monomodes étudiées par la suite (chapitre suivant).

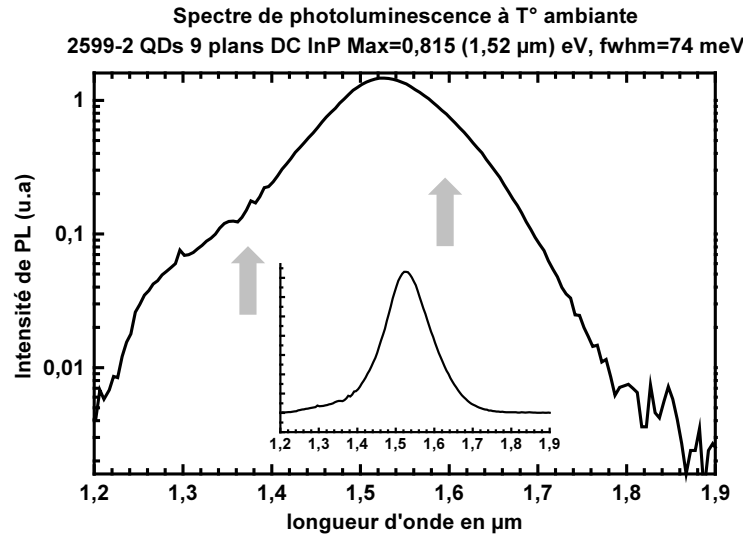


FIG. 3.3 – Spectre (échelle logarithmique) de photoluminescence des échantillons 2599-2. En encart, le même spectre en échelle linéaire. Les flèches indiquent les zones de transition entre l'émission de la WL et de l'état excité à gauche et entre l'état excité et la transition fondamentale à droite.

3.3 Montage expérimental et caractéristique du pompage

3.3.1 Descriptif expérimental

Le pompage de guide plan ne peut pas se faire de manière longitudinale car il n'y a aucun guide optique permettant au faisceau de se propager sans diverger. Or si le faisceau de pompe diverge la densité de puissance de pompe ne pourra être suffisante pour exciter la structure sur toute la longueur. C'est pourquoi en l'absence de guide monomode nous avons utilisé un montage permettant un pompage transverse. Le schéma de principe du montage est illustré sur les figures 3.4 et 3.5.

Le laser de pompe est un laser NdYag à 1,064 μm . Il fonctionne en mode impulsionnel à basse cadence pour éviter les problèmes thermiques. Tout de suite après la sortie du laser, nous avons placé un atténuateur variable qui permet de faire évoluer la puissance de pompe sans changer le point de fonctionnement du laser (courant de pompe et taux de répétition fixé). Le faisceau passe ensuite dans une lame séparatrice qui dévie une portion (8%) de l'énergie vers un détecteur qui nous permet de suivre l'évolution de la puissance apportée sur notre échantillon. Un miroir nous permet d'orienter le faisceau vers une lentille cylindrique qui transforme notre faisceau circulaire en un fin pinceau (faisceau fortement elliptique). Au point focal de notre lentille, notre échantillon est donc excité transversalement de manière plus ou moins homogène suivant la longueur de l'échantillon (figure 3.4 et 3.5).

La récupération du signal s'effectue grâce à une fibre multimode ou monomode suivant les mesures, sur l'une des 2 faces clivées (tranche) de notre échantillon.

Pour effectuer le couplage optimum nous disposons d'un grand nombre de degrés de

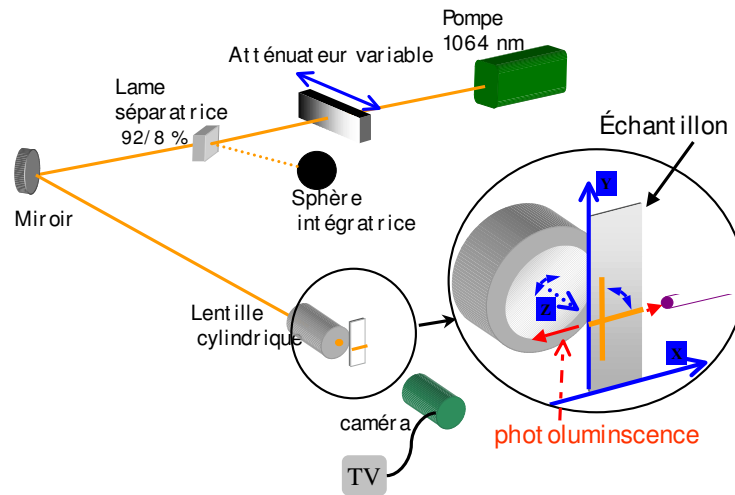


FIG. 3.4 – Schéma du montage de pompage optique. En orange le faisceau de pompe. En rouge la photoluminescence. En bleu les déplacements permis.

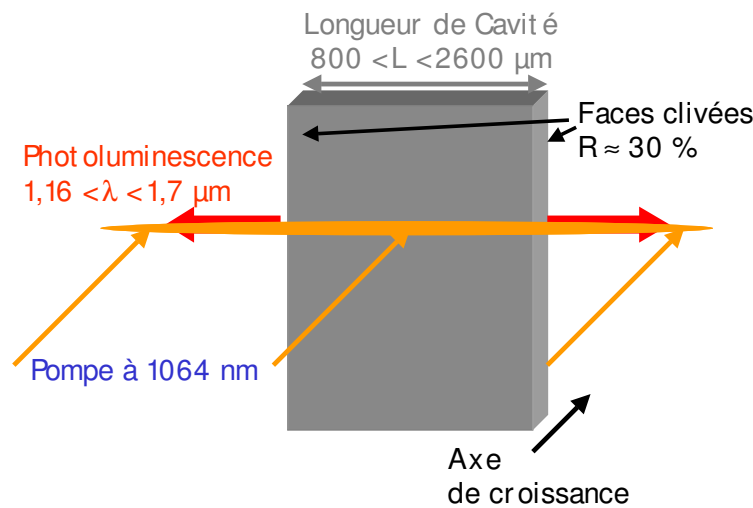


FIG. 3.5 – Illustration du pompage transverse. Vue de la face avant de l'échantillon (côté plans de BQ).

liberté. La fibre est montée sur un module 3 axes. Le support de la lentille cylindrique possède un réglage de la focale et une possibilité de rotation dans le plan perpendiculaire. L'échantillon peut monter ou descendre ce qui permet d'étudier l'homogénéité de la structure sur la hauteur des barrettes. Enfin, l'ensemble échantillon - fibre est monté sur un axe permettant de le déplacer (sans modifier le couplage fibre / échantillon) sur la longueur du faisceau de pompe. Nous pouvons ainsi assurer que l'échantillon se trouve bien au centre du faisceau de pompe.

Ce montage permet de caractériser simplement et très rapidement différents types d'échantillons indépendamment de leur structure interne (sous réserve d'une absorption adéquate de la pompe et d'une face incidente semi-transparente ce qui exclut la présence d'électrode).

Ainsi que ce soit une structure avec ou sans jonction PN pour un éventuel pompage électrique, le montage est efficace et permet aux épitaxieurs de comparer le fonctionnement des différentes structures.

Si le pompage optique est facile à mettre en place, à condition d'avoir une pompe optique adéquate, il comprend néanmoins un inconvénient majeur : la détermination de la densité de puissance réellement injectée. Dans une moindre mesure, la relative inhomogénéité du pompage introduit aussi une difficulté mais celle-ci se gère plus facilement. Ainsi, dans le but de déterminer la densité de puissance réelle de notre pompage, nous avons effectué différentes caractérisations du faisceau de pompe.

3.3.2 Caractérisation de la pompe optique, NdYag pulsé à 1064 nm

Le laser utilisé est un laser NdYag pompé par diode auquel a été adjoint un modulateur acousto-optique interne permettant la création d'impulsions d'environ 10 ns à des taux de répétition de quelques KHz (≤ 10 KHz). Il est important de noter qu'en raison d'un âge avancé du système complet et d'un état d'usure prononcé de l'acousto-optique, le faisceau est multimode.

Les différentes caractérisations à effectuer sur ce laser sont dans un premier temps l'étude du point de fonctionnement (largeur d'impulsion, puissance crête et moyenne), puis dans un second temps une étude spatiale du profil d'intensité du faisceau de pompe dans le plan des échantillons.

3.3.2.1 Caractérisation du point de fonctionnement

La première caractérisation de cette pompe a été effectuée avant le début de ce travail par Robert Alizon et Mickaël Feat, étudiants en projet 3^{ime} année ENSSAT.

Ils ont effectué une cartographie complète des points de fonctionnement du laser : puissance moyenne, puissance crête, temps d'impulsion en fonction du courant de pompe et de la fréquence de modulation de l'acousto-optique.

Cette étude nous a permis de nous fixer un point de fonctionnement qui sera conservé pour l'ensemble des mesures effectuées sauf mention explicite du contraire. Le courant de pompe a été fixé à 3,8 A et le taux de répétition à 5 KHz. Ce point de fonctionnement possède les caractéristiques suivantes : puissance moyenne 300 mW, puissance crête 10 kW (approximation triangulaire), largeur d'impulsion 13 ns. Le rapport cyclique du pompage est donc de $(15400)^{-1}$. Cette donnée importante explique la faible puissance moyenne des signaux avec lesquels nous avons travaillé, de façon à éliminer des effets thermiques.

Une fois la puissance totale apportée sur l'échantillon connue, il nous a fallu déterminer le profil d'intensité puis la densité de puissance de la pompe.

3.3.2.2 Mesures du profil d'intensité

Comme le montre la figure 3.5, le faisceau de pompe incident sur l'échantillon est fortement étiré dans une direction ce qui rend la mesure difficile car les dimensions à mesurer ne sont pas du même ordre de grandeur. Dans le sens de la longueur, le faisceau fait plusieurs millimètres alors qu'il a une dimension inférieure à $100 \mu\text{m}$ dans l'autre direction.

Pour la mesure du profil nous avons en premier lieu envisagé de parcourir l'ensemble de la tache à l'aide d'un détecteur précédé d'un filtre spatial formé d'un trou unique. Cette technique se heurte à trois problèmes pratiques. Premièrement la fabrication d'un trou de taille suffisamment réduite pour pouvoir échantillonner le faisceau correctement. En effet, la section du faisceau de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ nous oblige à avoir un trou de diamètre au minimum 2 fois plus petit. Pour une mesure plus précise comme nous voulons la réaliser, il faut un facteur bien supérieur, i.e de l'ordre de 10. Le deuxième inconvénient, surmontable mais malgré tout contraignant est "mécanique". Dans l'hypothèse d'un trou de taille suffisante pour échantillonner correctement la tache, il faut ensuite que le détecteur soit monté sur un module de déplacement 2 axes de précision au moins égale à la taille du trou et avec une plage suffisante pour couvrir la grande dimension de la longueur de la tache. Enfin le troisième inconvénient est la contrainte de ce type de mesure. En effet, le parcours systématique de la tache avec un trou de dimension assez réduite pour obtenir une résolution intéressante engendre un grand nombre de points de mesure. Si les deux derniers inconvénients sont a priori surmontables, nous n'avons de toute façon pas trouvé de solution pour réaliser avec le matériel disponible un trou de taille suffisante pour cette mesure. Notons aussi que si cette mesure est réalisable, sa répétition pour différentes conditions expérimentales peut vite devenir très contraignante.

Si nous n'avons pas appliqué directement cette méthode pour l'ensemble de la tache, nous l'avons conservée pour réaliser une première mesure à l'aide d'un détecteur précédé d'une fente fine ($< 150 \mu\text{m}$). Nous avons ainsi parcouru la tache dans sa longueur en plaçant la fente dans le plan où se trouve normalement l'échantillon. Cette mesure effectuée pour trois atténuations différentes donne les profils normalisés présentés sur la figure 3.6. Seule la forme du profil nous intéresse. La normalisation est donc effectuée sur chaque profil et non par rapport au maximum absolu. Nous considérons que la fente d'échantillonnage est assez fine par rapport aux dimensions mesurées pour que la fonction de transfert soit considérée comme un dirac.

Dans un premier temps cette figure nous permet d'affirmer que le déplacement de notre atténuateur variable ne modifie pas la répartition du profil d'intensité. Dans un second temps nous déterminons la longueur maximum d'échantillon pouvant être pompée par un faisceau dit homogène. En se fixant un seuil à 80 % (- 1 dB) du maximum nous considérerons qu'une tache de 2 mm de long est homogène.

Cette première mesure donne une bonne idée du profil du faisceau de pompe. Dans la suite nous le comparerons aux autres mesures.

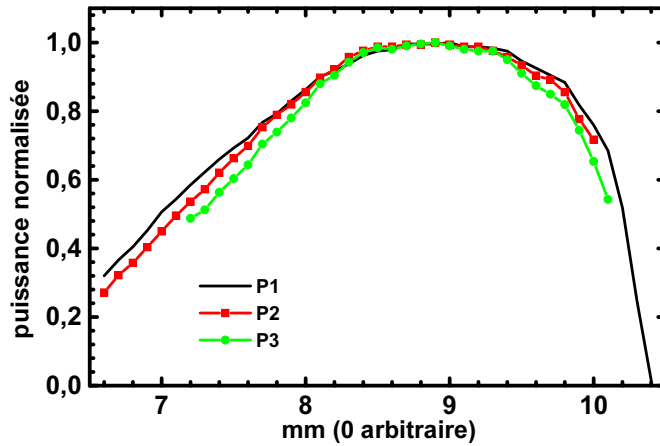


FIG. 3.6 – Profil longitudinal normalisé du faisceau de pompe pour 3 positions différentes de l'atténuateur variable.

Néanmoins, à ce stade nous avons uniquement le profil sur la longueur. Il a donc fallu mettre au point une méthode complémentaire pour obtenir le profil sur la largeur du faisceau de pompe.

Pour obtenir le profil en 2 dimensions, nous avons exploité le signal vidéo issu de la caméra qui servait à approcher le réglage optimum de notre montage (figure 3.7). Pour cela, au lieu de connecter la caméra directement à un écran de visualisation, nous l'avons simplement dérivée vers un oscilloscope.

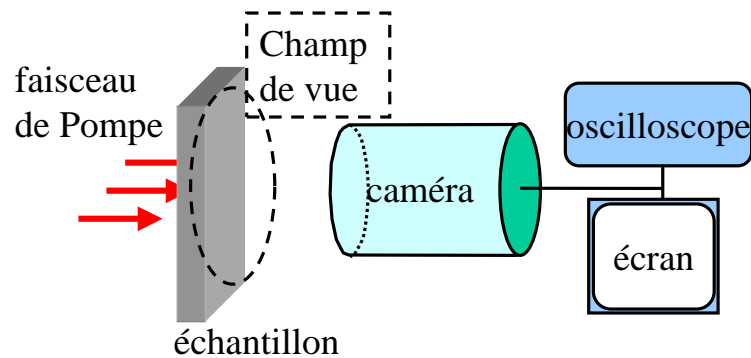


FIG. 3.7 – Schéma de présentation du champ de vue de la caméra.

La capteur de la caméra est une CCD (Coupled Charge Device) de 500 (horizontal) par 580 (vertical) pixels effectifs pour une dimension de 4,8 par 3,67 mm respectivement. Les fréquences de balayage vertical et horizontal sont respectivement de 50 et 16625 Hz. Enfin le système de balayage est un 2 :1 entrelacé ce qui signifie comme l'illustre la figure 3.8 que l'image est parcourue d'abord sur les lignes impaires (en noir) et ensuite sur les lignes paires (en rouge).

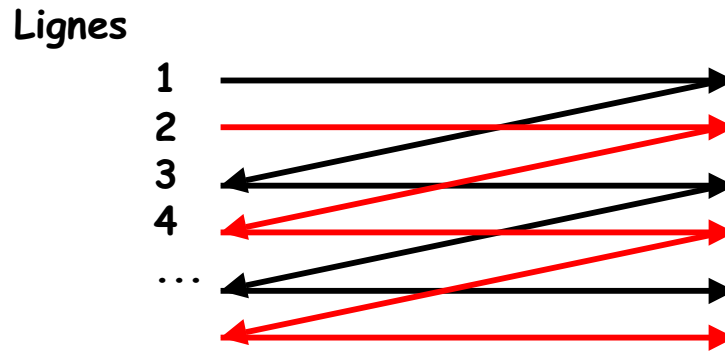


FIG. 3.8 – Principe du tracé d'une image entrelacée

Le tracé 3.9 est une image "électrique" de notre faisceau de pompe au point focal de la lentille cylindrique. A cette échelle de temps apparaît clairement la fréquence de balayage verticale de 50 Hz qui correspond au balayage de toutes les lignes rouges ou noires du schéma. Sur une période de $1/50$ seconde, nous visualisons donc $1/2$ image. La zone entourée (en bleu) se trouve agrandie dans l'encadré. Cette zone correspond à la visualisation électrique de notre faisceau de pompe. A cette échelle de temps, le balayage d'une ligne unique est résolue. Pour bien comprendre le tracé observé à l'oscilloscope nous avons schématisé ce que la caméra visualise (figure 3.10).

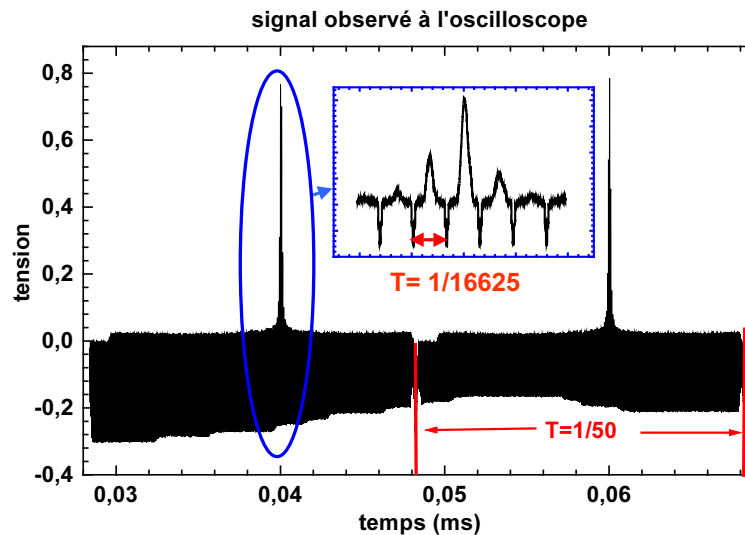


FIG. 3.9 – Signal vidéo issu de la caméra lorsque celle-ci voit l'image 3.10. Mis en évidence de la fréquence de balayage à 50 Hz pour une $1/2$ image et de celle à 16,625 kHz pour une ligne.

Une ligne éclairée par cette image verra donc le profil du faisceau dans le sens de la longueur. Ainsi dans l'encadré bleu de la figure 3.9 nous voyons bien la succession de 6 lignes qui tracent le profil de notre tache. Pour obtenir notre profil en 2 dimensions il suffit de ramener le balayage temporel à sa correspondance spatiale, chaque période représente

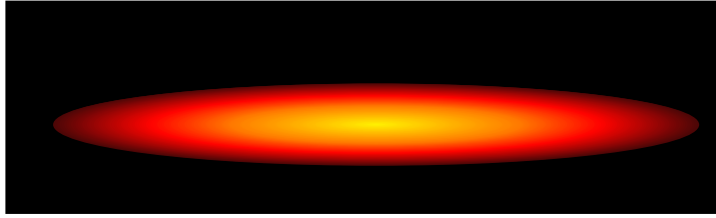


FIG. 3.10 – Illustration du champ de vue de la caméra (échelle non respectée) tel qu'il est lors de la capture du signal électrique de la figure 3.9.

une ligne de pixels et donc spatialement une hauteur de pixels.

Un traitement numérique nous permet de récupérer ces traces temporelles et de fractionner la trame par période ($1/16625$), donc par ligne. Ensuite, en regroupant les deux demis images, il est facile de reconstituer le profil d'intensité en 2 dimensions visualisé par la caméra (figure 3.11, sans échelle).

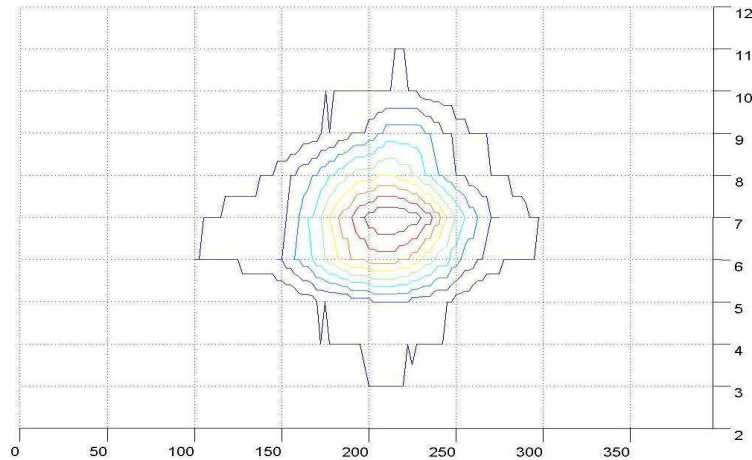


FIG. 3.11 – Exemple de profil d'intensité normalisé reconstitué (axes en nombre de pixels).

A ce stade si nous avons récupéré le profil d'intensité de la tache nous n'avons aucune idée des dimensions de celle-ci. Pour cela il est nécessaire de calibrer le champ de vue à l'aide d'une mire ou d'un repère de taille connue. Pour cela, nous avons utilisé les échantillons à étudier. En effet, les barrettes ont des tailles de cavités connues et lorsqu'elles sont placées dans le faisceau il y a une rupture nette du profil comme le montre la figure 3.12. Cet échantillon de taille connue nous permet donc de trouver le rapport entre le temps de défilement d'une ligne dans la trame vidéo et la dimension géométrique de la scène observée. Une fois la scène calibrée horizontalement, la connaissance de la taille physique du capteur et du nombre effectif de pixels dans les deux dimensions nous permet d'obtenir la dimension verticale d'une ligne de pixels. Ainsi nous sommes capables d'estimer la dimension réelle du faisceau, nous obtenons donc un profil d'intensité utilisable pour être comparé à la première

mesure mais aussi pour estimer le profil de densité de puissance (en W/cm^2).

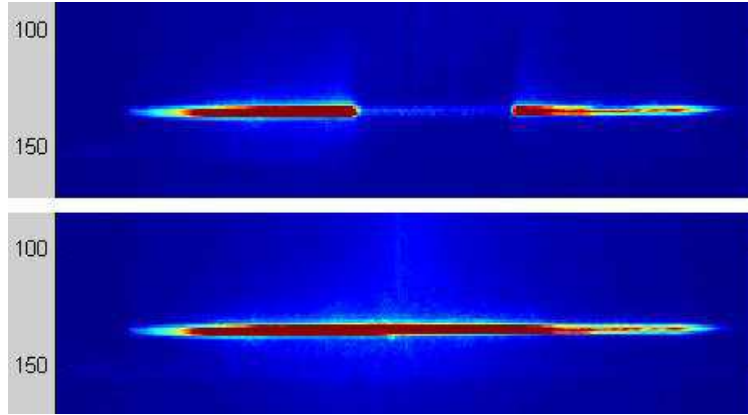


FIG. 3.12 – Illustration du principe de calibration d'une image. En haut l'image avec un échantillon de taille connue qui coupe le faisceau. En bas le même champ de vue sans l'échantillon avec le profil complet.

Dans le paragraphe suivant nous présenterons le calcul permettant à partir du profil d'intensité et de la puissance totale d'obtenir le profil de densité de puissance.

3.3.2.3 Calcul du profil de densité de puissance

À partir d'un profil d'intensité mesuré par une caméra et de la connaissance de la puissance totale contenue dans le faisceau nous pouvons calculer un profil de densité de puissance. Pour ce faire, il faut avant tout normaliser le profil d'intensité.

Définissons $\overline{P_{xy}}$ la puissance normalisée du profil au point (x,y) et P_{xy} la puissance réelle en ce point. Un radiomètre mesure la puissance totale réelle contenue dans notre faisceau au point de focalisation du faisceau pompe sur l'échantillon à pomper : P_{tot} . Ensuite, on effectue une quantification des niveaux d'intensité normalisée de notre tache.

Soit n le nombre de quantification, a_n l'aire totale de la zone n , $\overline{P_{xy}n}$ la puissance normalisée reçue par les pixels de la zone n et $P_{xy}n$ la puissance réelle reçue par ces pixels.

On peut alors écrire la puissance moyenne normalisée comme :

$$\overline{P_{moy}} = \frac{\sum a_n \overline{P_{xy}n}}{\sum a_n} \quad (3.2)$$

ou

$$\frac{\sum a_n \overline{P_{xy}n}}{\sum a_n} \times \frac{1}{\overline{P_{moy}}} = 1 \quad (3.3)$$

Chaque terme $\frac{a_n \overline{P_{xy}n}}{\sum a_n} \times \frac{1}{\overline{P_{moy}}}$ de cette somme représente alors la proportion de la puissance totale comprise dans la zone n . Nous pouvons donc écrire :

$$P_{xy}n = P_{tot} \times \frac{a_n \overline{P_{xy}n}}{\sum a_n} \times \frac{1}{\overline{P_{moy}}} \quad (3.4)$$

Ainsi chaque $P_{xy}n$ est bien proportionnel à ce qui est contenu dans la zone n , et la somme des $P_{xy}n$ est bien égale à P_{tot} . Pour obtenir la densité de puissance réelle de la zone n , il suffit alors de diviser $P_{xy}n$ par la surface de la zone concernée a_n .

Pour la suite, il nous faudrait annoncer une densité de puissance moyenne au seuil laser de nos échantillons pour chaque caractérisation. Or, nous nous trouvons face à une difficulté majeure car les densités de puissances calculées par zone sont bien différentes. Il faut aussi tenir compte de la longueur de l'échantillon dans le calcul de la densité de puissance moyenne car les zones hors échantillon ne doivent pas être considérées pour le calcul de la moyenne. Il est donc nécessaire de calculer une densité de puissance moyenne en ne considérant que les zones de pompage utile. Néanmoins le seuil de décision à fixer pour définir ces zones intenses est critique dans la détermination de la moyenne. C'est pourquoi malgré nos efforts nous ne pourrions raisonnablement pas annoncer des densités de puissance précises. De plus, dans l'hypothèse où nous connaîtrions précisément la densité de puissance optique incidente sur les échantillons, il reste une dernière difficulté qui est de déterminer le nombre de porteurs réellement créé dans la zone active par le pompage.

L'absorption de la lumière dans la matière s'écrit de la manière suivante :

$$I_{out} = I_{in} \times \exp(-\alpha L) \quad (3.5)$$

où I_{out} est l'intensité de sortie, I_{in} l'intensité d'entrée, α le coefficient d'absorption du matériau à la longueur considérée et L l'épaisseur du matériau traversé.

Les données matériaux fournies par l'INSA donnent un coefficient d'absorption du Q1,18 à 1064 nm de 17100 cm^{-1} . Nous connaissons l'épaisseur (400 nm) de matériau absorbant traversé par la pompe. Ainsi le facteur $\exp(-\alpha L)$ est égal à 0,6. L'intensité incidente sur l'échantillon est connue et nous considérerons que le coefficient de transmission du premier dioptré air semi-conducteurs est de 0,7.

Après toutes ces considérations nous avons donc une estimation de la puissance absorbée dans le matériau. Malheureusement, nous ignorons toujours la proportion du signal absorbé utile à la création de porteurs.

Tout ce calcul nous permet de donner un ordre de grandeur mais en aucun cas une valeur aussi représentative que dans le cas d'un pompage électrique.

Pour obtenir un calibrage expérimental du banc, nous avons caractérisé le seuil d'une structure laser à puits quantiques préalablement testée en pompage électrique et de seuil connu (1 kA/cm^2). Ce seuil nous servira de référence pour situer celui des échantillons à BQ obtenus par le calcul. Ainsi, à défaut de pouvoir nous engager sur des valeurs "précises", nous pourrions nous engager vis à vis des ordres de grandeurs obtenus (quelques kW/cm^2 ou quelques dizaines de (de 10 à >30) kW/cm^2).

3.3.2.4 Sensibilité des résultats à la focalisation

Pour estimer le poids du réglage de la focalisation sur la densité de puissance effective, nous avons mesuré la divergence de notre faisceau de pompe après la lentille cylindrique dans le cadre simplifié de l'optique géométrique.

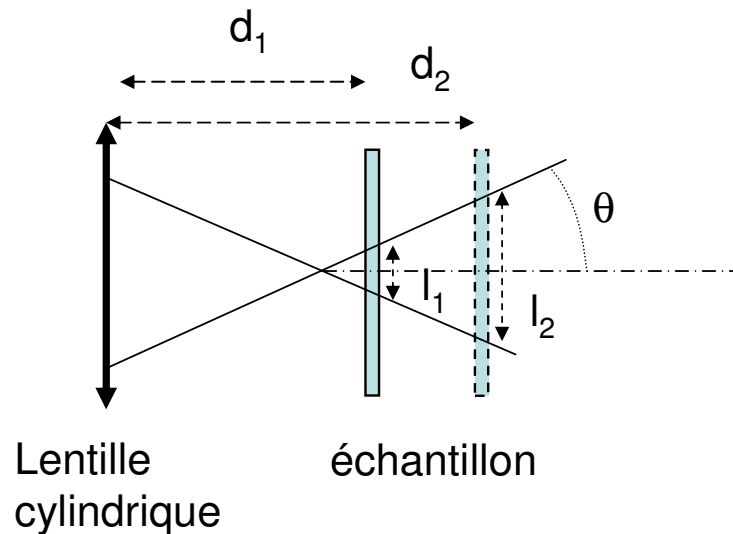


FIG. 3.13 – schéma de principe de la mesure de la divergence du faisceau de pompe après la lentille cylindrique.

Comme le montre la figure 3.13, nous avons pour cela mesuré pour deux distances de focalisation différentes les dimensions latérales de la tache diffusée à travers l'échantillon. Connaissant le déplacement relatif de la lentille par rapport à l'échantillon entre ces deux mesures, nous pouvions donc déterminer θ l'angle de divergence du faisceau. Ensuite, sous l'hypothèse d'un "waist" de $10\text{-}20\ \mu\text{m}$ mesuré à la caméra, nous pouvons estimer la longueur sur laquelle le faisceau s'élargit d'un facteur $\sqrt{2}$. Cette longueur équivalente à la longueur de Rayleigh définie pour les faisceaux gaussiens est d'environ $40\ \mu\text{m}$ dans notre cas.

Cette distance correspond à 4 des petites graduations de notre réglage de la focale et lorsque un échantillon est en place dans le faisceau, la diffusion de celui-ci nous empêche de mesurer des tailles de faisceau inférieure à $70\ \mu\text{m}$.

Une étude des spectres obtenus en fonction de la focalisation sera présentée par la suite (paragraphe 3.5.7). Nous verrons que l'impact de ce réglage est plus réduite encore.

L'étalonnage précis de la densité de puissance effective n'a pas été possible, malgré beaucoup de travail et de réflexion. L'ordre de grandeur obtenu permet quand même d'évaluer les structures les unes des autres. Mais il faut rappeler que l'option "pompage optique" choisie dans le cadre de la collaboration avait pour but de démontrer la faisabilité de structures

lasers à BQ présentant suffisamment de gain pour laser. En effet, une fois la croissance de telles structures obtenues, leurs études, caractérisations et utilisations pour réaliser un composant ne peuvent s'effectuer qu'à la condition d'un pompage électrique sur un guide monomode. Si le pompage optique sur guide plan est "facile" et "rapide" à mettre en œuvre et permet de réaliser des études préliminaires, il ne constitue pas une fin en soi.

Ainsi, de notre point de vue, la connaissance même approximative, de la densité de pompage optique nous semble malgré tout suffisante dans la mesure où elle permet déjà de comparer les échantillons entre eux et par rapport à une référence donnée.

3.4 Pré-requis à la caractérisation des lasers à BQ

3.4.1 Caractérisation d'une oscillation laser

L'étude théorique des lasers à l'aide de la fonction d'Airy généralisée (développée entre autre dans les travaux de Guy M. Stephan) permet d'exprimer la densité spectrale de puissance y , dans le cas d'un laser monomode de fréquence centrale ν_0 et sous l'hypothèse d'une raie à élargissement homogène :

$$y = \frac{S}{[1 - e^{-L+G}]^2 + 4e^{-L+G} \sin^2(\Phi/2)} \quad (3.6)$$

où Φ est le déphasage accumulé sur un aller retour dans la cavité. Cette densité spectrale y est normalisée à une puissance de saturation définie avec la puissance à l'intérieur de la cavité Y , qui est normalisée par rapport à une puissance de saturation. Y s'exprime comme étant la somme des densités spectrales de puissance sur l'ensemble des fréquences normalisées x ($x = \pi \cdot \frac{\nu}{c/(2d)}$) :

$$Y = \int_{-\infty}^{+\infty} y dx \quad (3.7)$$

L est le terme de pertes dues à la propagation et aux miroirs. G est le gain saturé et peut s'exprimer simplement comme suit :

$$G = \frac{G_0}{1 + Y} \quad (3.8)$$

Enfin S est le terme d'émission spontanée, il représente la puissance d'émission spontanée normalisée émise dans la bande spectrale de travail. Tout comme le gain, l'émission spontanée est d'autant plus grande que le pompage du milieu actif est important, et chute avec la puissance dans la cavité, ce qui se traduit par la relation :

$$S = \frac{S_0}{1 + Y} \quad (3.9)$$

L'expression 3.6 prend en compte les trois fondamentaux du laser à savoir la source traduite par l'émission spontanée, l'émission stimulée traduite par le terme de gain, et l'effet de résonance traduit par la structure de la fonction.

Quelques considérations théoriques et manipulations mathématiques permettent d'écrire y sous une forme lorentzienne (approximation du sinus au 1er ordre) et introduisent la largeur de raie de l'émission. A partir de cette expression, il est possible de calculer l'évolution de l'intensité normalisée et de la largeur de raie de l'émission. L'évolution de celles-ci est représentée sur la figure 3.14.

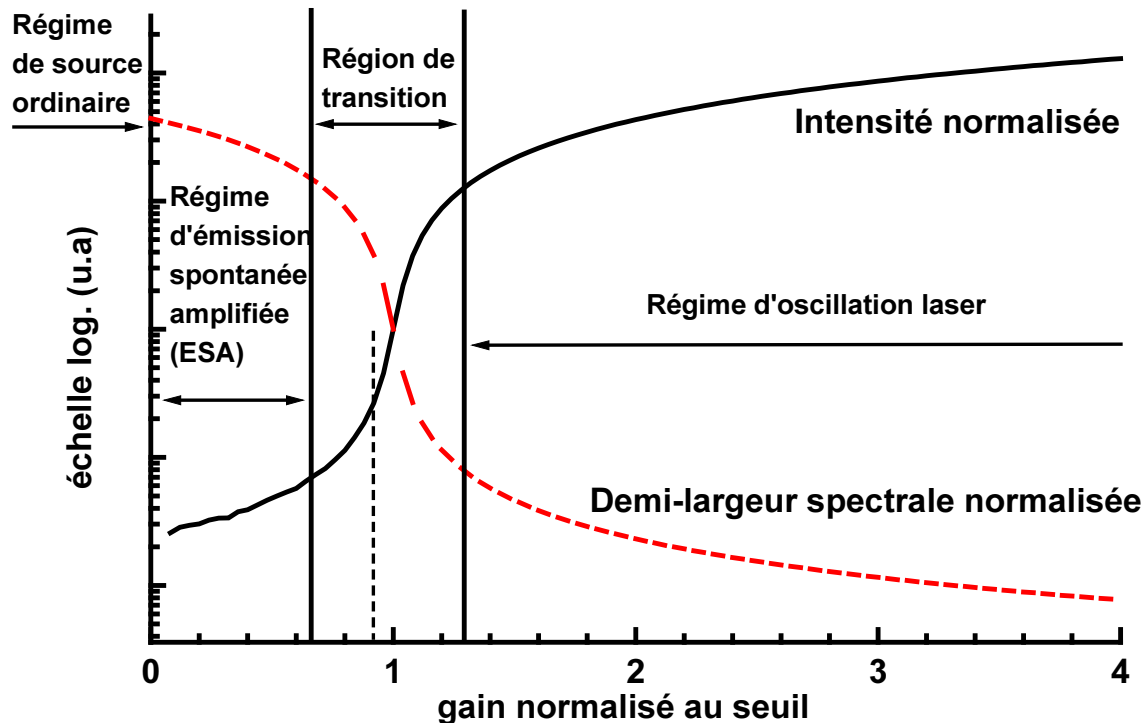


FIG. 3.14 – Evolution de l'intensité normalisée (trait plein) du laser et de la demi-largeur à mi-hauteur (trait pointillé) de la courbe lorentzienne qui décrit la densité spectrale, en fonction du gain.

Selon le gain on distingue 4 régions qui correspondent au régime d'une source ordinaire quand le gain est négatif, puis au régime d'amplification ordinaire dès que le gain devient positif (amplificateur optique), puis une région de transition et enfin le régime laser quand le gain devient plus important.

Pour caractériser l'émission de nos structures en tant qu'émission laser ou non, nous nous attacherons donc aux caractéristiques illustrées ici. Lors du passage par le seuil laser, la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission se réduit. Ainsi en traçant l'évolution de l'intensité émise en fonction du courant de pompe, on doit observer une rupture de pente nette qui caractérise donc le seuil d'émission laser.

A titre d'exemple, la figure 3.16 illustre l'évolution typique des spectres de photoluminescence d'une de nos structures à BQ en fonction de la puissance de pompe. A très faibles pompages, nous obtenons un spectre d'émission spontanée large de très bas niveau. Ensuite, en augmentant le pompage, un pic se détache nettement. Sur la figure 3.15, nous avons tracé,

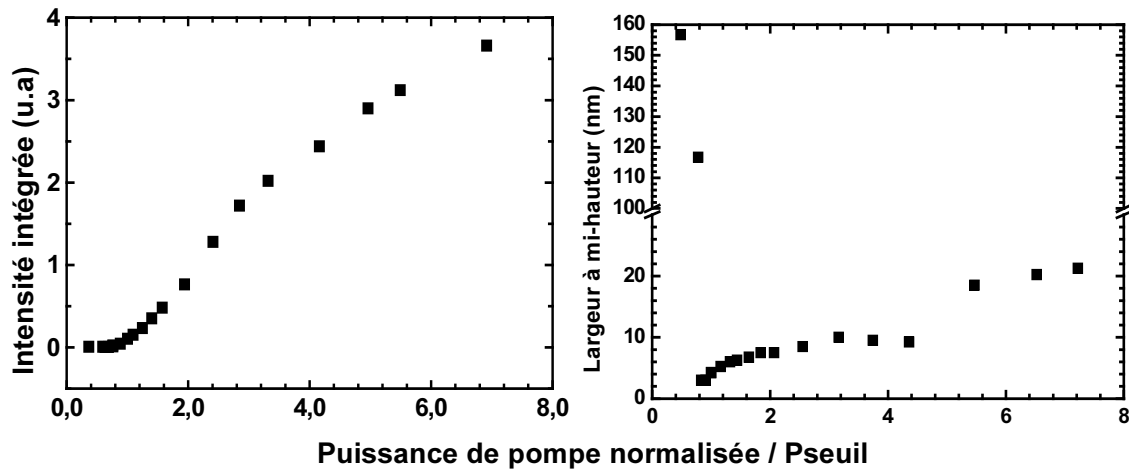


FIG. 3.15 – Caractéristique $P(I)$ de l'échantillon 1 (6 plans, /InP(311)B, DC InP) de longueur de cavité $2150 \mu\text{m}$. La puissance de pompe est normalisée par rapport à la puissance au seuil.

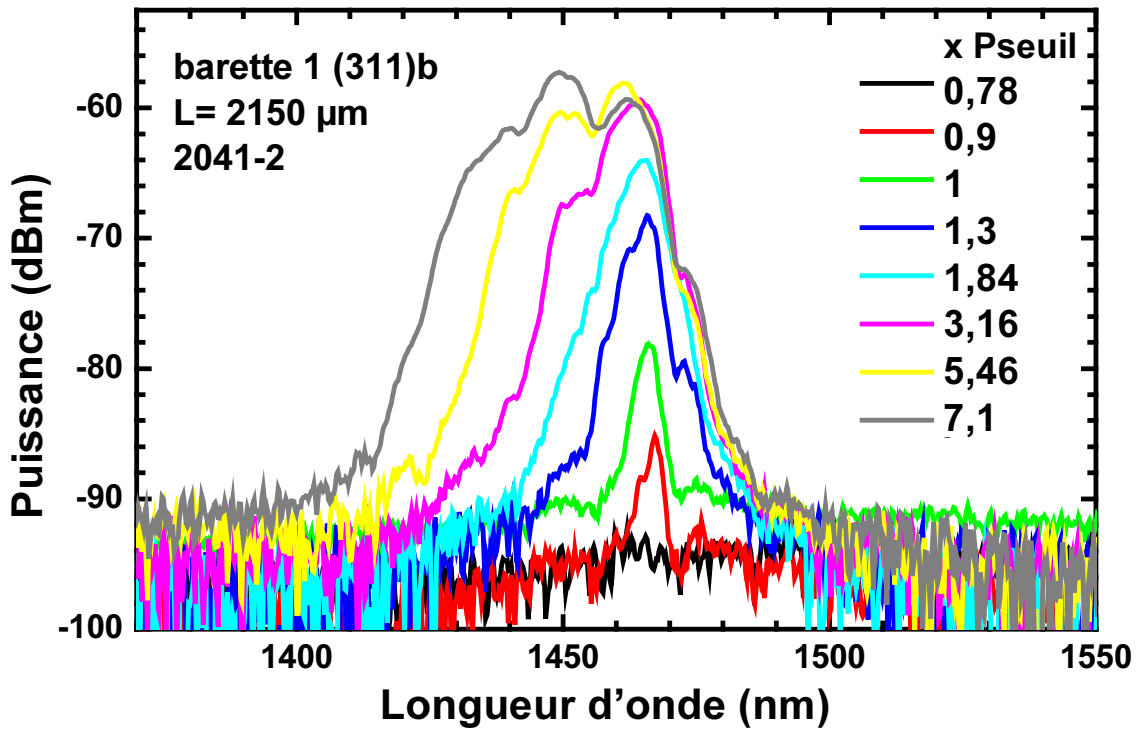


FIG. 3.16 – Évolution spectrale de la photoluminescence de l'échantillon 1 (6 plans, /InP(311)B, DC InP) en fonction de la puissance de pompe normée par rapport à la puissance au seuil.

à gauche, l'évolution de l'intensité intégrée des précédents spectres, à droite, l'évolution de la largeur à mi-hauteur, le tout en fonction de la puissance de pompe normalisée au seuil. Ces deux caractéristiques montrent nettement un point de rupture au niveau de ce que nous

qualifions de seuil laser. Au seuil nous avons bien une augmentation brutale de l'intensité émise et une diminution brutale de la largeur à mi-hauteur comme la théorie le prévoit.

Nous constatons néanmoins que la largeur à mi hauteur augmente régulièrement une fois ce seuil passé. Cette caractéristique est due principalement à notre milieu actif à base de BQ et à ses propriétés particulières. Nous expliquerons dans la suite ce phénomène. Le caractère multimode spatial (transverse) de nos lasers contribue également à l'élargissement spectral. Le passage à des guides monomodes permettra de s'affranchir de cet élargissement et de déterminer la contribution effective des propriétés particulières du milieu actif.

3.4.2 Influence des paramètres d'acquisition

Nous avons tenu à expliciter nos critères d'identification d'un effet laser car dans la suite ils n'apparaîtront par forcément aussi nettement. En effet, les spectres à très faible pompage se situent à des niveaux de puissance voisins ou inférieurs à -90 dBm en détection. Pour obtenir un spectre à ces niveaux de puissance, nous devons réunir deux conditions : un très grand soin doit être apporté au couplage, mais nous devons surtout augmenter considérablement le temps d'acquisition (passage de quelques secondes à 10 minutes) de l'Analyseur de Spectre Optique (Optical Spectrum Analyser, OSA). Ce dernier point constitue un vrai frein à l'acquisition de ces spectres dans la mesure où dans un souci d'homogénéité des spectres obtenus sur un échantillon donné, nous nous imposons des conditions d'acquisitions identiques. Ces conditions se résument à trois paramètres :

- **la résolution d'analyse.** Dans notre cas nous utilisons un OSA dont l'entrée du signal s'effectue en espace libre ce qui nous permet d'analyser l'ensemble (ou du moins une part importante) du signal récolté par notre fibre multimode (80/125 μm). Si nous utilisons un OSA à entrée fibrée monomode, nous aurions au niveau de la connectique entre notre fibre multimode et l'entrée de l'OSA des pertes de l'ordre de 20 dB dues au rapport des sections des guides. La proportion de signal analysé dépend dans notre cas de l'ouverture de la fente d'entrée, qui dépend elle-même de la résolution d'analyse désirée (de 0,5 nm à 5 nm avec une fibre d'entrée multimode). Plus la résolution est "grande" (proche de 0,5 nm) plus la fente d'entrée de l'OSA est fine et donc plus l'intensité acquise est faible. Dans la plupart des cas, la largeur importante et le faible niveau des spectres étudiés nous amènera à travailler avec une résolution de 5 nm.
- **le moyennage.** L'OSA permet d'effectuer une acquisition moyennée pour réduire le bruit du signal. Pour chaque point d'acquisition il effectuera N mesures, N étant le moyennage souhaité.
- **la vitesse de balayage.** Un OSA est basé sur le principe d'un élément diffractant qui tourne, faisant ainsi défiler le spectre des longueurs d'ondes discriminées devant un détecteur. Plus la vitesse de balayage est faible plus le temps d'intégration de détecteur sera long et meilleure sera la sensibilité de la mesure.

Pour mesurer l'émission spontanée de nos structures, à très faible pompage, la combinaison de ces trois paramètres amène le temps de mesure à 10 minutes. Heureusement, lorsque la puissance de pompe augmente, la puissance du signal reçu aussi. Par conséquent, les conditions d'acquisitions des faibles signaux ne sont plus nécessaires. Dans la mesure où un grand nombre d'acquisitions ont été faites sur l'ensemble des échantillons, nous ne nous sommes pas attachés à mesurer systématiquement les spectres à très faible niveau. C'est pourquoi dans la suite, lors de la présentation de certaines caractéristiques lasers il se peut que la rupture brutale de pente de la caractéristique laser ne soit pas flagrante (peu de points avant le "coude") à partir des données exposées dans la mesure où nous ne serons pas attachés à la mesure des spectres à très faible niveau dans ce cas précis.

3.4.3 Évolution des pertes dues à la cavité

Un laser est constitué d'un milieu amplificateur et d'une cavité. Pour obtenir un effet laser, il faut que le gain compense les pertes. Les pertes d'une cavité sont de plusieurs natures. On a des pertes intrinsèques, pertes internes à la cavité dues à l'absorption non résonnante α_i et à l'absorption résonnante des îlots, et des pertes liées à la réflectivité des miroirs α_m . Ainsi le gain modal caractérisant la zone active doit être au moins supérieur aux pertes pour obtenir un effet laser. Au seuil laser on a donc :

$$\Gamma g_{th} = \alpha_m + \alpha_i \quad (3.10)$$

Si l'on considère un laser au seuil, on peut écrire l'égalité suivante (condition d'oscillation) :

$$e^{(\Gamma g_{th} - \alpha_i)L} \cdot R_1 \cdot e^{(\Gamma g_{th} - \alpha_i)L} \cdot R_2 = 1 \quad (3.11)$$

avec R_1 et R_2 la réflectivité de nos miroirs et L la longueur de la cavité considérée. Soit :

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (3.12)$$

Par identification on a donc les pertes dues aux miroirs :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (3.13)$$

La figure 3.17 montre l'évolution des pertes dues aux miroirs en fonction de la longueur lorsqu'on considère des miroirs de réflectivité $R = 0,3$ (ce qui correspond typiquement à un interface air/semi-conducteurs).

Les pertes dues aux miroirs sont physiquement localisées aux interfaces. L'équation 3.11 le montre bien puisque les coefficients de réflexion des miroirs sont sans unité et non pas par unité de longueur comme le gain et l'absorption compris dans l'exponentielle. Malgré tout ces pertes dues aux miroirs peuvent être ramenées mathématiquement à une valeur par

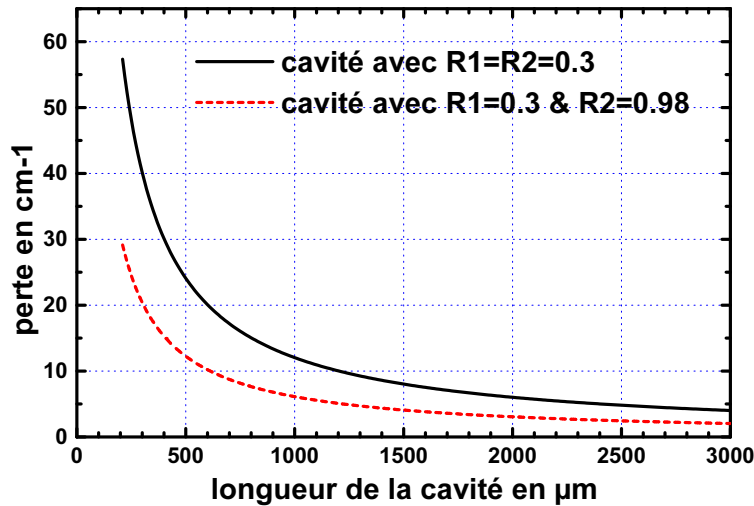


FIG. 3.17 – Évolution des pertes liées aux miroirs en fonction de la longueur de la cavité. La courbe tracée en trait plein correspond à $R1 = R2 = 0,3$, la courbe en pointillé à $R1 = 0,3$ et $R2 = 0,98$

unité de longueur qui permet d'en mesurer l'impact par rapport au gain linéaire en fonction de la longueur de la cavité.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent le gain d'une structure à BQ sera plus important aux longueurs d'onde de la transition du niveau excité qu'à celles du niveau fondamental car celui-ci possède deux fois moins de porteurs potentiels. En recoupant cette donnée et l'évolution des pertes dues aux miroirs en fonction de la longueur de la cavité, nous pouvons prévoir que pour les cavités les plus courtes, l'effet laser sera plutôt obtenu sur le premier état excité. Pour obtenir l'effet laser, et donc un gain suffisant au niveau de la transition fondamentale, il sera nécessaire d'avoir une plus grande longueur de cavité.

3.5 Les lasers à boîtes quantiques : obtentions, caractérisations, études

Le montage permettant d'obtenir (ou non) un effet laser est celui présenté sur la figure 3.5. Des premiers échantillons testés aux derniers, les structures ont beaucoup progressé. Nous avons observé différents types de fonctionnements en particulier sur les premiers lots. Il faut rappeler que nous avons obtenu, au début de notre travail, une oscillation laser sur la transition fondamentale d'une structure à BQ émettant à $1,52 \mu\text{m}$ à température ambiante. Ce résultat est une deuxième mondiale après l'observation d'une émission laser à $1,63 \mu\text{m}$ [36].

Des premiers aux derniers échantillons, nous avons observé beaucoup de spectres différents et de nombreux comportements (expliqués ou non) suivant les structures et les conditions de pompage. Ce manuscrit n'a pas pour vocation de dresser une liste exhaustive de

tous les échantillons testés, en revanche, nous allons considérer tout au long de cette partie les différents spectres et comportements lasers que nous avons obtenus sur ces structures à boîtes quantiques.

Avant de commencer à présenter les résultats, nous tenions à tenir compte de nombreuses remarques faites lors des précédentes présentations de ces résultats en poster ou conférence orale : les spectres observés ne sont pas classiques par rapport à ceux de structures à puits quantiques ou en matériau massif.

3.5.1 Première émission laser de BQ InAs/InP

La zone active était constituée de 6 plans de BQ InAs/InP(311)B séparés de 7 nm, centrés dans un guide en Q1.18 de 300 nm (Lot 1763).

L'émission laser a été obtenue à l'aide d'une cavité longue de 2,5 mm et a donné lieu à une publication [86]. L'énergie de la transition fondamentale a été mesurée à $1,52 \mu\text{m}$ et l'émission laser observée à $1,47 \mu\text{m}$ a été attribuée à la transition excitée. L'hypothèse retenue pour expliquer une émission sur l'état excité plutôt que sur la transition fondamentale est un manque de gain de cette dernière pour compenser les pertes. Ce phénomène de glissement de la transition laser de l'état fondamental à l'état excité a déjà été observé dans le système InAs/GaAs par Sugawara [25] et Bimberg [24]. Les caractérisations en photoluminescence et les observations par TEM des structures (effectuées dans les 2 cas au LENS) ont mis en évidence un grossissement des BQ au fur et à mesure de l'empilement, ce qui correspond donc à un élargissement du gain. L'association de l'élargissement et d'un niveau de pertes globale important explique a priori le manque de gain sur la transition fondamentale.

3.5.2 Optimisation des structures lasers

Après ce premier jet, l'INSA a rapidement progressé dans la maîtrise des conditions de croissance ce qui a permis de réduire cet élargissement inhomogène du gain. Le passage de 7 nm (dans la cas précédent) à 20 nm d'espacement entre les plans de BQ a permis dans le même temps de réduire de 10 % la largeur à mi-hauteur des spectres de photoluminescence et d'augmenter de 25 % l'intensité intégrée (Lot 2041). Ce bénéfice s'explique principalement par la réduction de l'accumulation des contraintes d'un plan de BQ à l'autre qui sont la cause de l'augmentation de taille des BQ d'un plan à l'autre. Les détails de cette étude sont décrits dans les manuscrits de thèse de Cyril Paranthoën et Charly Platz.

La caractérisation en photoluminescence effectuée à l'INSA à température ambiante sous pompage optique à 647 nm a permis d'obtenir les 2 spectres présentés sur la figure 3.18 pour l'orientation de substrat (100) et (311)B. Dans le cas InP(311)B, le spectre est bien centré à $1,52 \mu\text{m}$ avec une largeur de 83 meV, sur InP(100) le spectre est centré à $1,7 \mu\text{m}$ avec une largeur à mi-hauteur 93 meV.

Ces structures ont ensuite été caractérisées sur notre banc de pompage optique avec des longueurs de cavité variant de 800 à $2500 \mu\text{m}$. Dans la mesure où les structures obtenues sur

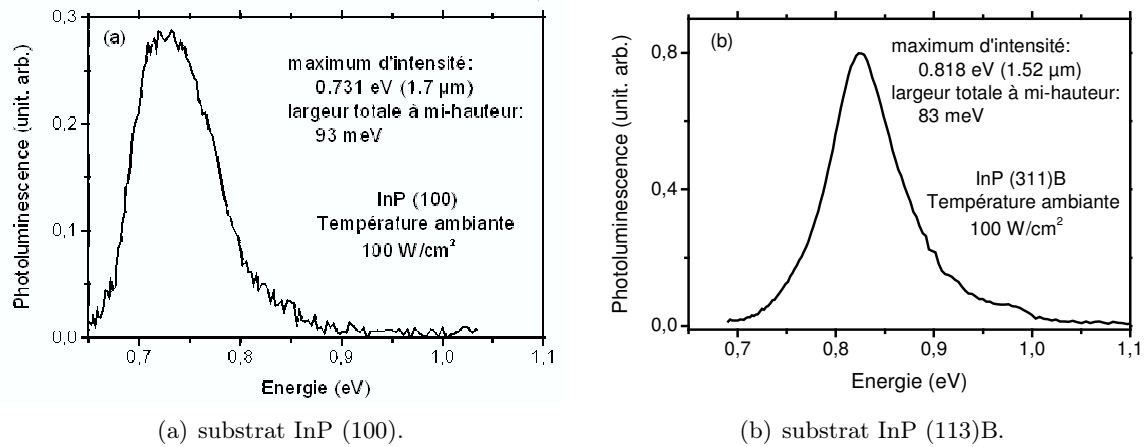


FIG. 3.18 – Photoluminescence continue de la structure laser 2041, composée de six plans de boîtes quantiques InAs, séparées de 20 nm de Q1.18.

InP(100) ne sont pas centrées à 1,55 μm, et que les observations microscopiques réalisées à l'INSA ont montré de très (trop) grosses boîtes peu denses, notre attention s'est davantage portée sur le substrat InP(311)B.

Un fonctionnement laser a néanmoins été observé sur les structures InP(100) mais nous n'avons pas été plus avant dans cette étude.

3.5.3 Résultats sur structures optimisées (311)B, à 6 plans

Comme nous allons le voir dans la suite le comportement de l'émission laser peut se séparer en 2 phases. La première aux abords du seuil, lors de l'établissement de l'oscillation laser, la seconde lorsque le pompage augmente bien au-delà du seuil.

3.5.3.1 Proche du seuil laser

L'étude du fonctionnement laser proche du seuil se réalise à très faible niveau de signal et demande un grand temps d'acquisition de l'OSA pour détacher l'émission spontanée du bruit. Cela nous permet de valider les critères d'identification d'un effet laser énoncés plus haut dans notre cadre expérimental.

La figure 3.19 présente les spectres de photoluminescence d'une cavité Fabry-Pérot de 2,3 mm. Ces acquisitions ont été réalisées avec une résolution de 5 nm pour une puissance de pompe croissante. Le seuil laser est estimé à 2,2 kW/cm².

Les figures 3.20 (a) et (b) présentent l'évolution des caractéristiques que nous avons définies comme critère de validation d'une émission laser. La figure (a) trace la caractéristique intensité émise en fonction de la puissance de pompe et montre bien une rupture brutale qui définit notre seuil laser. La figure (b) trace, quant à elle, l'évolution de la largeur à mi-hauteur de notre spectre de photoluminescence en fonction de cette même puissance de pompe. Cette courbe présente aussi une nette rupture au même niveau de la courbe (a) et

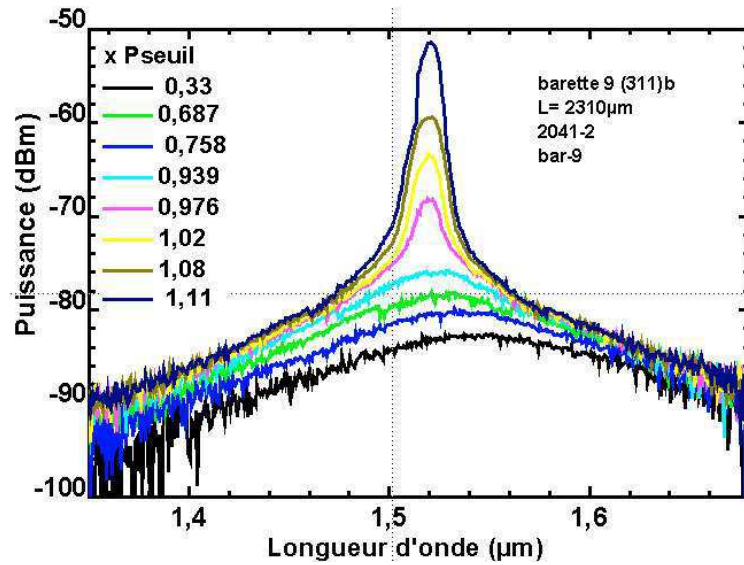


FIG. 3.19 – Spectres d'émissions à température ambiante d'une cavité Fabry-Pérot de 2,3 mm.

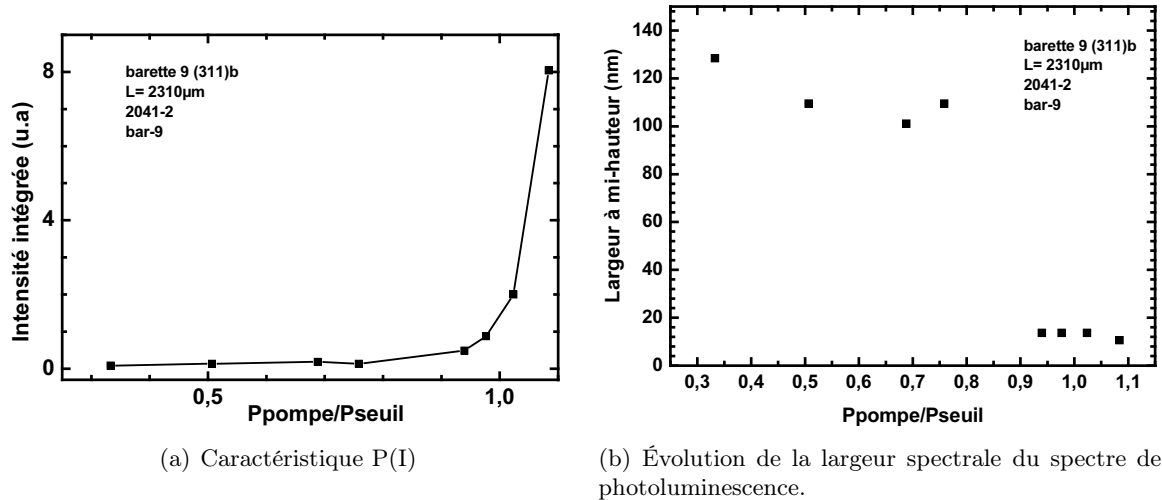


FIG. 3.20 – Cavité de 2,3 mm de longueur.

confirme notre définition du seuil laser.

L'émission laser se situe à $1,52 \mu\text{m}$ sur la transition fondamentale de la structure, définie par le spectre de photoluminescence (figure 3.18). L'évolution du maximum des spectres en fonction de la puissance de pompe nous confirme bien que l'émission a lieu sur la transition fondamentale. En effet, le pic laser se situe quasiment à la même longueur d'onde que le maximum du spectre d'émission spontanée obtenu à faible pompage, c'est-à-dire sous le seuil.

La figure 3.21 présente les spectres de photoluminescence d'une cavité Fabry-Pérot de 1,09 mm. Ces acquisitions ont été réalisées avec une résolution de 5 nm pour une puissance

de pompe croissante. Le seuil laser est estimé à 18 kW/cm^2 .

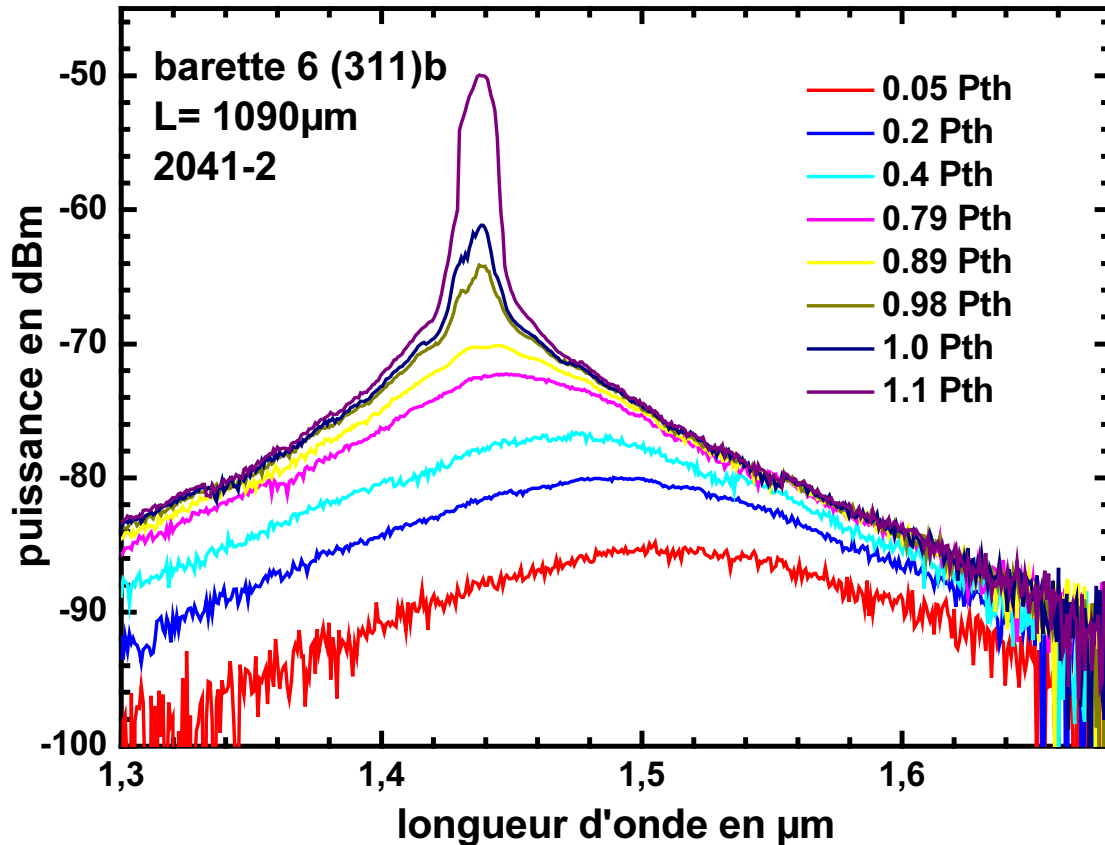


FIG. 3.21 – Spectres d’émissions à température ambiante d’une cavité Fabry-Pérot de 1,09 mm.

De la même manière que pour la figure 3.20 (a et b) sur l’échantillon 9, nous avons sur la figure 3.22 (a et b) les caractéristiques de l’émission laser sur l’échantillon 6. Nous observons sur les deux courbes une rupture nette qui définit le seuil laser de notre structure.

En revanche, contrairement à la barrette 9, le spectre d’émission laser de l’échantillon 6 (figure 3.21) présente un maximum à $1,43 \mu\text{m}$ que nous attribuons à une émission sur l’état excité des BQ. Sur cette même figure, l’évolution des spectres en fonction de la puissance de pompe croissante montre clairement le décalage du maximum du spectre d’émission spontanée de la transition fondamentale (autour de $1,52 \mu\text{m}$) vers l’état excité, pour finalement osciller sur celui-ci.

Comme indiqué sur les figures précédentes, la longueur de cavité des deux cavités est différente :

- émission laser à $1,43 \mu\text{m}$, longueur de cavité de 1,09 mm.
- émission laser à $1,52 \mu\text{m}$, longueur de cavité de 2,3 mm.

Par ailleurs ces deux cavités sont en tout point semblables puisqu’issues de la même épitaxie. Entre autre, elles possèdent chacune pour miroirs de cavité les dioptrés air/(III-V)

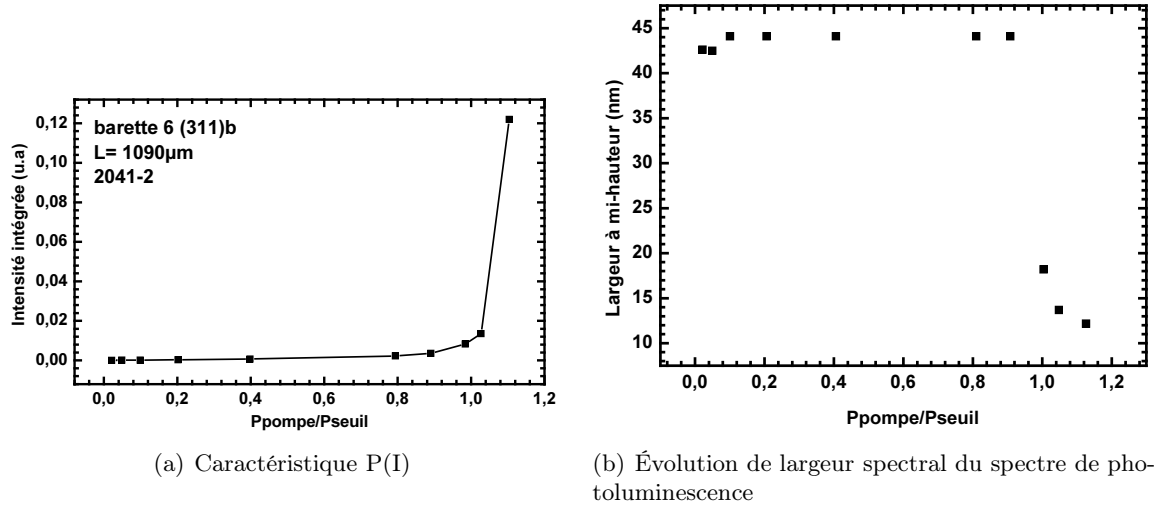


FIG. 3.22 – Cavité de 1,09mm de longueur.

que constituent les faces clivées de nos échantillons.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.4.3, les pertes dues au miroir ramenées à l'unité de longueur sont, pour des miroirs donnés, d'autant plus grandes que la cavité est petite. Ainsi, dans notre cas au passage d'une cavité de 2,3 mm à 1,09 mm, les pertes dues au miroirs ont augmenté de 5 à 11 cm^{-1} . C'est pourquoi lors du passage de la grande à la petite cavité, l'émission laser ne pouvant se produire sur l'état fondamental faute de gain pour compenser les pertes, s'est produite sur l'état excité qui présentait visiblement un gain suffisant pour compenser cet ajout de pertes.

Ce saut en longueur d'onde avec l'augmentation des pertes de la cavité est une signature d'un milieu à BQ. Cette quantification de l'énergie d'émission démontre le caractère discret des niveaux d'énergie permis dans les BQ.

Ce phénomène de quantification sur notre système est malgré tout un peu lissé en raison d'une grande dispersion en tailles de nos BQ. L'évolution spectrale du gain présentée par Lever et al. (figure 2.21) dans le chapitre 2 illustre bien cette notion. À faible dispersion inhomogène, le gain des deux transitions est bien discriminé et le saut de la longueur d'émission de la transition fondamentale à l'état excité sera bien marqué. En revanche, pour des dispersions en taille suffisamment importantes pour obtenir un recouvrement des contributions au gain de la transition fondamentale et de l'excité, le passage d'une longueur d'onde d'émission à l'autre est plus progressive sans être pour autant linéaire.

3.5.3.2 à forte injection

Trois comportements "différents" des structures lasers à BQ InAs/InP(311) ont été observés.

Le premier des trois effets n'a été observé que sur les premiers échantillons (Lot 1763). Si nous observions bien une émission laser légèrement au dessus du seuil, celle-ci diminuait

jusqu'à disparaître complètement pour céder son énergie à une émission à $1,3 \mu\text{m}$ sur la WL puis à $1,18 \mu\text{m}$ sur le Q1,18. L'évolution de ce phénomène est représentée sur la figure 3.23. Cet effet a été attribué à une capture peu efficace des porteurs dans les BQ.

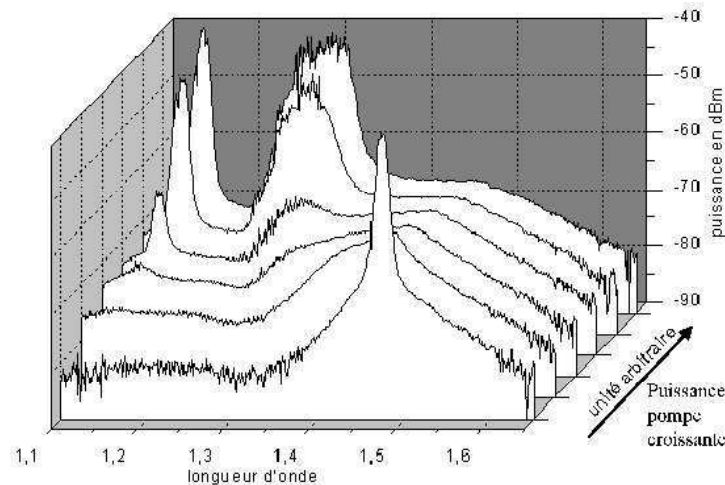


FIG. 3.23 – Évolution des spectres de photoluminescence en fonction de la puissance de pompe.

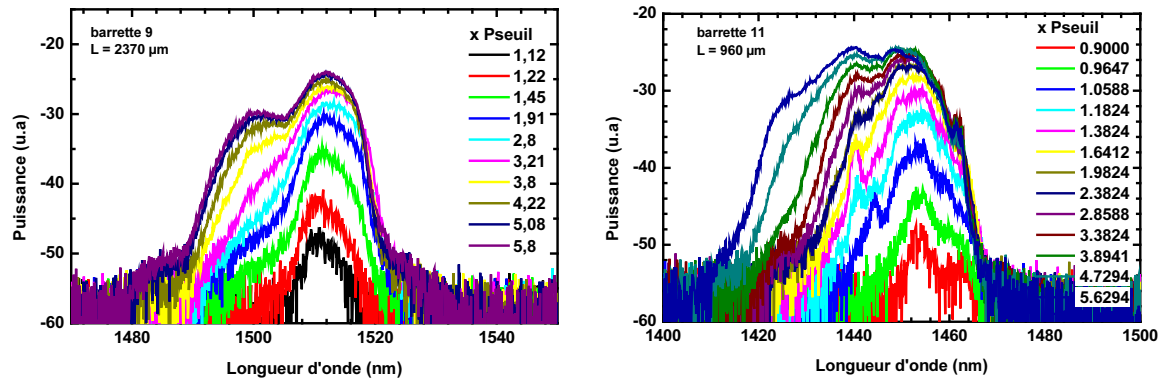
Le plus fréquent est celui présenté sur la figure 3.24 qui montre que l'évolution du spectre en fonction de la puissance de pompe s'effectue en 2 phases :

- de 2 à 3 fois le seuil, où le spectre laser gagne en intensité sans subir un élargissement spectral notable.
- pour des puissances de pompe supérieures, pour lesquelles le maximum du spectre semble saturé et où la largeur du spectre s'accroît considérablement à basse longueur d'onde (haute énergie) mais sans modification notable à haute longueur d'onde (basse énergie).

Ce comportement peut être observé aussi bien sur une émission laser de la transition fondamentale que sur celle de l'état excité.

L'émission laser très large suggère que les BQ sont relativement bien isolées les unes des autres (résultat de Sugawara et al. [4], paragraphe 2.3.3) ou tout du moins, que les temps caractéristiques de la redistribution des porteurs entre les BQ (phénomène d'échappement des porteurs) sont plus lents que les temps de vie des porteurs qui permettent l'inversion de population et l'émission stimulée.

Le troisième et dernier effet n'a été observé que sous certaines conditions de pompage (hypothèse : focalisation de la pompe optimum ?) et pour une unique barrette. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure 3.25. Nous observons deux émissions lasers larges mais spectralement séparées. Pour cette cavité de $2440 \mu\text{m}$, une première émission laser apparaît à $1,52 \mu\text{m}$, puis en continuant d'augmenter la puissance de pompe, nous observons une saturation de cette première et l'apparition d'une seconde à $1,43 \mu\text{m}$. Les figures 3.26 et 3.27 présentent l'évolution de nos critères de définition de l'effet laser pour les deux longueurs



(a) Barrette 9, émission laser observée sur la transition fondamentale, $L = 2370 \mu\text{m}$.

(b) Barrette 11, émission laser observée sur le premier état excité, $L = 960 \mu\text{m}$.

FIG. 3.24 – Élargissement spectral des spectres lasers sous forte injection.

d'ondes. Sur ces caractéristiques, deux seuils distincts sont clairement identifiés à 2,4 u.a ($6,5 \text{ kW}/\text{cm}^2$) et 3,4 u.a ($9,7 \text{ kW}/\text{cm}^2$). Sur la caractéristique 3.27 sur laquelle apparaît le seuil laser du fondamental (carré) et celui de l'excité (rond), nous avons en plus reporté (triangle) l'intensité intégrée de la somme des deux caractéristiques.

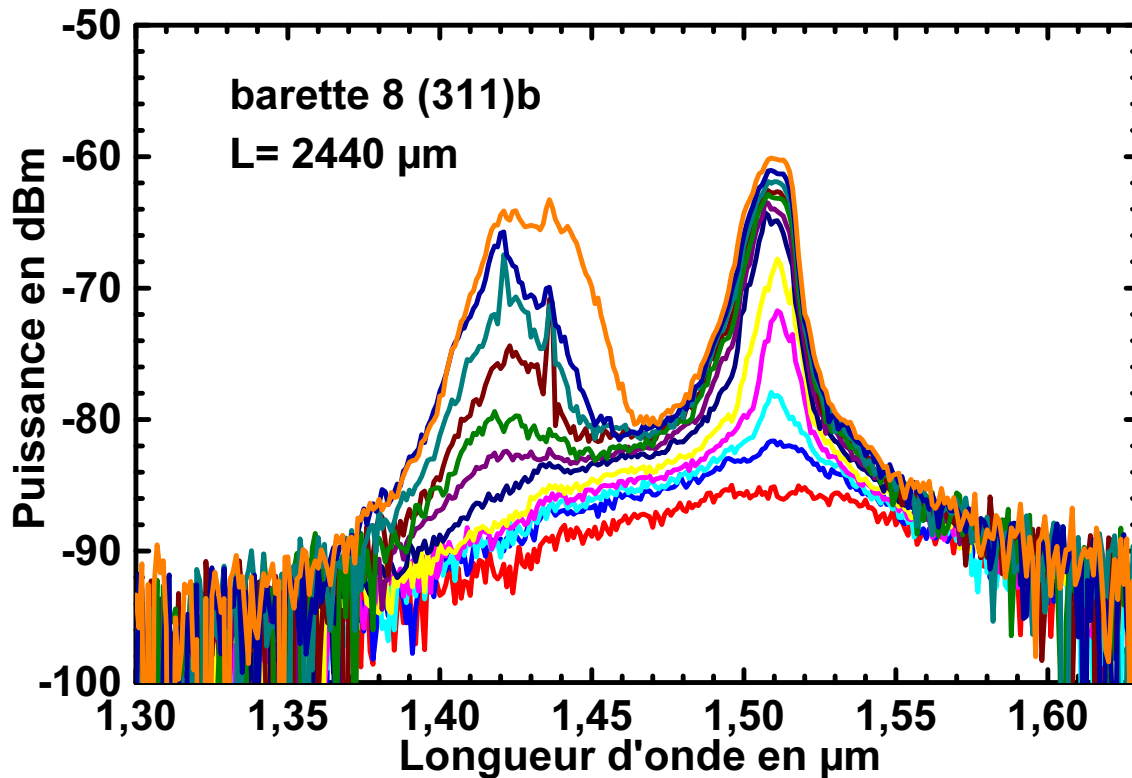


FIG. 3.25 – Évolution du spectre laser de la barrette 8, $L=2450 \mu\text{m}$.

Une double émission laser simultanée est reportée par Markus et al. [18] dans le système InAs/GaAs à 1,3 μm . Une émission laser d'abord sur la transition fondamentale puis sur

l'excité est obtenue en augmentant la puissance de pompe. Néanmoins au lieu d'observer deux changements de pentes successifs dans leur caractéristique $P(I)$ globale, ils voient le rendement d'émission de la transition fondamentale diminuer très fortement quand l'émission sur l'état excité apparaît, le rendement total reste constant. C'est le signe d'une compétition entre les deux transitions au sein des BQ. La proportion de porteurs injectés participant à l'émission est constante, mais chacun de ces porteurs contribue à l'émission laser soit sur le fondamental soit sur l'excité. Leurs résultats expérimentaux, spectres et caractéristique, sont présentés sur la figure 3.28.

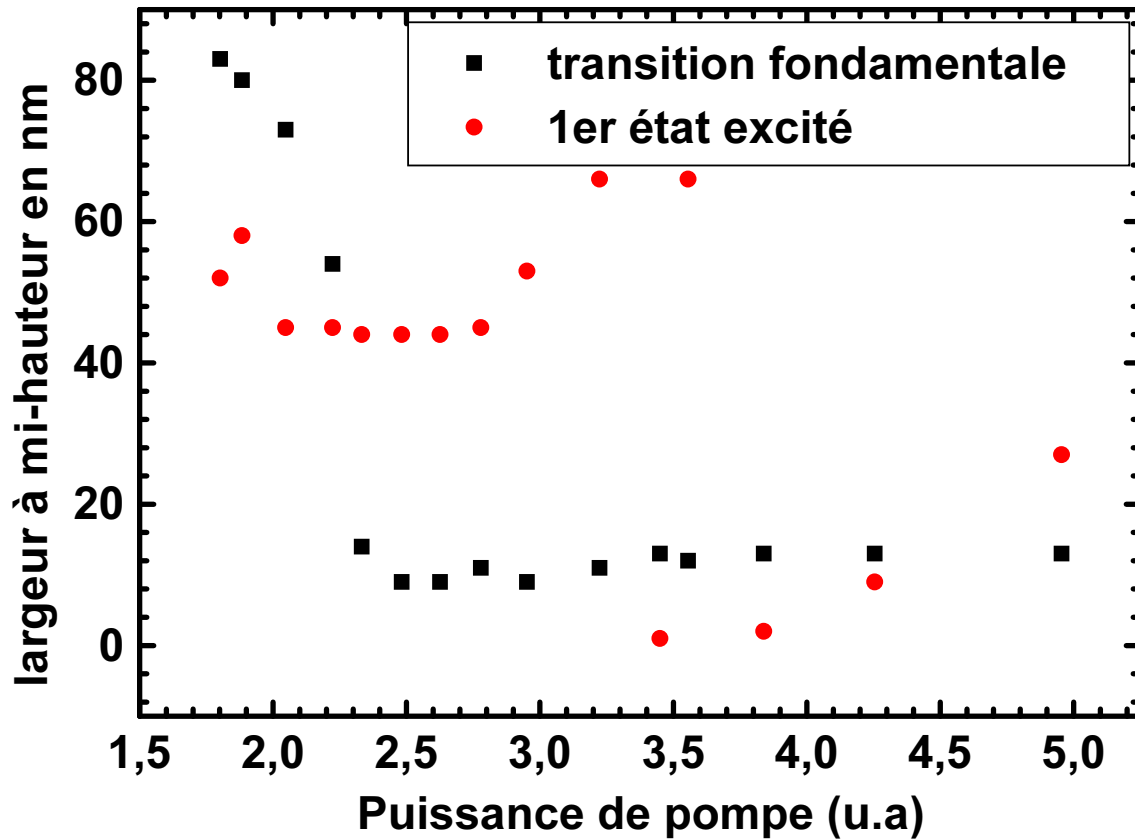


FIG. 3.26 – Évolution des largeurs à mi-hauteur des deux émissions lasers de la barrette 8.

L'interprétation de ces résultats a été effectuée d'un point de vue dynamique sur la base d'un système de 3 équations d'évolutions (une pour la WL, une pour l'excité, et une pour le fondamental). Le bilan des populations fait intervenir les processus de relaxation des niveaux les plus énergétiques vers les moins énergétiques, les temps de recombinaison des transitions et le temps de remontée des porteurs par effet thermique. Sur le système InAs/GaAs, le bilan de la compétition entre ces processus permet une inversion de population et une émission laser simultanée sur les deux transitions d'une même BQ.

Dans notre cas en revanche, les phénomènes semblent différents. En effet, le rendement global (lié à la pente de la caractéristique $P(I)$) augmente une première fois au premier

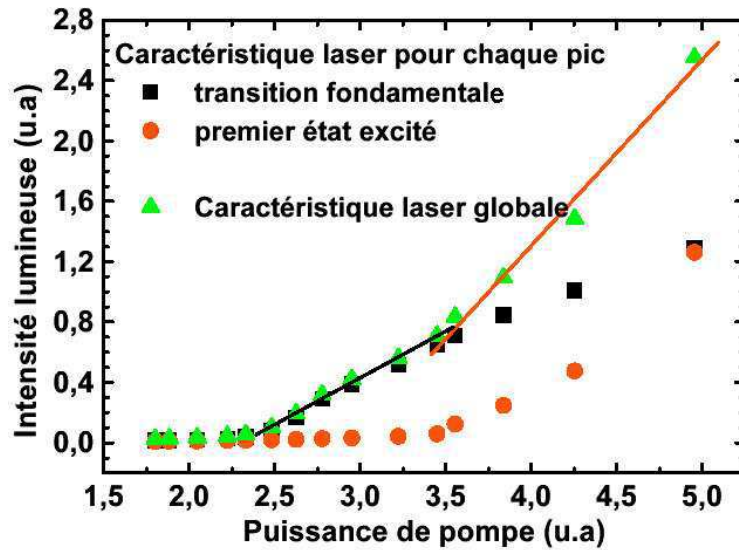
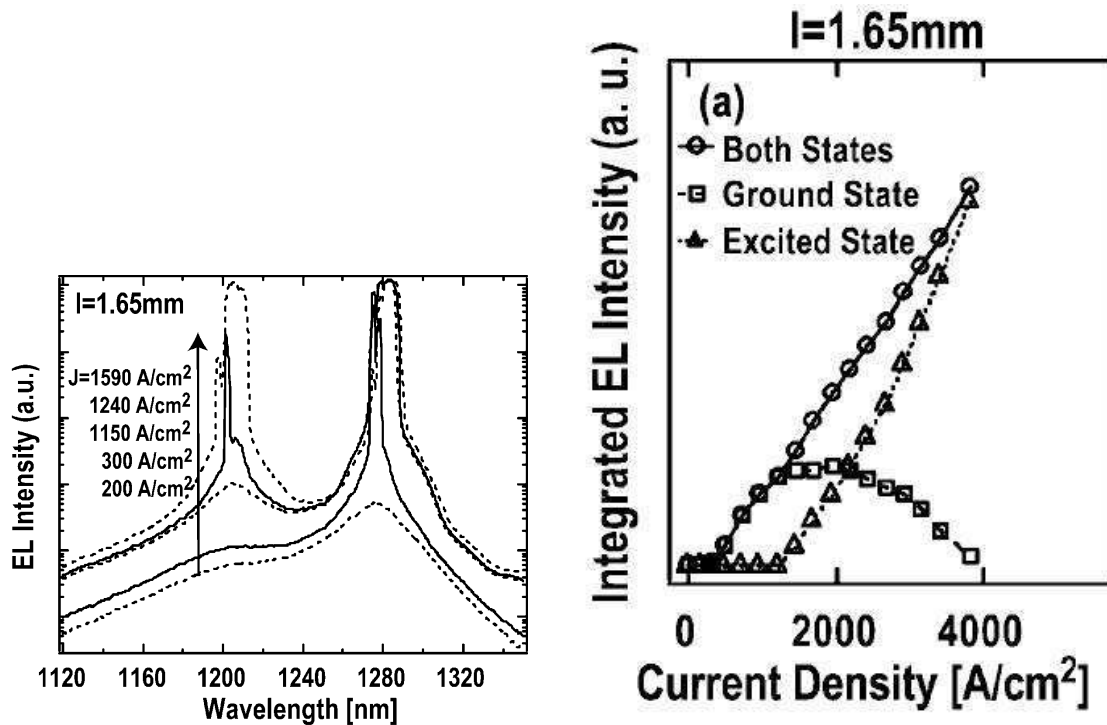


FIG. 3.27 – Évolution de l'intensité intégrée des deux émissions lasers de la barrette 8 (carré et rond) et de l'intensité somme (triangle).



(a) Émission laser double de BQ autour $1,3 \mu\text{m}$.

(b) Caractéristique P(I)

FIG. 3.28 – Caractérisation d'une double émission laser sur des BQ autour de $1,3 \mu\text{m}$. D'après markus et al. [18].

seuil laser et une seconde fois au niveau du second seuil. Ainsi, il ne semble pas que la compétition soit entre les deux transitions au sein des mêmes BQ. Le rendement laser

associé à la transition fondamentale diminue légèrement ($\sim 30\%$) quand l'émission laser sur la transition excitée apparaît, signe d'un certain degré de compétition entre les deux transitions. Cependant ce rendement ne s'écroule pas au profit de l'excité comme dans le système InAs/GaAs. Il semble donc que la compétition n'ait pas lieu au sein d'une même BQ mais au niveau de la capture sur l'ensemble des BQ. Entre les deux seuils lasers, chaque porteur injecté peut être capturé par une BQ participant à l'émission laser sur le fondamental ou par une BQ contribuant à augmenter l'émission stimulée sur l'excité.

Cette hypothèse suppose une redistribution lente des porteurs entre l'ensemble des BQ, ce qui revient à considérer comme dans le cas de l'élargissement spectral du spectre laser à forte injection, que nos BQ sont relativement isolées les unes des autres. Ainsi, notre résultat met en évidence une compétition entre deux populations de BQ, caractérisée par la nature de l'émission à laquelle elles participent. Le rendement global des émissions augmente donc du fait de l'augmentation du nombre de BQ participant à une émission laser.

3.5.4 Résultats obtenus avec des structures optimisées (311)B de 9 plans

Les résultats sur les échantillons avec une zone active composée de 9 plans de BQ (référence 2599) suivent les mêmes évolutions à faible injection que les précédents résultats c'est pourquoi nous ne reviendrons pas la dessus.

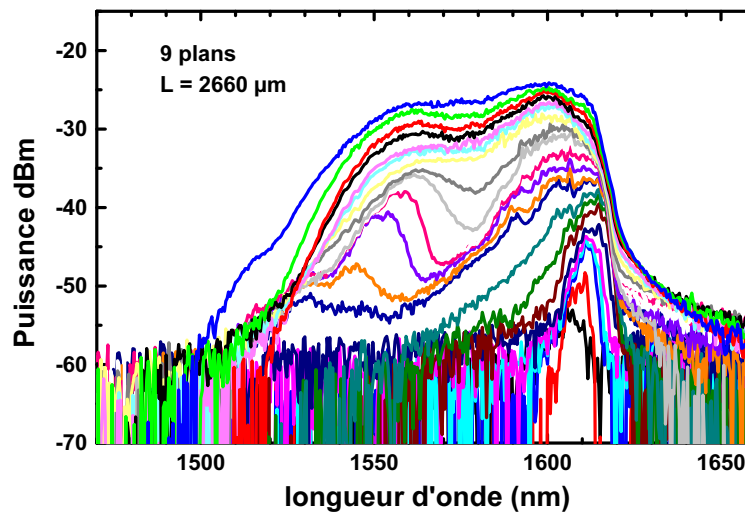


FIG. 3.29 – Évolution du spectre laser d'une cavité de 2,66 mm comprenant une zone active de 9 plans de BQ DC InP.

Sous forte injection en revanche, nous observons un phénomène nouveau ou tout du moins plus marqué que pour les 6 plans qui vient s'ajouter à l'élargissement à basse longueur d'onde. Les figures 3.29 et 3.30 montrent l'évolution des spectres en fonction de la puissance de pompe respectivement pour un échantillon de 2660 μm de longueur de cavité oscillant sur l'état fondamental des BQ et pour un échantillon de 800 μm lasant sur l'état excité.

Dans le cas de la barrette de 2660 μm, au lieu d'observer un simple élargissement progres-

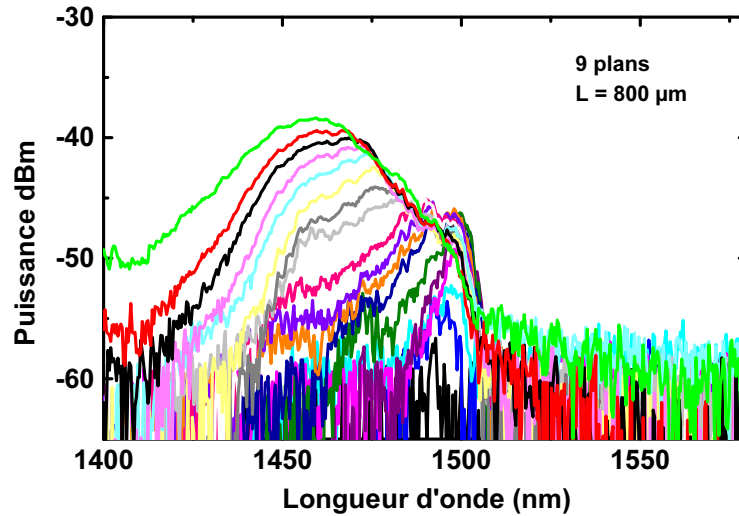


FIG. 3.30 – Évolution du spectre laser d'une cavité de 0,8 mm comprenant une zone active de 9 plans de BQ DC InP.

sif comme dans le cas des 6 plans, nous constatons l'apparition d'une zone spectrale située à 50 nm environ de l'émission première, dont la puissance croît de manière plus importante que le reste du spectre. Néanmoins rapidement, les deux bandes spectrales d'émissions "privilégiées" se recouvrent pour ne former plus qu'un spectre large. De plus en augmentant la puissance de pompe, le maximum du "pic" secondaire se décale vers le "pic" primaire. Au final nous avons un spectre large d'environ 50 nm.

Pour la barrette de 800 μm , l'évolution d'une deuxième zone d'émission à 1,44 μm est encore plus flagrante et prend rapidement le pas sur l'émission initiale à 1,47 μm .

Les spectres maximum très larges permettent de faire les mêmes commentaires sur l'indépendance relative des BQ que dans le cas de l'émission des 6 plans de BQ. Nous pourrions néanmoins remarquer que les spectres sont plus larges pour les 9 plans de BQ. Ceci s'explique assez logiquement par la présence des 3 plans de BQ supplémentaires. En effet, lors de la croissance l'accumulation des contraintes d'un plan à l'autre amène une croissance de BQ de plus en plus grosse ; 9 plans est d'ailleurs la limite que se sont fixés les épitaxieurs pour garantir des BQ convenables. Si les BQ grossissent de plan en plan, la dispersion en taille de l'ensemble des BQ, autrement dit l'élargissement inhomogène, sera d'autant plus importante qu'il y aura de plans dans la zone active.

3.5.5 Réflexion sur l'évolution des émissions laser

Nous observons sur nos spectres issus de 6 et 9 plans de BQ pour les courtes et longues barrettes un comportement similaire que nous pouvons résumer par 2 étapes :

- proche du seuil, émission aux plus hautes longueurs d'onde de la transition concernée (fondamentale ou excitée).
- à fort pompage, élargissement à basse longueur d'onde, haute énergie, des spectres

d'émission laser.

Au vu des réflexions du paragraphe 2.3.4 et de la littérature considérée dans ce même paragraphe, une émission initiale aux grandes longueurs d'onde, au-delà du maximum de photoluminescence semble signifier un remplissage des BQ suivant une statistique de Fermi-Dirac, c'est-à-dire qui commence par remplir les niveaux d'énergie les plus bas, les BQ les plus grosses. Ce mode de fonctionnement sous-entend aussi un couplage important entre toutes les BQ et donc, un élargissement homogène du gain comparable à l'élargissement in-homogène entraînant un comportement homogène du gain. Cette considération impliquerait donc un spectre laser "étroit" comme cela est expliqué au paragraphe 2.3.4.

La deuxième observation que nous avons faite, est l'élargissement du spectre laser aux grandes énergies. Ce qui nous place en contradiction avec l'hypothèse formulée pour expliquer la première observation, puisque dans ce cas, cela serait plutôt le signe de BQ découplées. De plus, dans le cas de BQ découplées comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.4 dans les travaux de Sugawara, si l'émission laser est large sous forte injection, le maximum du gain coïncide avec le maximum de la distribution de tailles également à faible injection. Cela impliquerait, dans notre cas, une émission laser d'abord au centre de la dispersion de la transition fondamentale et non aux grandes longueurs d'onde sur le "bord basse énergie" de cette dispersion.

Pour expliquer ce phénomène, nous nous basons sur la forme de l'absorption de 12 plans de BQ mesurée à l'INSA (figure 3.31). Cette figure trace l'évolution de l'absorption mesurée à 4 et à 293 K. En pointillés est tracée la photoluminescence mesurée à 293 K, en trait plein nous avons la courbe d'absorption calculée par le modèle développé à l'INSA [46] à 4 K.

La forme de l'absorption mesurée peut être approchée dans un modèle très simple, par la fonction 3.14 qui représente le gain (ou l'absorption) sous la forme d'une somme de :

- d'une gaussienne d'amplitude arbitraire fixée à 1 centrée sur la transition fondamentale et d'élargissement donné,
- d'une gaussienne d'amplitude fixée à 2 (dans l'hypothèse d'une dégénérescence d'ordre 2 du premier état excité), centrée sur la transition excitée et d'élargissement donné,
- d'une fonction d'erreur "erf", de paramètres choisis judicieusement représentant la forme de la densité d'état d'un puits.

$$gain = \exp\left[-\frac{(E - E_{fond})^2}{\Delta E_{fond}}\right] + 2.\exp\left[-\frac{(E - E_{exc})^2}{\Delta E_{exc}}\right] + A_{WL}.erf(E - E_{WL}) \quad (3.14)$$

où les indices *fond*, *exc*, *WL* correspondent respectivement au niveau **f**ondamental, **exc**ité et à la couche de mouillage (**W**etting **L**ayer).

La recherche des paramètres à appliquer a été purement qualitative. Néanmoins nous sommes arrivés facilement à déterminer une fonction de forme très proche de l'absorption mesurée en dehors du rebond à haute énergie entre l'état excité et la WL. Le choix du facteur 2 pour la gaussienne décrivant l'état excité est largement discutable mais suffit pour notre

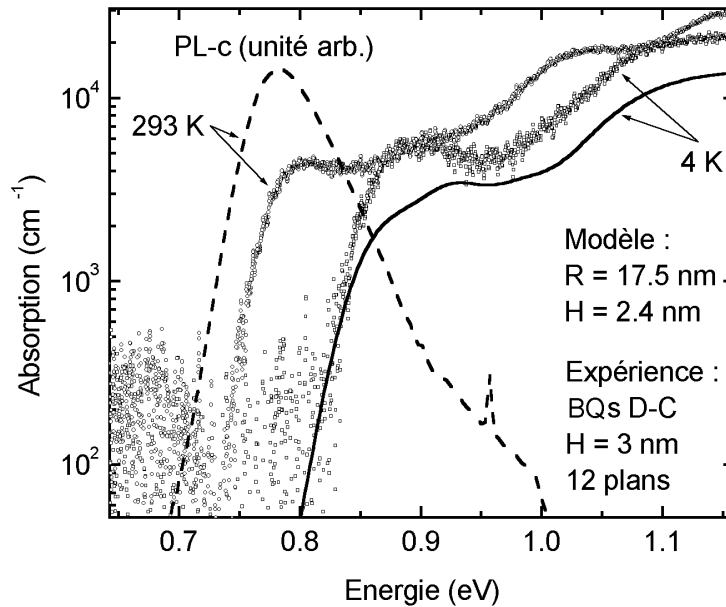


FIG. 3.31 – Évolution spectrale de l'absorption mesurée à l'INSA, à 4 et 298 K (points), de l'absorption calculée (trait plein) à 4K suivant le modèle de l'INSA, du spectre de photoluminescence mesuré à 298 K (pointillés).

description. Il dépend a priori de l'élargissement inhomogène attribuée à cette transition par rapport à la transition fondamentale.

La courbe obtenue à partir de ce modèle est reportée en noir (repère carré) sur la figure 3.32.

Sur la figure 3.32 est tracée l'évolution spectrale :

- de la densité d'états "modélisée" (carré, noir),
- du niveau théorique de "l'inversion de population spectrale" (losange, rouge),
- de la densité d'états de la transition fondamentale (triangle haut, bleu) pleine (trait plein) et à l'inversion (pointillés),
- de la densité d'états de l'état excité (triangle bas, vert) plein (trait plein) et à l'inversion (pointillés)
- de la densité d'états de la WL (+ continuum) pleine (trait plein) et à l'inversion (pointillés).

Il apparaît clairement un recouvrement important entre les deux gaussiennes qui décrivent l'état fondamental et l'état excité pour les énergies du milieu de transition fondamentale. Cette observation s'explique simplement sur la figure 3.31 de l'absorption mesurée par l'absence de "creux" franc entre les transitions fondamentale et excitée.

Sous l'hypothèse d'un niveau de pertes dues aux défauts constant sur toute la bande, à faible injection la structure oscille préférentiellement aux plus hautes longueurs d'onde (basse énergie) car ce sont celles qui présentent a priori le moins de pertes par réabsorption. En effet, sous l'hypothèse de BQ isolées, qui implique que les BQ se remplissent toutes

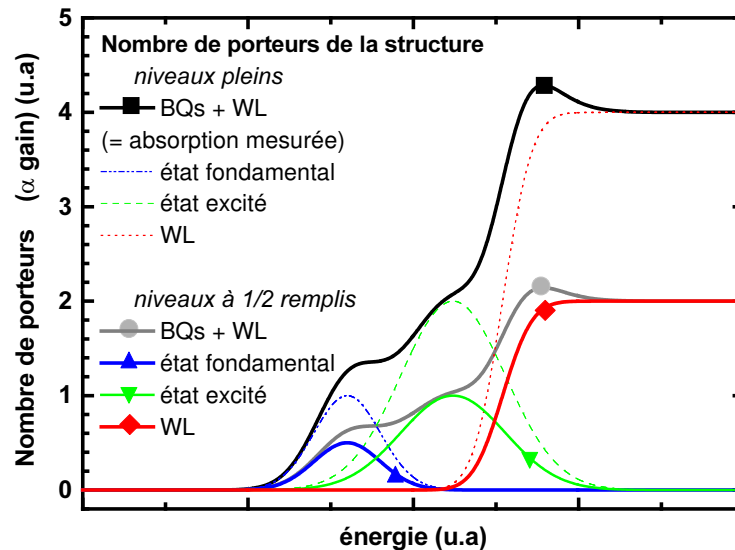


FIG. 3.32 – Évolution spectrale de la densité d'états "modélisée" (carré, noir), du niveau théorique de "l'inversion de population spectrale" (losange, rouge), densité d'états de la transition fondamentale (triangle haut, bleu) pleine (trait plein) et à l'inversion (pointillés), densité d'états de l'état excité (triangle bas, vert) plein (trait plein) et à l'inversion (pointillés), densité d'états de la WL (+ continuum) pleine (trait plein) et à l'inversion (pointillés).

en même temps (la gaussienne croît de manière homothétique) et que les porteurs ont le temps de se retrouver sur le niveau fondamental des BQ, l'inversion de population (courbe rouge/losange de la figure 3.32) bilan entre l'absorption et l'émission stimulée, est réalisée d'abord aux grandes longueurs d'onde.

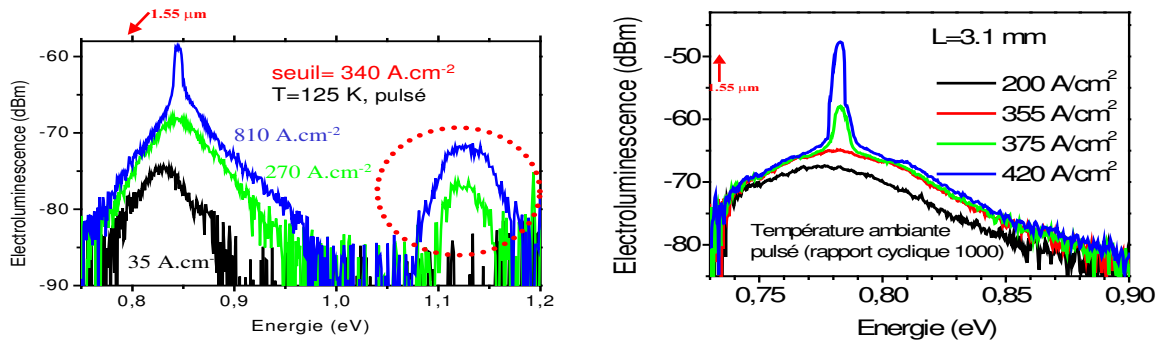
A partir de ce raisonnement et sur la base de la mesure d'absorption, nous constatons que l'émission laser qui débute aux grandes longueurs d'onde (au-delà du maximum d'émission de la transition fondamentale) et qui s'élargit à basse longueur d'onde sous fort pompage peut être expliquée par le caractère isolé de nos BQ, dans la mesure où l'élargissement inhomogène est suffisamment grand pour introduire un recouvrement entre les transitions des niveaux fondamentaux et excités de notre population de BQ.

3.5.6 Comparaison des résultats entre le pompage optique et électrique

La caractérisation des structures ruban large à pompage électrique s'effectue à l'INSA, jusqu'au début 2004 par Charly Platz, doctorant, et depuis par Cyril Paranthoën puis Rozenn Piron (Maître de conférence).

Les premières structures épitaxiées (DC InP) testées en pompage électrique ne fonctionnaient qu'à très basse température (125 K) (figure 3.33 a). Le courant de seuil était important et une augmentation du courant de pompe faisait apparaître une émission à 1,18 μm signe d'une mauvaise capture des porteurs dans les BQ. Dans le travail de thèse de Charly Platz, l'hypothèse formulée est la suivante : la présence d'une fine barrière d'InP (premier cap) qui recouvre chaque plan de BQ nuit à une bonne répartition des porteurs le

long des N plans déposés. Pour parer à ce problème la solution proposée a été de remplacer la couche d'InP (gap à 920 nm) par une couche de quaternaire Q1,18 (gap à 1180 nm).



(a) DC InP, équivalent aux structures pour le pompage optique.

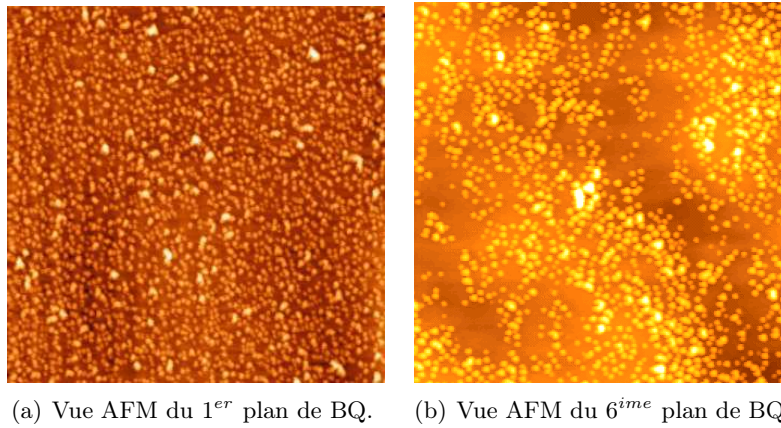
(b) DC Q1,18 première structure.

FIG. 3.33 – Évolution spectrale des premières réalisations de laser à BQ en pompage électrique.

Une fois les problèmes d'épithaxie soulevés par cette modification de la structure réglés, un premier effet laser a été obtenu sur ruban large à température ambiante (en mode impulsionnel) comme le montre la figure 3.33 (b). Contrairement au pompage optique, ici les valeurs de densité de courant de seuil prennent toute leur importance. Le premier seuil laser obtenu à 125 K était de 340 A/cm^2 . Lors du passage au DC Q1,18 et l'obtention du laser à température ambiante, le seuil était de 370 A/cm^2 . La faible variation du seuil entre le fonctionnement à basse température et le passage à température ambiante met en évidence une réelle amélioration de la structure.

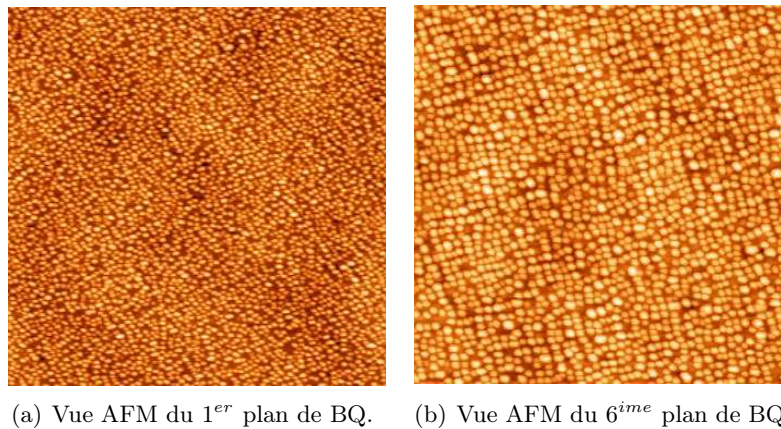
Plus récemment (mi 2004), l'INSA a mis en évidence l'influence du débit d'As sur la croissance des BQ. Sous un bas débit d'As lors de la croissance, la densité de BQ est passée de $1\text{-}2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à 10^{11} cm^{-2} et la largeur à mi hauteur de la raie de photoluminescence s'est réduite à 50-60 meV pour un plan de BQ DC InP (plus proche de 70 meV à partir de 3 plans) à 40-45 meV pour 1, 3, 6 ou 12 plans de BQ sous basse pression d'As. Les images AFM du premier et du sixième plan de BQ d'un échantillon à double Cap InP, d'espacement interplan de 10 nm (figure 3.34 (a) et (b) respectivement) montrent clairement le grossissement des BQ et la diminution de la densité. Les photos 3.35 (a) et (b) montrent quant à elles, l'aspect du premier et du sixième plan de BQ à double cap Q1.18 sous faible flux d'As. La densification et la conservation d'une bonne homogénéité après plusieurs plans apparaissent clairement sur ces photos. Ces progrès de croissance ont été effectués durant la thèse de Philippe Caroff.

Le courant de seuil de 190 A/cm^2 (2 fois moins que les précédentes structures) constitue l'état de l'art connu à ce jour en terme de laser à semi-conducteur, BQ, QDash, puits et massifs confondus, ce qui atteste la qualité de structures épithaxiées. A ce stade le développement de structures à ruban étroit (monomode) pour une étude en pompage continu est



(a) Vue AFM du 1^{er} plan de BQ. (b) Vue AFM du 6^{ime} plan de BQ.

FIG. 3.34 – Comparaison de la croissance des BQ (**DC InP, spacer 10 nm**) entre le 1^{er} et le 6^{ème} plan déposé.



(a) Vue AFM du 1^{er} plan de BQ. (b) Vue AFM du 6^{ime} plan de BQ.

FIG. 3.35 – Comparaison de la croissance des BQ (**DC Q1.18, bas débit d'As**) entre le 1^{er} et le 6^{ime} plan déposé.

l'étape suivante.

A l'heure actuelle, les structures lasers à rubans larges présentant les meilleurs seuils ne permettent pas d'obtenir l'effet laser sur ruban étroit en continu. L'hypothèse retenue par le LPN, responsable de l'étape de gravure, est la présence de nombreux défauts sur l'ensemble de la structure. Ceux-ci ne seraient pas assez nombreux pour perturber le fonctionnement laser sur ruban large (50 μm de large) mais deviendraient rédhibitoire lors du passage aux 3 μm de large d'un ruban étroit.

Avant de rentrer dans le détails des différentes caractérisations effectuées ensuite nous allons revenir sur un problème soulevé au début de ce chapitre : la sensibilité des résultats à la focalisation de la pompe optique.

3.5.7 Impact de la focalisation du faisceau de pompe

Lors de la caractérisation laser des échantillons, nous disposons de nombreux degrés de liberté qui permettent d'obtenir le signal le plus intense en sortie. Logiquement pour obtenir le signal le plus intense il faut effectuer un pompage ayant la plus grande densité de puissance au niveau de la zone active.

Au début de ce chapitre nous avons détaillé les investigations menées pour déterminer les dimensions précises du faisceau de pompe ainsi que la densité de puissance. L'épaisseur minimum du faisceau de pompe a été mesurée à 10-20 μm en l'absence d'échantillon et à 80-100 μm avec échantillon (effet attribué à la diffusion). La divergence du faisceau nous a ensuite indiqué la longueur sur laquelle le faisceau voyait son épaisseur augmenter de moins de $\sqrt{2}$, 40 μm . Nous avons donc estimé la sensibilité du réglage en focalisation à 40 μm bien qu'un facteur $\sqrt{2}$ soit déjà non négligeable dans la détermination d'une densité de puissance de seuil.

L'expérimentation nous a montré que la sensibilité de la mesure à la focalisation semble plus importante encore. Sur un échantillon 2041-2 composé de 6 plans de BQ avec une cavité de 2310 μm nous avons effectué une mesure des spectres obtenus en fonction de la focalisation de notre pompe. La lumière était collectée via une fibre multi-mode 80/125 μm .

La plage spectrale utilisée dans l'analyse des spectres s'étend de 1,15 à 1,55 μm . Nous avons fait varier la focalisation de notre faisceau de pompe de part et d'autre de l'optimum théorique. A priori, un critère définissant l'efficacité du pompage consisterait à intégrer la puissance optique sur toute la plage d'observation issue de notre échantillon et à considérer qu'au maximum de cette puissance nous sommes au pompage optimum. La mesure a été réalisée et nous permet d'obtenir l'évolution de la puissance intégrée normalisée en fonction de la focale présentée figure 3.36. La partie entourée sur cette figure est reportée sur la figure 3.37 pour une meilleure lisibilité.

Une première observation globale permet de constater une relative symétrie en forme de W autour d'une zone optimum. La partie centrale du W en Λ est assez logique. En effet, la densité de puissance augmente lorsque l'on s'approche de l'optimum et diminue de part et d'autre. En revanche, les remontées de part et d'autre sont plus inattendues. Après avoir présenté les spectres correspondant aux points numérotés sur les figures 3.36 et 3.37, nous formulerons notre hypothèse sur ce phénomène.

Pour plus de clarté dans la superposition des spectres, en plus d'en proposer deux vues différentes, figure 3.40 et 3.39, nous avons effectué un filtrage passe-bas ¹ sur chaque spectre pour en diminuer le plancher de bruit issu de notre appareil de mesure. Un spectre filtré est présenté sur la figure 3.38 pour illustrer le filtrage et surtout l'absence de modification de la partie utile du signal.

Les spectres choisis sont représentatifs des divers comportements obtenus et couvrent toute la plage d'observation (voir points numérotés figure 3.36 et 3.37) ce qui permet de se

¹basé sur une FFT numérique, *Fast Fourier Transform*, Transformée de Fourier Rapide issue de l'implémentation d'une TF classique

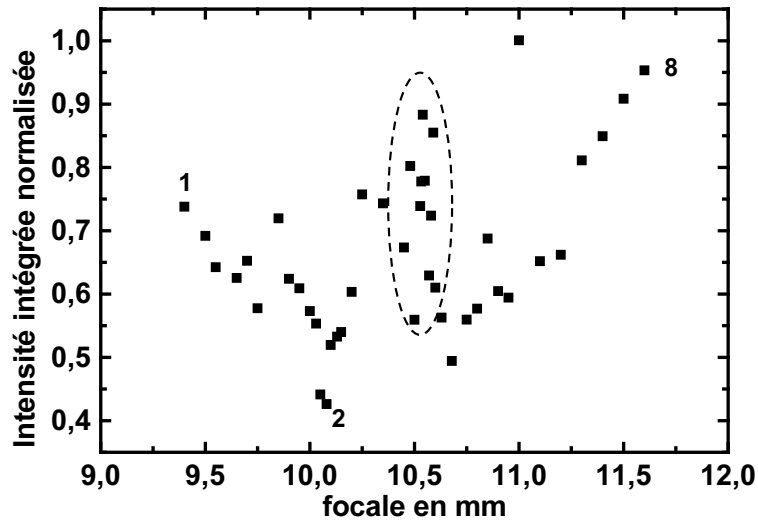


FIG. 3.36 – Évolution de l'intensité intégrée ($1,15 - 1,55 \mu\text{m}$) normalisée en fonction de la focalisation du faisceau de pompe. La zone entourée est agrandie sur la figure 3.37.

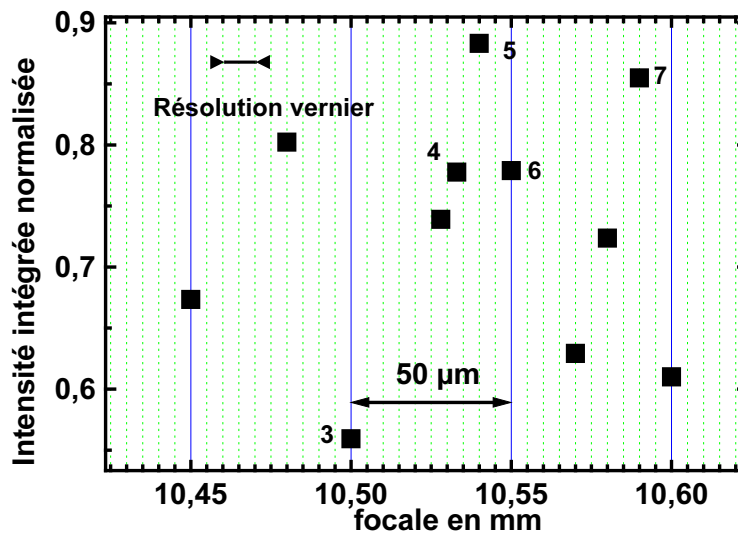


FIG. 3.37 – Agrandissement de l'évolution de l'intensité intégrée ($1,15 - 1,55 \mu\text{m}$) normalisée en fonction de la focalisation du faisceau de pompe présentée figure 3.36.

représenter l'évolution des spectres. Proche de l'optimum 3.37, on constate une grande disparité d'allure et d'intensités intégrées des spectres et ce, pour de très faibles changements de focale. En effet, deux subdivisions (soit $10 \mu\text{m}$) de cette figure correspondent à la résolution disponible sur le vernier nous permettant d'ajuster la focale. L'émission principale sur la transition fondamentale de nos BQ à $1,52 \mu\text{m}$ reste à peu près constante, en revanche à basse longueur d'onde nous observons suivant les cas une émission de la couche de mouillage à $1,3 \mu\text{m}$ et en dessous, une émission de l'état excité d'après les résultats laser autour de $1,44 \mu\text{m}$, une émission continue entre le fondamental et la couche de mouillage et même dans certain cas un effet laser de la couche de confinement optique de quaternaire émettant

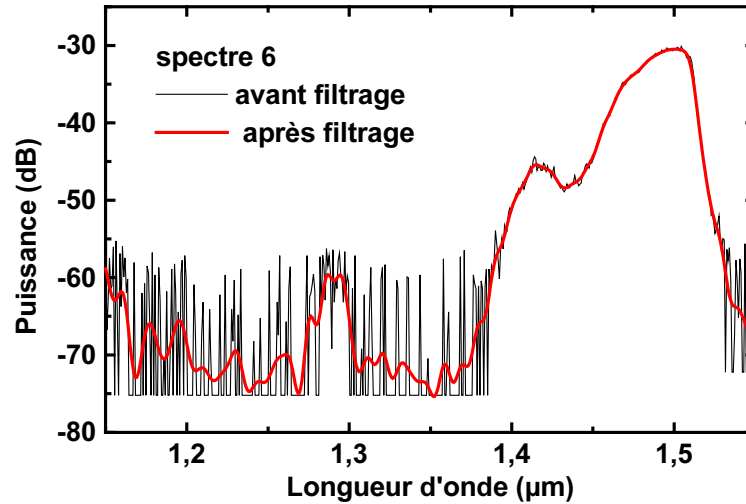


FIG. 3.38 – Exemple de spectre filtré.

à $1,18 \mu\text{m}$ (Q1,18). Il apparaît donc clairement que l'évolution dans cette zone n'est pas du tout régulière et que la sensibilité de $40 \mu\text{m}$ estimée préalablement perd un peu son sens.

Ces mesures justifient donc un peu plus que la détermination de la densité de puissance de pompage est très critique. En effet, les spectres 4 et 5 par exemple, obtenus pour une focalisation quasi-identique sont censés répondre à la même densité de puissance excitatrice et affichent malgré tout un aspect foncièrement différent aux basses longueurs d'onde.

Loin de l'optimum en revanche, de part et d'autre de la figure 3.36 les spectres lasers sont centrés sur la transition fondamentale et aucune émission à des longueurs d'onde plus basses émanant de la couche de mouillage ou du quaternaire n'est visible. Le spectre intermédiaire 2 présente malgré une efficacité de pompage a priori médiocre (intensité intégrée faible) une émission sur l'état excité.

Les spectres puissants et concentrés sur l'état fondamental obtenus pour des focalisations loin de l'optimum et donc, des densités de puissance faibles, n'ont jamais pu être reproduits dans un montage à focalisation proche de l'optimum et à faible densité de puissance (atténuation forte en amont du montage). Cette différence de comportement entre faible densité de puissance due à une défocalisation et faible densité par atténuation pourrait être attribuée au caractère multi-mode de notre guide plan associé à la fibre de récupération multi-mode aussi. Ainsi, sous un faisceau défocalisé mais néanmoins suffisamment intense localement pour dépasser le seuil de la structure, il existe sans doute en parallèle spatialement dans le guide, plusieurs effets lasers faibles (proche du seuil) qui sont collectés tous dans la fibre multi-mode contribueraient à produire un spectre puissant et fin.

Néanmoins cette explication ne nous satisfait pas pleinement sur trois points. Premièrement, la puissance totale de cette "somme de spectres" est comparable voire supérieure à la puissance délivrée à saturation par la structure. Deuxièmement, les spectres lasers obtenus près du seuil sont, comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, quasi-

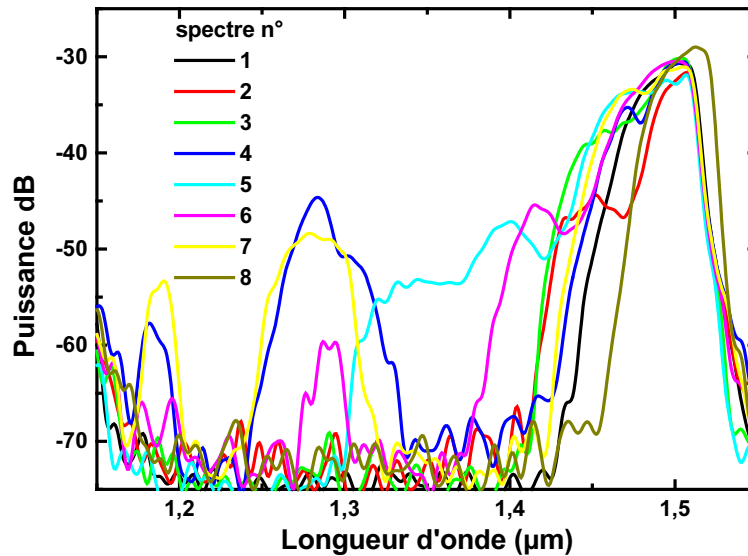


FIG. 3.39 – Échantillon des spectres obtenus en fonction de la focalisation du faisceau de pompe. Le numéro des spectres correspond au point numéroté figure 3.37 et 3.36.

symétriques alors que le spectre 8 obtenu ici présente une nette asymétrie (pic décalé aux grandes longueurs d'onde) et ressemble plutôt à un spectre laser proche de la saturation de son pic et prêt à subir l'élargissement spectral à basse longueur d'onde que nous obtenons sous fort pompage. Troisièmement, ces observations ont aussi été faites avec une fibre monomode micro-lentillée à la place de la fibre multimode. Or dans ce cas, l'intégrale de recouvrement des modes excités avec le mode propre de la micro-lentille devrait être fortement diminué.

Nous n'avons pas d'autre hypothèse permettant d'expliquer cette observation. il est clair que des expériences menées avec des guides à ruban étroit monomodes nous permettraient d'obtenir des conditions expérimentales mieux maîtrisées.

Forts de cette observation, nous nous sommes appliqués à optimiser au mieux le paramètre de focalisation dans la caractérisation du gain en particulier. En effet, ce paramètre permet d'obtenir les spectres d'ESA les plus larges possible et ainsi caractériser au mieux le milieu.

3.6 Mesure du gain

Le but de cette mesure est d'estimer la capacité d'amplification de nos structures. Après avoir obtenu une oscillation laser, nous savions que le gain était suffisant pour compenser les pertes internes dues à l'absence de guidage optique d'une part et les pertes dues aux miroirs très imparfaits ($R = 30\%$) d'autre part. En l'absence de structure monomode à pompage optique ou même électrique, nous avons donc exploité les facilités offertes par le pompage optique transverse pour effectuer cette mesure. Le principe de la méthode utilisée est simple

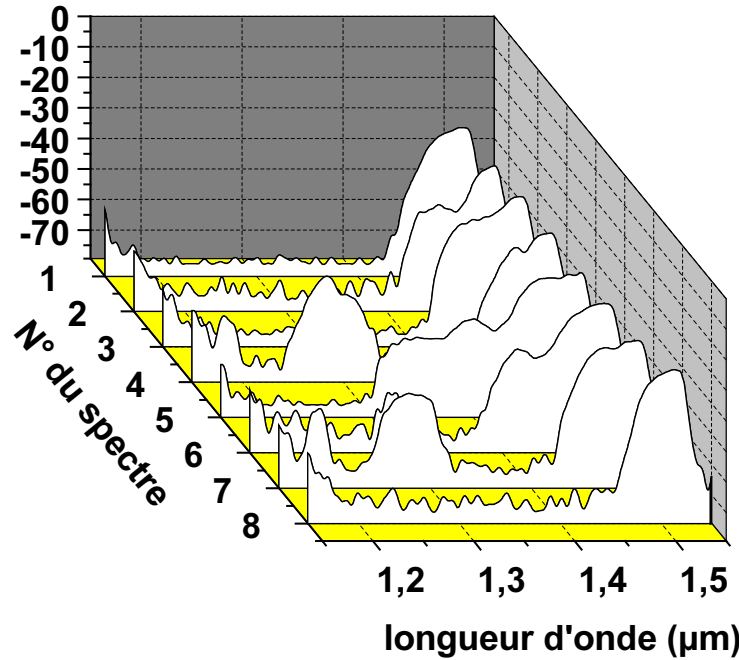


FIG. 3.40 – Échantillon des spectres obtenus en fonction de la focalisation du faisceau de pompe. Le numéro des spectres correspond aux points numérotés figure 3.37 et 3.36.

et déjà bien connu. Après avoir effectué quelques rappels permettant d'introduire le modèle théorique sur lequel est basé la mesure, nous en présenterons le principe puis les différents résultats obtenus.

3.6.1 Quelques rappels théoriques

Le modèle utilisé est décrit dans le chapitre concernant l'émission spontanée amplifiée du livre de Joindot [20]. Il exprime le nombre moyen de photons d'émission spontanée amplifiée (ESA) par mode spatial et par unité de bande passante N_ν selon :

$$N_\nu = k \times (\exp(\gamma_\nu L) - 1) \quad (3.15)$$

où γ_ν est le coefficient d'amplification modale net (gain - perte) dans une bande de fréquence fixée que nous déterminons dans nos mesures, k une constante et L la longueur de la zone d'amplification.

3.6.2 Principe de la mesure

En nous basant sur le modèle théorique précédent nous pouvons exprimer l'intensité d'ESA issue d'une structure amplificatrice de longueur L en fonction de deux paramètres :

- k un coefficient multiplicatif,
- γ le **coefficient d'amplification net**.

$$I(\lambda, L) = k_\lambda \times (\exp(\gamma(\lambda)L) - 1) \quad (3.16)$$

ou

$$P(\lambda, L) = k'_\lambda + \ln(\exp(\gamma(\lambda)L) - 1) \quad (3.17)$$

C'est à partir de ce modèle à deux paramètres que nous effectuons une approximation de nos données expérimentales. Grâce à la méthode de minimisation des moindres carrés nous déterminerons les paramètres k et γ pour chaque longueur d'onde. Nous pourrions ainsi reconstituer l'évolution spectrale de notre amplification. Un modèle théorique équivalent a été utilisé entre autre, dans les travaux de Bognar et al. [87].

L'analyseur de spectre optique qui nous sert de détecteur, permet une mesure en parallèle pour toutes les longueurs d'onde du spectre observé. L'inclinaison relative de la zone de gain et de la cavité permet de s'affranchir en partie de l'effet de filtrage de cette dernière et frustre l'oscillation laser. L'inclinaison de l'échantillon par rapport à l'horizontale permet de récupérer la lumière à l'horizontale en compensant l'angle de sortie initial défini par les lois de la réfraction de Snell-Descartes.

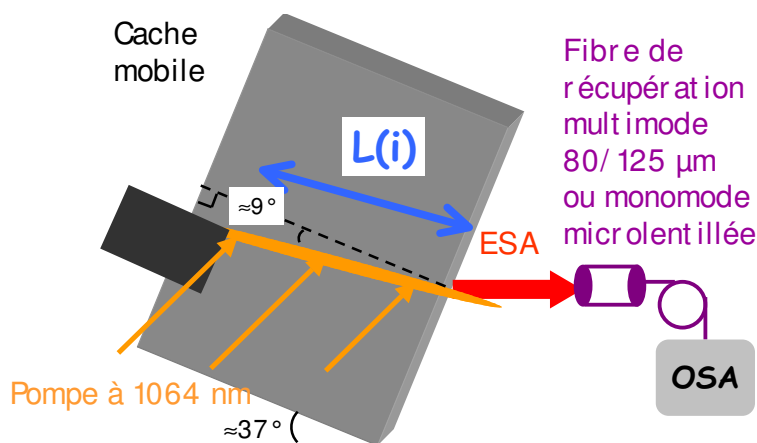


FIG. 3.41 – Schéma de principe de la mesure de gain.

Une fois les spectres correspondant à chaque $L(i)$ sauvegardés (tracés sur la figure 3.42), nous avons un nuage de points correspondant à $I(L)$ pour chaque λ (figure 3.43). A partir de cette courbe expérimentale et du modèle présenté précédemment, il ne reste plus qu'à effectuer un traitement numérique pour obtenir le couple (k, γ) où γ est le coefficient d'amplification net associé à une longueur d'onde.

Note : la forme particulière des spectres pour les grandes longueurs de la zone de gain sera explicitée dans le paragraphe 3.6.4.

En théorie, la méthode des moindres carrés nous permet de déterminer analytiquement la valeur optimale des paramètres (a, b) .

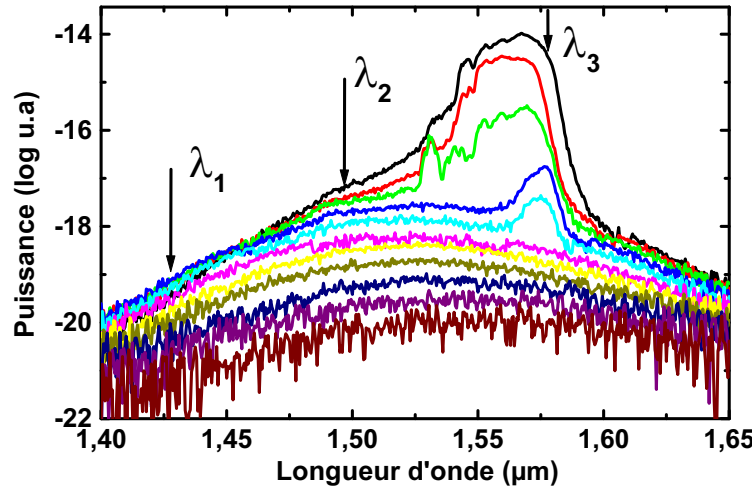


FIG. 3.42 – Évolution des spectres d'émission spontanée amplifiée récoltée en fonction de la longueur de la zone de gain. Les longueurs d'onde fléchées correspondent aux courbes $P(L)$ présentées figure 3.43.

Dans notre cas la forme analytique du modèle ne nous permet pas de résoudre ce système. En revanche, les outils numériques à notre disposition permettent d'approcher la solution. La figure 3.43 présente les résultats de l'interpolation numérique pour les trois longueurs d'onde définies sur la figure 3.42. Pour les points considérés pour le calcul des paramètres (zone comprise dans la flèche, choisie par l'utilisateur), le modèle reprend bien l'allure des courbes expérimentales sans grosse perturbation en présence de points aberrants.

Une fois les spectres $P(\lambda)$ à L fixée obtenus, l'ensemble du traitement est effectué numériquement. De cette manière nous voulions limiter les appréciations de l'utilisateur lors du choix des points à considérer (figure 3.42) ou pas lors de l'interpolation. Dans le cas présent le choix s'est effectué au vu de l'ensemble des courbes expérimentales, en supprimant les spectres présentant une augmentation brutale aux grandes longueurs d'onde et le spectre le moins puissant et surtout le plus bruité (plus petite longueur de zone de gain). Un échantillon des courbes à considérer est présenté figure 3.43 (a),(b) et (c). A partir de cela, l'utilisateur doit choisir les points à considérer communs à toutes les courbes générant le résultat le plus juste et le moins bruité.

Une méthode simplifiée consiste à faire l'approximation suivante :

$$\ln(\exp(\gamma(\lambda)L) - 1) \simeq \gamma(\lambda)L \quad (3.18)$$

si $\gamma(\lambda)L > 3$, l'erreur commise est inférieure à 5 % comme le montre la figure 3.44

Cette figure permet de dire que l'approximation linéaire ne serait comparable au modèle exact que dans les zones présentant un gain de 20 à 30 cm^{-1} pour des longueurs d'échantillons comprises entre 1 et 2 mm. En réalité, le bruit de mesure et donc la dispersion des points autour des modèles, introduit lors de l'interpolation une incertitude de 10 à 20 % sur la détermination des paramètres γ et k' pour les longueurs d'onde au centre du spectre

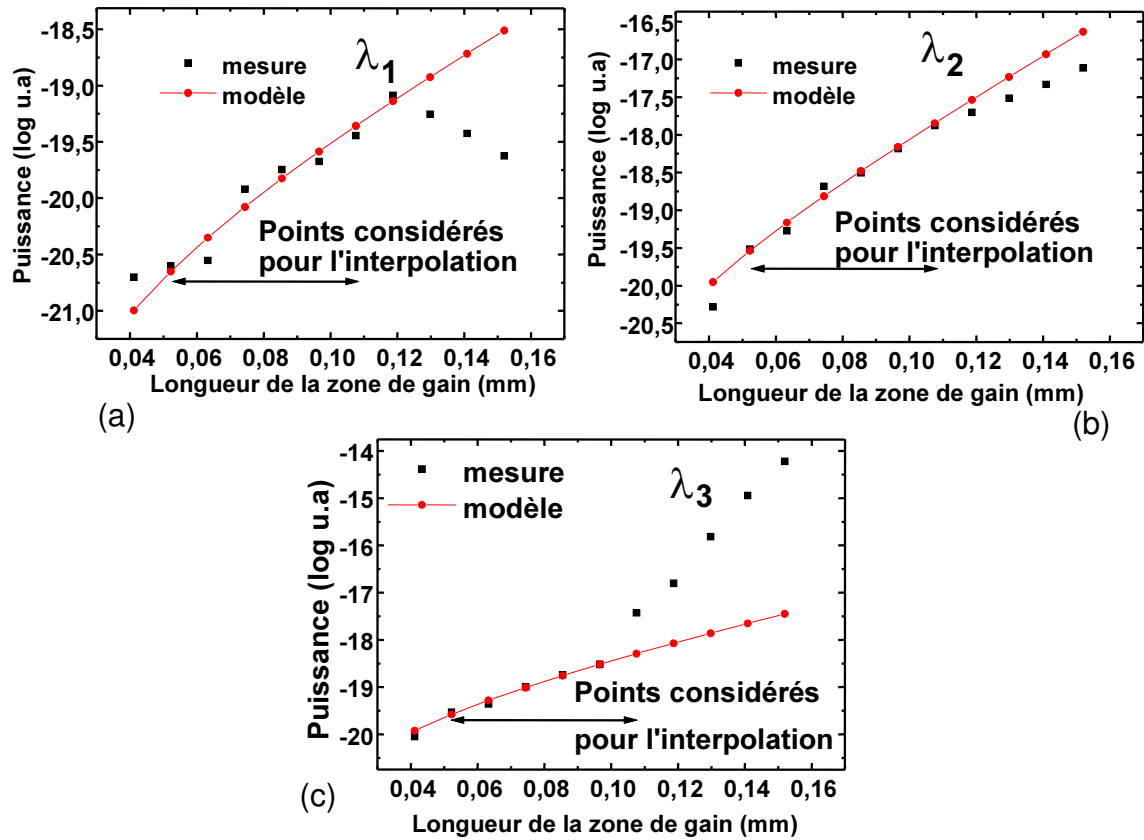


FIG. 3.43 – Évolution de la puissance d'ESA en fonction de la longueur de la zone de gain pour trois longueurs d'onde distinctes λ_1, λ_2 et λ_3 (figure 3.42). Les points expérimentaux et les points calculés correspondant sont présentés dans chaque cas. La flèche indique la zone pour laquelle l'interpolation a été effectuée.

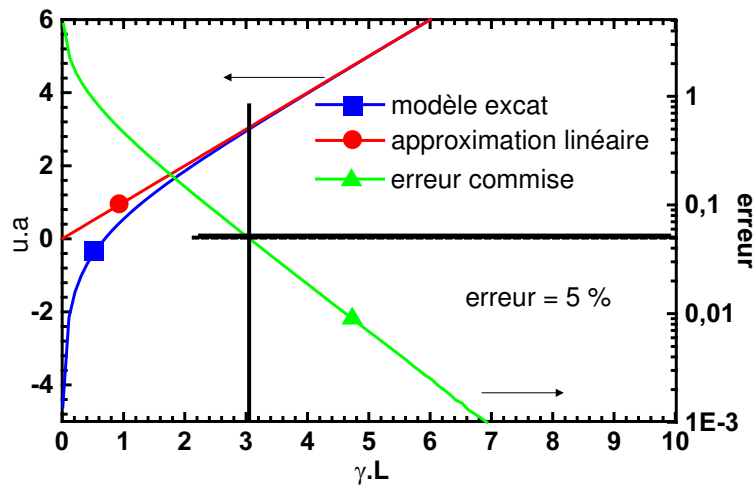


FIG. 3.44 – Évolution comparée de $P(L)$ suivant le modèle en $\ln(\exp(\gamma(\lambda)L) - 1)$ et suivant l'approximation linéaire en fonction du produit $\gamma(\lambda)L$. Sur l'axe de droite est reportée en échelle logarithmique la différence entre les 2 modèles.

(erreur plus grande encore aux extrémités de la fenêtre spectrale considérée). Par conséquent, l'application d'un modèle ou de l'autre s'il peut montrer un résultat légèrement (\sim %) différent dans la valeur moyenne, au vu du recouvrement des barres d'erreurs ceux-ci restent comparables.

Les deux modèles permettent dans chaque cas d'obtenir les mêmes évolutions du gain pour des différences n'excédant jamais les 3 cm^{-1} . En revanche, ils ne présentent pas la même robustesse face au bruit des mesures. A partir des mêmes données, l'approximation linéaire est capable de produire un spectre de gain sensé dans des situations où le modèle exact produit un spectre de gain très perturbé. Nous attribuons cette différence de comportement aux différentes méthodes numériques utilisées par notre outil de simulation (Matlab) suivant la réalisation d'une régression linéaire ou d'une interpolation plus évoluée.

Dans la mesure du possible nous appliquerons donc le modèle exact mais dans certains cas le modèle linéaire sera préféré. Dans tous les cas, dans le cadre de comparaisons entre les spectres de gain mesurés le modèle utilisé sera commun.

L'inconvénient de l'automatisation est qu'elle produit malgré tout plus de points aberrants que l'utilisateur ne le ferait. En revanche nous pouvons affirmer que toutes les courbes sont traitées identiquement sans appréciation même inconsciente du résultat par l'utilisateur. Nous pouvons dire aussi que le traitement numérique systématique a grandement accéléré le traitement fastidieux de cette mesure.

3.6.3 Résultats

Les résultats présentés sur les figures 3.45 et 3.46 ont été obtenus avec le lot 2041 pour l'échantillon de 6 plans de BQ et avec le lot 2599 pour celui de 9 plans. Pour une meilleure compréhension des courbes, il est important de préciser que l'émission du fondamental est centrée pour l'échantillon 2599 sur $1,55 \mu\text{m}$ et à $1,52 \mu\text{m}$ pour le 2041. L'écart énergétique fondamental excité étant par ailleurs quasiment constant, la longueur d'onde centrale de la transition excitée est d'environ $1,47 \mu\text{m}$ pour le lot 2599 et de $1,44 \mu\text{m}$ pour le lot 2041.

Pour chaque échantillon nous avons fait varier la puissance de pompe (exprimée par rapport à la puissance de pompe de l'échantillon au seuil du fonctionnement laser) et mesuré l'évolution spectrale du gain en fonction du pompage. Cette mesure de gain possède une erreur de 5 % à 10 % pour tous les points proches du maximum de gain. Cette erreur va en croissant quand on se décale vers le bord du spectre ce qui explique la présence de points un peu plus éparpillés sur les bords de la fenêtre de mesure.

Dans un premier temps, nous pouvons remarquer que l'évolution générale du spectre est la même pour les deux échantillons. Nous avons d'abord un maximum autour de la transition fondamentale de chaque échantillon, maximum qui se décale progressivement vers le centre de la transition excitée. Ensuite, il faut noter que le pompage maximum appliqué à l'échantillon à 9 plans de BQ est, par rapport à la puissance de pompe au seuil de ce laser, plus important que celui appliqué à l'échantillon à 6 plans de BQ. Ceci s'explique

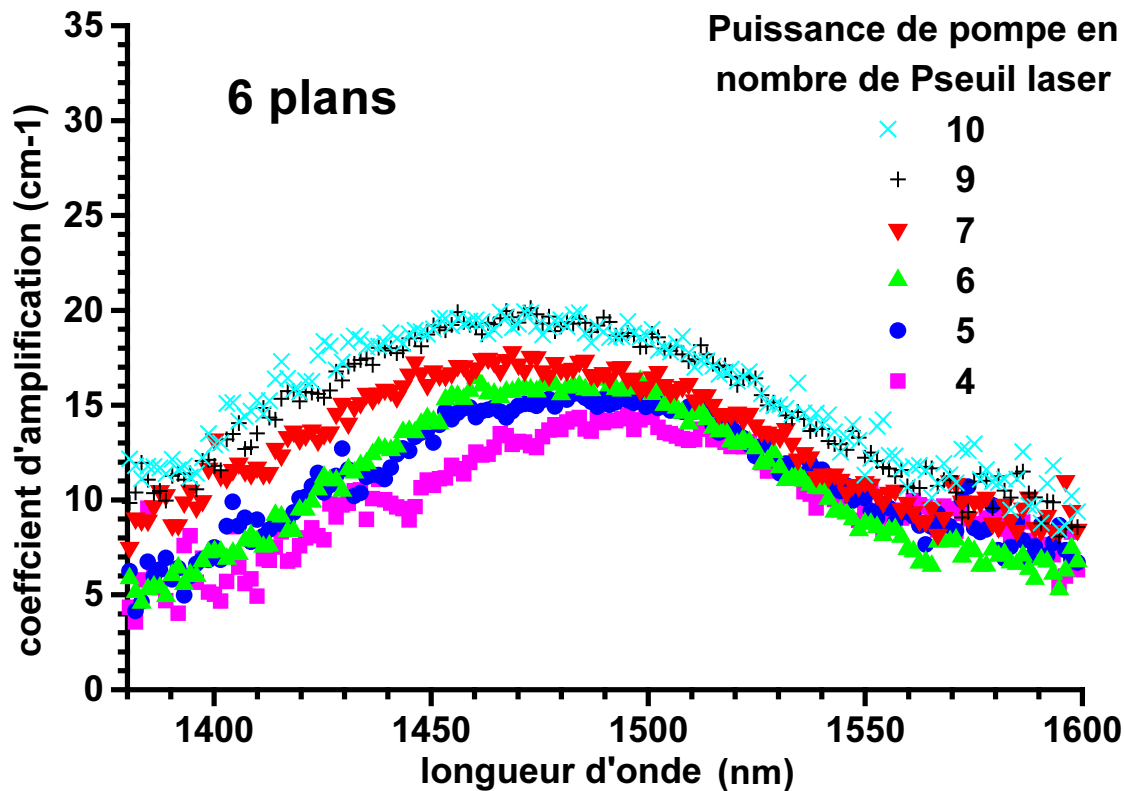


FIG. 3.45 – Évolution spectrale du gain en fonction de la puissance de pompe pour un échantillon comprenant une zone active de 6 plans de BQ InAs/InP(311)B (Lot 2041).

simplement par le fait que le laser à 9 plans possède un seuil plus bas que celui à 6 plans.

Dans un second temps, il apparaît clairement une différence de comportement aux basses longueurs d'onde (haute énergie). Dans le cas des structures à 9 plans de BQ, à fort pompage le gain varie peu dans la bande 1,4 - 1,5 μm contrairement au cas des 6 plans de BQ où le gain diminue fortement aux basses longueurs d'onde. Nous y voyons a priori deux raisons liées. La première est que comme nous l'avons expliqué précédemment le pompage relatif au seuil laser, de l'échantillon de 9 plans de BQ est plus important que celui des 6 plans de BQ ce qui expliquerait la présence de gain sur les niveaux de plus haute énergie. La seconde cause serait la présence d'un continuum ou de la WL plus proche énergétiquement de l'état excité des BQ dans le cas des 9 plans. Cette différence entre les échantillons pourrait s'expliquer par la présence des trois plans supplémentaires. En effet lors de la croissance, les contraintes accumulées ont tendance à augmenter la taille des BQ d'un plan à l'autre augmentant d'autant la dispersion en taille de celles-ci. Cette évolution de l'élargissement inhomogène contribuerait à un recouvrement des niveaux plus important entre les BQ et la WL.

Après la comparaison qualitative de nos gains, nous allons dans un troisième temps les comparer qualitativement. Au pompage maximum disponible, le maximum du gain se situe

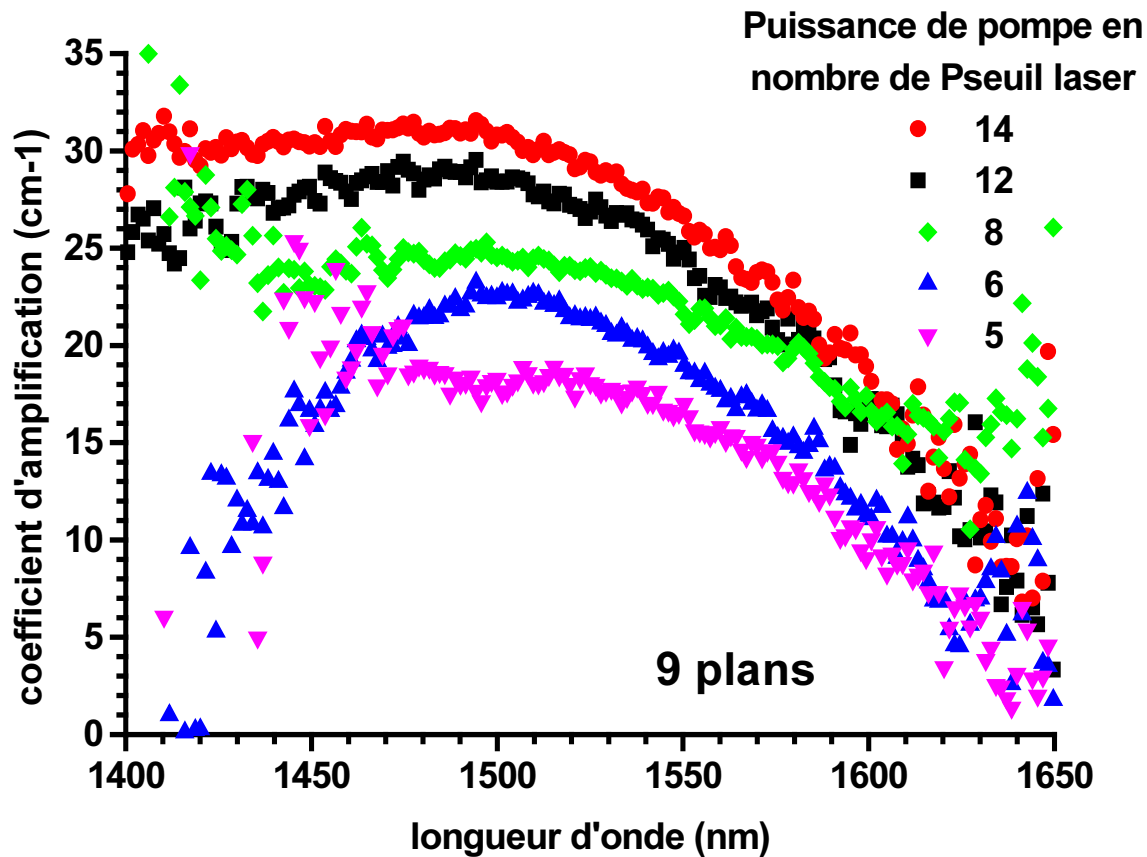


FIG. 3.46 – Évolution spectrale du gain en fonction de la puissance de pompe pour un échantillon comprenant une zone active de 9 plans de BQ InAs/InP(311)B (Lot 2041).

à 20 cm^{-1} (erreur de 15 %) pour les 6 plans et à 30 cm^{-1} (erreur de 15 %) pour les 9 plans. Une remarque a priori serait de dire que pour une augmentation de 50 % du nombre de plans, nous avons bien 50 % de gain en plus. Mais n'oublions pas que le pompage maximum appliqué, rapporté à la puissance au seuil des lasers, est plus important pour le 9 plans. Auquel cas, dire que nous avons une amplification augmentée de 50 % n'est pas tout à fait juste. L'augmentation relative de l'amplification au passage des 6 aux 9 plans est en fait moins grande mais s'explique malgré tout très bien par le fait que la croissance de 3 plans supplémentaires augmente la dispersion en taille comme nous l'avons dit précédemment et, de ce fait diminue le maximum de la courbe de gain. Une analogie simple : une gaussienne d'aire sous la courbe fixée sera d'autant moins haute qu'elle sera large.

Cette conservation des proportions nous permet de penser que nos résultats sont raisonnables. La largeur à mi-hauteur ne pouvant être mesurée, nous avons considéré comme critère définissant la largeur de la zone de gain, une diminution de 5 cm^{-1} par rapport au maximum. Ainsi, nous mesurons (à 15 cm^{-1}) une largeur de 120 nm pour les 6 plans de BQ et de 150 nm (à 25 cm^{-1}) pour les 9 plans. Le choix des 5 cm^{-1} pour la détermination de la largeur de l'amplification est arbitraire et correspond à une diminution de 2,2 dB/mm.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'état de l'art des SOA-BQ à $1,55 \mu\text{m}$ se résume aux travaux d'Akiyama et al. [1]. Le gain maximum mesuré lors de ces travaux pour une structure de 6 plans sur $6,13 \text{ mm}$ de long se situe à 40 dB , soit $6,5 \text{ dB/mm}$. Dans notre cas nous avons pour les 6 et 9 plans respectivement $8,5$ et 13 dB/mm (± 1).

Ces résultats ne sont évidemment pas immédiatement comparables. En effet, nos mesures ont été effectuées sur des guides plans et via un pompage impulsionnel optique alors que les résultats d'Akiyama sont ceux d'un composant évolué sur guide monomode et fonctionnant sous un pompage électrique continu. Néanmoins, la cohérence des mesures et la valeur de notre gain nous permet raisonnablement de croire au potentiel de notre structure d'un point de vue amplificateur optique.

De plus, nous ne pouvons affirmer que le gain mesuré constitue le maximum de la structure puisqu'il n'y a pas de saturation franche. Le maximum mesuré est limité par la puissance de notre pompage optique.

3.6.4 Limitations de la mesure de gain par rapport au modèle.

La première limitation est due au modèle utilisé pour notre mesure de gain. Comme nous l'avons précisé dans le développement de la méthode de mesure, le gain du modèle est un gain modal, c'est-à-dire le gain vu par un mode unique. Dans notre cas réel le pompage optique du guide plan excite un nombre important (>100) de modes et le profil latéral d'intensité du pompage crée un gradient de pompe qui nous crée un gradient de gain.

La deuxième limitation en lien étroit avec la première est la récupération du signal. Dans les résultats présentés la fibre de récupération est une fibre micro-lentillée monomode. Le diamètre de mode de notre optique de couplage est d'environ $2 \mu\text{m}$. La lumière récoltée correspond donc à l'intégrale de recouvrement du mode guidé de la fibre et de l'ensemble des modes excités présents dans notre guide plan. L'analyse du gain s'effectue donc sur la contribution relative de différents modes.

La troisième limitation est due au fort gain de nos structures. En effet, malgré l'angle introduit entre la cavité et la zone de gain, pour les grandes longueurs de zone de gain (par rapport à la cavité testée) nous observons un effet que nous qualifierons de laser. Les figures 3.47 et 3.42 montrent l'évolution du spectre d'émission spontanée amplifiée (ESA) acquis en fonction de la longueur de la zone de gain. On y voit nettement se détacher un pic à grande longueur d'onde pour les plus grandes longueurs de zone de gain. Cette modification brutale du spectre d'ESA rend invalide le modèle de gain utilisé comme l'illustre la figure 3.43 (c). Par conséquent, nous devons nous limiter aux spectres les moins intenses et les plus bruités, en particulier aux extrémités de la fenêtre spectrale considérée. Cette limitation est en grande part responsable de l'augmentation du nombre de points aberrants de part et d'autre des spectres de gain.

Malgré ces limitations du modèle, la figure 3.43 montre bien que celui-ci donne un résultat très proche de la mesure pour les différents cas de figures proposés (représentatifs

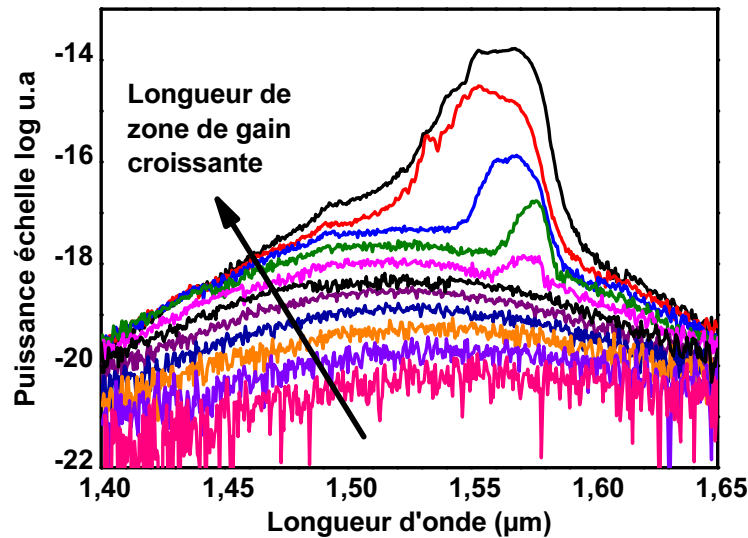


FIG. 3.47 – Évolution du spectre d'émission spontanée amplifiée acquis en fonction de la longueur de la zone de gain.

des conditions réelles d'utilisation).

Fort des résultats satisfaisants de nos mesures de gain nous voulions aller plus loin dans la compréhension du fonctionnement de notre milieu actif. Sur la base d'une mesure simultanée de l'émission spontanée et du gain, nous nous sommes donc intéressés au facteur d'inversion dans nos structures.

3.7 Premières mesures du facteur d'inversion n_{sp}

Les résultats des mesures de gain nous ont permis d'envisager l'étude du facteur d'inversion de population. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.4.1, ce facteur nous indiquera le mode de remplissage quasi-équilibré ou uniforme de nos BQ, lequel nous donnera des informations importantes sur le fonctionnement découplé ou couplé des BQ entre elles et donc leur potentiel dans le cadre d'une application du traitement multi-longueur d'onde du signal.

Pour mesurer le facteur d'inversion, il nous faut réaliser en parallèle de la mesure du gain, une mesure de l'émission spontanée issue de la surface de notre échantillon. Après un rappel de la théorie sur laquelle s'appuie l'expérience, nous présenterons le montage réalisé puis les résultats obtenus.

Les mesures présentées ci-dessous ont été effectuées sur une barrette comprenant 9 plans de BQ DC InP de 1,5 mm de long.

3.7.1 Principe de la mesure

Dans le cas d'une distribution des porteurs suivant la fonction de Fermi-Dirac, le facteur d'inversion de population n_{sp} est défini dans le chapitre 1 comme :

$$n_{sp} = (1 - \exp([E_{21} - (E_{f_2} - E_{f_1})]/k_B T))^{-1} \quad (3.19)$$

Nous avons ensuite défini la fonction $P_f = 1/n_{sp}$ suivant :

$$P_f = \frac{g(E)}{r_{sp}} \frac{n_r^2 E^2}{\pi^2 h^3 c^2} \quad (3.20)$$

À la fin du chapitre 2 (paragraphe 2.3.4.1), nous avons ensuite présenté une partie des résultats de Summers et al [5] qui utilise cette fonction de probabilité P_f .

Nous avons expliqué dans ces deux paragraphes l'importance de cette donnée dans la compréhension du remplissage des BQ et dans les propriétés optiques qui pouvaient en découler en cas de BQ totalement découplées entre autre.

C'est pourquoi nous avons mis au point un montage expérimental nous permettant une mesure simultanée du gain suivant la méthode présentée précédemment, et de l'émission spontanée récoltée sur la face arrière de l'échantillon. Le schéma de principe de cette mesure est présenté sur la figure 3.48.

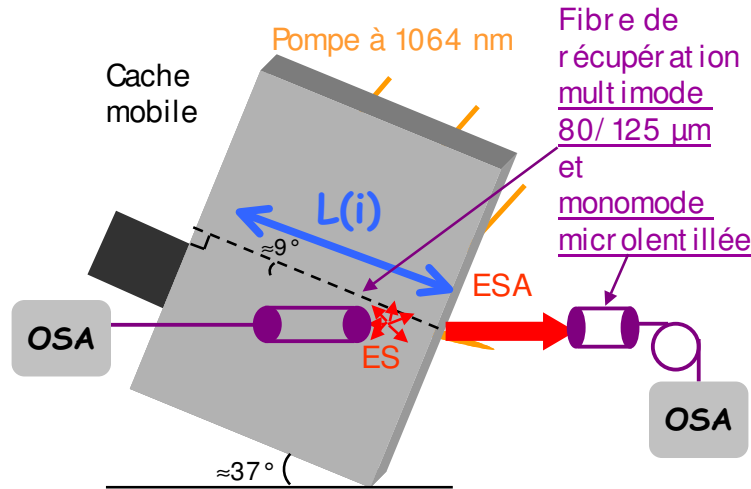


FIG. 3.48 – Schéma expérimental de la mesure simultanée du gain et de l'émission spontanée.

La difficulté majeure de cette mesure est de ne pas "aveugler" le détecteur de notre analyseur de spectre optique avec la lumière directement issue de la pompe dans la mesure où le niveau du signal d'émission spontanée sera très faible. Pour cela, nous avons très largement incliné la fibre comme le montre la figure 3.48.

3.7.2 Résultats

Pour l'échantillon de $1500 \mu\text{m}$ composé de 9 plans de BQ, nous avons effectué cette mesure à deux taux de pompage mais pour chacun le spectre d'émission spontanée restait constant en fonction de la longueur de la zone de gain, ce qui nous confirme la récupération d'émission spontanée et uniquement spontanée. La figure 3.50 présente les spectres

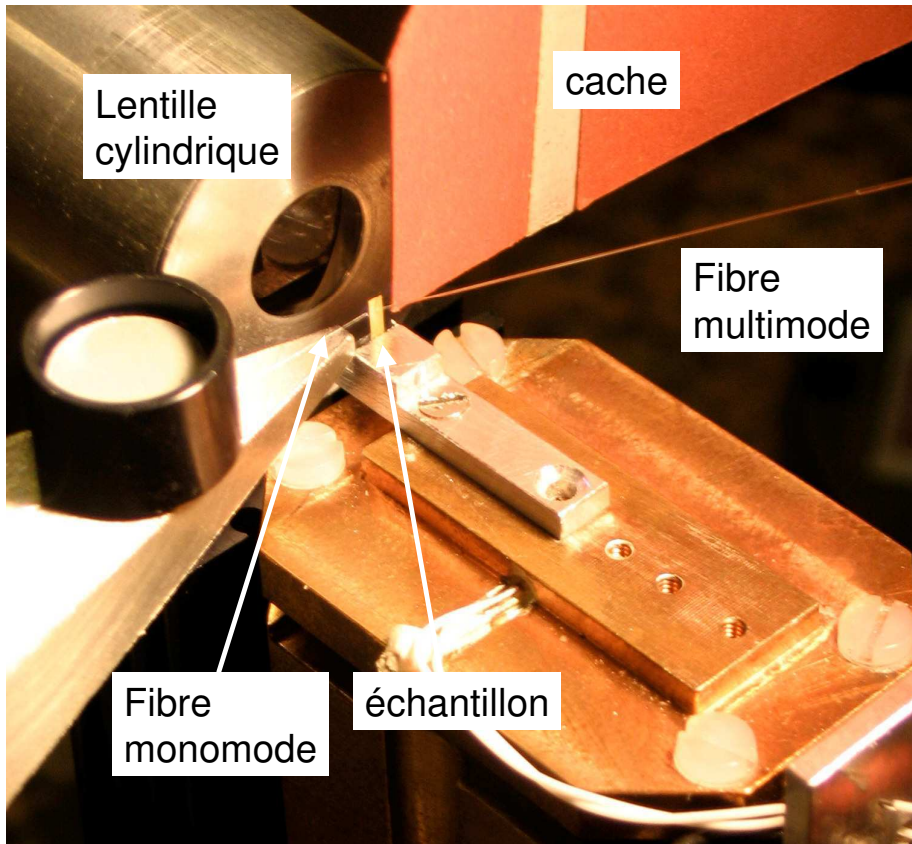


FIG. 3.49 – Photo du montage.

d'émission spontanée (a) et d'amplification spectrales associée (b). Comme au paragraphe précédent la dispersion des points de mesure en particulier sur les courbes de gain, est directement liée à l'erreur commise sur leurs déterminations.

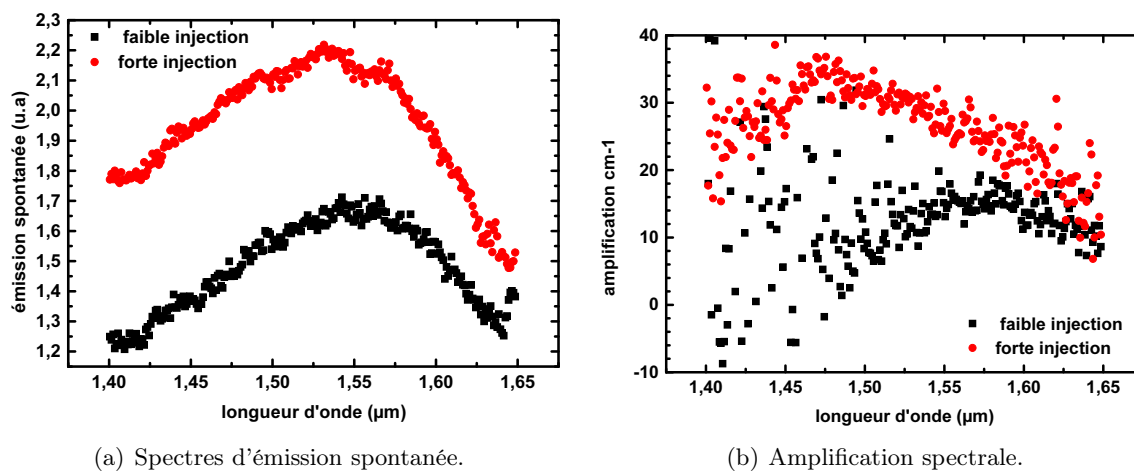


FIG. 3.50 – Évolution des spectres d'émission spontanée et de gain en fonction de la puissance de pompe.

La figure 3.51 présente le rapport de ces spectres, c'est-à-dire P_f , pour un taux de pompage proche du seuil laser de la barrette 3.51 (a) et proche du maximum de puissance 3.51(b) que permet le montage.

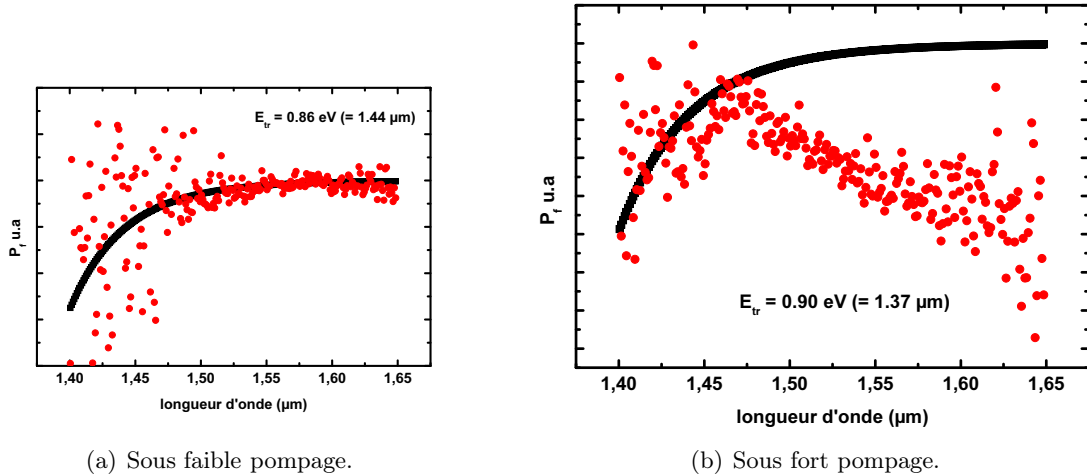


FIG. 3.51 – Évolution spectrale de la fonction P_f mesurée (rond), et calculée (carré (quasi-continu)) suivant l'équation 2.7. E_{tr} seuil de transparence choisi pour le calcul.

L'évolution du gain en fonction de la puissance de pompe est similaire à celle présentée dans le paragraphe précédent, le maximum de l'amplification se décale de la transition fondamentale vers l'excitée (de 1,57 à 1,47 μm). Au niveau du spectre d'émission spontanée, en revanche, le maximum d'émission ne se décale que très légèrement ($\sim 10 \text{ nm}$). Ces résultats sont comparables aux travaux de Summers [5] introduit au chapitre 2 paragraphe 2.3.4 pour des BQ à 70 K (figure 2.13).

La faible évolution de notre spectre d'émission spontanée est une signature du caractère indépendant de nos BQ [88]. Ensuite, il apparaît clairement à forte injection que la fonction P_f mesurée a un comportement différent de P_f calculée ce qui signifie que nos porteurs ne suivent pas un remplissage "classique" suivant la statistique de Fermi-Dirac. Ce résultat, ajouté à l'évolution des spectres laser à forte injection est une nouvelle donnée nous permettant d'attribuer un caractère relativement isolé de nos BQ sous forte injection. A faible injection en revanche la grande dispersion de nos points aux basses longueurs d'onde ne nous permet pas de trancher, la courbe P_f tracée sert de comparaison mais ce résultat trop bruité n'est pas exploitable en l'état.

Ce paramètre d'indépendance est comme nous l'avons dit à plusieurs reprises, relatif au rapport de l'élargissement homogène du gain sur l'élargissement inhomogène. Plus le rapport est faible, plus le milieu se comportera comme un milieu à gain inhomogène qui permettrait alors toutes les applications de traitement du signal à base de SOA, pour plusieurs longueurs d'onde simultanément sans diaphonie inter-canal.

Cette mesure a été reproduite avec succès sur d'autres échantillons du lot 2599 (9 plans). En revanche, nous n'avons pas eu le temps de tester le lot 2041 (6 plans) sur ce principe.

Une technique expérimentale basée sur le même principe que la mesure de gain nous a permis ensuite de mesurer les pertes venant ainsi compléter et corroborer l'ensemble de ces premières mesures.

3.8 Mesure des pertes

3.8.1 Quelques rappels théoriques

Les pertes lors de la propagation dans un matériau donné sont définies dans l'équation 3.5 qui peut s'écrire aussi en introduisant la dépendance spectrale :

$$I_{out}(\lambda, L) = I_{in}(\lambda) \times \exp(-\alpha(\lambda)L) \quad (3.21)$$

Le coefficient α regroupe deux types de pertes distinctes, les pertes par absorption résonnante ou plus simplement l'absorption et les pertes par absorption non résonnante. Ces pertes sont dites intrinsèques, inhérentes aux défauts ou aux impuretés du guide et au matériau qui le compose. Pour les longueurs d'onde où il n'y a pas d'absorption résonnante dans le matériau, les pertes mesurées sont uniquement les pertes non résonnantes.

Dans nos structures, l'absorption non résonnante est une vraie perte d'énergie pour le système. En revanche, l'absorption résonnante contribue à l'inversion de population. Ce dernier phénomène est en concurrence avec l'émission spontanée et stimulée ; en régime stationnaire, un équilibre s'installe entre ces trois phénomènes. Dans une structure laser, avant le seuil, l'absorption est prépondérante. Après le seuil l'émission stimulée est prépondérante : nous avons un effet laser, le gain compense les pertes résonnantes et non résonnantes.

Le coefficient d'absorption résonnante dépend fortement de la longueur d'onde. Un photon absorbé correspond à une énergie de transition entre deux niveaux d'énergie. Si un photon remplit cette condition, l'absorption ou non d'un photon dépendra de la disponibilité d'un électron en bande de valence et de la place disponible en bande de conduction. Une bonne connaissance de l'absorption permet de bien caractériser la structure électronique d'un matériau [46, 45].

Le coefficient d'absorption non résonnante est dans une certaine mesure plus indépendant de la longueur d'onde. Celui-ci pourra être mesuré au-delà du seuil de transparence, c'est-à-dire quand l'absorption résonnante sera nulle, quand l'énergie des photons incidents sera trop faible ($h\nu < E_g$) pour permettre à un électron de passer d'un état de bande de valence à un état de bande de conduction.

3.8.2 Principe de la mesure

Pour exploiter l'équation 3.21, nous allons créer dans notre structure une source quasi ponctuelle I_0 mobile permettant de faire varier la longueur d'absorption (L). Pour créer notre source il suffit d'avoir un faisceau de pompage de petite taille par rapport à la longueur de la cavité. Pour cela, au lieu de placer l'axe du faisceau de pompe suivant celui de la cavité,

nous le plaçons à 90° (figure 3.52) grâce au mouvement rotatif sur lequel est montée la lentille cylindrique.

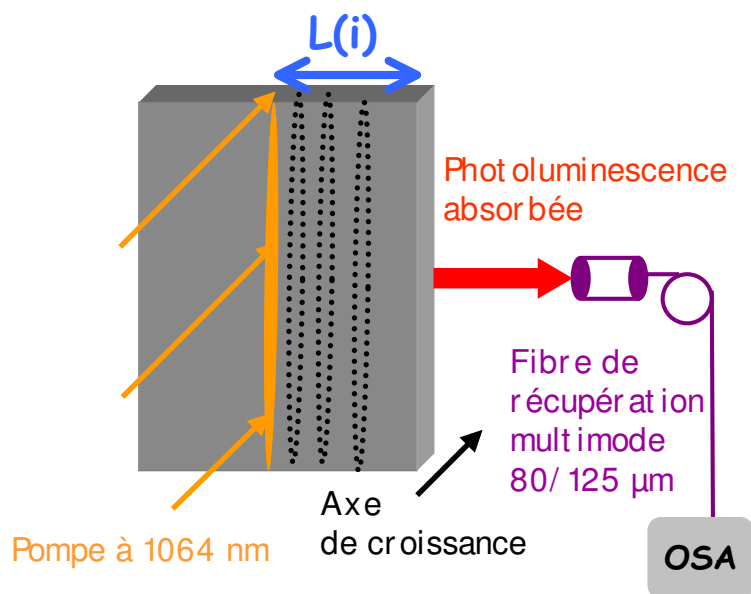


FIG. 3.52 – Schéma de principe de la mesure de pertes.

La photo 3.53 a été réalisée au cours d'une mesure de perte. Le forme rectangulaire centrale est notre échantillon, le profil circulaire en fond est notre lentille cylindrique et le trait vertical bleuté correspond à la diffusion de notre pompe dans l'échantillon.

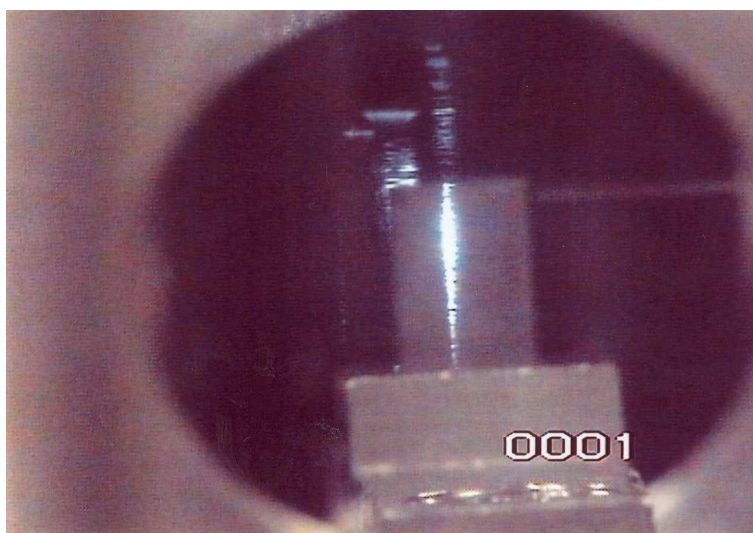


FIG. 3.53 – Vue de la caméra (visible) arrière lors d'une mesure de perte.

En pompant à différents endroits dans la cavité ($L(i)$) et en enregistrant les spectres successifs, nous pouvons tracer à λ fixée l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la distance parcourue à travers l'échantillon. Si la puissance est exprimée en échelle

logarithmique l'équation 3.21 s'écrit :

$$P_{out}(\lambda, L) = P_{in} - \alpha(\lambda)L \quad (3.22)$$

La figure 3.54 trace un ensemble de spectres pour différentes longueurs de zone d'absorption et les figures 3.55 (a) et (b) nous montrent l'évolution de la fonction $P_{out}(L)$ pour deux longueurs d'onde différentes.

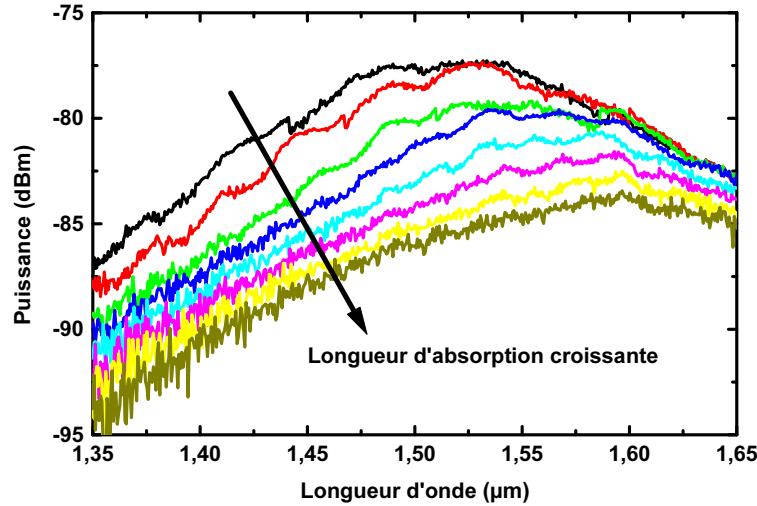


FIG. 3.54 – Évolution des spectres de luminescence d'un échantillon composé de 6 plans de BQ (ref. 2041) en fonction de la longueur d'absorption de la source quasi-ponctuelle.

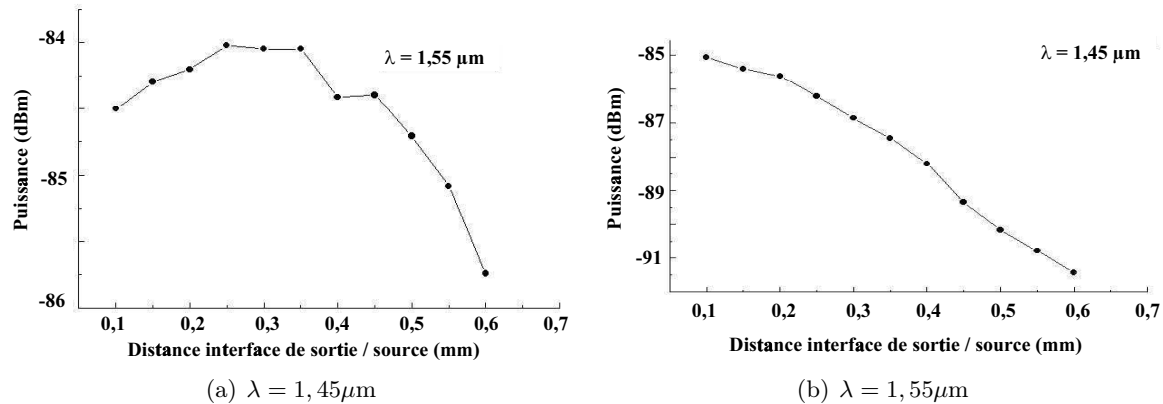


FIG. 3.55 – Évolution de la puissance récoltée en fonction de la longueur de la zone d'absorption.

Une simple régression linéaire de la fonction $P_{out}(L)$ nous permet théoriquement d'extraire α . Cette mesure ne permet pas de différencier les pertes non résonnantes des pertes par absorption. Néanmoins en considérant l'absorption aux plus grandes longueurs d'onde disponibles dans le spectre, les pertes mesurées seront principalement non résonnantes.

Toutefois, il existe quelques précautions à prendre lors de la réalisation puis lors de l'exploitation de cette mesure.

Lors de la mesure, il faudra avant tout s'attacher à ne pas créer une source quasi-ponctuelle suffisamment puissante pour saturer en partie ou totalement l'absorption de la zone comprise entre la source et l'interface. C'est pourquoi nous travaillerons à des puissances de l'ordre de 2 à 3 fois le seuil laser et nous ferons la mesure pour deux puissances différentes.

Malgré nos précautions expérimentales, la figure 3.55 (b) illustre la limitation principale de notre mesure. A cette longueur d'onde proche du maximum de photoluminescence de notre échantillon, lorsque la longueur de la zone d'absorption diminue, la fonction $P_{out}(L)$ n'est plus du tout linéaire. Ce phénomène est attribué à l'épaisseur relative (par rapport à la cavité) de notre source. En effet, si la longueur de la zone d'absorption est de l'ordre de l'épaisseur de la tache, le gain moyen entre la zone pompée et l'interface de sortie sera non nul. Le pompage suffit à créer une relative transparence. Cette observation n'est faite qu'autour du maximum de luminescence, sur la transition fondamentale de nos BQ. Dans ce cas la valeur de l'absorption est extraite à partir des points mesurés pour les plus grandes longueurs d'absorption (zone de droite de la figure 3.55).

La dernière limitation provient d'une autre hypothèse du modèle. En effet, la fonction 3.22 ne peut être appliqué que sous la condition que le terme P_{in} soit le même pour tout L. Or le schéma 3.56 illustre bien que la proportion du faisceau de pompe vue par notre fibre de récupération est d'autant plus importante que la distance pompe / interface est grande. Pour déterminer dans quelle proportion cela affecte la puissance récoltée, nous avons développé une analyse numérique du problème sous des considérations simples d'optique géométrique.

3.8.3 Modélisation du problème d'injection

Notre mesure est réalisée à l'aide d'une fibre à gradient d'indice multimode d'ouverture numérique 0,27 placée à une distance donnée et fixe de notre interface.

Après avoir déterminé le cône limite de la zone vue par la fibre en tenant compte de son ouverture numérique et des lois de réfraction / réflexion de Snell-Descartes (pour rappel, $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$), nous avons défini l'image de la fibre au travers du dioptre semi-conducteur / air. Ensuite, en considérant la zone excitée verticale comme une combinaison de sources ponctuelles lambertiennes (émission décrite en encart, $I(\theta) = I_0 \sin(\theta)$; $\theta \in [0, \pi]$), il a suffi de calculer les angles limites $(\pi - \theta)/2$ et $(\pi + \theta)/2$ du cône d'émission vu par la fibre pour chacune de ces sources.

En sommant la proportion de chaque source récoltée nous avons obtenu l'évolution de l'intensité détectée en fonction de la longueur L. Le résultat de cette simulation est présentée sur la figure 3.57. Sur 1,5 mm de déplacement le rapport d'intensité récoltée est de 1 % soit une correction maximum de 0,04 dB. Au vu des amplitudes de variation des puissances détectées de quelques dB et de la relative dispersion des points de mesure autour du modèle introduisant une erreur dans la détermination de α , nous considérerons dans la suite que la

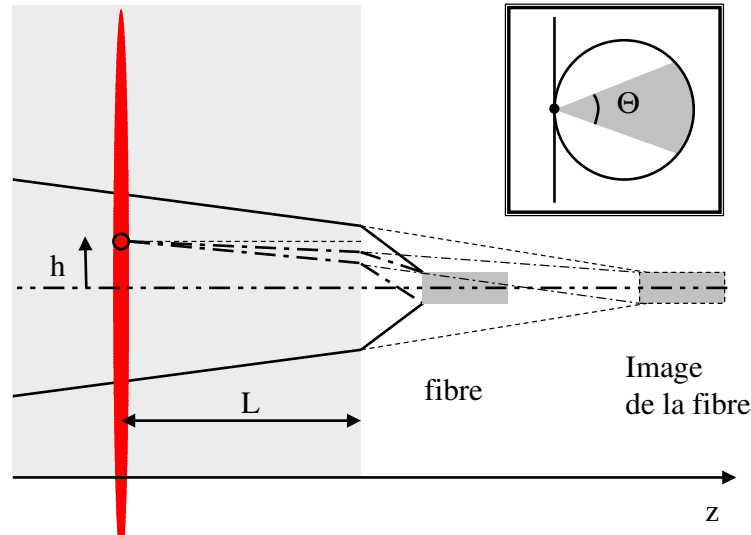


FIG. 3.56 – Schéma décrivant le problème de la proportion de lumière injectée dans la fibre en fonction de la distance (L) entre la source et l'interface.

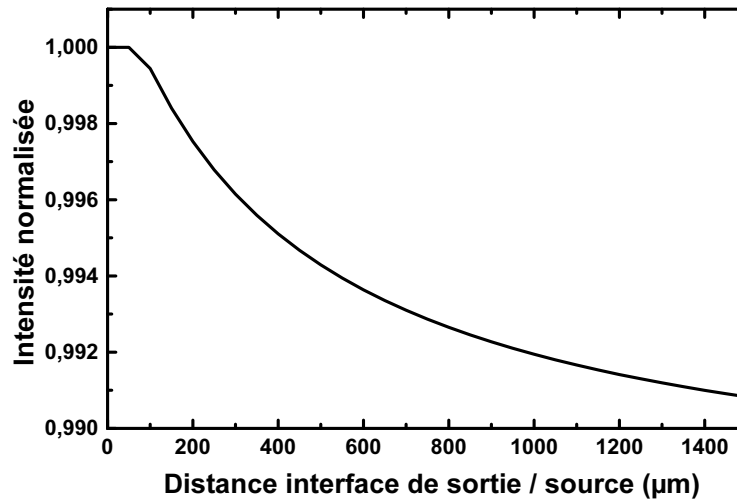


FIG. 3.57 – Résultat du calcul de la proportion d'intensité récolté en fonction de la distance source / dioptr.

correction n'est pas significative et elle sera donc ignorée.

3.8.4 Résultats

L'échantillon testé est composé de 6 plans de BQ référencé 2041. L'évolution spectrale de l'absorption est présentée figure 3.58. À cette évolution spectrale correspond un ensemble de fonctions $P(L_{abs})$. Ces fonctions ont été tracées pour 8 longueurs d'onde différentes sur la figure 3.59. Il apparaît clairement une dispersion du comportement de cette fonction suivant la longueur d'onde considérée.

L'évolution des fonctions $P_{\lambda}(L_{abs})$ peut se découper en 2 zones utiles plus une zone

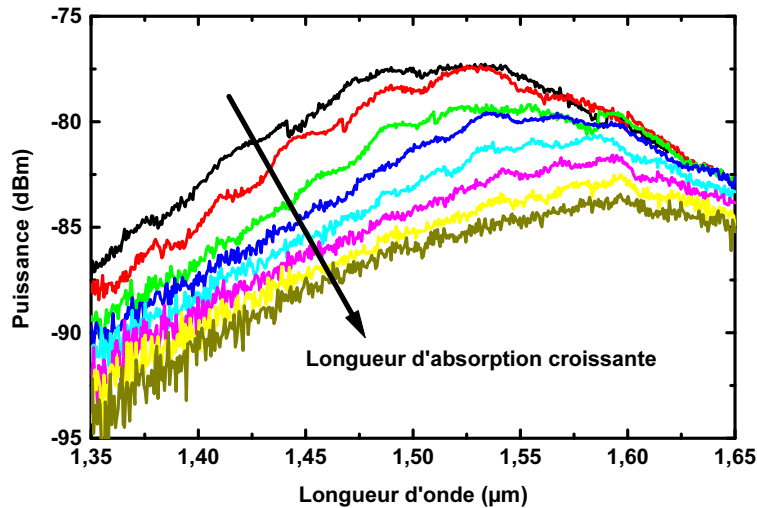


FIG. 3.58 – Spectre de luminescence, pour différentes positions du pompage sur l'échantillon.

"inutile" lors de notre mesure pour les grandes longueurs d'onde et les faibles longueurs de zone absorption. En effet, nous supposons que dans cette zone le rapport $\gamma L_p / \alpha L_{abs}$ ² est égal ou supérieur à 1, l'absorption est blanchie.

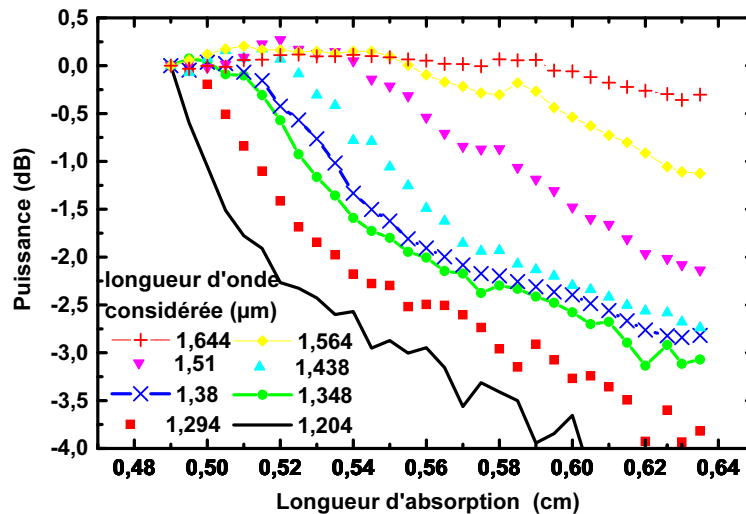


FIG. 3.59 – Evolution de la fonction $P(L_{abs})$ en fonction de la longueur d'onde considérée.

Dans les deux autres zones en revanche, les hypothèses faites pour réaliser la mesure sont davantage respectées. Toutefois le modèle prévoit l'observation d'une zone linéaire unique et non une composition de deux zones linéaires. De plus, la répartition de ces zones linéaires dans les différentes fonctions $P_\lambda(L_{abs})$ présentées évolue suivant la longueur d'onde considérée. Pour $\lambda < 1,52 \mu\text{m}$, la première zone linéaire est plus raide que la seconde. En revanche, en passant autour de $1,5 \mu\text{m}$ la rupture de pente tend à disparaître puis en

² γL_p donne le produit du coefficient d'amplification par la longueur de la zone pompée, αL_{abs} produit de l'absorption par la longueur de la zone absorbante

continuant vers les plus grandes longueurs d'onde, la tendance s'inverse. La première pente est inférieure à la seconde.

Ces observations peuvent s'expliquer pour les longueurs d'onde inférieures à $1,52 \mu\text{m}$ par la polarisation de notre source en fonction de la longueur d'onde et par la différence d'absorption du milieu en fonction de la polarisation et de la longueur d'onde. L'équation 3.21 peut se réécrire selon :

$$I_{out}(\lambda, L) = I_{0,TE}(\lambda)[\exp(-\alpha_{TE}(\lambda)L) + I_{0,TM}(\lambda) \exp(-\alpha_{TM}(\lambda)L)] \quad (3.23)$$

où les différents termes ont la même signification que dans 3.21 et l'indice TE ou TM indique en plus la différenciation sur la polarisation. Si ce modèle permet de décrire l'évolution des fonctions $P_\lambda(L_{abs})$ en dessous de $1,52 \mu\text{m}$ (courbure ouverte vers le haut de la courbe), au-dessus de $1,52 \mu\text{m}$ la courbure des tracés est tournée vers le bas et ce profil ne correspond plus à une somme de deux exponentielles décroissantes tel que nous l'avons décrit. Nous n'avons pas d'hypothèses nous permettant d'exploiter correctement ces courbes.

En dépit de ces remarques, nous avons réalisé une régression linéaire par zone pour chaque fonction $P_\lambda(L_{abs})$ ce qui nous a permis d'obtenir les points présentés sur la figure 3.60. L'erreur de calcul de chaque point se situe pour la plupart des points entre 10 et 15 %. La principale source d'erreur de détermination se situe dans le choix des points à considérer pour les interpolations, en particulier le point initial et le point de rupture de pente. Pour la mesure présentée cette détermination a été réalisée au cas par cas.

Pour les longueurs d'ondes inférieures à $1,52 \mu\text{m}$, la courbe décrite par les carrés représente a priori l'absorption suivant l'axe TE et les ronds, l'absorption suivant l'axe TM. Autour de $1,52 \mu\text{m}$, les coefficients d'absorption calculés sont égaux. Dans ce cas les courbes correspondent au modèle initial de l'équation 3.21 ce qui nous permet de penser que l'absorption calculée caractérise bien notre milieu. À cette longueur d'onde, qui correspond à la transition fondamentale de nos BQ, nous avons mesuré une amplification de l'ordre de 18 cm^{-1} . En y ajoutant une valeur de pertes internes de l'ordre de 10 cm^{-1} et à l'erreur de détermination près, nous obtenons la valeur d'absorption présentée sur la figure 3.60 autour de 30 cm^{-1} . Autour de la transition fondamentale nos mesures de perte et d'amplification sont donc cohérentes.

Au-delà de $1,52 \mu\text{m}$, les coefficients d'absorption mesurée diminuent régulièrement pour atteindre un plancher autour de 5 et 10 cm^{-1} . Nos modèles ne nous permettent pas de déterminer la signification exacte de ces deux mesures. Malgré tout, nous pouvons estimer nos pertes internes à une valeur de cet ordre (10 cm^{-1} , aux erreurs près) ce qui correspond aux valeurs des pertes internes classiques pour des structures à base d'InP.

La mesure présentée a été effectuée sur un échantillon composé de 6 plans de BQ référence 2041. Si le principe de mesure est simple, l'analyse des résultats est plus complexe en raison, a priori, du caractère polarisant de notre milieu. Le modèle utilisé ne nous permet donc pas d'expliquer l'ensemble des observations. Néanmoins, la mesure d'une absorption de 30 cm^{-1} autour de la transition fondamentale de nos BQ présente une bonne cohérence avec la mesure

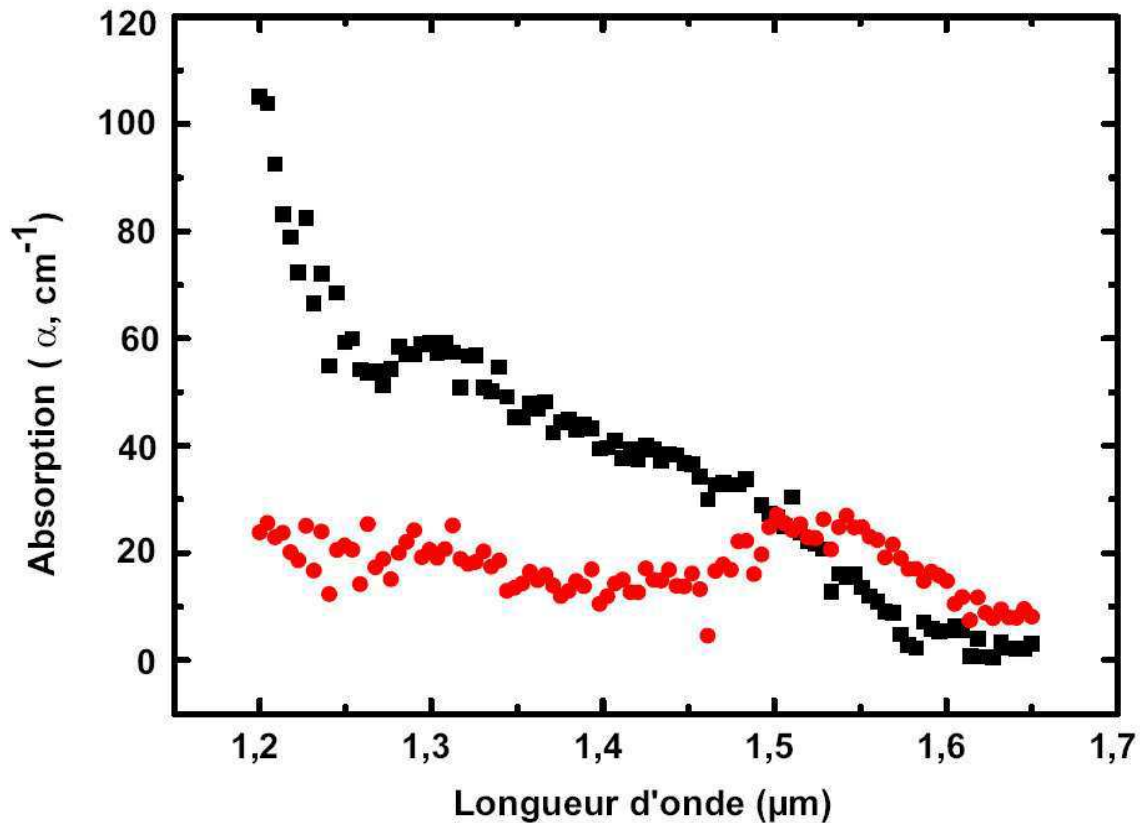


FIG. 3.60 – Évolution des coefficients d'absorption calculés en fonction de la longueur d'onde pour des îlots d'orientation [311]B référence 2041 (échantillon de $2310 \mu\text{m}$). Carré : coefficient TE, Rond : coefficient TM.

d'amplification sur la même structure. L'estimation des pertes internes de la structure est plus difficile car la plage spectrale intéressante pour cette mesure est mal interprétée par notre modèle. Néanmoins, les résultats permettent de situer ces pertes au pire égale à 10 cm^{-1} ce qui constitue quasiment la limite des structures à base d'InP.

Enfin la forme de l'absorption en noir (ou carré) n'est pas sans rappeler qualitativement les mesures d'absorption de l'INSA présentée paragraphe 3.5.5.

Suite à cet ensemble cohérent de mesures nous avons mené deux études complémentaires à partir des moyens techniques à notre disposition. La première, présentée dans la suite immédiate, est l'étude de l'intensité intra-cavité grâce à une caméra infra-rouge, la seconde qui constitue la fin de ce chapitre concerne l'étude de la polarisation du spectre d'émission.

3.9 Observations à la caméra

L'acquisition récente d'une caméra CCD NIR ($1\text{-}1,7 \mu\text{m}$) et de son lien numérique permettant de récupérer et d'étudier les images, nous a permis de mener une courte étude sur le profil d'intensité dans nos échantillons.

Le laser de pompe étant compris dans la bande spectrale de la caméra, nous avons placé devant la caméra un filtre à 1064 nm constitué de la juxtaposition d'un miroir haute réflectivité (99,5 %) à cette longueur d'onde et d'un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est de $1,3 \mu\text{m}$ et de transmission garantie à moins de 0,1 % sur la plage 1-1,25 μm . Notre taux d'isolation est donc supérieur à 53 dB. Ce filtre a été testé en visualisant directement le faisceau de pompe à l'aide de la première caméra sensible du visible à l'infrarouge proche, en l'absence d'échantillon pour vérifier l'absence de signal.

Pour vérifier la cohérence de nos observations par rapport à l'étude du profil du faisceau de pompe, nous avons ensuite visualisé à très faible taux de pompage, le profil d'émission spontanée généré (figure 3.61). En sommant par colonne notre image pour déterminer le profil longitudinal de notre émission, nous avons bien retrouvé le profil longitudinal du faisceau de pompe déterminé au paragraphe 3.3.2.2.

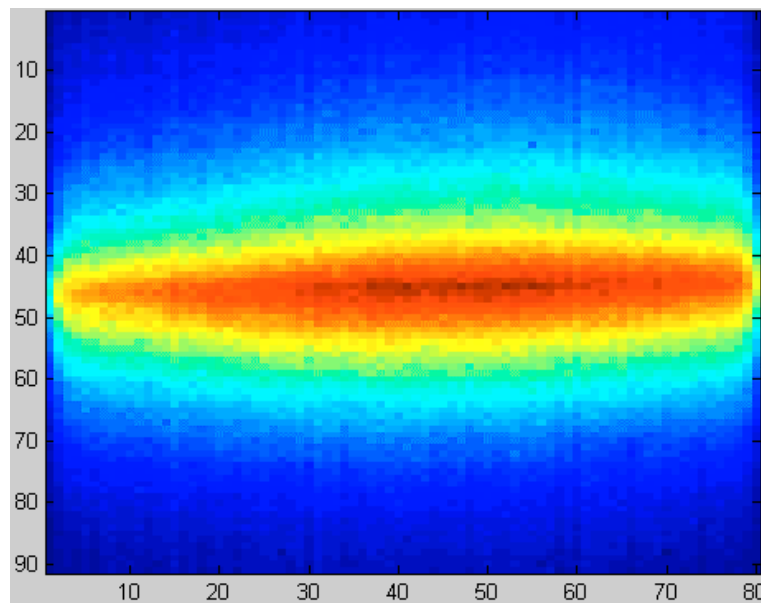


FIG. 3.61 – Visualisation du profil d'intensité de l'émission spontanée. Suivant l'axe des abscisses, l'axe optique de la cavité. L'unité commune aux deux axes est le pixel.

Une fois notre système de visualisation éprouvée, nous avons visionné une cavité laser composée de 9 plans de BQ sur $2660 \mu\text{m}$ de long. En récoltant simultanément les spectres et les profils d'intensité associés.

3.9.1 Émission laser classique

La première mesure simultanée des spectres lasers et de l'image associée du profil d'intensité de la cavité nous a donné les résultats présentés sur les figures 3.62 et 3.63. Les spectres obtenus et le profil d'intensité en fonctionnement laser ont des allures classiques pour une cavité Fabry-Pérot dont les deux miroirs sont équivalents. Néanmoins, une certaine dissymétrie est visible dans ce profil d'intensité. Celui-ci s'explique simplement par la

forme de notre faisceau de pompe dont le centre (zone la plus intense) dans ce cas précis est légèrement décalé par rapport au centre de la cavité.

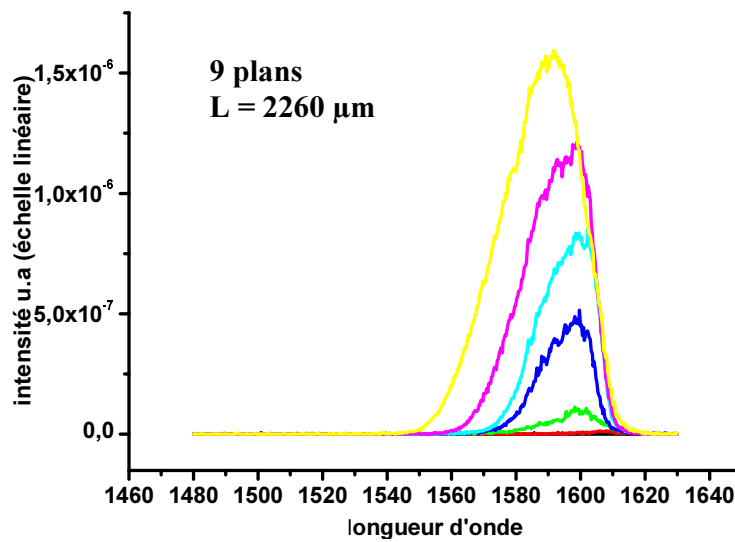


FIG. 3.62 – Évolution du spectre laser dans la cavité en fonctionnement normal.

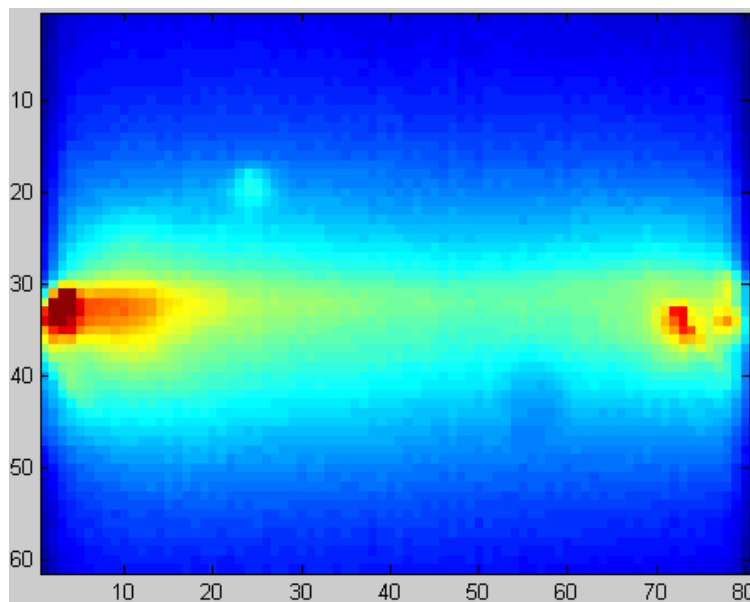


FIG. 3.63 – Visualisation du profil d'intensité de l'émission laser en fonctionnement normal.

En intégrant sur la longueur de la cavité le profil d'intensité, nous obtenons le profil longitudinal présenté sur la figure 3.64 ("régime laser").

L'évolution du profil d'intensité intra-cavité en fonction du régime de fonctionnement de l'émission spontanée au régime laser y est présentée.

Le profil en régime laser est plus intense aux interfaces et présente un creux au centre de la cavité. Les travaux de Thedrez et al. [89] permettent de calculer le profil d'intensité

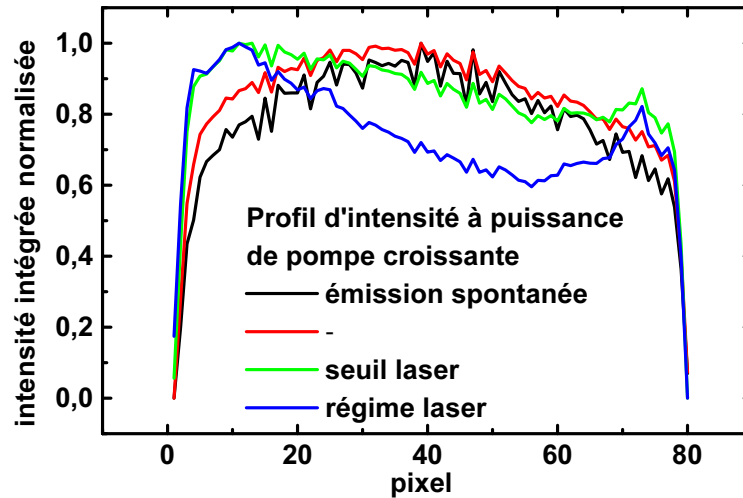


FIG. 3.64 – Visualisation du profil d'intensité en fonction du taux de pompage. Passage d'un régime d'émission spontanée au régime laser.

théorique à l'intérieur d'une cavité Fabry-Pérot à semi-conducteurs. Ces calculs ont été repris et présentés en annexe D.

Dans notre cavité, le profil d'intensité de l'émission spontanée (figure 3.64) indique clairement que le pompage n'est pas homogène. L'hypothèse d'un pompage uniforme étant faite dans le calcul, nous avons pondéré notre profil en régime laser par le profil d'émission spontanée. La figure 3.65 présente la comparaison du profil pondéré et du résultat d'un calcul pour une cavité légèrement dissymétrique ($R_1 = 0,297$ et $R_2 = 0,3$). La comparaison étant purement qualitative, elle s'effectue dans un plan normalisé. La courbe calculée n'est pas issue d'un calcul d'optimisation des paramètres pour que celle-ci corresponde au mieux aux points expérimentaux, nous avons cherché les paramètres permettant d'obtenir un profil semblable. Le modèle suit bien les points expérimentaux hormis pour les grandes valeurs de z où le désaccord est un peu plus important. Cette différence est attribuée à la saturation du détecteur de la caméra dans cette zone.

Un balayage rapide en hauteur de notre échantillon nous a révélé des points de fonctionnement présentant des anomalies. Le paragraphe suivant présente l'étude de l'une d'elle.

3.9.2 Émission laser avec défaut

Une mesure identique en un autre point de l'échantillon a permis d'observer les spectres présentés sur la figure 3.66. Sur ces spectres nous observons une "oscillation" inhabituelle. L'intervalle spectral libre ($\Delta\nu = \frac{c}{2nd}$) correspondant à cette oscillation donne une cavité d'environ $70 \mu\text{m}$ pour un indice optique $n = 3,32$ (indice du Q1.18). La seule cavité optique du montage présentant une dimension de cet ordre est l'épaisseur de l'échantillon.

En parallèle de la mesure laser standard nous avons donc placé la caméra IR nous permettant de visualiser le profil d'intensité intra-cavité. Le profil obtenu pour le spectre

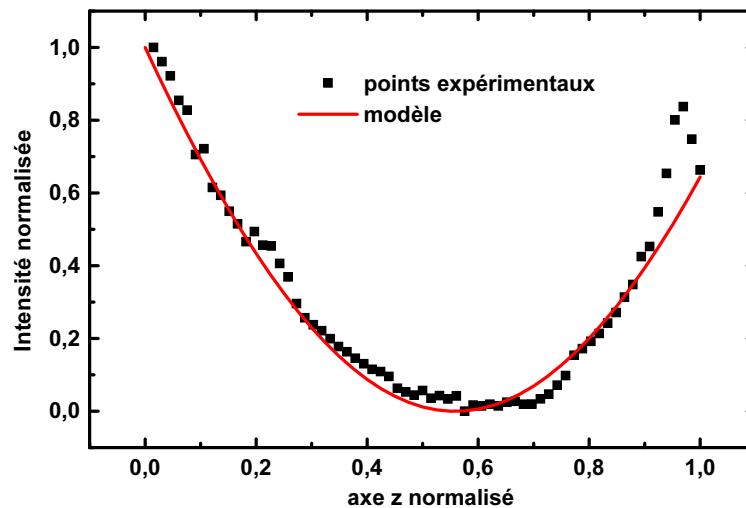


FIG. 3.65 – Profil longitudinal normalisé de l'intensité dans la cavité en fonctionnement laser.

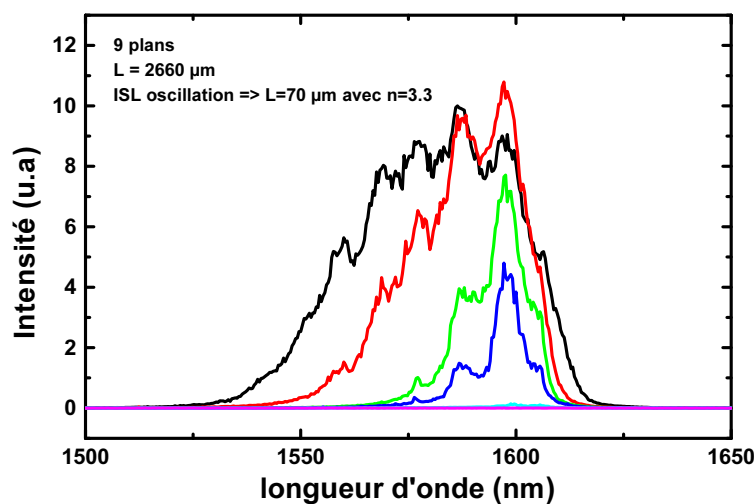


FIG. 3.66 – Évolution du spectre laser en présence d'un centre diffusant dans la cavité.

le plus intense est celui présenté sur la figure 3.67. Contrairement au profil obtenu dans la cavité laser "non perturbée" présenté précédemment, il apparaît un centre de diffusion important.

Grâce à la visualisation du profil d'intensité nous avons donc pu expliquer la présence de cette anomalie sur notre spectre. Nous avons ensuite balayé toute la hauteur de l'échantillon avec la caméra pour découvrir plus de 10 centres diffusants répartis aléatoirement sur toute la surface de notre échantillon ($\sim 2,66 \times 10$ mm). Pour chaque zone présentant un centre diffusant, une perturbation n'était pas systématiquement présente sur le spectre laser.

L'intégration des profils d'intensité nous permet d'obtenir l'évolution de l'intensité intégrée présentée sur la figure 3.68 en fonction de la puissance de pompe. Les profils présentant un maximum autour du 50^{ème} pixel sont ceux qui correspondent à l'émission spontanée

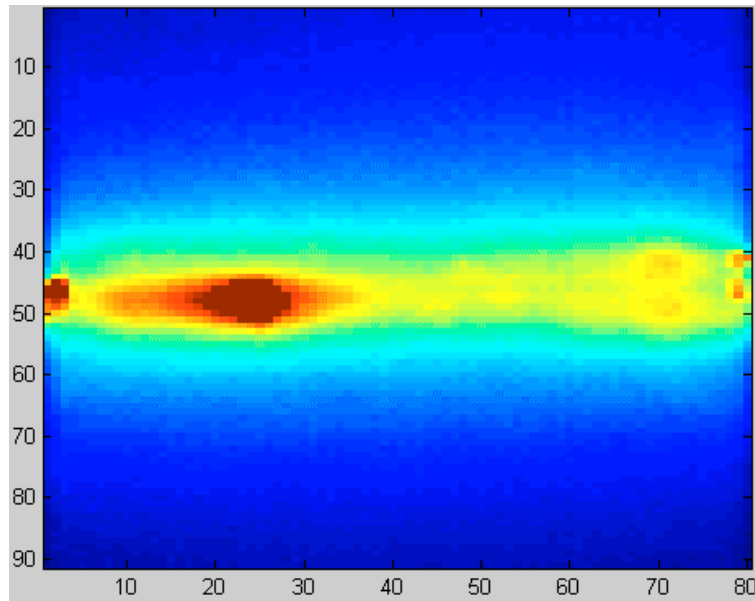


FIG. 3.67 – Visualisation du profil d'intensité de l'émission laser en présence d'un centre diffusant.

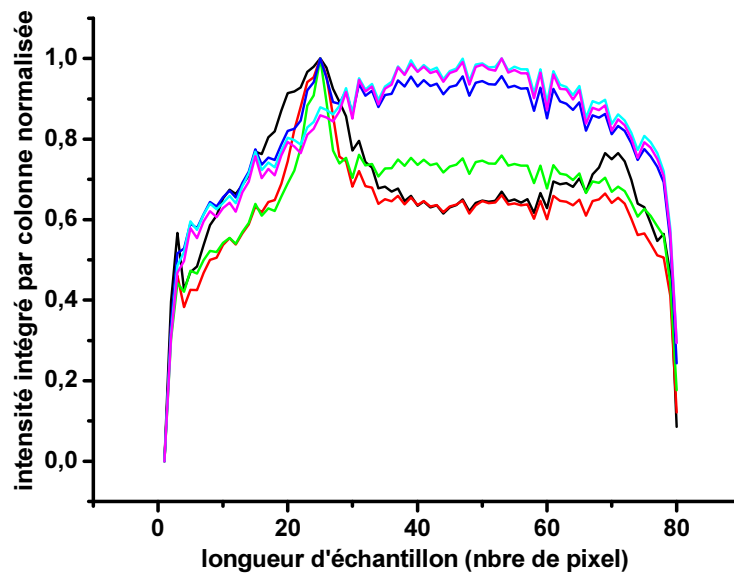


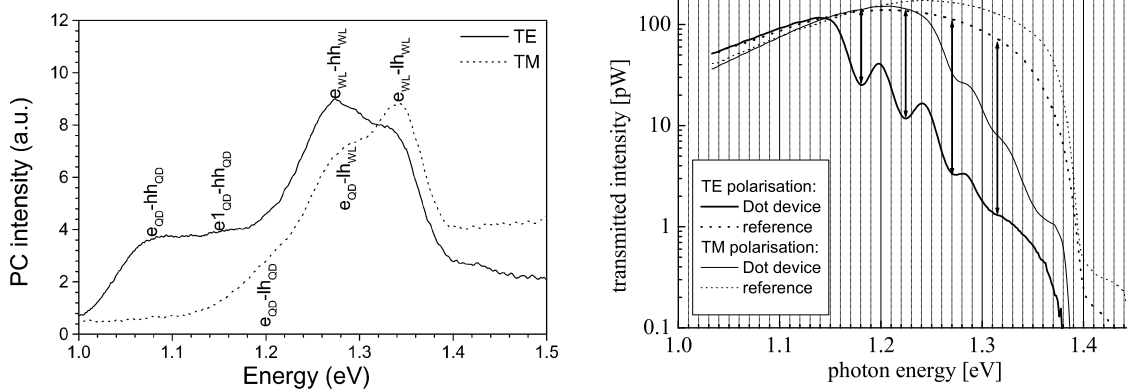
FIG. 3.68 – Profil longitudinal de l'intensité dans la cavité en fonctionnement laser en présence d'un centre diffusant.

obtenue à faible pompage, ceux présentant un pic net autour du pixel 25 sont les profils obtenus dès l'apparition de l'effet laser.

3.10 Caractérisation de la polarisation des spectres émis

Nous trouvons dans la littérature [1, 10, 79] différents travaux indiquant qu'un milieu à BQ est fortement polarisé TE, i.e parallèle au plan de croissance de la structure ³. Comme nous l'avons expliqué dans les chapitres 1 et 2, pour l'application SOA le caractère polarisant ou non est fondamental. Pour l'application laser en revanche, la polarisation de l'onde émise n'a pas d'influence particulière.

Les travaux présentés dans les références [10, 79] vont plus loin et démontrent que pour leurs BQ, l'émission des transitions fondamentale et excitée est polarisée principalement TE alors que sont polarisées TM les transitions suivantes : couche de mouillage / couche de mouillage, couche de mouillage / état fondamental ou couche de mouillage / état excité qui ont lieu via les trous légers et forment le continuum dont nous avons déjà parlé à plusieurs reprises. Deux figures 3.69 (a) et (b) issues de leurs travaux illustrent ce résultat. La figure (a) est le résultat d'une expérience de photo-courant contrôlée en polarisation sur un échantillon comprenant 3 plans de BQ InGaAs/GaAs. La figure (b) présente un résultat d'expérience plus parlant encore car la transmission d'un plan d'îlots InAs/GaAs est comparée à celle d'un guide de référence dépourvu de plan de BQ.



(a) Expérience de photo-courant polarisée sur 3 plans de BQ InGaAs/GaAs dans un guide ridge [10].

(b) Mesure de la transmission d'un guide monomode avec et sans (référence) plans de BQ InAs/GaAs [79].

FIG. 3.69 – Mise en évidence expérimentale du caractère polarisant d'un milieu à BQ. Discrimination des transitions électroniques en fonction de la polarisation.

Dans les deux cas, la mise en évidence du caractère TE des transitions fondamentales et excitées (premier état excité tout du moins dans le cas (b)) est flagrante. De même, on voit que les transitions couche de mouillage / autres niveaux via les trous légers sont polarisés TM alors que la transition directe de la couche de mouillage via les trous lourds est polarisée TE.

Il nous a paru important de nous intéresser à la polarisation de l'émission (et de l'absorption) de BQ pour finaliser l'étude de ce milieu. Une spectroscopie résolue en polarisation

³TM est de fait la polarisation parallèle à l'axe de croissance

nous semblait difficile à réaliser en revanche, placer un échantillon en fonctionnement laser et analyser la polarisation du signal était possible.

3.10.1 Optique de couplage à maintien de polarisation

3.10.1.1 Contexte de cette réalisation

Comme nous l'avons exposé brièvement dans le descriptif du montage nous récoltons la lumière à l'aide de fibre multimode ou monomode micro-lentillée. Celles-ci ont été développées au CCLO (Centre Commun Lannionais d'Optique) par Monique Thual pour les guides monomodes.

La fabrication de ces micro-lentilles est développée en annexe B. Ces fibres micro-lentillées ont pour objectif d'améliorer les conditions de couplage (pertes, distance de travail).

Lors du passage d'une fibre multimode 80/125 μm à une fibre monomode micro-lentillée, nous n'avons donc pas eu de changement significatif des niveaux récoltés conservant l'avantage de la fibre monomode. En effet, il existe de nombreuses fonctions fibrées permettant la manipulation et la détection (Analyseur de Spectre Optique) du signal optique au laboratoire d'optique avec des fibres monomodes. Nous ne pouvions donc pas les utiliser sous peine de perdre environ 20 dB (\sim rapport des sections, $8^2/80^2 = 1/100$) de signal à la connexion fibre 80/125 μm monomode. Rappelons que si la puissance moyenne de l'émission laser pouvait atteindre des pics à -40 dBm (0,1 μW , plus souvent autour de -60 dBm, 1 nW), la détection des spectres d'émission spontanée se situait plutôt autour de -80 dBm (10 pW). La perte de 20 dB de signal était intolérable.

Les premières fibres micro-lentillées ont été fabriquées avec de la fibre monomode classique. Néanmoins, en débutant les expériences sur guide monomode qui seront décrites dans le chapitre suivant, le caractère polarisant de nos échantillons est devenu gênant ce qui nous a conduit à mettre au point une technique de collection de l'émission capable de discriminer la polarisation émise. Pour cela, nous avons fabriqué une fibre micro-lentillée sur une fibre à maintien de polarisation. Si des essais avaient été tentés par le passé par l'équipe du CCLO (anciennement CNET), il n'en restait aucun résultat.

Nous avons donc réalisé une micro-lentille sur fibre à maintien de polarisation. La réalisation et la caractérisation de ces fibres sera décrite dans le chapitre suivant.

3.10.1.2 Fibre à maintien de polarisation : principe et caractéristique

Avant de présenter les résultats obtenue grâce à cette optique. Nous allons rappeler brièvement le fonctionnement d'une fibre dite PM, i.e Polarisation Maintaining .

Une fibre PM est une fibre présentant une forte anisotropie. Celle-ci induit la présence de deux axes propres (indice) dit ordinaire et extraordinaire. Les sections des deux fibres PM standard (bow-tie et panda) sont présentées sur la figure 3.70. La polarisation de la lumière injectée dans une telle fibre est décomposée suivant les deux axes propres et se propage en conservant cette décomposition. Si la lumière injectée est polarisée linéairement

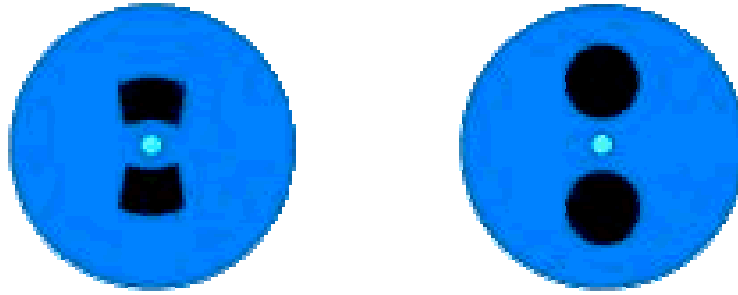


FIG. 3.70 – Section des deux types de fibres à maintien de polarisation standard. À gauche Bow-tie à droite Panda.

suivant un des deux axes propres, elle ressort linéaire. En revanche une polarisation elliptique quelconque n'est pas conservée après propagation. En effet, les deux modes propres de la fibre ne présentent pas les mêmes constantes de propagation ce qui par conséquent, modifie le déphasage relatif des deux modes et modifie l'ellipticité de la lumière de sortie.

La caractéristique importante d'une telle fibre est le caractère qui définit l'indépendance relative des deux modes propres. C'est-à-dire la puissance présente sur le mode non excité en comparaison de la puissance présente sur le mode excité. Ce taux d'isolation peut être défini comme le rapport des puissances présent sur les 2 modes.

Cette caractéristique dépend évidemment de la qualité de l'injection dans la fibre, i.e de la sélectivité de l'excitation d'un mode plutôt que l'autre. Dans notre cas l'ajout, d'une micro-lentille en extrémité de la fibre introduit une longueur de propagation dépourvue de contrôle en polarisation qui pourrait dégrader ce taux d'isolation. C'est pourquoi nous nous sommes attachés à mesurer ce taux d'isolation avant et après la micro-lentille. Nous allons donc présenter directement les résultats de la mesure du taux d'isolation de notre fibre "bow-tie" micro-lentillée dans le tableau 3.1 qui sont nécessaire à la compréhension de la suite immédiate.

fibre considérée	taux d'isolation
fibre PM sans micro lentille	25 dB \pm 0,5
fibre PM avec micro lentille	21 dB \pm 0,5

TAB. 3.1 – Comparaison du taux d'extinction de la fibre PM avec micro-lentille au taux de la même fibre sans micro-lentille.

3.10.2 Principe de la mesure des spectres résolus en polarisation

Le schéma du montage mis en place est présenté sur la figure 3.71. L'échantillon est pompé normalement (paragraphe 3.5) pour obtenir une émission laser. L'émission est ensuite récoltée à l'aide de la micro lentille PM qui effectue une projection du signal sur ses axes propres pour propager les deux modes de polarisation indépendamment. Un analyseur de polarisation fibré filtre enfin un des deux modes de polarisation récupérés pour l'envoyer sur

l'analyseur de spectre optique (OSA).

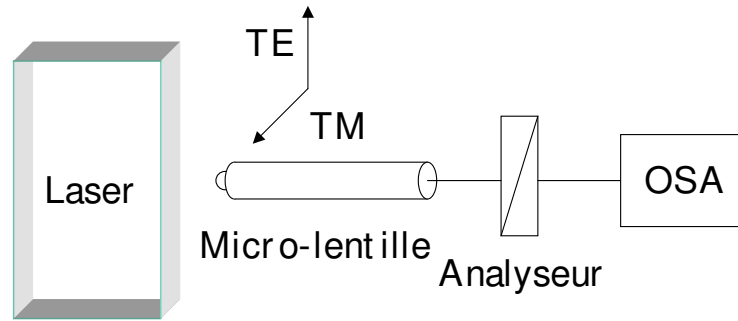


FIG. 3.71 – Schéma du montage permettant de mesurer les spectres d'émission.

Pour que la mesure fonctionne, il faut préalablement aligner au mieux les axes propres de la micro-lentille à ceux de notre échantillon.

3.10.3 Pré-réglage de la mesure

Pour cela, nous ne disposons pas de support de fibre à maintien de polarisation commercial adapté à notre montage. Il a donc été nécessaire de mettre au point un montage nous permettant de faire tourner la fibre dans son support (V-groove). Sur un principe original de Jean-Claude Simon, nous avons développé et mis en œuvre un montage nous permettant de contrôler l'orientation des axes propres de la fibre. Le développement s'est réalisé en étroite collaboration avec Julien Ribette étudiant ENSSAT (en stage de 3^{ème} année sous ma responsabilité).

Un premier scotch replié autour la fibre permet le contrôle de la rotation de la fibre. Celle-ci est ensuite placée dans la rainure (v-groove) du support de fibre et maintenue plaquée dans celui-ci par une fine bande de papier, laquelle est scotchée sur le support. La fibre ainsi plaquée sur son support est encore libre de tourner sur elle-même tout en étant malgré tout retenue par l'agencement du scotch "de rotation" entre deux zones plaquées comme le montre le schéma 3.72

La fibre ainsi maintenue, nous avons utilisé le montage présenté sur la figure 3.73 pour l'orienter suivant l'axe TE et TM de notre échantillon, eux-mêmes correspondant à l'axe vertical et horizontal défini par le plan du marbre. Pour cela nous avons utilisé comme référence un analyseur gradué en espace libre d'axes propres déterminés préalablement par rapport à l'ergot d'une fibre PM. En effet, l'ergot d'une fibre PM est orienté suivant l'un des axes propres de la fibre.

Malgré les réglages successifs, réglages souvent délicats quand il s'agit de polarisation, nous verrons que le résultat final est satisfaisant.

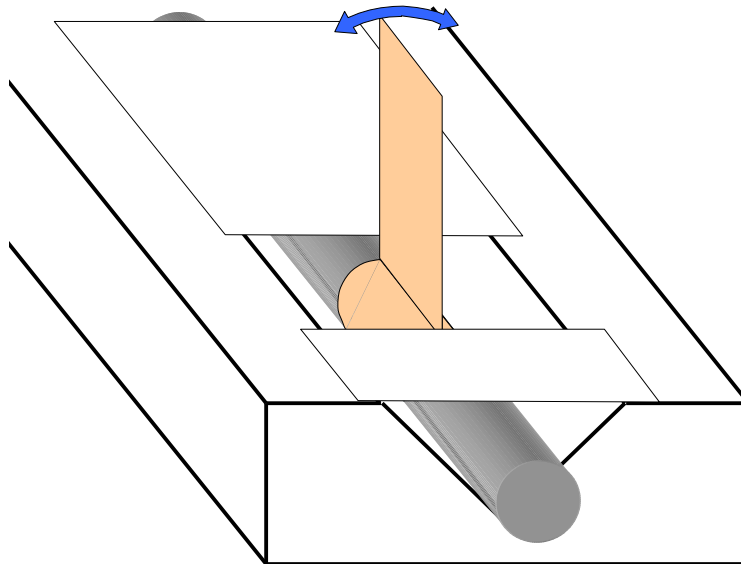


FIG. 3.72 – Schéma du montage permettant la rotation de la fibre PM dans notre support de fibre.

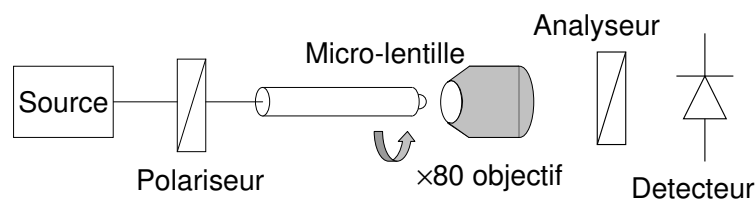


FIG. 3.73 – Schéma du montage permettant le réglage de l'orientation des axes propres de la fibre suivant l'axe TE et TM d'un analyseur d'axe propre connu.

3.10.4 Premiers résultats

En se plaçant dans les conditions de pompage optimales, nous avons obtenu les spectres TE et TM présentés sur la figure 3.74.

Avant de s'intéresser à la modulation présente sur le spectre TM et aux valeurs des puissances respectives de spectre, nous constatons bien que l'émission laser polarisée TE est plus importante que l'émission TM.

Ensuite, si le spectre TE présente une allure classique au vu des résultats préalablement exposés dans ce chapitre, le spectre TM quant à lui, présente une modulation anormale. Cette modulation est caractérisée par un $\Delta\lambda = 2,8$ nm. Le tableau 3.2 donne la correspondance pour le $\Delta\lambda$ mesuré entre la longueur de la cavité parasite en fonction de l'indice optique du milieu suivant les expressions connues :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL_{cavit}} \quad (3.24)$$

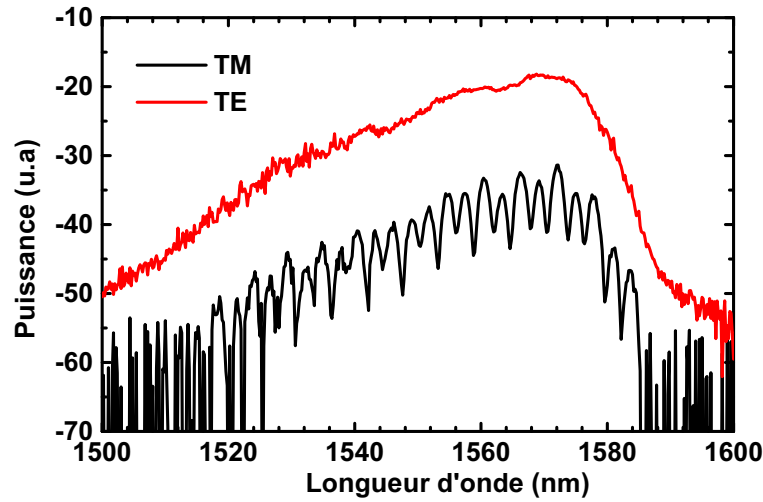


FIG. 3.74 – Spectres d'émission de la structure laser discriminés en polarisation.

et

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (3.25)$$

d'où

$$L_{cavit} = \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda} \quad (3.26)$$

indice optique	longueur de cavité (μm)
air, $n = 1$	440
silice (fibre), $n = 1,5$	293
Q1,18 (semi-conducteur), $n=3,3$	133

TAB. 3.2 – Évolution de la longueur de cavité en fonction de l'indice optique pour un $\Delta\lambda = 2,8$ nm.

Notre montage ne comporte aucune éventuelle cavité parasite de taille correspondante au $\Delta\lambda$ mesuré. Une cavité parasite n'est donc pas la source de cette modulation. De plus cette modulation apparaît progressivement lorsqu'on tourne l'analyseur pour passer de l'observation du mode TE au mode TM. L'hypothèse la plus probable est donc la suivante : la modulation observée résulte de l'interférence entre la proportion d'émission TE projetée sur le mode TM dans la micro-lentille et la proportion d'émission TE projetée sur le mode TM dans notre analyseur.

En effet, comme nous l'avons expliqué précédemment le taux d'isolation de la micro-lentille est de -19 dB. La donnée constructeur pour notre analyseur de polarisation donne un taux d'isolation de -30 dB. Ainsi pour 0 dBm récolté sur le mode TE, après l'analyseur nous avons théoriquement sur l'axe TM la puissance suivante : -19 dBm + -30 dBm.

En raison des défauts d'alignement la lumière injecté n'est pas rigoureusement TE, Nous observons donc la longueur d'onde de battement de la fibre PM.

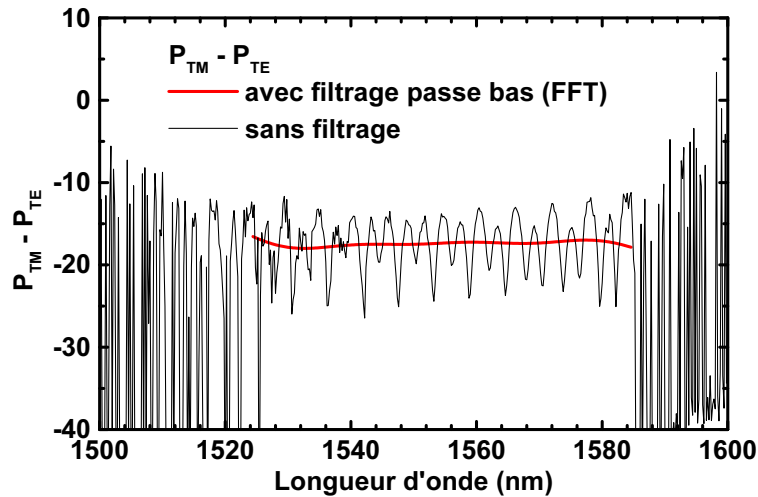


FIG. 3.75 – Signal modulé, différence des spectres TE et TM. Signal non modulé, différence filtrée.

La différence des deux spectres TE et TM est tracée sur la figure 3.75. La modulation du spectre TM y est répercutée et ne nous permet pas de retrouver immédiatement la valeur moyenne de la différence. Un filtrage passe-bas numérique (FFT) a été appliqué pour faire ressortir celle-ci. La différence moyenne obtenue est de -18 dB soit 3 dB de plus que le taux d'isolation de notre lentille. Néanmoins au vu des multiples réglages évoqués précédemment en particulier l'alignement des axes propres de la fibre avec ceux de l'échantillon, nous attribuons donc cette différence aux défauts d'alignement. La différence entre les deux signaux est donc équivalente au taux d'isolation de notre micro-lentille, la mesure est donc limitée par celui-ci. Nous pouvons néanmoins affirmer qu'en fonctionnement laser l'émission TM si elle existe, est 90 fois (19 dB) plus faible que l'émission TE.

Nous allons voir maintenant le résultat d'une expérience semblable en régime d'émission spontanée amplifiée simple sans effet de cavité. Pour cela, nous avons placé notre échantillon dans une configuration de mesure du gain avec le pompage incliné par rapport à la cavité (voir paragraphe 3.6). Le pompage appliqué a été particulièrement fort pour obtenir une émission la plus large et intense possible. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure 3.76. Nous avons effectué un lissage numérique permettant de réduire le bruit de la mesure tout en conservant la forme des spectres. Les spectres mesurés et lissés sont superposés sur la figure 3.76. Les spectres représentés en pointillés correspondent au spectre polarisé suivant TE et le spectre en trait plein au spectre TM.

Autour de $1,6 \mu\text{m}$, nous obtenons malgré un désalignement de la cavité un effet laser. Grâce au pompage intense nous observons une émission en continu de la couche de mouillage au niveau les plus bas des BQ.

En effectuant la différence de ces deux spectres nous avons obtenu l'évolution présentée figure 3.77. À titre de comparaison nous avons fait apparaître en rouge (trait horizontal) le taux d'extinction estimé de notre micro-lentille ainsi que l'incertitude de mesure sur celui-ci

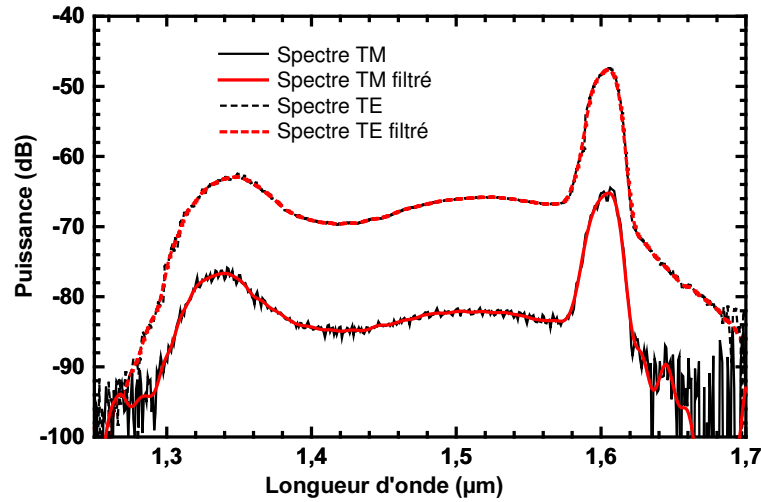


FIG. 3.76 – Spectre d'émission spontanée amplifiée polarisé TE en pointillés, TM en trait plein. En rouge, les spectres lissés.

en grisé.

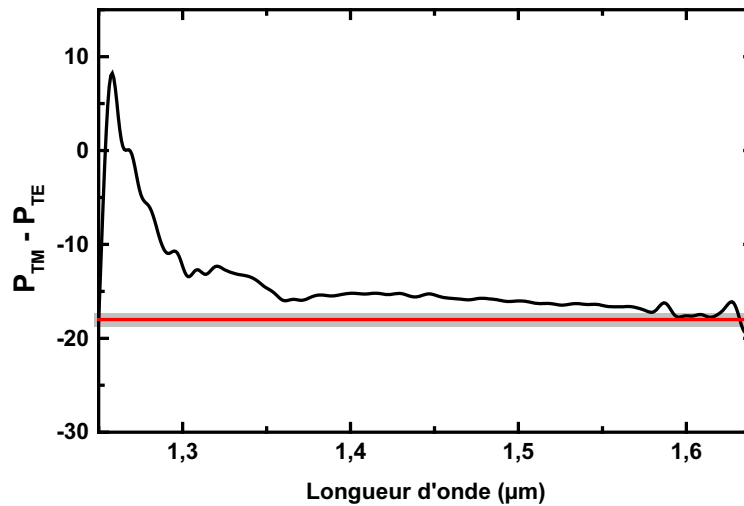


FIG. 3.77 – Différence de puissance détectée entre les spectres d'ESA récupérés suivant les axes TE et TM présentés sur la figure 3.76. En rouge (trait horizontal), le taux d'extinction estimé de la micro-lentille utilisée. En grisé, l'erreur estimée sur le taux d'extinction.

Si notre mesure est limitée par le taux d'extinction de notre micro-lentille pour les hautes longueur d'onde, à basse longueur d'onde la résolution est suffisante pour mettre en évidence une émission suivant l'axe TM. Les résultats de la littérature présentés dans le paragraphe précédent observent une émission quasi-exclusive suivant l'axe TE pour la transition fondamentale et le premier état excité puis une émission répartie entre les polarisations TE et TM avec l'apparition des transitions interbandes ⁴ via les trous légers de la couche de

⁴état fondamental / couche de mouillage, état excité / couche de mouillage.

mouillage. Notre résultat présente une évolution similaire.

L'émission de la couche de mouillage de ces échantillons débute normalement autour de $1,32 \mu\text{m}$, transition qui correspond a priori aux recombinaisons via les trous lourds. Nous observons ici une émission dès $1,25 \mu\text{m}$ et celle-ci est majoritairement polarisée TM. Cette émission correspondrait donc bien aux recombinaisons de la couche de mouillage via les trous légers. Ensuite, l'émission du spectre TM décroît régulièrement pour passer sous le seuil de détection autour de $1,5 \mu\text{m}$ qui correspond aux plus basses transitions de l'état excité. Ce résultat indique que les BQ InAs/InP(311)B épitaxiées par le LENS présentent une émission polarisée du même type que celles obtenues sur des systèmes InAs/GaAs ⁵ et InGaAs/GaAs ⁶.

3.11 Bilan sur le pompage optique de guide plan

Lors de ce travail, nous avons caractérisé les premières oscillations laser de structures à boîtes quantiques actives à $1,55 \mu\text{m}$ sur les transitions excitée puis fondamentale. L'obtention de ces guides fabriqués au LENS de l'INSA constitue une performance au niveau international.

Faute de structures à pompage électrique et/ou à guide monomode, nous avons mis en place différentes techniques expérimentales permettant la mesure du gain, des pertes et l'étude de mode de remplissage des BQ de notre milieu actif. Les résultats obtenus constituent les premières données sur ces BQ dans la mesure ou le pompage électrique n'a fonctionné que tardivement. Ils ont permis d'orienter les pistes d'amélioration des structures.

Une amplification proche de 20 cm^{-1} et de 30 cm^{-1} pour des guides comprenant respectivement 6 et 9 plans de BQ a été mesurée pour une largeur spectrale supérieure à 120 nm . Ces résultats sont très encourageants au vu des réalisations d'Akiyama et al. [78]. Malgré un problème d'interprétation des résultats expérimentaux, la mesure de perte d'environ 30 cm^{-1} obtenue à $1,52 \mu\text{m}$ pour un guide comprenant 6 plans de BQ présente une bonne cohérence⁷ avec la mesure d'amplification sachant que les pertes internes d'un guide sur InP sont de l'ordre de 10 cm^{-1} . La cohérence de l'ensemble de nos résultats entre eux et avec la littérature, nous permet d'avoir une certaine confiance en la vraisemblance de nos mesures et ce malgré les difficultés expérimentales et théoriques engendrées par le pompage optique de structure multimode.

L'étude du facteur d'inversion a ensuite permis de mettre en évidence par pompage optique un remplissage des porteurs non classique de notre structure à BQ. Ce remplissage qui ne suit pas la statistique de Fermi-Dirac, indique que notre milieu présente un caracté-

⁵obtenues par MBE

⁶obtenues par MOCVD

⁷sous l'hypothèse que "perte totale - perte interne \sim amplification nette", i.e $30-10=20$.

rière inhomogène important. Ce résultat est en bon accord avec la forme des spectres lasers mesurés, interprétée sur le modèle de remplissage uniforme de Sugawara décrit au chapitre 2. L'adaptation de ce modèle théorique à nos structures est en cours et permettra une comparaison directe entre la théorie et l'expérience. Néanmoins des mesures complémentaires par pompage électrique sur guide monomode sont à effectuer pour confirmer et préciser ce résultat.

À défaut de pouvoir déterminer la largeur homogène de nos ensembles de BQ, nous pouvons donc au moins affirmer qu'elles présentent un comportement relativement découplé, i.e un piégeage efficace des porteurs et/ou des temps d'échappement longs en regard des temps de vie des porteurs dans les BQ. Nous sommes donc en présence d'un milieu au caractère inhomogène. Cette observation du comportement découplé est une indication forte, favorable à la réalisation de SOA multi-canaux pour le traitement du signal.

En parallèle, les progrès d'épitaxie du LENS ont permis :

- un pompage électrique pulsé à température ambiante sur ruban large,
- une réduction de la dispersion en taille des BQ,
- l'obtention de seuil laser record sur ruban large en impulsionnel à température ambiante.

Ces avancées sont quant à elles favorables à la réalisation de structures proches d'un composant monomode à pompage électrique continu. Si dans un premier temps elles sont plus favorables aux avancées vers un laser à BQ performant, elles profiteront inévitablement à la réalisation de SOA.

Nous avons enfin effectué deux études complémentaires qui ont permis de mettre à jour :

- le caractère polarisant important de notre milieu actif qui pourrait être préjudiciable pour une application SOA. La mesure a permis néanmoins de démontrer que la polarisation du système de BQ InAs/InP(311)B est comparable aux systèmes sur GaAs.
- la présence d'un nombre non négligeable de défauts sur les échantillons observés. Ceux-ci pourraient être préjudiciables pour le passage au guide monomode.

L'ensemble des investigations concernant la caractérisation du milieu amplificateur (gain, perte, remplissage) serait à réaliser en pompage électrique sur ruban large au moins dans un premier temps. Les techniques expérimentales sont semblables à la condition d'un léger travail amont sur le masque des électrodes. Ces résultats seraient plus précis car les rapports cycliques disponibles en pompage électrique sont plus faibles, et donc les signaux détectés plus importants. De plus, la connaissance des courants d'injection serait absolue. Une étude de ces caractéristiques en fonction de la température pourrait enfin compléter cette étude.

Le même type d'étude sur des guide monomodes en régime de pompage continu permettrait enfin de réduire considérablement les incertitudes liées au caractère multimode transverse de nos guides ainsi que les limites des modèles utilisés. Ces travaux seront les

plus représentatifs des caractéristiques à attendre de ce milieu dans le cas d'une structure réelle pour les application aux télécommunications optiques.

Chapitre 4

Structures à guide monomode.

4.1 Introduction

Comme le montre le chapitre précédent, les études sur guides plans ont permis l'obtention d'un certain nombre de résultats avec un montage relativement simple. Tout d'abord, les premières oscillations lasers sur l'état excité puis sur l'état fondamental, ont démontré le potentiel des structures fabriquées à l'INSA pour la réalisation de lasers à boîtes quantiques InAs sur InP(311)B. Ensuite, les mesures spectrales du gain ont situé le potentiel de ces structures dans l'état de l'art actuel pour la réalisation de SOA.

Néanmoins, une structure à guide plan pompée optiquement ne représente pas une fin en soit en terme de composant. Un composant abouti, quelqu'en soit la fonction (laser, SOA,...), possède au moins les propriétés suivantes : un guide optique monomode transverse et une paire (au moins) d'électrodes permettant un pompage électrique continu.

En février 2005, le pompage électrique continu n'est pas fonctionnel pour le moment. Toutefois, la gravure des guides monomodes réalisée par le LPN est opérationnel. Comme nous le verrons par la suite, les guides gravés ne sont pas forcément optimisés en regard du facteur de confinement et de la forme du mode, mais ils sont monomodes transverses autour de $1,5 \mu\text{m}$, point essentiel dans un premier temps. Dans le cas de la caractérisation d'un fonctionnement en régime laser, d'une mesure du gain ou de perte, le fonctionnement en régime monomode transverse permet, a priori, de réaliser des mesures beaucoup plus fiables. Rappelons par exemple que dans le cadre de la mesure du gain, l'hypothèse théorique du modèle retenue dans le chapitre précédent est valable pour un mode unique. De la même manière, la caractérisation de l'effet laser est plus difficile en raison du profil d'intensité imparfait de la pompe optique et du fonctionnement multimode transverse qui en découle.

Pour le développement de futurs composants à base de BQ, cette amélioration technologique des structures est donc primordiale pour progresser dans la compréhension de la physique des BQ et dans l'étude des propriétés électro-optiques.

A l'heure actuelle, aucune structure monomode à pompage électrique impulsionnel ou continu ne fonctionne correctement (à des puissances de pompe raisonnables). Malgré tout,

pour nous permettre d'avancer sans attendre la mise au point de la technologie, il nous a semblé intéressant de travailler sur des guides monomodes en pompage optique. C'est pourquoi une partie de la plaque d'épitaxie référencée 2599 (9 plans DC InP) a été préalablement gravée au LPN.

Ces échantillons ont été reçus courant août 2004. La création de gain dans la structure permettait d'envisager différentes études. La principale consistait en la mise en place d'une mesure dite de "pompe-sonde". Celle-ci permettait dans le principe d'effectuer une mesure de la largeur homogène de notre structure ainsi que des études plus standards sur les SOA comme la compression de gain, la modulation de gain croisé, la dynamique de gain, ... Sans création de gain, plusieurs mesures, dont une estimation de la largeur homogène, restaient théoriquement possibles par saturation de l'absorption.

Après une présentation de nos objectifs sur l'excitation de la structure et une explication sur la cause de notre travail en absorption, nous présenterons les résultats d'une étude préliminaire (étude complète en annexe) sur le profil du guide ridge optimum en terme de facteur de confinement. Par la suite, nous ferons une présentation du montage mécanique conçu pour la caractérisation des guides monomodes reçus. Nous détaillerons ensuite les difficultés soulevées par le couplage optique et les solutions proposées à base de micro-lentilles. Nous présenterons ensuite une mesure de l'absorption des guides non résolue et résolue en polarisation suite à laquelle nous ferons, par comparaison avec les mesures du chapitre précédent, une estimation des pertes de couplage. Nous terminerons par présenter les résultats de notre montage pompe-sonde, l'aspect dynamique et le premier résultat de mesure de la largeur homogène.

4.2 Pompage optique : longueur d'onde et mode de pompage.

Le passage de structures à guides plans à des guides monomodes nous a amené à repenser notre technique de pompage. Nous avons le choix entre continuer un pompage transverse à 1064 nm ou bien expérimenter l'injection optique de notre laser de pompe pour effectuer un pompage longitudinal de nos structures ou enfin, changer de longueur d'onde de pompe pour effectuer (préférentiellement) un pompage longitudinal.

Tout d'abord, le laser NdYag de pompe étant en espace libre, une injection dans une fibre, périlleuse à ces niveaux de puissance crête, aurait été nécessaire. De plus, la longueur d'onde de pompe de 1064 nm est absorbée par le quaternaire (Q1,18) qui constitue la couche de confinement optique. C'est cette couche épaisse de 400 nm environ qui contient les 9 plans de BQ qui, cumulés, ne mesurent pas plus de $9 \times 30 \text{ \AA}$. L'un des avantages du pompage optique par rapport au pompage électrique, est que celui-ci crée les porteurs directement au cœur de la structure. Ainsi, une excitation à 1064 nm excite inutilement une grande part de la structure ce qui implique inévitablement des problèmes thermiques dus à l'apport énergétique. C'est d'ailleurs ce problème qui nous a contraint à travailler en mode pulsé et non continu pour le pompage des guides plans. Dans le cas de l'injection dans une fibre du

signal à 1064 nm ce problème aurait été encore plus important car la longueur d'absorption en pompage longitudinal est évidemment plus importante que celle en pompage transverse.

Il nous a donc semblé intéressant de profiter de ce changement de structure pour trouver une nouvelle pompe optique qui nous aurait permis un pompage longitudinal efficace et si possible continu. Comme nous l'avons explicité dans les chapitres précédents, le Q1,18 possède une bande d'absorption qui diminue au-dessus de $1,18 \mu\text{m}$, ensuite se trouvent les niveaux de la couche de mouillage entre $1,21$ et $1,32 \mu\text{m}$ et viennent enfin la transition excitée et fondamentale qui couvrent la plage de $1,4$ à $1,6 \mu\text{m}$. Pour obtenir du gain sur les transitions de nos BQ il nous faut pomper au dessus (en terme d'énergie) sans pomper dans le Quaternaire. Il nous reste donc la couche de mouillage épaisse de 10 \AA par plan de boîtes. En bande de conduction, son continuum d'énergie se situe juste au-dessus des états des BQ, et constitue donc un réservoir de porteurs. La finesse et la répartition de cette couche dans la zone active en font une très bonne candidate comme zone absorbante. En effet, les porteurs seraient toujours créés à proximité des BQ et la très faible épaisseur de cette couche nous permet d'espérer peu d'effets thermiques et donc la possibilité d'une excitation continue.

Un laser de pompe Raman a été utilisé pour fournir de la puissance ($> 700 \text{ mW}$ pour un éventuel pompage transverse) dans la plage de longueur d'onde $1,22 - 1,28 \mu\text{m}$. Nous avons envisagé de tels niveaux de puissance en cas de pompage transverse si le pompage longitudinal avait échoué. La plage de longueur d'onde a été réduite à $1,22-1,28 \mu\text{m}$ pour faire face à la dispersion des comportements entre échantillons que nous avons déjà observée.

Malheureusement, à ces niveaux de puissance la moindre connectique défectueuse est rédhibitoire. Dans le meilleur des cas, les connecteurs "grillent", dans le pire des cas une réflexion parasite détruit le convertisseur Raman. Malgré nos précautions un malheureux concours de circonstances nous a conduit au pire des cas.

4.3 Étude du facteur de recouvrement

Préalablement à la réalisation des premiers guides ridge sur nos échantillons à BQ, nous nous sommes intéressés à l'optimisation du facteur de recouvrement de notre mode optique avec la zone active à partir de certains degrés de liberté tel que la hauteur du cladding, l'épaisseur de la couche de confinement optique et la largeur du ruban fin. Pour cela, nous avons tout d'abord estimé le caractère monomode ou non du guide à partir de la méthode de l'indice effectif puis les modes calculés nous ont permis d'effectuer le calcul de l'intégrale de recouvrement entre le mode optique et une zone active composée de 6 plans de BQ.

La structure étudiée est schématisée sur la figure 4.1.

Les détails de l'étude du caractère monomode sont présentés en annexe A. Nous allons nous limiter ici aux conclusions de l'étude sur le facteur de confinement. En orientant l'évolution des paramètres vers l'obtention d'un mode guidé le plus symétrique possible dans un souci d'efficacité du couplage guide / fibre, les résultats montrent que le choix de la structure guidante modifie le facteur de recouvrement d'un coefficient variant de 2 à 5.

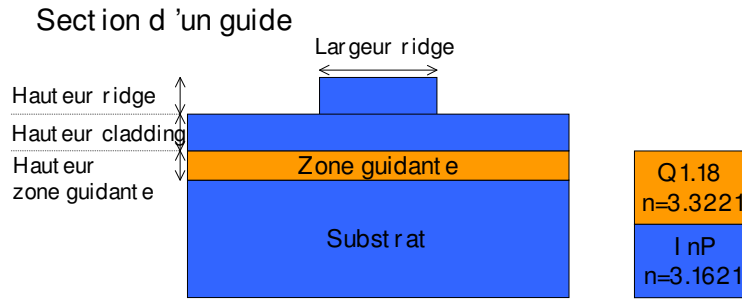


FIG. 4.1 – Schéma de la structure modélisée

Rappelons que le facteur de confinement (de recouvrement) s'écrit de la manière suivante dans le cas monodimensionnel :

$$\Gamma_{1D} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(x)|^2 dx} \quad (4.1)$$

où d est l'épaisseur de la zone active. Ce facteur intervient comme coefficient pondérateur du gain matériau dans la condition d'oscillation :

$$\Gamma g_{mat} = pertes \quad (4.2)$$

L'optimisation de ce facteur est donc primordiale pour l'amélioration des caractéristiques des futures structures. En particulier dans le cas des BQ où Γ est souvent très faible en regard d'autre milieu actif.

4.4 Présentation du montage, des structures étudiées, profil des guides gravés

4.4.1 Montage expérimental Opto-mécanique

4.4.1.1 Motivations, cahiers des charges

Dans la mesure où un pompage électrique n'est pas possible, le point clef de l'étude des structures monomodes par pompage optique se situe dans l'injection de la puissance optique. En effet pour créer du gain ou saturer l'absorption à partir d'une pompe optique il faut réaliser une injection avec un minimum de pertes. Dans ce but, il nous a fallu concevoir un nouveau banc opto-mécanique fonctionnel pour le pompage longitudinal permettant l'injection dans les guides.

Les contraintes préalables qui ont fixé le cahier des charges étaient les suivantes :

- Réalisation d'une injection optique avec adaptation de mode d'une fibre monomode (diamètre de mode $8 \mu\text{m}$) vers un guide ridge rectangulaire (dimension mode environ $2,5 \times 0,9 \mu\text{m}$) => Utilisation d'optique de couplage = distance de travail faible ($< 100 \mu\text{m}$).

- Contraintes de positionnement des fibres inférieures au micron (taille du mode) => nécessité de platines 3 axes piézoélectriques pour déplacer les fibres à chaque extrémité du guide.
- Possibilité d'une régulation thermique du composant dans le cas d'un pompage (optique ou électrique) continu.
- Mise en place d'un système de visualisation " par-dessus " pour contrôler grossièrement le couplage.
- Mise en place d'un banc de caractérisation en champ proche pour la réalisation de l'injection optique.
- Encombrement sur le marbre et inter opérabilité avec le banc de pompage transverse permettant d'utiliser le même système de couplage.
- Coût.

Par souci d'économie, nous avons surtout utilisé du matériel déjà présent au laboratoire. Ce fût le cas en particulier des platine 3 axes avec contrôleurs piezo électriques. Néanmoins ces platines ne possèdent pas de contre réaction sur les déplacements piézo électriques et présentent donc une dérive qui se montrera gênante par la suite.

Note : La dérive d'un cristal piézo électrique est égale à 1% du dernier déplacement par décade temporelle (1% la première seconde, 1% les 10 s suivantes, 1% les 100s ...). L'ensemble des dérives se cumulent et se compensent dans le cas de déplacement dans un sens puis dans l'autre. Un soin tout particulier devra donc être apporté aux manipulations des contrôleurs piézo pour minimiser cette dérive. Des variations lentes et courtes autour de l'optimum permettront d'obtenir un point plus stable.

4.4.1.2 Solutions proposées

A partir de ce cahier des charges et à l'aide d'un logiciel de conception assisté par ordinateur 3D nous avons dessiné et réalisé le banc suivant :

Dans le cadre de ce travail, Philippe Rochard (Ingénieur d'étude CCLO) m'a apporté une aide précieuse grâce à son expérience.

La figure 4.2 présente la moitié du banc d'injection optique.

Les fibres utilisées pour réaliser le couplage optiques sont des fibres dites micro-lentillées. Elles présentent une optique de couplage qui permet d'adapter le mode d'une fibre optique monomode standard au mode du guide d'onde ridge. Ces optiques feront l'objet d'un paragraphe dans la suite. Nous pouvons d'ores et déjà noter que la distance de travail de ces optiques est de 50 μm et que l'encombrement de l'optique de couplage est réduit aux dimensions de la fibre (125 μm de diamètre).

Les contraintes de couplages de ce genre d'optique sont sub-micrométriques (dans notre cas $< 200 \text{ nm}$). Des platines de translation 3 axes avec contrôle piézo-électrique sont donc nécessaires. Nous avons opté pour des platines Melles Griot et leurs contrôleurs disponibles au laboratoire. Pour chaque axe, la plage de déplacement manuel est de 4 mm, la plage de

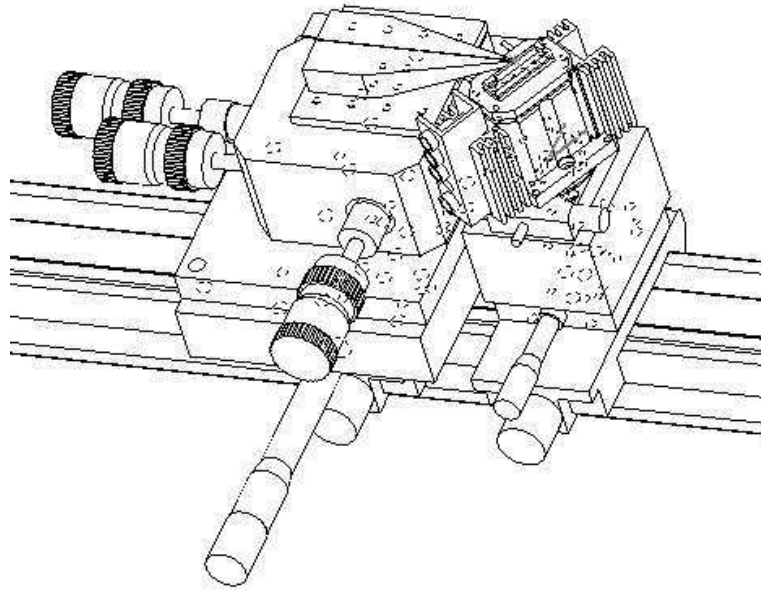


FIG. 4.2 – Dessin du montage mécanique réalisé. Un seul support de fibre est représenté ici.

déplacement piézo est de $20\ \mu\text{m}$, la résolution est de $1\ \mu\text{m}$ en manuel et de $20\ \text{nm}$ avec les piézos. Le montage mécanique sur lequel est placé l'échantillon est supporté par une platine de rotation permettant le contrôle de l'angle appliqué à 1 degré près.

Sur cette platine de rotation nous trouvons, dans l'ordre, une pièce en laiton sur laquelle est fixé deux évacuateurs de chaleur, le module Peltier (face froide vers le haut) et une pièce en cuivre permettant la fixation des différentes embases (guides plan et guide ridge) et un bon transfert de la température entre le Peltier et l'embase.

Une binoculaire permet la visualisation par dessus du montage 4.3

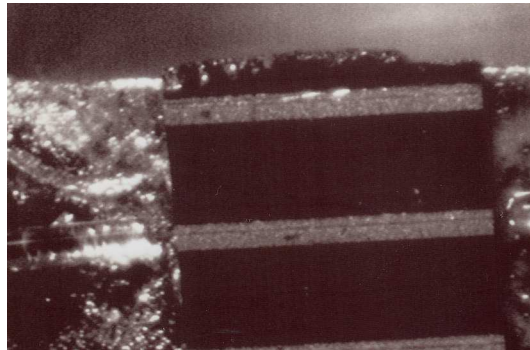


FIG. 4.3 – Photo de la binoculaire permettant un couplage grossier.

Dans le montage pour le pompage sur guide plan, la hauteur de l'axe optique était fixée par l'alignement préalable du laser et de la lentille cylindrique. Avec le nouveau montage, un changement de base du support d'échantillon permet d'amener les guides plans à hauteur de l'axe optique. Ainsi, le nouveau montage s'adapte aussi bien au pompage optique des

guides plans (hormis mesure de pertes), qu'aux travaux sur guides monomodes.

4.4.2 Structures étudiées

Les structures à guides monomodes reçues sont référencés 2599. La zone active est donc constituée de 9 plans de BQ InAs avec un double cap d'InP identique aux échantillons à 9 plans présentés dans le chapitre précédent.

Les guides sont inclinés de 7° environ par rapport aux facettes clivées et celles-ci ont reçu un traitement anti-reflet ($\sim 10^{-3}$) centré à $1,5 \mu\text{m}$, longueur d'onde du maximum de gain mesuré dans le chapitre précédent.

Les échantillons sont ensuite montés sur une embase et comportent chacun un plot en GaAs d'épaisseur environ $400 \mu\text{m}$, collé sur l'embase avec de la colle époxy. Sur chaque plot, les barrettes ont été soudées ensuite à l'aide d'indium. Ces plots vont nous permettre d'injecter et de collecter la lumière en sortie en approchant les fibres lentillées près des facettes. Ceci aurait été infaisable sans ces plots car ces échantillons ont été trop amincis. Les échantillons (A et B) ont des longueurs respective de 896 et $1136 \mu\text{m}$.

4.4.3 Procédure de couplage

La qualité du couplage est le point clef de toutes mesures sur guides monomodes. De plus, dans notre cas les échantillons ne peuvent être excités en pompage électrique ce qui rend impossible la création d'un signal interne à l'échantillon dont nous pourrions ensuite optimiser la récupération. L'optimisation du couplage s'effectue en deux étapes :

- l'injection
- la récupération du signal injecté

L'étape critique est l'injection. En effet, une fois le signal injecté correctement dans le mode fondamental du guide, dans l'étape de récupération, il "suffit" de trouver le maximum de signal en sortie ce qui est relativement classique et aisé. En revanche, réaliser l'injection de la lumière dans le guide monomode en s'assurant que le maximum de la lumière injectée est bien dans le mode fondamental du guide s'avère être une opération plus délicate.

Il nous a fallu mettre en place un banc de caractérisation dit de "champ proche" pour étudier en direct le profil d'intensité en sorti du guide durant la phase d'optimisation de l'injection. Le montage réalisé est schématisé sur la figure 4.4.

Dans un premier temps le contrôle du profil d'intensité s'effectuait de manière rudimentaire par la simple visualisation sur un écran du champ de la caméra. Ce contrôle s'avéra rapidement insuffisant pour un réglage précis. Nous l'avons donc complété en insérant un oscilloscope entre la caméra et l'écran dans le schéma du montage.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre précédent le signal vidéo issu d'une caméra est une succession de profil d'intensité de chaque ligne qui compose le capteur CCD de la caméra. En réglant l'oscilloscope pour visualiser la (une des) ligne présentant le maximum d'intensité

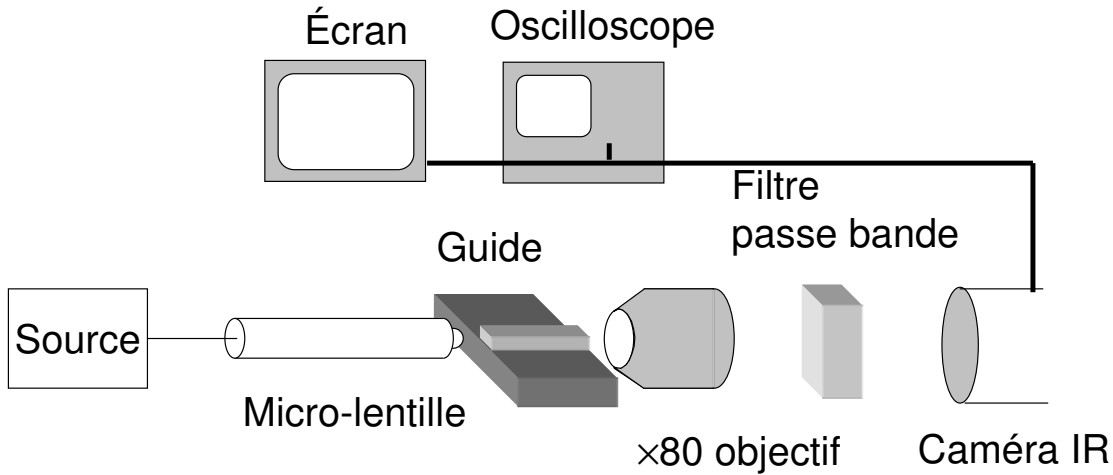


FIG. 4.4 – Schéma du montage de champ proche permettant la réalisation d'une injection optimisée.

nous obtenons un profil d'intensité quantitatif. L'optimisation de ce profil (maximum et caractère monomode) permet d'optimiser l'injection optique dans le guide monomode.

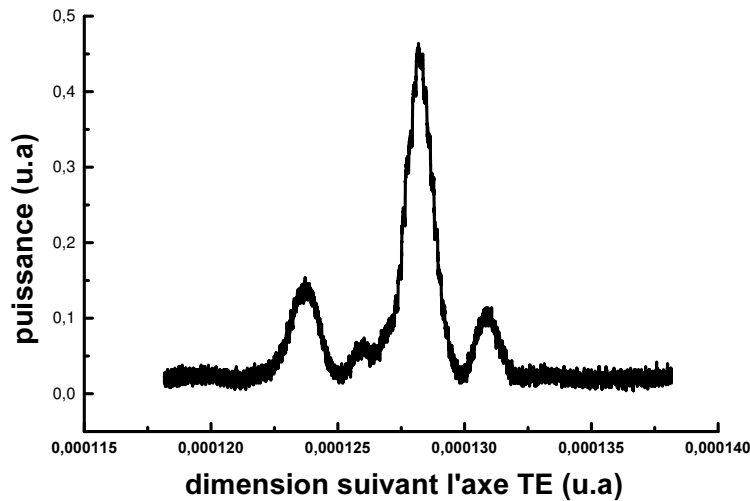


FIG. 4.5 – Exemple de profil d'intensité (d'une ligne!) visualisé à l'oscilloscope.

La figure 4.5 présente un profil de ligne donné. Nous pouvons noter que sur ce profil se détache nettement deux lobes latéraux. L'optimisation fine du couplage consiste donc à éteindre ce type de lobes latéraux et à optimiser le maximum du lobe principal. Au préalable, un réglage grossier s'effectue à l'aide de la vue par dessus offerte par la binoculaire (figure 4.3) et par la vue du profil d'intensité sur l'écran (figure 4.6).

La photo 4.3 présente au centre l'échantillon sur lequel se trouve des rubans "dorés" où se trouvent les ridges. À droite et à gauche, nous pouvons voir les deux fibres permettant le couplage d'entrée et de sortie sur le ridge étudié.

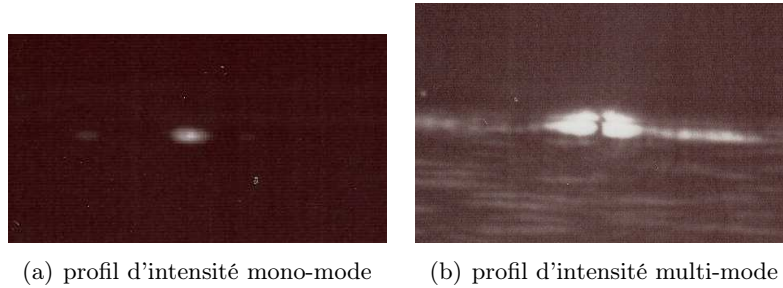


FIG. 4.6 – Image de champ proche visualisée à l'écran pour deux couplages différents.

Sur l'image 4.6 b, nous visualisons sur la face de sortie de notre guide un profil d'intensité présentant plusieurs lobes distincts, preuve du mauvais couplage du faisceau dans le mode fondamental du guide. Nous pouvons aussi noter la présence de plusieurs système de franges d'interférences dans le substrat (en dessous du guide) résultant sans doute d'un interféromètre de type coin d'air formé par le substrat et le guide plan. Ces franges sont la preuve qu'une partie de la lumière injectée, l'est dans le substrat.

Une fois l'injection effectuée, nous plaçons la fibre de récupération à la place de l'objectif de microscope et cherchons à maximiser le signal reçu avec la certitude (acquise lors de l'étape précédente) que ce maximum est bien issu du mode fondamental guidé et non d'un mode d'ordre supérieur ou de lumière guidée dans le substrat.

4.5 Couplage

Les guides gravés sur nos structures (voir paragraphe 4.4.2) ont pour mode fondamental un mode elliptique de taille $0,9 \times 2,1 \mu\text{m}$. La dimension du mode d'une fibre monomode standard est d'environ $10,5 \mu\text{m}$.

En raison de l'encombrement réduit et du savoir-faire propre au laboratoire¹ nous avons opté pour l'utilisation d'un adaptateur de mode dit fibre micro-lentillée. Le couplage composant / fibre est un problème ancien qui a suscité et suscite encore de nombreuses de recherches [90, 91, 92, 93, 94]. Un rappel concernant la propagation des faisceaux gaussiens, le calcul de pertes de couplage entre nos deux modes théoriques, le principe de fonctionnement de nos micro-lentilles ainsi que les différentes étapes de leurs fabrications sont présentés en annexe B.

Les fibres micro-lentillée fabriquées sont des GRADHYP125. Elles sont composées d'une fibre monomode standard suivie d'un tronçon de fibre multimode à gradient d'indice de diamètre de cœur $125 \mu\text{m}$. Enfin, un profil hyperbolique est créée sur la face de sortie par un apport de matière comme le montre la schéma 4.7.

Ces optiques d'adaptation permettent de passer du mode la fibre monomode standard (diamètre $10,5 \mu\text{m}$) à un mode de dimension comparable à celle de notre guide (diamètre

¹activité du CNET, transférée au CCLLO par Monique Thual

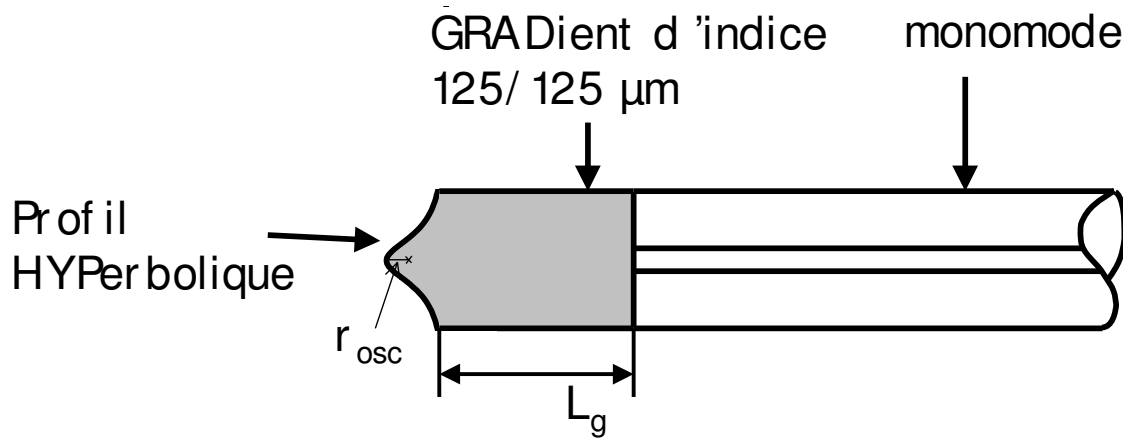


FIG. 4.7 – Schéma d'une GRADHYP125. Deux des paramètres de réalisation de cette micro-optique sont le rayon de la sphère osculatrice r_{osc} et la longueur de gradient d'indice L_g .

$< 2 \mu\text{m}$). La distance de travail de ces micro-optiques est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$.

En raison des dimensions de modes visées qui se situent à la limite basse des caractéristiques de ces micro-lentilles, la caractérisation du mode optique issu de ces fibres a mis en évidence un effet de diffraction par l'une des pupille² qui les compose. Cet effet de diffraction nuit à l'efficacité de couplage et le passage à des micro-lentilles de type HYPERGRADISIMO est à l'étude. Pour les obtenir, il suffit d'insérer un tronçon de silice entre les fibres monomode et multimode.

4.5.1 Micro-lentilles PM

La forte polarisation de notre milieu actif a été démontrée à la fin du chapitre précédent et nous nous attendions donc à rencontrer des difficultés sur ce point en passant au guide monomode. En effet, comme nous le verrons dans la suite, les différentes mesures effectuées dépendent fortement de la polarisation des ondes incidentes.

Nous avons déjà expliqué dans le chapitre 3 paragraphe 3.10.1 le principe des fibres micro-lentillées PM et la caractérisation de leur taux d'extinction. Nous tenions simplement à préciser qu'en terme de fabrication il n'y a aucune différence avec les fibres micro-lentillées classiques hormis le remplacement de la fibre monomode standard par de la fibre monomode PM.

À l'aide de l'ensemble des outils décrits précédemment, nous avons commencé par réaliser des mesures d'absorption dite "petit signal", i.e où l'absorption n'est pas saturée, pour essayer d'estimer les pertes de couplage de notre montage sur la base des mesures de pertes décrites dans le chapitre 3.

²sphère osculatrice ou cœur de la gradient d'indice

4.6 Absorption petit signal

Avant de débiter les mesures de pompe-sonde, il nous a semblé intéressant d'effectuer une mesure résolue spectralement des pertes fibre à fibre de notre montage. Ainsi nous pourrions comparer cette mesure à celle des pertes présentée dans le chapitre précédent (paragraphe 3.8) et éventuellement donner une estimation des pertes de couplage.

Pour cela nous avons mis en place le montage présenté figure 4.8. Deux types de sources ont été utilisés :

- une source (*Agilent*) laser continue accordable de 1,48 à 1,6 μm ,
- la combinaison de deux sources large bande,
 - i. une source (*Highwave*) d'émission spontanée amplifiée (fibre dopée Erbium) de 1,5 à 1,62 μm ,
 - ii. une source (*Thorlabs*) d'émission spontanée amplifiée (fibre fluorée dopée Thulium) de 1,4 à 1,5 μm ,

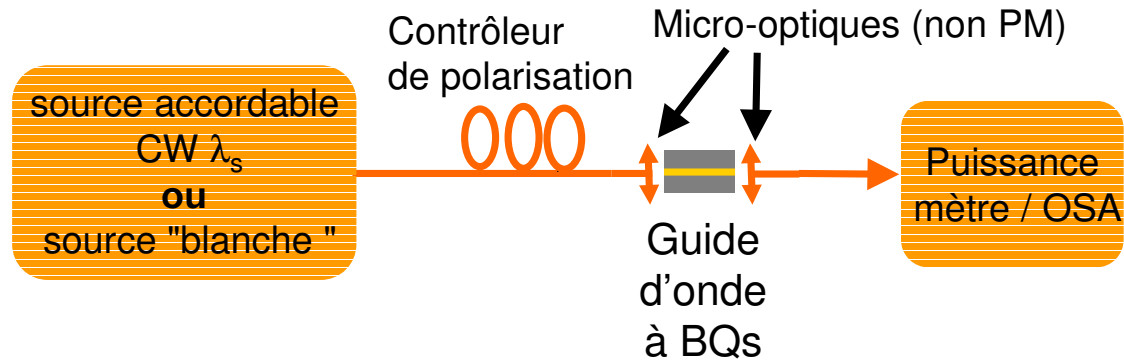


FIG. 4.8 – Montage permettant la mesure de l'absorption non saturée.

Après avoir effectué le couplage sur les 2 faces à l'aide de deux micro-lentilles, l'échantillon est placé entre la source et l'analyseur de spectre optique. Nous avons également placé un contrôleur de polarisation en cas de besoin. La répartition spectrale de puissance du bloc émission, source + contrôleur de polarisation, est caractérisée préalablement et constitue la référence de notre mesure.

4.6.1 Effet de polarisation sur la mesure d'absorption

Les premiers résultats obtenus à partir des sources large bande sont présentés figure 4.9. Les deux mesures ont été obtenues pour deux couplages différents. La différence de niveau observée suivant la mesure (couleur ou symbole) illustre bien la difficulté du réglage sans aucune référence interne. Le non recouvrement des spectres autour de 1,5 μm (zone de recouvrement de nos deux sources) est attribué au caractère polarisant du milieu, i.e à la PDL (Polarization Dependent Loss) du composant.

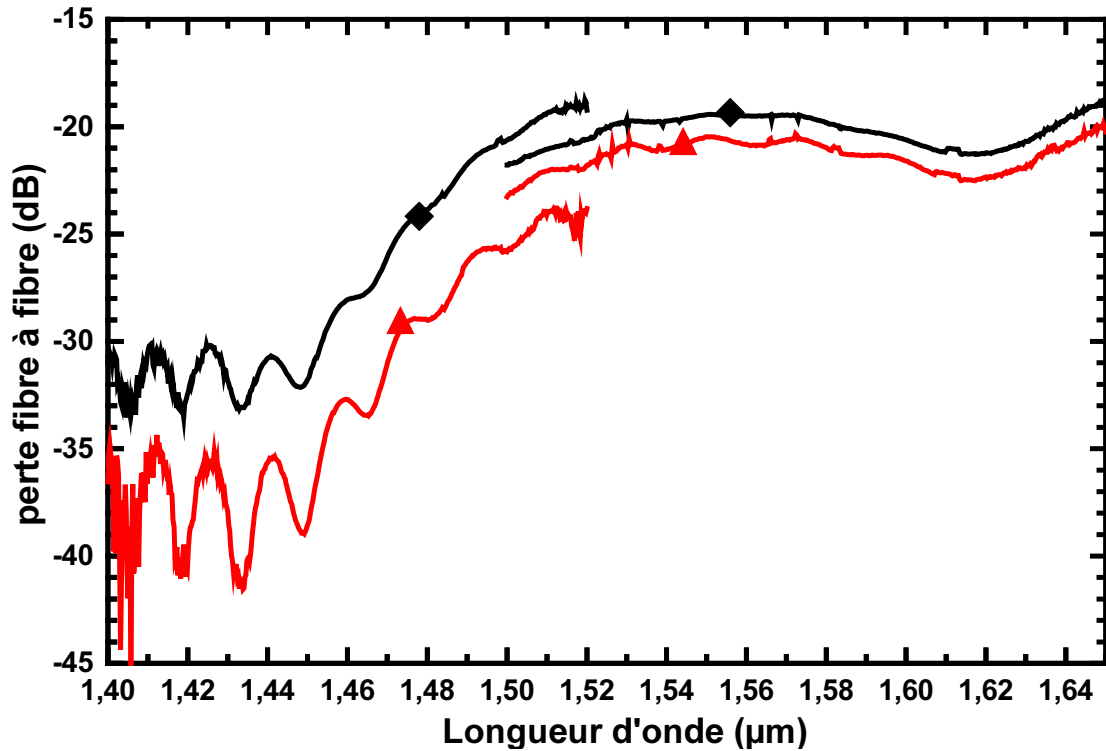


FIG. 4.9 – Mesure d’absorption en large bande sans contrôle en polarisation (losange = mesure 1 , triangle = mesure 2)

4.6.2 Mesure résolue en polarisation

Après avoir placé une micro-lentille PM à l’entrée de notre échantillon, nous avons reproduit l’expérience à partir des sources larges bandes pour obtenir les spectres présentés figure 4.10.

La figure 4.11 présente la différence de puissance des spectres TE et TM. La valeur constante de la différence proche de -16 dB correspond à 3 dB près, au taux d’isolation de la micro-lentille PM utilisée. Nous avons donc attribué l’aspect du spectre d’absorption TE au pouvoir de séparation TE/TM de la micro-lentille et en aucun cas à l’absorption propre de notre structure. La différence de 3 dB entre le taux d’isolation maximum de la micro-lentille et le taux d’isolation apparent de la mesure est attribuée aux défauts angulaires accumulés lors de l’alignement de la micro-lentille avec les axes propres de l’échantillon.

La différence de puissances entre les modes TE et TM se réduit aux longueurs d’onde au-delà de 1,58 μm où l’absorption TE tend vers l’absorption TM. Cette tendance est confirmée sur la mesure suivante (figure 4.12). N’ayant aucune source dans la plage au-delà de 1,6 μm, nous n’avons pu effectuer aucune mesure. Cette réduction de l’absorption TE s’explique aisément au vue des résultats du chapitre précédent par la limite d’émission de ces BQ située autour de 1,61 μm. À de plus grandes longueurs d’onde, nous aurions théoriquement pu mesurer les pertes résiduelles de notre guide.

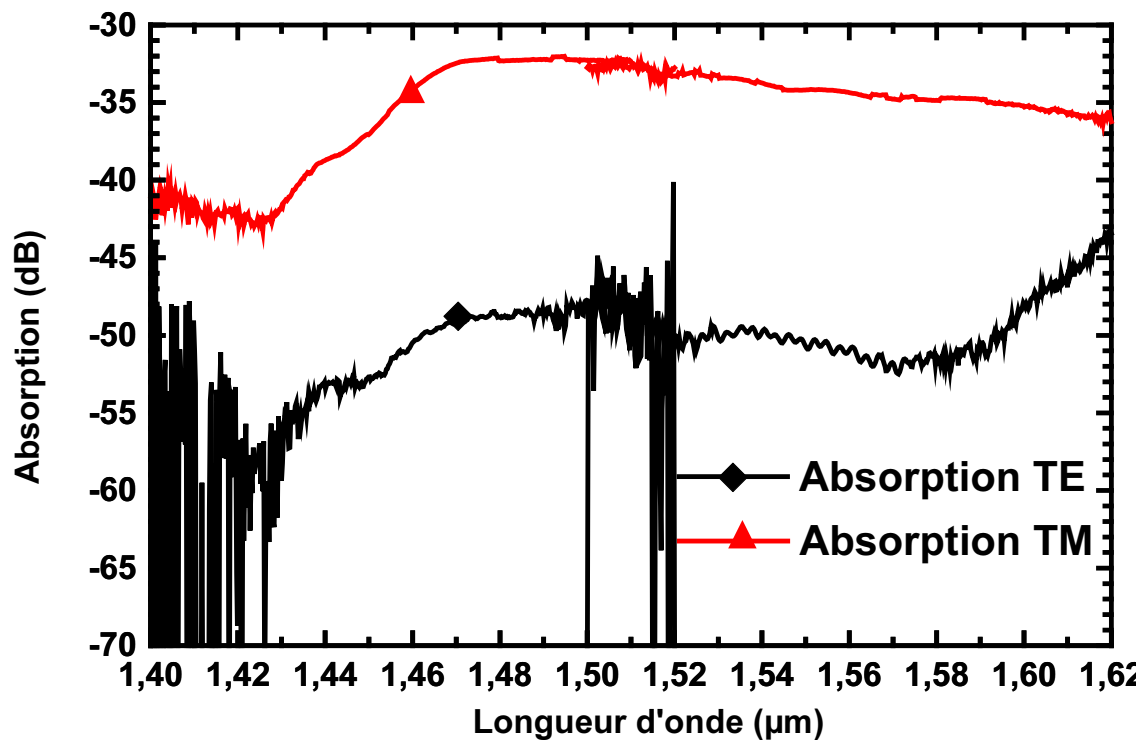


FIG. 4.10 – Mesure d'absorption en large bande avec fibre micro-lentillée PM en entrée.

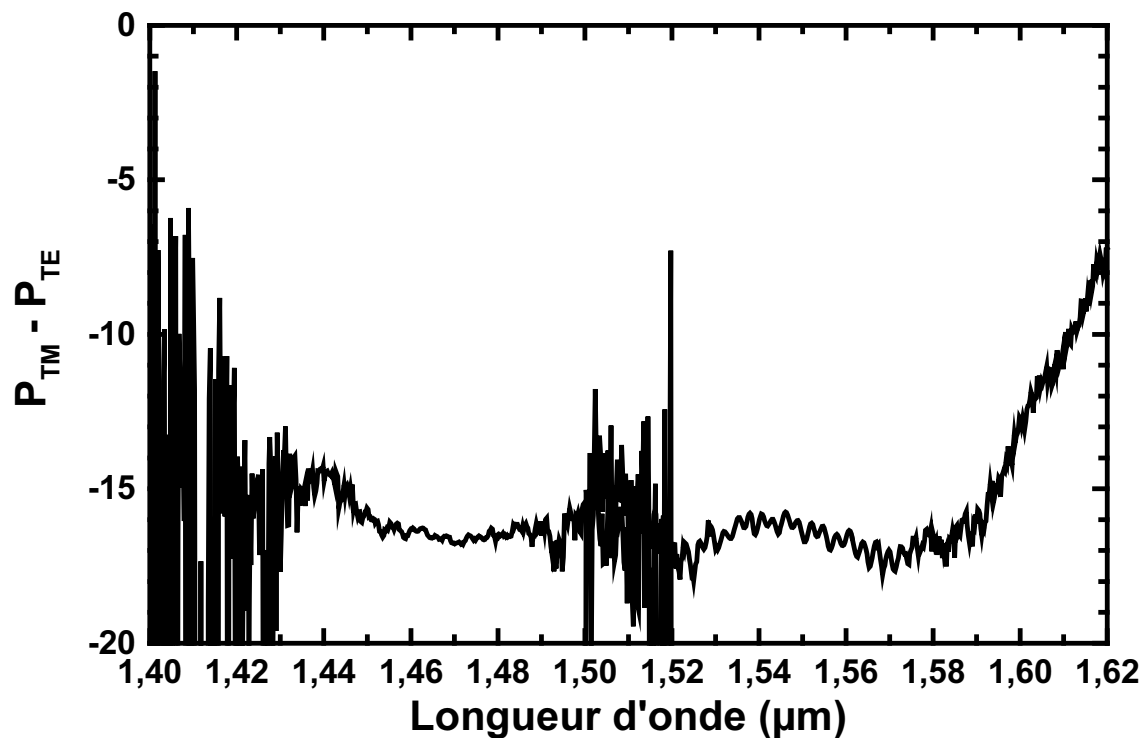


FIG. 4.11 – Différence des spectres TM et TE de la figure 4.10.

Dans un second temps, une mesure sans fibre micro-lentillée PM, mais avec contrôleur de polarisation a permis d'observer l'absorption présentée figure 4.12 avec le laser accordable comme source. Si la courbe suivant l'axe TM paraît résolue, la mesure suivant l'axe TE est limitée par la sensibilité de notre détection. En revanche, nous pouvons constater que la différence du taux d'isolation équivalent de 30 dB atteint grâce au contrôleur de polarisation, est supérieure de 10 dB à celui de la micro-lentille. Malheureusement, ce montage est beaucoup moins stable que le précédent puisque tout mouvement ou changement de contrainte de la fibre comprise entre le contrôleur de polarisation et la micro-lentille modifie la polarisation de sortie. Le montage regroupant les deux méthodes de contrôle de la polarisation n'a pas encore été testé, mais pourrait fournir une meilleure stabilité de la polarisation injectée pour peu qu'une mesure de puissance via un coupleur 99/1 PM avant l'injection nous permette de suivre l'évolution de la puissance injectée.

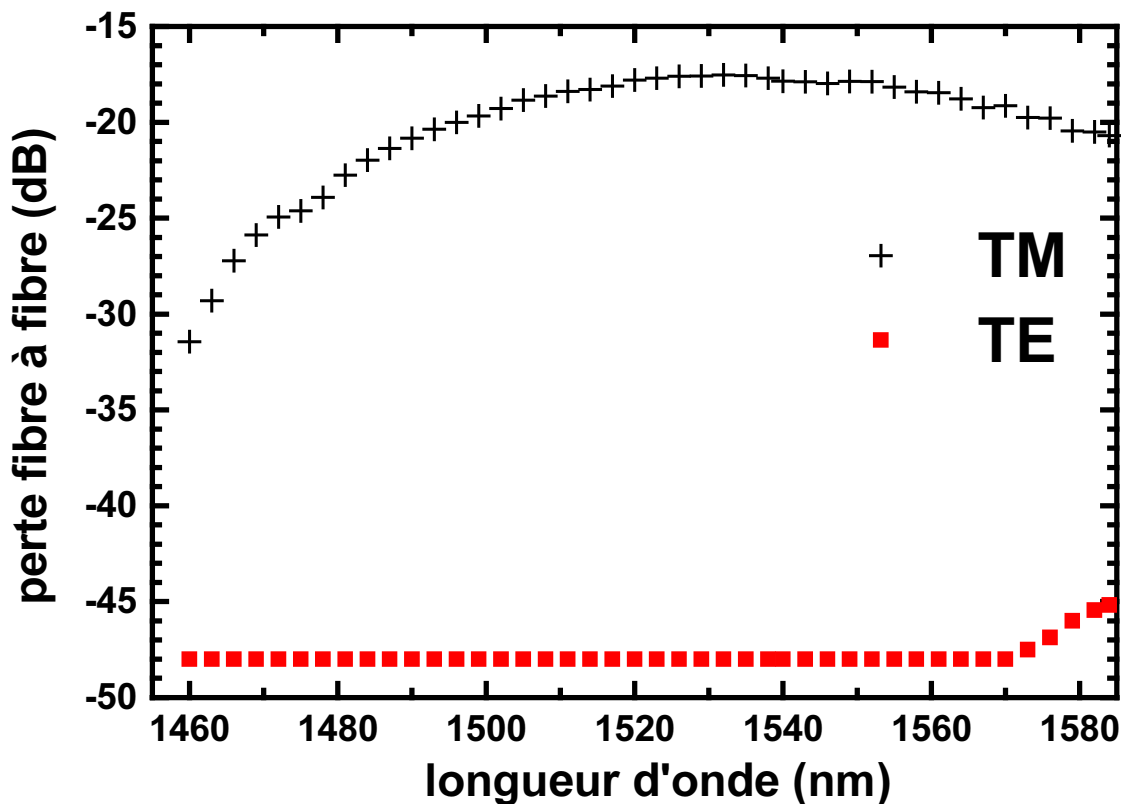


FIG. 4.12 – Mesure d'absorption en large bande sans contrôle en polarisation.

Cette différence d'absorption d'au moins 30 dB entre les deux modes de polarisation sur une longueur d'absorption de 1 mm entraîne un certain nombre de problèmes lors de la caractérisation. En effet, en plus de devoir contrôler de manière fine et durable la polarisation, le signal incident doit être suffisamment puissant pour être détectable en sortie. Or la différence d'absorption implique de grandes fluctuations de puissance. Par conséquent, des précautions au niveau des détecteurs et des amplificateurs optiques utilisés par la suite sont

nécessaire pour ne rien détériorer.

4.6.3 Estimation des pertes de couplage à partir des mesures d'absorption.

L'ensemble des mesures de pertes sur guide monomode présentées précédemment inclut les pertes de couplage à l'entrée et la sortie du composant. Les mesures de pertes présentées au chapitre 3 n'ont pas été effectuées sur les guides plans comprenant 9 plans de BQ (référence 2599) alors que nos guides monomodes en sont issus. Malgré tout, une bonne cohérence entre les mesures de gain et de perte a été obtenue sur les guides comprenant 6 plans de BQ (référence 2041). En faisant l'hypothèse d'un comportement similaire des échantillons à 9 plans, nous pouvons réaliser un calcul simple nous permettant d'estimer les pertes de couplage.

Pour rappel, le passage du coefficient d'absorption exprimé en cm^{-1} aux pertes en dB pour une longueur L de propagation s'effectue selon la formule suivante :

$$Perte_{dB} = 10 \times \log_{10}(exp(-\alpha L)) \quad (4.3)$$

ou

$$\alpha L = \log(10^{-\frac{Perte_{dB}}{10}}) \quad (4.4)$$

En nous appuyant sur les mesures de gain des guides plans à 9 plans de BQ, nous faisons l'hypothèse haute d'un coefficient d'absorption sur la transition fondamentale à $1,55 \mu m$, de $\alpha \sim 40 cm^{-1}$, ce qui correspond à des pertes d'environ -17,5 dB pour une propagation sur 1 mm.

Les pertes fibre à fibre les plus faibles que nous ayons obtenues sur nos guides sont de -16 dB et ce, sans tenir compte de l'influence de la polarisation, i.e a priori suivant l'axe TM. Suivant l'axe TE en revanche, nous avons mesuré des pertes au moins égales à $-16 - 30 = -46$ dB!

Ni les mesures de gain ni les mesures de pertes présentées dans le chapitre 3 ne sont résolues en polarisation mais nous avons vu dans le paragraphe 3.10 de ce même chapitre qu'a priori, autour de la transition fondamentale, l'émission TE est au moins 90 fois (soit 19 dB) supérieure à l'émission TM. Nous allons donc faire l'hypothèse que les pertes suivant l'axe TM sont de l'ordre des pertes internes estimées au chapitre précédent, soit $\alpha \sim 5 cm^{-1}$ ou -2,2 dB. Cette hypothèse est la plus pessimiste pour l'estimation des pertes de couplage. Néanmoins les résultats de mesure de pertes limités par notre modèle ne nous ont pas permis de trancher complètement sur la valeur des pertes internes. Toutefois, sur cette base, nos pertes de couplage se porteraient à $-16 - (-2,2) = 13,8$ dB³.

Ceci indiquerait des pertes importantes (~ 7 dB par interface). Quoiqu'il en soit, cette valeur élevée est réaliste. De plus, nous avons vu lors de la caractérisation de nos micro-

³ou 11,8 dB dans le cas d'une absorption suivant l'axe TM égale à $10 cm^{-1}$

lentilles qu'elles présentent une forte diffraction due à l'effet de pupille de la sphère osculatrice, ce qui pourrait diminuer d'autant plus l'efficacité de couplage.

Cependant, cette valeur hypothétique des pertes de couplage ne justifie en rien la différence de 12,5 dB (95 %) entre l'absorption estimée à partir des mesures sur guide plan, soit 17,5 dB, et l'absorption mesurée suivant l'axe TE qui se situe au mieux à 30 dB, sous l'hypothèse de l'absorption TM égale aux pertes de couplage.

La seule hypothèse que nous pouvons formuler pour justifier cette différence est liée à l'augmentation éventuelle du facteur de confinement dû au guide monomode optique que nous n'avons pas dans les mesures de pertes internes sur guide plan. Dans notre cas, le facteur de confinement serait augmenté d'un facteur 10 suivant l'axe TE ce qui nous paraît peu probable.

4.7 Saturation de l'absorption

Comme nous l'avons rappelé à plusieurs reprises dans ce manuscrit, pour une application SOA multi-longueurs d'onde, le point clef est le caractère inhomogène du milieu actif à base de BQ. Pour conserver un caractère inhomogène important, la largeur homogène doit être la plus faible possible. Les résultats du chapitre 3 ont montré à plusieurs reprises que notre milieu actif présente des caractéristiques d'un milieu inhomogène mais nous n'avons pas pu mesurer la largeur homogène.

Le passage d'un guide plan à un guide monomode permet d'envisager de nombreuses nouvelles mesures très riches en information sur les propriétés optiques du milieu, telles que la saturation de l'absorption ou la saturation du gain. Dans notre cas, n'étant pas en mesure de créer du gain dans la structure monomode uniquement, nous avons mis en place une mesure de saturation de l'absorption.

La saturation de l'absorption du milieu est obtenue par une source impulsionnelle intense nommée **pompe**. La mesure de l'évolution de l'absorption du milieu est réalisée grâce à une source de faible intensité nommée **sonde**. Ce principe de mesure est dit : **pompe-sonde**. Sous réserve d'un pompage continu du milieu amplificateur, la mesure de saturation du gain est obtenue de la même manière.

Cette dernière partie de notre travail a débuté très tardivement (septembre/octobre 2004) du fait de la date de réception de ces structures. Nous allons donc présenter les résultats préliminaires de ces expérimentations ainsi que les questions qu'elles soulèvent et les conclusions que nous pouvons en tirer en l'état.

Après une présentation du principe de cette mesure et de sa mise en place expérimentale, nous traiterons les différents objectifs qui ont échelonné notre travail sur cette mesure :

1. obtention d'un effet de saturation de l'absorption et étude de la transmission du guide en fonction de la puissance de pompe incidente,
2. mesure du temps de vie des porteurs du niveau saturé par la pompe,

3. évolution de la fonction de transmission non linéaire du guide en fonction de l'écart en longueur d'onde entre la pompe et la sonde,
4. discussion de la largeur homogène du niveau saturé en régime de saturation d'absorption.

4.7.1 Principe de la mesure pompe-sonde

Pour commencer, nous allons rappeler le principe physique des mesures de pompe-sonde. Cette mesure associe une source pompe impulsionnelle de forte puissance à une source sonde continue⁴ de faible puissance. Comme l'illustre la figure 4.13 (a), en l'absence de pompe, le signal de sonde incident est absorbé par le milieu. Ensuite en (b), lorsque l'impulsion de pompe traverse le milieu, elle sature l'absorption. Par conséquent au temps (c) qui se situe **immédiatement** après le temps (b), l'impulsion de pompe sort atténuée et le signal de sonde est moins absorbé. Le temps du retour à l'équilibre de la sonde de la figure (a) caractérise le temps de vie des porteurs du niveau saturé.

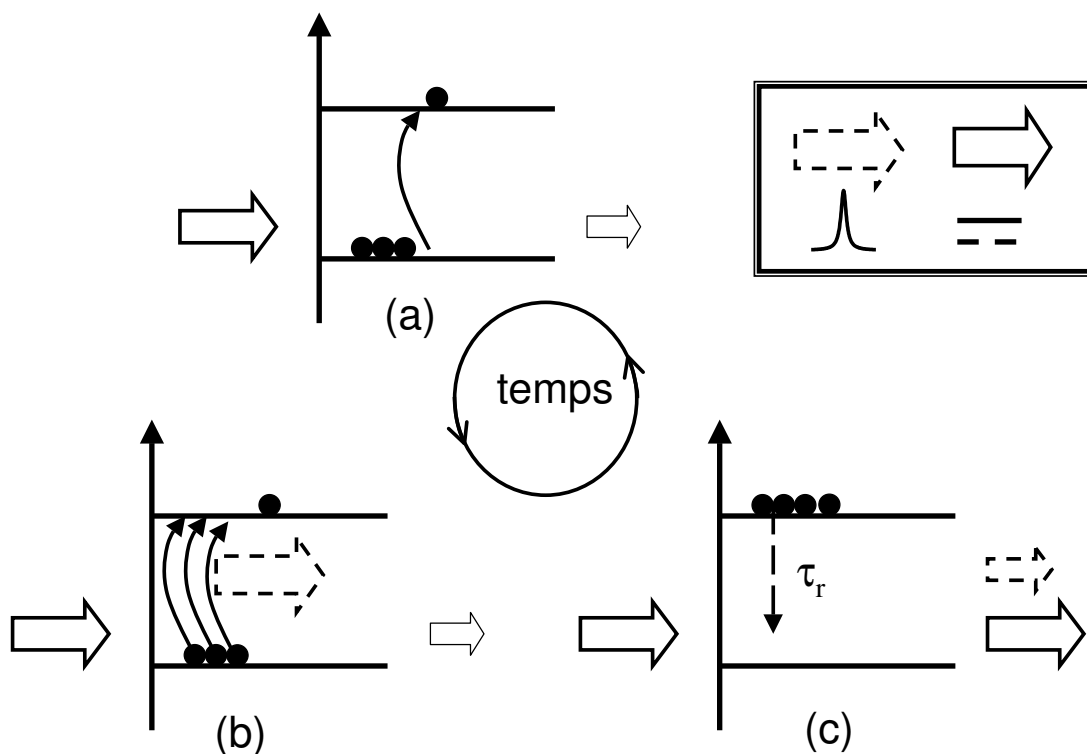


FIG. 4.13 – Principe d'une mesure pompe-sonde en saturation de l'absorption. (a) état stationnaire d'absorption de la sonde seule, (b) saturation de l'absorption du milieu par la pompe, (c) augmentation de la transmission pour la sonde et sortie de la pompe atténuée. En encart, notation choisie, flèche pointillée pour la pompe, flèche continue pour la sonde.

Ce principe est utilisé en régime de saturation de gain pour réaliser de la conversion de longueur d'onde dans les schémas standards de régénération tout optique du signal à base

⁴continue dans notre cas mais elle pourrait être impulsionnelle

de SOA (figure 4.14).

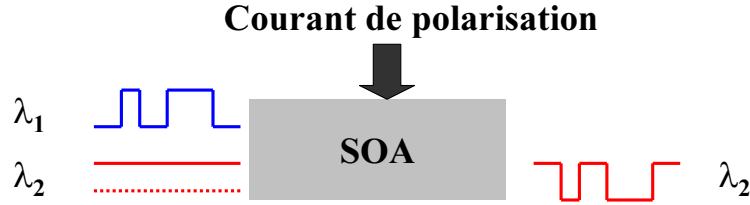


FIG. 4.14 – Principe de la conversion de longueur d’onde par saturation de gain croisée dans un SOA.

Les SOA standards massifs ou à puits quantiques possèdent un gain à élargissement homogène, autrement dit, il existe un réservoir unique de porteurs qui contribue au gain. Par conséquent, sous réserve que la pompe et la sonde se situent dans la bande spectrale du gain du SOA, la conversion de longueur d’onde peut être réalisée.

Dans un milieu présentant un gain inhomogène tel que les BQ en revanche, la modulation d’amplitude induite sur la sonde par la pompe doit a priori dépendre de l’écart en longueur d’onde entre les deux signaux. L’influence de la pompe sur la sonde ne doit théoriquement exister que si l’écart $\Delta\lambda$ est inférieur à la largeur homogène du milieu. En se basant sur ce principe, notre objectif est de réaliser une mesure de largeur homogène en mesurant l’évolution de la saturation de l’absorption induite par notre pompe sur une sonde en fonction de l’écart en longueur d’onde entre la pompe et la sonde.

4.7.2 Réalisation de la mesure pompe-sonde

Si le principe physique d’une mesure pompe-sonde est simple, sa mise en œuvre expérimentale est plus compliquée. La figure 4.15 présente le montage réalisé au laboratoire.

4.7.2.1 La pompe

La pompe utilisée est une diode laser fonctionnant en régime impulsionnel. Elle est contrôlée par un générateur de fréquence associé à un amplificateur électrique. La modulation de courant est effectuée à une fréquence de 450 MHz. Les impulsions ainsi générées possèdent une largeur à mi-hauteur de 25 ps. Elles sont ensuite envoyées dans une fibre à compensation de dispersion qui permet d’obtenir une durée d’impulsion de 5 ps⁵. A ce stade, la puissance moyenne du signal se situe autour de -7 dBm.

Après la compression des impulsions, la pompe passe dans un Amplificateur à Fibre Dopée Erbium (EDFA) de puissance de saturation 18 dBm. La puissance moyenne de notre signal de pompe est donc de 18 dBm. Le rapport cyclique défini suivant $\frac{1}{F\tau}$, avec F la fréquence de répétition et τ la durée des impulsions, est égale à 444,44 soit 26,5 dB. La puissance crête de notre signal est donc de l’ordre de 44 dBm soit plus de 20 W. Le spectre

⁵mesurée préalablement à l’auto-corrélateur

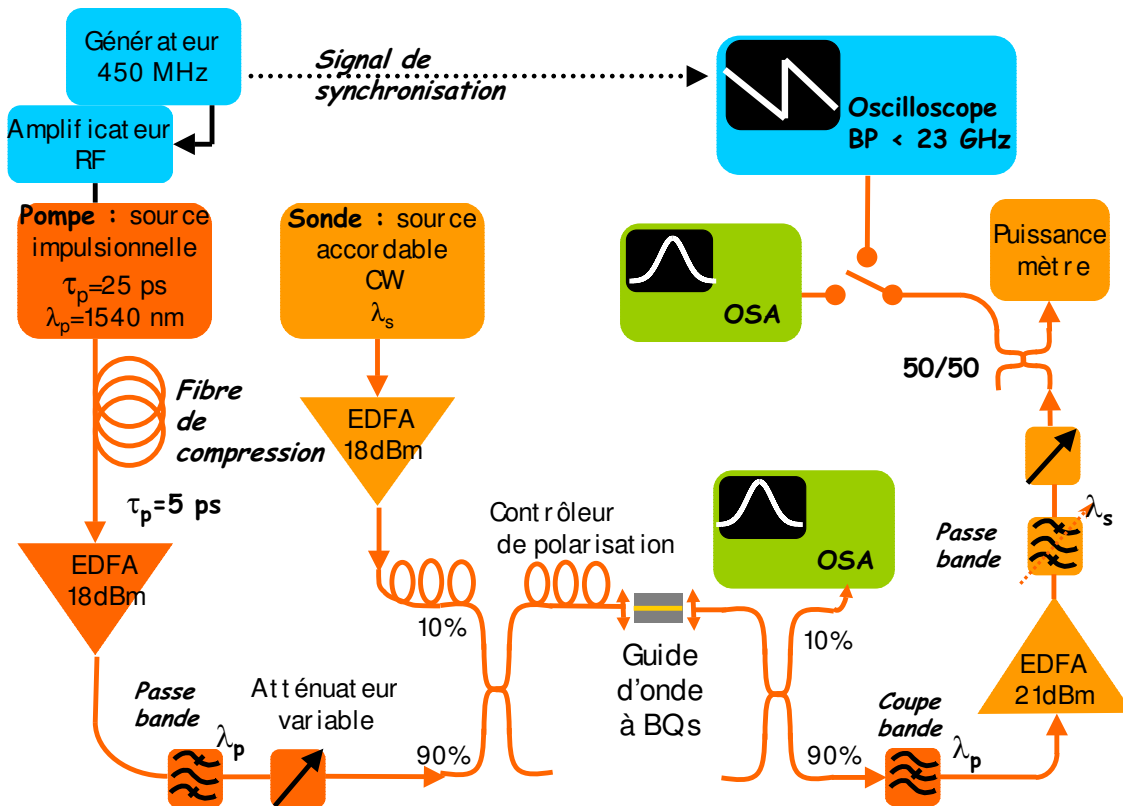


FIG. 4.15 – Schéma du montage permettant la réalisation des mesures pompe-sonde.

de notre pompe est centré à 1540 nm et n'est pas accordable. Pour limiter spectralement le niveau de l'émission spontanée autour de notre signal de pompe, nous avons ensuite placé un filtre passe-bande fixe de 5 nm de large centré à 1541,75 nm. La limitation de l'ESA de notre amplificateur nous permettra de ne pas noyer le signal de sonde dans le bruit de la pompe après le passage dans le guide.

Enfin, nous avons placé un atténuateur variable nous permettant de contrôler la puissance de pompe incidente sur le guide.

Le spectre optique de notre pompe amplifiée et filtrée est présentée figure 4.16. Le piédestal à droite de notre signal de pompe est dû au bruit d'ESA introduit par l'EDFA et limitera l'écart en longueur d'onde minimum à introduire entre les signaux de pompe et de sonde.

La figure 4.17 présente le signal temporel obtenu sur le système de détection composé d'une photodiode de bande passante 20 GHz et d'un oscilloscope à échantillonnage.

La mesure temporelle des impulsions n'est pas résolue, cette réponse sera considérée comme la réponse percussive du système de détection.

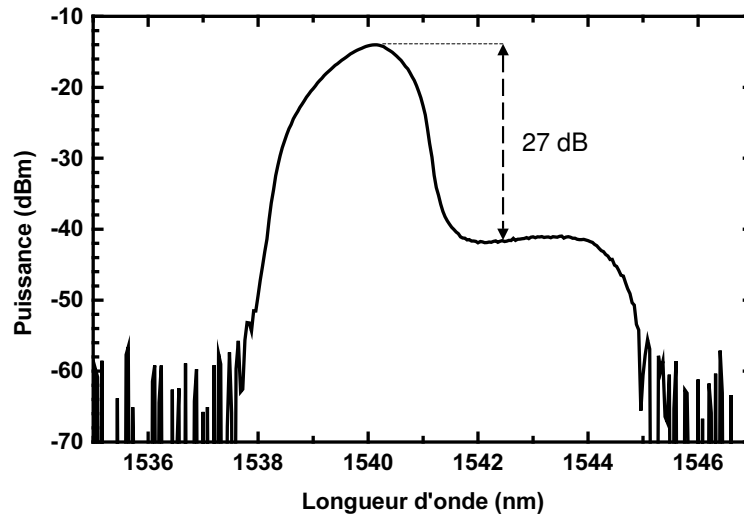


FIG. 4.16 – Aspect du spectre optique du signal de pompe après amplification et filtrage. Résolution de 0,07 nm.

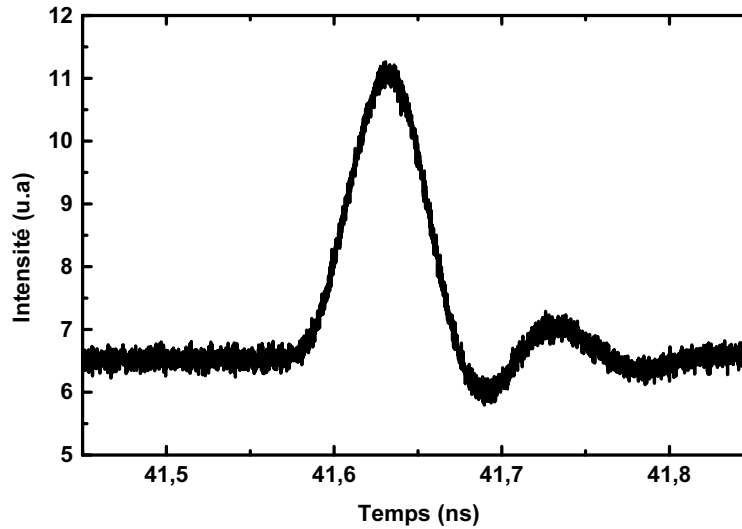


FIG. 4.17 – Aspect de l'évolution temporelle du signal de pompe détecté (photodiode à 20 GHz).

4.7.2.2 La sonde

Notre source sonde est composée d'un laser continu accordable suivi d'un EDFA de puissance de saturation 18 dBm. Le plancher de bruit de l'ESA de l'amplificateur se situe à plus de 50 dB sous le signal utile comme le montre la figure 4.18 (résolution de mesure équivalente 0,07 nm). La sonde passe dans un système de boucles de Lefèvre qui permettent d'en faire varier la polarisation.

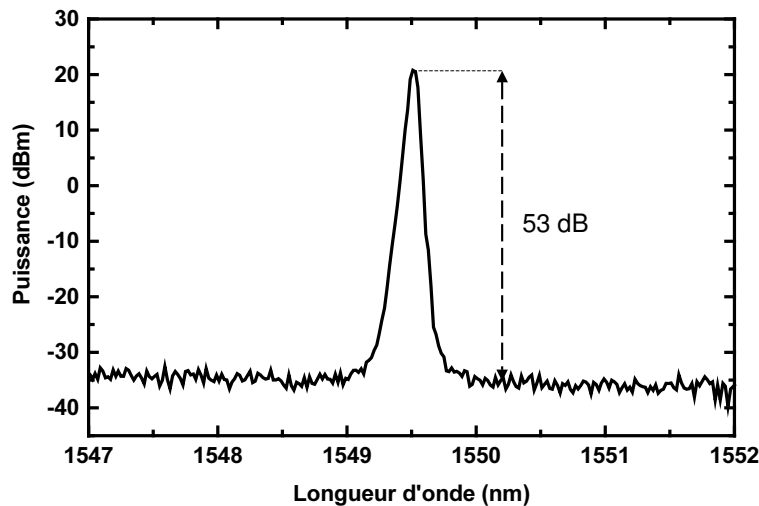


FIG. 4.18 – Aspect du spectre optique du signal de sonde après amplification. Résolution de 0,07 nm.

4.7.2.3 Le guide

Les signaux de pompe et de sonde sont réunis via un coupleurs 90/10. La pompe est connectée sur la voie 90 % qui induit 0,5 dB de pertes, la sonde est connectée sur la voie 10 % qui induit 10 dB de pertes.

Les signaux ainsi réunis traversent un nouveau système de boucles de Lefèvre pour contrôler la polarisation de la pompe avant l'entrée dans le guide. Pour la sonde, le réglage s'effectue après (dans le temps) celui de la pompe sur le contrôleur de polarisation amont qui lui est propre.

Les signaux sont ensuite couplés dans le guide via une fibre micro-lentillée (PM ou non). A la sortie de la fibre, les différents signaux et bruits d'amplificateurs peuvent se résumer par les données du tableau suivant.

signal	niveau de puissance (dBm)	niveau relatif du bruit (Résolution de mesure = 0,07 nm)
sonde	8	53
pompe	17 moyen, 44 crête	27

TAB. 4.1 – Rappel des niveaux différents niveaux d'entrées.

Comme nous le verrons dans la suite, la puissance de sonde incidente est probablement trop importante et contribue déjà à saturer l'absorption. Nous l'avons fixée à ce niveau de puissance dans les premières études pour en faciliter la détection.

Le signal issu du guide est récolté à l'aide d'une seconde micro-lentille. Pour rappel, les pertes fibre-à-fibre minimum mesurées sont de -16 dB.

4.7.2.4 Lignes de détection

Les signaux de sortie passent dans un nouveau coupleur 90/10. La voie 10 % est envoyée sur un analyseur de spectre optique (OSA) qui permet d'effectuer :

- i. l'optimisation de la récupération du signal,
- ii. le témoin de la présence ou non des différents signaux,
- iii. le contrôle de la longueur d'onde de sonde,
- iv. le contrôle de l'aspect et des niveaux des différents spectres optiques.

La voie 90 % est envoyé quant à elle dans un filtre coupe bande à la longueur d'onde de pompe λ_p . Celui-ci est constitué d'un réseau de Bragg centré sur λ_p associé à un circulateur. Le principe de ce filtre coupe-bande est présenté sur la figure 4.19.

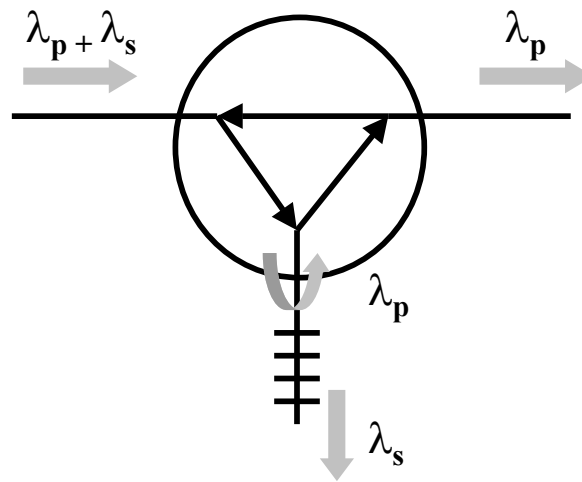


FIG. 4.19 – Schéma du filtre coupe-bande centré à λ_p .

Le spectre de transmission du filtre de Bragg est présenté figure 4.20.

Le signal utile que constitue la sonde est, à ce stade, séparé du signal de pompe. Pour assurer un niveau de puissance suffisant pour la détection, le signal traverse un EDFA de puissance de saturation 21 dBm, le niveau de signal entrant est suffisamment faible pour ne pas saturer le gain de cet amplificateur. Le signal amplifié est ensuite filtré grâce à un filtre accordable de largeur à mi-hauteur 2 nm pour supprimer le maximum de bruit d'ESA de l'amplificateur et pour diminuer de nouveau le résidu du signal de pompe. Nous trouvons ensuite un atténuateur variable suivi d'un coupleur 50/50. L'une de ses voies est envoyée sur un radiomètre et permet un suivi de la puissance de sortie. L'autre est envoyée soit vers un OSA ce qui permet de régler le filtre accordable sur le signal de pompe, soit sur la photodiode qui permet de mesurer l'évolution temporelle du signal de sonde modulé par le signal de pompe.

Sauf contre indication, la photodiode utilisée possède une bande passante de 20 GHz.

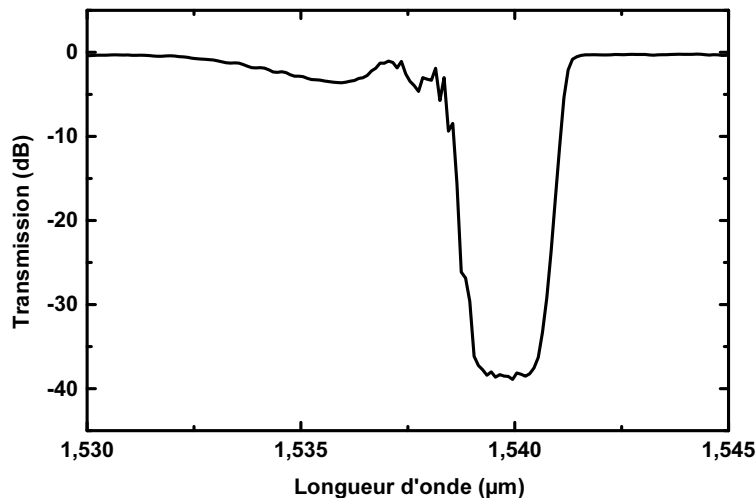


FIG. 4.20 – Transmission du filtre de Bragg utilisé.

4.7.3 Estimation préalable de la faisabilité d'une saturation de l'absorption

Un calcul simpliste basé sur l'hypothèse de la présence de deux porteurs par BQ sur l'état fondamental permet d'obtenir une estimation de la puissance de pompe nécessaire pour saturer l'absorption.

Les guides testés mesurent environ $L = 1$ mm de long sur au plus $l = 3$ μm de large et ils comportent $n_{plan} = 9$ plans de BQ. Chacun de ces plans présente une densité de boîtes l'ordre de $D_{BQ} = 10^{10}$ cm^{-2} . Une estimation large du nombre absolu d'électrons N_e à exciter pour blanchir l'absorption dans le cas d'un milieu parfaitement homogène⁶ peut donc s'écrire :

$$N_e = 2 \cdot n_{plan} \cdot D_{BQ} \cdot L \cdot l \simeq 5,4 \cdot 10^6 \quad (4.5)$$

En se fixant un coefficient d'absorption ⁷ de $\alpha = 30$ cm^{-1} l'énergie à apporter pour blanchir l'absorption de l'échantillon est alors :

$$E_{sat} = (1 - \exp(-\alpha L)) \cdot N_e \cdot E_{phot} \simeq 7 \times 10^{-13} \text{ J} \quad (4.6)$$

La puissance crête de nos impulsions se situe, théoriquement, avant la micro-lentille, à 20 W, soit 20 J/s, soit pour une impulsion de 5 ps, cela correspond à une énergie de 10^{-10} J. Pour des pertes d'insertion de 10 dB, l'énergie de notre pompe ne serait plus que de 10^{-12} J. La mesure du temps de vie radiatif τ_r des porteurs de l'état fondamental réalisée dans le cadre de la thèse de Patrice Miska [45] est de l'ordre de la nanoseconde. Nos impulsions de

⁶i.e toutes les BQ absorbent le signal de pompe à une longueur d'onde donnée, cela constitue une hypothèse pessimiste dans l'estimation du seuil

⁷estimation très faible au vue des mesures d'absorption petit signal. Cette estimation faible est donc l'hypothèse "pessimiste" dans le cadre de ce calcul.

pompe d'une durée de 5 ps sont donc très largement inférieures à ce temps de vie. De fait, l'énergie des impulsions est bien supérieure à l'énergie théorique à apporter pour blanchir l'absorption.

Pour obtenir une saturation de l'absorption à partir d'un signal continu, en considérant un temps de vie du 500 ps (hypothèse pessimiste) la puissance de saturation est de $7.10^{-13}/0,5.10^{-9} = 0,0014$ J/s, soit 1,4 mW.

De ce calcul préalable, nous estimons donc raisonnablement pouvoir observer une saturation de l'absorption à partir d'un signal continu ou impulsionnel à condition de réaliser une injection optique avec des pertes inférieures à 10 dB.

4.7.4 Mise en évidence d'une auto-saturation de l'absorption

Malgré notre marge de manœuvre a priori raisonnable calculée précédemment, les difficultés soulevées par la réalisation de l'injection optique ont demandé un temps de réglage important pour déterminer et améliorer la procédure de couplage permettant d'observer la première saturation de l'absorption. En revanche, une fois mise au point, elle nous a permis d'obtenir quasiment à chaque couplage une saturation de l'absorption. Toutefois, la qualité de l'injection est assez variable. Enfin, l'ensemble des premières mesures s'est effectué sans contrôle de la polarisation (car sans fibre à maintien de polarisation). Les comparaisons s'en trouvent plus difficiles à réaliser.

Avant de mesurer une modulation du signal de sonde induite par la pompe, nous avons effectué une mesure de l'évolution de la transmission d'un signal en fonction de sa puissance. Cette mesure a été effectuée avec un signal de pompe d'une puissance de 43 dBm crête environ, puis avec le signal de sonde directement issu de l'amplificateur d'une puissance de 18 dBm. Les résultats de l'ensemble de ces mesures dépendent fortement de la polarisation du signal incident (pas contrôlée pour l'instant) et de l'optimisation du couplage. C'est pourquoi il faut s'attacher à l'aspect qualitatif des courbes plutôt qu'aux valeurs affichées.

4.7.4.1 Auto-saturation de la pompe

Lors des mesures d'auto-saturation de la pompe, pour deux conditions de couplages différentes nous avons obtenu les courbes présentées sur les figures 4.22 et 4.21. L'axe des abscisses de ces figures correspond à l'atténuation appliquée sur le signal de pompe. Cette atténuation est directement liée à notre puissance d'entrée de référence dans la mesure où nous ne connaissons ni les pertes d'injection ni l'absorption de la structure car elle dépend de la polarisation incidente.

La première courbe présente une allure classique traduisant l'effet non linéaire qu'est la saturation de l'absorption. Pour de faibles puissances incidentes, l'absorption du guide est constante et la transmission ne varie pas. Lorsque la puissance de pompe croît, l'absorption sature progressivement et cette diminution de l'absorption augmente la transmission. Néanmoins, une variation de la transmission de 0,4 dB pour une variation de la puissance

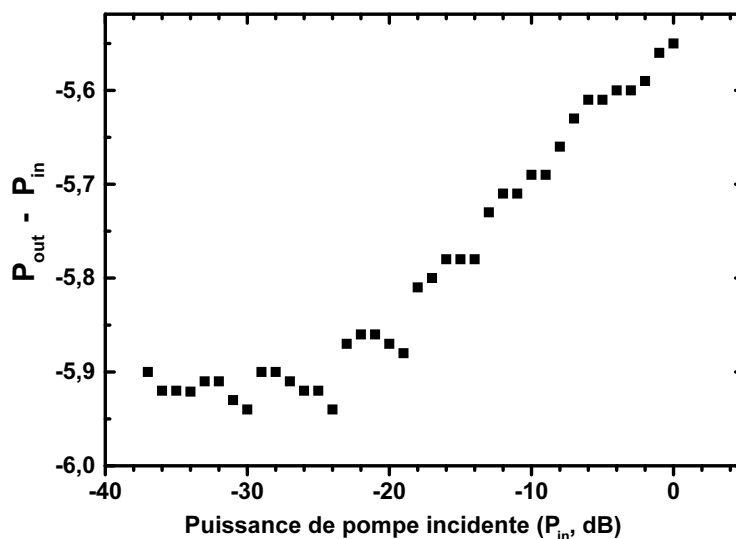


FIG. 4.21 – Évolution de la transmission du guide en fonction de la puissance moyenne incidente.

incidente de 20 dB est assez faible. Cette observation peut s'expliquer si une grande partie du signal de pompe traverse l'échantillon ailleurs que dans la zone active.

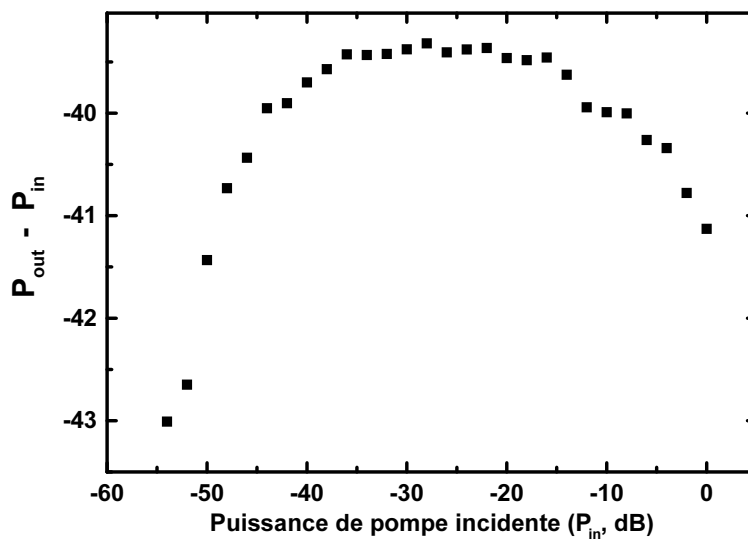


FIG. 4.22 – Évolution de la transmission du guide en fonction de la puissance incidente (mesure 1).

La courbe 4.22 est moins classique mais pourrait trouver une explication dans les travaux de Borri et al. [43]. La figure 4.23 présente les résultats de ces travaux. Cette figure trace l'évolution de la transmission de la pompe ($\frac{I_{out}}{I_{in}}$) en fonction de l'énergie des impulsions et ce, pour différentes largeurs temporelles des impulsions. La largeur à mi-hauteur des impulsions est caractérisée sur la figure par la largeur en énergie. Dans la mesure où les impulsions sont en limite de Fourier, nous pouvons facilement remonter à la durée des impulsions à l'aide

des expressions :

$$\begin{aligned}\Delta\nu \cdot \Delta\tau &= 0,44 \\ E &= h\nu\end{aligned}\quad (4.7)$$

on obtient alors :

$$\Delta E = \frac{0,44 \cdot h}{q \cdot \Delta\tau} \quad (4.8)$$

où h est la constante de planck et q la charge de l'électron.

ΔE en meV	$\sim \Delta\tau$ en ps
1	1,82
1,9	0,96
7	0,26
15	0,12

TAB. 4.2 – Correspondance $\Delta E / \Delta\tau$ des largeurs d'impulsions des travaux de Borri et al. [43]

Le tableau 4.2 présente la correspondance $\Delta E / \Delta\tau$ des largeurs d'impulsions issues de ces travaux.

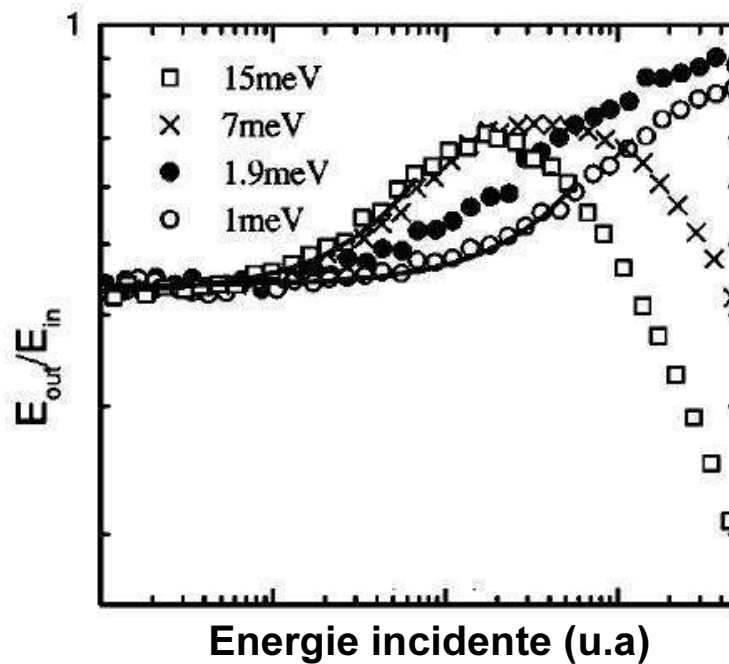


FIG. 4.23 – Évolution de la transmission d'un signal impulsionnel en fonction de l'énergie de celle-ci. L'évolution est tracée pour différentes largeurs du spectre incident. D'après Borri et al.

L'augmentation de l'absorption observée par Borri et al. pour les fortes puissances de pompe et les faibles largeurs d'impulsion est attribuée à une absorption à deux photons.

Dans notre cas, la durée des impulsions est supérieure mais la diminution de l'absorption à très forte puissance dans le cas de la figure 4.22 pourrait tout de même s'expliquer de la même manière.

Sur la même figure 4.22, le seuil apparent de saturation se situe autour de -55 dB ⁸ alors qu'il se situe autour de -25 dB dans le cas de la figure 4.21. La différence d'injection et de la polarisation de l'onde incidente pourrait suffire à expliquer cette différence. Néanmoins, sur la base de notre calcul préalable, la puissance seuil de saturation serait de $44 - 55 = -11$ dBm, soit $8 \cdot 10^{-5}$ J/s ou $4 \cdot 10^{-16}$ J sur un temps de 5 ps. Cette valeur se situe 3 ordres de grandeur sous l'estimation de la saturation complète et cela paraît faible. Cette mesure intéressante est donc à prendre avec précaution et mérite de nouvelles investigations. Néanmoins, la variation de transmission de 3 dB pour une plage de variation de la puissance de pompe de 15 dB peut paraître plus raisonnable que les 0,4 dB de la première mesure.

4.7.4.2 Auto-saturation de la sonde

La même expérience a été réalisée ⁹ à partir du signal de sonde continue. Celui-ci a été directement injecté dans le guide sans passer par le coupleur 90/10. Il présente donc une puissance incidente d'environ 18 dBm. La courbe 4.24 a été obtenue.

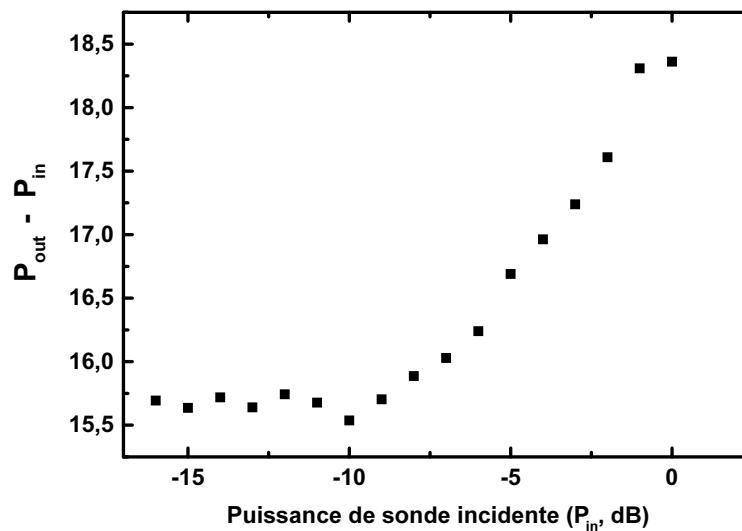


FIG. 4.24 – Évolution de la transmission du guide en fonction de la puissance incidente.

Cette courbe présente un aspect classique traduisant un effet de saturation de l'absorption. Si le dernier point de la courbe semble annoncer une saturation, nous ne pouvons en tenir compte du fait de son unicité. Cependant, la variation de 3 dB de la transmission pour une variation de 10 dB du signal incident correspond assez bien à la deuxième mesure présentée dans le paragraphe précédent (figure 4.22).

⁸limite d'atténuation de notre atténuateur variable ...

⁹dans d'autres conditions de couplage que la mesure sur la pompe

La puissance seuil du phénomène de saturation se situe 10 dB sous la puissance maximum injectée. Dans l'hypothèse optimiste de pertes de couplage à l'injection de 5 dB, la puissance seuil de saturation de notre milieu se situerait donc pour une pompe continue autour de 13 dBm soit 20 mW. Sous l'hypothèse plus réaliste de pertes de couplage à l'injection d'environ 9 dB, la puissance de saturation, ne serait plus que de 9 dBm soit 8 mW. Ces puissances de saturation obtenues dans un guide monomode sont comparables à celles mesurées sur des absorbants saturables utilisés au laboratoire. Ceux-ci sont constitués d'empilements de multi-puits quantiques fonctionnant en réflexion en utilisation perpendiculaire par rapport au plan de croissance.

4.7.5 Mise en évidence d'une modulation de la sonde par le signal de pompe

Un exemple d'évolution de modulation de la sonde induite par la saturation de l'absorption est présenté figure 4.25. Les différentes traces ont été obtenues pour les différentes puissances de pompe incidentes indiquées sur la figure. La longueur d'onde de sonde est de $1,55 \mu\text{m}$.

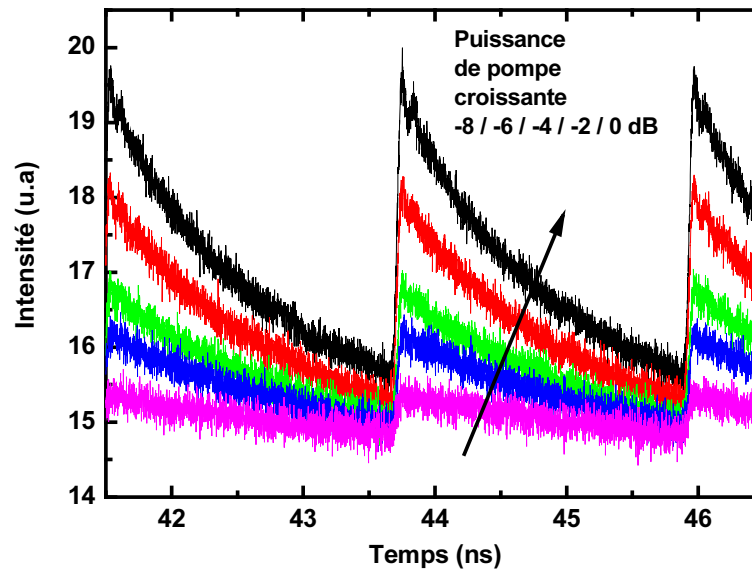


FIG. 4.25 – Évolution de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,55 \mu\text{m}$.

Pour caractériser l'amplitude de la modulation induite sur notre signal de sonde, nous introduisons la notion de taux d'extinction défini par :

$$TE = \frac{I_{max} - I_0}{I_{min} - I_0} \quad (4.9)$$

où I_{max} est le maximum d'intensité du signal, I_{min} l'intensité minimale, et I_0 l'intensité du niveau de zéro optique de notre système. Le zéro optique est le signal reçu par la pho-

todiode lorsque le filtre accordable est décalé sur le plancher de bruit du signal. L'évolution du taux d'extinction (en dB) en fonction de la puissance de pompe des mesures de la figure 4.25 est tracée sur la figure 4.26.

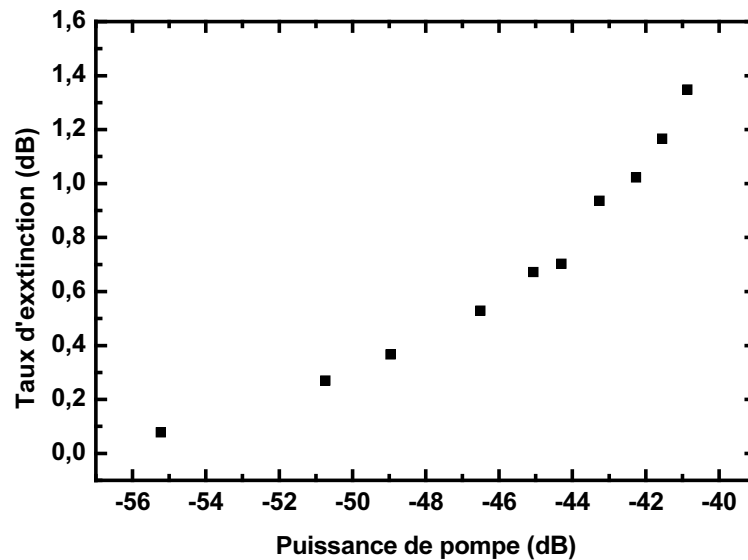


FIG. 4.26 – Évolution du taux d'extinction de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,547 \mu\text{m}$ $\lambda_p = 1,54 \mu\text{m}$.

La courbe obtenue présente une forme typique qui traduit un effet non linéaire. Un plancher est observé pour les faibles puissances de pompe. Celles-ci ne saturent pas l'absorption et la transmission de la sonde est constante. En revanche quand la puissance de pompe croît, l'absorption du milieu est progressivement saturée et la transmission de la sonde augmente. La valeur du taux d'extinction maximum de 1,4 dB est à comparer à la valeur de 3 dB obtenue en auto-saturation. La polarisation des ondes incidentes, la qualité du couplage dans la zone active et une puissance de sonde de 8 dBm qui pourrait déjà saturer l'absorption sont les différentes hypothèses formulées pour expliquer ce faible taux d'extinction.

note : les figures 4.25, 4.26 et 4.27 sont issues d'une même mesure avec $\lambda_{sonde} = 1,547 \mu\text{m}$.

Lors de cette mesure, l'évolution du niveau du signal de sonde de retour à l'équilibre a évolué suivant la courbe 4.27. Cette évolution est faible et décroît régulièrement avec la puissance de pompe ce qui pourrait signifier que le temps de retour à l'équilibre du milieu est de l'ordre de la période du signal de pompe à savoir 2,2 ns. Nous présenterons dans la suite, paragraphe 4.7.6, les résultats déduits de l'aspect dynamique du signal.

Néanmoins, pour d'autres mesures, si l'évolution des traces temporelles et du taux d'extinction sont similaires, l'évolution du niveau moyen est moins compréhensible. Dans le cas de la mesure de la figure 4.28 par exemple, l'évolution du taux d'extinction présenté figure 4.29 possède un aspect classique mais l'évolution de l'augmentation de la moyenne du signal quand la pompe diminue est plus inattendue.

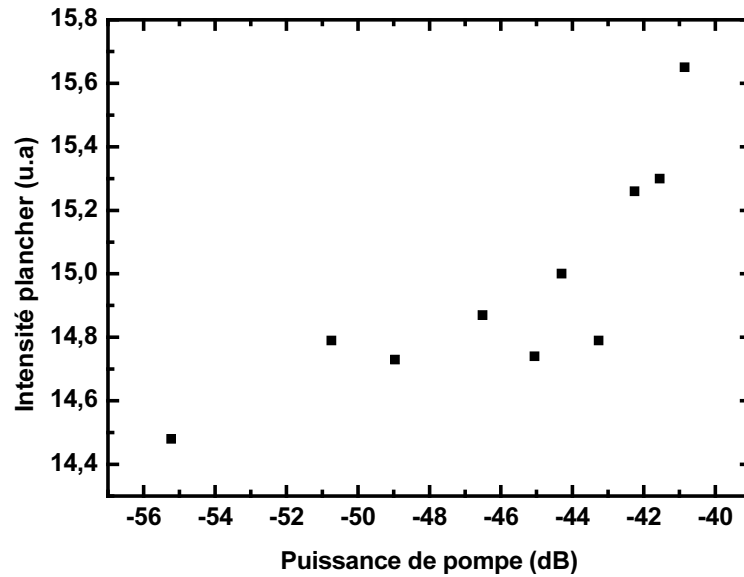


FIG. 4.27 – Évolution de la valeur plancher du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption : $\lambda_{sonde} = 1,547 \mu\text{m}$.

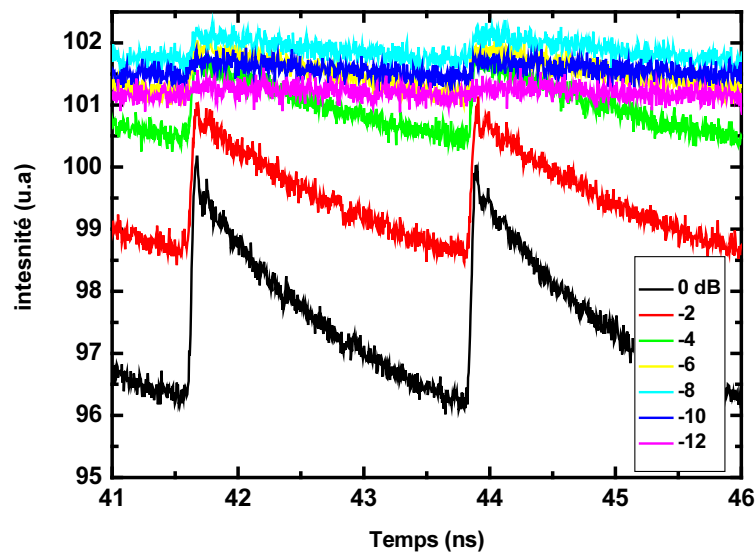


FIG. 4.28 – Évolution de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,551 \mu\text{m}$.

note : les figures 4.28 et 4.29 sont issus d'une même mesure avec $\lambda_{sonde} = 1,51 \mu\text{m}$.

Le phénomène d'absorption à deux photons pouvant justifier l'absorption auto-induite de la pompe exposées au paragraphe 4.7.4.1, pourrait de nouveau être une explication à cette évolution de la puissance moyenne. Néanmoins, ce serait une interaction mettant en jeu un photon issu de chaque signal. Cette hypothèse d'absorption à deux photons mérite des mesures complémentaires.

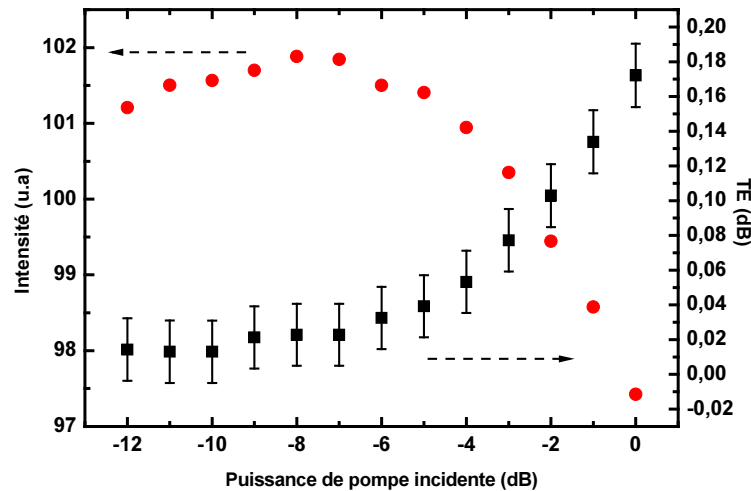


FIG. 4.29 – Évolution de la valeur moyenne (axe de gauche) et du taux d'extinction du signal de sonde (axe de droite) en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption. $\lambda_{sonde} = 1,551 \mu\text{m}$.

4.7.6 Aspect dynamique

Les travaux publiés par Borri et al. [43, 95, 96, 97, 98, 99, 100] sur le sujet attestent de l'ampleur et la complexité de ces études. Leurs travaux sur des BQ à 1,1 ou 1,3 μm traitent d'expériences de pompe sonde et de mélange à quatre ondes dans des structures de type SOA. L'ensemble de ces résultats constitue une base de travail notable pour l'étude de la dynamique des porteurs dans les BQ. L'état d'avancement de nos travaux ne nous permet pas d'aller aussi loin dans nos interprétations mais démontre qu'un certain nombre de résultats pourraient être obtenus grâce à notre montage.

Avant de traiter les aspects de la dynamique des porteurs, revenons tout d'abord sur la mesure présentée au paragraphe 4.7.5. L'évolution de la modulation de la sonde induite pour différentes puissances de pompe est tracée en échelle logarithmique sur la figure 4.30. Nous constatons que la décroissance du signal de sonde n'est pas linéaire. Cette décroissance non linéaire implique que la durée de vie radiative du niveau possède au moins 2 temps caractéristiques. Pour les puissances de pompe de 0 et -6 dB, a été effectuée une interpolation par la somme de deux exponentielles décroissantes.

La forme générale de la fonction d'interpolation est la suivante :

$$y = y_0 + A_1 \cdot e^{-\frac{x-x_0}{t_1}} + A_2 \cdot e^{-\frac{x-x_0}{t_2}} + \dots \quad (4.10)$$

L'interpolation des figures 4.31 et 4.32 correspondant respectivement aux puissances de pompe de 0 et -6 dB a été effectuée sur la base de deux composantes temporelles. Les temps caractéristiques obtenus sont résumés dans le tableau 4.3.

Aux erreurs de détermination près, les mesures de la composante longue de la décroissance sont semblables, hormis pour la puissance de pompe la plus faible. En effectuant une

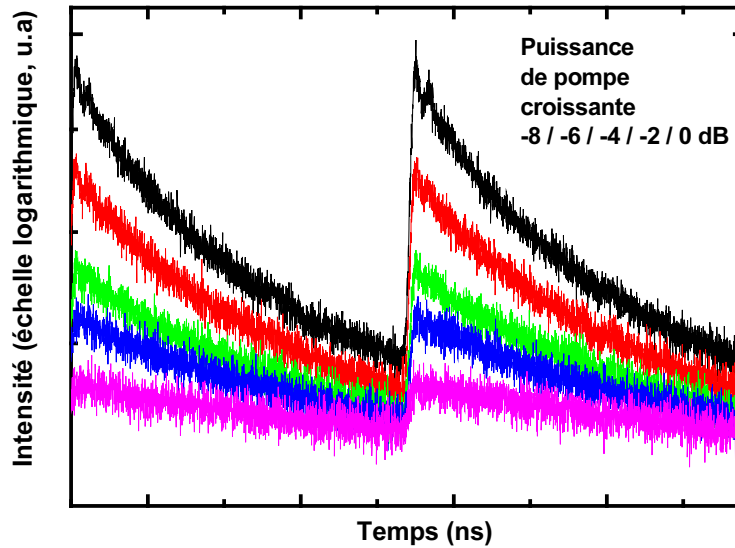


FIG. 4.30 – Évolution sur une échelle logarithmique de la modulation du signal de sonde en fonction de la puissance de pompe responsable de la saturation d'absorption.

Puissance de pompe (dB)	composante longue (ns)	composante courte (ns)
0	$1,51 \pm 0,27$	$0,32 \pm 0,13$
- 1	$1,86 \pm 0,61$	$0,38 \pm 0,17$
- 2	$2,12 \pm 0,72$	$0,36 \pm 0,14$
- 3	$1,53 \pm 0,10$	$0,10 \pm 0,10$
- 4	$1,69 \pm 0,13$	$0,11 \pm 0,10$
- 5	$1,71 \pm 0,14$	$0,10 \pm 0,17$
- 6	$2,08 \pm 0,30$	$0,13 \pm 0,14$

TAB. 4.3 – Temps de décroissance obtenus par une interpolation à deux exponentielles décroissantes pour les différentes puissances de pompe appliquées.

moyenne de ces temps et supprimant celui présentant l'erreur la plus forte, on obtient un temps de $1,73 \pm 0,25$ ns.

Pour la composante courte, la même remarque peut être faite même si le temps calculé affiche malgré tout deux valeurs distinctes autour de 0,3 puis 0,1 ns. Toutefois le rebond de notre signal au passage de la pompe est gênant dans la détermination de la composante courte. Il n'est pas sans rappeler le rebond observé sur la trace temporelle du signal de pompe. Nous n'avons pas réussi à déterminer si ce rebond était dû à la photodiode ou au signal lui même. Un test avec une autre photodiode devrait pouvoir répondre à la question.

Classiquement la composante longue d'environ une nanoseconde correspond au temps de vie radiatif des porteurs sur la transition fondamentale et le(s) temps court(s) correspond(ent) au temps d'échappement vers les niveaux d'énergie supérieurs¹⁰ des porteurs (électrons et trous) par l'interaction avec les phonons du réseau ou par effet Auger. Pour la composante courte, Borri et al. [97, 98] obtiennent des temps de l'ordre de la picoseconde :

¹⁰état excité ou couche de mouillage

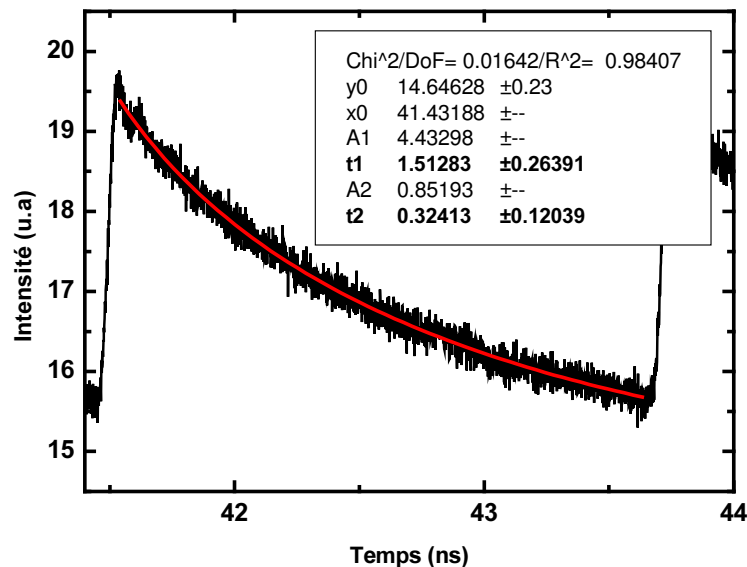


FIG. 4.31 – Interpolation par une exponentielle décroissante du signal de sonde modulé présenté figure 4.25 pour la puissance de pompe de - 6 dB.

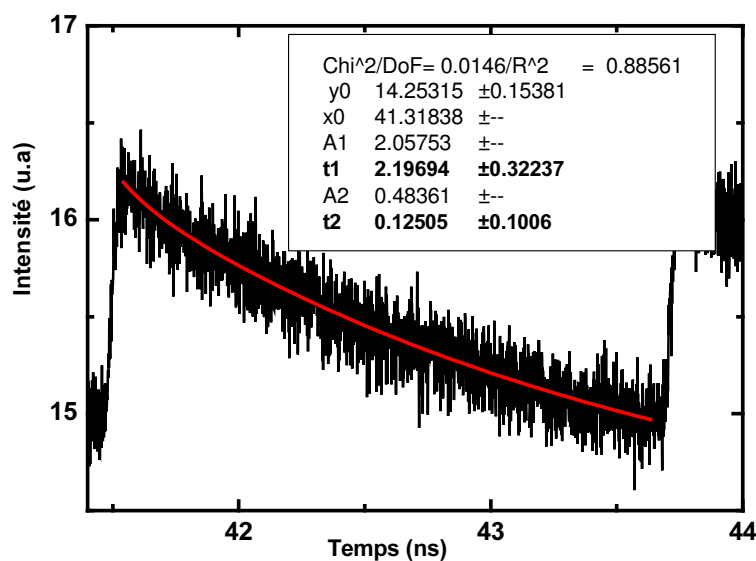


FIG. 4.32 – Interpolation par une exponentielle décroissante du signal de sonde modulé présenté figure 4.25 pour la puissance de pompe de 0 dB.

1,25 et 5,9 ps pour les trous et les électrons respectivement. Dans notre cas, la photodiode utilisée ne nous permet a priori pas des mesures de temps inférieurs à 50 ps. La composante courte de 100 ou 300 ps calculée ne semble donc pas limitée par la mesure. En revanche, il peut exister d'autres composantes temporelles plus faibles non résolues par la mesure. L'acquisition prochaine par le laboratoire d'un auto-corrélateur et d'une source femtoseconde devrait permettre une étude beaucoup plus précise de la dynamique de nos structures à BQ.

Néanmoins, la mesure d'un temps d'échappement des porteurs relativement long, par

rapport aux travaux de Borri par exemple, irait bien dans le sens des résultats du chapitre précédent qui mettent en évidence le comportement inhomogène de notre milieu à BQ. En effet, plus les porteurs resteront dans les BQ qui les ont capturés, moins il y aura d'échanges de porteurs entre BQ, et donc plus les BQ présenteront un comportement découplé.

4.7.7 Mise en évidence d'une absorption induite.

Sous certaines conditions expérimentales, nous avons observé des signaux de sonde modulés semblables à ceux présentés figures 4.33 (a), 4.34 (a) et 4.35 (a).

Note : Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus dans des conditions expérimentales proches (même série). En effet, elles sont extraites d'une série de mesures effectuées le même jour avec le même couplage (aux dérives de couplage près) pour une longueur d'onde de sonde variant de 1547 à 1558 nm. les figures 4.28 et 4.29 sont issues de la même mesure pour $\lambda_{sonde} = 1,551 \mu\text{m}$.

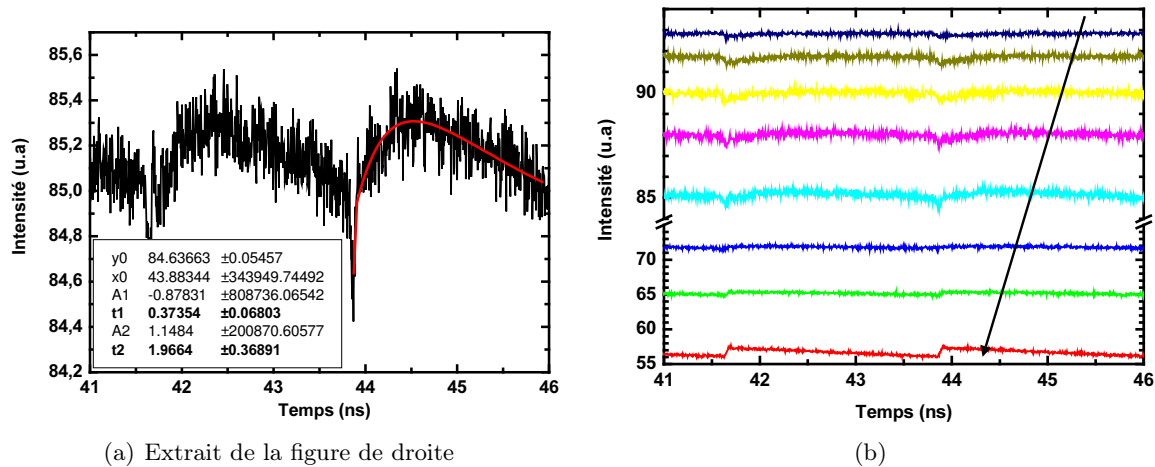


FIG. 4.33 – Modulation de la sonde induite au passage de la pompe pour une longueur d'onde de sonde de $1,553 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe croissante suivant la flèche.

Ce type de signal ne présente pas un aspect classique pour un signal de sonde subissant une saturation de l'absorption. En effet, comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents la saturation de l'absorption induit une augmentation de la transmission au passage de la pompe et les figures 4.33 (a), 4.34 (a) et 4.35 (a) présentent des comportements partiellement ou totalement inverses. En effet, au passage de la pompe, l'absorption du signal de sonde est augmentée et non diminuée, au moins dans un premier temps.

Les figures 4.33 (b), 4.34 (b) et 4.35 (b) présentent l'évolution complète en fonction de la puissance de pompe respectivement pour des longueurs d'onde de sonde de $1,553 \mu\text{m}$ et $1,555 \mu\text{m}$ et $1,558 \mu\text{m}$.

Pour la mesure à la longueur d'onde de sonde de $1,53 \mu\text{m}$ (figure 4.33), nous observons le passage d'un fonctionnement en régime de saturation de l'absorption classique à un régime

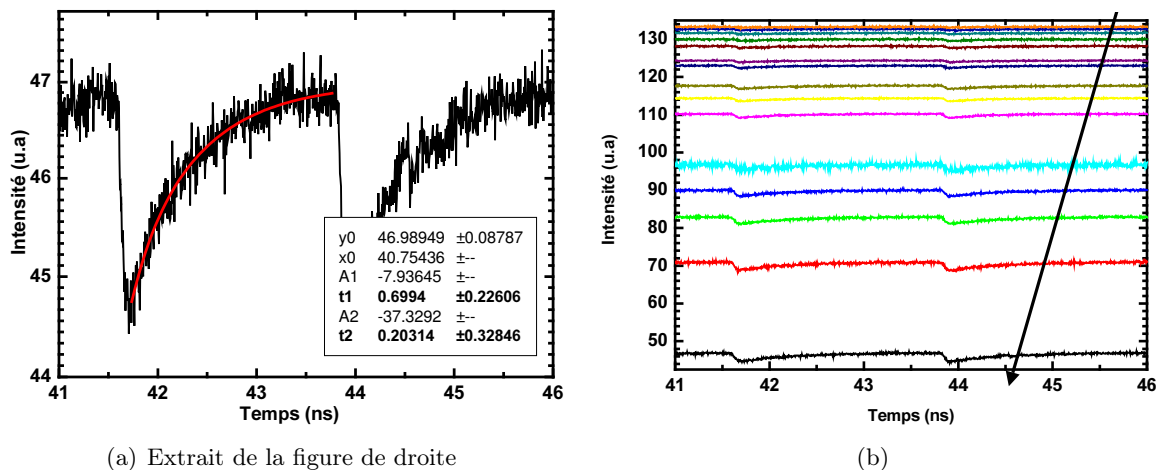


FIG. 4.34 – Modulation de la sonde induite au passage de la pompe pour une longueur d'onde de sonde de $1,555 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe croissante suivant la flèche.

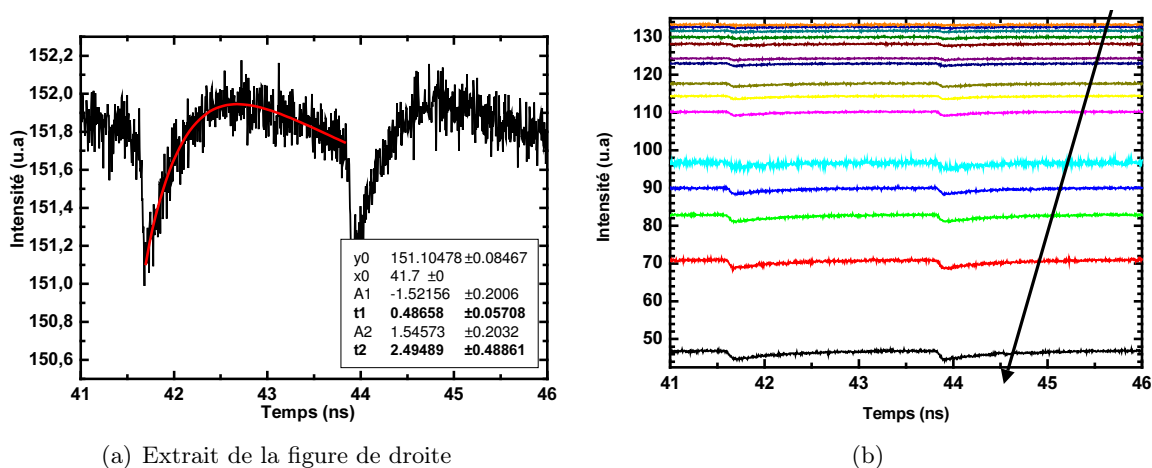


FIG. 4.35 – Modulation de la sonde induite au passage de la pompe pour une longueur d'onde de sonde de $1,558 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe croissante suivant la flèche.

d'absorption induite. Pour les deux autres longueurs d'ondes présentées, dès les plus fortes puissances de pompe, le mode de fonctionnement est celui de l'absorption induite.

Sur les figures 4.33 (a), 4.34 (a) et 4.35 (a), nous avons tracé en plus les résultats d'interpolations par la somme (ou différence) de deux exponentielles décroissantes¹¹. Sur les figures apparaissent en encart les temps de décroissance calculés et l'erreur sur cette détermination. Les temps caractéristiques t_1 et t_2 obtenus sont à considérer avec une certaine prudence dans la mesure où le grand nombre de paramètres à ajuster permet lors de l'interpolation, de trouver différents minima locaux.

La figure 4.36 présente l'évolution de la puissance moyenne des signaux en fonction

¹¹voir le modèle défini équation 4.10

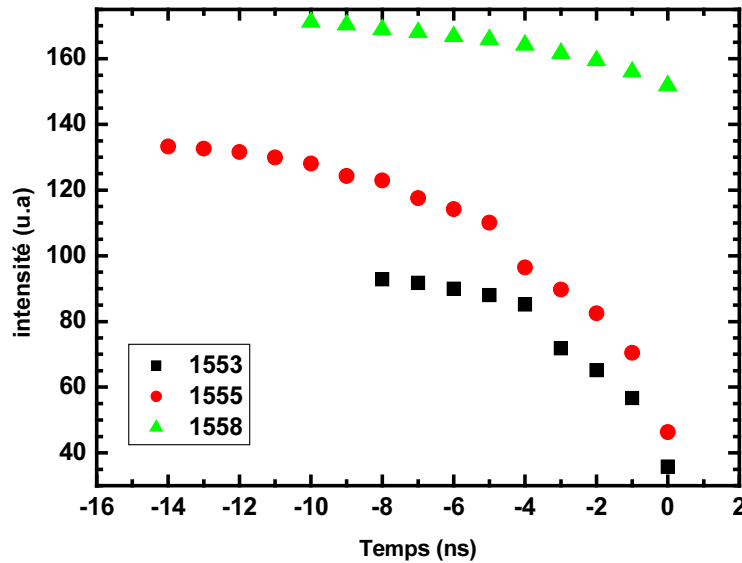


FIG. 4.36 – Évolution de la puissance moyenne des signaux de sonde pour $\lambda = 1553$; 1555; 1558 nm en fonction de la puissance de pompe incidente.

de la puissance de pompe. Le niveau I_{min} du signal de sonde croît régulièrement quand la puissance de pompe décroît. Une augmentation de la transmission du signal de sonde alors que la puissance de pompe décroît est le comportement inverse à celui attendu. Nous reviendrons sur cette observation dans un prochain paragraphe.

Nous n'avons pas d'explication pour interpréter l'observation des absorptions induites présentées sur les figures 4.33 (a), 4.34 (a) et 4.35 (a).

Nous supposons que l'apparition de ces réponses est lié à une absorption à deux photons des signaux de sonde et de pompe par les niveaux de la couche de confinement. Le résultat d'une absorption à deux photons est la diminution de la transmission de la sonde quand la puissance de pompe croît.

Cependant l'absorption à deux photons ne peut justifier une absorption induite que pour les temps très court (au passage de la pompe), d'autres phénomènes sont donc probablement impliqués

4.7.8 Évolution du taux d'extinction en fonction de la longueur d'onde de sonde : vers une estimation de la largeur homogène ?

Malgré l'absence d'un réel contrôle en polarisation des signaux incidents qui rend l'interprétation des mesures difficile, nous avons effectué deux mesures préliminaires de l'évolution de l'influence du signal de pompe en fonction de la longueur d'onde du signal de sonde. Les deux mesures ont été effectuées pour une longueur d'onde de sonde variant de 1547 à 1558 nm.

Pour rappel, la longueur d'onde de pompe est fixe à 1540 nm. L'évolution de la longueur d'onde de sonde est limitée sur le montage expérimental par l'utilisation d'EDFA dont la

plage spectrale d'amplification est restreinte à la bande C des télécommunications optiques, à savoir : 1530 - 1560 nm. Notre pompe qui se situe à 1540 nm, nous laisse donc une plage de travail maximum de 20 nm entre 1540 nm et 1560 nm. Pour s'affranchir du résidu de pompe sur le photodétecteur avec le montage actuel, la longueur d'onde de sonde minimum est limitée à 1,547 μm en raison de la largeur du filtre de sonde accordable sur la ligne de détection.

Nous allons présenter deux séries de mesures dont les résultats sont à prendre avec un certain recul. En effet, le contrôle de tous les paramètres doit être amélioré et les résultats doivent être répétables pour pouvoir être considérés justes.

4.7.8.1 Première mesure

La première mesure est celle dont sont extraits les résultats présentés dans le paragraphe 4.7.7 sur l'absorption induite observée sur le signal de sonde. Pour chaque longueur d'onde, nous avons tracé l'évolution du taux d'extinction en fonction de la puissance de pompe incidente comme cela est présenté pour $\lambda = 1548$ nm sur la figure 4.37. A partir de l'évolution du taux d'extinction, nous définissons la puissance seuil comme l'illustre cette même figure.

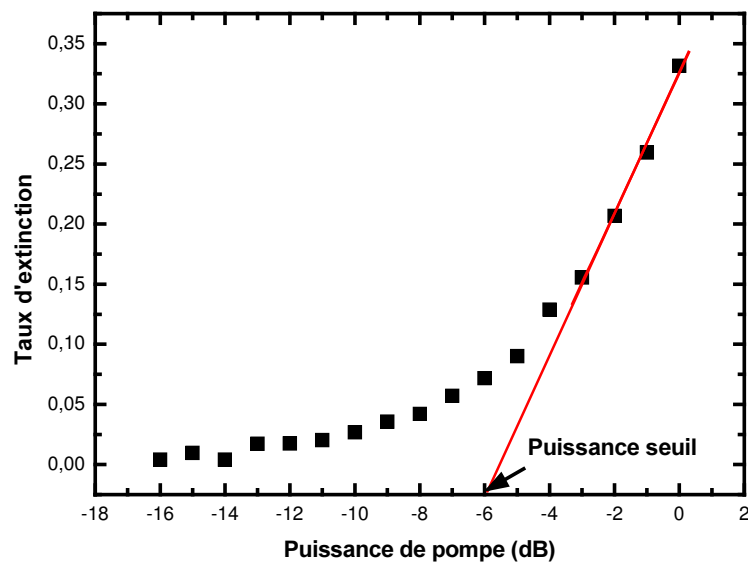


FIG. 4.37 – Définition de la puissance de saturation ou puissance seuil.

L'évolution de cette puissance de saturation en fonction de la longueur d'onde est tracée sur la figure 4.38. Le seuil de saturation décroît régulièrement lorsque la longueur d'onde du signal de sonde s'éloigne. Au delà de 1553 nm, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent les signaux de sonde présentent une forme inhabituelle, c'est la zone indiquée "absorption induite". Les points ne présentant pas de barre d'erreur sont le résultat d'une interpolation entre deux points de mesures. C'est donc signe que la modulation induite sur le signal de sonde est faible.

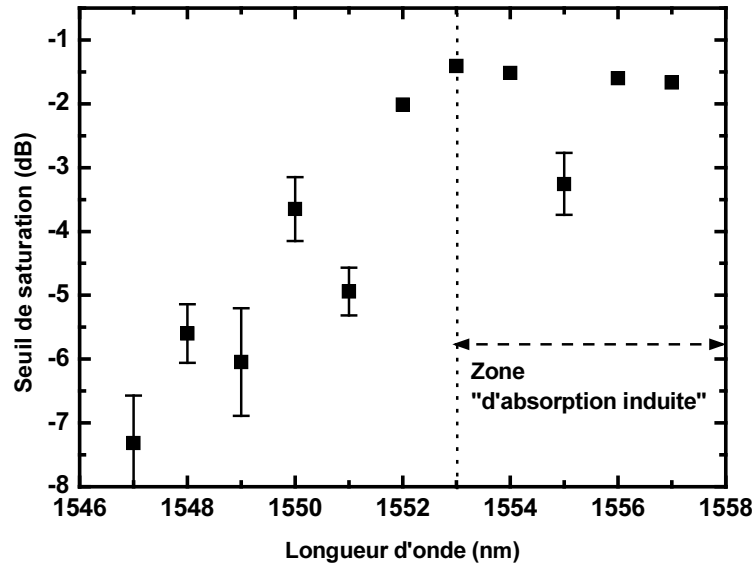


FIG. 4.38 – Évolution de la puissance de saturation en fonction de la longueur d'onde de la sonde. L'absence de barre d'erreur signifie que l'interpolation a été effectuée sur deux points. Longueur d'onde de pompe = 1540 nm.

Sous des conditions de couplage considérées constantes, nous observons donc que l'influence de la pompe sur la sonde diminue lorsque l'écart en longueur d'onde pompe-sonde croît. La diminution est observée jusqu'à un $\Delta\lambda \simeq 13$ nm. Au delà de 13 nm, nous sommes limités par la mesure. Ce premier résultat intéressant doit être confirmé par des mesures contrôlées en polarisation.

4.8 Bilan sur l'expérience de pompe sonde et l'évaluation de la largeur homogène sous saturation de l'absorption.

Après avoir conçu et réalisé le montage opto-mécanique, la mise en place d'une expérience de pompe-sonde a permis de mettre en évidence un premier résultat de saturation d'absorption d'un guide monomode à BQ InAs/InP(311)B. Préalablement, une étude d'absorption petit signal résolue en polarisation a montré une différence d'absorption entre les modes TM et TE supérieure à 30 dB sur 1 mm de longueur. Ces mesures ont permis d'estimer des pertes de couplage à 12 dB au maximum. Cette valeur importante devrait pouvoir être améliorée avec la mise au point de micro-lentilles mieux adaptées. Nous avons ensuite obtenu des résultats d'auto-saturation avec un signal de pompe impulsionnel maximum ($\tau = 5$ ps) de 42 dBm crête, puis avec un signal continu de sonde, de puissance 18 dBm. Cette mise en évidence d'une auto-saturation a permis d'estimer un seuil de saturation maximum d'un guide monomode comprenant 9 plans de BQ à 10 dBm environ, soit $0,25 \text{ MW/cm}^2$ (pour un guide de section $4 \mu\text{m}^2$). Cette même expérience d'auto-saturation suggère, comme dans les travaux de Borri et al. [43], l'existence d'une zone d'absorption induite pour les

fortes puissances de pompe. Néanmoins, nos premiers résultats demandent à être précisés et approfondis.

Nous avons ensuite mis en évidence la modulation d'un signal de sonde par la saturation de l'absorption du milieu. Ce résultat a permis d'effectuer une mesure du temps de vie des porteurs de l'état saturé. Sous l'hypothèse que seul l'état fondamental absorbe à 1540 nm, nous avons mis en évidence que le temps de vie de ce niveau présente au moins deux composantes temporelles. Une première de l'ordre de 1,6 ns, attribuée au temps de vie radiatif et une seconde qui serait, sous toutes réserves, de l'ordre de 200 ps, attribuée à l'échappement des porteurs vers les niveaux supérieurs via les interactions avec les phonons du réseau. Ce second temps mérite une nouvelle étude avec un système de mesure présentant une meilleure résolution temporelle pour permettre une conclusion définitive. Cependant ce résultat préliminaire reste cohérent avec la mise en évidence du caractère inhomogène de notre milieu à température ambiante.

Un phénomène d'absorption de la sonde induite par le passage de la pompe a été ensuite mis en évidence. Ce résultat a été présenté pour des longueurs d'onde de sonde de 1,553 à 1,558 μm , mais nous l'avons observé aussi à d'autres longueurs d'onde notamment à 1,535 μm (non présenté). Toutefois, les conditions d'obtention de ce résultat sont encore obscures. Par conséquent, son interprétation est très difficile dans l'état actuel de nos travaux et mérite de nouvelles recherches. La forme des traces temporelles et l'interpolation réalisée par une somme de deux exponentielles indiquent néanmoins la présence d'au moins deux phénomènes distincts.

L'absorption induite observée en auto-saturation de la pompe (absorption à deux photons?) pourrait être un des phénomènes en jeu dans l'apparition de ces signaux inattendus dans la mesure où le pic d'absorption se situe vraiment au niveau du passage de la pompe. Pour la composante longue de cette absorption induite, en revanche, nous n'avons pas d'hypothèse pour l'instant.

De plus, nous supposons que ce phénomène d'absorption induite devrait pouvoir être observé au-delà de la largeur homogène puisqu'il met en jeu des niveaux d'énergie bien au-dessus de ceux des BQ. Cet effet pourrait perturber l'estimation de la largeur homogène. Cela constitue une piste de travail pour la suite des recherches.

Nous avons ensuite réalisé une expérience préliminaire destinée à estimer la largeur homogène en régime de saturation de l'absorption. Nous avons observé de manière claire une diminution de l'interaction pompe-sonde. Cette observation pourrait indiquer un effet de l'élargissement homogène dont la largeur est estimée grossièrement à 13 nm. Cependant cette valeur est à confirmer en refaisant les expériences avec un contrôle de la polarisation pompe-sonde grâce aux nouvelles fibres à maintien de polarisation lentillées.

Ensuite, une étude caractérisant l'influence de la puissance de la sonde à couplage

constant doit être entreprise. Une amélioration du couplage et/ou de la sensibilité de la détection devraient permettre d'avoir une marge de puissance de commande plus importante et ainsi d'améliorer les mesures.

Conclusion

Ce travail de thèse a porté sur la caractérisation et la compréhension des propriétés optiques d'un milieu semi-conducteur à boîtes quantiques InAs/InP(311)B obtenues par épitaxie. Cette étude a été menée dans le cadre de la réalisation de lasers à modulation directe et d'amplificateurs optiques multi-canaux sans diaphonie inter-canal. Ce travail s'est effectué en collaboration avec le LENS de l'INSA qui fabrique ces boîtes quantiques et avec le LPN qui fabrique les guides monomodes.

L'objectif initial de ce travail était l'étude d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs à boîtes quantiques. Cette étude s'inscrivait dans le développement des nouvelles fonctions optiques pour les réseaux optiques de télécommunications. Cependant, le manque de maturité technologique lié au milieu actif utilisé a rapidement réorienté ce travail vers des considérations plus proches de la physique des boîtes quantiques. Néanmoins, la nature particulière du milieu étudié, mise en évidence par ces travaux, démontre à quel point cette étude physique est nécessaire pour la réalisation des fonctions optiques souhaitées (laser, amplificateur, porte optique,...).

Nous avons présenté les principes physiques du fonctionnement d'un ensemble de boîtes quantiques, résumant les spécificités de ce milieu par rapport aux composants à base de matériaux massifs, de puits quantiques ou de "segments" quantiques (Quantum Dash). L'impact du caractère inhomogène ou non du gain de ces matériaux est mis en évidence par la présentation des différents types de modèles présents dans la littérature.

L'état de l'art permet de constater que de nombreuses prédictions théoriques concernant les propriétés remarquables des laser à BQ sont aujourd'hui vérifiées sur différents systèmes. Néanmoins peu de travaux présentent un composant abouti pour les télécommunications à $1,3 \mu\text{m}$ et encore moins à $1,55 \mu\text{m}$.

Pour l'application au amplificateur optique, les travaux d'Akiyama et al. sur les structures à BQ et ceux du projet Bigband sur les QDash sont beaucoup plus proche des aspects composants. Si la dynamique des structures à BQ en particulier, indique des performances prometteuses pour un fonctionnement au moins à 40 GHz, l'aspect multi-canal de ces composants est encore aujourd'hui peu traité.

D'un point de vue expérimentation, nous avons mis en place un banc de pompage op-

tique qui a permis tout d'abord d'obtenir et de caractériser l'oscillations laser de guides planaires à BQ émettant à $1,52 \mu\text{m}$ à température ambiante. Les émissions laser obtenues sur la transition fondamentale et sur la transition excitée de différents empilements de BQ présentent une largeur spectrale importante, propre à ce milieu, interprétée comme un fonctionnement relativement découplé de nos BQ. Cette conclusion constistue à notre connaissance un résultat nouveau. Par ailleurs, en adaptant légèrement le montage, nous avons pu mesurer le gain et les pertes de ces structures permettant de compléter l'étude du milieu amplificateur. Les résultats affichent une bonne cohérence quantitative malgré les nombreuses difficultés d'interprétation liées au pompage optique et au fonctionnement multi-mode spatial (transverse). Une étude du mode de remplissage des porteurs a permis ensuite d'apporter un nouvel élément confirmant les résultats sur la forme des spectres laser et l'hypothèse sur le caractère inhomogène du milieu à température ambiante.

Des mesures semblables sur des guides optiques monomodes à pompage électrique sont maintenant nécessaires pour valider et préciser ces résultats.

En complément de ces expériences sur le gain, nous avons effectuée une étude sur la polarisation de l'émission du milieu qui démontre le caractère TE des transitions fondamentales et excitées des BQ InAs/InP(311)B et la présence d'un continuum d'émission entre la couche de mouillage et les niveaux des BQ via les recombinaisons par les trous légers de la couche de mouillage. Ce résultat est une première sur ce système de BQ, il est comparable aux résultats obtenus sur GaAs.

Nos travaux sur les guides monomodes ont permis de mettre en évidence une différence d'absorption supérieure à 30 dB entre les modes TE et TM. Cet écart n'est pas en accord avec les mesures de pertes sur guide plan et suppose que le passage à un guide monomode modifie les caractéristiques optiques de la structure.

Nous avons ensuite étudié la dynamique temporelle de l'absorption du guide grâce à une expérience "pompe-sonde". Un temps de vie radiatif de 1,6 ns du niveau fondamental a été mesuré. Cette expérience a permis d'estimer un temps d'échappement des porteurs de 200 ps. Ce résultat doit malgré tout être considéré avec prudence pour l'instant. Toutefois, il présente une certaine cohérence avec la mise en évidence du caractère inhomogène de notre milieu à température ambiante.

Nous avons enfin réalisé une expérience préliminaire destinée à estimer la largeur homogène en régime de saturation de l'absorption. Nous avons observé de manière claire une diminution de l'interaction pompe-sonde avec l'écartement spectral pompe-sonde. Cette observation pourrait indiquer un effet de l'élargissement homogène dont la largeur est estimée grossièrement à 13 nm. Cependant cette valeur est à confirmer en refaisant les expériences avec un contrôle de la polarisation pompe-sonde grâce aux nouvelles fibres à maintien de polarisation lentillées.

L'obtention d'une largeur homogène de l'ordre de 13 nm en régime de saturation de l'absorption serait très prometteuse pour la réalisation de SOA à large bande sans diaphonie inter-canal dans le cadre d'une application C-WDM. Une étude de l'évolution de cette largeur

homogène en fonction de la température pourrait permettre de déterminer la température adéquate pour permettre un fonctionnement en WDM avec un espace inter-canal de 1000, 500, 250 GHz.

Sur la base des premières mesures réalisées, l'équipement disponible à l'ENSSAT permet d'envisager une étude adaptée au composant, et même l'étude du composant dans un système grâce à la disposition de deux boucles à recirculations (à 10 et 40 Gbit/s). La mise en place d'un guide à BQ dans le bras d'un interféromètre pourrait ensuite compléter ces études et permettre de mesurer les variations de phase induites dans le milieu par le passage d'un signal impulsionnel pour la réalisation de portes optiques.

Annexe A

Estimation préliminaire des dimensions du guide ridge à graver pour l'optimisation du facteur de confinement optique

L'ensemble des simulations fournissant les données brutes de cette étude ont été réalisées avec le logiciel Olympios Integrated Optics Software version 5.0/02 de chez Alcatel Optronics par Gaëtan Rottier, stagiaire DEA au sein du Laboratoire d'optronique de l'ENSSAT UMR 6082 (CCLO).

A.1 Structure étudiée

L'étude suivante étudie l'influence des paramètres "largeur ridge", "hauteur cladding" et "hauteur zone guidante", sur le caractère monomode ou non du guide, sur la forme de celui-ci et sur une estimation du facteur de recouvrement entre le mode et la zone active.

Les valeurs "hauteur ridge" = $0,7 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ont été fixées dans tout ce qui suit. La hauteur de ridge considérée correspond à l'ordre de grandeur de ce paramètre que nous avait préalablement fournit le LPN.

A.2 Étude du caractère monomode parallèle (aux couches épitaxiées) du guide

Pour cette étude, nous avons utilisé la méthode suivante (méthode de l'indice effectif) :

Nous avons dans un premier temps calculé l'indice effectif d'une structure 1D à 3 couches simples : substrat, zone guidante, cladding ; pour des hauteurs de la zone guidante variant de 300 à 400 nm et pour un cladding compris entre 0 et $2,4 \mu\text{m}$.

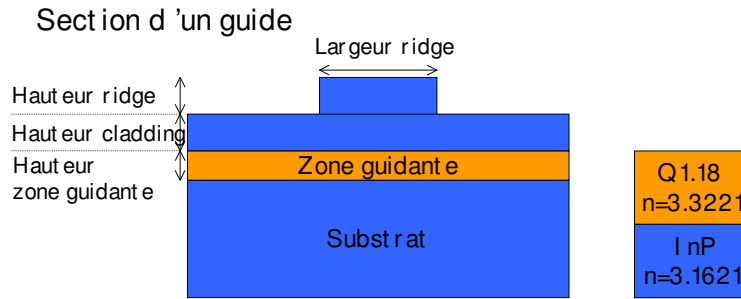


FIG. A.1 – Schéma de la structure modélisée

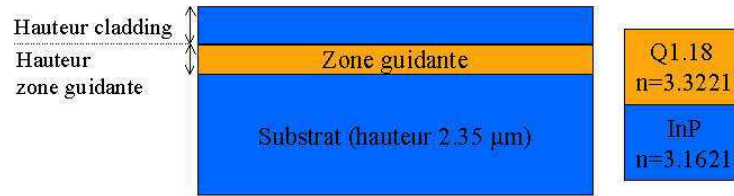


FIG. A.2 – structure 1D pour le calcul de l'indice effectif

Pour chaque épaisseur de structure, nous avons donc un indice effectif équivalent. En revenant à notre structure initiale 2D, on peut déterminer 2 zones distinctes :

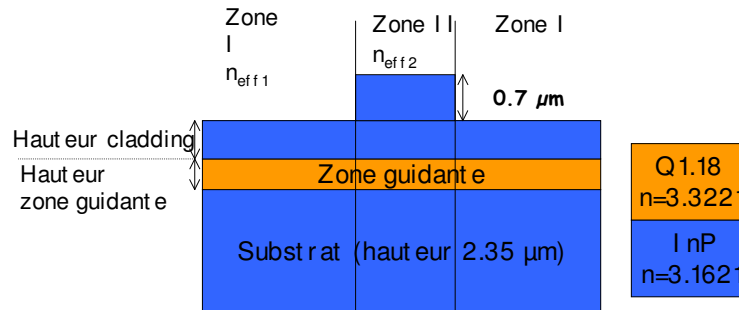


FIG. A.3 – Structure 2D découpée en zone d'indice effectif connu

Les calculs d'indice effectif 1D précédents nous fournissent donc un indice $n_{eff}(I)$ et $n_{eff}(II)$ par zone (pour l'épaisseur de cladding correspondante). Nous retrouvons donc un guide 1D symétrique d'indice de coeur $n_{eff}(II)$ et d'indice de gaine $n_{eff}(I)$.

Pour un tel guide, en considérant la largeur des zones I ($\sim 50\mu m$) infini par rapport aux $2-3\mu m$ de la zone II, on peut écrire la fréquence réduite :

$$V = k_0 \frac{d}{2} \sqrt{n_g^2 - n_s^2} \quad (A.1)$$

Avec d , la largeur de notre ridge et $n_g = n_{eff}(II)$; $n_s = n_{eff}(I)$. Le calcul de la fréquence réduite va nous permettre de dire si oui ou non notre guide sera monomode parallèle, c'est à dire dans la direction perpendiculaire à l'axe de croissance.

Les lois de l'optique guidé implique que si $V < V_c = \pi/2$ alors le guide est monomode.

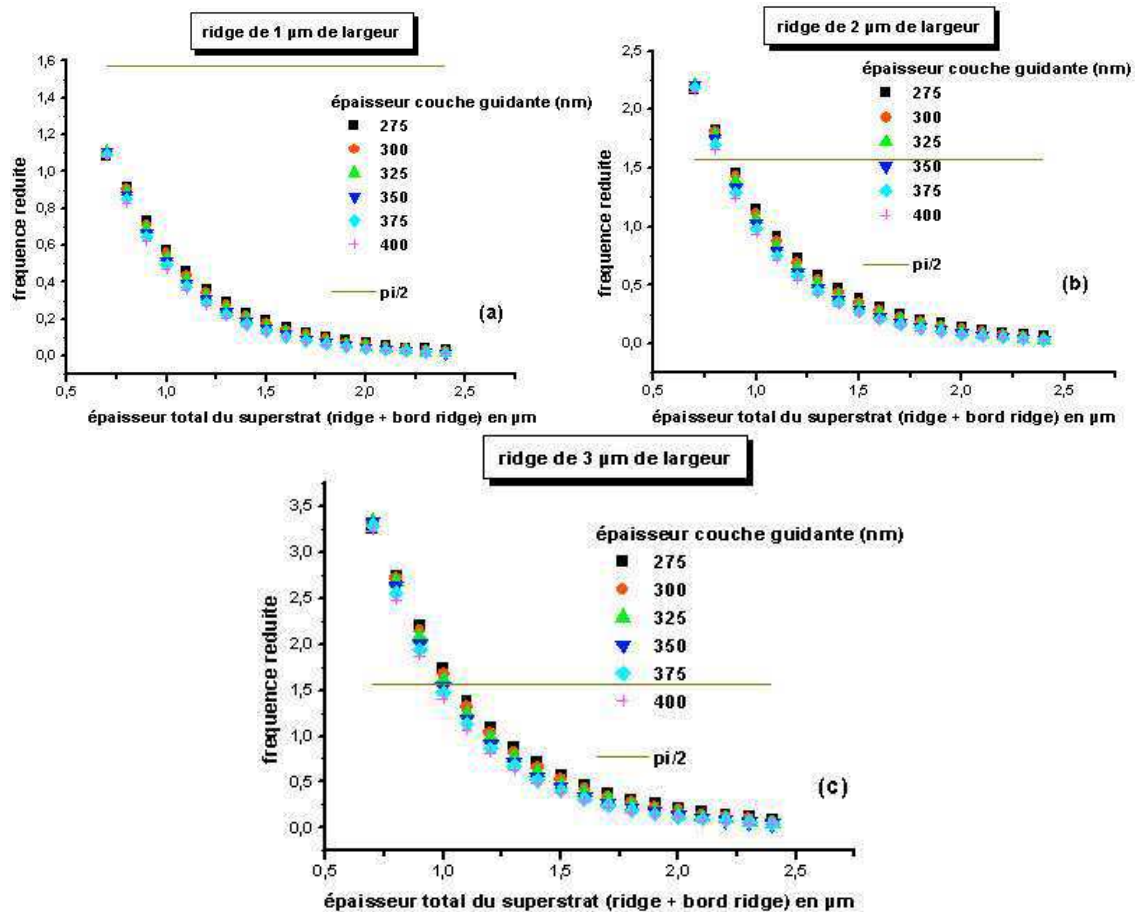


FIG. A.4 – évolution de la fréquence réduite pour une largeur de ridge fixée à 1(a),2(b) et 3 µm (c), à hauteur de zone guidante variable (275 à 400 nm), en fonction de l'épaisseur total ridge + cladding.

Ces trois graphiques représentent l'évolution de la fréquence réduite en fonction de l'épaisseur du superstrat (cladding + ridge). La droite représente la valeur $V_c = \pi/2$. Les points de fonctionnement au-dessus indiquent que notre guide est multimode parallèle, les points en dessous un guide monomode. Cependant, quand la fréquence réduite tend vers 0 (pour les grandes épaisseurs), cela signifie que le Dn diminue et donc le guidage se dégrade jusqu'à l'obtention d'un simple guide plan.

Les bons points de fonctionnement pour notre application (monomode avec un fort guidage) se situent juste sous la droite. C'est à dire pour un ridge de 2 ou 3 µm et pour un cladding (à hauteur de ridge constant = 0,7 µm) respectivement de 0,2 µm et 0,3/0,4 µm. Nous voyons aussi que la hauteur de la zone guidante à peu d'effet sur le guidage "parallèle".

Note : Le caractère monomode perpendiculaire du mode guidée par notre structure n'est pas étudié. Néanmoins, pour une telle structure, quelque soit la hauteur de la zone guidante (comprise ici entre 300 et 400 nm) et en raison de la forte différence d'indice entre le Q1.18

et l'InP, le caractère monomode perpendiculaire ne fait aucun doute et n'est pas étudié.

A.3 Étude de la taille du mode en fonction de la géométrie du guide

Ici, nous étudions, toujours à l'aide du même logiciel, les caractéristiques du mode (0,0) 2D calculé en fonction de la géométrie du guide (figure 1).

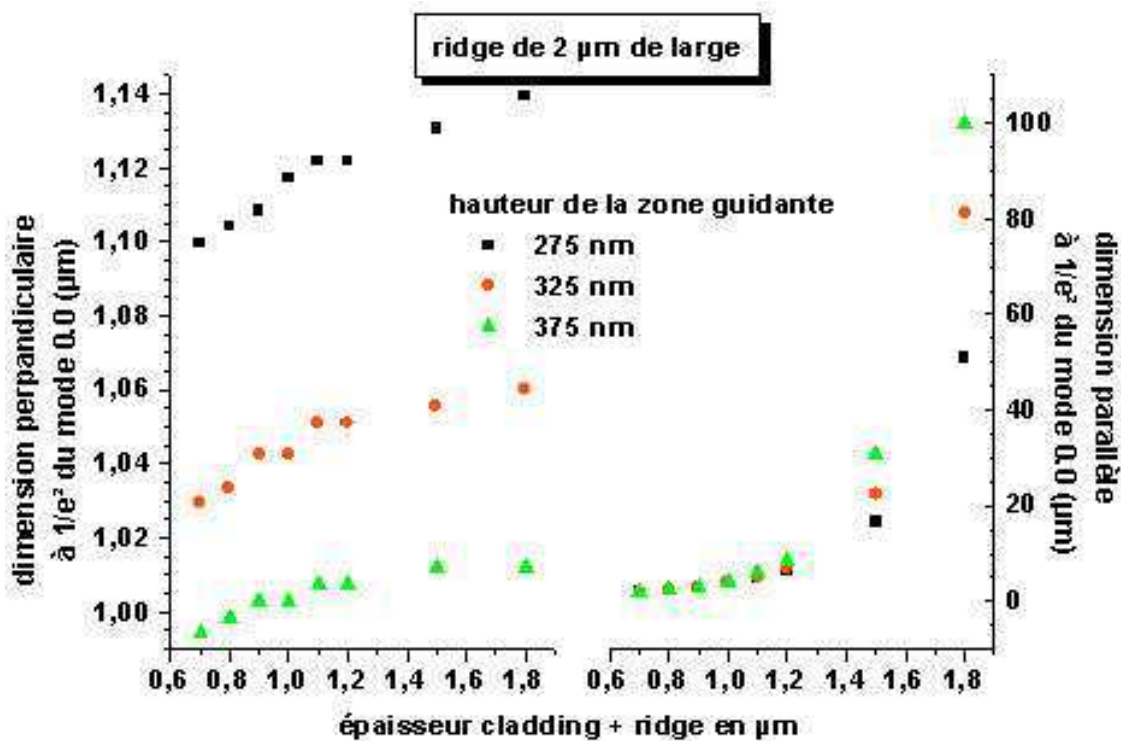


FIG. A.5 – évolution de la taille du mode (en intensité) perpendiculaire et parallèle en fonction de l'épaisseur du superstrat pour un ridge de 2 µm de large et une épaisseur de zone guidante variable (275,325,375).

Note : les paliers apparents dans l'évolution des courbes de gauches sur les figures 5 et 6 résultent de l'échantillonnage et du traitement numérique du problème.

Ces figures 5 et 6 nous montrent que la dimension perpendiculaire du mode varie très peu (entre 0,99 et 1,015 µm de large à $1/e^2$) en fonction de l'épaisseur du cladding et de la largeur du ridge. En revanche, la variation parallèle du mode est très importante, comprise entre quelques microns et plus de 100 µm suivant l'épaisseur du superstrat (cladding + ridge). Si on considère un ridge de 2 µm et une hauteur de zone guidante de 375 nm, avec une épaisseur de cladding de 0,2 µm (premier point de fonctionnement monomode, figure 4 b) on a une largeur de mode à $1/e^2$ de 3,23 µm. Pour un ridge de 3 µm avec une épaisseur de zone guidante de 375 nm, pour un cladding de 0,3 µm (premier point de fonctionnement

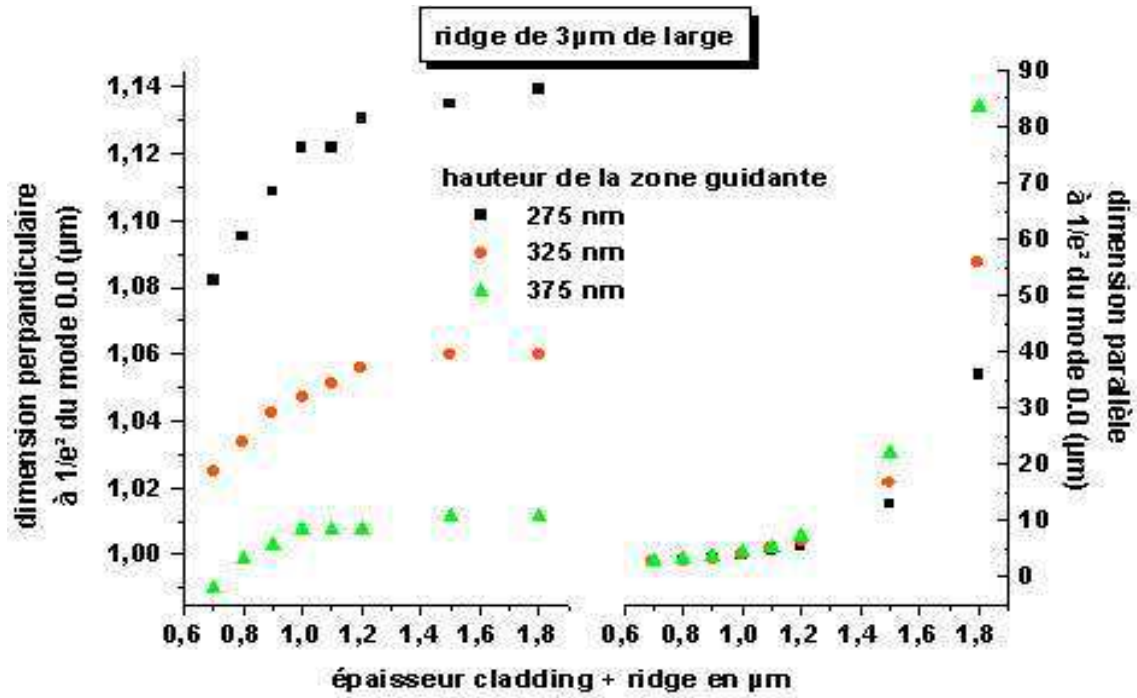


FIG. A.6 – évolution de la taille du mode (en intensité) perpendiculaire et parallèle en fonction de l'épaisseur du superstrat pour un ridge de 3 μm de large et une épaisseur de zone guidante variable (275,325,375).

monomode, figure 4 c) on a une largeur de mode de 4,2 μm .

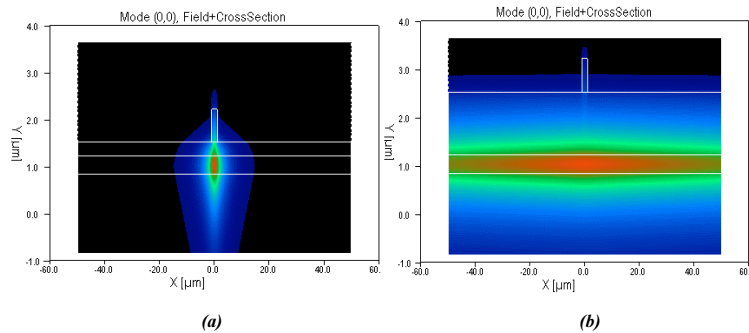


FIG. A.7 – Profil du champ du mode (0,0) pour un ridge de 2 μm de large, 375 nm d'épaisseur de zone guidante. (a) : cladding de 0,3 μm . (b) : cladding de 1,3 μm . En abscisse, la dimension parallèle du mode (de quelques micromètres à la centaine), en ordonnée la dimension perpendiculaire du mode (de l'ordre du micromètre).

Une fois les dimensions du mode calculées, nous allons pouvoir estimer le facteur de recouvrement (de confinement) de notre zone active par notre mode.

A.4 Étude du facteur de recouvrement du mode calculé avec 6 plans d'îlots

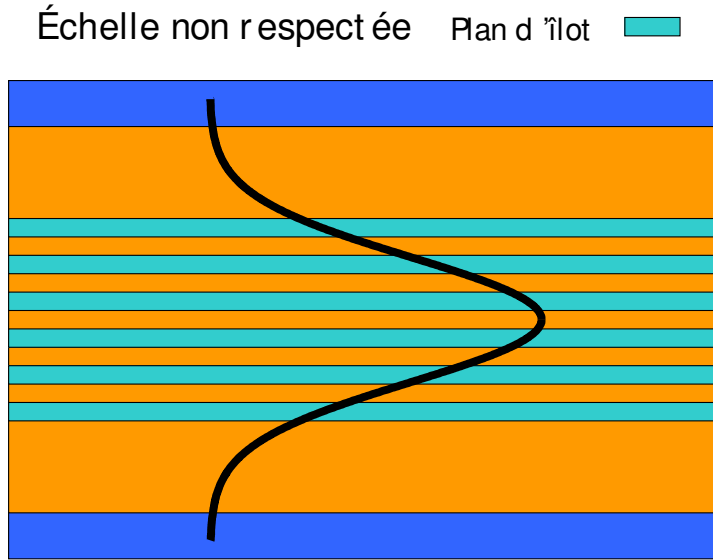


FIG. A.8 – Coupe de l'échantillon (pas à l'échelle), visualisation des plans d'îlots et du profil 1D d'un champ optique

6 plans d'îlots quantiques forment notre zone active. Chaque plan a une épaisseur de 30 . Il y a 200 de Q1.18 entre chaque plan. Les 6 plans sont répartis également autour du centre de la zone guidante (figure 8). Celle-ci est constituée de 2 couches d'environ 1000 Å de Q1.18. Cet empilement de couches minces constitue la zone guidante présentée dans le début du rapport. La zone guidante considérée précédemment comme une simple couche de Q1.18 est donc, dans notre application, un empilement complexe de couches minces. Cependant, l'épaisseur relative du Q1.18 dans cette zone est tellement importante (95 %) que dans un souci de simplification des calculs les autres couches n'ont pas été considérées.

Le facteur de confinement (de recouvrement) s'écrit de la manière suivante dans le cas monodimensionnelle :

$$\Gamma_{1D} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(x)|^2 dx} \quad (\text{A.2})$$

C'est l'intégrale du module du champ au carré sur notre zone active (ici on considère une zone active d'épaisseur d), divisée par l'intégrale du module du champ au carré sur tout l'espace (ici espace 1D). Le facteur Γ représente donc la proportion d'intensité du champ en interaction avec la zone active du guide (figure 8). En effectuant le calcul pour nos différentes épaisseurs de couches guidantes, pour un ridge de 2 et 3 μm de large, en fonction de l'épaisseur cladding + ridge on obtient l'évolution suivante (figure 9) du facteur de confinement.

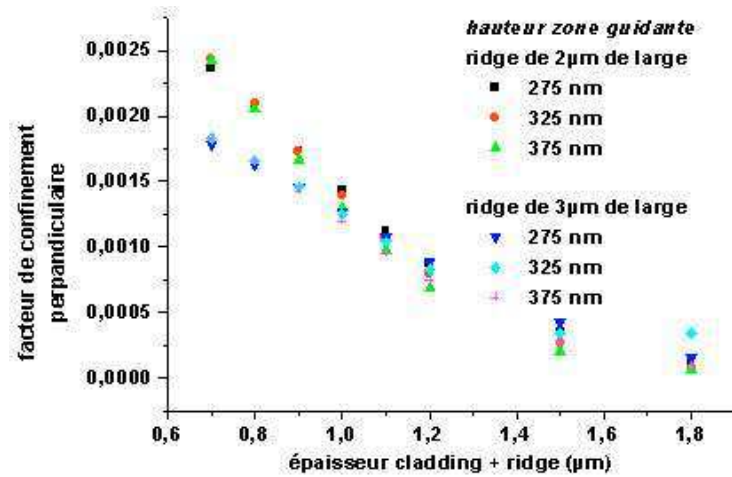


FIG. A.9 – Évolution du facteur de recouvrement (monodimensionnel perpendiculaire) entre notre mode 00 et notre zone active

Pour un ridge de 2 μm de large et 0,2 μm d'épaisseur de cladding (+ 0,7 μm de ridge = 0,9 μm), le gain sur le facteur de confinement est de 18 % par rapport à un ridge de 3 μm de large dans les mêmes conditions. Pour 0,3 μm de cladding, l'amélioration est encore de 12 %.

A.5 Conclusions

Nous avons étudié l'influence d'un ridge sur le nombre et le profil des modes guidés en fonction de différents paramètres. Nous avons aussi analysé l'effet de ces éléments sur le facteur de recouvrement du mode calculé et de notre zone active. Pour l'obtention d'un mode le plus " rond possible " et un facteur de recouvrement le plus grand, il faut s'orienter vers la mise en œuvre d'un guide avec les propriétés suivantes : ridge de 2 μm de large et de 0,7 μm de profondeur, cladding de 0,2 μm, hauteur de zone guidante de 275 nm. Pour l'instant, aucune estimation des pertes en propagation d'un tel guide n'a été faite. Et, dans la mesure où le cladding est fin, on peut s'attendre à des pertes. Il est donc nécessaire de caractériser le guide de ce point de vue. Ces simulations sont prévues prochainement.

Annexe B

Les micro-lentilles.

B.1 Propagation de faisceaux gaussiens

D'une manière générale, les faisceaux issus des guides monomodes intégrés et des fibres optiques possèdent un profil d'intensité dans le plan transverse de propagation assez proche d'un profil gaussien (mais pas forcément identique suivant les deux directions). C'est pourquoi le calcul de l'efficacité de couplage entre deux guides donnés (guide/fibre par exemple) s'effectue à l'aide de l'approximation des faisceaux gaussiens. Dans cette approximation, la distribution de l'amplitude du champ dans le plan perpendiculaire à l'axe du guide se met sous la forme :

$$\Psi(x, y) = K \cdot \exp\left[-\left(\frac{x^2}{\omega_{0x}^2} + \frac{y^2}{\omega_{0y}^2}\right)\right] \quad (\text{B.1})$$

où ω_{0x}^2 et ω_{0y}^2 représentent les rayons des modes du guide mesurés à $1/e^2$ du maximum du profil d'intensité (ou $1/e$ du profil d'amplitude), K une constante de normalisation et x et y les coordonnées cartésiennes définies sur la figure B.1.

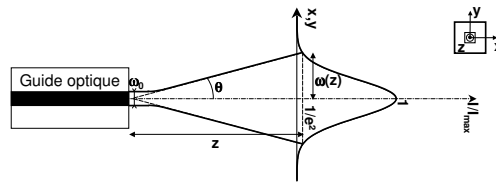


FIG. B.1 – Paramètre d'un faisceau gaussien

Lors de sa propagation dans un milieu d'indice n , le rayon de mode du faisceau gaussien s'élargit selon la relation suivante :

$$\omega_i(z) = \omega_{0i} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{n\pi\omega_{0i}^2}\right)^2} \text{ avec } i = x, y \quad (\text{B.2})$$

De la même façon, la variation du rayon de courbure du front de phase s'écrit :

$$R_i(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{n\pi\omega_{0i}^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \text{avec } i = x, y \quad (\text{B.3})$$

Le maximum du rayon de courbure se trouve donc dans le plan dans lequel le front d'onde est plan. Par conséquent, le rayon de mode en sortie du guide correspond au rayon de mode minimum.

L'angle de divergence enfin, est un paramètre très utile dans l'étude des faisceaux gaussiens. Il est défini comme étant l'angle entre la direction de propagation et l'asymptote liée à $\omega_i(z)$ (figure B.1) :

$$\tan(\theta_i) = \frac{\omega_i(z)}{z} \text{avec } i = x, y \quad (\text{B.4})$$

B.2 Couplage de faisceau gaussien

L'étude théorique du couplage entre deux faisceaux gaussiens se base sur le calcul de l'intégrale de recouvrement des champs dans un plan de référence. Il s'agit d'une comparaison des distributions des champs dans ce plan. L'étude théorique complète a été réalisée par Philippe Chanclou au cours de son doctorat [101]. La figure B.2 rappelle le schéma représentant le couplage entre deux faisceaux gaussiens ayant des paramètres ω et R différents.

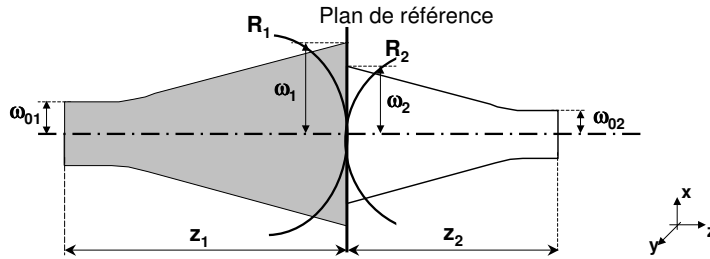


FIG. B.2 – Couplage de deux faisceaux gaussiens.

Sur cette figure (B.2), le plan de référence a été choisi à une distance z_1 du waist ω_{01} du premier faisceau et à une distance z_2 du waist ω_{02} du second faisceau. Dans le plan de référence, les faisceaux ont respectivement les rayons de courbures R_1 et R_2 et les rayons de mode ω_1 et ω_2 .

L'efficacité du couplage entre modes gaussiens dépend des rayons de modes $\omega_{0x1}, \omega_{0y1}$ et $\omega_{0x2}, \omega_{0y2}$. Le travail de Philippe Chanclou montre aussi que le rendement peut être limité par l'introduction de pertes provenant :

- d'une désadaptation des tailles de modes introduisant des pertes intrinsèques ;
- et / ou d'un défaut de positionnement dû à :
 - i. un désalignement longitudinal (ou défaut de focalisation),
 - ii. un désalignement latéral (x ou y),

iii. un désalignement angulaire ;

Ces pertes sont dites pertes par défauts de positionnement.

- et / ou d'une désadaptation des indices de réfraction ou des effets de cavité Fabry-Pérot entre les interfaces, introduisant des pertes par réflexion.

Nous tenons compte de l'ensemble des défauts possibles et supposons être dans un plan particulier où un faisceau est défocalisé et le second est au waist (rayon de front d'onde plan) avec un défaut angulaire et latéral. Les deux défauts sont supposés être dans un même plan.

Nous pouvons alors écrire le rendement de couplage de la manière suivante [102] :

$$\eta = \kappa(z) \cdot [\eta_x \cdot \eta_y] \quad (\text{B.5})$$

$$\eta_X = \exp \left\{ -\kappa(z) \left[\frac{X^2}{2} \left(\frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \right) + \pi^2 \theta_X^2 \frac{(\omega_1^2(z) + \omega_2^2)}{2\lambda^2} - \frac{X\theta_X}{\omega_1^2} \right] \right\} \quad (\text{B.6})$$

$$\eta_Y = \exp \left\{ -\kappa(z) \left[\frac{Y^2}{2} \left(\frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \right) + \pi^2 \theta_Y^2 \frac{(\omega_1^2(z) + \omega_2^2)}{2\lambda^2} - \frac{Y\theta_Y}{\omega_1^2} \right] \right\} \quad (\text{B.7})$$

La résolution de ces équations permet de calculer a priori les pertes théoriques d'un couplage entre un mode circulaire issu d'une fibre micro-lentillée "idéale" et celui issu de nos guides ridges monomodes.

Dans le cas d'un couplage parfait, c'est à dire sans perte en dehors des pertes intrinsèques, nous obtenons l'évolution des pertes présentée sur la figure B.3 pour une dimension de mode dans le guide de $0,9 \times 2,2 \mu\text{m}$ en fonction du rayon de mode (circulaire) de notre micro-lentille.

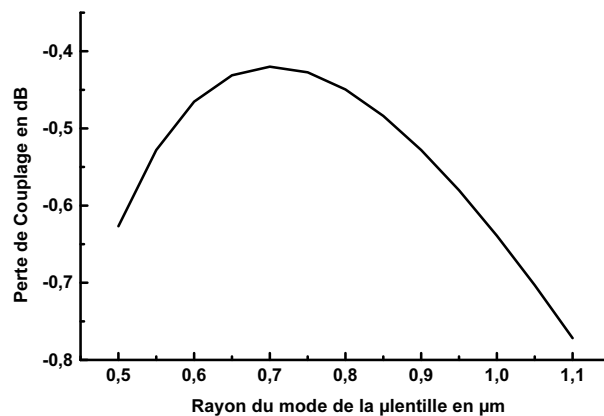


FIG. B.3 – Évolution des pertes intrinsèques d'un couplage guide ($0,9 \times 2,2 \mu\text{m}$) micro-lentille en fonction du rayon de mode de cette dernière.

Ce calcul nous permet ainsi d'estimer le diamètre de mode de la micro-lentille à fabriquer pour minimiser les pertes intrinsèques. Toutefois, forts de ce résultat, nous avons trouvé intéressant de quantifier les tolérances de positionnement d'un tel couplage. En fixant le

diamètre du mode issu de la micro-lentille à $1,2 \mu\text{m}$, nous avons calculé l'évolution des pertes en fonction :

- d'un défaut de focalisation (figure B.4), tout autre défaut étant considéré nul.
- d'un décalage suivant les axes x et y (figure B.5), tout autre défaut étant considéré nul.
- d'un défaut d'alignement angulaire suivant x et y (figure B.6), tout autre défaut étant considéré nul.

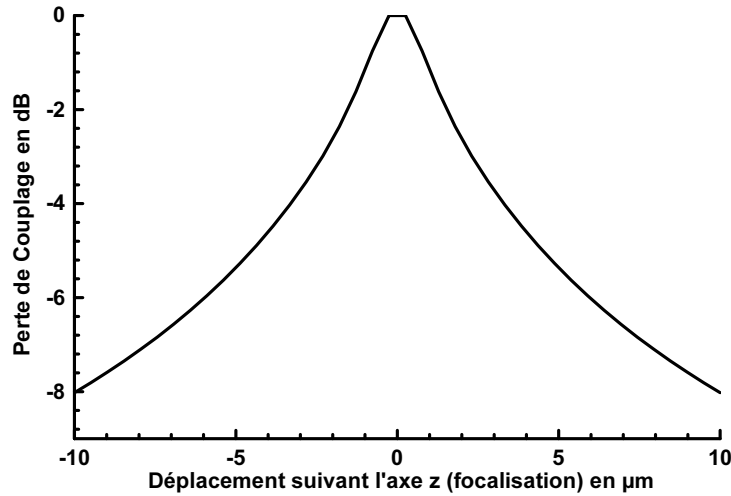


FIG. B.4 – Évolution des pertes de couplage en fonction du défaut de positionnement en z (focalisation).

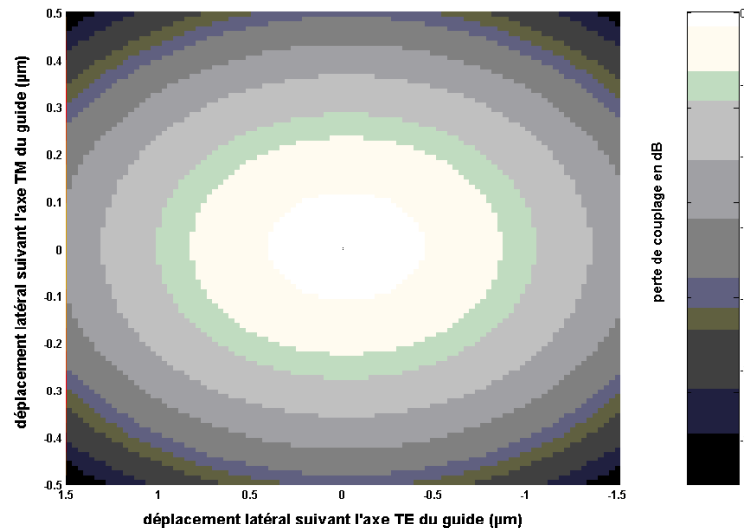


FIG. B.5 – Évolution des pertes de couplage en fonction du défaut d'alignement suivant les axes TE/TM du guide optique.

Nous pourrions noter que la tolérance en (x,y) est particulièrement faible puisqu'au delà d'un décalage de 150 nm suivant l'axe TM et l'axe 300 nm sur TE, il existe une perte net

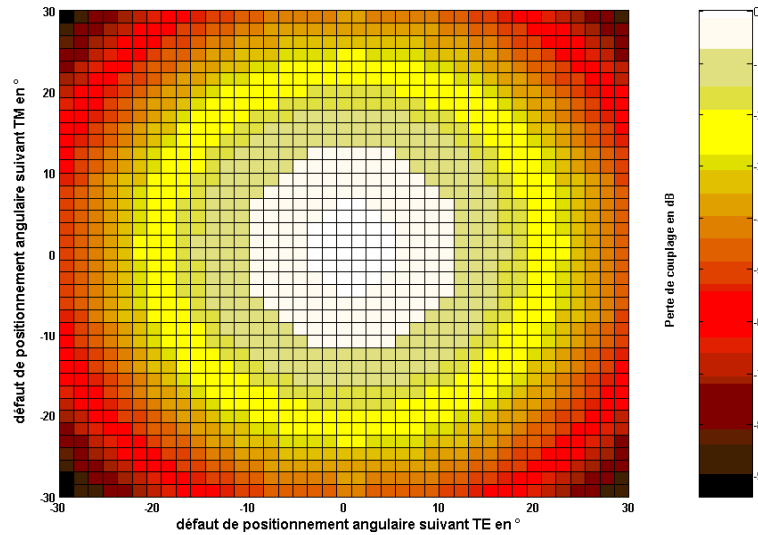


FIG. B.6 – Évolution des pertes de couplage en fonction du défaut d’alignement angulaire suivant les axes TE/TM du guide optique.

de 3 dB dans le cas d’un couplage parfait (mode parfaitement gaussien entre autre) en tout autre point. La deuxième figure montre en revanche que la tolérance angulaire est bien plus grande (20° à -3dB) ce qui se trouve être une bonne chose puisque nous allons travailler avec des guides tiltés par rapport aux interfaces et que la correction angulaire que le montage propose reste difficile à quantifier.

Le choix du diamètre de mode de la micro-lentille pour les calculs présentés est arbitraire. Il est de l’ordre de grandeur des diamètres de micro-lentilles que nous avons réellement utilisées sachant que la précision sur la mesure de ces diamètres est de l’ordre de quelques dixièmes de μm . Notons toutefois que plus grand est le mode issu de la micro-lentille, plus les tolérances au couplage sont importantes, ce qui se traduirait par un adoucissement du gradient sur les figures B.4 et B.5.

Ces calculs théoriques restent à prendre avec beaucoup de précautions puisque comme nous le verrons par la suite le couplage est bien plus "subtil" du fait de la présence de modes d’ordres supérieurs dans l’environnement proche du guide. Il nous faudra avant tout nous arranger pour obtenir un maximum de la lumière injectée dans le mode fondamental du guide, celui qui permettra la meilleure interaction entre le mode optique et le milieu actif.

B.3 Principe de fonctionnement des micro-lentilles

Les micro-optiques GRADISSIMO [] ont été les premières étudiées par Monique Thual et al. au CNET France Télécom avant que cette activité ne soit transférée au CCLO. Ces optiques sont constituées de tronçons de fibres multimodes à GRADient d’indice (GRADIS) et de tronçons de Silice (SI) soudés à une fibre MONomode (MO). Le schéma de principe de cette lentille est présenté sur la figure B.7.

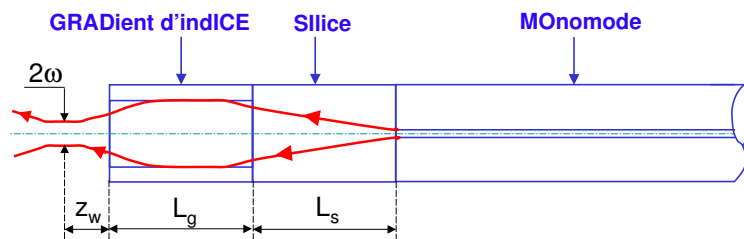


FIG. B.7 – Schéma de principe de la micro-optique GRADISSIMO.

Chaque tronçon constituant la micro-optique joue un rôle bien précis que nous allons détailler ci-dessous.

1. La fibre monomode permet de faire se propager le signal optique récupéré de la source vers un récepteur avec un minimum de perte. La longueur d'onde d'utilisation de cette micro-lentille dépend donc de la fibre monomode utilisée.
2. Dans une fibre multimode à gradient d'indice, les faisceaux se propagent périodiquement suivant l'axe optique (C). Un tronçon de cette fibre se comporte donc comme une lentille dont les propriétés dépendent de la longueur L_g de ce tronçon. De plus, l'adaptation de mode entre l'objet et l'image est analogue à celle qui a lieu dans une lentille discrète de type plan-plan.
3. Un tronçon de silice, issu d'une fibre sans coeur dopé, de longueur L_s est soudée entre la fibre monomode et le tronçon de fibre à gradient d'indice. Cette section n'est qu'un simple barreau de silice fibré au diamètre de $125 \mu\text{m}$. Elle joue un quadruple rôle, à savoir :
 - le placement de la fibre monomode à la distance optimale par rapport à la lentille,
 - l'adaptation de l'indice entre la fibre monomode et le gradient d'indice,
 - l'augmentation de la gamme de tailles de modes et de distances de travail par rapport à une configuration sans silice,
 - enfin, elle assure le positionnement et la liaison mécanique de l'ensemble. L'intérêt du tronçon de silice par rapport à une configuration sans silice est présenté sur la figure B.8.

Dans la silice, le faisceau diverge (i.e s'étend spatialement) avant d'entrer dans la section de gradient d'indice, augmentant ainsi les possibilités de collimation et de focalisation. Cette divergence permet une optimisation entre la surface éclairée et la section de gradient d'indice de diamètre $85 \mu\text{m}$, de telle sorte que le faisceau en sortie de l'optique peut être plus gros (A sur la figure B.8) ou plus petit (B sur la même figure) que dans une configuration sans silice. De la même façon, la gamme de distance de travail est accrue grâce à l'insertion de ce tronçon de silice (voir figure B.9).

Ainsi, tout en conservant une géométrie extérieure équivalente à la fibre monomode, la GRADISSIMO permet d'augmenter le rendement de couplage et la distance de travail. Cette

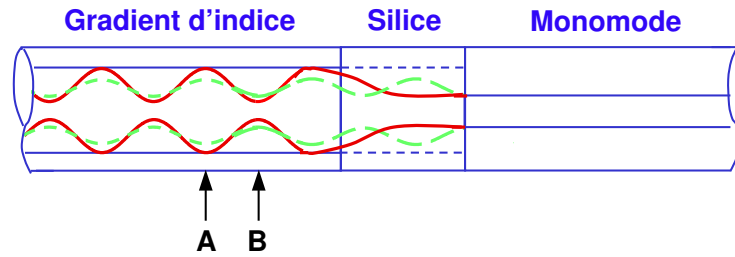


FIG. B.8 – Intérêt du tronçon de silice par rapport à une configuration sans silice. En trait plein, la propagation dans la micro-lentille ayant un tronçon de silice. En pointillés, propagation dans la micro-lentille sans tronçon de silice.

dernière propriété permet de limiter les réflexions parasites tout en relâchant les tolérances de positionnement par rapport à un couplage avec une fibre monomode mise à la même distance.

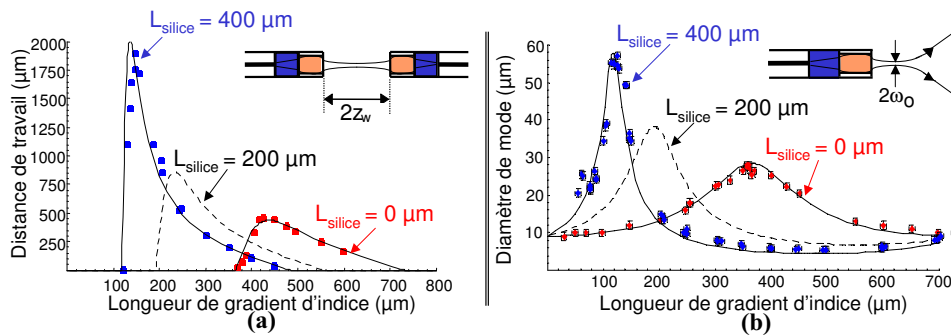


FIG. B.9 – Évolution de la distance de travail (a) et du diamètre de mode au point de focalisation (b) de la micro-lentille en fonction de la longueur du tronçon de gradient d'indice. Ces courbes ont été tracées pour trois longueurs de silice : $L=0$ cm, $L=200$ μm et $L=400$ μm .

D'autre part, afin d'augmenter l'efficacité de couplage, en collectant plus de puissance lumineuse, et de limiter les réflexions de Fresnel, il est intéressant de modifier le profil d'extrémité de la micro-lentille. Pour cela, deux procédés de fabrication peuvent être utilisés :

- l'apport de matière dépose sur le plan de clivage de la fibre une goutte de matière de géométrie particulière. Cette technique permet d'obtenir un profil HYPERbolique. Ce profil dévie plus fortement les rayons qu'un profil plan (voir figure B.10, permettant ainsi de collecter plus de puissance tout en limitant les aberrations sphériques du faisceau lors de la traversée du dioptré air/silice.
- la fusion contrôlée arrondit l'extrémité de la micro-optique. Nous obtenons alors un profil hémisphérique qui permet également d'augmenter la puissance collectée grâce à une meilleure déviation des rayons.

Ces différents profils hyperboliques et hémisphériques (voir figure B.10) sont réalisables sur tous types de micro-optique dont l'extrémité est plane. Il est alors possible de conjuguer

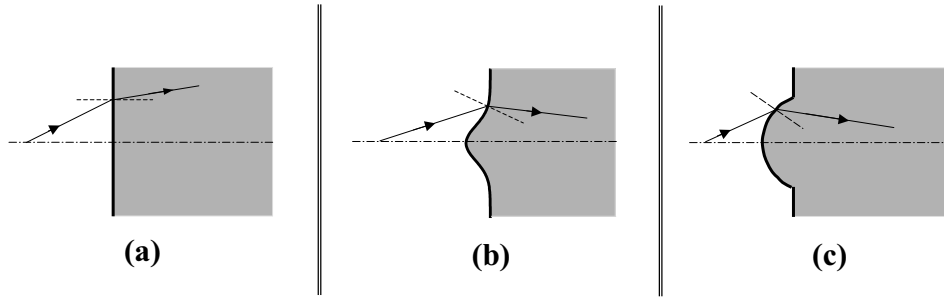


FIG. B.10 – Différents profils d'extrémité utilisés pour la réalisation des micro-lentilles. (a) Profil plan, (b) Profil hyperbolique, (c) Profil hémisphérique.

à cette lentille d'extrémité plane, une autre lentille pour adapter le mode de la source à celui du coeur de la fibre monomode. Ainsi, l'association de ces profils d'extrémité à des micro-optiques GRADISSIMO (ou SELFOC) ont permis de concevoir trois types d'optique de couplage :

- la GRADHYP, une fibre monomode sur laquelle nous venons souder un tronçon de GRADient d'indice et dont l'extrémité possède un profil HYPERbolique pour les petits rayons de mode ou un profil hémisphérique pour les gros rayons de mode. Suivant les applications visées, la fibre à gradient d'indice possède un diamètre de coeur de $125 \mu\text{m}$, nous parlons alors de GRADHYP125, ou de $85 \mu\text{m}$, nous parlons alors de GRADHYP85 ;
- l'HYPERGRADISSIMO, une GRADISSIMO dont l'extrémité possède un profil HYPERbolique ;
- la SUPERGRADISSIMO, une GRADISSIMO dont l'extrémité est arrondie par fusion.

Les propriétés de couplage de ces différentes micro-lentilles sont résumées dans le tableau B.3. Les valeurs indiquées dans ce tableau correspondent à des ordres de grandeur dans la mesure où ils dépendent des paramètres de fabrication. Nous pouvons citer l'exemple du taux de réflexion interne qui dépend du rayon de la sphère osculatrice. L'intérêt d'une micro-optique est variable en fonction du laser à coupler. Ainsi, pour un laser classique, l'optique la plus adaptée est la GRADHYP ou l'HYPERGRADISSIMO. Pour un laser à mode élargi, il est préférable d'utiliser une GRADISSIMO tant du point de vue efficacité de couplage que de la distance de travail.

Pour notre application, comme nous l'avons déjà évoqué, le mode optique guidé par notre structure possède des dimension de $0,9 \times 2,2 \mu\text{m}$. Nous avons ensuite présenté un calcul simple nous permettant de déterminer le diamètre du mode optique de notre micro-lentille optimum qui minimise les pertes de couplages calculées. Au vu des résultats précédents, il apparaît que nous devons fabriquer des micro-lentilles offrant un diamètre de mode de $1 \mu\text{m}$ ce qui nous laisse le choix entre la Gradhyp125 et l'Hypergradissimo. Dans un souci de simplicité de fabrication nous avons opté pour la Gradhyp125 qui nécessite une étape de fabrication en moins.

Type de micro-optique	Diamètre de mode (μm)	Distance de travail μm
Monomode	$10,5 \pm 1$	contact
Gradissimo	4,5 à 60	de 0 à 900
Hypergradissimo	1,5 à 4	de 20 à 70
Supergradissimo	4 à 60	de 50 à 120
Gradhyp85	2 à 6	de 25 à 80
Gradhyp125	1,5 à 5	de 50 à 150

TAB. B.1 – Évolution de la longueur de cavité en fonction de l'indice optique pour un $\Delta\lambda = 2,8$ nm.

Nous allons par la suite présenter le procédé de fabrication de ces micro-lentilles et les caractérisations nous permettant de vérifier expérimentalement que nos micro-lentilles présentent les propriétés calculées préalablement.

B.4 Réalisations et caractéristiques des micro-lentilles

Les différentes étapes de la fabrication d'une GRADHYP125 sont présentées sur la figure B.11. La GRADHYP125 est constituée d'une lentille hémisphérique déposée par apport de matière et fusion sur un tronçon de gradient d'indice 125/125 soudé à une fibre monomode. Le tronçon de gradient d'indice, dont la longueur correspond à un quart de Pitch (voir annexe C), provient d'un clivage de précision d'une fibre multimode à gradient d'indice 125/125. L'ensemble tronçon de gradient d'indice et fibre monomode constitue ce que nous appelons une GRADIMO (voir figure B.11(a)). Les propriétés de cette GRADIMO sont analogues à celles de la GRADISSIMO.

L'apport de matière est réalisé sur la face clivée droite du tronçon de gradient d'indice à partir d'une fibre monomode préalablement fondue et étirée à l'aide d'une soudeuse à arc électrique. Pour cela, nous venons aligner manuellement l'axe de la fibre monomode sur celui de la GRADIMO (b) en utilisant les moteurs de la soudeuse. Puis ces deux fibres sont mises en contact (c). Ensuite, les paramètres de déplacement des moteurs, de courant d'électrodes ainsi que les temps associés sont pilotés par l'ordinateur de contrôle de la soudeuse. Il approche puis recule la fibre d'apport tout en établissant un arc électrique qui permet le dépôt d'une goutte de silice (d-e). Enfin, nous refondons ce dépôt à l'aide d'un arc électrique dont les paramètres sont réglés de telle sorte que nous obtenons le rayon de sphère osculatrice de l'hyperbole (f) calculé pour le couplage visé. Cette méthode de fabrication permet d'atteindre des rayons de sphère osculatrice de l'hyperbole (voir figure B.11) allant de 20 à 70 μm pour des distances de travail comprises entre 48 et 125 μm .

La réalisation de ces rayons est peu sensible aux paramètres de l'arc de fusion, rendant ainsi plus facile et plus reproductible la fabrication des GRADHYP125 par rapport à la GRADHYP réalisée avec une fibre à gradient d'indice 85/125. En effet, pour ces dernières, les rayons de la sphère osculatrice sont plus petits : allant de 10 à 20 μm pour des distances

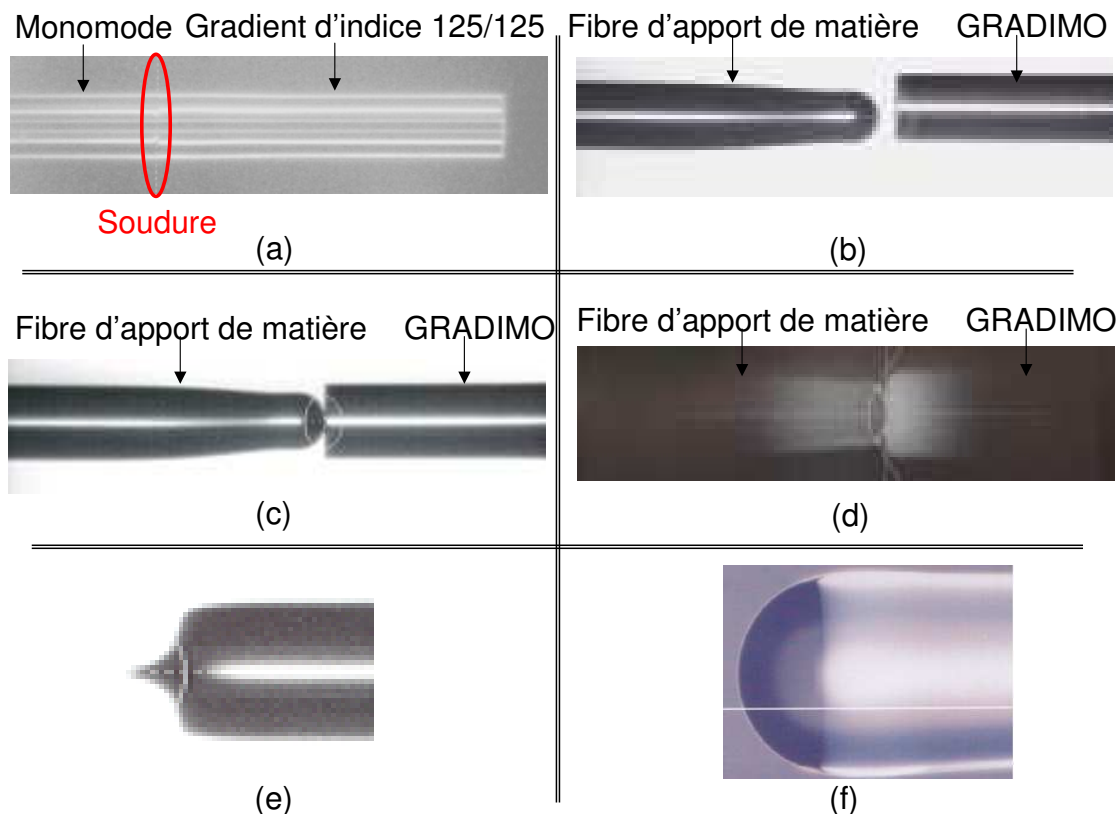


FIG. B.11 – Illustration des différentes étapes de la fabrication de la GRADHYP125. (a) Obtention de la GRADIMO après soudure d'un tronçon de gradient d'indice 125/125 à une fibre monomode puis clivage de précision de la gradient d'indice, (b) Alignement des axes de la GRADIMO et de la fibre d'apport de matière, (c) Mise en contact de ces deux fibres, (d) Dépôt de la goutte de silice, (e) Profil hyperbolique déposé sur la GRADIMO, (f) GRADHYP125.

de travail comprises entre 25 et 60 μm . Toutefois dans la mesure où nous visons des diamètres de modes petits, en limite de ce qui se fait facilement ($< 1,5 \mu\text{m}$) le diamètre de sphères que nous recherchons est de l'ordre de 20 μm , ce qui rend malgré tout la réalisation de la sphère osculatrice délicate.

Cette micro-lentille a été mise au point par Monique THUAL et Philippe CHANCLOU au CCLO et la confrontation théorie-expérience a été réalisée par Laurent CALEDEC au cours de son stage de licence professionnelle. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure B.13 qui donne l'évolution du rayon de la sphère osculatrice en fonction du rayon de mode de la micro-lentille (a) et de la distance de travail (b). L'évaluation expérimentale des distances de travail et du rayon de mode de la micro-lentille est réalisée à partir du banc de couplage que nous présenterons dans la suite de ce paragraphe. Les rayons de mode sont également évalués par une mesure en champ proche et en champ lointain (pour les petits rayons de mode) du profil d'intensité du faisceau issu de la micro-lentille (voir la présentation ci-après). Les mesures de couplage correspondent au rendement du couplage

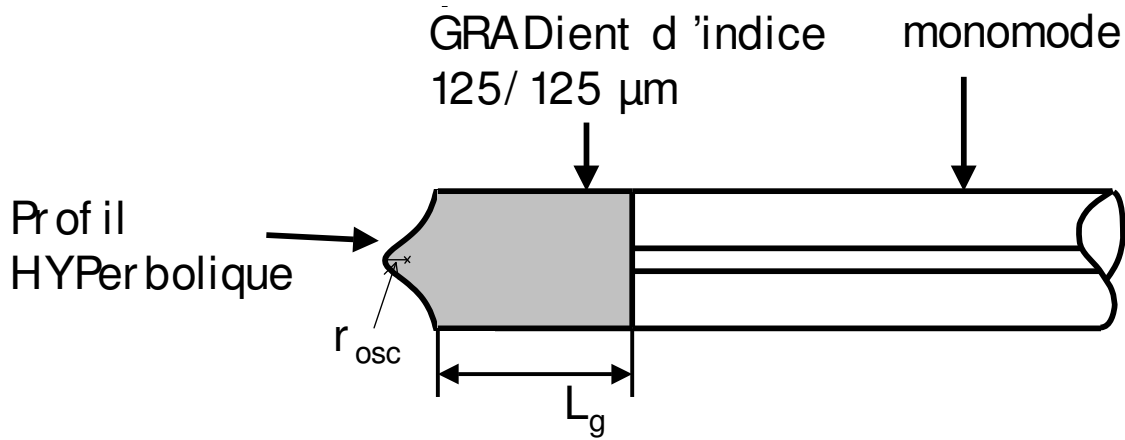


FIG. B.12 – Schéma d'une GRADHYP125. Deux des paramètres de réalisation de cette micro-optique sont le rayon de la sphère osculatrice r_{osc} et la longueur de gradient d'indice L_g .

de la micro-lentille avec une fibre monomode dont le diamètre de mode vaut $10,5 \pm 0,5 \mu m$ à 1550 nm. Une bonne adéquation théorie-expérience est observée pour les petits rayons de mode (inférieurs à $2,5 \mu m$) et les distances de travail inférieures à $100 \mu m$. Au delà, une discordance apparaît, ainsi pour un rayon de la sphère osculatrice de $70 \mu m$, la théorie prévoit une distance de travail d'environ $150 \mu m$ alors que nous mesurons une distance de travail de $125 \mu m$. Ce dernier point n'a pas encore trouvé d'explications physiques.

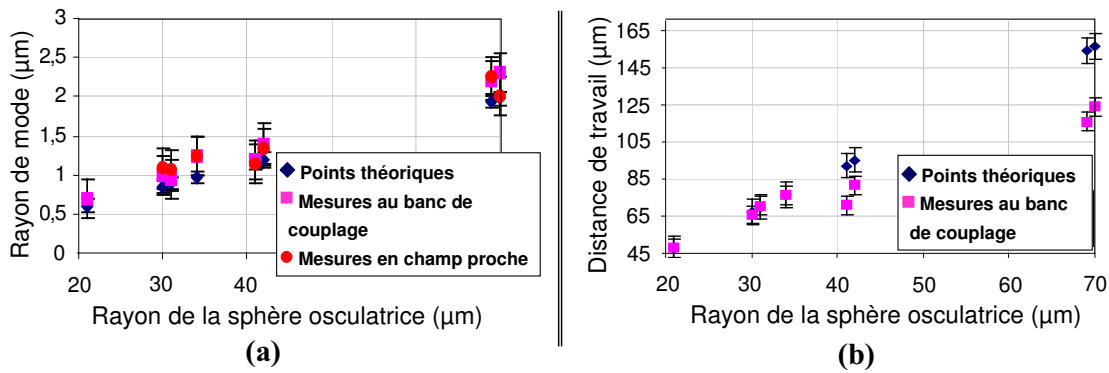


FIG. B.13 – Évolutions théorique et expérimentale du rayon de la sphère osculatrice en fonction : (a) du rayon de mode de la micro-lentille, (b) et de la distance de travail.

Grâce à ces courbes, nous obtenons les caractéristiques théoriques de la GRADHYP125 qu'il nous faut utiliser pour optimiser le couplage d'une fibre avec notre guide optique. Soit :

- un tronçon de gradient d'indice de $975 \mu m$,
- un rayon de la lentille d'apport de $43 \mu m$,
- un rayon de la sphère osculatrice de $24 \mu m$.

Nous devrions alors obtenir une micro-lentille disposant d'une distance de travail de 45

μm . Lors de la fabrication des micro-lentilles, nous ne faisons qu'approcher les grandeurs définies précédemment. Il est donc nécessaire de caractériser chaque micro-lentille après sa fabrication pour s'assurer de la bonne adaptation de cette dernière pour notre application. Pour cela, nous procédons aux mesures¹ décrites dans la suite. La photo B.14 est celle d'une des micro-lentilles fabriquées de rayon de sphère osculatrice $20 \mu\text{m}$.



FIG. B.14 – Photographie d'une fibre micro-lentillée fabriqué au cours de ce travail.

Pour nos GRADHYP125, la taille réduite des modes visés nous place dans l'incapacité d'en effectuer une mesure précise. En plus d'un problème de résolution des mesures, la taille réduite de la sphère osculatrice induit un phénomène de diffraction gênant pour les deux méthodes de mesure. La figure B.15 présente un résultat obtenu en champ proche. La diffraction est due à la pupille que crée notre sphère osculatrice de $20 \mu\text{m}$ de rayon en regard du mode issu de la fibre multimode qui en fait près de $50 \mu\text{m}$. En arrivant sur le profil hyperbolique il y a bien un effet de pupille préjudiciable dès que le rayon de la sphère est petit.

La réalisation d'Hypergradissimo est envisagée pour permettre de limiter cet effet. En effet, le tronçon de Silice devrait permettre de faire converger le faisceau issu de la fibre multimode avant d'arriver sur la sphère, limitant ainsi l'effet de pupille de celle-ci, tout en conservant la taille de mode souhaité en sortie. Aucune étude préliminaire n'a été menée pour l'instant pour déterminer les caractéristiques de ces fibres. Leur fabrication pour le couplage avec nos structures est à envisager pour la suite des travaux. Des travaux spécifiques à l'étude des effets de diffraction ont d'ailleurs été entamé au CCLO dans le cadre d'un stage de MASTER.

¹mesure de champ proche et de champ lointain

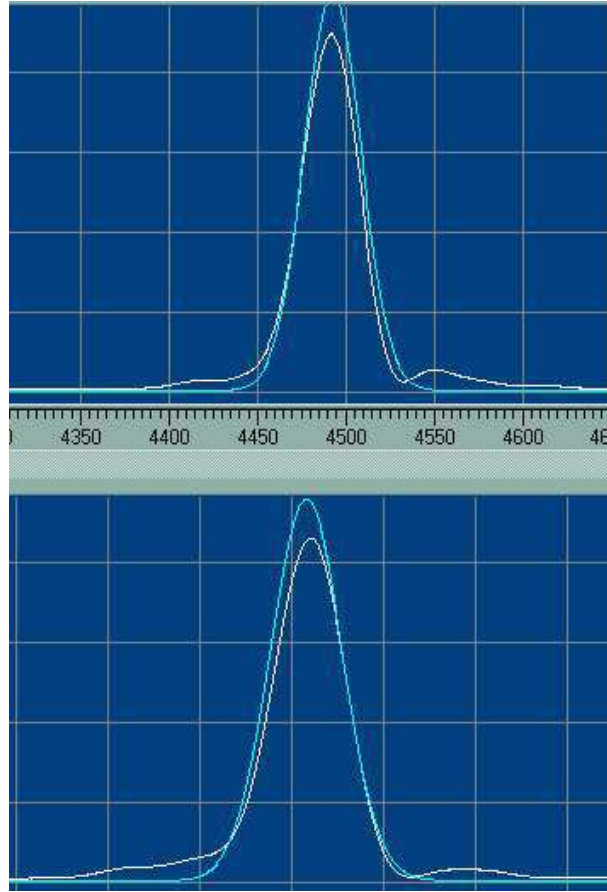


FIG. B.15 – Profil en X et Y du mode issu d’une des micro-lentille fabriquée. La mesure est effectuée par un analyseur de faisceau à fentes. Les courbes en bleus sont les interpolations gaussiennes du profil mesuré.

B.5 Mesures du diamètre de mode des micro-lentilles

La qualité d’un couplage guide/fibre dépend de la bonne adéquation des diamètres de mode du laser et de la fibre. Il est donc indispensable d’évaluer ces différents diamètres. Au cours du paragraphe B.1, nous avons rappelé que les modes des fibres et des guides utilisés sont approchés par des profils gaussiens. Et conventionnellement, le diamètre de mode $2\omega_0$ d’un faisceau correspond à l’intensité lumineuse mesurée à I_{max}/e^2 , soit à 13, 5 % de l’intensité maximum. La mesure de ce diamètre repose sur la réalisation d’une cartographie de cette intensité lumineuse et elle peut être réalisée dans deux zones (voir figure B.16) :

- la zone de Rayleigh qui se situe de part et d’autre du waist ω_0 et dont le rayon du mode à chaque extrémité vaut $\sqrt{2}\omega_0$. La mesure dans cette zone est dite mesure en champ proche,
- au-delà de cette zone, la mesure est dite en champ lointain.

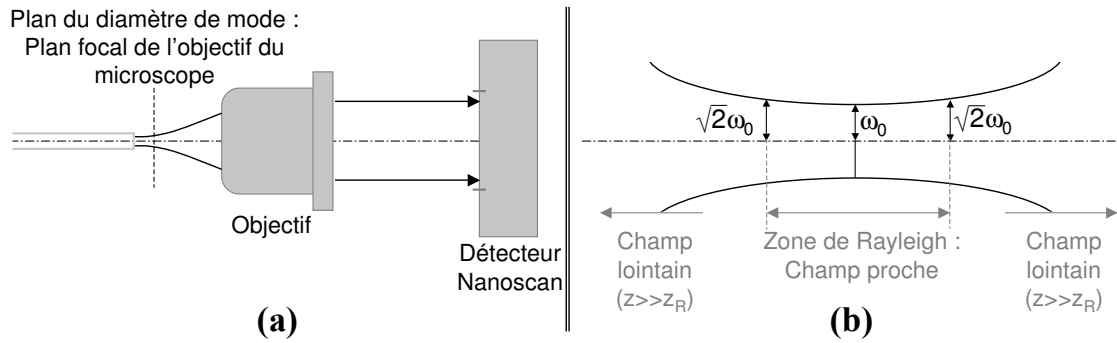


FIG. B.16 – Principe de la mesure en champ proche. (a) Montage expérimental du banc de couplage, (b) Description des différentes zones de mesure.

B.6 Mesure en champ proche

Pour la réalisation de la mesure en champ proche, nous utilisons le détecteur Nanoscan de la société Photon Inc. Comme le montre la figure B.16(a), ce détecteur est placé derrière un objectif (x 10, x 40, x 80 selon le diamètre de mode). L'objectif doit avoir une ouverture numérique suffisante pour ne pas tronquer le signal. Le détecteur est constitué de deux fentes qui se déplacent, dans deux plans perpendiculaires, devant une photodiode fixe. Cette dernière est soit au Germanium soit en InGaAs suivant les applications. Un tel système permet l'analyse du signal dans le plan perpendiculaire et parallèle à la direction de propagation du faisceau. Nous obtenons ainsi la valeur du waist dans chacun de ces plans.

La figure B.17 présente les mesures en champ proche d'une fibre monomode. Le détecteur Nanoscan donne la répartition de l'intensité lumineuse dans chacun des plans de la mesure. Puis le logiciel qui lui est associé vient approcher cette répartition par une gaussienne (en bleu sur la figure B.17). Le diamètre de mode est calculé à partir de cette gaussienne. Les grandeurs ainsi mesurées à I_{max}/e^2 correspondent à une image du diamètre réel. Il est donc nécessaire d'étalonner le détecteur avec un élément dont nous connaissons le diamètre de mode afin de ramener le diamètre mesuré à un diamètre réel. Pour cela, nous utilisons une fibre monomode clivée droite dont le diamètre de mode est compris entre 10, 5 et 10, 9 μm . L'image de ce diamètre sur le détecteur correspond à environ 270 μm lorsque nous utilisons un objectif de microscope x40 dont l'ouverture numérique vaut 0,55.

B.7 Mesure en champ lointain

La deuxième technique à notre disposition est une mesure en champ lointain plutôt destiné au petit mode ($> 5 \mu\text{m}$). Le principe de la mesure en champ lointain est présenté sur la figure B.18. La source à mesurer (laser ou fibre micro-lentillée) est placée au centre du montage comprenant une platine de rotation et un berceau goniométrique. La platine de rotation, caractérisée par une précision $Dq = 0, 1^\circ$, permet d'effectuer un relevé de puissance

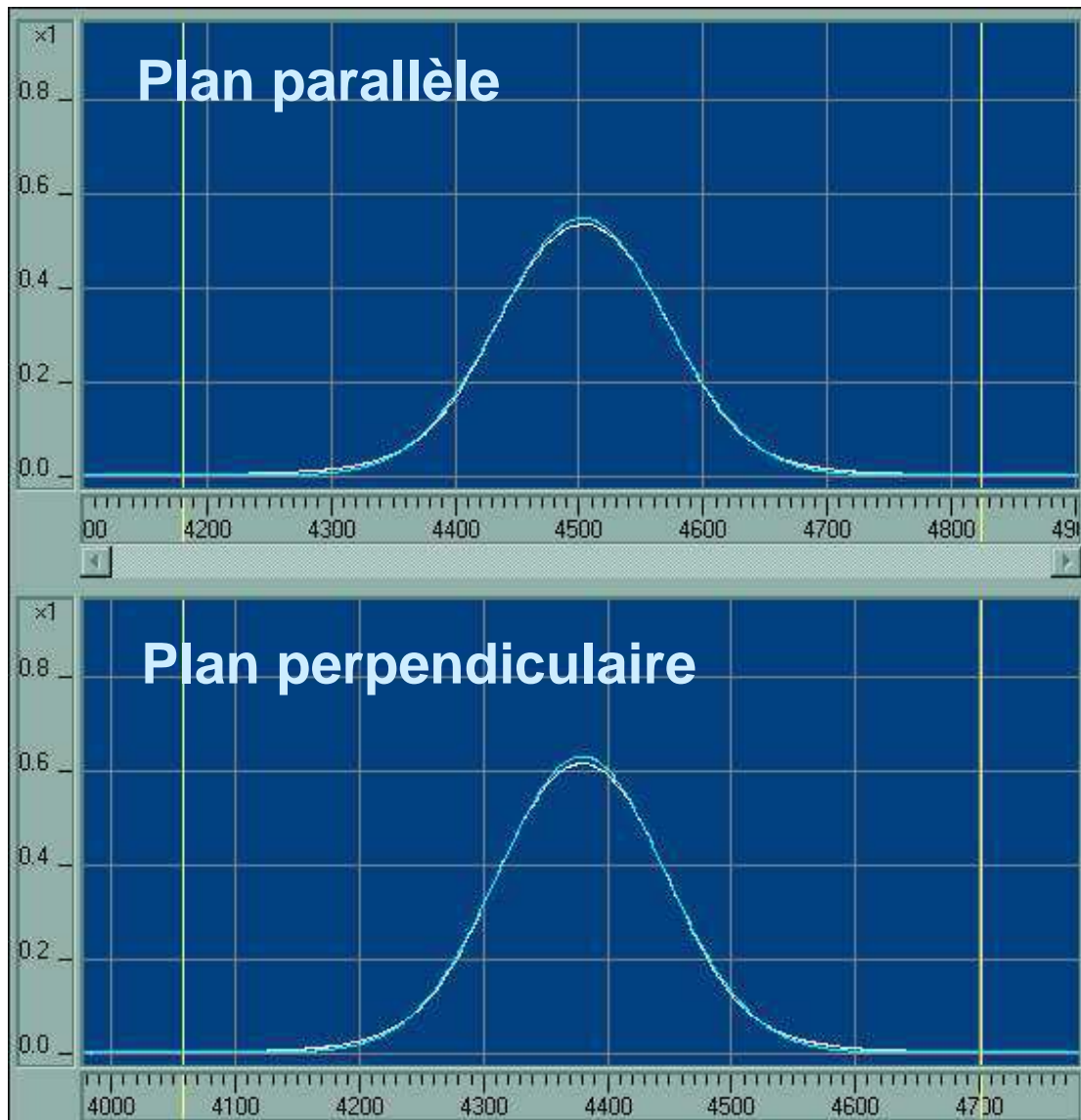


FIG. B.17 – Résultat de la mesure du rayon de mode en champ proche d’une fibre monomode.

en fonction de l’angle. Nous obtenons alors la répartition de la puissance lumineuse en fonction de l’angle d’émission. Or la relation B.2 conduit à l’expression :

$$\left(\frac{\omega_i(z)}{\omega_{0i}}\right)^2 = 1 + \left(\frac{\lambda z}{n\pi\omega_{0i}^2}\right)^2 \quad (\text{B.8})$$

Si $z \gg z_R = \frac{n\pi\omega_0}{\lambda}$, c’est-à-dire si z est grand devant la distance de Rayleigh, cette expression se simplifie de la façon suivante :

$$\frac{\omega_i(z)}{z} = \frac{\lambda}{n\pi\omega_{0i}^2} \quad (\text{B.9})$$

Soit en introduisant la relation

$$\tan(\theta_i) = \frac{\lambda}{n\pi\omega_{0i}} \quad (\text{B.10})$$

Ainsi, à $1/e^2$ du maximum du profil d'intensité, nous pouvons déduire la valeur du waist de la valeur de l'angle de divergence via la relation suivante :

$$\omega_{0_{1/e^2}} = \frac{\lambda}{\pi \tan(\theta_{1/e^2})} \quad (\text{B.11})$$

Le berceau goniométrique modifie le plan de détection (plan horizontal ou vertical), autorisant ainsi la mesure dans les deux plans orthogonaux. Ce dernier point est nécessaire à la caractérisation des faisceaux elliptiques tels que ceux émis par une diode laser. Ensuite, une fibre optique à gradient d'indice 62,5/125 située à une distance x de la source à caractériser recueille une fraction du faisceau de la source et la transmet au détecteur.

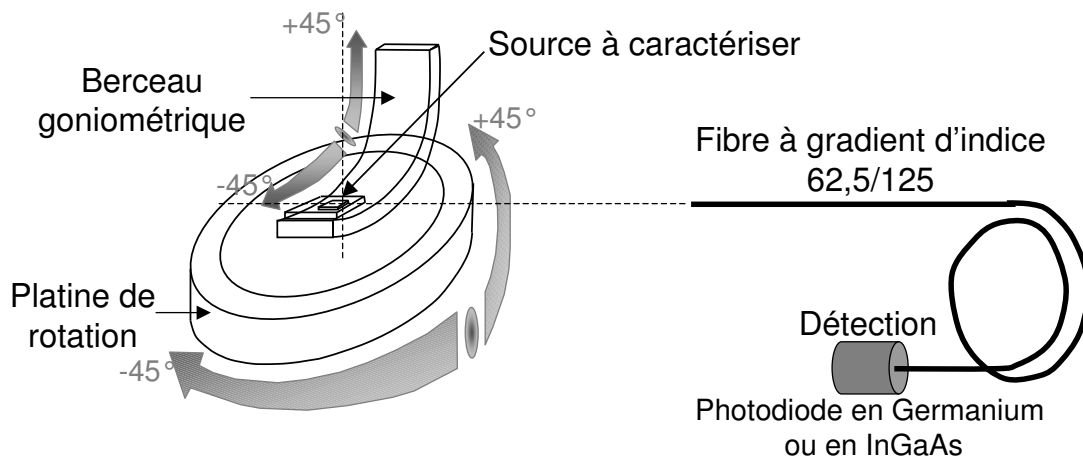


FIG. B.18 – Principe de la mesure en champ lointain.

Annexe C

fibre multi-mode gradient d'indice

Pour la fabrication des micro-lentilles, nous utilisons de courtes sections (inférieurs à 1 mm) de fibre multi-mode à gradient d'indice de diamètre de coeur $125\mu m$. Ces faibles longueurs n'introduisent aucune dispersion et aucun couplage entre les modes voisins. Le champ en entrée et en sortie de tel tronçons reste donc gaussien []. Les lois de la propagation pour les faisceaux gaussiens s'appliquent aux sections de gradient d'indice vues non pas comme un milieu de transmission mais comme un milieu de propagation. et au cours de cette propagation, les paramètres de la gaussienne vont évoluer (figure C.1) modifiant ainsi l'aspect opto-géométrique du faisceau qui est caractérisé par :

- le rayon de mode $\omega(z)$
- le facteur d'amplitude $A(z)$
- les termes de phases décrits par le rayon de courbure $R(z)$ et la différence de phase avec l'onde plane $\Delta\Phi(z)$

La fibre à gradient d'indice est un milieu dont l'indice décroît du centre de la fibre vers la gaine. Comme le présente la figure C.1, la propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu est périodique du fait des réflexions latérales successives qu'elle subit. Les rayons du mode et de courbure ainsi que le facteur d'amplitude présentent donc un phénomène périodique, dont la période est souvent appelée Pitch et définie par la relation suivante :

$$Pitch = \frac{2\pi}{\gamma} \tag{C.1}$$

avec $\gamma = \sqrt{k_0^2 - k_2^2}$ la demi-pulsation spatiale du champ dans le milieu de propagation, la constante de propagation dans le milieu est décrite par l'expression : $k(r) = k_0 - \frac{1}{2}k_2r^2 = k(n_0 - \frac{1}{2}n_2r^2)$, où n_0 et n_2 définissent des constantes spécifiques au profil d'indice.

Le pitch dépend de la longueur d'onde et des indices de réfraction du coeur et de la gaine. Il est tel que tous les $\frac{Pitch}{4}$, le rayon de mode passe par un maximum ou un minimum alors que le rayon de courbure du front d'onde est infini. Le facteur d'amplitude est, lui, inversement proportionnel à l'étendue spatiale du faisceau. Ces maxima correspondent donc aux minima du rayon de mode.

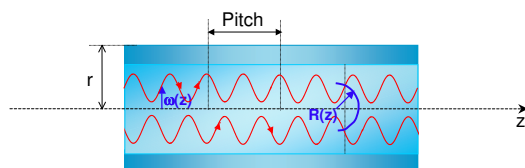


FIG. C.1 – Évolution des paramètres d'un faisceau gaussien le long de l'axe de propagation dans la fibre circulaire à gradient d'indice

Annexe D

Calcul du profil d'intensité intra-cavité

L'ensemble du calcul se trouve dans les résultats présentés par Thedrez et Chi dans la référence [89].

Le modèle fait les hypothèses suivantes :

- l'approximation des enveloppes lentement variables qui permet d'éliminer toutes les dérivées du second ordre.
- les effets d'onde stationnaire sont négligés et permettent de ne pas considérer d'effet de "Spatial Hole Burning" (modulation spatial de la densité de porteurs).

Sous ces hypothèses l'intensité dans la cavité pour un laser Fabry-Pérot à semi-conducteur peut être décrite par le système d'équations D.1, généralisation des équations standards d'évolution des densités de photon.

$$\begin{aligned}\frac{dI_1(t, z)}{dz} + \frac{1}{v_g} \frac{dI_1(t, z)}{dt} &= \Gamma(\alpha(t, z) - \alpha_0)I_1(t, z) + \frac{\Gamma\beta}{2T_1}N(t, z) \\ \frac{dI_2(t, z)}{dz} + \frac{1}{v_g} \frac{dI_2(t, z)}{dt} &= -\Gamma(\alpha(t, z) - \alpha_0)I_2(t, z) - \frac{\Gamma\beta}{2T_1}N(t, z)\end{aligned}\tag{D.1}$$

Dans ces équations I_1 et I_2 sont les flux de photons normalisés par $\hbar\omega$, respectivement co et contra-propagatif. v_g est la vitesse de groupe, ω la pulsation optique, $\hbar = h/2\pi$ la constante de Planck, $\Gamma\alpha_0$ les pertes dues à l'absorption et à la diffusion, β le facteur d'émission spontanée ¹, $\alpha(t, z)$ le gain du semi-conducteur, et T_1 le temps de vie des porteurs supposé constant.

La densité de porteur $N(t, z)$ est décrit selon :

$$\frac{dN(t, z)}{dz} = -\alpha(t, z) (I_1(t, z) + I_2(t, z)) - \frac{N(t, z)}{2T_1} + \frac{N_p(t, z)}{2T_1}\tag{D.2}$$

où $\frac{N_p}{2T_1}$ est le taux de pompage. Dans la suite le gain sera exprimé selon l'évolution linéaire standard :

¹proportion de l'émission spontanée couplée dans le guide

$$\alpha(t, z) = a(N(t, z) - N_t) \quad (\text{D.3})$$

où a est le gain différentiel et N_t est la densité de porteurs à la transparence. Seul le régime stationnaire nous intéresse ici, par conséquent en annulant toutes les dérivées temporelles, à partir des équations D.2 et D.3 la densité de porteur $N(z)$ s'écrit :

$$N(z) = N_t + \frac{N_p - N_t}{1 + aT_1(I_1(t, z) + I_2(t, z))} \quad (\text{D.4})$$

Nous pouvons ajouter à ces équations les conditions aux limites de notre système fixer par la réflectivité de nos miroirs selon :

$$\begin{aligned} I_1(t, 0) &= R_1 I_2(t, 0) \\ I_2(t, L) &= R_2 I_1(t, L) \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

Nous pouvons ensuite définir deux nouvelles $S(z)$ (somme) et $D(z)$ (différence) qui s'écrivent selon :

$$S(z) = I_1(z) + I_2(z) \quad (\text{D.6})$$

$$D(z) = I_1(z) - I_2(z) \quad (\text{D.7})$$

où $S(z)$ représente l'intensité en tout point de la cavité. C'est cette grandeur qui régira le phénomène de saturation. À partir des équations D.1, D.4 et D.5 le système initial peut s'écrire en fonction de S et de D selon :

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dz} &= \frac{g_0 D}{1 + \frac{S}{S_s}} - \Gamma \alpha_0 D \\ \frac{dD}{dz} &= \frac{g'_0 S}{1 + \frac{S}{S_s}} - \Gamma \alpha_0 S + s \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

où $S_s = \frac{1}{aT_1}$ est l'intensité de saturation du milieu et $g_0 \approx \Gamma a(N_p - N_t)$ est le gain modal insaturé. Les paramètres g'_0 et s sont définis selon :

$$g'_0 = (1 - \beta)g_0 \quad (\text{D.9})$$

$$s = \frac{\Gamma \beta N_p}{T_1} \quad (\text{D.10})$$

L'évolution suivant l'axe z des intensités co et contra-propagative est obtenue par la résolution de le système D.8. Pour cela, nous avons introduit r le taux de pompage selon :

$$r = \frac{N_p}{N_{th}} \quad (\text{D.11})$$

où N_{th} est la densité de porteur au seuil. La différence de densité de porteurs entre le seuil et la transparence peut s'écrire :

$$N_{th} - N_t = \frac{1}{\Gamma a L} \left(\Gamma \alpha_0 L + \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \right) \quad (D.12)$$

ou

$$N_t = N_{th} - \frac{1}{\Gamma a L} \left(\Gamma \alpha_0 L + \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \right) \quad (D.13)$$

ce qui nous permet de définir le paramètre A :

$$A = \Gamma a N_{th} \left(r - 1 + \frac{1}{\Gamma a L N_{th}} \left(\Gamma \alpha_0 L + \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \right) \right) \quad (D.14)$$

Ce paramètre nous permet d'écrire le système D.8 à partir des paramètres donnés dans [89] et des paramètres que nous nous sommes fixés N_{th} et r selon :

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dz} &= \left(\frac{A}{1 + \frac{S}{S_s}} - \Gamma \alpha_0 \right) D \\ \frac{dD}{dz} &= \left(\frac{(1 - \beta) A}{1 + \frac{S}{S_s}} - \Gamma \alpha_0 \right) S + \frac{N_{th} \Gamma \beta r}{T_1} \end{aligned} \quad (D.15)$$

Le tableau D.1 dresse un rappel de la signification des différents termes et le tableau D.2 donne les valeurs numériques considérées dans la référence [89].

Le but de notre calcul étant purement qualitatif les valeurs fixées pour r et N_{th} ont peu d'importance (10 et 10^{14}). Les figures D.1 et D.2 présentent respectivement, l'évolution des intensités co et contra-propagatives et l'évolution de l'intensité globale (fonction S) en fonction de z pour une cavité symétrique $R_1 = R_2 = 0.3$

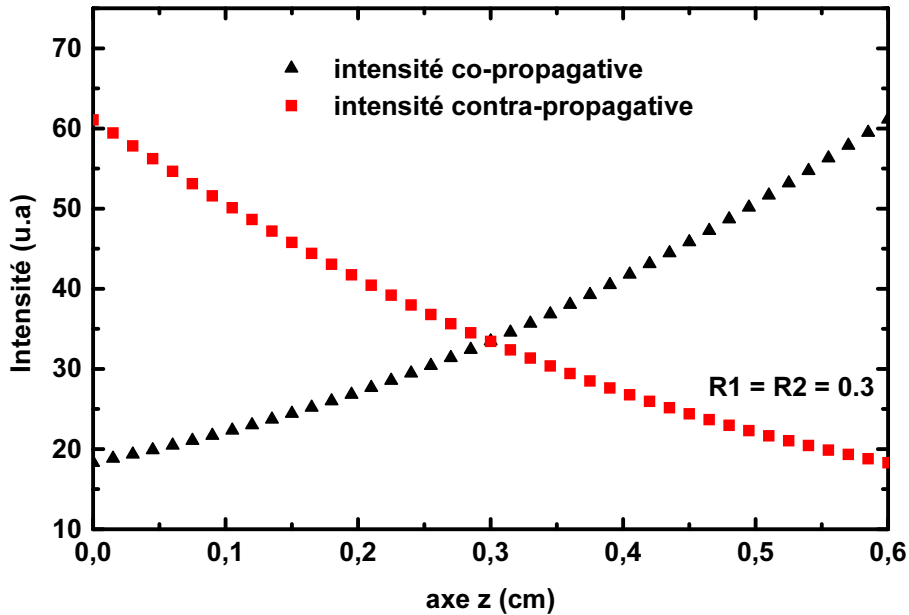


FIG. D.1 – Évolution des intensités co et contra-propagatives en fonction de z .

paramètres	définition
$I_1(z)$	flux de photon co-propagatif ($z>0$) dans la cavité
$I_2(z)$	flux de photon contra-propagatif ($z>0$) dans la cavité
$S(z)$	$I_1(z) + I_2(z)$
$D(z)$	$I_1(z) - I_2(z)$
L	longueur de la cavité laser
$N(z)$	densité de porteurs
N_p	densité de porteurs injectés
N_{th}	densité de porteurs au seuil
N_t	densité de porteurs à la transparence
$r = \frac{N_p}{N_{th}}$	taux de pompage
α_0	perte de guidage
a	gain différentiel
$g_0 \approx \Gamma a(N_p - N_t)$	gain modal insaturé
T_1	temps de vie des porteurs
$S_s = \frac{1}{aT_1}$	intensité de saturation du milieu
Γ	facteur de confinement
β	facteur d'émission spontanée
R_i	coefficient de réflexion de la facette i

TAB. D.1 –

L	600 μm
α_0	5 cm^{-1}
a	$5.10^{-16} \text{ cm}^{-2}$
T_1	2 ns
Γ	0.01
β	10^{-4}

TAB. D.2 –

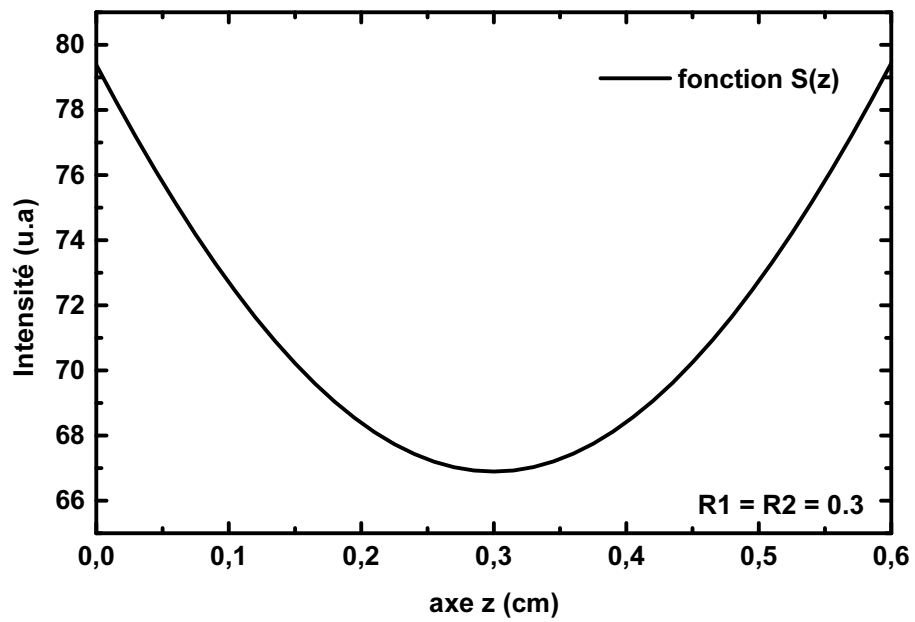


FIG. D.2 – Évolution de l'intensité globale (fonction S) en fonction de z.

Bibliographie

- [1] Akiyama, Ekawa, Sugawara, Sudo, Kawaguchi, Kuramata, Ebe, Morito, Imai, and Arakawa, “An ultrawide band (120 nm) semiconductor optical amplifier having an extremely high penalty free output power of 23 dbm realized with quantum dot active layers,” *Proceeding of Optical Fiber Communication*, April 2004.
- [2] C. Kammerer, “Spectroscopie optique de boîtes quantiques uniques : effets de l’environnement,” *thèse, LPMC ENS*, octobre 2002.
- [3] Rosencher and Vinter, “Optoélectroniques,” *Ed. Masson*, 1998.
- [4] Sugawara, Mukai, Nakata, Ishikawa, and Sakamoto, “Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self assembled $In_{(x)}Ga_{(1-x)}As/GaAs$ quantum dot lasers,” *Physical Review B*, vol. 61, pp. 7595–7603, March 2000.
- [5] Summers, Thomson, Snowton, Blood, and Hopkinson, “Thermodynamic balance in quantum dot lasers,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 16, pp. 100–143, 2001.
- [6] Asryan and Suris, “Theory of threshold characteristics of semiconductor quantum dot lasers,” *Semiconductors*, vol. 38, pp. 3–25, January 2004.
- [7] Osborne, Blood, Snowton, Lutti, Xin, Stintz, Huffaker, and Lester, “State filling in $InAs$ quantum-dot laser structures,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, pp. 1639–1645, December 2004.
- [8] Sugawara, Hatori, Akiyama, Nakata, and Ishikawa, “Quantum dot semiconductor optical amplifiers for high bit rate signal processing over 40 Gbit/s,” *Japan Journal of Applied Physics*, vol. 40, pp. 488–491, March 2001.
- [9] Grundmann, “How a quantum dot laser turns on,” *Applied Physics Letters*, vol. 77, pp. 1428–1430, September 2000.
- [10] Lever, Buda, Tan, and Jagadish, “Investigation of the blueshift in electroluminescence spectra from MOCVD grown $InGaAs$ quantum dots,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, pp. 1410–1416, October 2004.
- [11] Ledentsov, Grundmann, Heinrichsdorff, Bimberg, Ustinov, Zhukov, Maximov, Alferov, and Lott, “Quantum-dot heterostructure lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electron*, vol. 6, pp. 439–451, May/June 2000.

- [12] Gérard, "Prospects of high efficiency QB obtained by direct epitaxial growth," *NATO Asi series*, vol. 340,357, 1995.
- [13] Asada *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 1915–, 1986.
- [14] Bhattacharya, Ghosh, Pradhan, Singh, Wu, Urayama, Kim, and Norris, "Carrier dynamics and high speed modulation properties of tunnel injection $InGaAs/GaAs$ quantum dot lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 952–962, August 2003.
- [15] Paranthoen, Bertru, Dehaese, L. Corre, Loualiche, Lambert, and Patriarche, "Height dispersion control of $InAs/InP$ quantum dots emitting at $1.55\mu\text{m}$," *Applied Physics Letters*, vol. 78, pp. 1751–, March 2001.
- [16] Saito, Nishi, Kamei, and Sugou, "Low chirp observed in directly modulated quantum dot lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 1527–, October 2000.
- [17] Huyet, O. Brien, Hegarty, McInerney, Uskov, Bimberg, Ribbat, Ustinov, Zhukov, Mikhlin, Kovsh, White, Hinzer, and SpringThorpe, "Quantum dot semiconductor lasers with optical feedback," *physica status solidi. (a)*, no. 2, pp. 345–352, 2004.
- [18] Markus, Chen, G. Lafaye, Provost, Paranthoen, and Fiore, "Impact of intraband relaxation on the performance of quantum dot laser," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, pp. 1308–1314, September/october 2003.
- [19] Agrawal, "Fiber-optic communication systems," *Ed. Wiley*, vol. 3rd edition, 2002.
- [20] Joindot and Joindot, "Les télécommunications par fibres optiques," *Editions Dunod*, 1996.
- [21] Mottet, "Diodes lasers," *Cours ENSSAT*.
- [22] Chuang, "Physics of electronics devices," *Wiley*, 1995.
- [23] Zory, "Quantum well lasers," *Quantum electronics Principles ans applications, Academic Press*, 1993.
- [24] Bimberg, Grundmann, and Lendenstov, "Quantum dot heterostructures," *Wiley*, 1998.
- [25] Sugawara, "Self assembled $InGaAs/GaAs$ quantum dots," *semiconductors and semi-metals*, vol. 60, 1999.
- [26] Zhukov, Kovsh, Livshits, Ustinov, and Alferov, "Output power and its limitation in ridge waveguide $1,3\mu\text{m}$ wavelength quantum dot lasers," *Semiconductor Science Technology*, vol. 18, pp. 774–781, 2003.
- [27] Bakonyi, Su, Onishchukov, Lester, Gray, Newell, and Tünnermann, "High gain quantum dot semiconductor optical amplifier for 1300 nm," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 1409–1414, November 2003.
- [28] Bakonyi, Onishchukov, and Tünnermann, "Quantum dot ($InAs/InGaAsDWELL$) semiconductor optical amplifier," *Proceeding of European Conference on Optical Communication*, September 2003.

- [29] Onishchukov, Su, Bakonyi, Lester, Gray, Newell, and Tunnermann, "1300 nm quantum dot semiconductor optical amplifier," *Proceeding of European Conference on Optical Communication*, September 2003.
- [30] Akiyama, Hatori, Nakata, Ebe, and Sugawara, "Pattern effect free amplification and cross gain modulation achieved by using ultrafast gain nonlinearity in quantum dot semiconductor optical amplifiers," *physica status solidi. (b)*, vol. 238, pp. 301–304, September 2003.
- [31] D. Silva, Quivy, Martini, Lamas, D. Silva, and Leite, "*InAs/GaAs* quantum dot optically active at $1.5\mu\text{m}$," *Applied Physics Letters*, vol. 77, November 2000.
- [32] L. Ru, Howe, and Murray, "Strain engineered *InAs/GaAs* quantum dots for long wavelength emission," *Physical Review B*, vol. 67, 2003.
- [33] Ledentsov, Kovsh, Zhukov, Maleev, Mikhlin, Vasil'ev, Semenova, Maximov, Shernyakov, Kryzhanovskaya, Ustinov, and Bimberg, "High performance quantum dot lasers on GaAs substrates operating in $1.5\mu\text{m}$ range," *Electronics Letters*, vol. 39, pp. 1126–1127, July 2003.
- [34] C. Paranthoën, "Croissance et caractéristiques des boîtes quantiques *InAs* sur substrat *InP(113)B* pour la réalisation d'un laser à $1,55\mu\text{m}$," *thèse, LENS INSA*, juillet 2001.
- [35] Paranthoen, Platz, Moreau, Bertru, Dehaese, L. Corre, Miska, Even, Folliot, Labbe, Patriarche, Simon, and Loualiche, "Growth and optical characterizations of *InAs* quantum dots on *InP* substrates : towards a $1.55\mu\text{m}$ quantum dot laser," *Journal of Crystal Growth*, vol. 251, pp. 230–235, 2003.
- [36] Saito, Nishi, and Sugou, "Ground state lasing at room temperature in long wavelength *InAs* quantum dot lasers on *InP(311)b* substrates," *Applied Physics Letters*, vol. 78, January 2001.
- [37] Qiu, Uhl, Chacon, and Yang, "Lasing characteristics of *InAs* quantum dot lasers on *InP(001)* substrate," *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 1704–, September 2003.
- [38] Ni'allen, Poole, Marshall, Fraser, Raymond, and Fafard, "*InAs* self assembled quantum dot lasers grown on (100) *InP*," *Applied Physics Letters*, vol. 80, May 2002.
- [39] Ni'allen, Poole, Marshall, Raymond, and Fafard, "Tunable *InAs* quantum dot lasers grown on (100) *InP*," *Microelectronics Journal*, vol. 34, 2003.
- [40] Akiyama, Kawaguchi, Sugawara, Sudo, Ekawa, Ebe, Kuramata, Otsubo, Morito, and Arakawa, "A semiconductor optical amplifier with an extremely high penalty free output power of 20 dBm achieved with quantum dots," *Proceeding of European Conference on Optical Communication*, September 2003.
- [41] Alizon, Hadass, Mikhelashvili, Eisenstein, Schwertberger, Somers, Gold, Reithmaier, Forchel, Calligaro, Bansropun, and Krakowski, "Multiple wavelength amplification in wide band high power 1550nm quantum dash optical amplifier," *IEE Electronic Letters*, vol. 40, no. 12, pp. 1139–1140, 2004.

- [42] A. Vasanelli, "Transitions optiques interbandes et intrabandes dans les boîtes quantiques simples et couplées verticalement," *thèse, LPMC ENS*, juillet 2002.
- [43] Borri, Langbein, Mork, H. Woggon, Heinrischdorff, Mao, and Bimberg, "Dephasing in *InAs/GaAs* quantum dots," *Physical Review Letters*, vol. 89, pp. 7784–7787, October 2002.
- [44] Bayer and Forchel, "Temperature dependence of the exciton homogenous linewidth in *In_{0.6}Ga_{0.4}As/GaAs* self-assembled quantum dots," *Physical Review B*, vol. 65, 2002.
- [45] P. Miska, "Propriétés optiques des boîtes *InAs/InP*," *thèse, LENS INSA*, juillet 2003.
- [46] C. Platz, "Laser à boîtes quantiques *InAs/InP* émettant à 1,55 μm pour les télécommunications optiques," *thèse, LENS INSA*, juillet 2004.
- [47] Sakamoto and Sugawara, "Theoretical calculation of lasing spectra of quantum dot lasers : effect of homogeneous broadening of optical gain," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, February 2000.
- [48] Grundmann, Heitz, Bimberg, Sandmann, and Feldmann, "Carrier dynamics in quantum dots : modeling with master equations for the transitions between micro states," *Applied Physics Letters*, June 1997.
- [49] Sugawara, Ebe, Hatori, Ishida, Arakawa, Akiyama, Otsubo, and Nakata, "Theory of optical signal amplification and processing by quantum-dot semiconductor optical amplifiers," *Physical Review B*, vol. 69, pp. 235332–1 – 235332–39, June 2004.
- [50] Grundmann and Bimberg, "Theory of random population for quantum dots," *Physical Review B*, vol. 55, pp. 9740–9745, April 1997.
- [51] Arakawa and Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current," *Applied Physics Letters*, vol. 40, 1984.
- [52] Saruwatari and Nawata, "Close-to-ideal device characteristics of high-power *InGaAs/GaAs* quantum dot lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 9, pp. 267–, 2002.
- [53] MAKSIMOV, SHERNYAKOV, KRYZHANOVSKAYA, GLADYSHEV, MUSIKHIN, LEDENTSOV, ZHUKOV, VASILEV, KOVSH, MIKHRIN, SEMENOVA, MALEEV, NIKITINA, USTINOV, and ALFEROV, "High-power 1.5 μm *InAs – InGaAs* quantum dot lasers on *GaAs* substrates," *Semiconductors*, vol. 38, no. 6, 2004.
- [54] Mikhrin, Kovsh, Krestnikov, Kozhukhov, Livshits, Ledentsov, Shernyakov, Novikov, Maximov, Ustinov, and Alferov, "High power temperature-insensitive 1.3 μm *InAs/InGaAs/GaAs* quantum dot lasers," *Semiconductor Science Technology*, vol. 20, pp. 340–342, 2005.
- [55] Shchekin and Deppe, "1.3 μm *InAs* quantum dot laser with $T_0 = 161\text{K}$ from 0 to 80°C," *Applied Physics Letters*, vol. 80, pp. 3277–3279, May 2002.

- [56] Shchekin and Deppe, "Low threshold high to 1.3 μm inas quantum dot lasers due to P type modulation doping of the active region," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 1231–1233, September 2002.
- [57] Kovsh, Maleev, Zhukov, Mikhlin, Vasil'ev, Semenova, Shernyakov, Maximov, Livshitsa, Ustinov, Ledentsov, Bimberg, and Alferov, "*InAs/InGaAs/GaAs* quantum dot lasers of 1.3 μm range with enhanced optical gain," *Journal of Crystal Growth*, pp. 729–736, 2003.
- [58] Qiu, Gogna, Forouhar, Stintz, and Lester, "High performance *InAs* quantum dot lasers near 1.3 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 79, November 2001.
- [59] Asryan and Luryi, "Tunneling injection quantum dot laser : ultrahigh temperature stability," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, pp. 905–910, Juillet 2001.
- [60] Asryan and Luryi, "Temperature insensitive semiconductor quantum dot laser," *Solid-State Electronics*, pp. 205–212, 2003.
- [61] Bhattacharya and Gosh, "Tunnel injection *In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs* quantum dot lasers with 15 *Ghz* modulation bandwidth at room temepature," *Applied Physics Letters*, vol. 80, May 2002.
- [62] Tan, Marinelli, Thompson, Wonfor, Sellin, Penty, White, Kuntz, Lämmlin, Lendentsov, Bimberg, Ustinov, Zhukov, and Kovsh, "5 *Gb/s* elevated temperaure data transmission using quantum dot lasers," *Proceedind of Optical Fiber Communication*, 2004.
- [63] Li, Liu, Varangis, Newell, Stintz, Fuchs, Malloy, and Lester *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, 2000.
- [64] Deppe, Huang, and Shchekin, "Modulation characteristics of quantum dot lasers : The influence of p type doping and the electronic density of states on obtaining high speed," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, pp. 1587–1594, December 2002.
- [65] Akiyama, Hatori, Nakata, Ebe, and Sugawara, "Wavelength conversion based on ultrafast (<3 ps) cross gain modulation in quantum dot optical amplifiers," *Proceeding of European Conference on Optical Communication*, September 2003.
- [66] Akiyama, Kuwatsuka, Simoyama, Nakata, Mukai, Sugawara, Wada, and Ishikawa, "Ultrafast nonlinear processes in quantum dot optical amplifiers," *Optics and Quantum Electronics*, vol. 33, 2001.
- [67] Nakamura, Kanamoto, Nakamura, Sugimoto, Ikeda, Tanaka, Okhouchi, Ishikawa, and Asakawa, "Optical non linear phase shift of *InAs* quantum dots and its application to all optical switches," *Proceeding of European Conference on Optical Communication*, September 2003.
- [68] Nakamura, Nishikawa, Kohmoto, Kanamoto, and Asakawa, "Optical nonlinear properties of *InAs* quantum dots by means of transient absorption measurements," *Applied Physics Letters*, vol. 94, pp. 1184–1189, July 2003.

- [69] Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, February 1982.
- [70] Bimberg, Grundmann, Heinrichdorff, Ledentsov, Ustinov, Zhukov, Kovsh, Maximov, Shernoyakov, Volovik, Tsatsul'nikov, Kop'ev, and Alferov, "Quantum dot lasers : breakthrough in optoelectronics," *Thin Solid Films*, 2000.
- [71] Oksanen and Tulkki, "Linewidth enhancement factor and chirp in quantum dot lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, pp. 1983–1989, August 2003.
- [72] Schneider, Koch, and Chow, "Anomalous carrier induced dispersion in quantum dot media," *Physical Review B*, 2002.
- [73] K. Kondratko, Chuang, Walter, Chung, and Holonyak, "Observations of near zero linewidth enhancement factor in a quantum well coupled quantum dot laser," *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 4818–4820, December 2003.
- [74] Hatori, Ishida, Ebe, Sugawara, and Arakawa, "Measurement and evaluation of chirp and linewidth enhancement factor of a 1.3 μm quantum dot laser," *Proceeding of Conference and Laser and Electro-Optics*, 2004.
- [75] Kuntz, Fiol, Laemmlin, Ledentsov, Bimberg, T. and Tan, Marinelli, Penty, W. and Kovsh, and Ustinov, "35 GHz passive mode-locking of *InGaAs/GaAs* quantum dot lasers at 1.3 μm with fourier limited pulses intensity," *Proceeding of Conference and Laser and Electro-Optics*, 2004.
- [76] Zhang, Gray, Wang, Newell, Malloy, and Lester, "High external feedback resistance of laterally loss-coupled distributed feedback quantum dot semiconductor lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, November 2003.
- [77] Hatori, Otsubo, Ishida, Akiyama, Nakata, Ebe, Okumura, Yamamoto, Sugawara, and Arakawa, "20°C-70°C temperature independant 10 Gb/s operation directly modulated laser diode using p-doped quantum dots," *Proceeding of European Conference on Optical Communication*, 2004.
- [78] Akiyama, Ekawa, Sugawara, Kuwatsuka, Sudo, Kawaguchi, Kuramata, Ebe, and Arakawa, "Recent advances in quantum-dot semiconductor optical amplifiers for telecommunications," *Proceeding of European Conference on Optical Communication*, September 2004.
- [79] Malzer, Kahl, Wolst, Schardt, and Döhler, "Experimental evidence for bound light hole states in *InAs* self-assembled quantum dots," *Proceeding of International Conference on the Physics of Semiconductors*, 2002.
- [80] Laemmlin, Bimberg, Uskov, Kovsh, and Ustinov, "Semiconductor optical amplifiers near 1.3 μm based on *InGaAs/GaAs* quantum dots," *Proceeding of Conference and Laser and Electro-Optics*, 2004.
- [81] Schwertberger, Gold, Reithmaier, and Forchel, "Long wavelength *InP* based quantum dash lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, June 2002.

- [82] Wang, Stintz, Varangis, Newell, Li, Malloy, and Lester, "Room temperature operation of *InAs* quantum dash lasers on *InP*(001)," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, August 2001.
- [83] Alizon, Bilenca, Dery, Mikhelashvili, Eisenstein, Schwertberger, Gold, Reithmaier, and Forchel, "Cross gain modulation in inhomogeneously broadened gain spectra of *InP* based 1550 nm quantum dash optical amplifiers : small signal bandwidth dependence on wavelength detuning," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 82, pp. 4660–4662, June 2003.
- [84] Bilenca, Alizon, Mikhelashvili, Eisenstein, Schwertberger, Gold, Reithmaier, and Forchel, "*InAs/InP* 1550 nm quantum dash semiconductor optical amplifiers," *IEEE Electronic Letters*, vol. 38, no. 22, 2002.
- [85] Bilenca, Alizon, Mikhelashvili, Dahan, Eisenstein, Schwertberger, Gold, Reithmaier, and Forchel, "Broad band wavelength conversion based on cross-gain-modulation and four-wave-mixing in *InAs/InP* quantum-dash semiconductor optical amplifiers operating at 1550 nm," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, 2003.
- [86] Paranthoen, Bertru, Lambert, Dehaese, L. Corre, Even, Loualiche, Lissilour, Moreau, and Simon, "Room temperature laser emission of 1.5 μm from *InAs/InP*(311)*B* quantum dots," *Semiconductor Science Technology*, vol. 17, no. L5, 2002.
- [87] Bogнар, Grundmann, Stier, Ouyang, Ribbat, Heitz, Sellin, and Bimberg, "Large modal gain of *InAs/GaAs* quantum dot lasers," *Physica Status Solidi. (b)*, vol. 224, no. 3, 2001.
- [88] Grundmann and Bimberg, "Gain and threshold of quantum dot lasers : theory and comparison to experiments," *Japan Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 4181–4187, June 1997.
- [89] Thedrez and Lee, "A reassessment of standard rate equations for low facet reflectivity semiconductor lasers using traveling wave rate equations," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 865–876, december 1992.
- [90] Cohen and Schneider, "Microlenses for coupling junction lasers to optical fibers," *Applied Optics*, vol. 13, no. 1, 1974.
- [91] Wu and Barnes, "Microlenses, coupling light to optical fiber," *IEEE PRESS*, 1991.
- [92] Shiraiishi and Kuoo, "A new lensed-fiber configuration employing cascaded *GI*-fibre chips," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, 2000.
- [93] Bachelot, Fares, Fikri, Barchiesi, Lerondel, and Royer, "Coupling semiconductor lasers into single-mode optical fibers by use of tips grown by photopolymerization," *Optics Letters*, vol. 29, no. 17, 2004.
- [94] Lay, Yang, Lee, and Cheng, "Fibre grating laser : a performance study on coupling efficiency of microlens and the bragg reflectivity," *Optics Communications*, vol. 23, 2004.

- [95] Borri, Langbein, Mork, and Hvam, "Heterodyne pump prob and four wave mixing in semiconductor optical amplifiers using balanced lock in detection," *Optics Communications*, 1999.
- [96] Borri, Langbein, Hvam, Heinrischsdorff, Mao, and Bimberg, "Time resolved four wave mixing in *InAs/InGaAs* quantum dot amplifiers under electrical injection," *Applied Physics Letters*, vol. 76, pp. 1380–1382, March 2000.
- [97] Borri, Langbein, Hvam, Heinrischsdorff, Mao, and Bimberg, "Ultrafast gain dynamics in *InAs InGaAs* quantum-dot amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 594–596, June 2000.
- [98] Borri, Langbein, Hvam, Heinrischsdorff, Mao, and Bimberg, "Spectral hole-burning and carrier-heating dynamics in *InGaAs* quantum-dot amplifiers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 544–551, May/June 2000.
- [99] Borri, Schneider, Langbein, Woggon, Zhukov, Ustinov, Ledenstov, Alferov, Ouyang, and Bimberg, "Ultrafast carrier dynamics and dephasing in *InAs* quantum dot amplifiers emitting near $1.3\mu\text{m}$ wavelength at room temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 2633–2635, October 2001.
- [100] Borri, Langbein, Schneider, Woggon, Sellin, Ouyang, and Bimberg, "Relaxation and dephasing of multiexcitons in semiconductor quantum dots," *Physical Review Letters*, vol. 89, October 2002.
- [101] P. Chanclou, "Etude théorique et expérimentale d'optique de couplage destinées à la réalisation de modules optoélectroniques multivoies d'émission et de reception," *thèse, CNET France télécom / ENSSAT*, septembre 1999.
- [102] Saruwatari and Nawata, "Semiconductor to single-mode fiber coupler," *Applied Optics*, vol. 18, june 1979.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur la caractérisation et la compréhension des propriétés optiques d'un milieu semi-conducteurs à boîtes quantiques InAs/InP(311)B obtenues par épitaxie. Cette étude est menée dans le cadre de la réalisation de lasers à modulation directe et d'amplificateurs optiques multi-canaux sans diaphonie. Après un rappel du contexte des réseaux de télécommunications optiques, nous rappelons les principes physiques du fonctionnement d'un ensemble de boîtes quantiques ainsi que les spécificités de ce milieu par rapport aux composants à base de matériaux massifs, de puits quantiques ou de " segments " quantiques. Ensuite, nous présentons les caractérisations effectuées par pompage optique sur des guides planaires à boîtes quantiques. Les résultats de l'oscillation laser obtenue sont discutés. Les mesures de gain, de pertes et du remplissage par les porteurs du milieu à boîtes quantiques sont ensuite présentées. La mise en perspective des différentes caractérisations permet une discussion du caractère inhomogène de nos boîtes quantiques à température ambiante. En complément de ces mesures est effectuée une étude sur la polarisation de l'émission du milieu. Enfin, nous présentons les résultats obtenus sur un amplificateur à guide monomode. La mise en place d'une technique de mesure pompe - sonde et les résultats ainsi obtenus sous saturation de l'absorption du niveau fondamental sont présentés. Nous terminons par une discussion de la largeur homogène sous saturation de l'absorption et sur le potentiel particuliers des boîtes quantiques pour le traitement du signal optique multi-canaux sans diaphonie inter-canal.

Abstract

This thesis investigates experimental characterisation and understanding of InAs/InP(311)B quantum dots media for laser and SOA applications at $1,55 \mu\text{m}$. In the first part, using an optically pump planar quantum dot waveguide, we demonstrated the first laser emissions at $1,52 \mu\text{m}$ at room temperature on excited state ($1,46 \mu\text{m}$) and ground state. Then, we developed experimental techniques and realised measurements of inhomogenously linewidth broadened optical gain media, losses and carrier state filling. Excited and ground state polarisation emission have also been demonstrated. The second part concerne semiconductor optical amplifier devices (monomode ridge waveguide). We firstly had to design and set up an opto-mechanical mounting for semiconductor optical amplifier characterisation and then to fabricate polarisation maintaining micro-lenses for optical coupling. This allowed the first realisation of saturation absorption on these waveguides with a pump-probe experiment. Two (at least) contributions to the ground state radiative lifetime have been demonstrated. Pump-tunable probe homogenous line width broadening measurement has also been investigated.

Mots clefs

Semi-conducteurs - propriétés optiques, Boîtes quantiques, Laser à Semi-conducteurs, Télécommunications optiques, Amplificateurs optiques