



HAL
open science

Réalisation d'un VECSEL pompé électriquement faible bruit et étude des boîtes quantiques pour la réalisation d'un VECSEL bi-fréquence

Anwar Kerchaoui

► **To cite this version:**

Anwar Kerchaoui. Réalisation d'un VECSEL pompé électriquement faible bruit et étude des boîtes quantiques pour la réalisation d'un VECSEL bi-fréquence. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2022. Français. NNT : 2022REN1S016 . tel-03813851

HAL Id: tel-03813851

<https://theses.hal.science/tel-03813851>

Submitted on 13 Oct 2022

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1

ECOLE DOCTORALE N° 596

Matière, Molécules, Matériaux

Spécialité : *Photonique*

Par

Anwar KERCHAOUI

Réalisation d'un VECSEL pompé électriquement faible bruit et étude des boîtes quantiques pour la réalisation d'un VECSEL bi-fréquence

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 09/02/2022

Unité de recherche : Institut FOTON (UMR 6082)

Rapporteurs avant soutenance :

Angélique Rissons
Professeur, Institut Supérieur de l'Aéronautique
et de l'espace, Université Fédérale de Toulouse

Christophe Labbé
MCF-HDR, Centre de recherche sur les Ions, les
Matériaux et la Photonique, Université de Caen

Composition du Jury :

Angélique Rissons
Professeur, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'espace,
Université Fédérale de Toulouse / Rapporteur

Christophe Labbé
MCF-HDR, Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la
Photonique, Université de Caen / Rapporteur

Laurent Chusseau
Directeur de recherche CNRS, Institut d'Electronique et des
Systèmes / Examineur

Alain Le Corre
Professeur, Institut FOTON, INSA de Rennes / Directeur de thèse
Mehdi Alouini

Professeur, Institut FOTON, Université de Rennes 1 / Directeur de
thèse

Cyril Paranthoen
MCF, Institut FOTON, INSA de Rennes / Co-encadrant de thèse

A mes Parents, mes frères...

Remerciements

Ce travail a été effectué à l'institut FOTON de l'Université de Rennes 1. Je tiens tout d'abord à sincèrement remercier mes directeurs de thèse, Alain Le Corre et Mehdi Alouini, ainsi que mon encadrant Cyril Paranthoen pour la confiance qu'ils m'ont accordée et pour leurs précieux conseils.

Un grand Merci à Angélique Rissons et Christophe Labbé d'avoir accepté d'être rapporteurs de thèse, et pour leurs remarques à propos de ce manuscrit. Un grand Merci également à Laurent Chusseau d'avoir participé au jury de ma thèse.

Un grand Merci à l'ensemble des membres de l'institut FOTON, personnel administratif, professeurs, maître de conférences, post-doctorants, doctorants, ingénieurs et techniciens. Je pense à Patricia Berthelot et Victor Fong pour la réalisation et la gestion des documents administratifs. Je pense à Marco Romanelli, Marc Brunel, Marc Vallet, François Bondu, Goulc'hen Loas et Christophe Levallois pour l'aide qu'ils m'ont apportée et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je pense à Steve Bouhier, Thomas Batté, Ludovic Frein, Cyril Hamel et Anthony Carré pour toutes les contributions et réalisations qui ont servi pour l'aboutissement des expériences décrites dans ce manuscrit. Je pense aux anciens et actuels collègues post-doctorants et doctorants pour les bons moments passés ensemble.

Un grand Merci à mes parents de m'avoir appris à surmonter mes peurs, de prendre toujours soin de moi et d'être toujours là pour moi. Un grand merci à mes frères pour leurs soutiens et encouragements. Cette dédicace et pour moi, la meilleure façon de vous honorer et de vous montrer à quel point votre présence est importante pour moi.

Je remercie enfin tous ceux qui ont participé de près ou de loin à la réussite de ce travail.

Table des matières

Introduction générale et objectifs	8
Chapitre 1 : Généralités sur les lasers à semiconducteurs	12
1 Introduction.....	14
2 Des lasers à semiconducteurs classiques aux lasers à semiconducteurs VECSEL	15
2.1 Principes de fonctionnement des lasers classiques et limitations	15
2.1.1 Laser DFB et DBR	15
2.1.2 Laser VCSEL.....	17
2.2 Laser à émission par la surface à cavité externe	19
2.2.1 Laser VECSEL.....	19
3 Dynamique des lasers.....	21
3.1 Régimes de fonctionnement	21
3.2 Transition du régime classe B vers le régime classe A	21
4 Propriétés optiques d'une cavité VECSEL.....	24
4.1 Cavité VECSEL.....	24
4.1.1 Miroir DBR et gestion thermique dans les VECSEL.....	24
4.1.2 Différentes configurations de cavités VECSEL	28
4.1.3 Cavité hémisphérique passive	29
4.1.4 Cavité Plan-Plan passive	31
4.2 Fonctionnement mono-fréquence	33
4.2.1 Obtention du régime monomode transverse.....	33
4.2.2 Obtention du régime monomode longitudinal	34
5 Etat de l'art sur les sources VECSEL	36
5.1 Fonctionnement général des lasers VECSEL	36
5.2 Dispositifs VECSEL pompés optiquement et électriquement émettant à différentes longueurs d'ondes.....	37
5.2.1 Uniformité d'injection	39
5.2.2 Polarisation du VECSEL	40
5.3 Lasers VECSEL bifréquences	41
5.3.1 Dispositifs OP-VECSEL bifréquences.....	41
6 Propriétés générales et avantages d'un milieu à gain à base de boîtes quantiques	45
6.1 Confinement quantique.....	45
6.2 Propriétés électroniques	46
6.2.1 Boîtes quantiques et diagramme d'énergie	46
6.2.2 Propriété optique d'une boîte quantique unique : élargissement homogène	47
6.2.3 Propriétés optiques d'un ensemble de boîtes quantiques	48
6.3 Boîtes quantiques et lasers à base de boîtes quantiques	51
6.4 Etat de l'art sur les lasers VECSEL à base de boîtes quantiques.....	53
7 Conclusion	56
8 Références	58

Chapitre 2 : Constante de couplage de Lamb C dans un laser VECSEL classe A pompé optiquement à base de puits quantiques.....	66
1 Introduction.....	68
2 Modes couplés et conditions de stabilité : constante de couplage de Lamb.....	69
2.1 Constante de couplage de Lamb	69
2.1.1 Théorie.....	69
2.1.2 Principe de la mesure	75
3 Mesure de la constante de couplage de Lamb C dans une structure à base de puits quantiques : rappels des résultats antérieurs.	79
3.1 Description de la structure.....	79
3.1.1 Zone active et microcavité.....	80
3.1.2 Gestion thermique.....	80
3.2 Résultats : laser VECSEL pompé optiquement à base de puits quantiques	81
3.2.1 Description générale du montage expérimental dédié à la mesure directe de la constante de couplage.....	81
3.2.2 Séparation spatiale des états propres de polarisation	82
3.2.3 Obtention du fonctionnement bi-fréquence.....	82
3.2.4 Constante de couplage de Lamb C	84
4 Modèle théorique pour la détermination de la constante de couplage de Lamb C d'un laser dans le cas d'un milieu à base de boîtes quantiques.	87
4.1 Mécanismes de couplage pris en considération dans le modèle	87
4.1.1 Premier mécanisme de couplage : couplage optique direct entre modes	88
4.1.2 Deuxième mécanisme de couplage : couplage électronique entre boîtes quantiques ..	89
4.2 Solutions des équations d'évolution à l'état stationnaire.....	89
4.2.2 Symétrie parfaite entre les deux modes	91
4.3 Résultats du modèle analytique et discussion	92
5 Conclusion	94
6 Références	95

Chapitre 3 : Vers une mesure directe de la constante de couplage de Lamb dans un VECSEL classe A à base de boîtes quantiques

1 Introduction.....	100
2 Mesure de la constante de couplage de Lamb C dans un laser VECSEL pompé optiquement à base de boîtes quantiques : OP-BQs-VECSEL.....	101
2.1 Structure du miroir à gain.....	101
2.2 Caractérisations préliminaires de la puce laser dans une cavité VECSEL hémisphérique	107
2.2.1 Montage expérimental et caractéristiques du laser de pompe à fibre monomode	107
2.2.2 Caractéristiques optiques du VECSEL à base de boîtes quantiques.....	108
2.2.3 Deux états de polarisation linéaires orthogonales.....	111
2.3 Etape préliminaire à la mesure de la constante de couplage de Lamb C : caractérisations du VECSEL à base de boîtes quantiques en configuration plan-lentille-plan	115
2.3.1 Motivations de cette étape préliminaire.....	115
2.3.2 Bilan des mesures.....	117
2.4 Estimation des pertes introduites par les différents éléments intracavité et estimation des puissances nécessaires pour la mesure de la constante de couplage de Lamb C.....	119
2.4.1 Description du modèle : Equations d'évolution	119

2.4.2	Résultat : Estimation des pertes introduites par les éléments intracavité	120
2.4.3	Evaluation de la puissance de pompe nécessaire pour mesurer la constante de couplage 122	
2.5	Adaptation du nouveau système de pompage optique pour le VECSEL.....	124
2.5.1	Caractéristiques de la pompe multimode « L8W »	124
2.5.2	Caractéristiques de la pompe multimode « L15W »	125
2.5.3	Caractéristiques optiques du VECSEL en cavité plan-lentille-plan	126
2.6	Perspectives.....	133
3	Conclusion	134
4	Références	136

Chapitre 4 : Développement et caractérisation d'un laser VECSEL classe A faible bruit en pompage électrique..... 138

1	Introduction.....	140
2	Intérêt du laser VECSEL classe A pompé électriquement	141
3	Caractérisations électriques et optiques du miroir à gain à puits quantiques.....	143
3.1	Structure du miroir à gain	143
3.1.1	Description de la structure	143
3.1.2	Miroir de Bragg DBR et électrodes	144
3.1.3	Zone active et microcavité.....	146
3.1.4	La jonction tunnel	146
3.1.5	Processus de fabrication.....	147
3.2	Caractérisations électro-optiques du miroir à gain hors cavité externe	149
3.2.1	Caractéristiques électriques	149
3.2.2	Caractéristiques optiques en électroluminescence	151
3.3	Caractérisations optiques préliminaires du miroir à gain en cavité externe : laser EP-PQs-VECSEL	152
3.3.1	Montage expérimental	152
3.3.2	Spectre d'émission du laser en fonctionnement multimode	154
3.3.3	Etat de polarisation du laser EP-PQs-VECSEL	154
4	Fonctionnement mono-fréquence du laser.....	156
4.1	Protocole expérimental pour mesurer les modes transverses en champ proche	156
4.1.1	Montage expérimental	156
4.1.2	Réglage	157
4.2	Obtention d'un fonctionnement mono-fréquence	158
4.2.1	Sélection du mode fondamental transverse TEM ₀₀	158
4.2.2	Sélection du mode longitudinal.....	160
4.2.3	Comparaison en régime mono-fréquence des caractéristiques optiques de deux dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel	163
5	Fonctionnement classe A faible bruit	165
5.1	Bruit d'intensité d'un laser	165
5.1.1	Origine	165
5.1.2	Définition du bruit d'intensité relatif.....	165
5.1.3	Méthode de mesure du bruit d'intensité	165
5.1.4	Montage expérimental	167
5.2	Régime classe A.....	169
5.2.1	Choix du coupleur.....	169
5.3	Bruit d'intensité relatif à basse fréquence	169

5.3.1	Bruit technique	169
5.3.2	Réduction du bruit technique.....	169
5.4	Obtention d'un régime classe A faible bruit du laser EP-PQs-VECSEL	171
5.4.1	Mesure du RIN à basse fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 50 μm de diamètre de jonction tunnel	171
5.4.2	Mesure du RIN à basse fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 25 μm de diamètre de jonction tunnel	173
5.4.3	Mesure du RIN à haute fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 25 μm de diamètre de jonction tunnel	173
6	Conclusion	176
7	Références	177
	Conclusion générale et perspectives	180
	Annexes	188
1	Annexe A-1 : Modes couplés et conditions de stabilité	190
1.1	Un seul mode actif : détail des calculs	190
1.2	Fonctionnement bistable et fonctionnement bi-mode : détail des calculs	191
2	Annexe A-2 : Constante de couplage de Lamb C dans un laser à base de boîtes quantiques	193
2.1	Détermination du nombre de boîtes quantiques à l'état excité N_i : détail des calculs .	193
2.2	Détermination du nombre de photons pour chaque mode S_i : détail des calculs.....	195
2.3	Constante de couplage de Lamb C dans un laser à base de boîtes quantiques : détail des calculs	196
3	Annexe B.....	198
3.1	Détail des calculs du modèle utilisé pour l'estimation des pertes introduites par les éléments optiques intracavité	198
4	Annexe C.....	202
4.1	Puissance totale du bruit d'intensité	202
	Publications et communications scientifiques	204

Introduction générale et objectifs

Plusieurs années après la découverte de l'émission stimulée par Albert Einstein (1917), Theodore Maiman a obtenu pour la première fois une émission laser à l'aide d'un cristal rubis. Ce laser a conduit au développement ultérieur de nombreux autres types de lasers. Les lasers à base de matériaux semi-conducteurs sont parmi les plus étudiés et appliqués dans de nombreux types de domaines en raison de leur longueur d'onde d'émission flexible pouvant être atteinte en utilisant les différentes familles de matériaux semiconducteurs existants (le GaN, le GaAs, l'InP et le GaSb).

Pour obtenir une inversion de population et donc l'émission stimulée dans un laser, il existe deux techniques : par pompage optique ou par injection électrique. La technique du pompage optique a été élaborée par Alfred Kastler en 1950 et elle se base sur l'absorption des photons incidents de pompe par le milieu actif afin d'exciter les porteurs d'un niveau non-excité (niveau fondamental) vers un niveau excité. En pompage électrique, dans les lasers semi-conducteurs, l'inversion de population est obtenue en injectant directement un courant dans le semiconducteur. Le premier laser à semiconducteur en injection électrique a été démontré par Robert Noel Hall en 1962.

Les lasers semiconducteurs ont un rendement élevé, sont compacts et ont une faible consommation d'énergie. Toutes ces caractéristiques en font un bon choix pour de nombreuses applications importantes dans de nombreux domaines, notamment l'ingénierie, la biologie, la chimie et la médecine. Ils constituent l'épine dorsale de l'infrastructure de télécommunications optiques et sont utilisés dans les systèmes de stockage d'informations, les lecteurs de codes-barres et les imprimantes laser. Ces technologies sont aujourd'hui très matures et reposent principalement sur des lasers intégrant des puits quantiques (PQs). Depuis plusieurs années, des recherches sont menées sur des zones actives de plus basses dimensionnalités comme les fils quantiques (FQs) ou les boîtes quantiques (BQs), et ont permis de montrer dans certains cas un accroissement des performances voire le développement de dispositifs originaux exploitant les propriétés non-conventionnelles de ces nanostructures quantiques.

Il existe une large variété de type de laser semiconducteur comme les lasers émettant par la tranche (DFB ou DBR), les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL), les lasers à cavité externe verticale émettant par la surface (VECSEL). Les VECSEL ne sont pas limités en termes de cohérence spatiale et de cohérence temporelle contrairement aux lasers semi-conducteurs classiques (DFB, DBR et VCSEL). Dans la littérature, il y'a de plus en plus de travaux sur les lasers VECSEL.

En générale, les démonstrations de principe se font d'abord sur les lasers VECSEL pompés optiquement (OP-VECSEL) du fait qu'ils présentent moins de difficultés de conception et de fabrication ensuite sur les VECSEL pompés électriquement (EP-VECSEL) pour bénéficier de leurs avantages. Les lasers EP-VECSEL regroupent les avantages des lasers OP-VECSEL en termes de cohérence spatiale et cohérence temporelle et les avantages des lasers classiques en termes de compacité et de faible consommation de puissance. Ils sont toujours en cours de développement et surtout à la longueur d'onde de télécommunication et présentent une étape importante et indispensable pour la réalisation des systèmes optiques complexes nécessitant un laser avec une pureté spectrale élevée, compact, peu énergivore et faible bruit. De plus avec cette architecture VECSEL des émetteurs bifréquences peuvent être réalisés. Ces émetteurs associés aux technologies de photo-mélange permettent de générer des signaux dont la fréquence de battement peut varier de quelques GHz à plusieurs THz, domaine de fréquence qui connaît un intérêt croissant ces dernières années.

Ce travail de thèse qui s'est déroulé à l'institut Foton, porte sur l'étude des VECSEL émettant dans la gamme de longueurs d'onde des télécommunications optiques et réalisés dans la filière des matériaux à base d'InP. Liée à des procédés de fabrication plus complexe, cette filière reste nettement moins développée que la filière des matériaux à base de GaAs. L'objectif de la thèse dans un premier temps, est donc l'évaluation des propriétés spectrales des BQs pour la réalisation d'un laser OP-VECSEL bi-fréquence (OP-BQs-VECSEL) émettant à la longueur d'onde des télécommunications optiques. Dans un second temps, nos travaux se concentrent sur la réalisation d'un laser EP-VECSEL mono-fréquence à base de puits quantiques (EP-PQs-VECSEL)

émettant à la longueur d'onde de télécommunication et fonctionnant en régime dynamique de classe A faible bruit.

Ce manuscrit de thèse est composé de quatre chapitres. Ils sont organisés comme suit :

Dans le premier chapitre, nous introduisons les généralités sur les différents aspects abordés dans ce travail de thèse. Nous présentons, d'abord, les caractéristiques principales d'un laser VECSEL tout en soulignant les avantages qu'il peut présenter par rapport à un laser semiconducteur classique. Ensuite, nous introduirons les propriétés physiques et les avantages des boîtes quantiques utilisées comme milieu actif dans les lasers semiconducteurs.

Dans le second chapitre, nous nous intéresserons au couplage non-linéaire entre modes dans les lasers bifréquences et aux différentes méthodes pour la mesure expérimentale de ce couplage. Nous présenterons ensuite un modèle théorique décrivant le fonctionnement bi-fréquence d'un laser à base de boîtes quantiques. Dans le cadre de ce modèle, la constante de couplage de Lamb C sera prédite, permettant de mettre en évidence le potentiel des boîtes quantiques pour la réalisation d'un laser bi-fréquence.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons la réalisation d'un laser OP-BQs-VECSEL bi-fréquence émettant à la longueur d'onde de télécommunication et la mesure expérimentale de la constante de couplage de Lamb C. La valeur expérimentale de C sera discutée par rapport à sa valeur analytique extraite du modèle décrit dans le second chapitre.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous présenterons les étapes de conception et de réalisation ainsi que les résultats de caractérisation d'un laser EP-PQs-VECSEL mono-fréquence émettant à la longueur d'onde des télécommunications optiques et fonctionnant en régime dynamique de classe A faible bruit.

Enfin nous concluons et discuterons sur les suites et perspectives liées à ce travail

Chapitre 1 : Généralités sur les lasers à semiconducteurs

Table des matières

1	Introduction	14
2	Des lasers à semiconducteurs classiques aux lasers à semiconducteurs VECSEL	15
2.1	Principes de fonctionnement des lasers classiques et limitations	15
2.1.1	Laser DFB et DBR.....	15
2.1.2	Laser VCSEL.....	17
2.2	Laser à émission par la surface à cavité externe	19
2.2.1	Laser VECSEL.....	19
3	Dynamique des lasers	21
3.1	Régimes de fonctionnement	21
3.2	Transition du régime classe B vers le régime classe A	21
4	Propriétés optiques d'une cavité VECSEL	24
4.1	Cavité VECSEL	24
4.1.1	Miroir DBR et gestion thermique dans les VECSEL.....	24
4.1.2	Différentes configurations de cavités VECSEL.....	28
4.1.3	Cavité hémisphérique passive.....	29
4.1.4	Cavité Plan-Plan passive.....	31
4.2	Fonctionnement mono-fréquence	33
4.2.1	Obtention du régime monomode transverse.....	33
4.2.2	Obtention du régime monomode longitudinal.....	34
5	Etat de l'art sur les sources VECSEL	36
5.1	Fonctionnement général des lasers VECSEL	36
5.2	Dispositifs VECSEL pompés optiquement et électriquement émettant à différentes longueurs d'ondes	37
5.2.1	Uniformité d'injection.....	39
5.2.2	Polarisation du VECSEL.....	40
5.3	Lasers VECSEL bifréquences	41
5.3.1	Dispositifs OP-VECSEL bifréquences.....	41
6	Propriétés générales et avantages d'un milieu à gain à base de boîtes quantiques	45
6.1	Confinement quantique	45
6.2	Propriétés électroniques	46
6.2.1	Boîtes quantiques et diagramme d'énergie.....	46
6.2.2	Propriété optique d'une boîte quantique unique : élargissement homogène.....	47
6.2.3	Propriétés optiques d'un ensemble de boîtes quantiques.....	48
6.3	Boîtes quantiques et lasers à base de boîtes quantiques	51
6.4	Etat de l'art sur les lasers VECSEL à base de boîtes quantiques	53
7	Conclusion	56
8	Références	58

1 Introduction

Ce chapitre porte principalement sur les généralités des lasers semiconducteurs émettant à différentes longueurs d'ondes. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux lasers semiconducteurs classiques (DFB, DBR, VCSEL) et nous discuterons de leurs limitations. Nous verrons ensuite en détail une architecture VECSEL pour discuter des avantages qu'elle peut apporter afin de s'affranchir des limitations des lasers classiques. Nous discuterons également des différences qu'il existe entre les lasers VECSEL pompés optiquement et électriquement ainsi que les matériaux utilisés pour chaque brique composant le VECSEL. Enfin, nous discuterons d'une architecture laser VECSEL bi-fréquence et nous ferons la mise au point sur les propriétés générales des boîtes quantiques et leurs avantages.

2 Des lasers à semiconducteurs classiques aux lasers à semiconducteurs VECSEL

2.1 Principes de fonctionnement des lasers classiques et limitations

2.1.1 Laser DFB et DBR

La Figure 2-1 (a) montre un schéma général d'une diode laser à rétroaction distribuée (DFB). La diode est composée principalement d'une zone active, deux couches de confinement et deux contacts électriques de part et d'autre afin d'assurer l'injection des porteurs dans la zone à gain [1]. Sur la couche de confinement supérieure nous avons un réseau de rétroaction distribué.

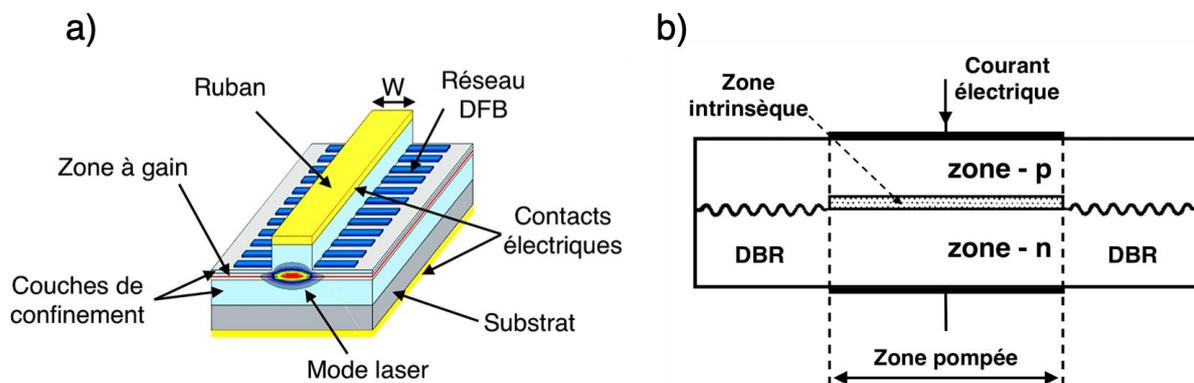


Figure 2-1: a) Schéma représentatif d'une diode laser à rétroaction distribuée (DFB).
b) Schéma représentatif d'une diode laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR).

Le confinement optique est assuré par les deux couches de confinement et par la gravure du ruban sur la partie supérieure comme le montre la Figure 2-1 (a). Pour assurer un fonctionnement monomode transverse, les dimensions du guide optique doivent être de l'ordre de la longueur d'onde.

Le mode laser qui se propage le long du ruban interagit avec le réseau de rétroaction DFB ce qui se traduit par une émission monomode longitudinale et donc une émission mono-fréquence. La Figure 2-1 (b) montre un schéma général d'une diode laser à réflecteur de Bragg distribuée DBR. Comme dans le premier cas, le fonctionnement monomode longitudinal de ce laser est assuré par le réseau de Bragg.

Le Tableau 2-2 résume les performances en régime continu et à température ambiante de quelques lasers DFB émettant à 860 nm, 980 nm, 1.42 μm , 1.54 μm , et 2.3 μm . Un fonctionnement mono-fréquence avec un rapport de suppression de mode latéral

(SMSR) supérieur à 30 dB est obtenu avec des puissances optiques allant de quelques mW jusqu'à quelques centaines de mW.

Laser (CW)	Longueur d'onde (nm)	$W_{\perp} \times W_{\parallel}$ (μm^2)	Puissance optique maximale (mW)	T (°C)	Longueur de cavité (mm)	Fonctionnement	Plage d'accordabilité continue maximale (GHz)	Accord de la longueur d'onde obtenu par	Largeur de raie mesurée (MHz)	Finesse	Divergence du faisceau laser (FWHM) $\theta_{\perp} \times \theta_{\parallel}$ mesurée	Références
DFB	860	$_ \times 3$	300	25	1.5	Mono-fréquence (SMSR > 30 dB)	-	-	-	-	$20.7^{\circ} \times 6.2^{\circ}$	Wenzel 2002
	980	$_ \times 2.2$	500	25	1.5	Mono-fréquence (SMSR = 60 dB)	340	Le courant de polarisation	-	-	$22^{\circ} \times 7.5^{\circ}$	Wenzel 2006
			700		3		~ 100				-	
	1428	$_ \times \sim 4$	500	20	2	Mono-fréquence (SMSR = 60 dB)	-	-	-	-	$30^{\circ} \times 7^{\circ}$ (au seuil)	Garbuzov 2002
	1545	-	130	25	1.5	Mono-fréquence (SMSR > 50 dB)	-	-	-	-	-	Burie 2010
2300	0.8×4	10	20	0.8 (ISL = 50 GHz)	Mono-fréquence (SMSR = 35 dB)	400	Le courant de polarisation	4 (à 2.5 mW)	1.7	$50^{\circ} (M^2= 3.5) \times 11.5^{\circ}$	Garnache 2006	

Tableau 2-2: Performances de six lasers DFB mono-fréquence en régime continu émettant à 860 nm, 980 nm, 1.42 μm , 1.54 et 2.3 μm . Wenzel 2002 [2] /2006 [3], Garbuzov 2002 [4], Burie 2010 [5], Garnache 2006 [6].

L'accord de l'émission des lasers semiconducteurs sous injection électrique peut être obtenu par le changement des propriétés optiques de la région active, généralement à l'aide d'un contrôle de la température ou par le contrôle du courant traversant la diode.

Contrairement aux lasers DBR qui souffrent de non-linéarités périodiques dans les caractéristiques courant-puissance dues au saut de mode longitudinal, les lasers DFB peuvent maintenir un fonctionnement mono-fréquence sur une large plage de fréquence. En utilisant un laser DFB, Wenzel et al [2][3], Garnache et al [6] ainsi que Garbuzov et al [4] ont obtenu respectivement une plage d'accordabilité continue maximale de 340 GHz, 400 GHz et 500 GHz.

Le faisceau émis d'un laser DFB ou DBR est de forme elliptique à cause de l'asymétrie du guide d'onde dans lequel se propage le mode optique (large latéralement et étroit verticalement). De ce fait, une efficacité de couplage élevée du faisceau dans une fibre est difficile à atteindre. Il est important de noter que l'asymétrie du guide présente un avantage qui est l'émission d'une polarisation linéaire stable. Garnache et al [6] ont

mesuré un taux d'extinction supérieur à 20 dB en utilisant le laser DFB émettant à 2.3 μm dont les performances sont mentionnées dans le Tableau 2-2.

Les faibles dimensions latérales du guide imposent un faisceau à la sortie du laser fortement divergeant et surtout dans le plan perpendiculaire au laser. En plus, le facteur de qualité M^2 , permettant de quantifier à quel point le faisceau émis d'un laser se rapproche d'un faisceau idéal gaussien, est très élevé sur ce type de laser. Il est à noter que le facteur de qualité M^2 est proportionnel à l'angle de divergence θ du faisceau laser (voir équation (1.4.5)). Garnache et al [6] ont montré que le faisceau du laser DFB émettant à 2.3 μm à un facteur de qualité M^2 de 3.5.

Les lasers DFB ou DBR sont des lasers qui ont une cohérence spatiale moins bonne. En plus, ils ne peuvent pas être conçus pour fournir une puissance optique très élevée (> 1W) tout en maintenant un fonctionnement monomode transverse.

Un autre aspect important est que la faible finesse qui est de l'ordre de 1.7 ainsi que la longueur de cavité qui est de l'ordre du millimètre limitent la cohérence temporelle de ces lasers. De manière classique, ils sont caractérisés par une largeur de raie de quelque MHz [6].

2.1.2 Laser VCSEL

La Figure 2-3 montre un schéma général d'une diode laser émettant par la surface (VCSEL) [7]. L'émission du laser se fait suivant l'axe de croissance contrairement aux lasers DFB et DBR. Le VCSEL sur la Figure 2-3 est composé de deux électrodes pour le contact électrique, deux miroirs de Bragg dopés de très haute réflectivité, une zone active et finalement une couche isolante présentant une ouverture gravée.

Le rôle de la couche isolante est d'assurer un confinement latéral des porteurs dans la zone à gain afin de favoriser une émission du mode fondamental transverse TEM_{00} . Les modes transverses d'ordre supérieur sont plus étalés et donc voient plus de zone où il n'y a pas une recombinaison des porteurs et, par conséquent, voient moins de gain et ont du mal à osciller. Le diamètre du dispositif est fixé par le diamètre de l'ouverture de cette couche.

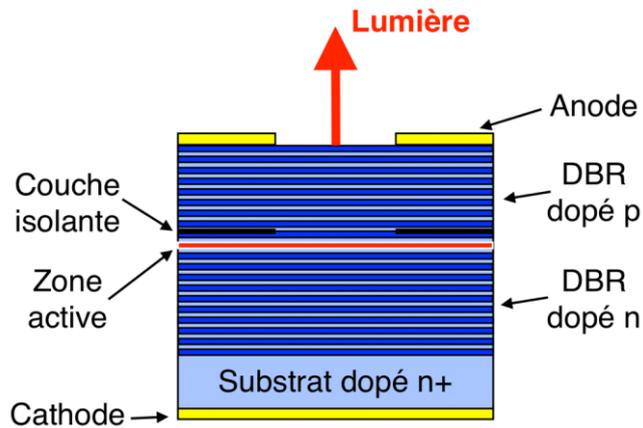


Figure 2-3: Schéma représentatif d'un laser VCSEL.

L'obtention d'un fonctionnement monomode longitudinal est plus simple avec ce type de laser. L'intervalle spectral libre (*ISL*) de ces lasers est très élevé ($ISL > 15$ THz) à cause de la très courte longueur de la cavité (microcavité) et, par conséquent, un seul mode longitudinal va bénéficier du gain et contribuer à l'émission laser.

Laser (CW)	Longueur d'onde (nm)	Type de confinement	Diamètre du dispositif (μm)	Puissance optique maximale (mW)	Puissance électrique maximale (mW)	T ($^{\circ}\text{C}$)	Fonctionnement	Microcavité	Largeur de raie mesurée (MHz)	Finesse calculée	Divergence du faisceau laser (FWHM) mesurée	Références
EP-VCSEL	980	Défini par oxydation sélective	7 ($L_c = 4 \mu\text{m}$)	5	22	-	Mono-fréquence (SMSR > 30 dB)	-	-	-	-	Unold 2000
			12 ($L_c = 8 \mu\text{m}$)	1.7	-	-	Mono-fréquence					
	1550	Jonction tunnel enterrée (BTJ)	5	2.5	21	20	Mono-fréquence (SMSR \geq 30 dB)	DBR supérieur : 99.3 % DBR inférieur : 99.5 %	-	520	-	Ortsiefer 2005
			35	Jonction tunnel implantée H+	1	165	20	Mono-fréquence	DBR supérieur : 99.7 % DBR inférieur : > 99.7 %	-	~ 1000	-
25	0.1	84			Mono-fréquence (SMSR = 50 dB)							
OP-VCSEL	2300	Pompage optique	26 (ISL = 23 THz)	1.5	×	10	Mono-fréquence (SMSR > 16 dB)	DBR supérieur : 99 % DBR inférieur : > 99.8 %	~ 5	520	5.6 ° ($M^2 \sim 1.5$)	Garnache 2006

Tableau 2-4: Performances de six lasers VCSEL mono-fréquence en régime continu émettant à 980 nm, 1.55 μm et 2.3 μm . Unold 2000 [8], Ortsiefer 2005 [9], Boucart 1999 [10], Garnache 2006 [6].

Le Tableau 2-4 résume les performances en régime continu et à température ambiante de quelques lasers VCSEL émettant à 980 nm, 1.55 μm et 2.3 μm . Un fonctionnement

mono-fréquence avec un rapport de suppression de mode latéral supérieur à 30 dB est obtenu avec des puissances optiques de quelques mW.

L'architecture du VCSEL est circulaire et symétrique. Le faisceau émis par un VCSEL est circulaire avec une divergence plus petite ($M^2 \sim 1.5$) que le faisceau émis par un laser DFB ou DBR. Cela atteste d'une meilleure cohérence spatiale. L'inconvénient qu'apporte la symétrie du VCSEL est que la polarisation n'est pas stable.

En raison d'une zone active courte et donc un faible gain intrinsèque, des miroirs de Bragg hautement réfléchissants (> 99%) sont nécessaires pour atteindre l'oscillation laser du VCSEL. La finesse de ce type de dispositif est élevée (en général > 300). Bien que la finesse soit élevée, la cohérence temporelle est similaire à ce qu'on peut avoir avec un laser DFB ou DBR à cause de la courte longueur de la cavité. En utilisant le laser VCSEL pompé optiquement émettant à 2.3 μm dont les performances sont mentionnées sur le Tableau 2-4, Garnache et al [6] ont mesuré une largeur de raie de l'ordre de quelques MHz.

2.2 Laser à émission par la surface à cavité externe

2.2.1 Laser VECSEL

La Figure 2-5 montre un schéma représentatif classique d'un laser à cavité verticale externe émettant par la surface (VECSEL) [11]. Avec cette architecture, on peut s'affranchir des limitations majeures apportées par les lasers VCSEL et les lasers DFB ou DBR.

L'architecture d'un laser VECSEL est composée d'une partie semi-conductrice et d'une partie externe. La partie semi-conductrice dite aussi miroir à gain ou $\frac{1}{2}$ -VCSEL peut être pompée optiquement ou électriquement. Elle est composée d'une zone active et d'un miroir de Bragg DBR hautement réfléchissant.

Le miroir de sortie est en général un miroir concave qui permet de fermer la cavité et de maintenir une oscillation laser stable du VECSEL. Entre le miroir à gain et le miroir de sortie en cavité externe nous avons un gap d'air. Dans ce gap d'air on peut apporter des fonctionnalités au laser VECSEL. Par exemple le régime bi-fréquence peut-être obtenue en insérant un cristal biréfringent. Le régime monomode transverse et/ou monomode longitudinal peut être obtenu en utilisant des filtres intracavité (étalon

Fabry-Perot pour le fonctionnement monomode longitudinal, diaphragme pour le fonctionnement monomode transverse).

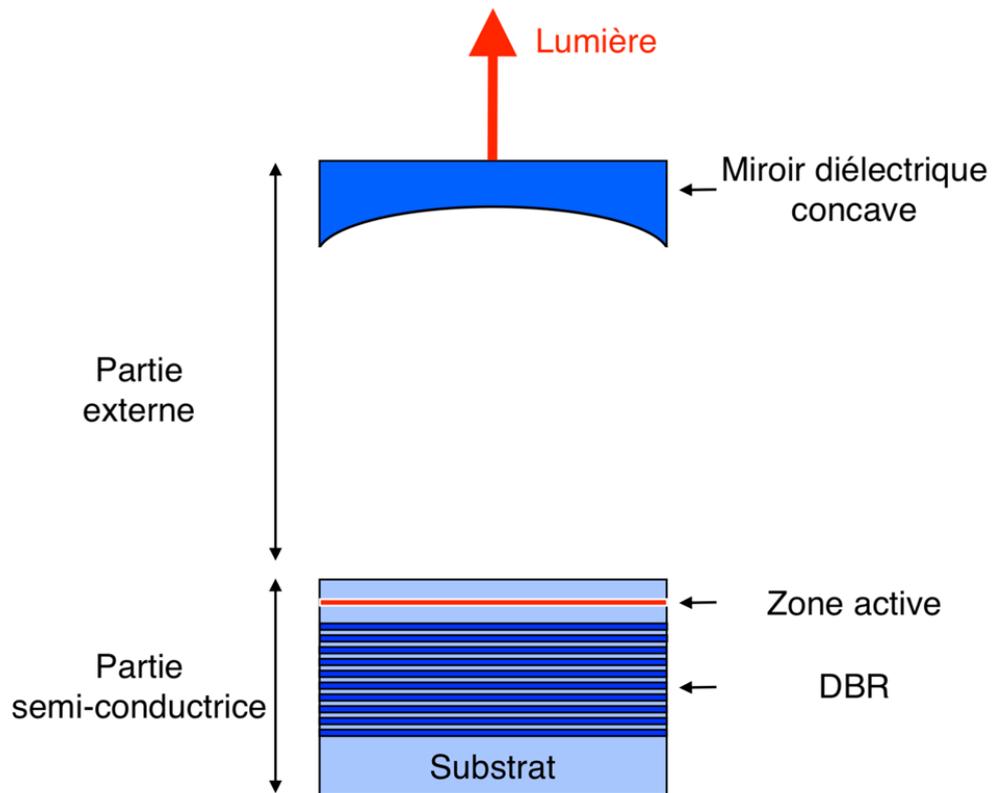


Figure 2-5: Schéma représentatif classique d'un laser VECSEL.

A présent nous allons nous intéresser aux différentes classifications des lasers du point de vue de leurs propriétés dynamiques, permettant de mieux appréhender les motivations qui ont conduit au choix de l'architecture VECSEL pour ce travail de thèse.

3 Dynamique des lasers

3.1 Régimes de fonctionnement

Les lasers sont classifiés en trois régimes de fonctionnement [12]. Chaque régime de fonctionnement est gouverné par la façon dont interagissent l'inversion de population, les photons intracavité et la polarisation. Une durée de vie est attribuée à chaque variable citée, que l'on note τ_{inv} pour l'inversion de population, τ_p pour les photons intracavité et τ_{pol} pour la polarisation.

Lorsque ces trois durées de vie sont du même ordre de grandeur, le régime de fonctionnement du laser est un régime de classe C. Les lasers appartenant à cette famille de régime peuvent dans certains cas présenter des instabilités d'oscillation comme des pulsations irrégulières ou encore une oscillation chaotique [13].

Dans le cas où la durée de vie de la polarisation τ_{pol} est faible par rapport aux autres durées de vie citées, le régime de fonctionnement du laser est un régime de classe B. L'évolution de la polarisation peut s'éliminer de façon adiabatique supprimant un degré de liberté au laser. Dans ce cas c'est l'interaction entre les photons intracavité et l'inversion de population qui doit être prise en considération. L'une des caractéristiques typiques des lasers semiconducteurs fonctionnant en régime classe B est la présence des oscillations de relaxation [14].

Lorsque la durée de vie des photons intracavité est grande par rapport aux autres durées de vie citées, le régime de fonctionnement du laser est un régime de classe A. L'évolution de la polarisation ainsi que l'inversion de population peuvent s'éliminer de façon adiabatique supprimant deux degrés de liberté au laser. Les lasers fonctionnant en régime classe A sont les lasers les plus stables parmi les trois classes.

3.2 Transition du régime classe B vers le régime classe A

En régime classe B, la présence des oscillations de relaxation donne lieu à un excès de bruit. Pour s'affranchir des oscillations de relaxation, il faut donc que la durée de vie des photons τ_p excède la durée de vie des porteurs τ_c dans le semiconducteur. Cela peut être obtenu grâce à l'architecture VECSEL en augmentant la finesse et/ou la longueur de cavité. Une fois que les oscillations de relaxation disparaissent, le régime de fonctionnement du laser est dit régime classe A et le bruit d'intensité relatif

(RIN) peut atteindre un niveau de bruit extrêmement bas qui est limité par le bruit de grenaille [15].

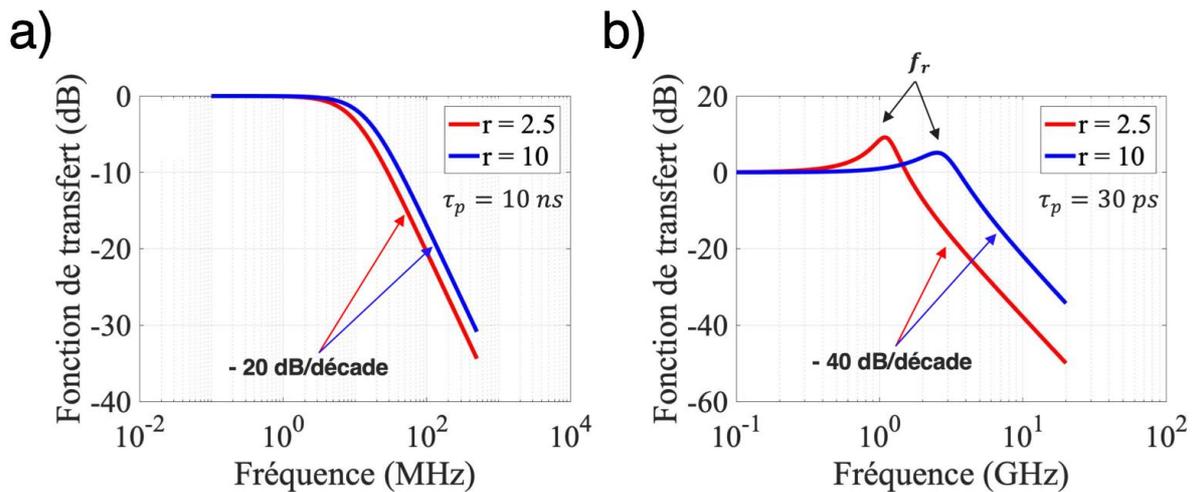


Figure 3-1: Fonctions de transfert d'un laser classe A (a) et classe B (b) pour deux valeurs de taux de pompage $r = 2.5$ et $r = 10$. $\tau_c = 1 \text{ ns}$.

Les fluctuations d'intensité sont filtrées de la même façon dans un laser classe A et classe B. En régime classe A, le laser se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre [15][16]. La Figure 3-1 (a) illustre la fonction de transfert d'un laser en régime classe A pour deux valeurs de taux de pompage r . Le taux de pompage r est la valeur du courant appliqué sur le laser I divisée par la valeur du courant de seuil I_{th} .

Un laser en régime classe B se comporte comme un filtre passe-bas du deuxième ordre (Figure 3-1 (b)) ou la fréquence de résonance f_r est appelée fréquence des oscillations de relaxation [17]. Cette fréquence augmente avec le taux de pompage r et peut être exprimée par l'équation suivante :

$$f_r \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{r-1}{\tau_p \tau_c}} \quad (\text{I.3.1})$$

Pendant la transition classe B vers classe A, expérimentalement et théoriquement le laser se comporte comme un filtre passe-bas du deuxième ordre (pente = - 40 dB/décade) sans oscillation de relaxation [18].

Le régime de fonctionnement d'un laser peut être déterminé en modulant son intensité optique si le circuit d'accès le permet ou plus simplement en mesurant son bruit d'intensité. Dans le cas des lasers semi-conducteurs classiques, un excès de bruit d'intensité autour de la fréquence des oscillations de relaxation est présent [5][19].

La possibilité d'obtenir un régime classe A avec une architecture type VECSEL est un avantage majeur pour la réalisation de sources optiques VECSEL faibles bruit. C'est donc tout naturellement ce type d'architecture qui a été privilégiée pour la réalisation des lasers bas bruit, que nous allons à présent présenter plus en détail.

4 Propriétés optiques d'une cavité VECSEL

4.1 Cavité VECSEL

4.1.1 Miroir DBR et gestion thermique dans les VECSEL

4.1.1.1 Miroir DBR

Un miroir de Bragg est composé d'une succession de couple de matériaux. Chaque couple de matériaux doit être ainsi composé d'une couche de faible et de fort indice de réfraction. L'épaisseur de chaque couche est égale au quart de la longueur d'onde divisée par l'indice de réfraction correspondant.

Longueur d'onde centrale	Type du miroir DBR	Couple de matériaux composant le DBR	Indices de réfraction	Différence des indices de réfraction	Conductivité thermique (W/m.K)	Références	Nombre de période N et épaisseur e calculés pour $R \sim 99\%$	Résistance thermique du miroir (K/W)
1,55 μm	Miroir SC	InGaAlAs _(1.44 μm) /InP	3.31/3.17	0.14	4.5/68	Gulyaev 2019 Piprek 1995 Karim 2000	70 16.75 μm	649
		InGaAsP _(1.44 μm) /InP	3.46/3.17	0.29	4.2/68	Piprek 1995	34 7.96 μm	323
		GaAs/AlAs	3.38/2.91	0.47	44/91		20 4.95 μm	27
	Miroir Diélectrique	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	1.9/1.44	0.46	16/1.4	Piprek 1995 Gierl 2011	~11 5.2 μm	752
		ZnS/CaF ₂	2.28/1.43	0.85	--/10	Piprek 1995 Ortsiefer 2005	6.5 2.86 μm	–
		TiO ₂ /SiO ₂	2.44/1.44	1	8.9/1.4	Piprek 1995	~5.5 2.35 μm	359
		ZnSe/CaF ₂	2.46/1.43	1.03	19/10	Piprek 1995	5.5 2.35 μm	63
		a-Si/CaF ₂	3.43/1.43	2	2.6/10	Piprek 1995 Ortsiefer 2005	~3.5 1.34 μm	92
		a-Si/Al ₂ O ₃	3.43/1.74	1.69	2.6/36	Piprek 1995 Ortsiefer 2005	~4.5 1.51 μm	88
Diamant			2.38	×	2000	Livre: Pan & Kania 1995	×	

Tableau 4-1: Valeurs des indices de réfraction et des conductivités thermiques des couches semiconductrices et diélectriques composantes les miroirs de Bragg.

Gulyaev 2019 [20], Piprek 1995 [21], Karim 2000 [22], Gierl 1999 [23], Ortsiefer 2005 [9], Pan et Kania 1995 [24].

Le Tableau 4-1 résume les valeurs des indices de réfraction et des conductivités thermiques des miroirs de Bragg à base de matériaux diélectriques et semiconducteurs. Le nombre de période noté N pour obtenir une réflectivité du miroir R de 99 % est calculé en utilisant l'équation (1.4.1) [25] et en considérant que l'indice

de réfraction du substrat ainsi que celui du milieu incident sont égaux à l'indice de réfraction de l'air ($n = 1$) :

$$R_N = \left[\frac{1 - \left(\frac{n_f}{n_h}\right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_f}{n_h}\right)^{2N}} \right]^2 \quad \text{avec : } n_h > n_f \quad (1.4.1)$$

On remarque que plus le contraste d'indice de réfraction du couple de matériaux composant le miroir de Bragg est important, plus on obtient une forte réflectivité avec un nombre restreint de paires et, par conséquent, une épaisseur totale du miroir qui est faible. Obtenir une faible épaisseur permet d'intégrer facilement le miroir sur des structures pour laser VCSEL et/ou laser VECSEL et d'avoir une faible contribution à la résistance thermique globale du laser permettant ainsi d'augmenter les performances d'émissions.

La résistance thermique globale d'un miroir de Bragg peut être calculée en utilisant l'équation suivante [22] :

$$R_{th} = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^{2N} \frac{e_i}{\kappa_{th_i}} \quad (1.4.2)$$

Où e et S sont l'épaisseur du matériau i considéré et la surface du miroir de Bragg, respectivement. κ_{th} est la conductivité thermique du matériau i considéré en W/m.K. Pour le calcul des résistances thermiques reportées dans le Tableau 4-1, nous avons utilisé une valeur de surface S qui est de $3000 \mu\text{m}^2$. Cette valeur correspond approximativement à la valeur de la surface du spot du faisceau de pompe qu'on utilise pour pomper nos structures.

Comme le montre le Tableau 4-1, les matériaux présentant des forts contrastes d'indice de réfraction sont les matériaux diélectriques et donc une réflectivité maximale du DBR peut être atteinte avec un faible nombre de période comparé aux miroirs DBR semiconducteurs.

Il est important de noter que pour la majorité de cas des matériaux diélectriques, la conductivité thermique est faible. Malgré cela, la faible épaisseur résultante du miroir composé de couches diélectriques fait que la résistance thermique globale du miroir reste faible voire parfois équivalente à la résistance thermique globale des miroirs de

Bragg semiconducteurs. Nous avons une exception pour le miroir de Bragg semiconducteur à base de couple de matériaux GaAs/AIAs où la valeur de la résistance thermique est faible par rapport à ce que peut présenter les miroirs diélectriques du fait que la conductivité thermique des couches GaAs et AIAs est élevée.

L'inconvénient d'un miroir DBR à base de couches diélectriques, dans le cas d'une structure sous injection électrique, est que ces couches étant isolantes ces dernières interdisent l'injection électrique. Pour pallier à ce problème, le diamètre du miroir diélectrique est réduit par gravure ce qui permet d'avoir un accès direct à la couche semi-conductrice et donc la réalisation du contact électrique [9][23][26].

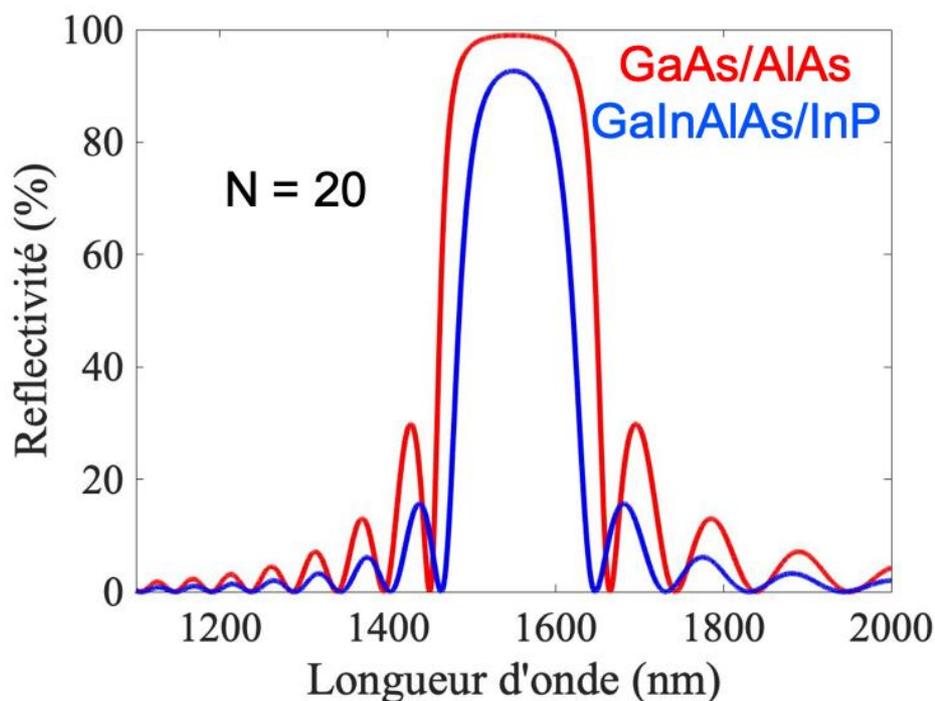


Figure 4-2: Spectre calculé de deux miroirs de Bragg de même période. L'indice de réfraction du substrat et du milieu incident correspondent à l'indice de la première couche du miroir (GaAs pour le DBR à base de GaAs/AIAs et GalnAIAs pour le DBR à base de GalnAIAs/InP)

La Figure 4-2 montre un spectre calculé de deux miroirs de Bragg à base de couches semi-conductrices de même période ($N = 20$). La réflectivité obtenue à la longueur d'onde centrale $1.55 \mu\text{m}$ pour le miroir à base de GalnAIAs/InP est plus petite que pour le miroir à base de GaAs/AIAs. Il est aussi important de noter que la bande passante d'un miroir de Bragg est plus importante lorsque le contraste d'indice est élevé.

L'utilisation d'une couche d'or en dessous d'un miroir de Bragg permet de réduire la résistance thermique de celui-ci car on peut atteindre une réflectivité élevée avec une couche d'or et peu de couches semi-conductrices [27].

4.1.1.2 Gestion thermique dans les VECSEL

L'utilisation du diamant comme dissipateur de chaleur (conductivité thermique affichée sur le Tableau 4-1) permet de réduire la résistance thermique d'un VECSEL et donc d'extraire la puissance optique avec une efficacité très élevée. Sur la Figure 4-3 nous avons illustré deux différentes façons d'intégrer le dissipateur de diamant sur le dispositif : 1) en intracavité très proche de la zone active [28][29][30]. 2) Directement en dessous du miroir de Bragg de la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL [27][16][31].

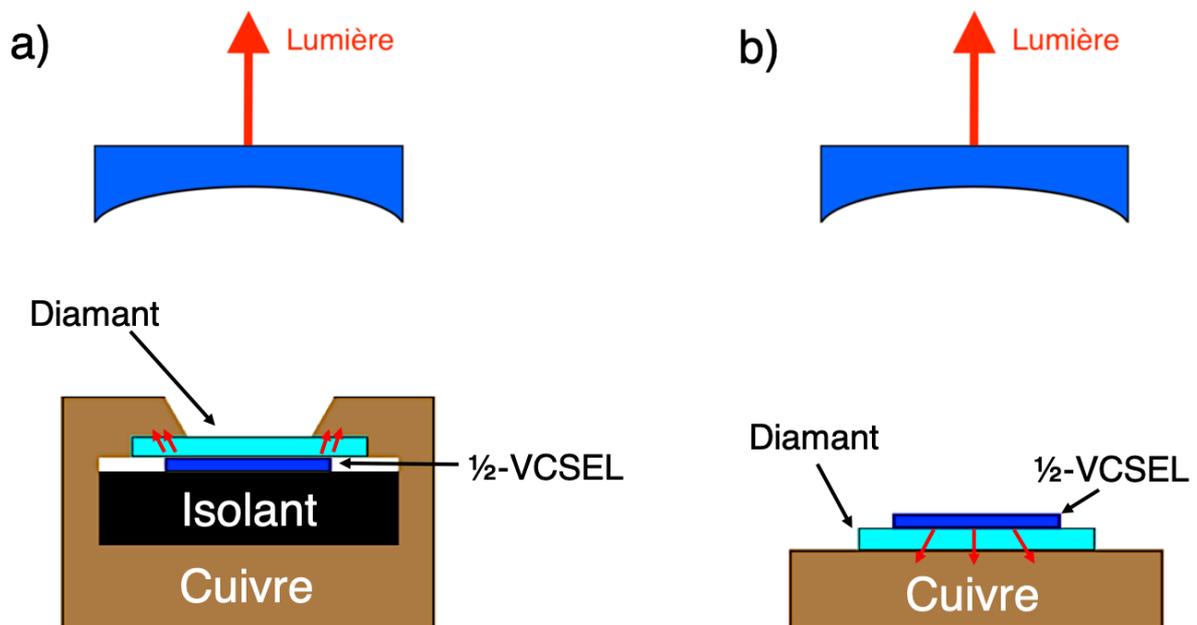


Figure 4-3: Configurations utilisées pour l'intégration du dissipateur de chaleur de diamant dans un laser VECSEL. a) Dissipateur de diamant en intracavité. b) Dissipateur de diamant intégré en dessous du DBR de la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

La réalisation des lasers VECSEL à base de matériaux appartenant à la famille des matériaux InP est difficile à réaliser. Les miroirs de Bragg à base d'InP ne présentent pas des bonnes performances en termes de réflectivité et de résistance thermique. Deux méthodes alternatives ont ainsi été proposées :

- La croissance métamorphique d'un miroir AlAs/GaAs [32].
- La fusion de miroir AlAs/GaAs.

La croissance d'une zone active à base d'InP sur un miroir de Bragg à base de GaAs ou de GaSb n'est pas possible du fait du désaccord de maille entre les deux matériaux. Une méthode de fabrication a été développée pour palier à ce problème. Elle consiste à fusionner thermiquement et sous pression deux couches en désaccord de maille [33]. Cette méthode est utilisée pour réaliser des lasers VECSEL pompés optiquement à base d'InP ce qui permet d'utiliser une zone active à base d'InP sur un miroir de Bragg à base de GaAs [16][33][29].

4.1.2 Différentes configurations de cavités VECSEL

Il existe différentes configurations de cavités VECSEL pour obtenir différentes conditions de fonctionnement, dont les principales sont regroupées sur la Figure 4-4.

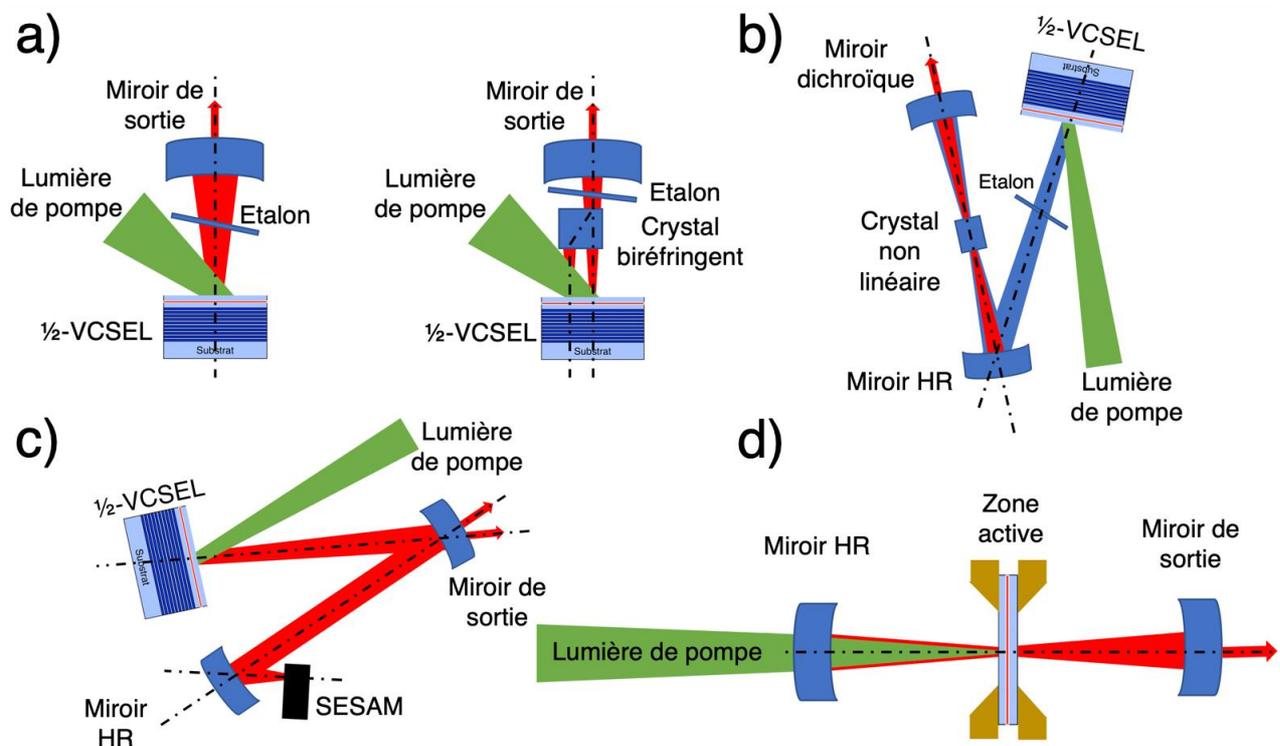


Figure 4-4: Différentes configurations de cavités VECSEL. a) Cavité linéaire mono-axe et biaxe. b) Cavité en forme de V. c) Cavité en forme de Z. d) Cavité VECSEL sans miroir de Bragg.

Parmi les configurations :

- Figure 4-4 (a) une cavité VECSEL linéaire mono-axe ou biaxe. La longueur d'une cavité linéaire se situe généralement entre 5 mm et une dizaine de cm. Une cavité linéaire bien dimensionnée peut présenter des bonnes performances en termes de stabilité mécanique comparée à tous les autres

types de cavités. Ce type de cavité est souvent utilisé pour la réalisation des lasers VECSEL mono-fréquences ou bifréquences.

- Figure 4-4 (b) et (c) une cavité VECSEL en forme de V et de Z, respectivement. Les cavités en forme de V et de Z sont des cavités composées de plus de deux miroirs externes. Ces cavités sont souvent utilisées pour y intégrer un cristal non-linéaire intracavité ou par un miroir SESAM. Le cristal non-linéaire et le miroir SESAM sont respectivement utilisés pour la génération de second harmonique et pour le verrouillage de mode.
- Figure 4-4 (d) une cavité VECSEL sans miroir de Bragg. Dans cette configuration, la zone active est intégrée comme élément transmissif dans une cavité concentrique. Cela permet de s'affranchir du miroir de Bragg et donc de sa résistance thermique et aussi de mettre la zone active entre deux dissipateurs de chaleur pour obtenir une double dissipation de chaleur. Cette configuration est intéressante pour la réalisation des lasers VECSEL de puissance.

Dans la suite nous nous intéresserons aux cavités linéaires et plus précisément la cavité VECSEL hémisphérique et la cavité VECSEL plan-plan.

4.1.3 Cavité hémisphérique passive

La Figure 4-5 (a) montre un schéma représentatif d'une cavité hémisphérique passive. Pour notre cas, cette cavité sera utilisée dans la suite pour deux lasers VECSEL (voir chapitre 3 et 4). Une cavité hémisphérique est composée d'un miroir plan de rayon de courbure infini et d'un miroir concave de rayon de courbure fini noté R_c . La longueur de cavité notée L_c est la distance qui sépare le miroir plan et le miroir concave.

Sur la Figure 4-5 (b) nous avons illustré le profil transversal du mode fondamental TEM_{00} . Le profil d'intensité du mode TEM_{00} suit une distribution gaussienne. Le rayon du mode TEM_{00} en champ proche est un waist (noté w_0) et se situe sur le miroir plan de la cavité hémisphérique.

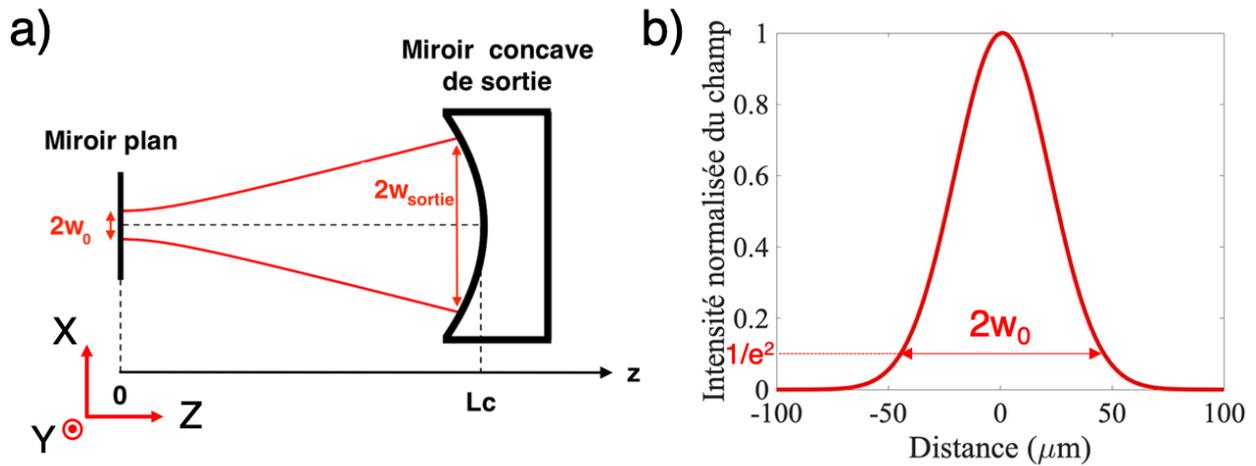


Figure 4-5: a) Schéma représentatif d'une cavité hémisphérique. b) Profil transversal du mode fondamental TEM₀₀ en champ proche.

Dans le cas d'une cavité hémisphérique active VECSEL, le miroir plan est représenté par le miroir de Bragg dans la structure semi-conductrice.

Les équations qui permettent de calculer le waist w_0 et le rayon du mode sur le miroir concave de sortie (noté w_{sortie}) en fonction de la longueur d'onde λ ainsi que les différents paramètres géométriques sont respectivement l'équation (I.4.3) et l'équation (I.4.4) [34].

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L_c(R_c - L_c)}} \quad (\text{I.4.3})$$

$$w_{sortie} = \sqrt{\frac{\lambda R_c}{\pi} \sqrt{L_c / (R_c - L_c)}} \quad (\text{I.4.4})$$

$$M^2 = \frac{\pi \theta w_0}{\lambda} \quad (\text{I.4.5})$$

La stabilité de la cavité hémisphérique est déterminée par le rayon de courbure (R_c) du miroir de sortie et la longueur de cavité (L_c). Pour que la cavité hémisphérique remplisse la condition de stabilité, il faut que la longueur de cavité soit strictement inférieure au rayon de courbure du miroir de sortie.

La Figure 4-6 montre l'évolution du waist w_0 et le rayon w_{sortie} du mode sur le miroir de sortie concave en fonction de la longueur de cavité pour différentes valeurs de rayon de courbure. On remarque deux choses : 1) le waist w_0 ainsi que le rayon w_{sortie} du mode sur le miroir concave évoluent de façon significative lorsque la longueur de

cavité est proche de la limite de stabilité de la cavité hémisphérique. 2) Plus le rayon de courbure est grand plus on peut atteindre des valeurs de w_0 élevées.

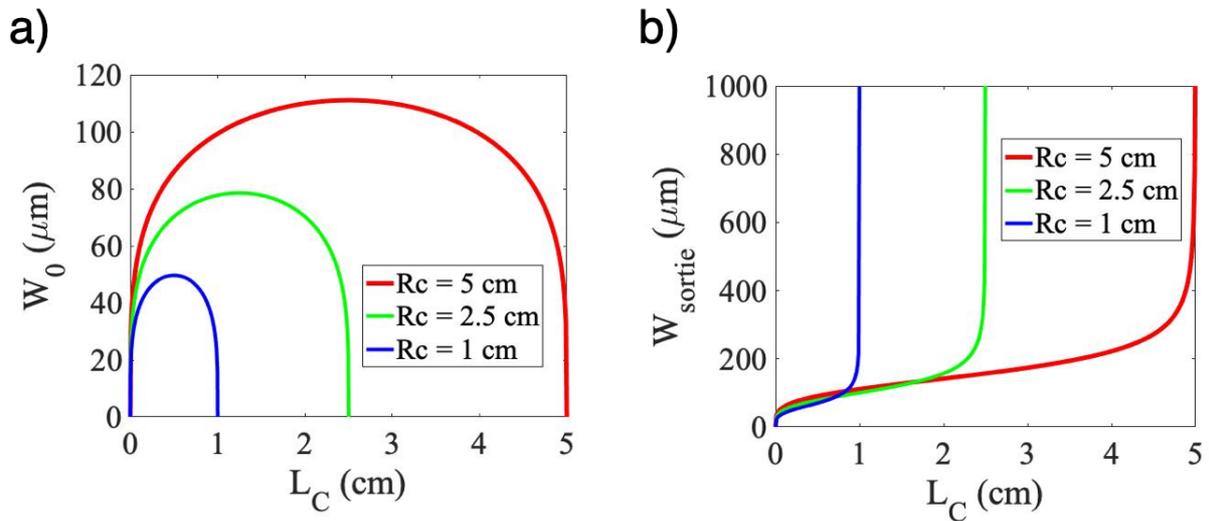


Figure 4-6: a) Waist w_0 et b) rayon w_{sortie} du mode sur le miroir de sortie concave en fonction de la longueur de cavité pour différentes valeurs du rayon de courbure. La valeur de la longueur d'onde utilisée dans les calculs est $1.55 \mu\text{m}$.

4.1.4 Cavité Plan-Plan passive

La Figure 4-7 montre un schéma représentatif d'une cavité plan-plan passive. Pour notre cas, cette cavité sera utilisée dans la suite pour deux types de lasers VECSEL pompés optiquement émettant à $1.55 \mu\text{m}$ (voir chapitre 2 et 3). La cavité plan-plan est composée de deux miroirs plans et d'une lentille mince qui est ici insérée afin d'assurer la stabilité de la cavité. La lentille mince intracavité est positionnée à une distance d du miroir plan d'entrée de la cavité (voir schéma de la Figure 4-7) et permet d'obtenir donc un front d'onde plan coïncidant avec la planéité du miroir plan de sortie de la cavité.

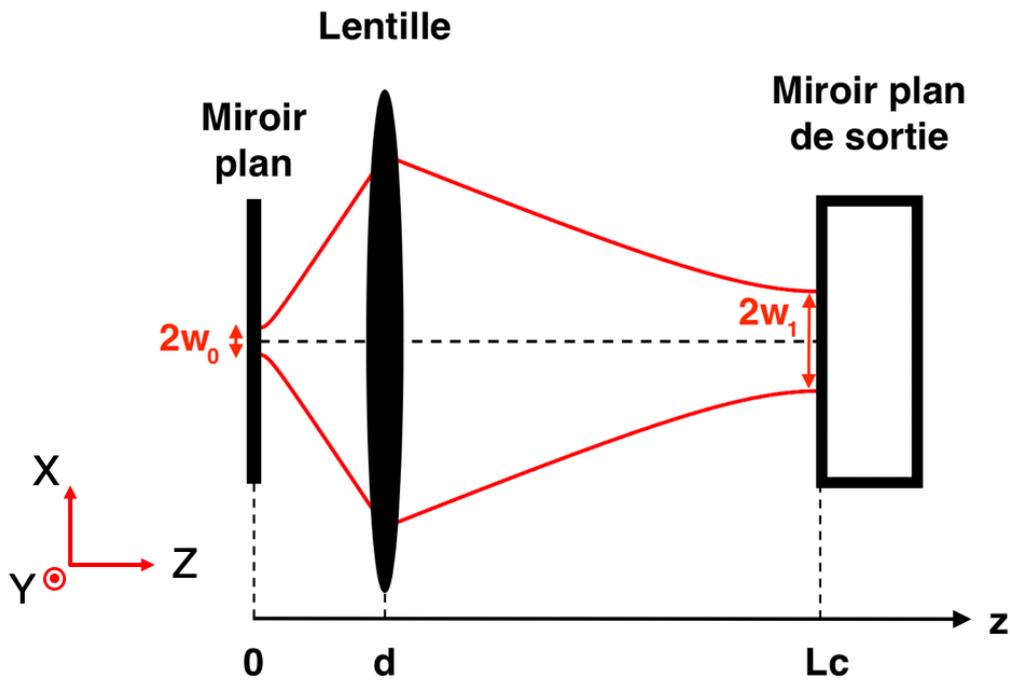


Figure 4-7: Schéma représentatif d'une cavité plan-plan.

Le waist w_0 sur le miroir plan à gauche de la cavité et le waist w_1 sur le miroir plan de sortie, calculés à l'aide de la matrice ABCD pour un aller-retour du faisceau et pour différentes valeurs de la distance d sont présentés sur la Figure 4-8. La focale de la lentille mince ainsi que la longueur d'onde du faisceau utilisées dans les calculs sont respectivement 2 cm et $1.55 \mu\text{m}$.

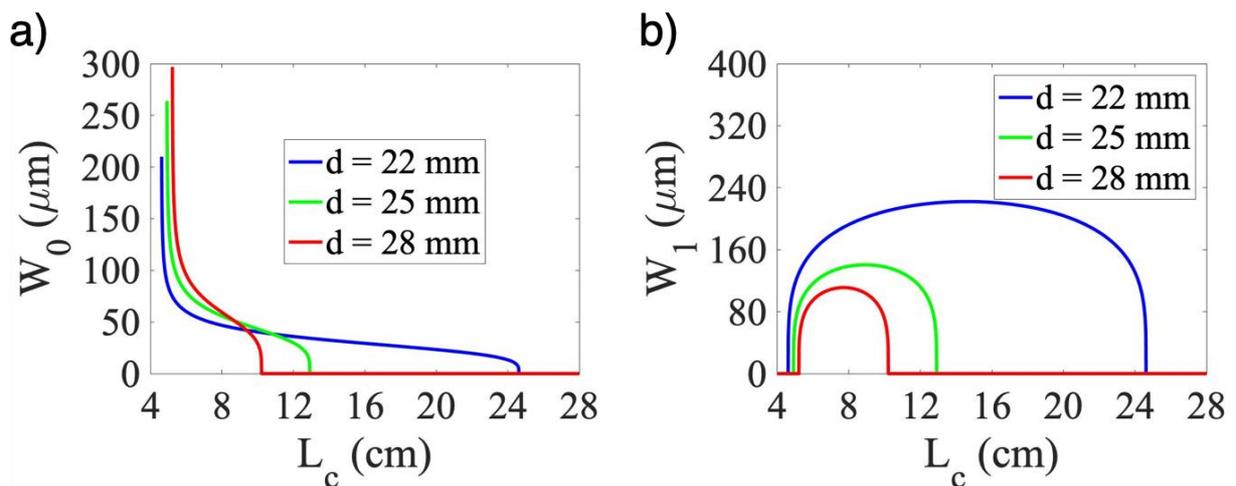


Figure 4-8: a) Waist w_0 ainsi que b) le waist w_1 du faisceau à l'intérieur de la cavité plan-plan en fonction de la longueur de cavité et pour différentes valeurs de distance d . La valeur de la longueur d'onde utilisée dans les calculs est $1.55 \mu\text{m}$.

D'après la Figure 4-8 (a), on constate que pour obtenir un petit waist w_0 sur le miroir plan avec une faible variation de celui-ci en fonction de la longueur de cavité, il faut que la lentille intracavité soit plus proche du miroir plan.

4.2 Fonctionnement mono-fréquence

4.2.1 Obtention du régime monomode transverse

L'écart de fréquence entre les modes transverses d'une cavité optique composée de deux miroirs de rayon de courbure R_{c1} et R_{c2} est exprimé par l'équation suivante [34][35] :

$$\nu_{nm}^q = \frac{c}{2L_c} \left[q + (n + m + 1) \frac{\cos^{-1} \pm \sqrt{\left(1 - \frac{L_c}{R_{c1}}\right) \left(1 - \frac{L_c}{R_{c2}}\right)}}{\pi} \right] \quad (1.4.6)$$

Les indices n et m font référence au nombre de nœuds dans la distribution d'intensité du mode transverse suivant l'axe x et l'axe y , respectivement. La vitesse de la lumière est notée c . Dans le cas d'une cavité hémisphérique, l'équation (1.4.6) se simplifie du fait que le rayon de courbure d'un des deux miroirs est infini. L'équation (1.4.6) devient alors :

$$\nu_{nm}^q = \frac{c}{2L_c} \left[q + (n + m + 1) \frac{\cos^{-1} \pm \sqrt{\left(1 - \frac{L_c}{R_c}\right)}}{\pi} \right] \quad (1.4.7)$$

La Figure 4-9 montre l'écart de fréquence entre les modes transverses calculé en utilisant l'équation (1.4.7) d'une cavité hémisphérique pour différentes longueurs de cavité. Lorsque la longueur de cavité est proche de la limite de stabilité, l'écart spectral entre les modes transverses est de $\sim \Delta\nu/2$.

Le mode transverse fondamental TEM_{00} , mode d'ordre le plus petit, présente les avantages suivants : 1) seuil laser le plus bas. 2) Une taille et une divergence du faisceau plus petites et ne contient aucun nœud dans la distribution d'intensité transversale du faisceau de sortie.

Les modes transverses d'ordre supérieur peuvent être filtrés spatialement afin d'obtenir uniquement une émission du mode fondamental TEM_{00} . Dans une cavité VECSEL, pour obtenir un fonctionnement monomode transverse TEM_{00} avec une

puissance émise optimale, un bon recouvrement du mode fondamental du résonateur avec la zone de gain est nécessaire [27].

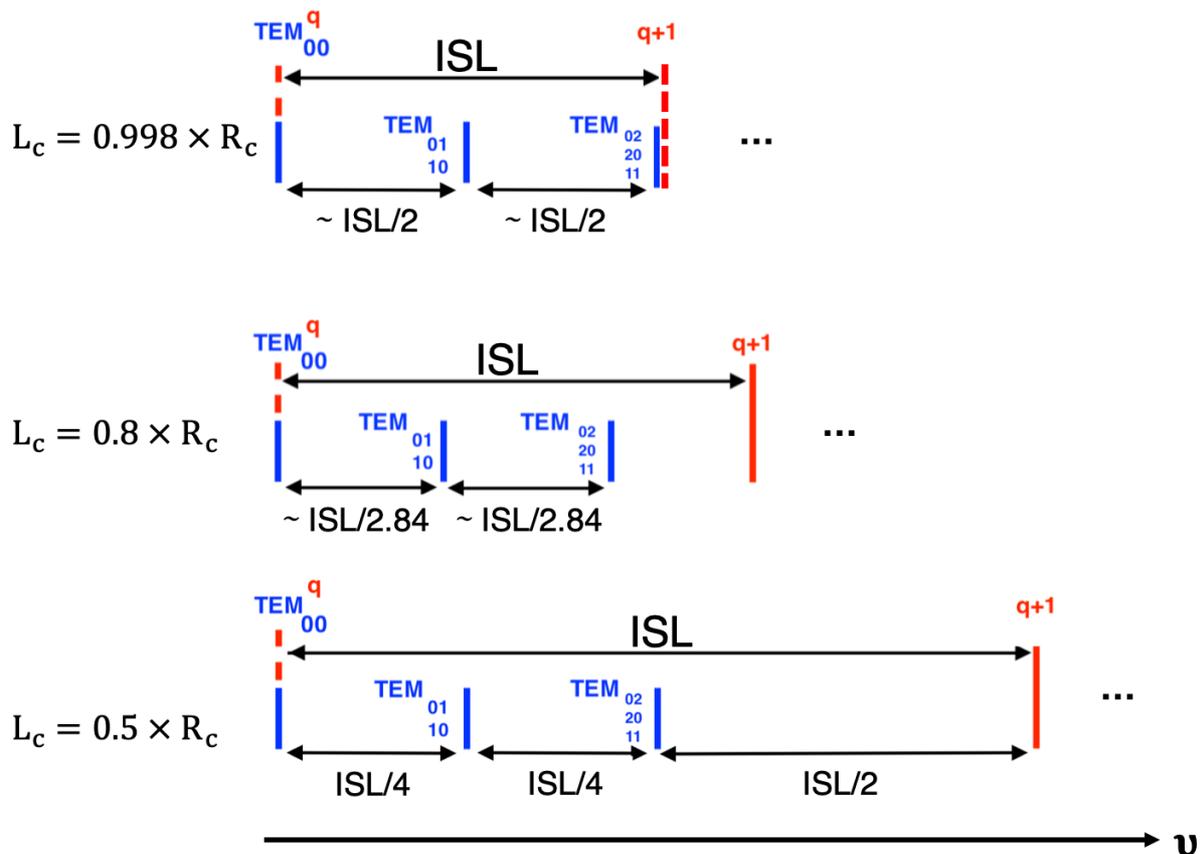


Figure 4-9: Ecart de fréquence entre les modes transverses d'une cavité hémisphérique pour différentes longueurs de cavité.

Dans certains lasers, les modes transverses d'ordre supérieur ne peuvent pas être filtrés par le gain. Dans ce cas, en utilisant un diaphragme de petit diamètre d'ouverture ou un tube creux [36] à l'intérieur de la cavité, on peut introduire des pertes pour les modes transverses d'ordre supérieur et donc de forcer uniquement l'émission du mode fondamental TEM_{00} .

4.2.2 Obtention du régime monomode longitudinal

Le fonctionnement monomode longitudinal d'un laser à cavité externe est obtenu en utilisant un filtre étalon de faible épaisseur à l'intérieur de la cavité laser. L'étalon intracavité est caractérisé par sa finesse et donc la réflectivité des facettes et par son intervalle spectral libre $ISL_{\text{étalon}}$.

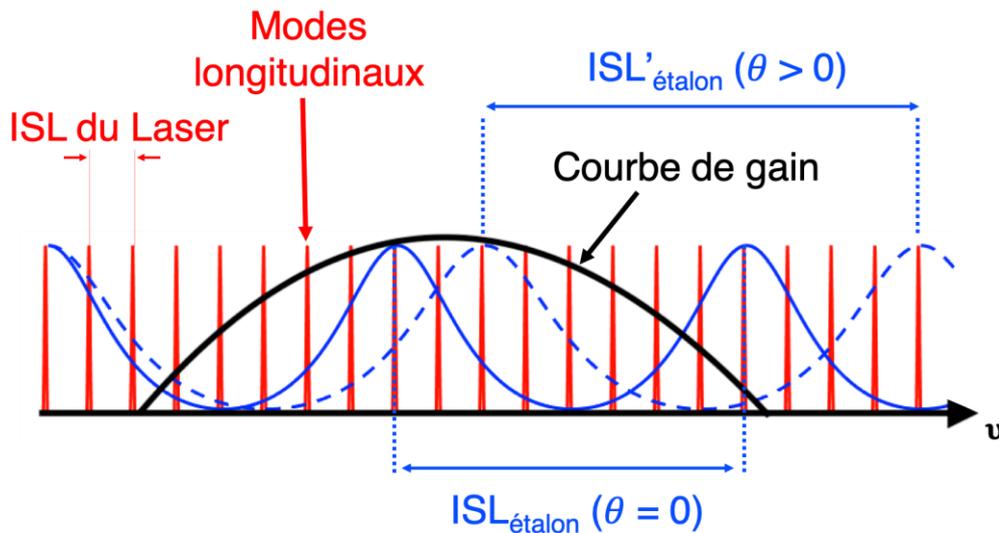


Figure 4-10: Illustration de l'obtention du fonctionnement monomode longitudinal d'un laser à cavité externe.

Lorsque le laser est multimode, pour une cavité de longueur centimétrique nous avons un nombre fini de modes longitudinaux qui oscillent dans la courbe de gain. La Figure 4-10 illustre les modes longitudinaux dans la courbe de gain ainsi que la transmission de l'étalon pour la sélection d'un seul mode longitudinal. La largeur du gain optique dans une structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de l'ordre de 6 THz [17][37]. De cela on en déduit que par exemple pour une longueur de cavité de 1 cm, le nombre de modes longitudinaux qui peuvent osciller est environ 400 modes. L'étalon doit donc être conçu pour avoir une petite largeur de raie et un intervalle spectral libre suffisamment grand pour favoriser uniquement l'émission d'un seul mode longitudinal parmi les 400 modes.

Il est aussi important de noter que l'accordabilité spectrale d'un laser VECSEL peut être obtenue en inclinant l'étalon à un angle α par rapport à l'axe optique de la cavité (illustration sur la Figure 4-10). Cela permet de modifier sensiblement l'intervalle spectral libre de l'étalon comme l'exprime l'équation suivante :

$$ISL_{\text{etalon}} = \frac{c}{2n_e \cdot e \cdot \cos(\alpha)} \quad (1.4.8)$$

L'épaisseur ainsi que l'indice de réfraction de l'étalon sont n_e et e , respectivement.

5 Etat de l'art sur les sources VECSEL

Dans un premier temps, nous nous intéresserons principalement au fonctionnement général des lasers VECSEL. En s'appuyant sur l'état de l'art, nous soulignons le fait que ces lasers permettent de s'affranchir des limitations des lasers semiconducteurs classiques. Dans un second temps, nous citerons et nous discuterons brièvement les différentes architectures pour obtenir un fonctionnement bi-fréquence ensuite nous détaillerons le fonctionnement de l'architecture la plus intéressantes parmi les architectures citées.

5.1 Fonctionnement général des lasers VECSEL

En général, la zone active d'un VECSEL est composée de puits quantiques afin de fournir du gain à la structure. La lumière de pompe incidente est absorbée par les couches barrières ce qui permet la génération des porteurs dans la zone active. Les porteurs photogénérés diffusent dans la zone active et tombent dans les puits quantiques afin de se recombiner permettant ainsi de générer du gain dans la structure. Pour que le processus de recombinaison fonctionne de façon efficace, il faut que la durée de vie de recombinaison des porteurs dans les couches barrières soit plus longue que le temps caractéristique de capture des porteurs par les puits quantiques. La Figure 5-1 illustre le principe de fonctionnement d'un VECSEL pompé optiquement à base de puits quantiques.

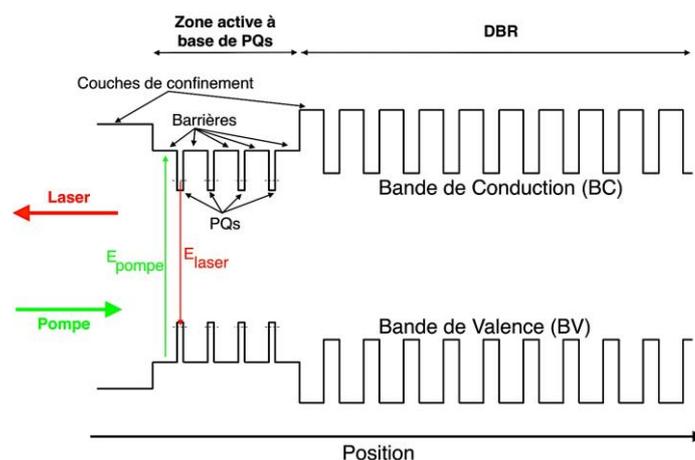


Figure 5-1: Principe de fonctionnement d'un VECSEL pompé optiquement.

Pour éviter la diffusion des porteurs photogénérés vers la surface du miroir à gain ou vers les couches du miroir de Bragg et donc une recombinaison des porteurs indésirable, nous avons des couches de confinement (grand gap) de part et d'autre de

la zone active. Pour fournir un gain optimal à la structure, les puits quantiques doivent être placés au niveau du maximum du champ optique stationnaire. Une étape de modélisation du champ stationnaire s'avère donc nécessaire avant la réalisation de la structure, prenant en compte la longueur d'onde d'émission des puits quantiques, le miroir de Bragg et le positionnement des puits quantiques afin d'optimiser le facteur de recouvrement.

Contrairement au pompage optique, en pompage électrique le dopage de la structure semi-conductrice est nécessaire pour le transport électronique des porteurs des contacts électriques au puits quantiques. Pendant la conception il faut prendre en compte : 1) l'obtention d'une résistance thermique et électrique faibles. 2) Compensation des pertes optiques introduites par le dopage. 3) Le confinement des porteurs dans la zone à gain. En ce qui concerne la fabrication, des étapes technologiques doivent être également prises en considération comme : 1) réalisation des gravures. 2) Dépôt des couches contacts pour l'injection électrique. De ce fait, les VECSEL pompés électriquement (EP-VECSEL) présentent plus de difficultés de conception et de fabrication.

5.2 Dispositifs VECSEL pompés optiquement et électriquement émettant à différentes longueurs d'ondes

Le Tableau 5-2 résume les performances en régime continu de quelques lasers OP-VECSEL et de la majorité des lasers EP-VECSEL existant dans la littérature.

Les lasers OP-VECSEL peuvent atteindre des puissances optiques supérieures au Watt contrairement aux lasers à semiconducteurs mono-fréquences classiques. En plus, ils représentent un facteur de qualité M^2 en dessous de 1.2 [28][38][31][22]. Cette valeur atteste de leur bonne cohérence spatiale.

En utilisant le laser EP-VECSEL émettant à $1\ \mu\text{m}$ dont les performances sont mentionnées dans le Tableau 5-2, Laurain et al [39] ont mesuré une valeur du facteur de qualité M^2 de 1.2. Comme les lasers OP-VECSEL, les lasers EP-VECSEL ont une bonne cohérence spatiale.

Laser (CW)	Type de confinement	Zone active	Miroir de Bragg	λ_{VECSEL} (nm)	Diamètre du laser (μm)	P_{opt} (mW) maximale	Largeur de raie mesurée	M^2	Miroir de sortie	Fonctionnement	Réf	
OP-VECSEL	Pompage optique	9 PQs GaInAsSb contraints en compression	21.5- GaSb/AlAsSb (> 99.9%)	2300	200 ($\theta < 45^\circ$)	660	-	<1.1	T = 4 % Rc = 5 cm (Lc = 49 mm) T = 3 % (Cavité en V)	Mono-fréquence	1	
		5 PQs GaInAsSb contraints en compression	22.5- GaSb/AlAsSb (> 99.9%)	2320	~ 52 ($\theta = 75^\circ$)	5	< 20 kHz	<1.2	T = 0.5 % Rc = 15 mm (Lc < 15 mm)	Mono-fréquence (SMSR > 20 dB)	2 & 3	
		18 plans de FQs en InAs sur InP	17-GaAs/AlGaAs + couche en Or (> 99.5%)	1610	~ 80 ($\theta = 45^\circ$)	7.9	22 kHz	-	-	T = 0.5 % Rc = 5 cm (Lc = 49 mm)	Mono-fréquence (SMSR > 60 dB)	4 & 6
		20 plans de BQs en InAs sur InP	29.5-AlAs/GaAs (> 99.5%)	1500	220 ($\theta < 45^\circ$)	2200	-	-	-	T = 1 % (Cavité en V)	Monomode	6
		10 PQs en InGaAs	14-AlAs/AlGaAs + couche en Or (> 99.9%)	1048	~ 270 ($\theta = 45^\circ$)	4000	-	-	-	T = 2.5 % (Cavité en V)	Monomode transverse	7
		7 PQs en InGaAs	36-AlGaAs/AlAs (99.95%)	960	~ 480 ($\theta = 45^\circ$)	20000	-	-	< 1.1	T = 0.7 % Rc = 50 cm (Lc = 5 cm)	Monomode transverse	8
		20 PQs GaInP contraints en compression	40-AlGaAs/AlAs	670	75 ($\theta < 45^\circ$)	390	-	-	<1.05	T = 2 % (Cavité en V)	Monomode transverse	9
		Jonction tunnel implantée H+ p/p+/n+/n InGaAsP	9 PQs InGaAsP contraints	1530	1) n-DBR : 50-InP/InGaAsP (99.8%)	20	12 (μW)	-	-	T \leq 0.5 % Rc = 200 μm (Lc = 65 μm)	Mono-fréquence (SMSR > 40 dB)	10
		Jonction tunnel n+/p+/InGaAs	6 PQs contraints en InGaAlAs	1470	1) n-DBR supérieur: 8-AlGaAs/GaAs/InP (70%) 2) DBR inférieur: 34-AlGaAs/GaAs/InP non dopé	35	6.2	-	-	T = 3 % Rc = 5 cm (Lc = 4.9 cm)	Multimode	11
		Gravure du p-DBR	2 x 3 PQs InGaAs/GaAs(P) à contrainte compensée	1000	1) n-DBR supérieur: 10-AlAs/AlGaAs/GaAs (85%) 2) p-DBR inférieur: 25-AlAs/AlGaAs/GaAs (99.95%)	75	~ 10	-	1.2	T \approx 12 % Rc = 1 cm (Lc = 7 mm)	Mono-fréquence (SMSR > 37 dB)	12
EP-VECSEL	Défini par oxydation sélective d'une couche d'AlAs au dessus de la région active	2 x 3 PQs InGaAs/GaAs à contrainte compensée	1) n-DBR supérieur: 5 paires 2) p-DBR inférieur: 30 paires	974	68	52	-	-	T = 5 % Rc = 1 cm (Lc \approx 10 mm)	-	13	
	Assuré par un petit contact sous forme de disque en dessous du p-DBR	3 PQs InGaAs/GaAs	1) n-DBR intermédiaire: 13-Al _{0.2} Ga _{0.8} As/Al _{0.2} Ga _{0.8} As (89%) 2) p-DBR inférieur: 30-Al _{1.2} Ga _{0.8} As/Al _{1.0} Ga _{1.0} As	974	140	98	-	-	T = 10.6 % Rc = 15 mm	Multimode	14	
	Assuré par un petit contact sous forme de disque en dessous du p-DBR	3 PQs InGaAs/GaAs	1) DBR supérieur: 7-AlAs/GaAs non dopé 2) n-DBR intermédiaire: 11-AlAs/GaAs (91%) p-DBR inférieur: 30-AlAs/GaAs	965	80	< 10	-	-	T = 10 % Rc = 25 mm	Monomode transverse	15	

Tableau 5-2: Performances de quelques lasers VECSEL pompés optiquement et électriquement en régime continu à température ambiante.

(1) Hopkins 2007 [28], (2) Ouvrard 2005 [38]/ (3) Cerutti 2004 [40], (4) Pes 2017 [16]/ (5) 2019 [41], (6) Nechay 2019 [29], (7) Gbele 2016 [27], (8) Rudin 2008 [31], (9) Hastie 2005 [30], (10) Bousseksou 2004 [42], (11) Caliman 2013 [33], (12) Laurain 2011 [39], (13) Kardosh 2008 [43], (14) Pallmann 2012 [44], (15) Barbarin 2011 [45].

Les lasers EP-VECSEL ont des puissances optiques très inférieures à ce qu'on peut obtenir avec les lasers OP-VECSEL.

Ce problème est lié à plusieurs facteurs, parmi :

- 1) Une mauvaise homogénéité d'injection des porteurs dans la zone active et surtout avec des diamètres de dispositifs larges.
- 2) Pertes optiques par l'absorption des porteurs libres élevées.
- 3) Résistance électrique et/ou thermique élevées.

La finesse du laser VECSEL va dépendre de la transmission du miroir de sortie en cavité externe. Lorsqu'on utilise un miroir hautement réfléchissant, on peut atteindre une valeur de finesse qui est similaire à ce qu'on peut s'attendre avec un laser VCSEL. Cependant, la longueur de cavité d'un laser VECSEL est largement supérieure ce qui permet d'obtenir une durée de vie des photons intracavité longue. De ce fait, les lasers VECSEL pompés électriquement ou optiquement présentent une bonne cohérence temporelle, ce qui leur confère intrinsèquement une largeur de raie bien plus faible que celle des lasers à semiconducteurs classiques.

Il est important de souligner que la principale différence que l'on retrouve dans les structures semi-conductrices d'un EP-VECSEL en comparaison des structures semi-conductrices d'un OP-VECSEL réside dans l'insertion d'un miroir de Bragg intermédiaire peu réflecteur ($R < 70-90\%$) [33][39][45], permettant de limiter les effets liés aux pertes optiques introduites par l'absorption des porteurs libres due au dopage du dispositif.

5.2.1 Uniformité d'injection

Le profil des porteurs photogénérés dans un laser OP-VECSEL dépend du gradient d'indice induit par le pompage optique. En pompant le milieu actif avec un mode de profil gaussien, la distribution des porteurs dans la structure semi-conductrice va suivre une distribution gaussienne. Lorsque la taille du mode de la pompe sur la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL correspond à la taille du mode fondamental TEM_{00} de la cavité VECSEL, nous avons une émission monomode transverse.

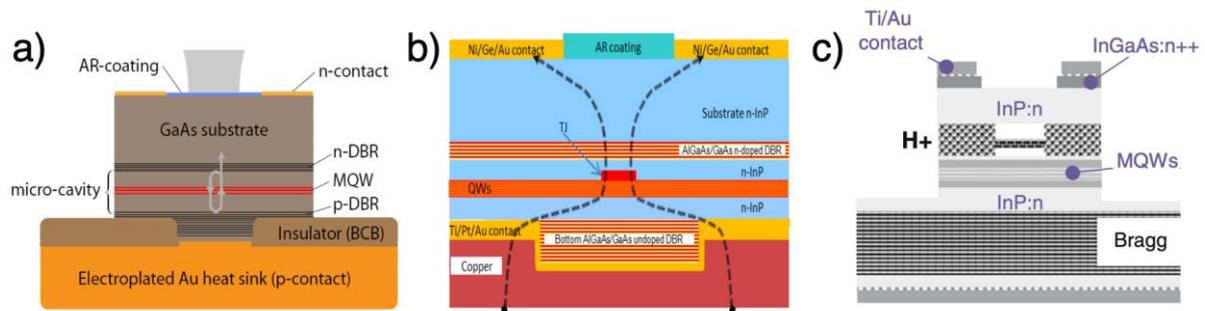


Figure 5-3: Schémas représentatifs de trois structures $\frac{1}{2}$ -VCSEL pompées électriquement utilisées en configuration VECSEL. a) Miroir à gain émettant à $1 \mu\text{m}$ [39]. b) Miroir à gain émettant à $1.47 \mu\text{m}$ [33]. c) Miroir à gain émettant à $1.53 \mu\text{m}$ [42].

La Figure 5-3 illustre trois structures semi-conductrices pompées électriquement conçues pour être intégrées dans des cavités VECSEL. En pompage électrique, il est nécessaire de confiner les porteurs par des briques technologiques afin de leur assurer un fonctionnement monomode transverse. Ce confinement latéral peut être réalisable de plusieurs façons : 1) injection à travers un diaphragme isolant (voir Figure 5-3 (a)) ou un diaphragme d'oxyde obtenu par oxydation sélective (uniquement sur GaAs) [43]. 2) Utilisation d'une jonction tunnel enterrée (voir Figure 5-3 (b)). 3) Localisation de l'injection par implantation protonique (voir Figure 5-3 (c)).

5.2.2 Polarisation du VECSEL

Dans les lasers VECSEL à puits quantiques il n'y a pas de mécanisme permettant naturellement de fixer la polarisation. Pour fixer la polarisation, il est possible de créer une anisotropie dans la cavité. Cette anisotropie peut être induite soit : 1) en pompant le milieu actif avec un faisceau elliptique lorsqu'il s'agit d'un laser pompé optiquement. 2) En utilisant un élément intracavité.

L'anisotropie peut-être aussi induite dans la structure semi-conductrice comme le cas des travaux réalisés sur les lasers VCSEL afin de fixer leur polarisation. Les différentes approches proposées dans la littérature sont : 1) utilisation d'un miroir de Bragg biréfringent [46]. 2) Utilisation d'une zone active à gain anisotrope comme les fils quantiques [47] ou encore les boîtes quantiques [48].

L'approche utilisant une zone active à base de fils quantiques a été reportée par Pes et al [41] sur une structure semi-conductrice dans une architecture VECSEL. Avec

cette approche, une valeur de taux d'extinction de polarisation de 39 dB a été obtenue. Les performances d'émission de ce dispositif sont mentionnées dans le Tableau 5-2.

5.3 Lasers VECSEL bifréquences

Les lasers VECSEL peuvent présenter une émission bi-fréquence. Selon l'écart spectral entre les deux fréquences émises, la fréquence du battement peut se trouver dans le domaine des micro-ondes ou dans le domaine térahertz (THz).

5.3.1 Dispositifs OP-VECSEL bifréquences

De manière générale, on peut réaliser un laser bi-fréquence à partir de deux lasers indépendants ou en utilisant deux modes d'un même laser.

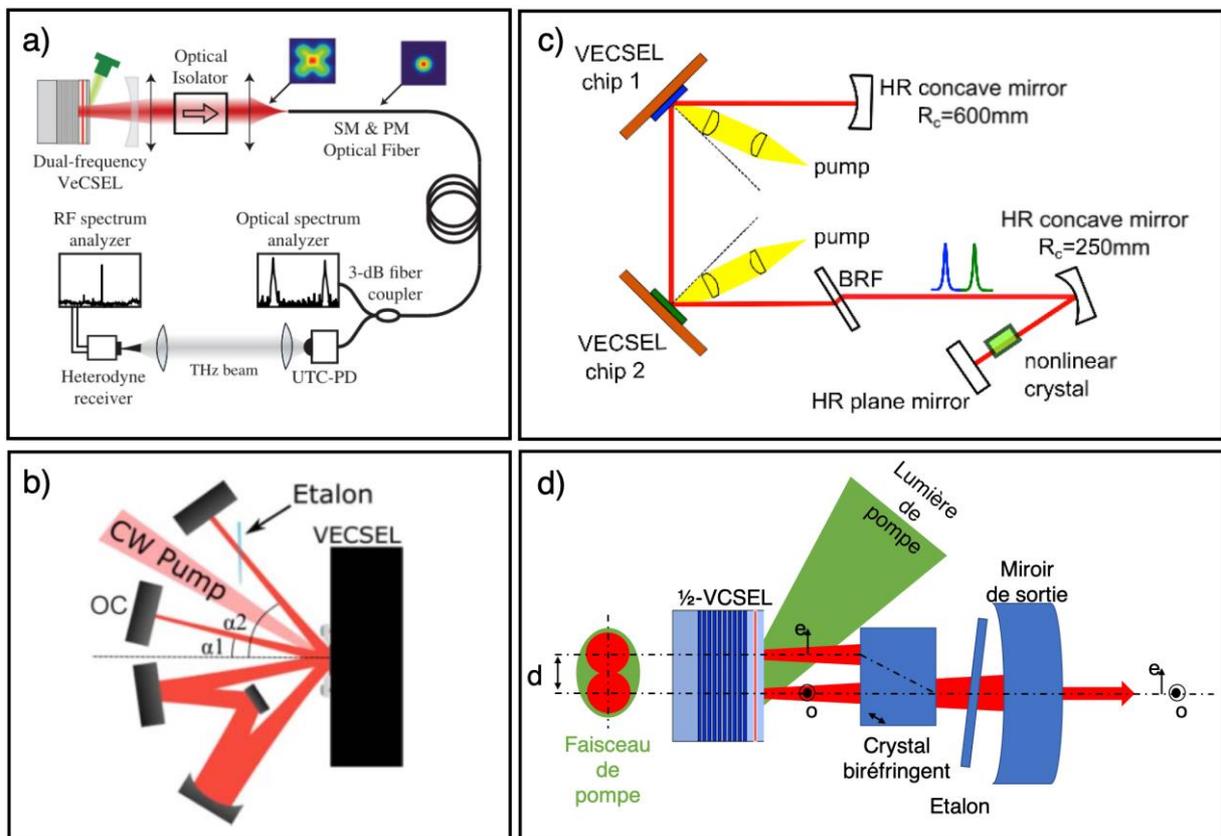


Figure 5-4: Obtention d'un régime bifréquence en utilisant : a) un masque intracavité, b) un étalon intracavité, c) deux miroirs à gain, d) un cristal biréfringent. Les figures a, b et c sont respectivement tirées des références suivantes : [49][50][51].

L'obtention d'un régime bi-fréquence en utilisant deux lasers indépendants n'est pas souhaitable bien qu'elle soit plus facile à réaliser car la pureté du battement produit est moins bonne que si on utilise un seul laser bi-fréquence. Cela s'explique par le fait que les modes oscillants dans deux cavités indépendantes ne voient pas les mêmes

fluctuations thermiques et les mêmes vibrations mécaniques. De plus, l'utilisation d'un seul laser pour obtenir un régime bi-fréquence permet d'obtenir un montage plus compact.

Dans le cas des lasers VESCEL, il a été rapporté dans la littérature différentes méthodes pour obtenir un fonctionnement bi-fréquence :

- Cas de la Figure 5-4 (a) : à l'aide d'un masque intracavité permettant de forcer l'oscillation laser simultanée de deux modes transverses [49].

Le miroir à gain utilisé est un miroir à base de puits quantiques intégrant un masque d'amplitude intracavité. Ce masque a permis de sélectionner à la fois deux modes transverses Laguerre-Gauss dans la cavité hémisphérique. La différence de fréquence des modes est obtenue par des effets thermiques, des effets de remplissage de bande et/ou des masques de phases, permettant une émission térahertz de 50 GHz à quelques THz.

- Cas de la Figure 5-4 (b) : en sélectionnant à l'aide d'un étalon intracavité deux modes longitudinaux [50].

Le miroir à gain utilisé est un miroir à base de puits quantiques en InGaAs. Les deux modes longitudinaux sont sélectionnés spectralement en utilisant un étalon en silice d'épaisseur 100 μm . L'écart spectral entre les deux modes est de 1 THz. Le couplage non-linéaire entre les deux modes longitudinaux est réduit en repliant plusieurs fois le mode de cavité sur le milieu à gain afin de créer spatialement un motif d'interférence dépendant de la longueur d'onde et donc de découpler le gain des deux longueurs d'ondes émises.

- Cas de la Figure 5-4 (c) : en utilisant deux miroirs à gain semiconducteurs dans une même cavité optique [51].

Les deux miroirs à gain à base de puits quantiques en InGaAs utilisés dans la cavité sont identiques à l'exception de la concentration d'indium dans les puits quantiques. Par conséquent, la longueur d'onde d'émission d'une puce est environ 10 nm plus petite que celle de l'autre. L'inconvénient de cette approche est qu'elle nécessite deux

systèmes de pompage optiques et deux systèmes de gestion thermique et présente des bruits d'intensité et de fréquence non-corrélés qui sont difficiles à supprimer.

- Cas de la Figure 5-4 (d) : en séparant deux états de polarisation d'un laser à l'aide d'un cristal biréfringent intracavité [52][52].

Cette approche était largement étudiée et appliquée en utilisant au début des zones actives à état solide [53][54], ensuite des zones actives à base de matériaux semiconducteurs. La zone active à base de semiconducteur a permis de bénéficier du régime dynamique de classe A [55][56]. La séparation spatiale est obtenue à l'aide d'un cristal biréfringent à base de vanadate d'yttrium (YVO_4). L'oscillation des deux axes nécessite un faisceau de pompe plus large que la séparation spatiale noté d . A l'aide de l'étalon le laser est rendu mono-fréquence sur chaque état de polarisation.

Sur la zone active, les deux modes de polarisation ordinaire (axe 1 du VECSEL) et extraordinaire (axe 2 du VECSEL) sont séparés d'une distance d . Dans le cas d'une zone active à puits quantiques, plus la distance d est petite plus le couplage non-linéaire est élevé. En utilisant un laser OP-VECSEL bi-fréquence bi-axe à base de puits quantiques sur substrat InP, De et al [52] ont démontré dans leur cas que 50 μm de séparation spatiale entre les deux modes est la valeur optimale pour obtenir une bonne efficacité d'émission (car faisceau de pompe plus focalisé) avec un couplage non-linéaire faible entre les modes.

Le signal du battement obtenu par De et al [52] à l'aide d'un analyseur de spectre électrique est centré à une fréquence qui se trouve dans la gamme des micro-ondes. Grâce au régime classe A, il ne présente pas une présence de pic latéral dû au bruit excessif induit par les oscillations de relaxation comme dans le cas des lasers bifréquences fonctionnant en régime classe B [57].

L'accordabilité de la fréquence du battement du laser OP-VECSEL bipolarisation bi-fréquence peut être obtenue en utilisant un deuxième cristal biréfringent après l'étalon. La biréfringence de ce cristal, proportionnelle à l'écart de fréquence entre les modes émis, variera par effet thermo-optique. En utilisant cette technique sur un laser OP-VECSEL à base de puits quantiques sur substrat GaAs, Baili et al [54] ont obtenu une accordabilité de la fréquence de battement allant de 400 MHz à 3.66 GHz.

Une autre technique qui permet d'obtenir une accordabilité plus large est d'utiliser un étalon sur chaque état de polarisation du laser. En utilisant cette technique Brévalle et al [58] ont obtenu un écart de fréquence allant jusqu'à 1.35 THz.

Lorsque la séparation spatiale entre les deux états de polarisation est nulle, l'oscillation simultanée des deux modes est difficile à maintenir car le couplage non-linéaire est élevé [58]. Du fait des avantages qu'apportent les boîtes quantiques en termes de largeur de raie inhomogène de courbe de gain, elles sont susceptibles d'apporter des améliorations sur les lasers bifréquences et surtout en termes de stabilité d'oscillation des deux fréquences émises.

Ainsi, au vu des éléments présentés précédemment, la cavité VECSEL permet de regrouper un grand nombre d'avantages pour la réalisation de lasers de faible niveau de bruit : pas d'oscillation de relaxation (classe A), faible largeur de raie, forte puissance et une fonctionnalisation rendue possible par l'insertion de composants optiques dans la cavité. Néanmoins, dans l'optique de réaliser un émetteur bi-fréquence compacte, il est nécessaire que les deux modes oscillant partagent le même milieu à gain, ce qui s'avère difficile avec les milieux à gain conventionnels comme les puits quantiques.

Dans la partie qui suit, nous présentons brièvement les propriétés fondamentales des boîtes quantiques, qui ont conduit dans le cadre de cette thèse à étudier ce milieu à gain non conventionnel pour la réalisation d'un laser bi-fréquence compact.

6 Propriétés générales et avantages d'un milieu à gain à base de boîtes quantiques

6.1 Confinement quantique

Il existe différents types de zones actives utilisées dans les lasers à base de matériaux semiconducteurs. Les différents types de zones actives ainsi que les densités d'états électroniques associées à chaque zone active en fonction de l'énergie sont représentées sur la Figure 6-1.

La densité d'états électroniques est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie dans le cas d'un matériau massif (3D) et inversement proportionnelle à la racine carrée de l'énergie dans le cas d'un fil quantique (1D). Dans le cas d'un puits quantique (2D), la densité d'états électroniques est une fonction de Heaviside et dans le cas d'une boîte quantique (0D) c'est une fonction de Dirac.

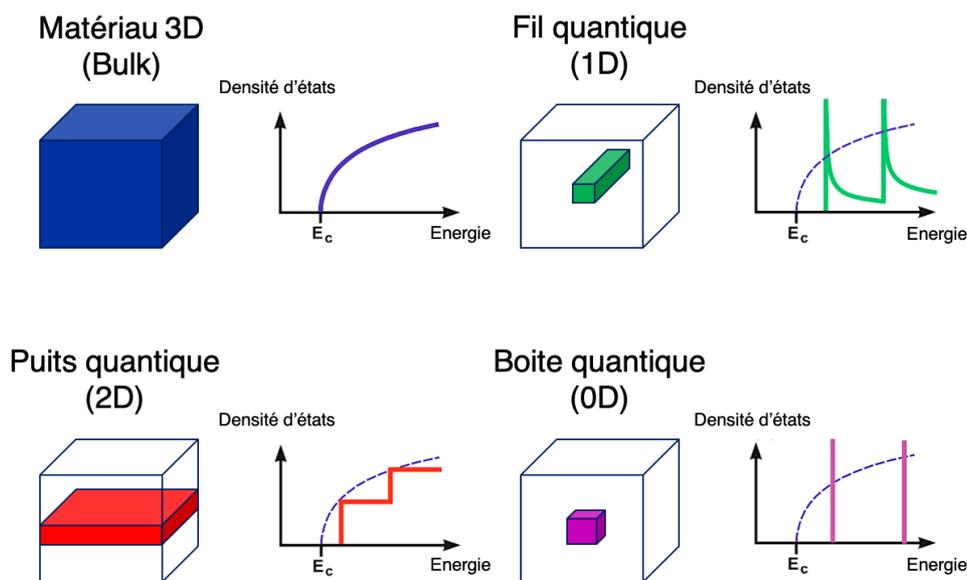


Figure 6-1: Types de régions actives utilisées dans les lasers semiconducteurs et densités d'états électroniques associées à chaque région active en fonction de l'énergie. Cette figure est tirée de la référence [59].

La réduction des dimensions d'un matériau revient à diminuer le nombre de degrés de liberté de déplacement des porteurs dans le matériau. Le passage d'un matériau massif à un puits quantique nécessite la réduction de la taille du matériau dans une dimension proche ou légèrement en dessous de la longueur d'onde de De Broglie (~ 10 nm).

Quand le confinement est tridimensionnel (matériaux 0D), la discrétisation des niveaux d'énergie est complète, et la densité d'état est une somme de fonctions de Dirac. On a alors des boîtes quantiques, apparentés à des « atomes artificiels », car la discrétisation de leurs états d'énergie électronique est équivalente à celle d'un atome. Cette vision reste toutefois simpliste, car les boîtes quantiques sont des nanostructures composées de quelques milliers d'atomes, et elle sont également couplées avec leur environnement cristallin, induisant des propriétés différentes.

La conséquence du passage d'un milieu massif aux matériaux 2D, 1D et 0D est que les propriétés de certains dispositifs en optoélectronique peuvent être améliorées ou exaltées.

6.2 Propriétés électroniques

6.2.1 Boîtes quantiques et diagramme d'énergie

La Figure 6-2 (a) et (b) montre un schéma représentatif d'une structure à base de boîtes quantiques et le diagramme d'énergie d'une seule boîte quantique, respectivement. Les boîtes quantiques sont généralement obtenues selon le mode de croissance dit Stranski-Krastanow (SK). Cette méthode de fabrication est basée sur la croissance d'une fine couche en désaccord de maille avec le substrat afin de former les boîtes quantiques [60].

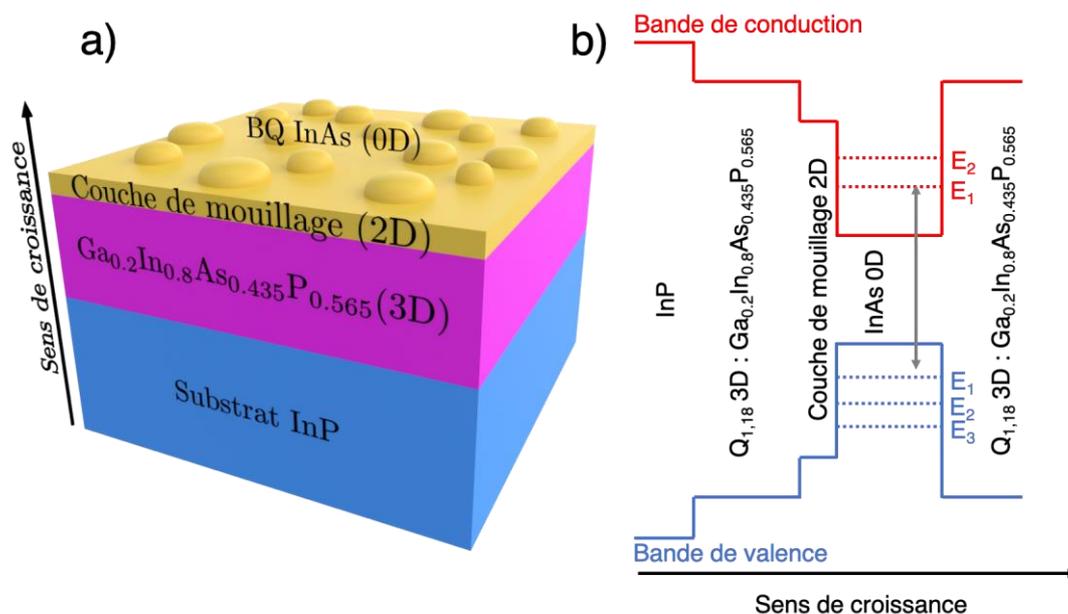


Figure 6-2: a) Schéma représentatif d'une structure à base de boîtes quantiques en InAs/InP. b) Diagramme d'énergie d'une boîte quantique en InAs/InP.

Suite à leur formation spontanée, des boîtes quantiques (3D) de dimensions nanométriques sont alors obtenues sur une fine couche (< 1 nm) appelée communément couche de mouillage. La Figure 6-2 (b) représente une structure électronique d'une boîte quantique, qui se caractérise par les niveaux quantifiés des boîtes quantiques (en bande de conduction et de valence), les états liés à la couche de mouillage qui s'apparente à un confinement 2D et les états liés à la matrice environnante (3D).

A partir du modèle simplifié représentant une boîte quantique avec des barrières infinies, on peut ainsi obtenir une expression analytique de l'énergie de transition d'une boîte quantique selon :

$$E_{xyz} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e^*} \left[\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} + \frac{n_z^2}{L_z^2} \right] \quad (I.6.1)$$

où m et \hbar sont respectivement la masse effective de l'électron et la constante de Planck réduite. L_x , L_y , L_z sont respectivement l'épaisseur de la boîte suivant la direction x , y et z . n est un entier désignant les différents niveaux d'énergie confinés au sein de la structure.

Dans le cas d'une boîte quantique isolée, son énergie de transition devient ainsi directement liée à ses dimensions. Une petite boîte quantique aura ainsi une énergie de transition plus grande qu'une grande boîte quantique. Concrètement, les boîtes quantiques présentent généralement des dimensions dans le plan de 10-30 nm, pour des hauteurs pouvant varier de 1 à 10 nm. Les transitions optiques des boîtes quantiques sont ainsi principalement dépendantes de leurs hauteurs.

6.2.2 Propriété optique d'une boîte quantique unique : élargissement homogène

Si on considère une boîte quantique unique, isolée, ses propriétés spectroscopiques s'apparentent effectivement à un pic de Dirac, présentant toutefois une certaine largeur dite largeur de raie homogène. A la différence de la vision idéale d'un atome artificiel, les boîtes quantiques sont soumises à l'influence de leur environnement : cristallin (phonons), et aux effets électrostatiques liés à la présence de charges (défauts densité de porteurs). Comme le montre la Figure 6-3 (a), la largeur de raie homogène d'une boîte quantique isolée varie ainsi de 10-15 μeV à 4-5 meV pour des

températures variant de 2 à 300 K, mais est également fortement dépendante de la densité de porteurs comme le montre la Figure 6-3 (b).

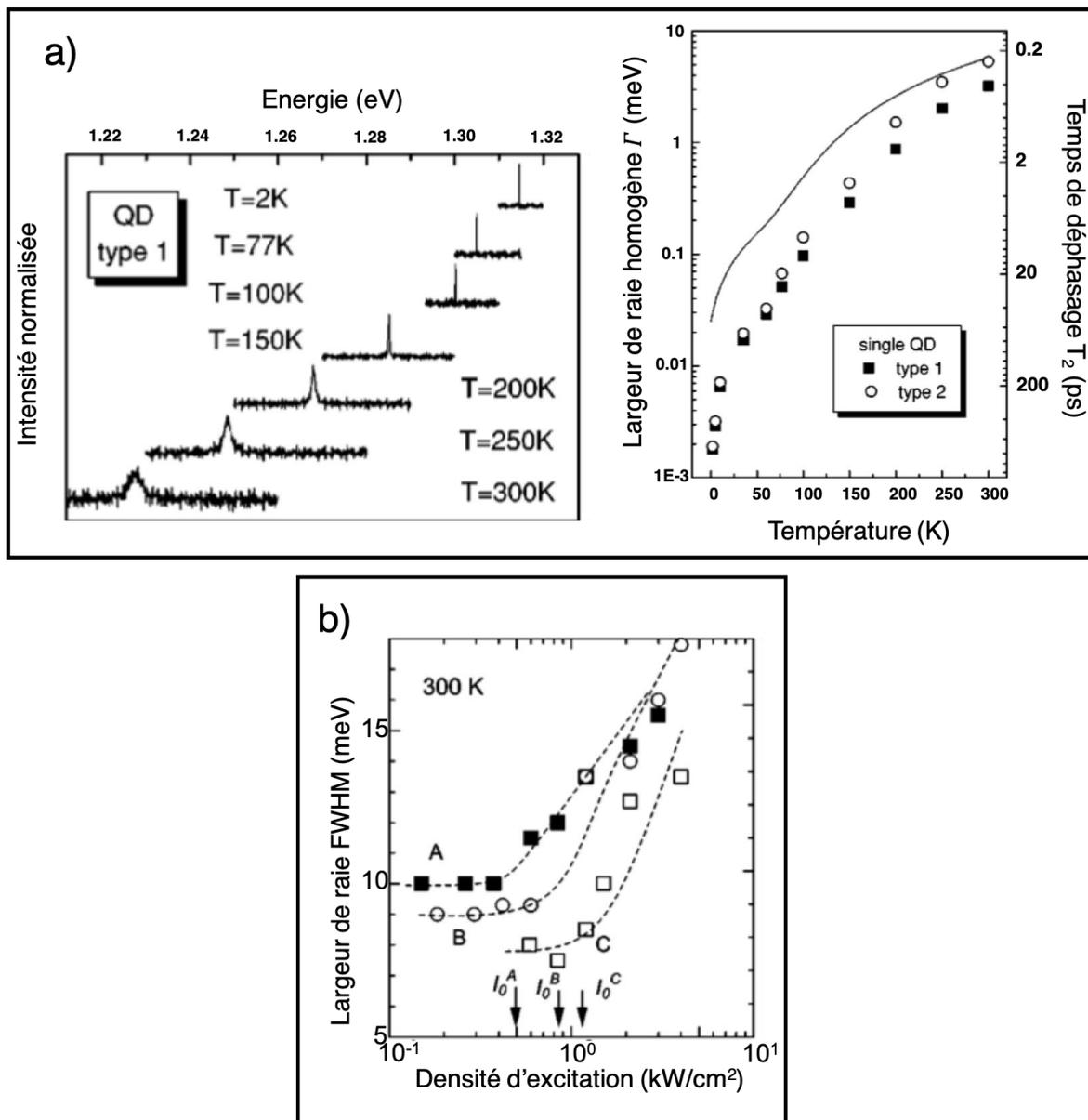


Figure 6-3: Evolution de la largeur de raie homogène d'une boîte quantique isolée a) en fonction de la température et b) en fonction de la densité de porteurs qui dépend de la densité d'excitation. Les figures a et b sont prises des références [61] et [62], respectivement.

6.2.3 Propriétés optiques d'un ensemble de boîtes quantiques

6.2.3.1 Effet de la dispersion en taille

Un milieu à gain à base de boîtes quantiques représente généralement un élargissement du gain inhomogène lié à la variation de la taille des boîtes qui est obtenu lors de leur formation spontanée par épitaxie. Une variation de la taille des

boites induit une variation de la longueur d'onde d'émission. Les boites de petite taille émettent aux courtes longueurs d'ondes tandis que les boites de grande taille émettent aux grandes longueurs d'ondes.

Sur la Figure 6-4 nous avons représenté un milieu dans lequel nous avons des boites quantiques de taille petite (bleu), moyenne (verte) et grande (rouge). Pour simplification, nous supposons qu'il n'y a aucune interaction entre les boites quantiques.

Élargissement inhomogène

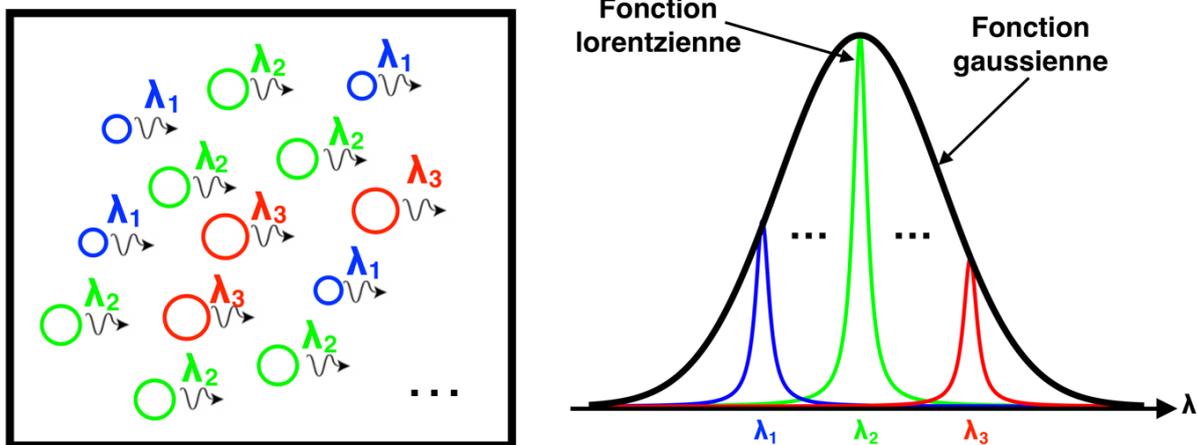


Figure 6-4: Représentation schématique de boites quantiques dispersées en taille et profil d'émission d'un milieu à élargissement inhomogène.

Le profil d'émission de chaque famille de boites suit une distribution sous forme de lorentzienne et sa largeur spectrale représente la largeur de raie homogène. Le profil d'émission de l'ensemble des boites quantiques, quant à lui suit une distribution quasi gaussienne dont la largeur spectrale représente la largeur de raie inhomogène.

A basse température, la largeur à mi-hauteur du pic de photoluminescence (PL) est généralement de l'ordre de quelques dizaines de meV pour un ensemble de boites quantiques, elle peut descendre à 16.5 meV à 7 K pour des boites quantiques InAs/GaAs [63] et à 17 meV à 10 K pour des boites quantiques InAs/InP(100) [64], contre quelques μeV pour une seule boite. Cet élargissement inhomogène renseigne donc sur la dispersion en taille des boites quantiques.

6.2.3.2 Effet de la distance QD-QD : notion de couplage électronique

Lorsque deux boîtes quantiques se retrouvent l'une à côté de l'autre, un échange d'électrons et de trous par différents processus électroniques peut avoir lieu. Pour illustration, sur la Figure 6-5 nous avons représenté le diagramme en énergie de la bande de conduction BC pour deux boîtes quantiques adjacentes couplées et non-couplées latéralement. Un électron du niveau fondamental de la boîte 1 est excité vers un niveau très supérieur et passe ensuite à la boîte 2. Il s'agit du processus électronique noté R_t sur la Figure 6-5 (a).

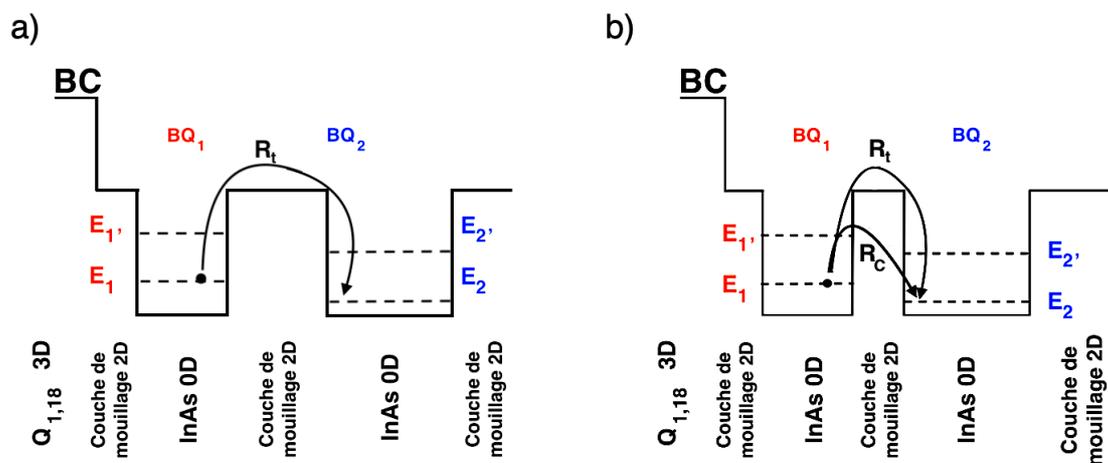


Figure 6-5: Représentation schématique du diagramme en énergie de la bande de conduction BC pour deux boîtes quantiques adjacentes. a) Cas de deux boîtes quantiques non-couplées latéralement. b) Cas de deux boîtes quantiques couplées latéralement.

L'électron au niveau fondamental de la boîte 1 a besoin d'une énergie thermique importante afin de passer à la boîte 2. A basse température (entre 110 K et 180 K), la redistribution des porteurs à travers le processus R_t devient de moins en moins efficace [65].

La densité de boîtes quantiques est un paramètre très important lors de la fabrication d'une zone à gain d'un laser puisqu'elle dicte la distance moyenne entre les boîtes quantiques dans le milieu.

Lorsque nous avons une densité de boîtes quantiques élevée et donc une distance moyenne entre boîtes faible, un deuxième processus noté R_c apparaît (voir Figure 6-5 (b)). Dans ce cas il s'agit de deux boîtes quantiques couplées. Un électron du

niveau fondamental de la boîte 1 est excité vers un niveau supérieur ensuite passe à la boîte 2 en traversant la couche de mouillage par effet tunnel.

Lorsqu'il s'agit de boîtes quantiques couplées, à basse température, la redistribution des porteurs via le processus R_c est la plus probable car ce processus nécessite moins d'énergie thermique [65]. A température ambiante, le processus R_c et R_t sont tous les deux actifs.

6.3 Boîtes quantiques et lasers à base de boîtes quantiques

Parmi tous les dispositifs photoniques ayant intégrés des boîtes quantiques, on peut citer en particulier les émetteurs lasers qui ont ainsi montré dans certains cas une amélioration de leurs performances, ou encore qui ont permis le déploiement de nouvelles fonctionnalités.

1) Un faible courant de seuil.

Dans les boîtes quantiques, la densité de porteurs nécessaire à l'inversion de population est plus faible grâce à la discrétisation des niveaux d'énergie décrite précédemment. Ainsi, l'inversion de population est atteinte uniquement avec deux électrons pour une boîte quantique unique. Il en résulte des densités de courant de seuil excessivement faibles par plan de boîtes quantiques. Deppe et al [66] ont obtenu une densité de courant de seuil faible de 10.4 A/cm^2 pour un plan de boîtes quantiques, comparativement aux meilleures valeurs de 100 A/cm^2 obtenues par plans de puits quantiques contraints [67].

2) Un gain élevé.

Asada et al [68] a calculé le gain matériau en fonction du degré de confinement d'une zone active d'un laser (3D (matériau massif), 2D (puits quantiques), 1D (fils quantiques) et 0D (boîtes quantiques)), et montré que le gain croit avec la réduction de la dimensionnalité. Cette vision idéaliste doit être mesurée puisqu'elle ne prend pas en compte les effets de dispersion inhomogène. Concrètement, les boîtes quantiques présentent une importante dispersion en taille, et le volume utilisé d'un plan de boîtes quantiques (taille et densité) reste bien inférieur à une couche de puits quantique. Il en résulte que le gain des boîtes quantiques est bien plus faible qu'un puits quantique, mais également bien plus large spectralement. Il est donc en général nécessaire

d'avoir recours à un plus grand nombre de plans de boîtes quantiques pour disposer d'un gain équivalent aux puits quantiques. Toutefois, l'accroissement de la largeur spectrale du gain peut s'avérer utile en particulier pour la réalisation de lasers largement accordables, comme démontré par Fedorova et al avec une accordabilité spectrale de plus de 200 nm [69].

3) Une plus forte insensibilité à la température.

Dans les lasers, la dépendance du seuil avec la température est décrite de façon empirique selon :

$$J_{th}(T) = J_{th}(0)e^{T/T_0} \quad (1.6.2)$$

T_0 et T sont respectivement la température caractéristique et la température de fonctionnement du laser. J_{th} est la densité de courant de seuil.

Dans le cas des boîtes quantiques, l'écart entre deux niveaux énergétiques peut devenir dans certains cas comparable voire supérieur à l'énergie thermique $K_B T$, pouvant conduire à des valeurs de la température caractéristique très importantes. Expérimentalement, les résultats sur les lasers à boîtes quantiques ont permis d'atteindre des valeurs de T_0 infinies mesurées à des températures inférieures à 300 K [70]. Au-delà de 300 K, ces T_0 diminuent, pouvant malgré tout atteindre des valeurs > 200 K à une température de 100 °C. Récemment, une valeur de température caractéristique T_0 de plus de 2156 K a été obtenue par Matsumoto et al [71] en utilisant une diode laser à base de boîtes quantiques en InAs sur substrat InP(311)B.

4) Comportement atypique des lasers à boîtes quantiques.

Par opposition avec les lasers conventionnels à puits quantiques contraints, les lasers à boîtes quantiques se caractérisent également par certaines propriétés non conventionnelles pouvant affecter le spectre d'émission. En effet, Markus et al [72] ont montré pour la première fois en 2003 une émission laser simultanée à la fois sur l'état fondamental et l'état excité, en lien avec un accroissement de la densité de porteurs même au-delà du seuil laser, alors que cet accroissement est bloqué dans les lasers à puits quantiques. Depuis, ce comportement a été observé/exploité dans tous les lasers à boîtes quantiques (InAs/GaAs et InAs/InP) [73][74][75], pouvant conduire,

comme le montre la Figure 6-6 (a), à une émission laser sur deux états séparés ici de 100 nm. De plus, le fonctionnement des lasers à boîtes quantiques peut être perturbé par les effets de couplage entre boîtes quantiques cités auparavant, et s'avère donc dépendant d'une certaine balance entre dispersion inhomogène/homogène, illustré par la Figure 6-6 (b). Cette situation peut ainsi conduire dans certains cas à une largeur de raie excessivement large (> 60 nm) (pouvant être interprétée comme une émission collective des boîtes quantiques sur la dispersion inhomogène), ou une largeur de raie plus fine (l'émission étant réduite à une certaine famille de boîtes quantiques).

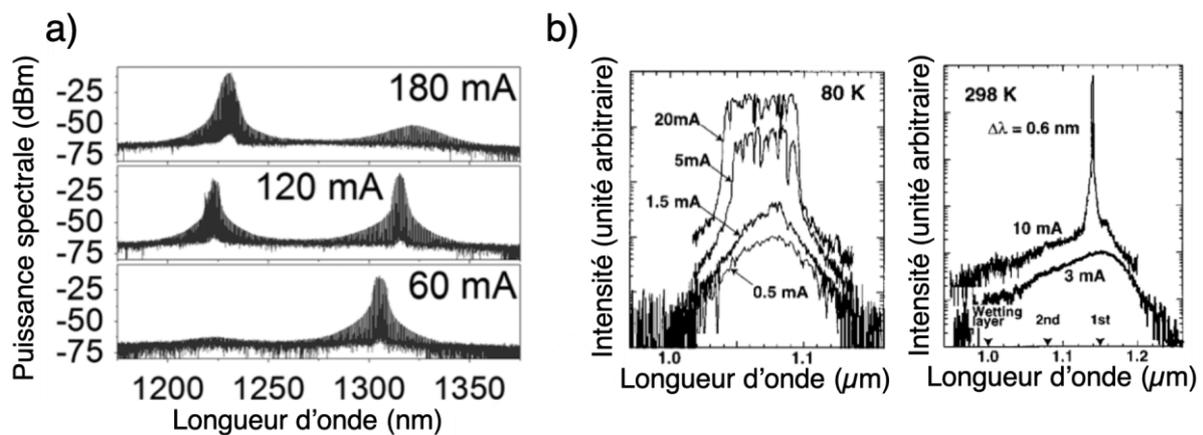


Figure 6-6: Spectre d'émission d'un laser à base de boîtes quantiques pour différentes valeurs du courant d'injection. La figure a et b sont prises de la référence [74] et [76], respectivement.

6.4 Etat de l'art sur les lasers VECSEL à base de boîtes quantiques

Comme cité auparavant, les boîtes quantiques présentent un gain bien plus faible que les puits quantiques contraints, et la réalisation d'une structure VECSEL s'avère donc plus délicate, car il est nécessaire d'avoir recours à un grand nombre de plans de boîtes quantiques pour compenser ce faible gain. Ces structures étant très contraintes, la croissance par épitaxie de cavité VECSEL à boîtes quantiques s'avère très difficile. Ceci peut expliquer le fort déséquilibre du nombre de publications entre les VECSEL à boîtes quantiques et à puits quantiques. La Figure 6-7 montre la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde d'émission des différents lasers VECSEL à base de boîtes quantiques rapportés dans la littérature.

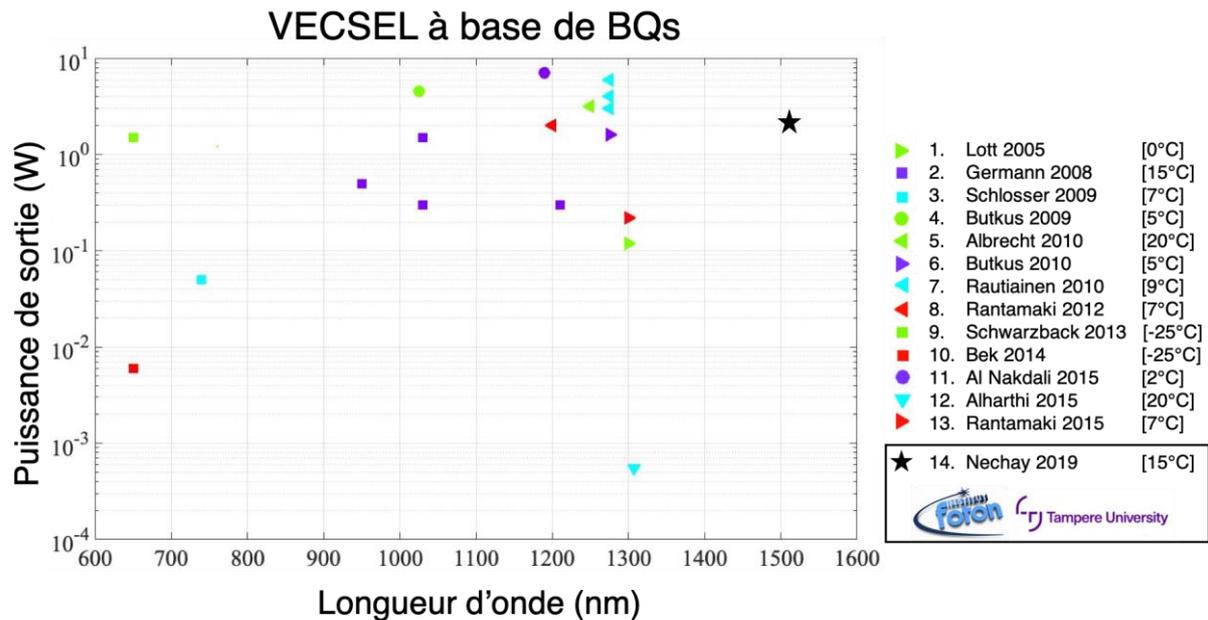


Figure 6-7: Puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde d'émission des lasers VECSEL à base de boîtes quantiques. 1. [77], 2. [78], 3. [79], 4. [80], 5. [81], 6. [82], 7. [83], 8. [84], 9. [85], 10. [86], 11. [87], 12. [88], 13. [89], 14. [29].

On prendra soin de noter que la très grande majorité des réalisations sont limitées aux longueurs d'onde inférieures à 1300 nm, et obtenues à partir des boîtes quantiques du système In(Ga)As/GaAs, système de matériaux bénéficiant naturellement de boîtes quantiques et de miroirs de Bragg performants. Ainsi, le record en termes de puissance optique émise est obtenu par Al Nakdali et al [87] à la longueur d'onde 1.18 μm . La valeur de la puissance optique émise est de ~ 7 W et la zone active utilisée est composée d'un nombre élevé (39) de plans de boîtes quantiques en In(Ga)As/GaAs.

Afin d'atteindre les longueurs d'onde des télécommunications (1500 nm), il devient indispensable d'avoir recours aux boîtes quantiques du système InAs/InP. Les boîtes quantiques de ce système de matériau s'avèrent plus délicate à faire croître par épitaxie. De plus, la réalisation de VECSEL est rendue difficile par l'absence naturelle de miroir de Bragg. Néanmoins, en 2019, Nechay et al sont parvenus à démontrer une émission laser d'un VECSEL à boîtes quantiques InAs/InP à 1500 nm, avec une puissance de sortie de 2.25 W [29]. Comme indiqué sur la Figure 6-7, ce résultat constitue l'unique démonstration dans ce domaine de longueurs d'onde, et a pu être obtenu à partir des boîtes quantiques réalisées par l'équipe OHM de l'institut FOTON, et développées dans le cadre de la thèse de G. Brévalle [90]. Cette même structure a

été exploitée pour réaliser une émission à 760 nm avec des puissances de 1 W par doublage de fréquence intracavité. Cela démontre la très bonne qualité de cette structure [91]. La structure utilisée est composée de 20 plans de boîtes quantiques en InAs/InP, un miroir de Bragg à base de GaAs pour une résistance thermique réduite et un diamant intracavité pour une extraction efficace de la chaleur. Nous aurons l'occasion de revenir plus précisément sur cette structure, puisque c'est cet échantillon qui a été utilisé dans le cadre de cette thèse.

7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons fait une comparaison entre les lasers DFB ou DBR et les lasers VCSEL. Les lasers DFB ou DBR présentent une puissance optique émise importante et une polarisation stable. Malgré cela, leur cohérence spatiale et temporelle est réduite. Les lasers VCSEL présentent une cohérence temporelle qui est similaire à ce qu'on peut s'attendre avec les lasers DFB ou DBR mais un aspect important qui leur permet de se démarquer des lasers DFB ou DBR est leur bonne cohérence spatiale.

Nous avons introduit une architecture qui permet de s'affranchir des limitations apportées par les lasers classiques. Nous avons souligné le fait qu'une architecture VECSEL présente aussi une flexibilité en termes de fonctionnalités. Cela permet d'obtenir différents régimes de fonctionnement comme : 1) le fonctionnement monomode transverse. 2) Fonctionnement monomode longitudinal. 3) Fonctionnement bi-fréquence.

Nous avons discuté des différentes briques composant un laser VECSEL et nous avons défini les conditions de stabilité de deux types de cavité qu'on souhaite utiliser dans la suite : 1) cavité VECSEL hémisphérique. 2) Cavité VECSEL plan-plan. L'évolution de la taille du mode fondamental TEM_{00} dans le cas de chaque type de cavité a été étudiée en fonction de la longueur de cavité.

Nous avons décrit le fonctionnement d'un laser OP-VECSEL et nous avons discuté de la gestion thermique dans ces dispositifs. Nous avons vu qu'il existe différentes approches pour extraire la puissance de façon efficace comme l'utilisation de diamant comme dissipateur thermique. Nous avons vu aussi que l'utilisation d'un miroir de Bragg semiconducteur métallisé or avec un contraste d'indice élevé permet d'obtenir un miroir de Bragg performant.

Un fonctionnement mono-fréquence d'un laser nécessite un fonctionnement monomode longitudinal et monomode transverse. Dans le cas d'un laser VECSEL, nous avons mentionné que le fonctionnement monomode transverse est obtenu en filtrant spatialement à l'aide du gain les modes transverses d'ordre supérieur. Le fonctionnement monomode longitudinal est alors obtenu en utilisant un étalon Fabry-Perot.

Les lasers EP-VECSEL sont toujours en cours d'amélioration et n'atteignent pas encore des puissances optiques émises importantes. Nous avons souligné qu'ils présentent plus de complexité en termes de conception et de fabrication comparé aux lasers OP-VECSEL. La faible consommation de puissance électrique et la compacité des lasers EP-VECSEL sont, néanmoins, des avantages qui leur permet de se démarquer des lasers OP-VECSEL.

Nous nous sommes intéressés au laser OP-VECSEL bi-fréquence et aux classes dynamiques des lasers en général. Nous avons vu différentes méthodes pour obtenir un fonctionnement bi-fréquence d'un laser VECSEL. Le régime dynamique de classe A est le régime le plus intéressant car un laser fonctionnant dans ce régime ne présente pas d'oscillations de relaxation. Grâce à l'architecture VECSEL et la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur qui est de l'ordre de la nanoseconde, le régime dynamique de classe A peut être obtenu pour une cavité de quelques centimètres.

Finalement nous avons discuté des différents types de zones actives et insisté sur les boîtes quantiques. Les avantages qu'elles peuvent apporter lorsqu'elles sont utilisées comme zone active d'un laser semiconducteur ont été cités et discutés. Les boîtes quantiques intégrées dans un laser VECSEL seront étudiées dans le chapitres 2 et le chapitre 3.

8 Références

- [1] O. Svelto, « *Principles of Lasers* », Boston, MA : Springer US, 2010, doi: 10.1007/978-1-4419-1302-9.
- [2] H. Wenzel et al., « *High-power ridge-waveguide distributed-feedback lasers emitting at 860 nm* », *Electron. Lett.*, vol. 38, no 25, p. 1676, 2002, doi: 10.1049/el:20021145.
- [3] H. Wenzel, J. Fricke, A. Klehr, A. Knauer, et G. Erbert, « *High-power 980-nm DFB RW lasers with a narrow vertical far field* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no 6, p. 737-739, mars 2006, doi: 10.1109/LPT.2006.871127.
- [4] D. Garbuzov et al., « *14xx nm DFB InGaAsP/InP pump lasers with 500 mW CW output power for WDM combining* », in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, Anaheim, CA, USA, 2002*, p. 486-487. doi: 10.1109/OFC.2002.1036504.
- [5] J.-R. Burie et al., « *Ultra high power, ultra low RIN up to 20 GHz 1.55 μm DFB AlGaInAsP laser for analog applications* », San Francisco, California, févr. 2010, p. 76160Y. doi: 10.1117/12.840917.
- [6] A. Garnache et al., « *2-2.7 μm single frequency tunable Sb-based lasers operating in CW at RT: microcavity and external cavity VCSELs, DFB* », Strasbourg, France, avr. 2006, p. 61840N. doi: 10.1117/12.663448.
- [7] A. Baranov et E. Tournié, « *Semiconductor Lasers: fundamentals and applications* », Woodhead Publishing, 2013.
- [8] H. J. Unold, S. W. Z. Mahmoud, R. Jager, M. Kicherer, M. C. Riedl, et K. J. Ebeling, « *Improving single-mode VCSEL performance by introducing a long monolithic cavity* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no 8, p. 939-941, août 2000, doi: 10.1109/68.867967.
- [9] M. Ortsiefer et al., « *2.5-mW single-mode operation of 1.55 μm buried tunnel junction VCSELs* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no 8, p. 1596-1598, août 2005, doi: 10.1109/LPT.2005.850905.
- [10] J. Boucart et al., « *1-mW CW-RT monolithic VCSEL at 1.55 μm* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, no 6, p. 629-631, juin 1999, doi: 10.1109/68.766766.
- [11] O. G. Okhotnikov, « *Semiconductor disk lasers: physics and technology* », John Wiley & Sons, 2010.
- [12] F. Arecchi, G. Lippi, G. Puccioni, et J. Tredicce, « *Deterministic chaos in laser with injected signal* », *Opt. Commun.*, vol. 51, no 5, p. 308-314, 1984.
- [13] C. Weiss, A. Godone, et A. Olafsson, « *Routes to chaotic emission in a cw He-Ne laser* », *Phys. Rev. A*, vol. 28, no 2, p. 892, 1983.
- [14] G. P. Agrawal et N. K. Dutta, « *Semiconductor lasers* », Springer Science & Business Media, 2013.

- [15] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi, et I. Sagnes, « *Experimental Investigation and Analytical Modeling of Excess Intensity Noise in Semiconductor Class-A Lasers* », *J. Light. Technol.*, vol. 26, no 8, p. 952-961, avr. 2008, doi: 10.1109/JLT.2008.917756.
- [16] S. Pes et al., « *Class-A operation of an optically-pumped 16 μm -emitting quantum dash-based vertical-external-cavity surface-emitting laser on InP* », *Opt. Express*, vol. 25, no 10, p. 11760, mai 2017, doi: 10.1364/OE.25.011760.
- [17] G. Baili, « *Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars* », PhD Thesis, 2008. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2008PA112362>
- [18] G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, D. Dolfi, I. Sagnes, et F. Bretenaker, « *Direct observation of the class-B to class-A transition in the dynamical behavior of a semiconductor laser* », *EPL Europhys. Lett.*, vol. 87, no 4, p. 44005, août 2009, doi: 10.1209/0295-5075/87/44005.
- [19] F. Tan, M.-K. Wu, M. Liu, M. Feng, et N. Holonyak, « *850 nm Oxide-VCSEL With Low Relative Intensity Noise and 40 Gb/s Error Free Data Transmission* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no 3, p. 289-292, févr. 2014, doi: 10.1109/LPT.2013.2280726.
- [20] D. Gulyaev et al., « *Heterostructure InGaAlAs/InAlAs on the InP substrate for the electro-optical modulator based on the quantum confined Stark effect* », *ITM Web Conf.*, vol. 30, p. 14004, 2019, doi: 10.1051/itmconf/20193014004.
- [21] J. Piprek, H. Wenzel, H.-J. Wuensche, D. Braun, et F. Henneberger, « *Modeling light versus current characteristics of long-wavelength VCSELs with various DBR materials* », 1995, vol. 2399, p. 605-616.
- [22] A. Karim, S. Bjorlin, J. Piprek, et J. E. Bowers, « *Long-wavelength vertical-cavity lasers and amplifiers* », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no 6, p. 1244-1253, nov. 2000, doi: 10.1109/2944.902174.
- [23] C. Gierl et al., « *Surface micromachined tunable 155 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning* », *Opt. Express*, vol. 19, no 18, p. 17336, août 2011, doi: 10.1364/OE.19.017336.
- [24] L. S. Pan et D. R. Kania, Éd., « *Diamond: Electronic Properties and Applications* », Boston, MA: Springer US, 1995, doi: 10.1007/978-1-4615-2257-7.
- [25] E. Rosencher et B. Vinter, « *Optoelectronics* », Cambridge: Cambridge University Press, 2002, doi: 10.1017/CBO9780511754647.
- [26] A. Bachmann, S. Arafin, et K. Kashani-Shirazi, « *Single-mode electrically pumped GaSb-based VCSELs emitting continuous-wave at 2.4 and 2.6 μm* », *New J. Phys.*, vol. 11, no 12, p. 125014, déc. 2009, doi: 10.1088/1367-2630/11/12/125014.
- [27] K. Gbele, A. Laurain, J. Hader, W. Stolz, et J. V. Moloney, « *Design and Fabrication of Hybrid Metal Semiconductor Mirror for High-Power VECSEL* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, no 7, p. 732-735, avr. 2016, doi:

10.1109/LPT.2015.2507059.

[28] J.-M. Hopkins et al., « *Tunable, single-frequency, diode-pumped 2.3 μm VECSEL* », Opt. Express, vol. 15, no 13, p. 8212-8217, 2007.

[29] K. Nechay et al., « *InAs/InP quantum dot VECSEL emitting at 1.5 μm* », Appl. Phys. Lett., vol. 115, no 17, p. 171105, oct. 2019, doi: 10.1063/1.5125632.

[30] J. E. Hastie et al., « *High power CW red VECSEL with linearly polarized TEM_{00} output beam* », Opt. Express, vol. 13, no 1, p. 77, 2005, doi: 10.1364/OPEX.13.000077.

[31] B. Rudin et al., « *Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 W average output power in a fundamental transverse mode* », Opt. Lett., vol. 33, no 22, p. 2719, nov. 2008, doi: 10.1364/OL.33.002719.

[32] Z. Zhao et al., « *Subpicosecond pulse generation from a 156 μm mode-locked VECSEL* », Opt. Lett., vol. 36, no 22, p. 4377, nov. 2011, doi: 10.1364/OL.36.004377.

[33] A. Caliman, A. Sirbu, A. Mereuta, K. Pierściński, V. Iakovlev, et E. Kapon, « *14XX nm-wavelength electrically-pumped VECSELs fabricated by wafer fusion* », Opt. Express, vol. 21, no 11, p. 13668, juin 2013, doi: 10.1364/OE.21.013668.

[34] A. E. Siegman, « *Lasers* », Mill Valley (California): University Science Books, 1986. [En ligne]. Disponible sur: <https://books.google.fr/books?id=1BZVwUZLTkAC>

[35] O. Svelto, « *Principles of Lasers* », Boston, MA : Springer US, 2010, doi: 10.1007/978-1-4419-1302-9.

[36] J. Y. Zhou, D. J. Zhou, Z. Z. Huang, et Z. X. Yu, « *Dye laser transverse mode control using capillaries* », Opt. Commun., vol. 74, no 1-2, p. 75-78, déc. 1989, doi: 10.1016/0030-4018(89)90493-8.

[37] A. Laurain, « *Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge* », PhD Thesis, 2010. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2010MON20169>

[38] A. Ouvrard, A. Garnac, L. Cerutti, F. Genty, et D. Romanini, « *Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 μm* », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 17, no 10, p. 2020-2022, oct. 2005, doi: 10.1109/LPT.2005.856341.

[39] A. Laurain et al., « *Single mode TEM_{00} large diameter electrically pumped external-cavity VCSEL devices on electroplated gold substrate* », 23 rd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, p. 4, 2011.

[40] L. Cerutti, A. Garnache, A. Ouvrard, et F. Genty, « *High temperature continuous wave operation of Sb-based vertical external cavity surface emitting laser near 2.3 μm* », J. Cryst. Growth, vol. 268, no 1-2, p. 128-134, juill. 2004, doi: 10.1016/j.jcrysgr.2004.02.116.

[41] S. Pes, « *Nanostructures-based 1.55 μm -emitting Vertical-(External)-Cavity*

Surface-Emitting Lasers for microwave photonics and coherent communications », PhD Thesis, 2019. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2019ISAR0013/document>

[42] A. Bousseksou, M. Kurdi, M. Salik, I. Sagnes, et S. Bouchoule, « *Wavelength tunable InP-based EP-VECSEL operating at room temperature and in CW at 1.55 μm* », *Electron. Lett.*, vol. 40, no 23, p. 1490-1491, 2004.

[43] I. Kardosh, F. Demaria, F. Rinaldi, M. C. Riedl, et R. Michalzik, « *Electrically pumped frequency-doubled surface emitting lasers operating at 485 nm emission wavelength* », *Electron. Lett.*, vol. 44, no 8, p. 524, 2008, doi: 10.1049/el:20083687.

[44] W. P. Pallmann et al., « *Gain characterization and passive modelocking of electrically pumped VECSELs* », *Opt. Express*, vol. 20, no 22, p. 24791, oct. 2012, doi: 10.1364/OE.20.024791.

[45] Y. Barbarin et al., « *Electrically Pumped Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers Suitable for Passive Modelocking* », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, no 6, p. 1779-1786, nov. 2011, doi: 10.1109/JSTQE.2011.2107313.

[46] J. M. Ostermann, P. Debernardi, et R. Michalzik, « *Surface-grating VCSELs with dynamically stable light output polarization* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no 12, p. 2505-2507, déc. 2005, doi: 10.1109/LPT.2005.859188.

[47] J.-M. Lamy et al., « *Polarization control of 1.6 μm vertical-cavity surface-emitting lasers using InAs quantum dashes on InP(001)* », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n° 1, p. 011117, 2009.

[48] H. Saito, K. Nishi, S. Sugou, et Y. Sugimoto, « *Controlling polarization of quantum-dot surface-emitting lasers by using structurally anisotropic self-assembled quantum dots* », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no 5, p. 590-592, août 1997, doi: 10.1063/1.119802.

[49] S. Blin et al., « *Coherent and Tunable THz Emission Driven by an Integrated III-V Semiconductor Laser* », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 23, no 4, p. 1-11, juill. 2017, doi: 10.1109/JSTQE.2017.2654060.

[50] M. Scheller, C. W. Baker, S. W. Koch, J. V. Moloney, et R. Jason Jones, « *High Power Dual-Wavelength VECSEL Based on a Multiple Folded Cavity* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 29, no 10, p. 790-793, mai 2017, doi: 10.1109/LPT.2017.2685595.

[51] F. Zhang, M. Gaafar, C. Moller, W. Stolz, M. Koch, et A. Rahimi-Iman, « *Dual-Wavelength Emission From a Serially Connected Two-Chip VECSEL* », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, no 8, p. 927-929, avr. 2016, doi: 10.1109/LPT.2016.2517702.

[52] S. De, G. Baili, M. Alouini, J.-C. Harmand, S. Bouchoule, et F. Bretenaker, « *Class-A dual-frequency VECSEL at telecom wavelength* », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 19, p. 5586-5589, 2014.

[53] M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch, « *Tunable optical microwave source*

using spatially resolved laser eigenstates », Opt. Lett., vol. 22, no 6, p. 384, mars 1997, doi: 10.1364/OL.22.000384.

[54] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, et A. Le Floch, « *Dual tunable wavelength Er,Yb:glass laser for terahertz beat frequency generation* », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 10, no 11, p. 1554-1556, nov. 1998, doi: 10.1109/68.726747.

[55] G. Baili et al., « *Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations* », Opt. Lett., vol. 34, no 21, p. 3421, nov. 2009, doi: 10.1364/OL.34.003421.

[56] F. A. Camargo et al., « *Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium D₂ Line* », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 24, no 14, p. 1218-1220, juill. 2012, doi: 10.1109/LPT.2012.2199103.

[57] G. Pillet et al., « *Dual-Frequency Laser at 1.5 μm for Optical Distribution and Generation of High-Purity Microwave Signals* », J. Light. Technol., vol. 26, n° 15, p. 2764-2773, août 2008, doi: 10.1109/JLT.2008.927209.

[58] G. Brévalle et al., « *Direct measurement of the spectral dependence of Lamb coupling constant in a dual frequency quantum well-based VECSEL* », Opt. Express, vol. 27, no 15, p. 21083, juill. 2019, doi: 10.1364/OE.27.021083.

[59] M. Grundmann, « *The Physics of Semiconductors: An Introduction Including Nanophysics and Applications* », Cham: Springer International Publishing, 2016, doi: 10.1007/978-3-319-23880-7.

[60] D. Sreenivasan, « *Capture, relaxation and recombination in quantum dots* », PhD thesis, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands, 2008.

[61] M. Bayer et A. Forchel, « *Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in In_{0.60}Ga_{0.40}As / GaAs self-assembled quantum dots* », Phys. Rev. B, vol. 65, no 4, p. 041308, janv. 2002, doi: 10.1103/PhysRevB.65.041308.

[62] K. Matsuda, K. Ikeda, T. Saiki, H. Saito, et K. Nishi, « *Carrier-carrier interaction in single In_{0.5}Ga_{0.5}As quantum dots at room temperature investigated by near-field scanning optical microscope* », Appl. Phys. Lett., vol. 83, no 11, p. 2250-2252, sept. 2003, doi: 10.1063/1.1609662.

[63] T. Yang, J. Tatebayashi, S. Tsukamoto, M. Nishioka, et Y. Arakawa, « *Narrow photoluminescence linewidth (<17 meV) from highly uniform self-assembled InAs/GaAs quantum dots grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition* », Appl. Phys. Lett., vol. 84, no 15, p. 2817-2819, avr. 2004, doi: 10.1063/1.1711163.

[64] S. Banyoudeh et J. P. Reithmaier, « *High-density 1.54 μm InAs/InGaAlAs/InP(100) based quantum dots with reduced size inhomogeneity* », J. Cryst. Growth, vol. 425, p. 299-302, sept. 2015, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2015.03.027.

[65] C. Cornet et al., « *Increase of charge-carrier redistribution efficiency in a*

laterally organized superlattice of coupled quantum dots », Phys. Rev. B, vol. 74, no 24, p. 245315, 2006.

[66] D. G. Deppe, K. Shavritranuruk, G. Ozgur, H. Chen, et S. Freisem, « *Quantum dot laser diode with low threshold and low internal loss* », Electron. Lett., vol. 45, no 1, p. 54, 2009, doi: 10.1049/el:20092873.

[67] P. F. Liao et P. Kelley, « *Quantum well lasers* », Elsevier, 2012.

[68] M. Asada, Y. Miyamoto, et Y. Suematsu, « *Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers* », IEEE J. Quantum Electron., vol. 22, no 9, p. 1915-1921, sept. 1986, doi: 10.1109/JQE.1986.1073149.

[69] K. A. Fedorova, M. A. Cataluna, I. Krestnikov, D. Livshits, et E. U. Rafailov, « *Broadly tunable high-power InAs/GaAs quantum-dot external cavity diode lasers* », Opt. Express, vol. 18, no 18, p. 19438, août 2010, doi: 10.1364/OE.18.019438.

[70] H. Y. Liu et al., « *p-doped 1.3 μ m InAs/GaAs quantum-dot laser with a low threshold current density and high differential efficiency* », Appl. Phys. Lett., vol. 89, no 7, p. 073113, août 2006, doi: 10.1063/1.2336998.

[71] A. Matsumoto, K. Akahane, T. Umezawa, et N. Yamamoto, « *Extremely stable temperature characteristics of 1550-nm band, p-doped, highly stacked quantum-dot laser diodes* », Jpn. J. Appl. Phys., vol. 56, no 4S, p. 04CH07, avr. 2017, doi: 10.7567/JJAP.56.04CH07.

[72] A. Markus, J. X. Chen, C. Paranthoën, A. Fiore, C. Platz, et O. Gauthier-Lafaye, « *Simultaneous two-state lasing in quantum-dot lasers* », Appl. Phys. Lett., vol. 82, no 12, p. 1818-1820, mars 2003, doi: 10.1063/1.1563742.

[73] C. Liu, H. Wang, Q. Meng, B. Gao, et K. S. Ang, « *Modal Gain and Photoluminescence Investigation of Two-State Lasing in GaAs-Based 1.3 μ m InAs/InGaAs Quantum Dot Lasers* », Appl. Phys. Express, vol. 6, no 10, p. 102702, oct. 2013, doi: 10.7567/APEX.6.102702.

[74] D. Arsenijević et al., « *Comparison of dynamic properties of ground- and excited-state emission in p-doped InAs/GaAs quantum-dot lasers* », Appl. Phys. Lett., vol. 104, no 18, p. 181101, mai 2014, doi: 10.1063/1.4875238.

[75] K. Veselinov et al., « *Analysis of the Double Laser Emission Occurring in 1.55- μ m InAs-InP (113)B Quantum-Dot Lasers* », IEEE J. Quantum Electron., vol. 43, no 9, p. 810-816, sept. 2007, doi: 10.1109/JQE.2007.902386.

[76] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, et A. Sakamoto, « *Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum dot lasers* », Physical Review B, vol. 61, no 11, p. 7595, 2000.

[77] J. A. Lott, A. R. Kovsh, N. N. Ledentsov, et D. Bimberg, « *GaAs-Based InAs/InGaAs Quantum Dot Vertical Cavity and Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers Emitting Near 1300 nm* », in 2005 Pacific Rim Conference on Lasers & amp; Electro-Optics, Tokyo, Japan, 2005, p. 160-161. doi:

10.1109/CLEOPR.2005.1569382.

[78] T. D. Germann et al., « *High-power semiconductor disk laser based on InAs/GaAs submonolayer quantum dots* », Appl. Phys. Lett., vol. 92, no 10, p. 101123, mars 2008, doi: 10.1063/1.2898165.

[79] P. J. Schlosser, J. E. Hastie, S. Calvez, A. B. Krysa, et M. D. Dawson, « *InP/AlGaInP quantum dot semiconductor disk lasers for CW TEM₀₀ emission at 716 – 755 nm* », Opt. Express, vol. 17, no 24, p. 21782, nov. 2009, doi: 10.1364/OE.17.021782.

[80] M. Butkus et al., « *High-power quantum-dot-based semiconductor disk laser* », Opt. Lett., vol. 34, no 11, p. 1672-1674, 2009.

[81] A. Albrecht et al., « *Multi-watt 1.25 μm quantum dot VECSEL* », Electron. Lett., vol. 46, no 12, p. 856-857, 2010.

[82] M. Butkus, J. Rautiainen, O. G. Okhotnikov, S. S. Mikhrin, I. L. Krestnikov, et E. U. Rafailov, « *1270 nm quantum dot based semiconductor disk lasers* », in 22nd IEEE International Semiconductor Laser Conference, 2010, p. 71-72. doi: 10.1109/ISLC.2010.5642748.

[83] J. Rautiainen, I. Krestnikov, M. Butkus, E. U. Rafailov, et O. G. Okhotnikov, « *Optically pumped semiconductor quantum dot disk laser operating at 1180 nm* », Opt. Lett., vol. 35, no 5, p. 694, mars 2010, doi: 10.1364/OL.35.000694.

[84] M. Hoffmann et al., « *Femtosecond high-power quantum dot vertical external cavity surface emitting laser* », Opt. Express, vol. 19, no 9, p. 8108-8116, 2011.

[85] T. Schwarzbäck et al., « *High-power InP quantum dot based semiconductor disk laser exceeding 1.3 W* », Appl. Phys. Lett., vol. 102, no 9, p. 092101, mars 2013, doi: 10.1063/1.4793299.

[86] R. Bek, G. Kersteen, H. Kahle, T. Schwarzbäck, M. Jetter, et P. Michler, « *All quantum dot mode-locked semiconductor disk laser emitting at 655 nm* », Appl. Phys. Lett., vol. 105, no 8, p. 082107, août 2014, doi: 10.1063/1.4894182.

[87] D. Al Nakdali et al., « *High-Power Operation of Quantum-Dot Semiconductor Disk Laser at 1180 nm* », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 27, no 10, p. 1128-1131, mai 2015, doi: 10.1109/LPT.2015.2408619.

[88] S. S. Alharthi, E. Clarke, I. D. Henning, et M. J. Adams, « *1305-nm Quantum Dot Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser* », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 27, no 14, p. 1489-1491, juill. 2015, doi: 10.1109/LPT.2015.2426371.

[89] A. Rantamäki et al., « *Quantum dot semiconductor disk laser at 1.3 μm* », Opt. Lett., vol. 40, no 14, p. 3400, juill. 2015, doi: 10.1364/OL.40.003400.

[90] G. Brevalle, « *Etude des boîtes quantiques pour la réalisation d'un laser VECSEL bi-fréquence cohérent* », PhD Thesis, 2019. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2019ISAR0023/document>

[91] K. Nechay et al., « *High-Power 760 nm VECSEL Based on Quantum Dot Gain Mirror* », IEEE J. Quantum Electron., vol. 56, no 4, p. 1-4, août 2020, doi: 10.1109/JQE.2020.2986770.

Chapitre 2 : Constante de couplage de Lamb C dans un laser VECSEL classe A pompé optiquement à base de puits quantiques

Table des matières

1	Introduction	68
2	Modes couplés et conditions de stabilité : constante de couplage de Lamb	69
2.1	Constante de couplage de Lamb	69
2.1.1	Théorie	69
2.1.2	Principe de la mesure.....	75
3	Mesure de la constante de couplage de Lamb C dans une structure à base de puits quantiques : rappels des résultats antérieurs.....	79
3.1	Description de la structure	79
3.1.1	Zone active et microcavité	80
3.1.2	Gestion thermique	80
3.2	Résultats : laser VECSEL pompé optiquement à base de puits quantiques.....	81
3.2.1	Description générale du montage expérimental dédié à la mesure directe de la constante de couplage	81
3.2.2	Séparation spatiale des états propres de polarisation	82
3.2.3	Obtention du fonctionnement bi-fréquence	82
3.2.4	Constante de couplage de Lamb C	84
4	Modèle théorique pour la détermination de la constante de couplage de Lamb C d'un laser dans le cas d'un milieu à base de boîtes quantiques.....	87
4.1	Mécanismes de couplage pris en considération dans le modèle.....	87
4.1.1	Premier mécanisme de couplage : couplage optique direct entre modes	88
4.1.2	Deuxième mécanisme de couplage : couplage électronique entre boîtes quantiques..	89
4.2	Solutions des équations d'évolution à l'état stationnaire	89
4.2.2	Symétrie parfaite entre les deux modes	91
4.3	Résultats du modèle analytique et discussion	92
5	Conclusion	94
6	Références.....	95

1 Introduction

Ce chapitre porte principalement sur la définition et la mesure de la constante de couplage de Lamb C . Dans un premier temps et de façon générale, nous nous intéresserons à étudier analytiquement dans quelles conditions nous avons une stabilité des modes oscillant d'un laser bi-fréquence. Nous verrons ensuite le principe de mesure de la constante de couplage de Lamb C ainsi qu'un montage expérimental qui permet de la mesurer directement en fonction de l'écart de fréquence entre les deux modes dans le cas d'un laser OP-PQs-VECSEL. Nous détaillons les éléments utilisés dans le montage ainsi que l'architecture du VECSEL bi-axe et nous discuterons des avantages qu'il offre. Enfin, à l'aide d'un modèle analytique existant dans la littérature nous étudions le couplage entre modes dans un laser à base de boîtes quantiques.

2 Modes couplés et conditions de stabilité : constante de couplage de Lamb

2.1 Constante de couplage de Lamb

2.1.1 Théorie

2.1.1.1 Deux modes couplés : équations

Pour quantifier la compétition entre deux modes longitudinaux oscillant d'un laser fonctionnant en régime classe A, régime où la durée de vie des photons est plus grande que la durée de vie des charges dans le semiconducteur, nous avons besoin de rappeler les équations d'évolution de chaque mode et de les résoudre à l'état stationnaire [1].

$$\frac{dI_1}{dt} = [\delta_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2] \times I_1 \quad (\text{II.2.1.a})$$

$$\frac{dI_2}{dt} = [\delta_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1] \times I_2 \quad (\text{II.2.1.b})$$

I_1 , I_2 et δ_1 , δ_2 représentent les intensités ainsi que les gains non saturés de chaque mode longitudinal. D'après les équations, l'évolution de l'intensité d'un mode longitudinal dépend de l'intensité de l'autre mode. Les coefficients physiques θ_{12} et θ_{21} qui les couplent caractérisent les effets de saturation croisée. Les coefficients β_1 et β_2 caractérisent l'autosaturation du gain.

Nous cherchons les solutions stationnaires du système (II.2.1), données par :

$$\frac{dI_1}{dt} = 0 \quad (\text{II.2.2.a})$$

$$\frac{dI_2}{dt} = 0 \quad (\text{II.2.2.b})$$

L'équation (II.2.2.a) conduit aux solutions :

$$I_1 = 0 \quad (\text{II.2.3.a}) \quad \text{ou} \quad I_1 = \frac{\delta_1}{\beta_1} - \frac{\theta_{12}}{\beta_1} I_2 \quad (\text{II.2.3.b})$$

L'équation (II.2.2.b) a pour solutions :

$$I_2 = 0 \quad (\text{II.2.4.a}) \quad \text{ou} \quad I_2 = \frac{\delta_2}{\beta_2} - \frac{\theta_{21}}{\beta_2} I_1 \quad (\text{II.2.4.b})$$

Chacune des relations (II.2.3.b) et (II.2.4.b) peut être représentée par une droite dans le plan (I_1, I_2) . La Figure 2-1 (a) montre le cas dans lequel ces droites ne se coupent pas dans le plan des intensités (I_1, I_2) , dans ce cas nous avons deux points O_1 et O_2 représentant les points de fonctionnement en régime permanent monomode potentiels pour le laser.

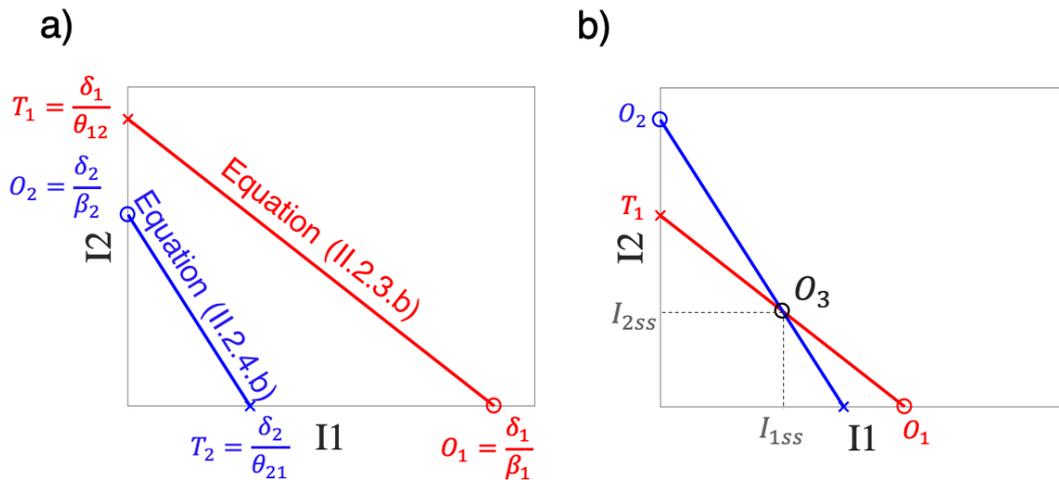


Figure 2-1: Intensité du mode 2 en fonction de l'intensité du mode 1. a) Cas où on a uniquement deux points de fonctionnement potentiels pour le laser. b) Cas où on a un troisième point de fonctionnement potentiel pour le laser.

Dans la situation où les deux droites seraient amenées à présenter un point d'intersection dans le premier quadrant du plan (I_1, I_2) comme l'illustre la Figure 2-1 (b), ce point représentera un troisième point de fonctionnement potentiel pour le laser, que nous appelons O_3 . Les deux modes peuvent osciller simultanément, avec des intensités I_{1ss} et I_{2ss} en régime permanent donnée par :

$$I_{1ss} = \frac{\delta_1}{\beta_1} - \frac{\theta_{12}}{\beta_1} I_{2ss} \tag{II.2.3.c}$$

$$I_{2ss} = \frac{\delta_2}{\beta_2} - \frac{\theta_{21}}{\beta_2} I_{1ss} \tag{II.2.4.c}$$

En remplaçant l'équation (II.2.4.c) dans l'équation (II.2.3.c) et vice-versa, on trouve respectivement les équations (II.2.3.d) et (II.2.4.e) :

$$I_{1ss} = \frac{\delta_1 - \frac{\theta_{12}}{\beta_2} \delta_2}{\beta_1(1-C)} = \frac{\delta_1'}{\beta_1(1-C)} \tag{II.2.3.d}$$

$$I_{2ss} = \frac{\delta_2 - \frac{\theta_{21}}{\beta_1} \delta_1}{\beta_2(1-C)} = \frac{\delta_2'}{\beta_2(1-C)} \tag{II.2.4.e}$$

$$\text{avec : } C = \frac{\theta_{12}}{\beta_1} \times \frac{\theta_{21}}{\beta_2} = K_{12} \times K_{21}$$

δ_1' est le gain que voit le mode 1 au début de l'oscillation en présence du mode 2 oscillant avec l'intensité δ_2/β_2 . δ_2' est le gain que voit le mode 2 au début de l'oscillation en présence du mode 1 oscillant avec l'intensité δ_1/β_1 . C est une constante sans dimension appelée constante de couplage de Lamb [1][2]. K_{12} et K_{21} sont les taux de saturation croisées pour le mode 1 et le mode 2, respectivement.

2.1.1.2 Etude de stabilité des solutions

Dans la suite nous allons voir dans quelles conditions les solutions potentielles O_1 , O_2 et O_3 seront stables. Pour cela nous considérons de petits écarts des intensités autour d'une solution stationnaire puis on cherche les taux de croissance ou de décroissance linéarisés des petites perturbations $i_1(t)$ et $i_2(t)$ autour de chaque point de fonctionnement potentiel en régime permanent. Les intensités I_1 et I_2 deviennent :

$$I_1(t) = I_{1ss} + i_1(t) \quad (\text{II.2.5.a})$$

$$I_2(t) = I_{2ss} + i_2(t) \quad (\text{II.2.5.b})$$

2.1.1.2.1 Un seul mode actif

Traisons le point de fonctionnement monomode O_1 , où le mode 1 oscille seul avec l'intensité I_{1ss} ($I_{2ss} = 0$). Les équations (II.2.5.a) et (II.2.5.b) deviennent :

$$I_1(t) = \frac{\delta_1}{\beta_1} + i_1(t) \quad (\text{II.2.5.c}) \quad I_2(t) = i_2(t) \quad (\text{II.2.5.d})$$

En remplaçant I_1 et I_2 dans l'équation (II.2.1.a) ensuite dans l'équation (II.2.1.b) et en se limitant à un développement d'ordre 1 (détail des calculs est dans l'Annexe A-1 paragraphe 1.1), on trouve respectivement l'équation (II.2.6.a) et l'équation (II.2.6.b) :

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{dI_1}{dt} \approx -\delta_1 i_1(t) - \theta_{12} \frac{\delta_1}{\beta_1} i_2(t) \quad (\text{II.2.6.a})$$

$$\frac{dI_2}{dt} = \frac{dI_2}{dt} \approx \left(\delta_2 - \theta_{21} \frac{\delta_1}{\beta_1} \right) i_2(t) \quad (\text{II.2.6.b})$$

On récrit les équations (II.2.6.a) et (II.2.6.b) sous forme matricielle :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\delta_1 & -\theta_{12} \frac{\delta_1}{\beta_1} \\ 0 & \delta_2 - \theta_{21} \frac{\delta_1}{\beta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II.2.7})$$

On a maintenant un système d'équations différentielles linéaires, dont les solutions sont des exponentielles du temps :

$$\begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = [\lambda]e^{r_1 t} + [\mu]e^{r_2 t} \quad (\text{II.2.8})$$

Les constantes r_1 et r_2 sont solution de l'équation aux valeurs propres :

$$(-\delta_1 - r) \left(\delta_2 - \theta_{21} \frac{\delta_1}{\beta_1} - r \right) = 0 \quad (\text{II.2.9})$$

Dont les solutions sont :

$$r_1 = -\delta_1 \quad (\text{II.2.9.a})$$

$$r_2 = \delta_2 - \theta_{21} \frac{\delta_1}{\beta_1} \quad (\text{II.2.9.b})$$

La solution O_1 est stable si et seulement si r_1 et r_2 sont négatives et donc :

$$T_2 = \frac{\delta_2}{\theta_{21}} < O_1 = \frac{\delta_1}{\beta_1}$$

Ce qui correspond au point de fonctionnement O_1 de la Figure 2-2 (a).

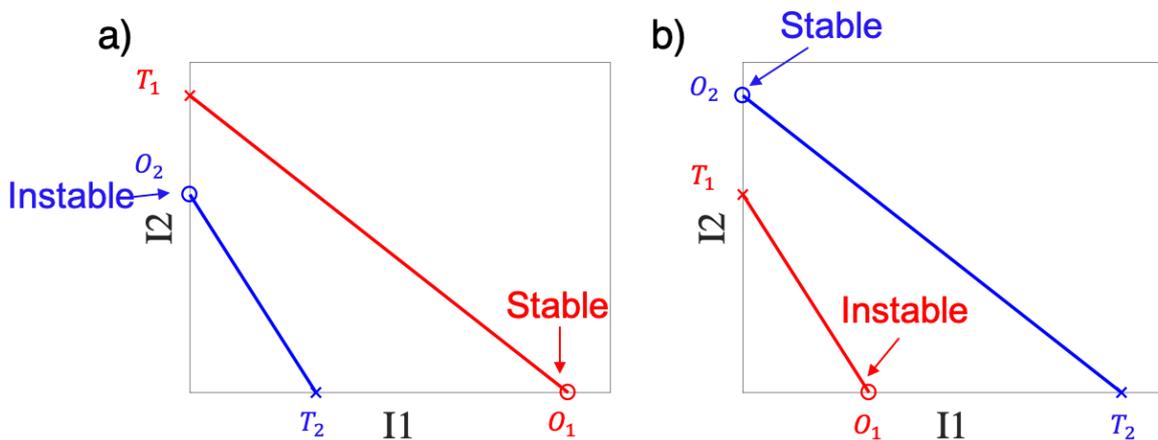


Figure 2-2: Situations où un seul mode à la fois peut être actif. a) Solution O_1 stable et solution O_2 instable. b) Solution O_2 stable et solution O_1 instable.

De la même manière, si à présent on considère le point de fonctionnement monomode O_2 , où le mode 2 oscille seul avec l'intensité I_{2ss} ($I_{1ss} = 0$). Les équations (II.2.5.a) et (II.2.5.b) deviennent :

$$I_1(t) = i_1(t) \quad (\text{II.2.5.e}) \quad I_2(t) = \frac{\delta_2}{\beta_2} + i_2(t) \quad (\text{II.2.5.f})$$

La solution O_2 est stable si et seulement si :

$$T_1 = \frac{\delta_1}{\theta_{12}} < O_2 = \frac{\delta_2}{\beta_2}$$

Ce qui correspond au point de fonctionnement O_2 de la Figure 2-2 (b).

2.1.1.2.2 Fonctionnement bistable et fonctionnement bi-mode

Traisons maintenant la stabilité du point de fonctionnement O_3 . En remplaçant l'équation (II.2.5.a) et l'équation (II.2.5.b) dans l'équation (II.2.1.a) ensuite dans l'équation (II.2.1.b) et en se limitant à un développement d'ordre 1 (détail des calculs est dans l'Annexe A-1 paragraphe 1.2), on trouve respectivement l'équation (II.2.7.a) et l'équation (II.2.7.b) :

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{dI_1}{dt} \approx -\beta_1 I_{1ss} i_1(t) - \theta_{12} I_{1ss} i_2(t) \quad (\text{II.2.7.a})$$

$$\frac{di_2}{dt} = \frac{dI_2}{dt} \approx -\theta_{21} I_{2ss} i_1(t) - \beta_2 I_{2ss} i_2(t) \quad (\text{II.2.7.b})$$

On récrit les équations (II.2.7.a) et (II.2.7.b) sous forme matricielle :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\beta_1 I_{1ss} & -\theta_{12} I_{1ss} \\ -\theta_{21} I_{2ss} & -\beta_2 I_{2ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II.2.10})$$

L'équation caractéristique correspondante s'écrit :

$$r^2 + (\beta_1 I_{1ss} + \beta_2 I_{2ss})r + (\beta_1 \beta_2 - \theta_{12} \theta_{21}) I_{1ss} I_{2ss} = 0 \quad (\text{II.2.11})$$

La résolution de l'équation caractéristique (II.2.11) mène à deux solutions que l'on note H_1 et H_2 (détail des calculs se trouve dans l'Annexe A-1 paragraphe 1.2) :

$$H_1 = -\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{2(1-c)}\right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{1-c}\right)^2 - 4\left(\frac{\delta_1' \delta_2'}{1-c}\right)} \quad (\text{II.2.12})$$

$$H_2 = -\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{2(1-C)}\right) - \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{1-C}\right)^2 - 4\left(\frac{\delta_1' \delta_2'}{1-C}\right)} \quad (\text{II.2.13})$$

Nous avons deux possibilités :

- Lorsque O_1 et O_2 sont stables ($\delta_1 < 0$ et $\delta_2 < 0$ et donc $C > 1$).
- Lorsque O_1 et O_2 sont instables ($\delta_1 > 0$ et $\delta_2 > 0$ et donc $C < 1$).

Dans le cas où les solutions O_1 et O_2 sont stables, les racines de l'équation caractéristique (II.2.11) sont réelles et de signes opposés. La racine positive va donner une exponentielle croissante avec le temps : la solution O_3 est donc instable. Ce régime correspond à un couplage fort entre les modes. La constante de couplage de Lamb C est supérieure à 1 et donc le produit des termes de saturation croisée $\theta_{12}\theta_{21}$ est supérieur au produit des termes d'autosaturation $\beta_1\beta_2$.

Dans le cas où les solutions O_1 et O_2 sont instables, les racines de l'équation caractéristique (II.2.11) sont réelles et négatives : la solution O_3 devient stable. Ce régime correspond à un couplage faible entre les modes. La constante de couplage de Lamb C est inférieure à 1 et donc le produit des termes de saturation croisée $\theta_{12}\theta_{21}$ est inférieur au produit des termes d'autosaturation $\beta_1\beta_2$.

Nous avons illustré sur la Figure 2-3 les deux cas de figure, c.à.d. lorsque O_3 est instable (O_1 et O_2 sont stables) et lorsque O_3 est stable (O_1 et O_2 sont instables).

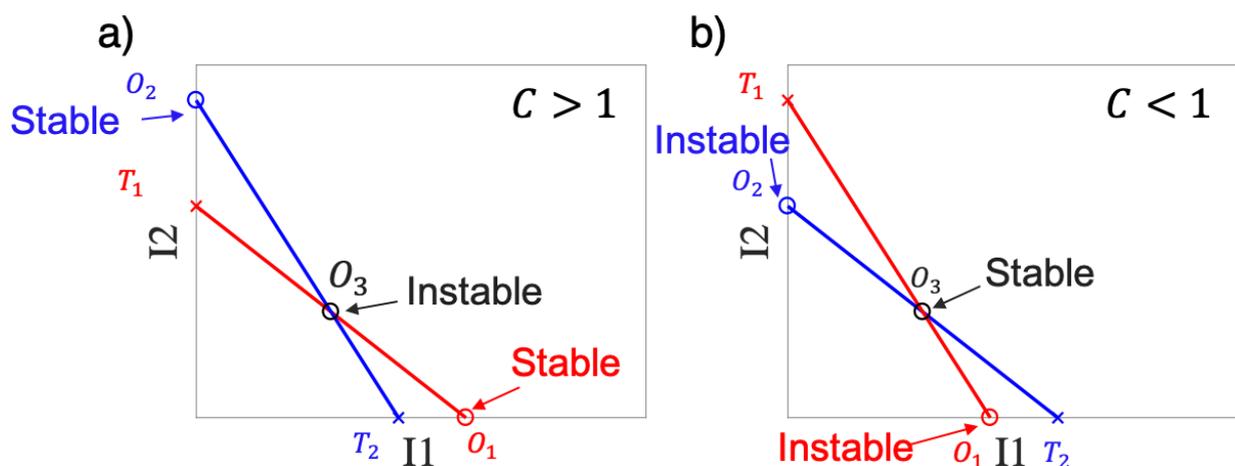


Figure 2-3: a) Fonctionnement bistable : un seul mode actif. b) Deux modes simultanément actifs : fonctionnement bi-mode.

Le couplage entre modes dépend de la nature du milieu à gain. En général dans les lasers à gain homogène deux situations peuvent exister : 1) Compétition entre modes avec un couplage modéré. 2) Couplage fort et donc un fonctionnement bistable.

Dans les lasers à gain inhomogène on peut avoir également deux situations : 1) Compétition entre modes avec un couplage modéré. 2) Fonctionnement bimodal et donc un couplage très faible ($C \ll 1$) à condition que l'écart spectral entre les deux modes soit grand par rapport à la largeur de raie homogène [3].

Les milieux à base de fils ou de boites quantiques présentent généralement un élargissement du gain inhomogène à cause de la variation de taille des boites ou des fils quantiques [4].

2.1.2 Principe de la mesure

Pour connaitre la valeur de la constante de couplage de Lamb C d'un laser bi-fréquence, nous avons besoin de mesurer expérimentalement les coefficients K_{12} et K_{21} introduit précédemment. Pour ce faire, dans un premier temps nous introduisons des pertes supplémentaires sur un des deux modes, ensuite nous observons la réponse des intensités de chaque mode. Le rapport des variations de ces intensités donnera les coefficients K_{12} ou K_{21} . Cela est traduit mathématiquement par :

$$C = K_{12}K_{21} \quad \text{avec} \quad : \quad K_{ij} = -\frac{dS_i}{d\alpha_j} \left(\frac{dS_j}{d\alpha_j} \right)^{-1} \quad (\text{II.2.14})$$

S est le nombre de photon émis et α les pertes optiques vues par chaque mode optique.

La mesure de la constante de couplage de Lamb C peut se faire sur un laser à état de polarisation unique linéaire et bi-fréquence ou sur un laser à deux états de polarisation linéaires orthogonales et monomode longitudinal sur chaque état de polarisation.

Une des méthodes de mesure de la constante de couplage de Lamb C est la méthode par réinjection optique, elle est basée sur l'utilisation d'un miroir de renvoi pour réinjecter dans le laser le mode sur lequel on vise à moduler les pertes [5]. Le miroir de renvoi et le miroir de sortie du laser sont équivalents à un seul miroir de réflectivité équivalente qui dépend des réflectivités des deux miroirs ainsi que de la distance qui

les sépare. La modulation de perte sur le mode visé est ainsi obtenue en modulant la distance entre le miroir de renvoi et le miroir de sortie du laser. Cette méthode était utilisée pour mesurer la constante de couplage de Lamb C sur un microlaser en verre phosphate dopé erbium et ytterbium émettant à la longueur d'onde de télécommunication [5].

Dans le cas d'un laser bi-fréquence bipolarisation, il existe d'autres méthodes pour mesurer la constante de couplage de Lamb C :

- 1) Séparer spatialement les deux polarisations à l'aide de l'insertion d'un cristal biréfringent à l'intérieur de la cavité laser. La séparation spatiale peut se faire sur la zone active ou en dehors de la zone active. La modulation des pertes sur le mode visé est obtenue en insérant des pertes contrôlées à l'aide d'une lame de rasoir montée sur un piézoélectrique [6][7][8].

Il est très important de noter que dans le cas où les deux états de polarisation sont séparés spatialement d'une distance d sur la zone active, on peut connaître indirectement la valeur de la constante de couplage de Lamb C lorsque cette distance est nulle. Pour ce faire, toujours en utilisant cette méthode, on peut réaliser plusieurs mesures expérimentales de C en fonction de différentes valeurs de d ensuite par extrapolation obtenir la valeur de C pour une distance d nulle. Cette méthode indirecte appliquée par Pal et al [6] nécessite que le recouvrement spatial des faisceaux soit parfait du côté du miroir de sortie du laser.

- 2) Mesurer le bruit d'intensité du laser afin de connaître les valeurs des fréquences des oscillations de relaxation ensuite déduire la valeur de la constante de couplage de Lamb C .

Cette méthode était utilisée par Brunel et al [9] et nécessite que le laser fonctionne en régime classe B.

Laser	Zone active	Longueur d'onde	Diamètre du dispositif	Température	Miroir de sortie	Fonctionnement	Régime du laser	Distance de séparation spatiale entre les modes de polarisation dans la zone de gain	Constante de couplage C mesurée expérimentalement	Réf
OP-Nd:YAG	Nd-YAG Cristal grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme	Pompe 808.7 nm	- μm	- °C	T = 1 % R _c = ∞ (L _c = 18.6 cm)	Bi-polarisation : linéaires	Classe B	0 μm	0.16	Brunel 1996
		Laser Nd-YAG 1064 nm				Bi-polarisation : circulaires				
OP-MICROLASER	Er, Yb Verre phosphate dopé erbium et ytterbium	Pompe 975 nm	- μm	15 °C	T = 1 % R _c = ∞ (L _c = 300 μm)	Bi-polarisation : linéaires	Classe B	0 μm	0.95 (Δν = 200 MHz)	Alouini 2000
		Microlaser 1535 nm				Polarisation linéaire unique				
OP-VECSEL	Puits quantiques en InGaAs/GaAsP	Pompe 808 nm	45 μm	- °C	T = 1 % R _c = ∞	Bi-polarisation : linéaires	Classe A	0 μm	0.86 (Δν = 15 GHz)	Brunel 2005
						VECSEL 1000 nm			Bi-fréquence	
		Pompe 980 nm	60 μm	19 °C	T = 0.5 % R _c = ∞ (L _c = 113 mm)	Bi-polarisation : linéaires	Classe A	0 μm	0.64	Pal 2010
						VECSEL 1550 nm			Bi-fréquence	
						100 μm	~0			

Tableau 2-4: Valeurs des constantes de couplages mesurées expérimentalement en utilisant trois types de laser et dans différentes conditions de fonctionnement. Brunel 1996 [8]/ 2005 [9], Alouini 2000 [5], Pal 2010 [6], Brévalle 2019 [7].

Le Tableau 2-4 résume les valeurs des constantes de couplage de Lamb mesurées expérimentalement pour trois types de laser et dans différentes conditions de fonctionnement.

Pour le laser Er, Yb et le laser VECSEL pompés optiquement et lorsque la distance de séparation spatiale entre les modes de polarisation à l'intérieur de la zone de gain est nulle, les valeurs des constantes de couplage sont légèrement inférieures à 1. Ces valeurs élevées obtenues donnent un aperçu physique du fonctionnement mono-fréquence unique de tels lasers.

Pour le laser Nd-YAG pompé optiquement et lorsque les modes de polarisation sont linéaires, la valeur de la constante de couplage C est de 0.16. Cette valeur augmente à 0.4 lorsque les modes de polarisation deviennent circulaires. L'augmentation de couplage entre les modes dans ce cas était attribuée au fait que le phénomène de spatial hole burning (SHB) s'est complètement atténué lorsque les modes de polarisation sont devenus circulaires [8].

3 Mesure de la constante de couplage de Lamb C dans une structure à base de puits quantiques : rappels des résultats antérieurs.

Nous présentons ici les résultats expérimentaux obtenus au sein de l'institut FOTON lors de la thèse de Salvatore Pes [10] et la thèse de Gaëlle Brévalle [11]. Les résultats portent sur la constante de couplage de Lamb d'un laser VECSEL pompé optiquement bipolarisation bi-fréquence à base de puits quantiques sur substrat InP.

3.1 Description de la structure

La structure du $\frac{1}{2}$ -VCSEL en pompage optique réalisée par le laboratoire LPN de l'EPFL est composée principalement d'une zone active à base de puits quantiques AlGaInAs/InP et d'un miroir de Bragg AlGaAs/GaAs de haute réflectivité. La Figure 3-1 montre la structure du miroir à gain en pompage optique émettant à la longueur d'onde de télécommunication. Les deux parties composant la structure n'appartiennent pas à la même filière de matériaux ce qui rend sa fabrication plus complexe.

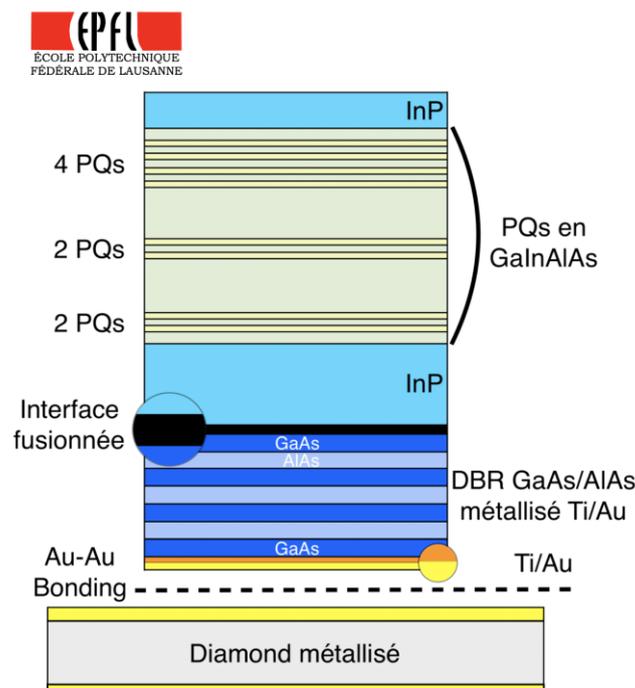


Figure 3-1: Schéma représentatif du miroir à gain en pompage optique à base de puits quantiques émettant à la longueur d'onde de télécommunication.

De ce fait, la fabrication de celle-ci a été réalisée en deux parties : 1) Croissance du miroir de Bragg sur un substrat GaAs dans un premier temps, puis croissance de la zone active sur substrat InP par épitaxie MOVPE. 2) Collage de l'ensemble en utilisant la technique de wafer fusion [12]. Pour atteindre une réflectivité importante sans augmentation des couches semi-conductrices dans le miroir, une couche Au a été déposée sur le miroir de Bragg. Pour que celle-ci tienne bien sur le miroir de Bragg, une couche d'accrochage en Ti est également déposée. Le Ti absorbe la lumière de pompe, il est donc préférable que cette couche soit très fine pour qu'elle n'agisse pas comme une source thermique supplémentaire. A ce stade, le substrat de GaAs est retiré par une gravure chimique sélective, puis l'ensemble de la structure est reporté sur le substrat de diamant par thermocompression des couches Au/Au. Enfin le processus de fabrication se termine par le retrait du substrat d'InP également par gravure chimique sélective.

3.1.1 Zone active et microcavité

La zone active est composée de 8 puits quantiques contraints en compression à 1 % en GaInAlAs distribués en trois groupes 4-2-2. Leur distribution à l'intérieur de la zone active n'est pas uniforme car elle tient compte du profil d'absorption de la pompe [13]. Les couches barrières en InP placées des deux côtés des puits quantiques permettent de confiner les porteurs photogénérés.

La microcavité est formée par le miroir de Bragg et l'interface supérieure de la structure (air/semiconducteur). La réflectivité du miroir de Bragg est supérieure à 99 %, cette valeur est obtenue avec 19.5 paires de couches AlAs/GaAs. La réflectivité à l'interface entre l'air et l'InP est de 27 %. En tenant compte uniquement des pertes introduites par l'interface air/InP et le miroir de Bragg, nous calculons une valeur de finesse de 8.62.

Pour fournir un gain optimal à la microcavité, les puits quantiques sont placés au niveau du maximum du champ optique stationnaire.

3.1.2 Gestion thermique

Un des principaux mécanismes responsables de la génération de la chaleur dans le $\frac{1}{2}$ -VCSEL est la différence d'énergie entre les photons incidents de pompe et les

photons laser émis. Sans un dissipateur thermique, la chaleur reste emmagasinée dans le dispositif et crée des dégâts important.

La configuration utilisée pour dissiper la chaleur du miroir à gain (Figure 3-1) est appelée configuration flip-chip [14][15]. Elle consiste à monter la structure du miroir à gain sur un diamant, utilisant généralement une couche métallique comme le cas de la structure montrée sur la Figure 3-1. Le choix du diamant est justifié par sa conductivité thermique très élevée, elle est de 2000 W/(m.K) à température ambiante soit cinq fois supérieure à la conductivité thermique du cuivre et quarante fois plus grande que celle du GaAs, justifiant ainsi son retrait.

Ce type de structure a déjà été caractérisé en configuration VECSEL. Les puissances optiques atteintes sont supérieures à 0.5 W, attestant d'une efficacité d'émission élevée de ces dispositifs [16].

3.2 Résultats : laser VECSEL pompé optiquement à base de puits quantiques

3.2.1 Description générale du montage expérimental dédié à la mesure directe de la constante de couplage

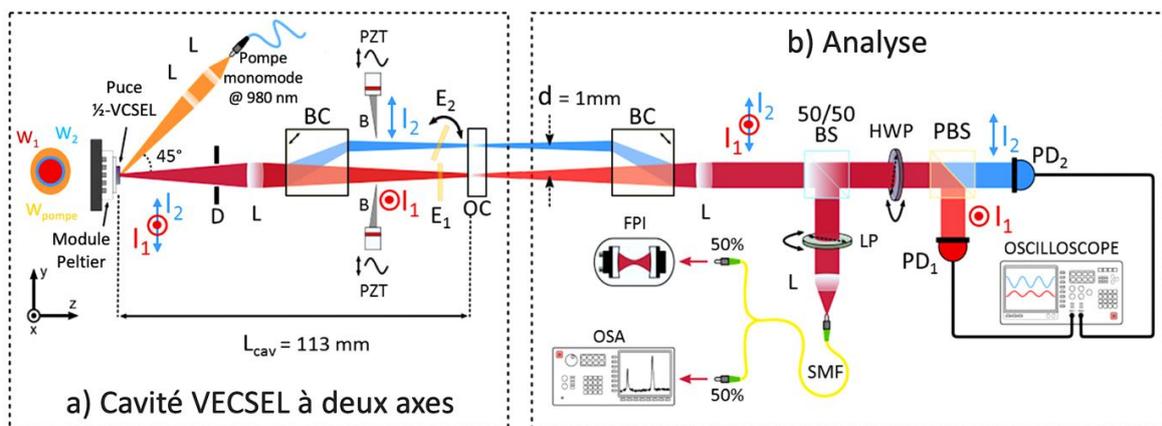


Figure 3-2: Montage expérimental dédié à la mesure de la constante de couplage. a) Cavité VECSEL bi-fréquence à deux axes. b) Système d'analyse. D : diaphragme, L : lentille, BC : cristal biréfringent, PZT : actionneur piézo-électrique, E : étalon, OC : Miroir plan de sortie, L_{cav} : longueur de cavité, BS : diviseur de faisceau, LP : polariseur linéaire, SMF : fibre monomode, FPI : interféromètre de Fabry-Pérot, OSA : analyseur de spectre optique, HWP : lame demi-onde, PBS : séparateur de faisceau polarisé, PD : photodiode. w_1, I_1 : waist et intensité du mode ordinaire. w_2, I_2 : waist et intensité du mode extraordinaire. Montage expérimental conçu lors de la thèse de Salvatore Pes [10] et optimisé et mis en oeuvre lors de la thèse de Gaëlle Brévalle [11].

Le montage dédié à la mesure de la constante de couplage est montré sur la Figure 3-2. La première partie du montage est composée du laser VECSEL bipolarisation bi-fréquence à deux axes et la deuxième partie est composée d'un système d'analyse pour la mesure du spectre d'émission du laser et de la constante de couplage de Lamb C.

La puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL décrite précédemment est asservie en température à l'aide d'un module Peltier. Le laser de pompe est un laser émettant à 980 nm avec un seul état de polarisation linéaire et peut atteindre une puissance de sortie de 1 W.

Le système optique de la pompe est composé d'une fibre monomode PM pour le maintien de la polarisation et de deux lentilles traitées antireflet à la longueur d'onde d'émission 980 nm. La première lentille est une lentille de collimation de focale 6 mm et la deuxième lentille est une lentille de focalisation de focale 5 cm. Le rayon du mode de faisceau de pompe sur la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL ainsi que l'angle d'incidence sont respectivement 30 μm et 45°.

3.2.2 Séparation spatiale des états propres de polarisation

La cavité VECSEL est formée par le miroir de Bragg dans la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL et le miroir diélectrique plan en cavité externe. Une lentille mince biconvexe de focale 2 cm est insérée dans la cavité pour que celle-ci vérifie le critère de condition de stabilité de la cavité plan-plan. Une fois l'oscillation laser obtenue avec deux états de polarisation linéaires orthogonales, un cristal biréfringent YVO_4 est inséré à l'intérieur de la cavité VECSEL pour les séparer spatialement. Comme le montre la Figure 3-2 (a), la séparation des deux modes se fait après la lentille et donc du côté du miroir de sortie du VECSEL. Le premier et le deuxième état de polarisation sont appelés mode ordinaire (rouge) et mode extraordinaire (bleu), respectivement. La séparation spatiale permet de manipuler indépendamment chaque mode ce qui est nécessaire pour le principe de la mesure de la constante de couplage de Lamb C. L'épaisseur du cristal biréfringent YVO_4 est de 1 cm ce qui permet d'avoir une distance de séparation spatiale des deux modes de 1 mm.

3.2.3 Obtention du fonctionnement bi-fréquence

Pour obtenir un fonctionnement bi-fréquence du VECSEL il faut que celui-ci soit bi-mode longitudinal et monomode transverse.

L'insertion du cristal biréfringent n'introduit pas seulement une séparation spatiale des états de polarisation mais également une séparation spectrale, c.à.d. les deux modes de polarisation ne voient pas la même longueur de cavité conduisant à deux fréquences différentes.

Sur chaque mode de polarisation ordinaire et extraordinaire, le laser est multimode longitudinal. Pour obtenir un fonctionnement monomode longitudinal, sur chacun des deux modes de polarisation, un étalon d'épaisseur 100 μm et de finesse égale à 2.46 est inséré.

Pour que le laser oscille en régime monomode transverse, il faut que le waist (rayon) du mode fondamental TEM_{00} du résonateur pour chaque état de polarisation soit égale au waist w_{pompe} du faisceau de pompe de 30 μm .

A la sortie du miroir de la cavité externe les deux modes ordinaire et extraordinaire sont recombinaés à l'aide d'un deuxième cristal YVO_4 identique au premier, ensuite le faisceau laser est collimaté à l'aide d'une lentille de focale de 5 cm (voir Figure 3-2 (b)). Après la lentille de collimation, les mesures optiques du laser sont effectuées.

La Figure 3-3 montre des caractéristiques optiques ainsi que les spectres d'émissions du laser VECSEL en régime multimode et bi-fréquence. Pour une puissance incidente de pompe de 1 W, la puissance émise par le VECSEL en régime multimode et monomode sont 14.7 mW et 4 mW, respectivement. La densité de puissance de seuil est de 7.07 kW/cm² en régime multimode et passe à 7.78 kW/cm² en régime bi-fréquence.

Le spectre d'émission en régime bi-fréquence a été mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre de haute résolution (RBW = 0.04 pm). Les modes ordinaire et extraordinaire ont des longueurs d'ondes de 1536.9 nm et 1538.2 nm, respectivement. Il est noté que l'écart entre les deux longueurs d'onde émises peut varier selon l'angle d'orientation des deux étalons utilisés sur chaque axe du VECSEL, permettant de sélectionner différents modes longitudinaux. L'écart spectral maximal obtenu expérimentalement tout en maintenant l'oscillation bi-fréquence a été de 10.8 nm.

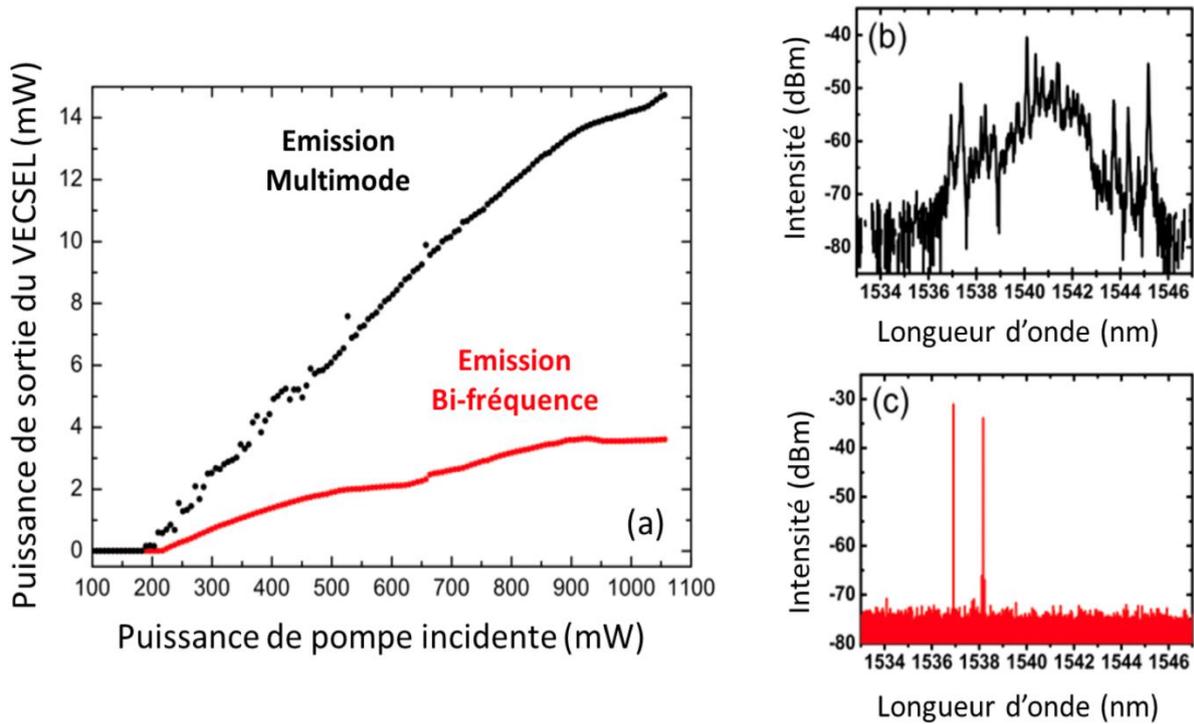


Figure 3-3: a) Caractéristiques optiques du laser en régime multimode et bi-fréquence pour une température de 19 °C. b) et c) Spectres d'émissions du VECSEL en régime multimode et bi-fréquence, respectivement. Le miroir de sortie présente une transmission de 0.5 %. *Figures tirées de la thèse de de Gaëlle Brévalle [11].*

Pour distinguer les deux longueurs d'ondes correspondantes à chaque mode de polarisation, avant l'analyseur de spectre optique, un polariseur linéaire est placé sur le chemin du faisceau laser (voir Figure 3-2 (b)).

3.2.4 Constante de couplage de Lamb C

Pour connaître la valeur de la constante de couplage de Lamb C du laser VECSEL bi-fréquence à base de puits quantiques, nous avons besoin de mesurer expérimentalement les coefficients K_{12} et K_{21} . Pour ce faire, une légère modulation des pertes à l'aide d'une lame de rasoir est appliquée une fois sur le mode ordinaire pour mesurer K_{12} et une fois sur le mode extraordinaire pour mesurer K_{21} . Le produit des coefficients K_{12} et K_{21} donnera la valeur de la constante de couplage de Lamb C.

Deux photodiodes similaires mesurent les intensités des deux modes après leurs séparations à l'aide du séparateur de faisceau polarisé PBS (voir Figure 3-3 (b)). La lame demi-onde sert à aligner les deux états de polarisation avec les axes neutres du séparateur de polarisation.

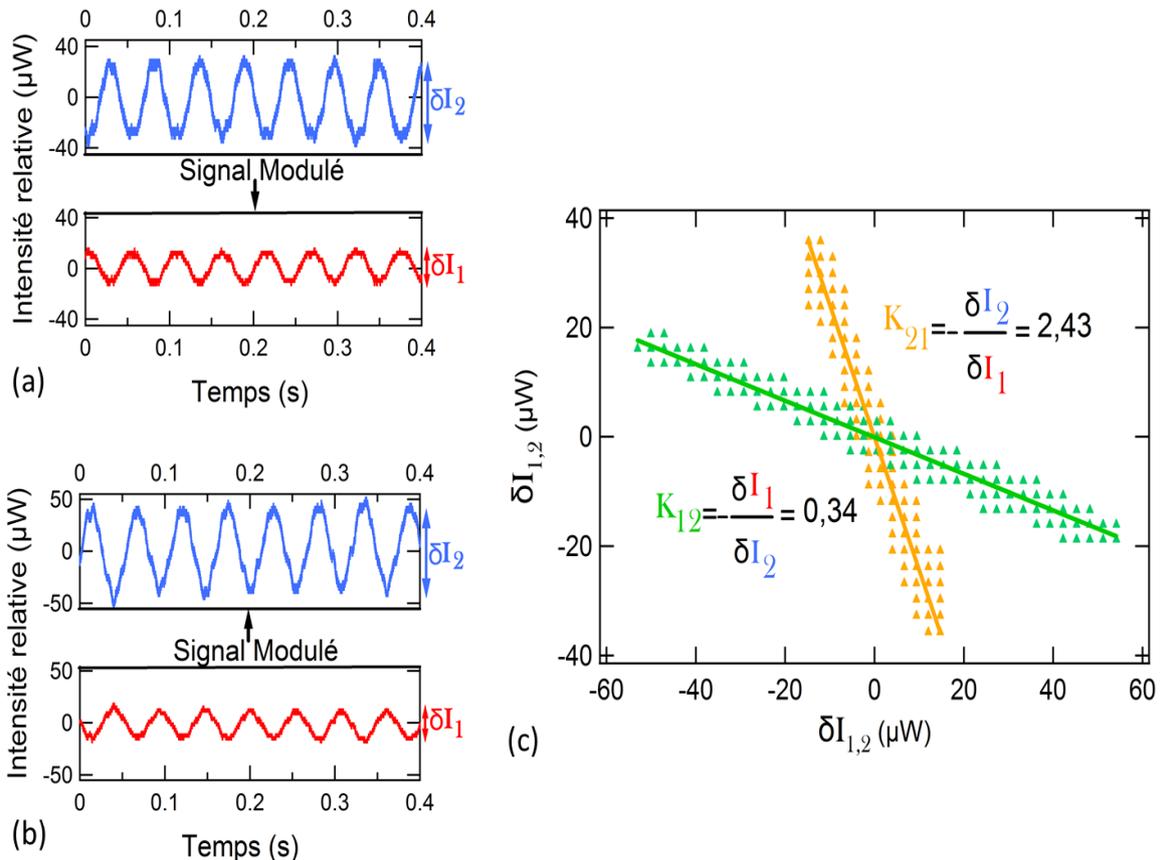


Figure 3-4: Evolution du niveau relatif de I_1 et I_2 observés à l'oscilloscope lorsque la modulation des pertes est appliquée a) sur le mode ordinaire (I_1) et b) sur le mode extraordinaire (I_2), pour un écart spectral de 2 nm. c) Intensité relative du mode modulé indirectement en fonction de l'intensité relative du mode modulé directement. La valeur de chaque pente mène au K respectif. *Figures tirées de la thèse de Gaëlle Brévalle [11].*

Un exemple de mesure des coefficients K_{12} et K_{21} est montré sur la Figure 3-4. Sur la Figure 3-4 (a) et (b) nous avons l'évolution de l'intensité relative du mode extraordinaire lorsque la modulation des pertes est appliquée sur le mode ordinaire et l'évolution de l'intensité relative du mode ordinaire lorsque la modulation des pertes est appliquée sur le mode extraordinaire. Sur la Figure 3-4 (c) nous avons l'intensité relative du mode modulé indirectement en fonction de l'intensité relative du mode modulé directement. Dans ces conditions, le taux de pompage r est de 4.1 et l'écart spectral entre le mode ordinaire et le mode extraordinaire est de 2 nm. La constante de couplage de Lamb C est égale à 0.83.

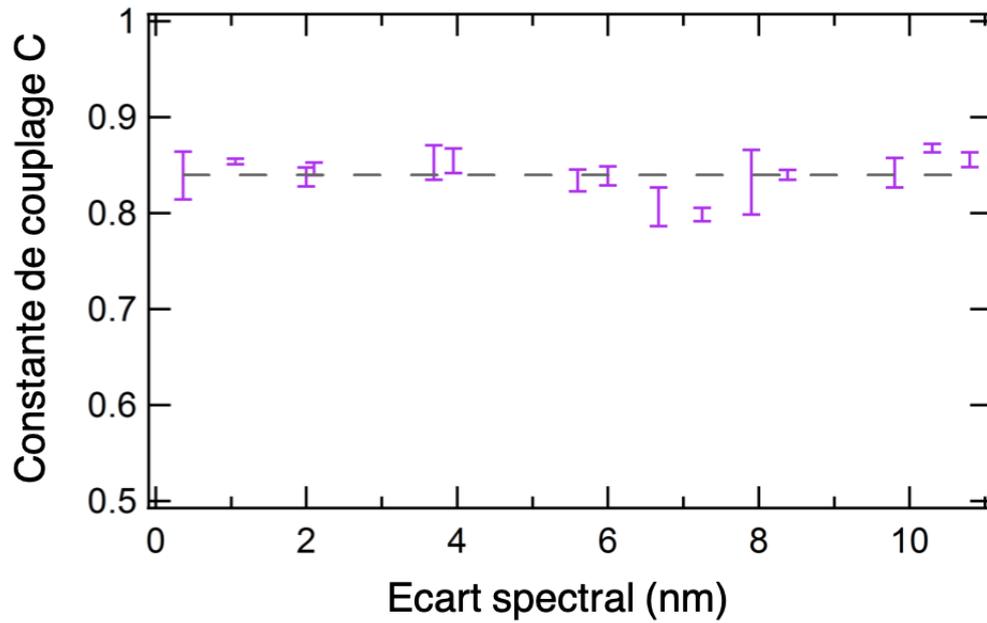


Figure 3-5: Constante de couplage de Lamb C en fonction de l'écart spectral. Les barres d'erreur représentent l'écart type de toutes les valeurs mesurées pour l'écart spectral correspondant. La ligne pointillée grise correspond à $C = 0.84$ [7].

La Figure 3-5 montre la constante de couplage de Lamb C en fonction de l'écart spectral. La valeur de la constante de couplage de Lamb C est constante quel que soit l'écart spectral entre les modes.

4 Modèle théorique pour la détermination de la constante de couplage de Lamb C d'un laser dans le cas d'un milieu à base de boîtes quantiques.

Nous présentons ici en détail le modèle de Chusseau et al ainsi que les résultats analytiques obtenus concernant la constante de couplage de Lamb C d'un laser à base de boîtes quantiques.

4.1 Mécanismes de couplage pris en considération dans le modèle

Chusseau et al [17][18] ont modélisé la constante de couplage de Lamb C d'un laser à base de boîtes quantiques. La constante de couplage a ainsi pu être estimée en fonction de plusieurs paramètres importants que nous allons introduire et définir au fur et à mesure.

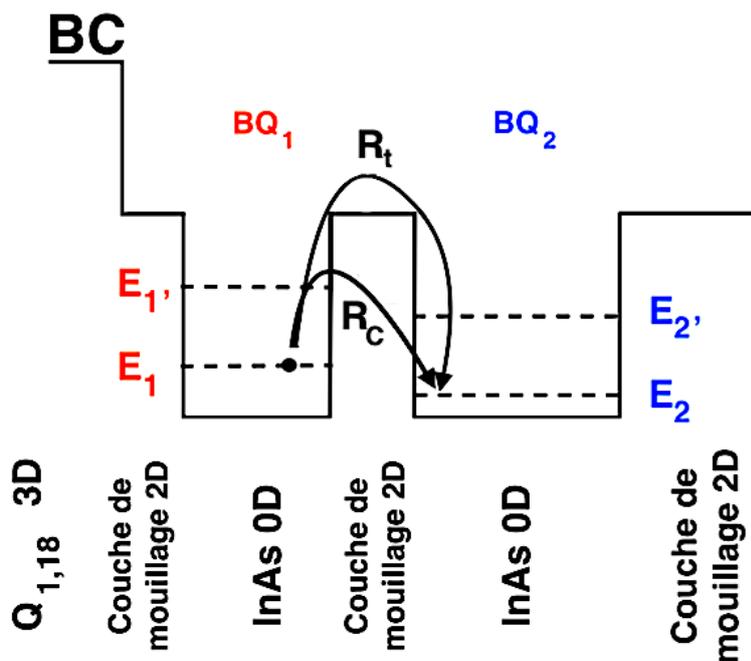


Figure 4-1: Représentation schématisée du diagramme en énergie de la bande de conduction BC pour deux boîtes quantiques adjacentes couplées appartenant à deux familles différentes notés 1 et 2.

Pour décrire le modèle, nous présentons sur la Figure 4-1 le diagramme en énergie de la bande de conduction BC pour deux boîtes quantiques adjacentes couplées de tailles différentes. Du fait de la différence de taille, chaque boîte émet à sa propre fréquence et l'écart entre les fréquences est noté f .

4.1.1 Premier mécanisme de couplage : couplage optique direct entre modes

Pour quantifier le couplage optique direct entre les deux modes émis par deux familles de boîtes quantiques, Chusseau et al [17] ont introduit un paramètre de couplage optique noté ε qui dépend de la largeur de raie homogène γ du milieu à gain et de l'écart de fréquence f entre les modes optiques. La fonction qui relie l'ensemble de ces paramètres est une fonction Lorentzienne et s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{1}{1+4\left(\frac{hf}{\gamma}\right)^2} = \frac{1}{1+4\mathcal{F}^2} \quad ; \quad 0 \leq \varepsilon \leq 1 \quad (\text{II.4.1})$$

avec h la constante de Planck et \mathcal{F} la fréquence normalisée.

Lorsque la famille 1 de boîtes en résonance avec le mode 1 fournit un gain g pour le mode 1, elle fournit également un gain εg pour le mode 2. La Figure 4-2 ci-dessous représente ε en fonction de l'écart de fréquence f pour différentes valeurs de largeur de raie homogène (ordre de grandeur correspondant à ce que l'on peut s'attendre avec les boîtes quantiques à température ambiante [19][20]).

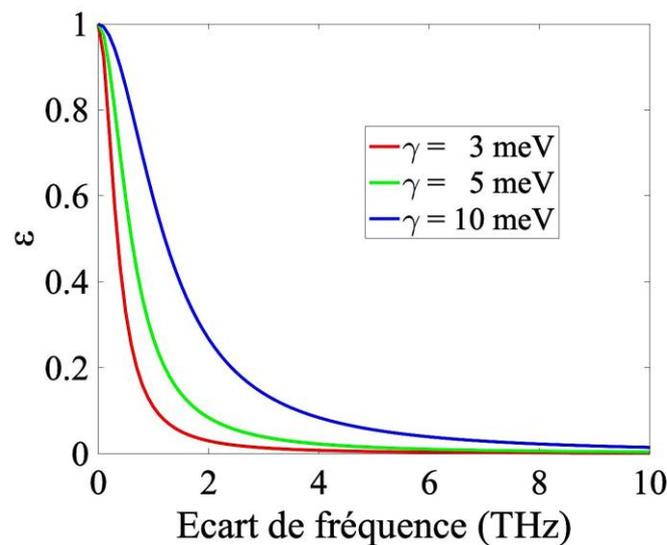


Figure 4-2: Paramètre de couplage optique direct ε en fonction de l'écart de fréquence f pour différentes valeurs de largeur de raie homogène (3, 5, 10 meV).

Le couplage optique direct diminue lorsque l'écart de fréquence entre les modes augmente par rapport à la largeur de raie homogène du milieu. On note aussi que plus

la largeur de raie homogène est faible, plus on peut atteindre des fréquences de battements petites avec un couplage faible.

4.1.2 Deuxième mécanisme de couplage : couplage électronique entre boîtes quantiques

Dans ce modèle, Chusseau et al [17] ont pris en considération deux processus électroniques qui sont responsables de la redistribution des porteurs entre les boîtes quantiques (voir Figure 4-1). Les processus sont : 1) Processus noté R_t : un électron du niveau fondamental de la boîte appartenant à la famille 1 est excité vers un niveau très supérieur et ensuite passe à la boîte appartenant à la famille 2 (par effet thermoélectrique). 2) Processus noté R_c : un électron du niveau fondamental de la boîte appartenant à la famille 1 est excité vers un niveau supérieur et ensuite passe à la boîte appartenant à la famille 2 à travers la couche de mouillage par effet tunnel. Le taux d'échange des états excités entre les deux familles de boîtes quantiques résultant de ces deux processus est noté k .

Lorsqu'il s'agit de boîtes quantiques couplées (densité élevée de boîtes quantiques), à très basse température, la redistribution des porteurs via le processus R_c est la plus probable car ce processus nécessite moins d'énergie thermique que le processus R_t [21]. Toutefois, à température ambiante, ces deux processus sont actifs.

4.2 Solutions des équations d'évolution à l'état stationnaire

Ici nous allons réécrire les équations d'évolution en prenant en compte les deux mécanismes de couplages cités auparavant et nous allons les résoudre à l'état stationnaire. Leur résolution permet de trouver la solution stationnaire du nombre de boîtes quantiques à l'état excités ainsi que la solution stationnaire du nombre de photons de chaque mode optique. Finalement, à l'aide de l'équation (II.2.14) introduite précédemment, nous allons définir l'équation analytique de la constante de couplage de Lamb C d'un laser à base de boîtes quantiques.

4.2.1.1 Equations d'évolution

En partant des équations à taux de population des lasers à semiconducteur [22] et des lasers à base de boîtes quantiques [23], il est possible de construire un système d'équation de population pour un laser à base de boîtes quantiques bi-mode loin du seuil [24] :

$$\frac{dN_1}{dt} = \kappa_1 + k_1 N_2 P_1 - k_2 N_1 P_2 - \xi_1 N_1 - A_1 (N_1 - P_1) (S_1 + \varepsilon S_2) \quad (\text{II.4.2.a})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \kappa_2 + k_2 N_1 P_2 - k_1 N_2 P_1 - \xi_2 N_2 - A_2 (N_2 - P_2) (S_2 + \varepsilon S_1) \quad (\text{II.4.2.b})$$

$$\frac{dS_1}{dt} = -\alpha_1 S_1 + (A_1 (N_1 - P_1) + \varepsilon A_2 (N_2 - P_2)) S_1 \quad (\text{II.4.3.a'})$$

$$\frac{dS_2}{dt} = -\alpha_2 S_2 + (A_2 (N_2 - P_2) + \varepsilon A_1 (N_1 - P_1)) S_2 \quad (\text{II.4.3.b'})$$

Avec N_i le nombre de boites quantiques à l'état excité en résonance avec le mode i , P_i le nombre de boites à l'état non excité en résonance avec le mode i , S_i le nombre de photons émis du mode i , κ_i représente le pompage pour chaque famille de boites quantiques. A_i , ξ_i et α_i sont respectivement le gain modal, le taux de fuite des porteurs par recombinaison spontanée et les pertes optiques linéaires pour le mode i .

On note que les pertes optiques α_i et le taux de fuite des porteurs par émission spontanée ξ_i sont respectivement inversement proportionnels à la durée de vie des photons et à la durée de vie des porteurs à l'état excité.

Le mécanisme de couplage électronique est pris en considération dans les équations d'évolution du nombre de boites quantiques à l'états excités par les termes suivants $k_1 N_2 P_1$ et $k_2 N_1 P_2$. La signification du terme $k_1 N_2 P_1$ dans l'équation (II.4.2.a) est : le nombre de boites quantiques en résonance avec le mode 1 à l'état excité augmente si nous avons une transition (majoritairement par effet tunnel à très basse température) d'un porteur se trouvant à l'état excité d'une boite en résonance avec le mode 2 vers une boite non excitée en résonance avec le mode 1. La signification du terme $k_2 N_1 P_2$ dans l'équation (II.4.2.a) est : le nombre de boites quantiques en résonance avec le mode 1 à l'état excité diminue si nous avons une transition (majoritairement par effet tunnel à très basse température) d'un porteur se trouvant à l'état excité d'une boite en résonance avec le mode 1 vers une boite non excitée en résonance avec le mode 2.

Le couplage optique direct est pris en considérations dans les quatre équations d'évolution. Lorsque les paramètres ε et k_i sont nuls, les équations se simplifient pour représenter soit le cas d'un laser bi-mode pour lequel les modes optiques sont parfaitement indépendants ou soit le cas de deux lasers monomodes.

4.2.2 Symétrie parfaite entre les deux modes

Afin d'analyser le système d'équations (II.4.2, II.4.3), nous considérons que le mode 1 et 2 ont des intensités similaires. Les paramètres matériau et optiques pour les deux modes ont été choisis pour qu'ils soient identiques. Cela donne $k_i = k$, $\kappa_i = \kappa/2$, $A_i = A$, $B_i = N_i + P_i = B$ et $\xi = \xi_i$. Les pertes optiques de la cavité, α_i , restent différentes car comme le montre l'équation (II.2.14), leurs variations va servir à déterminer les coefficients K_{12} et K_{21} et donc la constante de couplage de Lamb C .

4.2.2.1 Détermination du nombre de boîtes quantiques à l'état excité : N_i

Pour trouver le nombre de boîtes quantiques à l'état excité, il faut résoudre le système d'équation (II.4.3) à l'état stationnaire. Après quelques manipulations et simplification des calculs (voir Annexe A-2 paragraphe 2.1), nous trouvons la solution stationnaire du nombre de boîtes quantiques à l'état excité :

$$N_1 = \frac{\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2}{2A(1 - \varepsilon^2)} + \frac{B}{2} \quad (\text{II.4.5.c}')$$

$$N_2 = \frac{\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1}{2A(1 - \varepsilon^2)} + \frac{B}{2} \quad (\text{II.4.6.c}')$$

N_1 et N_2 vont servir dans la suite pour la détermination de S_1 et S_2 .

4.2.2.2 Détermination du nombre de photons pour chaque mode : S_i

On cherche les solutions stationnaires du système d'équation (II.4.2) afin de déterminer le nombre de photons pour chaque mode. Après quelques manipulations et simplification des calculs (voir Annexe A-2 paragraphe 2.2), nous trouvons la solution stationnaire du nombre de photons :

$$S_1 = \left(\frac{1}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} - \frac{\varepsilon}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} \right) \left[\frac{\kappa - \xi B}{2} \right] - \left(\frac{1}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} + \frac{\varepsilon}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} \right) \left[kB \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2A(1 - \varepsilon)} \right) \right] - \frac{\xi}{2A(1 + \varepsilon)} \quad (\text{II.4.4.b})$$

$$S_2 = \left(\frac{1}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} - \frac{\varepsilon}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} \right) \left[\frac{\kappa - \xi B}{2} \right] - \left(\frac{1}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} + \frac{\varepsilon}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} \right) \left[kB \left(\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2A(1 - \varepsilon)} \right) \right] - \frac{\xi}{2A(1 + \varepsilon)} \quad (\text{II.4.4.c})$$

On note que lorsque les pertes optiques vues par chaque mode sont identiques, les équations (II.4.4.b) et (II.4.4.c) deviennent complètement symétriques :

$$S_1 = S_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\kappa - \xi B}{\alpha} - \frac{\xi}{2A(1 + \varepsilon)} \right] \quad (\text{II.4.5.c})$$

Au seuil laser ($S_1 = S_2 = 0$) on trouve :

$$\kappa_{th} = \frac{\alpha\xi}{A(1+\varepsilon)} + \xi B \quad (II.4.6)$$

4.2.2.3 Constante de couplage de Lamb C dans un laser à base de boîtes quantiques

L'équation analytique de la constante de couplage va être déterminée en utilisant les équations générales de S_1 (II.4.4.b) et S_2 (II.4.4.c) ainsi que l'équation (II.2.14) défini dans le début de ce chapitre. Après quelques manipulations et simplification des calculs (voir Annexe A-2 paragraphe 2.3), nous trouvons l'équation analytique de la constante de couplage de Lamb C :

$$C = \left[\frac{1 - \left(\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}\right)^2 \left(\frac{a}{2+a}\right)}{1 + \left(\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}\right)^2 \left(\frac{a}{2+a}\right)} \right]^2 \quad (II.4.7)$$

avec :

$$a = \frac{g_0}{\alpha} \times \frac{\xi}{kB} \quad (II.4.8)$$

On note que g_0 est le gain non-saturé.

L'équation analytique de la constante de couplage de Lamb C fait apparaître les paramètres qui sont liés au matériau et au design du laser ainsi qu'au mécanisme de couplage optique direct.

4.3 Résultats du modèle analytique et discussion

Au-dessus du seuil laser ($a > 0$) et sachant que $0 \leq \varepsilon \leq 1$, la constante de couplage de Lamb C est toujours inférieure ou égale à 1. On en déduit que l'émission bi-mode est théoriquement tout le temps possible dans le cas des boîtes quantiques. La Figure 4-3 montre la constante de couplage de Lamb C en fonction de la fréquence normalisée \mathfrak{J} pour différentes valeurs de a . Pour obtenir une oscillation simultanée des deux modes optiques avec une constante de couplage C faible, il faut que le paramètre a et la fréquence normalisée \mathfrak{J} soient largement supérieurs à 0 (contribution très faible des deux mécanismes de couplage).

Lorsque les pertes optiques sont négligeables, le paramètre a devient très élevé ($a \gg 0$), l'équation analytique de la constante de couplage de Lamb C se simplifie et devient :

$$C = \left(\frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon^2} \right)^2 \quad (\text{II.4.9})$$

On voit d'après l'équation (II.4.9) que C dépend alors uniquement du couplage optique direct entre les modes optiques.

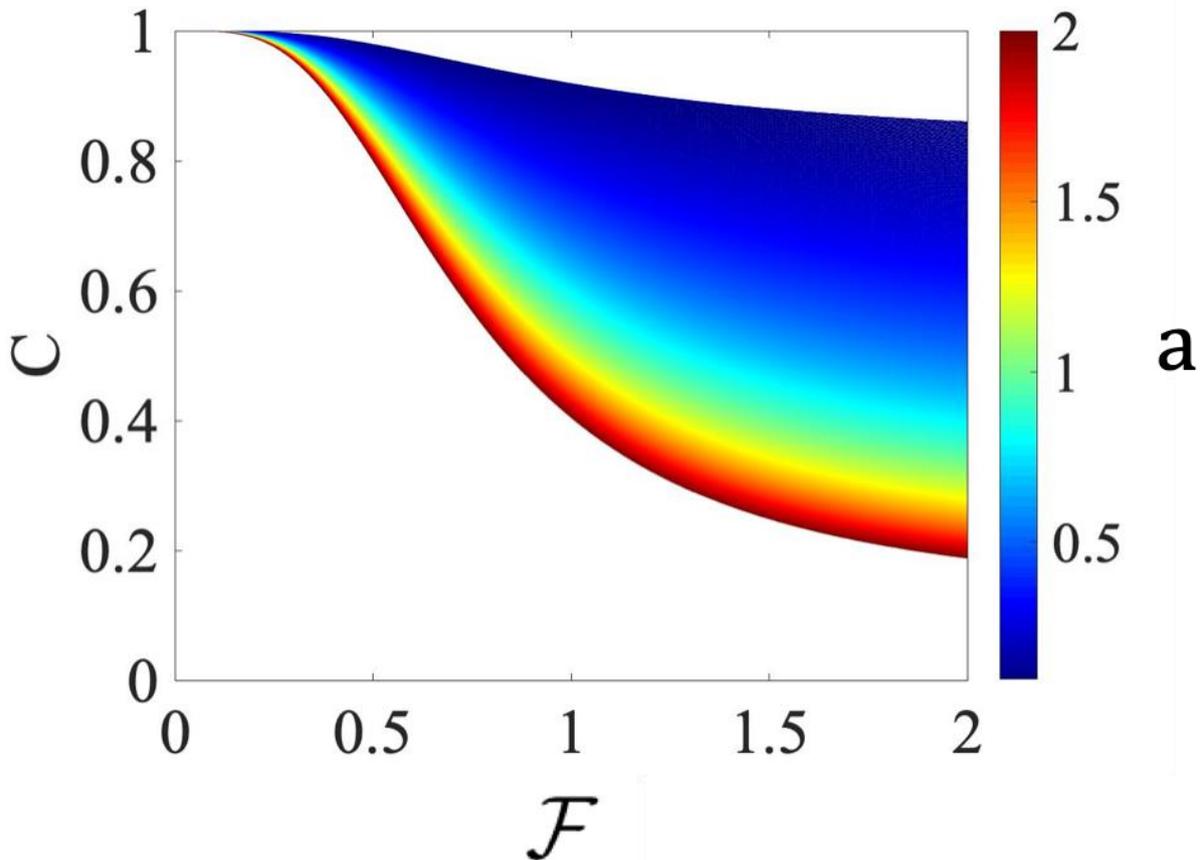


Figure 4-3: Constante de couplage C calculée en fonction de la fréquence normalisée pour différentes valeurs du paramètre a .

La largeur de raie homogène des boîtes quantiques augmente linéairement en fonction du pompage en raison de l'élargissement Auger [25]. Expérimentalement, pour obtenir une constante de couplage de Lamb C faible, il faut que l'écart de fréquence entre les modes optiques soit suffisamment grand pour compenser l'augmentation de la largeur de raie homogène du milieu actif induite par le pompage.

5 Conclusion

De façon générale, nous avons étudié théoriquement la stabilité des modes d'un laser bi-fréquence. Le paramètre important qui permet de quantifier le couplage entre modes dans un laser bi-fréquence est la constante de couplage de Lamb C . Nous avons distingué deux cas : 1) cas d'un couplage faible et donc une oscillation bi-fréquence stable ($C < 1$). 2) Cas d'un couplage fort ($C > 1$) et donc un fonctionnement bistable.

Nous avons introduit et défini le montage expérimental dédié à la mesure de la constante de couplage de Lamb C sur un laser VECSEL pompé optiquement à base de puits quantiques sur substrat InP. Les avantages du laser VECSEL bi-axe sont : 1) La séparation spatiale des états de polarisation ordinaire et extraordinaire se fait loin de la zone active, ce qui permet de faire une mesure expérimentale directe de la constante de couplage de Lamb C . 2) Il offre la flexibilité d'insérer des étalons sur chaque axe ce qui permet une accordabilité des deux longueurs d'ondes et donc d'évaluer la constante de couplage de Lamb C en fonction de l'écart entre les deux longueurs d'ondes émises.

La constante de couplage de Lamb C mesurée dans le cas du laser OP-VECSEL à base de puits quantiques est constante en fonction de l'écart spectrale. La valeur moyenne de C est de 0.84, cette valeur n'est pas suffisamment faible pour assurer une oscillation bi-fréquence robuste.

Nous avons vu que le modèle analytique de Chusseau et al est basé sur deux mécanismes de couplage importants : 1) le couplage optique directe (couplage par la largeur de raie homogène) entre les modes émis du laser. 2) Couplage électronique. Une faible contribution de ces deux mécanismes implique l'obtention d'une faible constante de couplage de Lamb C .

6 Références

- [1] M. Sargent, M. O. Scully, et W. E. Lamb, « *Laser physics* », 6. print. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1993.
- [2] W. E. Lamb, « *Theory of an Optical Maser* », *Phys. Rev.*, vol. 134, n° 6A, p. A1429-A1450, juin 1964, doi: 10.1103/PhysRev.134.A1429.
- [3] A. E. Siegman, « *Lasers* », Mill Valley (California): University Science Books, 1986. [En ligne]. Disponible sur: <https://books.google.fr/books?id=1BZVwUZLTkAC>
- [4] L. V. Asryan et R. A. Suris, « *Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser* », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 11, n° 4, p. 554-567, avr. 1996, doi: 10.1088/0268-1242/11/4/017.
- [5] M. Alouini, F. Bretenaker, M. Brunel, A. Le Floch, M. Vallet, et P. Thony, « *Existence of two coupling constants in microchip lasers* », *Opt. Lett.*, vol. 25, n° 12, p. 896, juin 2000, doi: 10.1364/OL.25.000896.
- [6] V. Pal et al., « *Measurement of the coupling constant in a two-frequency VECSEL* », *Opt. Express*, vol. 18, n° 5, p. 5008, mars 2010, doi: 10.1364/OE.18.005008.
- [7] G. Brévalle et al., « *Direct measurement of the spectral dependence of Lamb coupling constant in a dual frequency quantum well-based VECSEL* », *Opt. Express*, vol. 27, n° 15, p. 21083, juill. 2019, doi: 10.1364/OE.27.021083.
- [8] M. Brunel, M. Vallet, A. Le Floch, et F. Bretenaker, « *Differential measurement of the coupling constant between laser eigenstates* », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, n° 16, p. 2070-2072, 1997.
- [9] M. Brunel, A. Amon, et M. Vallet, « *Dual-polarization microchip laser at 1.53 μm* », *Opt. Lett.*, vol. 30, n° 18, p. 2418, sept. 2005, doi: 10.1364/OL.30.002418.
- [10] S. Pes, « *Nanostructures-based 1.55 μm -emitting Vertical-(External)-Cavity Surface-Emitting Lasers for microwave photonics and coherent communications* », 2019.
- [11] G. Brevalle, « *Etude des boîtes quantiques pour la réalisation d'un laser VECSEL bi-fréquence cohérent* », PhD Thesis, 2019. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2019ISAR0023/document>
- [12] A. Sirbu, V. Iakovlev, A. Mereuta, A. Caliman, G. Suruceanu, et E. Kapon, « *Wafer-fused heterostructures: application to vertical cavity surface-emitting lasers emitting in the 1310 nm band* », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 26, n° 1, p. 014016, janv. 2011, doi: 10.1088/0268-1242/26/1/014016.
- [13] A. Sirbu et al., « *High performance wafer-fused semiconductor disk lasers emitting in the 1300 nm waveband* », *Opt. Express*, vol. 22, n° 24, p. 29398, déc. 2014, doi: 10.1364/OE.22.029398.

- [14] M. Herper, A. Lee, J. Kolb, S. Gronenborn, H. Moench, et P. Loosen, « *VCSEL pumped VECSEL concept with compact design* », *Electron. Lett.*, vol. 55, n° 12, p. 705-707, juin 2019, doi: 10.1049/el.2019.0574.
- [15] A. Mereuta et al., « *Flip-Chip Wafer-Fused OP-VECSELs Emitting 3.65 W at the 1.55- μ m Waveband* », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 25, n° 6, p. 1-5, nov. 2019, doi: 10.1109/JSTQE.2019.2922819.
- [16] Z. Zhao et al., « *Cost-Effective Thermally-Managed 1.55- μ m VECSEL With Hybrid Mirror on Copper Substrate* », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, n° 5, p. 643-650, mai 2012, doi: 10.1109/JQE.2012.2189371.
- [17] L. Chusseau, A. Vallet, M. Perrin, C. Paranthoën, et M. Alouini, « *Lamb mode-coupling constant in quantum-dot semiconductor lasers* », *Phys. Rev. B*, vol. 98, n° 15, p. 155306, oct. 2018, doi: 10.1103/PhysRevB.98.155306.
- [18] A. Vallet, « *Modélisation Markovienne de lasers multimodes à semiconducteurs* », PhD Thesis, 2019. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2019MONT029/document>
- [19] P. Borri et al., « *Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots* », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, n° 15, p. 157401, sept. 2001, doi: 10.1103/PhysRevLett.87.157401.
- [20] M. Bayer et A. Forchel, « *Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in In_{0.60}Ga_{0.40}As / GaAs self-assembled quantum dots* », *Phys. Rev. B*, vol. 65, n° 4, p. 041308, janv. 2002, doi: 10.1103/PhysRevB.65.041308.
- [21] C. Cornet et al., « *Increase of charge-carrier redistribution efficiency in a laterally organized superlattice of coupled quantum dots* », *Phys. Rev. B*, vol. 74, n° 24, p. 245315, 2006.
- [22] M. Ahmed, « *Numerical characterization of intensity and frequency fluctuations associated with mode hopping and single-mode jittering in semiconductor lasers* », *Phys. Nonlinear Phenom.*, vol. 176, n° 3-4, p. 212-236, mars 2003, doi: 10.1016/S0167-2789(02)00746-7.
- [23] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, et A. Sakamoto, « *Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum dot lasers* », *Phys. Rev. B*, vol. 61, n° 11, p. 7595, 2000.
- [24] L. Chusseau, F. Philippe, P. Viktorovitch, et X. Letartre, « *Mode competition in a dual-mode quantum-dot semiconductor microlaser* », *Phys. Rev. A*, vol. 88, n° 1, p. 015803, juill. 2013, doi: 10.1103/PhysRevA.88.015803.
- [25] H. H. Nilsson, J.-Z. Zhang, et I. Galbraith, « *Homogeneous broadening in quantum dots due to Auger scattering with wetting layer carriers* », *Phys. Rev. B*, vol. 72, n° 20, p. 205331, nov. 2005, doi: 10.1103/PhysRevB.72.205331.

Chapitre 3 : Vers une mesure directe de la constante de couplage de Lamb dans un VECSEL classe A à base de boîtes quantiques

Table des matières

1	Introduction	100
2	Mesure de la constante de couplage de Lamb C dans un laser VECSEL pompé optiquement à base de boîtes quantiques : OP-BQs-VECSEL	101
2.1	Structure du miroir à gain	101
2.2	Caractérisations préliminaires de la puce laser dans une cavité VECSEL hémisphérique 107	
2.2.1	Montage expérimental et caractéristiques du laser de pompe à fibre monomode.....	107
2.2.2	Caractéristiques optiques du VECSEL à base de boîtes quantiques	108
2.2.3	Deux états de polarisation linéaires orthogonales	111
2.3	Etape préliminaire à la mesure de la constante de couplage de Lamb C : caractérisations du VECSEL à base de boîtes quantiques en configuration plan-lentille-plan.....	115
2.3.1	Motivations de cette étape préliminaire	115
2.3.2	Bilan des mesures.....	117
2.4	Estimation des pertes introduites par les différents éléments intracavité et estimation des puissances nécessaires pour la mesure de la constante de couplage de Lamb C	119
2.4.1	Description du modèle : Equations d'évolution.....	119
2.4.2	Résultat : Estimation des pertes introduites par les éléments intracavité.....	120
2.4.3	Evaluation de la puissance de pompe nécessaire pour mesurer la constante de couplage	122
2.5	Adaptation du nouveau système de pompage optique pour le VECSEL	124
2.5.1	Caractéristiques de la pompe multimode « L8W ».....	124
2.5.2	Caractéristiques de la pompe multimode « L15W ».....	125
2.5.3	Caractéristiques optiques du VECSEL en cavité plan-lentille-plan.....	126
2.6	Perspectives	133
3	Conclusion	134
4	Références.....	136

1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les avancements et les résultats expérimentaux obtenus avec le laser VECSEL pompé optiquement intégrant une zone active à base de boîtes quantiques InAs sur substrat InP. Le but principal de notre étude est de faire une mesure de la constante de couplage de Lamb C dans ces boîtes quantiques en utilisant le montage expérimental décrit dans le chapitre 2. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la structure du miroir à gain à base de boîtes quantiques pour décrire son fonctionnement et nous présenterons les résultats obtenus à l'université de Tampere démontrant une première oscillation laser avec une structure à base de boîtes quantiques sur substrat InP intégrée en cavité VECSEL. Nous présenterons ensuite les résultats des caractérisations de la puce à boîtes quantiques intégrée en cavité hémisphérique et en cavité dédiée à la mesure de la constante de couplage de Lamb C . Nous évoquerons les problèmes rencontrés ainsi que les solutions choisies pour palier à ces problèmes. Enfin, nous parlerons des perspectives envisagées pour la suite de ce travail en s'appuyant sur nos résultats expérimentaux.

2 Mesure de la constante de couplage de Lamb C dans un laser VECSEL pompé optiquement à base de boîtes quantiques : OP-BQs-VECSEL

2.1 Structure du miroir à gain

2.1.1.1 Description de la structure

La structure du miroir à gain à base de boîtes quantiques émettant à la longueur d'onde de télécommunication est représentée sur la Figure 2-1. Elle est composée de trois parties : 1) une zone active à base de boîtes quantiques en InAs fabriqué à l'institut FOTON. 2) Un miroir de Bragg composé de matériaux appartenant à la filière GaAs réalisé à l'EPFL puis collé à la zone active en utilisant la technique wafer fusion [1]. 3) Un dissipateur de chaleur en diamant réalisé à l'université de Tampere.

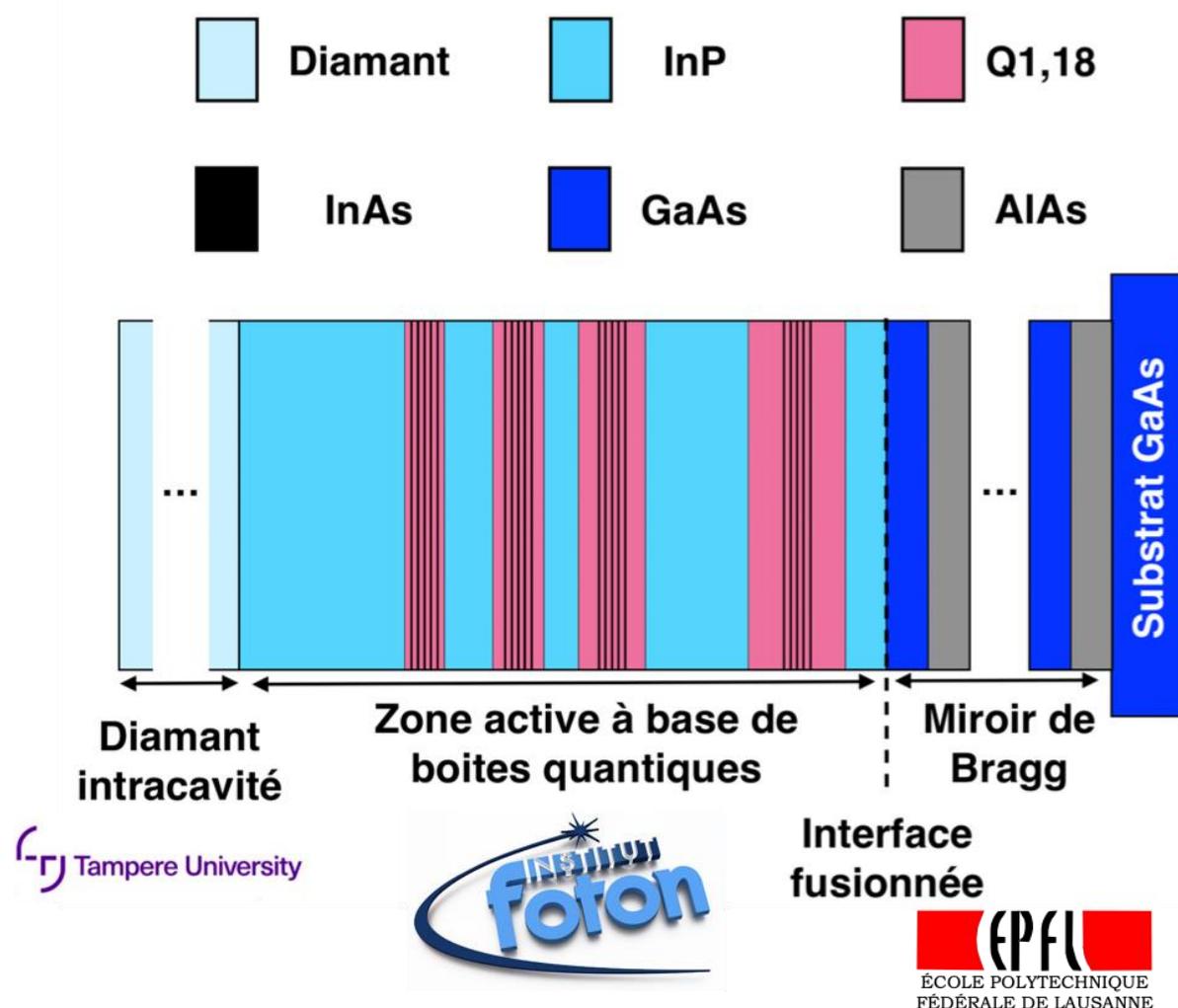


Figure 2-1: Schéma représentatif du miroir à gain en pompage optique à base de boîtes quantiques émettant à la longueur d'onde de télécommunication.

2.1.1.2 Zone active

La zone active est composée de 20 couches de boîtes quantiques en InAs avec une épaisseur de ~ 3 nm pour chacune. Ce nombre important de couches permet d'augmenter le gain global de la structure.

Les couches de boîtes quantiques sont insérées dans un matériau quaternaire $\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}_{0.435}\text{P}_{0.565}$ qui a une bande interdite typique de $1.18 \mu\text{m}$ ($Q_{1,18}$), dont le rôle principal est d'agir comme couche absorbante du laser de pompe à 980 nm. Des optimisations préliminaires de croissance de ces boîtes quantiques permettent d'assurer un contrôle indépendant de leur densité et de la longueur d'onde d'émission [2][3].

L'épaisseur du matériau $\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}_{0.435}\text{P}_{0.565}$ entre chaque couche de boîtes quantiques a été fixée à 15 nm. La Figure 2-2 montre l'indice de réfraction en fonction de la position des différentes couches semi-conductrices dans la zone active de la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL. L'épaisseur totale des couches de $Q_{1,18}$ varie pour chaque groupe de boîtes quantiques, de manière à assurer une absorption uniforme du laser de pompe sur l'ensemble de la structure.

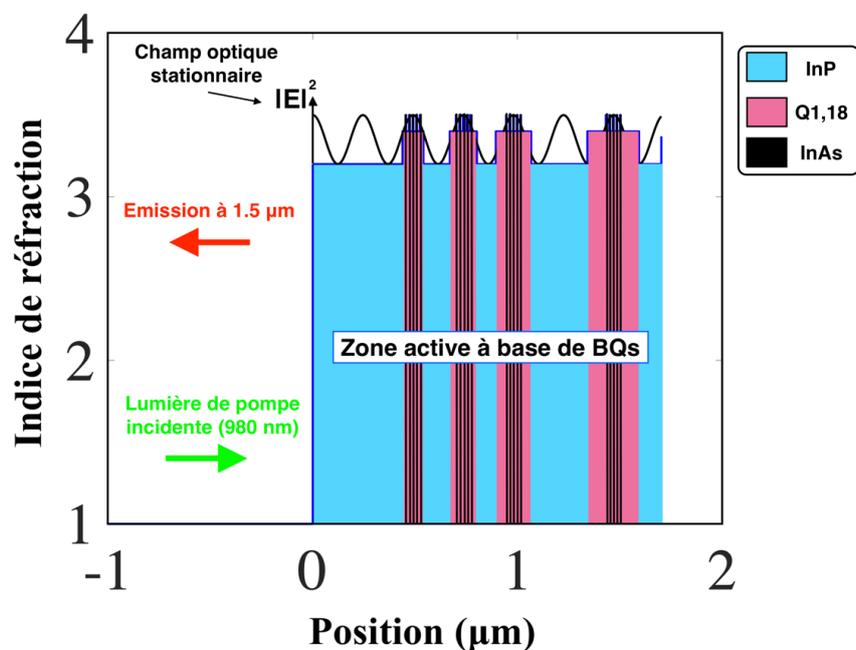


Figure 2-2: Indice de réfraction en fonction de la position des différentes couches semiconductrices de la zone active du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Le diamant et le miroir de Bragg ne sont pas pris en compte sur la figure.

Les couches barrières en InP placées entre chaque groupe de boîtes quantiques permettent de confiner les porteurs photogénérés. Leurs épaisseurs ont été adaptées afin de positionner les groupes de boîtes quantiques au niveau du maximum du champ optique stationnaire et donc de fournir un gain optimal à la microcavité du $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

Sur la Figure 2-2 nous pouvons remarquer que le quatrième lot de boîtes quantiques est précédé d'une zone « vierge ». L'existence de cette zone était motivée par des contraintes liées à la croissance de la structure, et la nécessité de bénéficier d'une épaisseur minimale d'InP entre chaque zone de manière à garantir la qualité des couches épitaxiées.

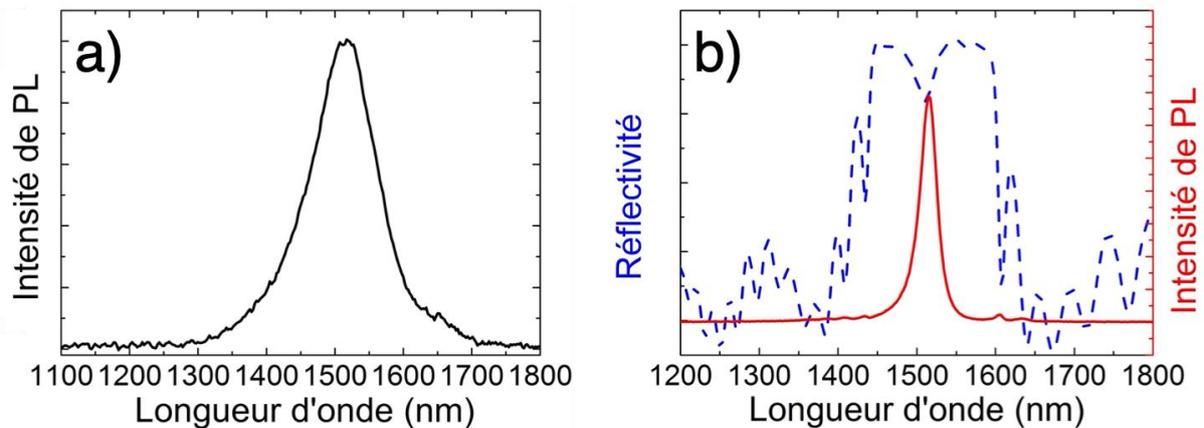


Figure 2-3: a) Intensité de photoluminescence (PL) de la zone active en fonction de la longueur d'onde. b) Réflectivité de la microcavité (sans diamant) et intensité de photoluminescence de la zone active intégrée dans la microcavité en fonction de la longueur d'onde.

La Figure 2-3 (a) montre l'intensité de photoluminescence de la zone active en fonction de la longueur d'onde. La position du maximum d'intensité ainsi que la largeur spectrale sont de 1518 nm et 140 nm, respectivement. La Figure 2-3 (b) montre la réflectivité de la microcavité et l'intensité de photoluminescence de la zone active intégrée dans la microcavité en fonction de la longueur d'onde. Du fait du filtrage spectral induit par la microcavité formée par le miroir de Bragg et l'interface supérieure air/InP, le spectre de photoluminescence s'affine spectralement. On observe également sur la Figure 2-3 (b) que le maximum du spectre de PL coïncide avec la résonance de la microcavité.

2.1.1.3 Microcavité (avec diamant)

Avec un indice de réfraction du diamant de 2.38, la réflectivité à l'interface entre le diamant et l'InP est de 2 %. Cette valeur est négligeable par rapport à la valeur de la réflectivité à l'interface entre l'air et le diamant, qui est de 16 %. De ce fait, une microcavité est principalement formée par le miroir de Bragg DBR et l'interface supérieure (air/diamant).

La réflectivité du miroir de Bragg est supérieure à 99.5 %, cette valeur est obtenue avec 29.5 paires de couches AlAs/GaAs. La Figure 2-4 montre le spectre de ce miroir, qui a été réalisé par l'EPFL. Nous voyons qu'il est centré à 1540.5 nm, et qu'il possède une largeur spectrale de 161 nm. D'après cette figure on peut voir que le miroir de Bragg contribue également à réfléchir la lumière du laser de pompe (980 nm), contribuant ainsi à accroître l'efficacité de pompage de la zone active.

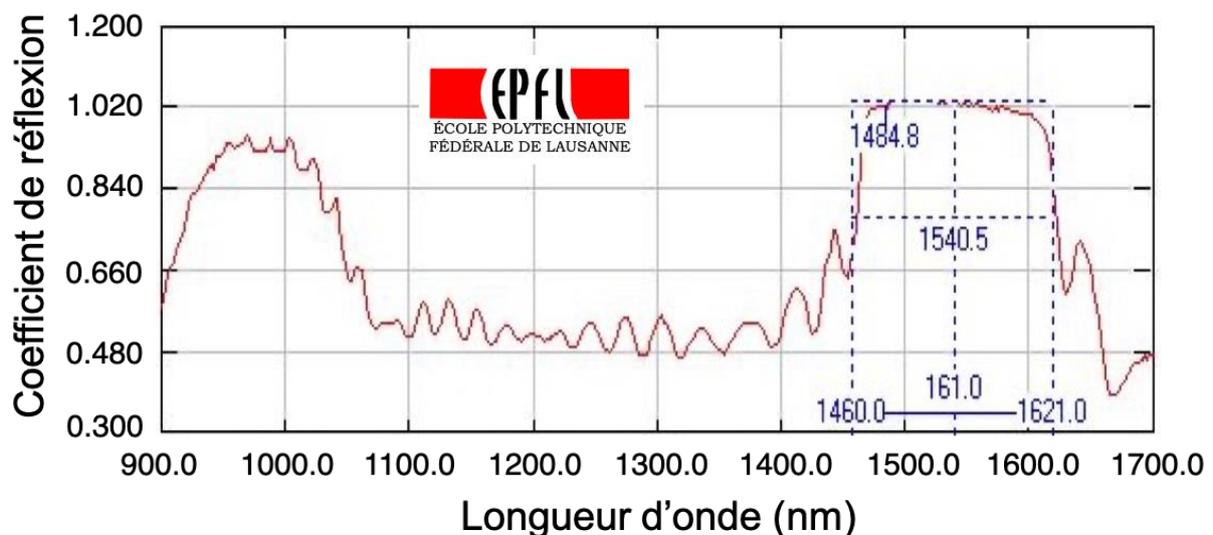


Figure 2-4: Cartographie spectrale réalisée à l'EPFL sur le miroir de Bragg de la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL à base de boîtes quantiques (avant wafer fusion).

En tenant compte uniquement des pertes optiques introduites par l'interface air/diamant et le miroir de Bragg DBR, nous calculons une valeur de finesse de 7.55.

2.1.1.4 Gestion thermique

L'approche pour dissiper la chaleur avec la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL à boîtes quantiques est différente de celle utilisée avec la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL à puits quantiques décrite précédemment dans le chapitre 2. Avec le $\frac{1}{2}$ -VCSEL à boîtes quantiques, le diamant

est collé par capillarité sur la surface émettrice de la puce et non pas sur la surface du miroir de Bragg. Grâce à cette approche, la puissance de sortie élevée des dispositifs VECSEL est rendue possible puisqu'on a une simplification de l'extraction de chaleur au plus proche de la zone active [4][5][6]. Cette configuration apporte aussi des contraintes que l'on discutera dans la suite.

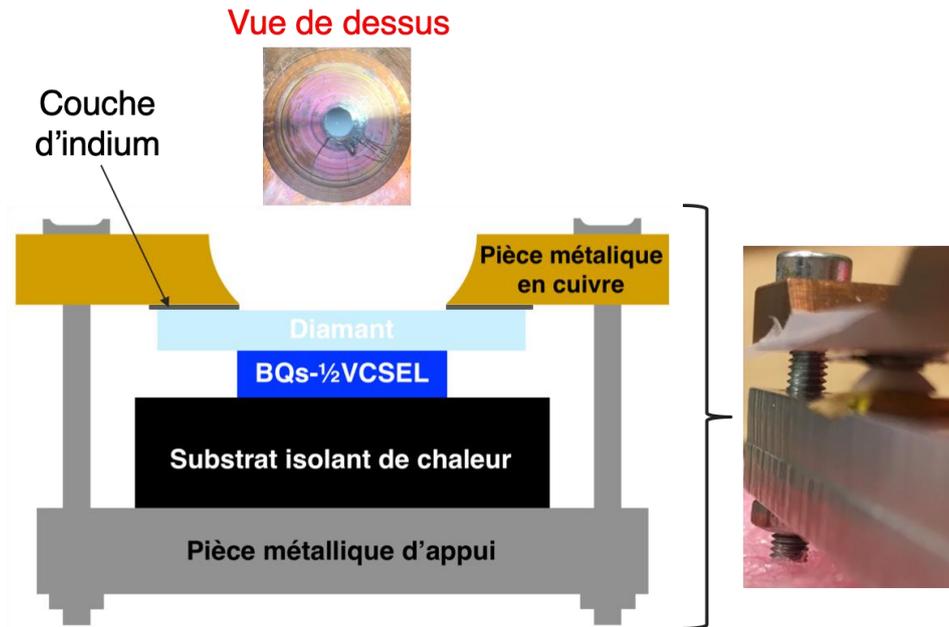


Figure 2-5: Configuration du dissipateur de chaleur intracavité.

La puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL est monté dans un support de cuivre. Ce support applique une pression constante sur le diamant pour que le collage de celui-ci reste stable. Un joint d'indium est également inséré entre le cuivre et le diamant de manière à assurer un bon contact thermique avec le support Cu qui sera ensuite relié à un dissipateur de chaleur externe. La Figure 2-5 montre la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL prise en sandwich entre la plaque en cuivre et un support isolant.

2.1.1.5 Première oscillation du laser VECSEL à base de boîtes quantiques émettant à la longueur d'onde de télécommunication

Cette structure a été préalablement testée par l'université de Tampere, et a permis de démontrer la première oscillation laser du $\frac{1}{2}$ -VCSEL intégrant les boîtes quantiques émettant à la longueur d'onde de télécommunication [3]. La cavité utilisée est une cavité VECSEL en V de grande finesse. Elle est composée d'un miroir concave hautement réfléchissant ($R > 99.8\%$) avec un rayon de courbure de 20 cm et d'un coupleur de sortie plan avec une réflectivité de 99 %. La pompe utilisée est une pompe

à fibre multimode émettant à 980 nm avec un rayon de faisceau sur la puce de 110 μm .

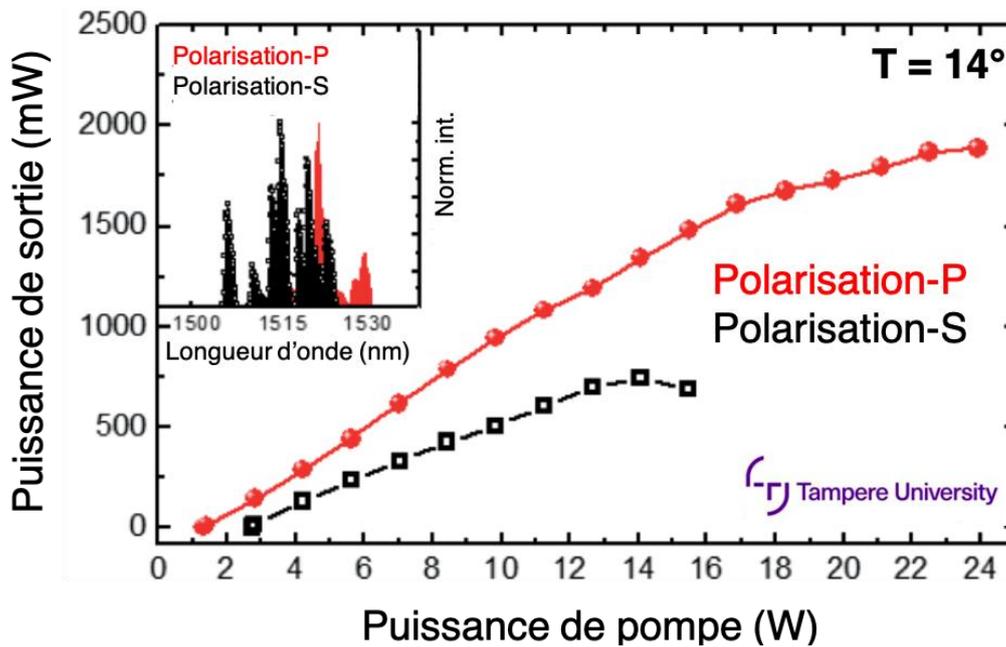


Figure 2-6: Oscillation laser des deux polarisations S et P du VECSEL à base de boîtes quantiques. *Figure tirée de la thèse de Neshay Kostiantyn [7].*

Une émission laser est ainsi obtenue sur la transition du mode fondamental des boîtes quantiques (1520 nm, voir insert de la Figure 2-6). Une puissance de l'ordre de 2 W a été obtenue. La puissance de seuil est typiquement de l'ordre de 1.3 W, correspondant ainsi à des densités de puissance de 3.4 kW/cm².

La Figure 2-6 montre l'oscillation laser des deux polarisations S et P du VECSEL ainsi que le spectre d'émission de chaque état de polarisation [7]. Pour mener cette expérience, une lame en silice fondue d'épaisseur 2 mm était insérée à l'intérieur de la cavité VECSEL. Selon l'angle d'orientation de celle-ci, l'oscillation de la polarisation S ou P peut être obtenue. Le seuil d'oscillation de la deuxième polarisation est de 2.7 W soit 2 fois le seuil d'oscillation de la première polarisation.

2.2 Caractérisations préliminaires de la puce laser dans une cavité VECSEL hémisphérique

2.2.1 Montage expérimental et caractéristiques du laser de pompe à fibre monomode

2.2.1.1 Montage expérimental

Nous nous sommes intéressés à caractériser la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL dans une cavité simple hémisphérique pour connaître ses caractéristiques optiques. La transmission du coupleur de sortie choisi ainsi que son rayon de courbure sont 0.5 % et 5 cm, respectivement. La Figure 2-7 montre le montage expérimental que nous avons mis en place. La puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL est asservie en température à l'aide du module Peltier.

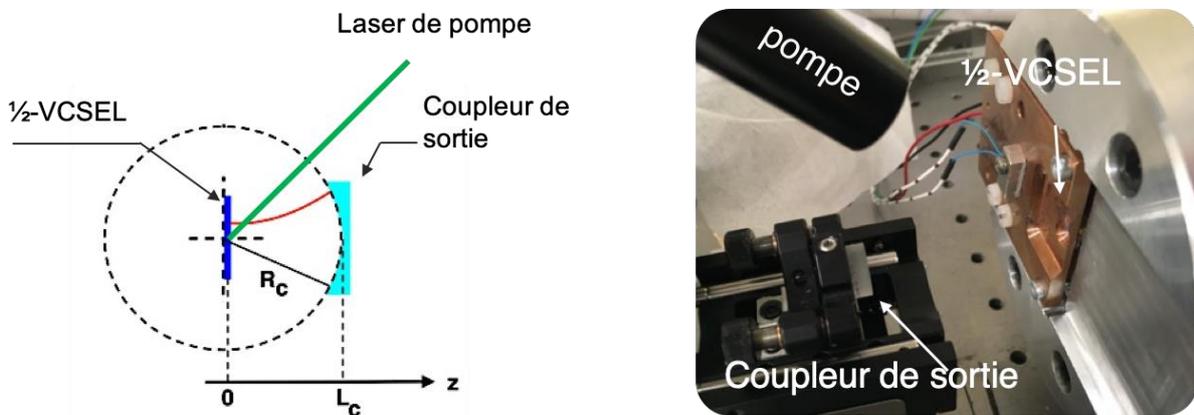


Figure 2-7: a) Montage expérimental du laser OP-BQs-VECSEL en cavité hémisphérique.

Le laser de pompe ainsi que le système de focalisation sont ceux utilisés sur le montage dédié à la mesure de la constante de couplage dans le laser OP-VECSEL à base de puits quantiques (voir chapitre 2).

2.2.1.2 Caractéristiques optiques du laser de pompe

Nous avons réalisé une mesure en champ proche du laser de pompe après les deux lentilles, de collimation et de focalisation. Le waist (rayon) de pompe w_{pompe} est de $\sim 25 \mu\text{m}$. Expérimentalement la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL sera placée exactement à la position de ce waist. La Figure 2-8 (a) montre la mesure en champ proche du mode TEM_{00} du laser de pompe.

Pour connaître l'état de polarisation du laser nous avons utilisé un polariseur linéaire. Nous avons mesuré la puissance du laser derrière le polariseur en fonction de son

angle d'orientation. Ces points expérimentaux sont représentés sur la Figure 2-8 (b). Nous pouvons remarquer que la puissance du laser de pompe tend vers 0 pour un angle d'orientation du polariseur de 20° ce qui implique que le laser de pompe possède un seul état de polarisation linéaire. L'orientation de celle-ci par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL à base de boîtes quantiques est montrée sur la Figure 2-8 (c).

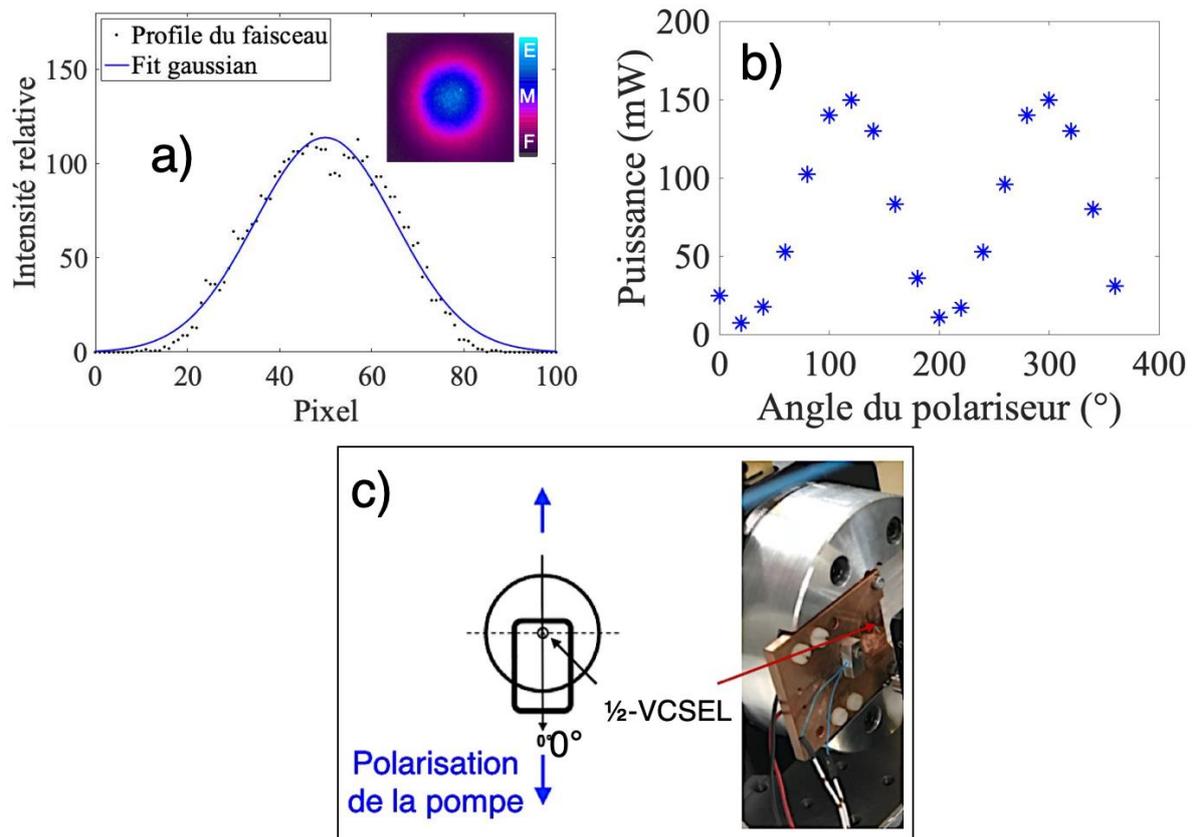


Figure 2-8: a) Image en champ proche du mode TEM_{00} du laser de pompe. b) Puissance du laser de pompe en fonction de l'angle d'orientation du polariseur linéaire. c) Orientation de la polarisation de la pompe laser par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

2.2.2 Caractéristiques optiques du VECSEL à base de boîtes quantiques

2.2.2.1 Spectre d'émission spontanée

Le spectre d'émission spontanée montré sur la Figure 2-9 du laser OP-BQs-VECSEL présente une largeur spectrale de 84 nm. On constate à travers la présence de pics équidistants sur le spectre que nous avons bien un effet de filtrage qui est introduit par la microcavité. A partir de l'intervalle spectral libre entre deux pics, qui est de ~ 1.6 nm, on déduit une épaisseur de ~ 315 μm . Cette épaisseur représente l'épaisseur de la microcavité formée par le miroir de Bragg et l'interface supérieure (air/diamant).

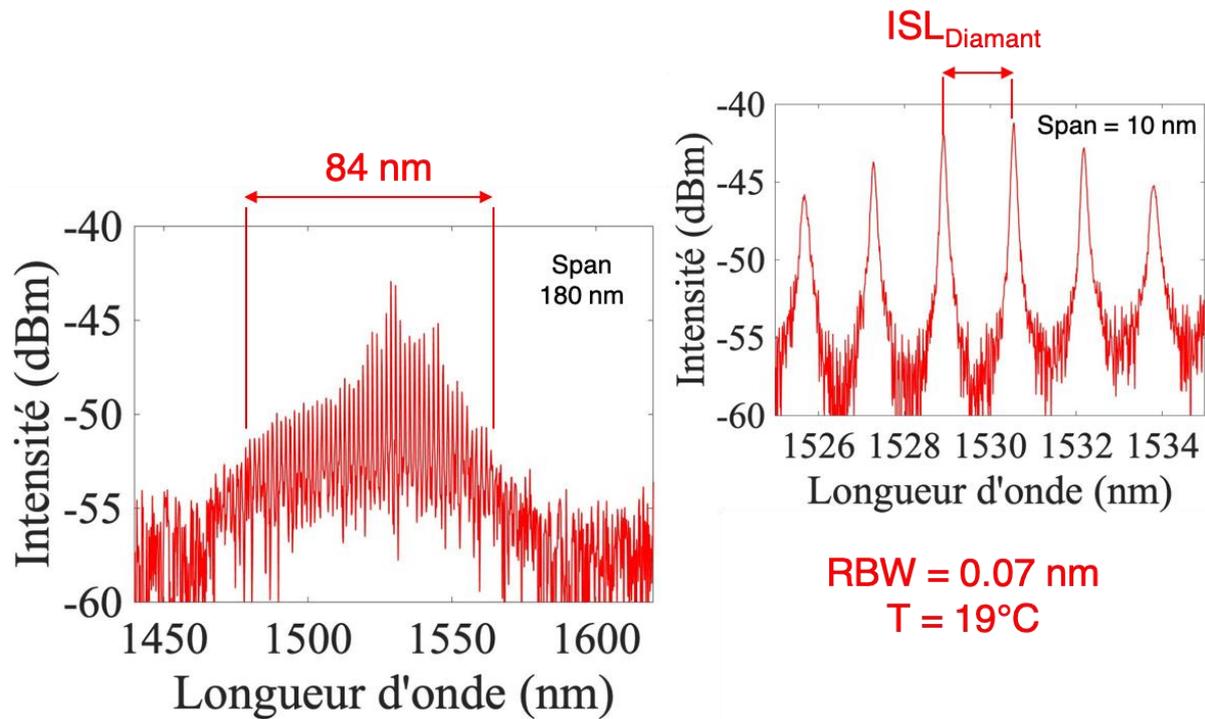


Figure 2-9: Spectres d'émission spontanée du laser OP-BQs-VECSEL obtenus à l'aide d'un analyseur de spectre optique OSA. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C.

La largeur spectrale à - 3 dB de chaque pic est de ~ 0.2 nm. A partir de l'épaisseur de la microcavité et la largeur spectrale de chaque pic on en déduit une finesse de ~ 8 . Cette valeur est très proche de la valeur de la finesse calculée précédemment (7.6) et tient compte des pertes intrinsèques de la microcavité.

2.2.2.2 Caractéristique optique et polarisation du VECSEL

L'oscillation du laser OP-BQs-VECSEL est obtenue avec un miroir de sortie de rayon de courbure de 5 cm et une transmission de 0.5 %. La longueur de cavité du VECSEL mesurée à l'aide d'une règle est de 4.9 cm, ce qui correspond à un intervalle spectral libre ISL_{PC} calculé de 3 GHz (23.4 pm).

La Figure 2-10 (a) montre une caractéristique optique du laser. Nous avons une puissance de seuil de 100 mW ce qui correspond à une densité de seuil de 5.1 kW/cm². Pour une puissance de pompe de 0.51 W la puissance émise est de 30 mW. Notons que le faisceau de pompe a été positionné à l'endroit où la puce fournit le maximum de gain.

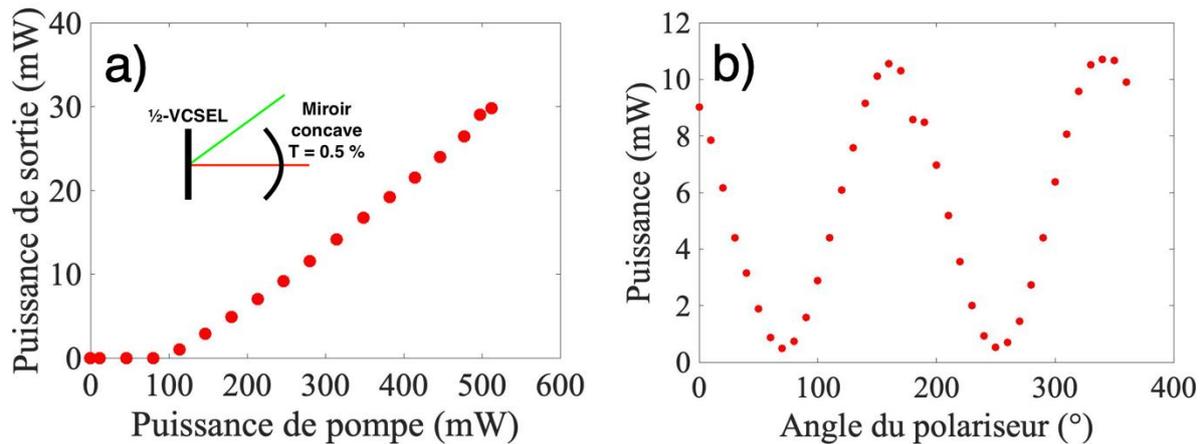


Figure 2-10: a) Caractéristique optique du laser OP-BQs-VECSEL. b) Puissance du laser OP-BQs-VECSEL en fonction de l'angle d'orientation du polariseur linéaire. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VECSEL est de 19 °C.

Nous remarquons que le “roll-over” n’est pas visible bien que la densité de puissance maximale de pompe soit élevée (26 kW/cm²), ce qui confirme que le diamant dissipe la chaleur efficacement.

Nous avons utilisé un polariseur linéaire pour connaître l’état de polarisation du laser OP-BQs-VECSEL. La Figure 2-10 (b) montre la puissance du laser en fonction de l’angle d’orientation du polariseur linéaire. Nous constatons que nous avons un seul état de polarisation linéaire.

2.2.2.3 Spectre d’émission laser

Le spectre d’émission du laser OP-BQs-VECSEL est présenté sur la Figure 2-11. Il a été pris à une puissance incidente de pompe de 266 mW et montre que nous avons une émission laser multimode. L’effet de filtrage introduit par la microcavité, formée par le miroir de Bragg et l’interface supérieure (air/diamant), est bien apparent sur le spectre en régime laser puisqu’entre 1530 nm et 1543 nm nous avons approximativement 24 % (105/436) de modes longitudinaux qui oscillent.

D’après ce spectre, l’utilisation du diamant en intracavité introduit une modulation du spectre d’émission ce qui empêche le laser d’être accordé de façon continue.

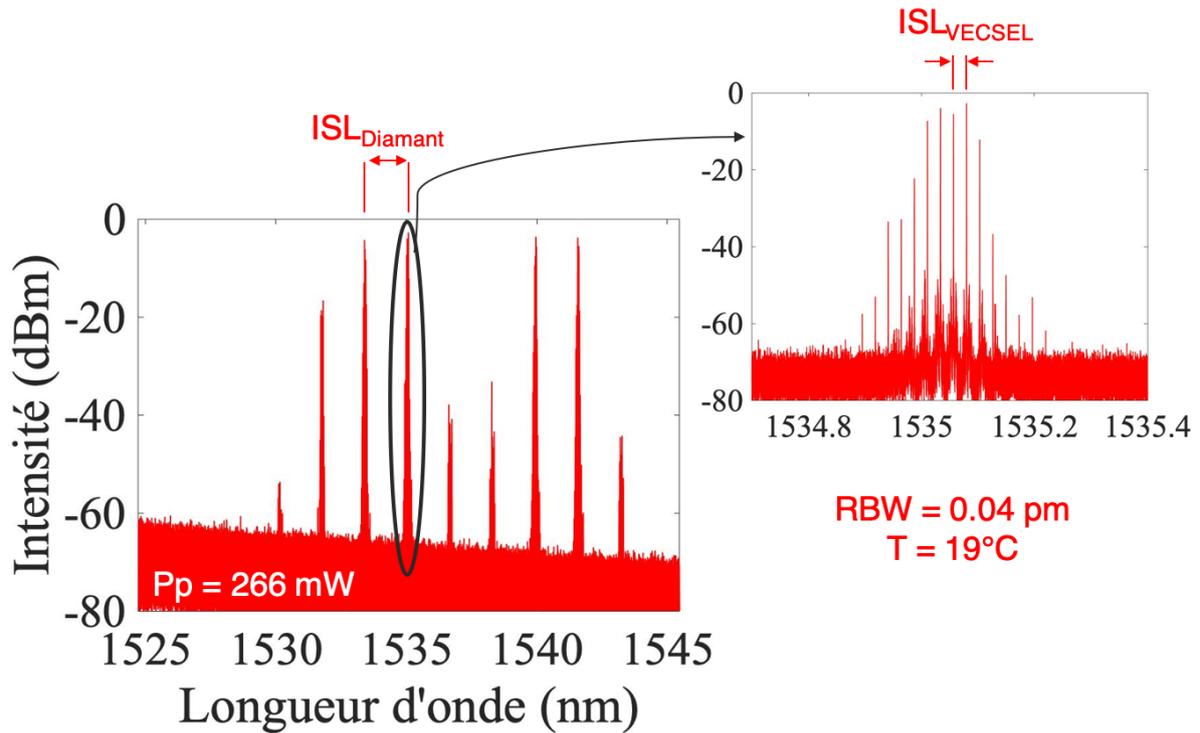


Figure 2-11: Spectre d'émission en régime laser du VECSEL pris avec un analyseur de spectre de très haute résolution. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C.

Pour notre cas, l'effet de filtrage observé sera moins gênant lors de l'évaluation expérimentale de la constante de couplage de Lamb C en fonction de l'écart spectral entre modes car l'intervalle spectral libre du diamant $ISL_{diamant}$ est petit par rapport à la plage spectrale sur laquelle on souhaite évaluer la constante de couplage de Lamb C .

2.2.3 Deux états de polarisation linéaires orthogonales

2.2.3.1 Obtention de deux polarisations linéaires orthogonales

La mesure de la constante de couplage de Lamb C dans notre cas nécessite l'obtention de deux états de polarisation linéaires orthogonales. Nous avons donc cherché à caractériser le VECSEL à base de boîtes quantiques de manière à définir les conditions d'obtention de ces deux polarisations. Pour ce faire, nous avons suivi différentes voies : 1) ajout d'un deuxième laser de pompe (pompe 2) identique au premier utilisé pour obtenir plus de gain. 2) Orientation des polarisations des deux pompes par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL afin de trouver un angle optimal pour minimiser la réflexion de la lumière des pompes par le diamant intracavité.

2.2.3.1.1 Orientation de la polarisation du laser de pompe par rapport à la puce

Les polarisations des deux pompes ont été alignées entre elles et orientées par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL à un angle optimal qui permet de minimiser la réflexion de la lumière des pompes par le diamant intracavité. Cet angle optimal correspond à l'angle 0° sur le schéma descriptif de la Figure 2-12. Dans ce cas, nous avons mesuré une réflectivité de 7.6 %. Lorsque les polarisations des deux pompes sont orientées à un angle de 90° par rapport à l'angle initial, nous avons mesuré une réflectivité de 27.6 %.

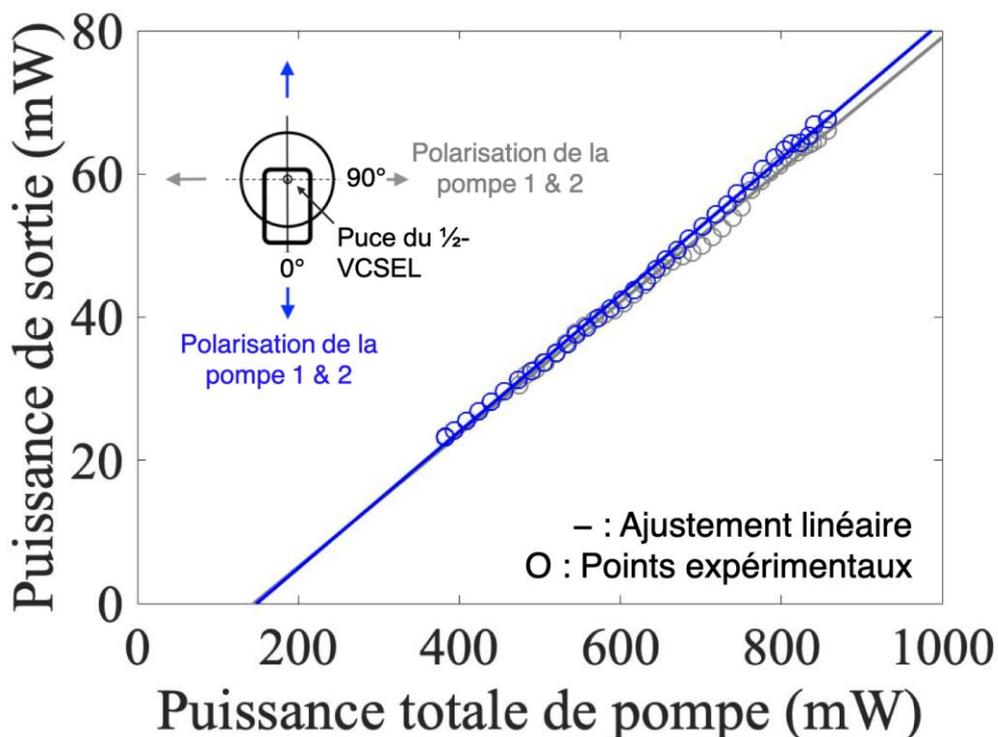


Figure 2-12: Caractéristiques optiques du laser OP-BQs-VECSEL pour deux différentes orientations des polarisations des pompes par rapport à la puce. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19°C .

Nous avons tenu compte la diminution de puissance de pompe introduite par ces réflectivités et nous avons réalisé une caractéristique optique du laser OP-BQs-VECSEL pour chaque angle d'orientation des polarisations des pompes par rapport à la puce. On remarque que les caractéristiques optiques sont identiques.

Cette expérience nous permet de conclure que la polarisation de la pompe doit être ajustée pour minimiser la lumière réfléchiée par le diamant intracavité et la réponse du milieu à gain ne dépend pas de l'angle d'orientation de la polarisation de pompe.

2.2.3.1.2 Montage expérimental et résultat : obtention de deux polarisations linéaires orthogonales

En cherchant sur la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL un endroit où on a le plus de gain et en augmentant largement la puissance des pompes, nous avons réussi à obtenir une oscillation laser avec deux états de polarisation linéaires orthogonales. Nous avons séparé chaque polarisation avec un séparateur de polarisation et nous avons pris une caractéristique optique de chacune. Pour bien aligner chaque polarisation du laser OP-BQs-VECSEL avec les axes neutres du séparateur de polarisation nous avons utilisé une lame demi-onde. La Figure 2-13 montre le montage expérimental dédié à la mesure des caractéristiques optiques du laser OP-BQs-VECSEL.

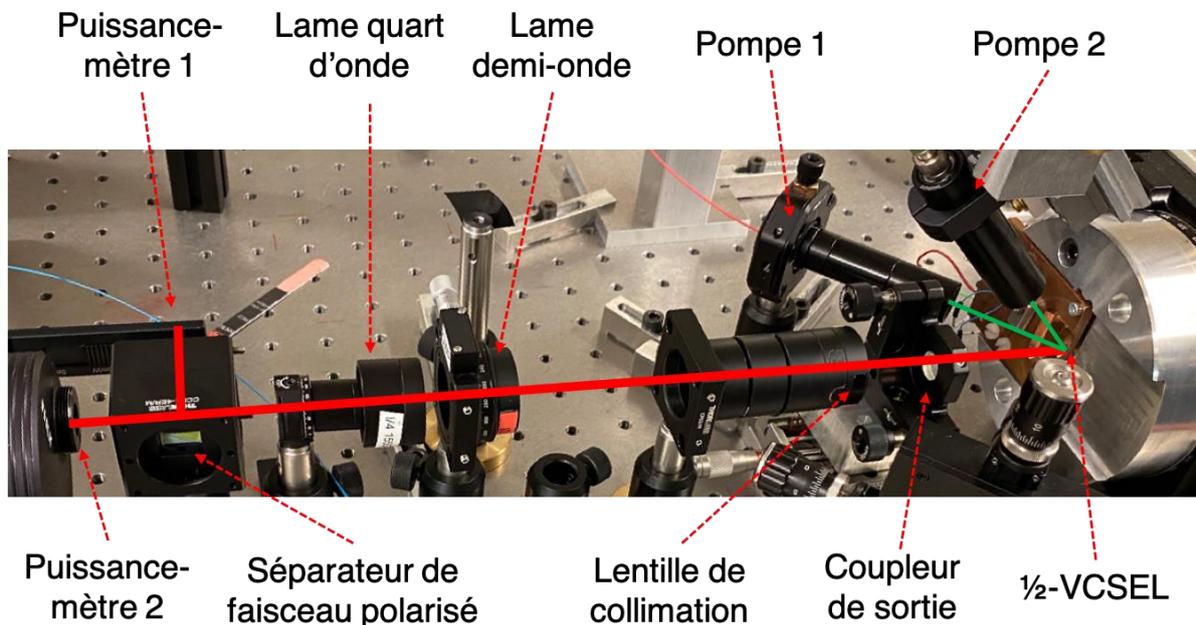


Figure 2-13: Montage expérimental dédié à la mesure des caractéristiques optiques du laser OP-BQs-VECSEL.

La Figure 2-14 (a) montre les caractéristiques optiques du laser OP-BQs-VECSEL pour chaque polarisation linéaire obtenue. Nous remarquons que : 1) le seuil de la polarisation linéaire 2 (courbe noir) est ~ 6.3 fois supérieur au seuil de la polarisation 1 (courbe rouge) et la puissance de la polarisation 1 sature lorsque la polarisation 2 commence à osciller.

Pour s'assurer que l'état de polarisation du laser est bien linéaire orthogonal et non pas circulaire ou elliptique, nous avons mis une lame $\frac{1}{4}$ -d'onde avant le séparateur de polarisation. La lame $\frac{1}{4}$ -d'onde était orientée à un angle de 45° [8]. Comme le montre la Figure 2-14 (b), nous avons deux intensités non nulles sur chaque axe du

séparateur de polarisation ce qui prouve qu'on est bien en présence de deux polarisations linéaires orthogonales.

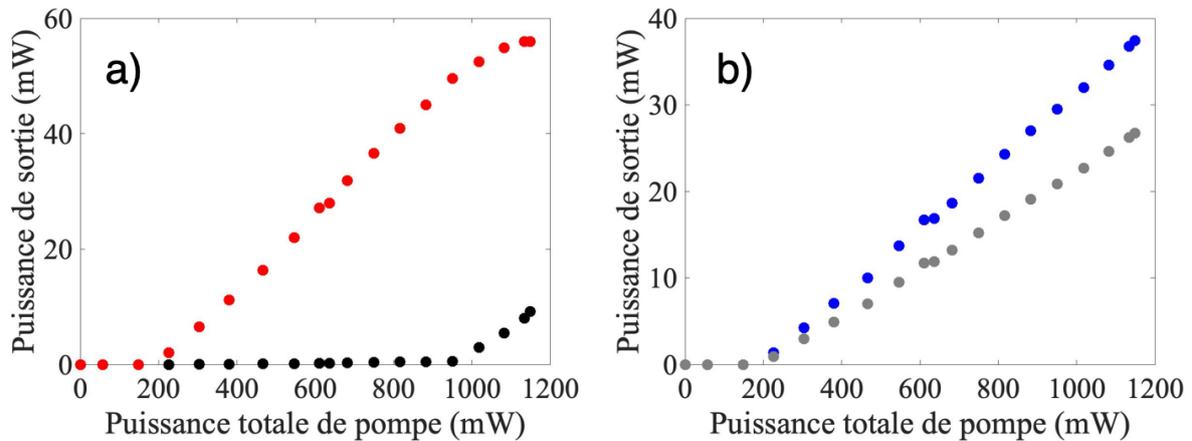


Figure 2-14: Caractéristiques optiques du laser OP-BQs-VECSEL pour chaque polarisation obtenue. a) Sans et b) avec lame $\frac{1}{4}$ -d'onde. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de $19\text{ }^{\circ}\text{C}$.

2.2.3.1.3 Bilan des mesures

Les caractérisations préliminaires en cavité hémisphérique du laser VECSEL pompé optiquement à base de boîtes quantiques ont mené aux conclusions suivantes : 1) obtention d'une oscillation laser. 2) Observation d'un effet de filtrage introduit par la microcavité formée par le miroir de Bragg et l'interface supérieure de la structure (air/diamant). 3) Obtention d'une oscillation laser de deux états de polarisation linéaires orthogonales.

2.3 Etape préliminaire à la mesure de la constante de couplage de Lamb C : caractérisations du VECSEL à base de boîtes quantiques en configuration plan-lentille-plan

2.3.1 Motivations de cette étape préliminaire

Nous allons intégrer la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL à base de boîtes quantiques dans la cavité plan-lentille-plan dédiée à la mesure de la constante de couplage de Lamb C . Nous souhaitons obtenir, dans un premier temps, une oscillation laser des deux états de polarisation linéaires, ensuite les séparer spatialement à l'aide du cristal biréfringent YVO_4 .

2.3.1.1 Montage expérimental

L'alignement de la cavité plan-lentille-plan est plus difficile à réaliser comparé à la cavité hémisphérique du fait de la présence de la lentille intracavité. La focale de la lentille intracavité ainsi que la transmission du coupleur de sortie plan sont 2 cm et 0.5 % (transmission identique à celle du miroir concave utilisé pour la cavité hémisphérique), respectivement. L'orientation de la polarisation du laser de pompe par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL et son rayon de mode restent inchangés comparé aux caractérisations faites avant avec la cavité hémisphérique.

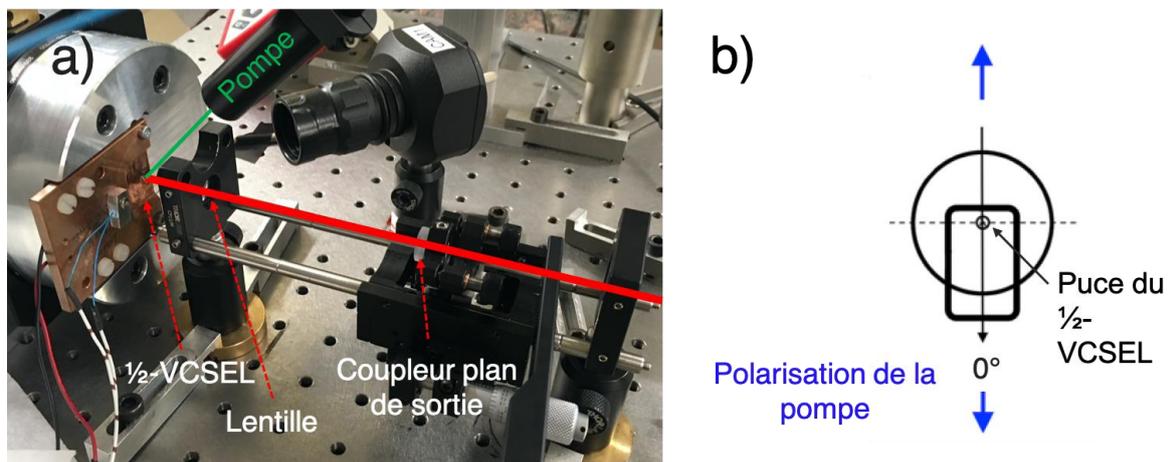


Figure 2-15: a) Montage expérimental du laser OP-BQs-VECSEL en cavité plan-lentille-plan. b) Orientation de la polarisation de la pompe laser par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

La Figure 2-15 montre le montage de la cavité plan-lentille-plan ainsi que l'orientation de la polarisation du laser de pompe par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL à base de boîtes quantiques.

2.3.1.2 Caractéristiques optiques

2.3.1.2.1 Caractéristique optique et polarisation du VECSEL

La Figure 2-16 (a) montre une caractéristique optique du VECSEL dans la configuration plan-lentille-plan. Nous avons réussi à obtenir une oscillation laser du VECSEL. La lentille intracavité est positionnée à une distance de 2.8 cm de la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL. La longueur de cavité mesurée avec une règle est de ~ 11 cm, ce qui correspond à un intervalle spectral libre ISL_{PLP} calculé de ~ 1.36 GHz (10.6 pm).

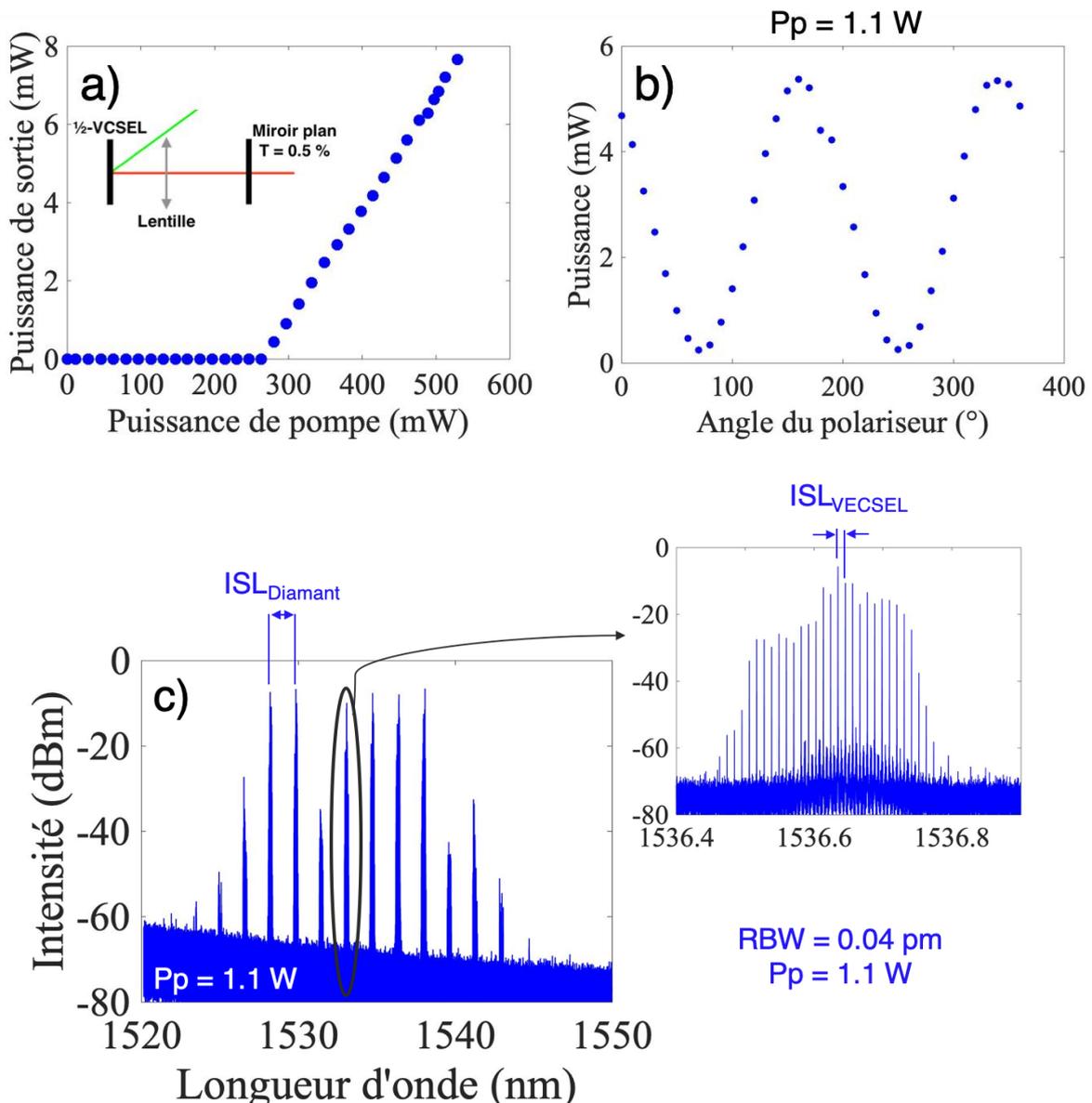


Figure 2-16: a) Caractéristique optique du laser OP-BQs-VECSEL. b) Puissance du laser OP-BQs-VECSEL en fonction de l'angle d'orientation du polariseur linéaire. c) Spectre d'émission en régime laser du VECSEL. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C.

Nous avons une valeur de puissance de seuil de 262 mW. Pour une puissance optique de pompe de 0.51 W, la puissance optique émise par le VECSEL est de 7.2 mW. La Figure 2-16 (b) montre que nous avons un seul état de polarisation linéaire. La lentille introduit plus de pertes optiques. Même en ajoutant un deuxième laser de pompe (pompe 2) nous n'avons pas pu atteindre le seuil d'oscillation de la deuxième polarisation.

La Figure 2-16 (c) montre le spectre d'émission du laser. En comparaison avec le spectre du laser en cavité hémisphérique, nous avons un nombre de modes qui oscillent à l'intérieur de chaque frange approximativement 2.2 fois plus élevée.

2.3.1.2.2 Caractéristique optique du laser avec cristal biréfringent intracavité

La Figure 2-17 montre une caractéristique optique du VECSEL avec lentille et cristal biréfringent dans la cavité. Nous avons réussi à obtenir une oscillation laser avec ces deux éléments. Le cristal biréfringent introduit davantage de pertes optiques et, de ce fait, le seuil d'oscillation augmente de 262 mW à 632 mW.

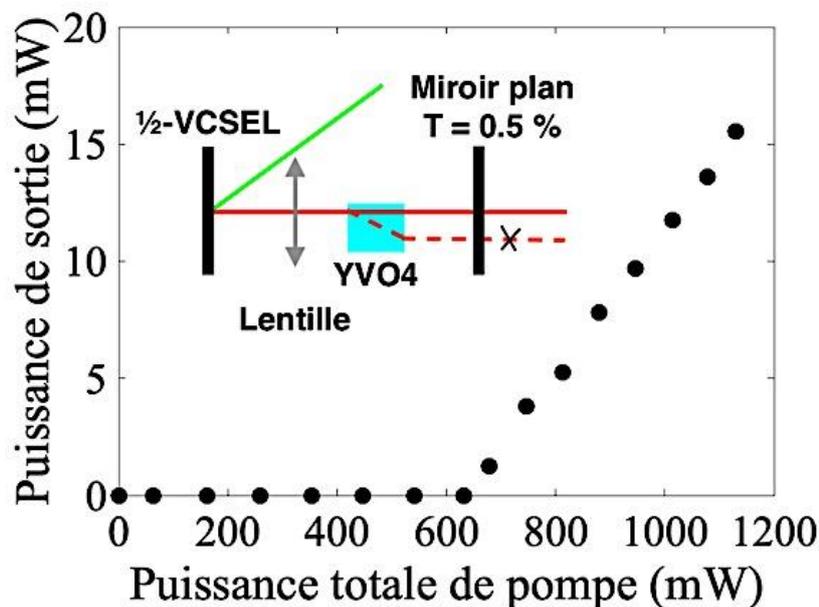


Figure 2-17: Caractéristique optique du laser OP-BQs-VECSEL avec cristal biréfringent intracavité obtenue avec deux lasers de pompe. La température de fonctionnement du 1/2-VECSEL est de 19 °C.

2.3.2 Bilan des mesures

Les caractérisations préliminaires du laser VECSEL en configuration plan-lentille-plan ont mené aux conclusions suivantes : 1) obtention d'une oscillation laser avec lentille

intracavité. 2) Une oscillation de la deuxième polarisation n'est pas possible avec deux lasers de pompe (puissance optique totale de 1.1 W). 3) Obtention d'une oscillation laser du premier état de polarisation avec lentille et cristal biréfringent dans la cavité.

Pour réussir à obtenir une oscillation laser du VECSEL avec tous les éléments intracavité, il devient nécessaire d'utiliser un laser de pompe plus puissant (> 1 W). De ce fait, dans ce qui suit nous allons estimer à l'aide d'un modèle analytique simple les pertes optiques introduites lorsqu'on utilise, un par un, les éléments intracavité (lentille, cristal biréfringent et étalon), ensuite nous estimerons la puissance de pompe de seuil requise pour atteindre l'oscillation laser de la deuxième polarisation lorsque tous ces éléments sont utilisés.

2.4 Estimation des pertes introduites par les différents éléments intracavité et estimation des puissances nécessaires pour la mesure de la constante de couplage de Lamb C

2.4.1 Description du modèle : Equations d'évolution

Pour trouver l'équation qui relie la puissance du VECSEL à la puissance incidente de pompe, nous avons besoin d'écrire et de résoudre les équations d'évolution d'un système à deux niveaux à l'état stationnaire [9].

L'équation d'évolution de la densité de porteurs n est :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{P_p}{h\nu_p V} - \frac{n}{\tau(n)} - S G(n) \quad (\text{III.1})$$

Les paramètres qui interviennent dans l'équation (III.1) sont : la puissance de pompe P_p et l'énergie du photon $h\nu_p$, le volume V de la zone active, la densité de photons S , la durée de vie des porteurs τ ainsi que leur densité n et finalement le gain modal G . On voit d'après cette équation que la densité de porteurs augmente par le pompage et diminue par les processus de recombinaison. Ces processus peuvent être radiatifs comme l'émission spontanée et l'émission stimulée ou non radiatifs comme les recombinaisons du types SRH (Shockley-Read-Hall) ou Auger.

L'équation d'évolution de la densité de photons est :

$$\frac{dS}{dt} = S \left(G(n) - \frac{1}{\tau_p} \right) \quad (\text{III.2})$$

τ_p est la durée de vie intracavité des photons. On voit d'après l'équation (III.2) que la densité de photons augmente avec l'émission stimulée et diminue en fonction des pertes de la cavité laser.

En cherchant les solutions stationnaires du système (III.1, III.2) et en prenant en considération tous les paramètres nécessaires pour le dimensionnement de la cavité ainsi que le milieu à gain (voir annexe B pour le détail des calculs) nous trouvons l'équation (III.25) qui relie la puissance du VECSEL à la puissance incidente de pompe :

$$P_{laser} = \eta_{diff} \left(P_p - \frac{h\nu_p V n_0 (R_{Sortie} R_{Bragg} T_{pertes})^{-1} (2\Gamma g_0 N_{BQs} L_{BQs})^{-1}}{\tau(n_{th})} \right) \quad (III.25)$$

Dans la suite nous allons utiliser l'équation (III.25) pour estimer les pertes totales introduites dans le laser OP-BQs-VECSEL.

2.4.2 Résultat : Estimation des pertes introduites par les éléments intracavité

Nous avons utilisé les paramètres d'entrée qui sont présentés dans le Tableau 2-18. Certaines valeurs de paramètres utilisées dans le modèle sont des valeurs typiques de la structure à base de boîtes quantiques développée à l'institut FOTON, tandis que d'autres ont été choisies en fonction des conditions expérimentales et donnée bibliographiques.

Paramètres d'entrée	Description	Valeurs	Unités	Commentaires
ω_{pompe}	Waist du laser de pompe	30	μm	Valeurs mesurées expérimentalement
λ_{pompe}	Longueur d'onde de la pompe	980	nm	
λ_{laser}	Longueur d'onde émise	1535	nm	
$e_{barrières}$	Épaisseur totale des couches barrières	660	nm	Valeurs connues
L_{BQs}	Épaisseur de chaque couche de BQs	3	nm	
N_{BQs}	Nombre de couches	20	—	
R_{Sortie}	Réfectivité du miroir de sortie de la cavité	99.5	%	
R_{Bragg}	Réfectivité du miroir de Bragg	99.9	%	
T_{pertes}	Facteur de transmission	98.8	%	—
α_{abs}	Coefficient d'absorption linéaire de la couche barrière	10^4	cm^{-1}	Valeur tirée de la réf : Adachi 1989/Burkhard 1981
g_0	Gain matériau	1250	cm^{-1}	Valeur tirée de la réf : Klaime 2013
n_0	Densité de porteurs à la transparence	1.8×10^{18}	cm^{-3}	Valeurs tirées de la réf : Kuznetsov 1999
Γ	Facteur de confinement longitudinal	2	—	
A	Coefficient de recombinaison SRH	1×10^7	1/s	
B	Coefficient de recombinaison radiative	1×10^{-10}	cm^3/s	Valeur tirée de la réf : Piprek 2013
C	Coefficient de recombinaison Auger	9×10^{-30}	cm^6/s	

Tableau 2-18: Valeurs des différents paramètres pour la simulation de la caractéristique optique du laser OP-BQs-VECSEL. Adachi 1989 [10], Burkhard 1981 [11], Klaime 2013 [12], Kuznetsov 1999 [13], Piprek 2013 [14].

Avec ces paramètres d'entrée nous avons réussi à modéliser la caractéristique optique expérimentale dans le cas d'une cavité hémisphérique vide comme le montre la Figure 2-19 (a). Dans la suite, à chaque fois nous introduisons un élément optique dans la cavité, nous modifions dans le modèle uniquement le facteur de transmission

lié aux pertes dans la cavité pour un aller-retour des photons pour que la courbe du modèle colle à la courbe expérimentale.

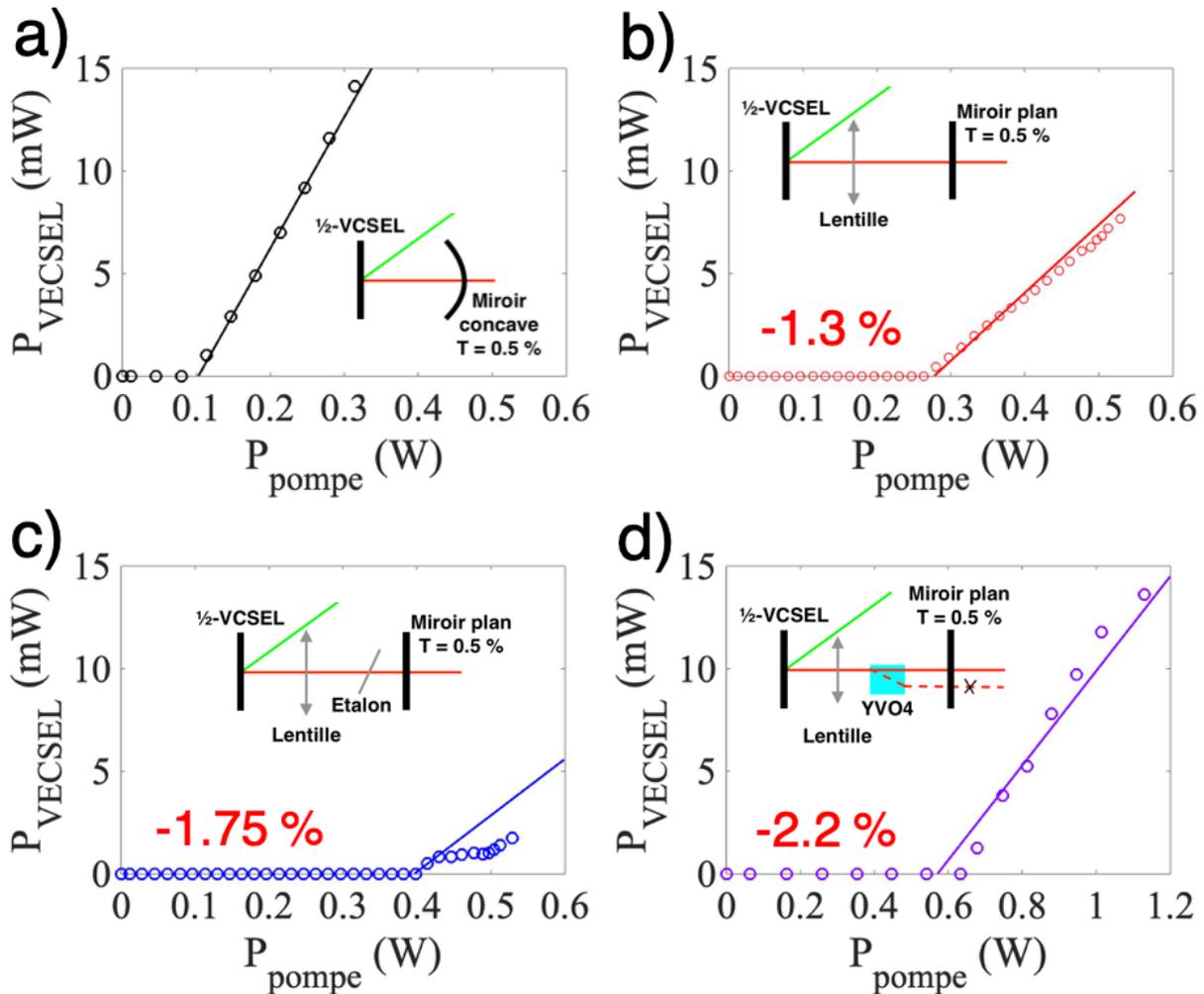


Figure 2-19: Caractéristiques optiques expérimentales et théoriques du laser OP-BQs-VECSEL dans différentes configurations. a) Cavity hémisphérique. b) Cavity plan-lentille-plan (PLP). c) Cavity PLP avec étalon. d) Cavity PLP avec cristal biréfringent. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C.

On voit bien sur la Figure 2-19 que le modèle suit les courbes expérimentales. Nous avons trouvé des valeurs de pertes introduites respectivement de 1.3 %, 0.45 %, 0.9 % pour les éléments intracavité suivants : lentille, étalon, cristal biréfringent.

Nous concluons que l'oscillation n'est possible avec tous les éléments intracavité que si le gain est supérieur aux pertes optiques totales de 2.65 %.

2.4.3 Evaluation de la puissance de pompe nécessaire pour mesurer la constante de couplage

2.4.3.1 Estimation de la puissance de pompe nécessaire pour obtenir la première polarisation avec tous les éléments intracavité

Pour évaluer la puissance de pompe nécessaire pour l'obtention de la première polarisation avec tous les éléments intracavité, nous avons pris en considération dans le modèle les pertes totales estimées précédemment (2.65 %). Sur la Figure 2-20 nous montrons la caractéristique théorique du laser lorsqu'on prend en considération les pertes introduites par la lentille, le cristal et l'étalon.

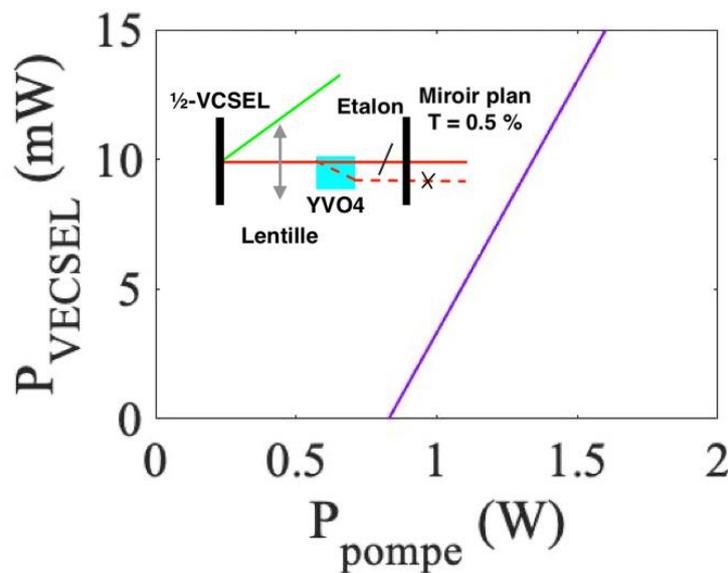


Figure 2-20: Caractéristique optique théorique du laser OP-BQs-VECSEL lorsqu'on prend en considération les pertes introduites par la lentille, le cristal biréfringent et l'étalon.

D'après le modèle, pour obtenir une oscillation laser de la première polarisation avec tous les éléments intracavité, il faut une puissance optique de pompe incidente de l'ordre du watt.

2.4.3.2 Estimation des puissances nécessaires pour obtenir la deuxième polarisation avec tous les éléments intracavité

Pour évaluer la puissance de pompe nécessaire pour l'obtention de la deuxième polarisation avec tous les éléments intracavité, nous avons tout d'abord besoin de modéliser la caractéristique optique de la deuxième polarisation linéaire obtenue expérimentalement dans une cavité hémisphérique, ensuite prendre en considération

les pertes introduites par tous les éléments intracavité (2.65 %). Le modèle utilisé est simple et ne permet pas de modéliser la deuxième polarisation. Par ailleurs, pour avoir un ordre de grandeur du seuil d'oscillation de la deuxième polarisation avec tous les éléments intracavité, nous multiplions le rapport mesuré expérimentalement en cavité hémisphérique vide des seuils des deux polarisations (~ 6.3) par le seuil d'oscillation de la première polarisation lorsque les pertes optiques de tous les éléments intracavité sont prises en considération. Nous trouvons donc une valeur du seuil d'oscillation de 5 W pour la deuxième polarisation avec tous les éléments intracavité.

2.4.3.3 Bilan du modèle

Le modèle que nous avons utilisé est un modèle simple et nous permet d'avoir une estimation grossière de la puissance de pompe nécessaire afin d'obtenir l'oscillation de la première polarisation avec tous les éléments intracavité. Le Tableau 2-21 résume les pertes optiques introduites par chaque élément intracavité et les seuils d'oscillation estimés.

Eléments intracavité	Pertes optiques introduites	P_{seuil} de la polarisation 1	P_{seuil} de la polarisation 2
Lentille	1.3 %	-	-
Lentille + Cristal Biréfringent	2.2 %		
Lentille + Cristal Biréfringent + Etalon	2.65 %	800 mW	5 W

Tableau 2-21: Tableau résumant les pertes optiques introduites par chaque élément intracavité et les seuils d'oscillation estimés.

Suite à ces estimations, nous avons donc choisi d'acquérir un nouveau laser de pompe, permettant de délivrer une puissance optique 3 fois supérieure à la puissance de la deuxième polarisation lorsque tous les éléments intracavité sont pris en considération, c'est-à-dire 15 W.

Dans la suite, nous décrivons les éléments caractéristiques essentiels de ce laser, les contraintes qu'il impose, et nous présenterons les premières expérimentations menées.

2.5 Adaptation du nouveau système de pompage optique pour le VECSEL

Nous avons utilisé deux lasers de pompe multimodes distincts pour mener nos expériences. Le premier laser est un laser à semiconducteur de puissance couplé à une fibre multimode. Ce laser qui délivre une puissance optique maximale de 8 W, nous a été prêté par la société LUMIBIRD, en attendant qu'ils conçoivent une pompe plus puissante délivrant 15 W. Ce dernier, que l'on appellera dans toute la suite « L15W » est constitué de deux lasers semiconducteurs couplés à une fibre multimode.

Nous allons dans la suite commencer par présenter les caractéristiques des lasers de pompes que nous avons utilisés. Ensuite, nous allons donner et interpréter les résultats expérimentaux obtenus avec le laser VECSEL à base de boîtes quantiques.

2.5.1 Caractéristiques de la pompe multimode « L8W »

2.5.1.1 Polarisation et système de focalisation

L8W est un laser fibré émettant à 976 nm pouvant atteindre une puissance optique de 8 W. Ce laser est couplé dans une fibre de diamètre de cœur égale à 105 μm et d'ouverture numérique égale à 0.15. Il est asservi en température à l'aide d'un module Peltier.

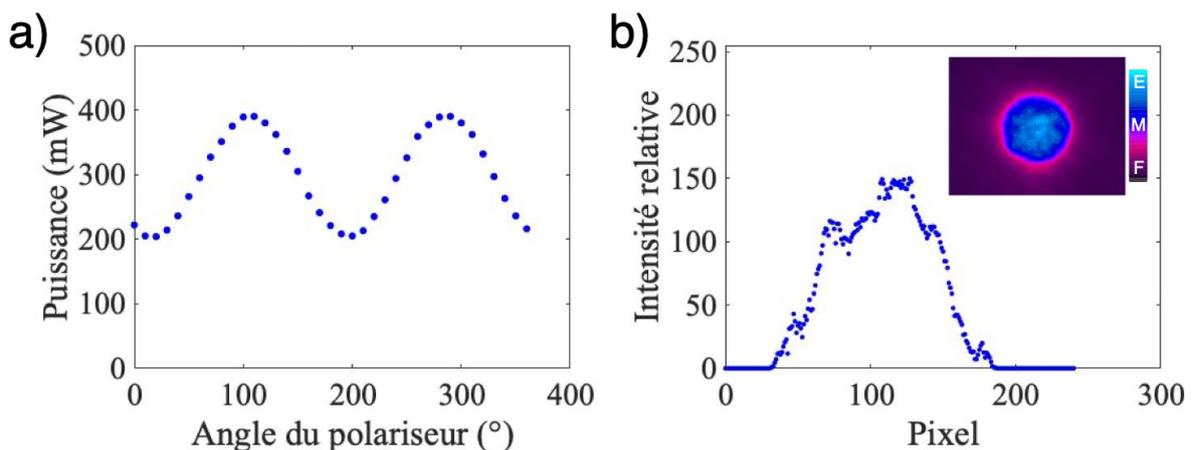


Figure 2-22: a) Puissance du laser de pompe en fonction de l'angle d'orientation du polariseur linéaire. b) Image en champ proche du faisceau de pompe après le système de focalisation.

La Figure 2-22 (a) montre la puissance optique de la pompe mesurée après le polariseur linéaire en fonction de l'angle d'orientation de celui-ci. Nous observons que la lumière en sortie de la fibre optique est légèrement polarisée.

Le système de focalisation que nous avons utilisé pour obtenir un waist (rayon) de pompe w_{pompe} de $\sim 25 \mu\text{m}$ est composé de deux lentilles. La première lentille, proche de la fibre multimode, est une lentille de collimation de grande focale (5 cm). La deuxième lentille est une lentille de focalisation de focale courte (2 cm). Ce montage permet de maximiser la frontale qui est de $\sim 2 \text{ cm}$. Le faisceau de pompe après le système de focalisation en champ proche est représenté sur la Figure 2-22 (b). On observe sur l'image que l'intensité n'est pas homogène.

L'angle d'incidence du faisceau de pompe par rapport à la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 45° . Pendant nos expériences, nous avons orienté la puce de manière à obtenir un minimum de puissance optique de pompe réfléchi par le diamant intracavité. Comparé au laser de pompe à fibre monomode utilisé précédemment, nous avons plus de lumière réfléchi par le diamant intracavité du fait que la pompe en sortie de fibre n'est pas parfaitement polarisée linéairement. Nous avons $\sim 13 \%$ de lumière réfléchi avec la pompe à fibre multimode contre 7.6% avec la pompe à fibre monomode.

2.5.2 Caractéristiques de la pompe multimode « L15W »

2.5.2.1 Polarisation et système de focalisation

Le laser L15W est un laser composé de deux diodes lasers fibrées émettant à 976 nm . Les puissances optiques maximales délivrées par la diode 1 et la diode 2 sont respectivement de 7 W et 8 W . La lumière émise par chacune est combinée dans une seule fibre optique de diamètre de cœur égal à $105 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique de 0.22 .

La Figure 2-23 (a) montre les puissances optiques de la diode 1 et la diode 2 mesurées après le polariseur linéaire en fonction de l'angle d'orientation de celui-ci. Nous observons, pour les deux diodes, que la lumière émise en sortie de la fibre optique est moins polarisée que la lumière en sortie de fibre du laser L8W.

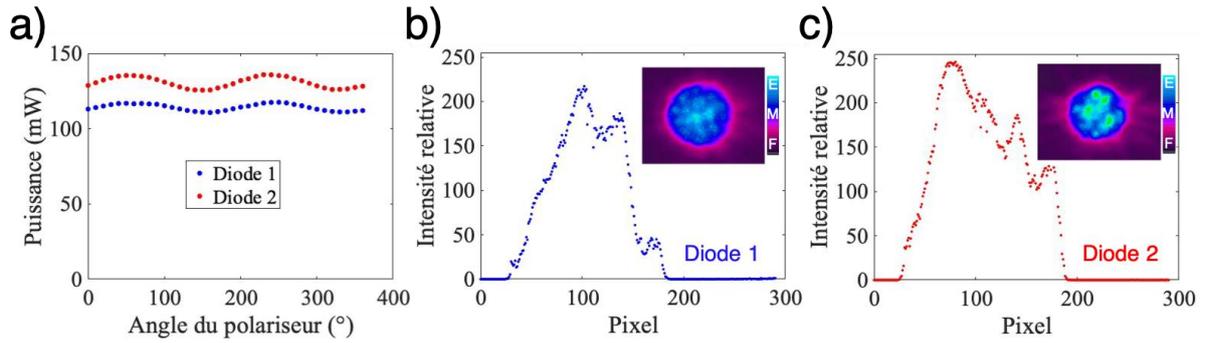


Figure 2-23: a) Puissance optique de chaque diode du système de pompage en fonction de l'angle d'orientation du polariseur linéaire. b) et c) Image en champ proche du faisceau après le système de focalisation.

L'ouverture numérique de la fibre étant plus grande, nous avons modifié le système de focalisation. Ce dernier est toujours composé de deux lentilles. Cependant la lentille de collimation est de courte focale (2.5 cm) et la lentille de focalisation a une focale de 1.5 cm. Le faisceau émit par chaque diode après le système de focalisation mesuré en champ proche est représenté sur la Figure 2-23 (b) et (c). Le waist obtenu avec ce système de focalisation est de $\sim 30 \mu\text{m}$.

Laser de pompe	Asservissement en température	Diamètre de cœur de la fibre	Ouverture numérique	Longueur d'onde	Puissance optique maximale	Frontale	Angle d'incidence	Waist (rayon)	Polarisation	Pourcentage de Lumière réfléchi par le diamant
Pompe à fibre monomode	Oui	6 μm (fibre PM)	0.12	980 nm	$\sim 500 \text{ mW}$	$\sim 5 \text{ cm}$	45°	25 μm	Lumière polarisé linéairement	7.6 %
L8W			0.15		8 W	$\sim 2 \text{ cm}$			Lumière légèrement polarisée	$\sim 13 \%$
L15W	Diode 1	105 μm	0.22	976 nm	7 W	$\sim 1.5 \text{ cm}$		$\sim 30 \mu\text{m}$	Lumière très légèrement polarisée	$\sim 17 \%$
	Diode 2				8 W					

Tableau 2-24: Tableau résumant les paramètres et caractéristiques des pompes utilisées.

Le Tableau 2-24 résume tous les paramètres et caractéristiques des pompes utilisées.

2.5.3 Caractéristiques optiques du VECSEL en cavité plan-lentille-plan

2.5.3.1 Caractéristiques optiques du VECSEL avec les différents lasers de pompe utilisés

La Figure 2-25 montre les caractéristiques du VECSEL obtenues en utilisant les trois pompes (la pompe à fibre monomode, la pompe L8W et la pompe L15W). Pour l'alignement des lasers de pompe à fibre multimode, nous avons pris en considération deux choses importantes : 1) le waist doit être placé très précisément au niveau de la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL. 2) La puce doit être alignée par rapport à la polarisation de la pompe

de manière à obtenir le minimum de puissance optique réfléchi par le diamant intracavité.

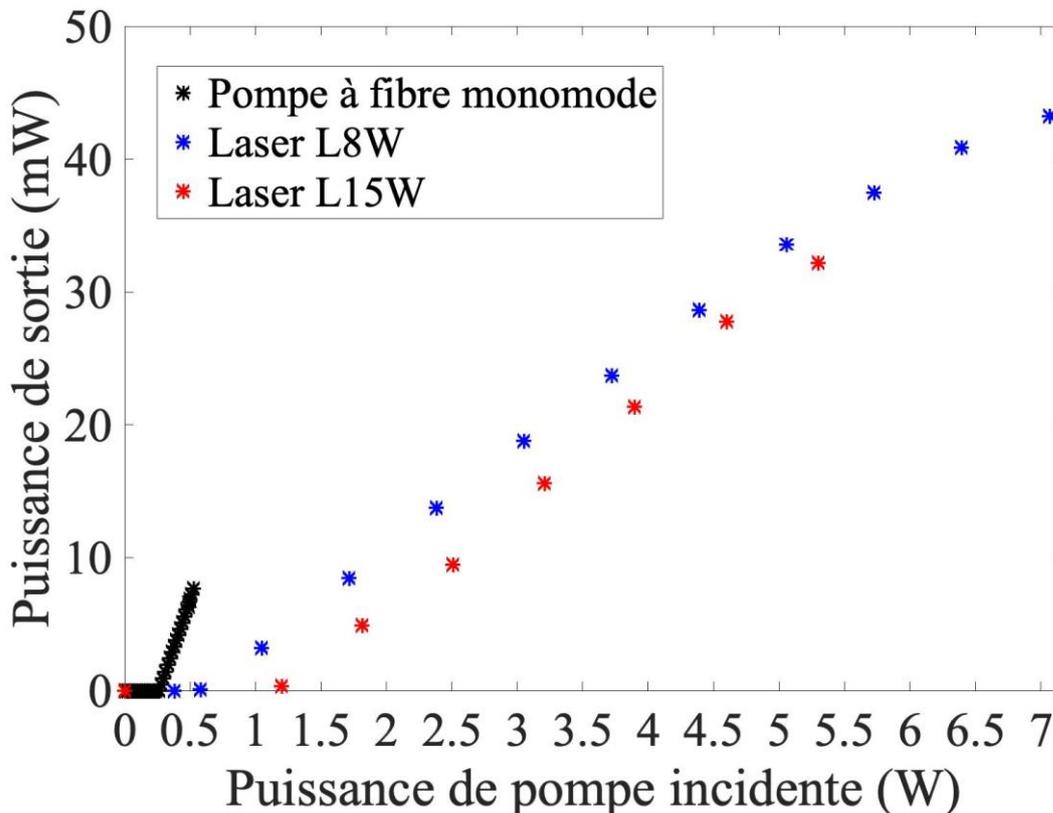


Figure 2-25: Caractéristiques optiques du VECSEL obtenues en utilisant les trois pompes. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C.

D'après les caractéristiques optiques montrées sur la Figure 2-25, nous remarquons que le seuil d'oscillation du VECSEL est plus élevé lorsqu'on utilise les pompes à fibre multimode. Cette augmentation du seuil d'oscillation est sûrement liée au fait que le profil de gain carré du $\frac{1}{2}$ -VCSEL induit par les pompes à fibre multimode n'épouse pas parfaitement le faisceau imposé par la cavité VECSEL.

2.5.3.2 Obtention de deux états de polarisation linéaires en cavité plan-lentille-plan

A l'aide d'un microscope optique nous avons réalisé une photographie de la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL (voir Figure 2-26). Nous remarquons que nous avons des fissures en dessous du diamant directement sur la surface de la puce du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Ces fissures, sont principalement liées aux étapes de fabrications technologiques (wafer fusion et retrait du substrat).

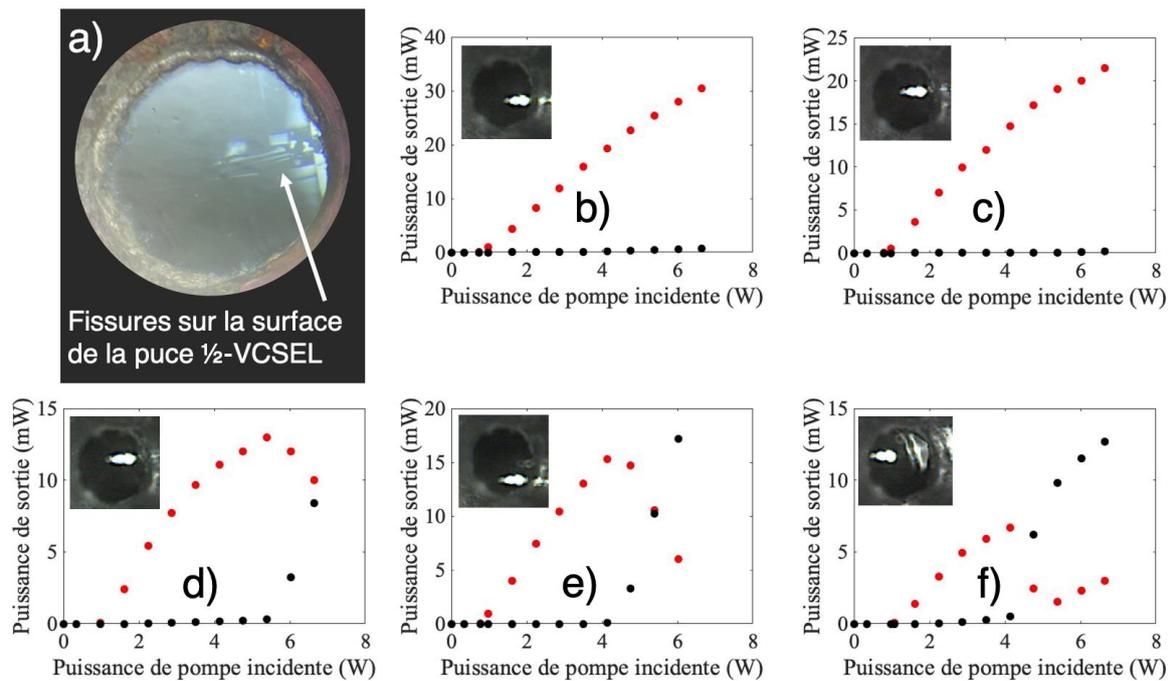


Figure 2-26: a) Photographie obtenue à l'aide d'un microscope optique montrant les fissures sur la surface de la puce du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Puissance de sortie du VECSEL en fonction de la puissance de pompe incidente obtenue à différents endroits de la puce du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. b) et c) Endroits où nous n'avons pas une oscillation laser de la deuxième polarisation. d), e) et f) Endroits où nous avons une oscillation laser des deux états de polarisation linéaires. Ces caractéristiques ont été réalisées avec la pompe L8W. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C.

Nous avons réalisé une caractéristique optique à différents endroits de la puce dans le but d'identifier les zones propices à une oscillation laser de la deuxième polarisation (voir Figure 2-26).

Nous avons constaté trois choses : 1) l'oscillation de la deuxième polarisation est possible. 2) l'oscillation de la deuxième polarisation est obtenue seulement dans les zones où les fissures ne sont pas présentes. 3) Le seuil d'oscillation de la deuxième polarisation est ~ 5 fois supérieur au seuil d'oscillation de la première polarisation.

Dans la suite, avant d'insérer le cristal biréfringent dans la cavité plan-lentille-plan VECSEL, nous allons prouver tout d'abord que les deux seuils d'oscillation obtenus correspondent bien aux seuils d'oscillation de deux états de polarisation.

2.5.3.3 Spectre d'émission des deux polarisations linéaires orthogonales

Dans la littérature, sur les lasers à base de boîtes quantiques en InAs sur substrat InP [15] et sur substrat GaAs [16], il a été rapporté qu'à fort taux de pompage il y'a une

apparition d'un pic latéral qui vient se superposer au spectre d'émission du laser, et qui est dans ce cas attribué à une émission laser simultanée sur l'état fondamental et l'état excité des boîtes quantiques. Cela se manifeste par un deuxième seuil d'oscillation laser. (Ce point est traité plus en détail dans le chapitre 1)

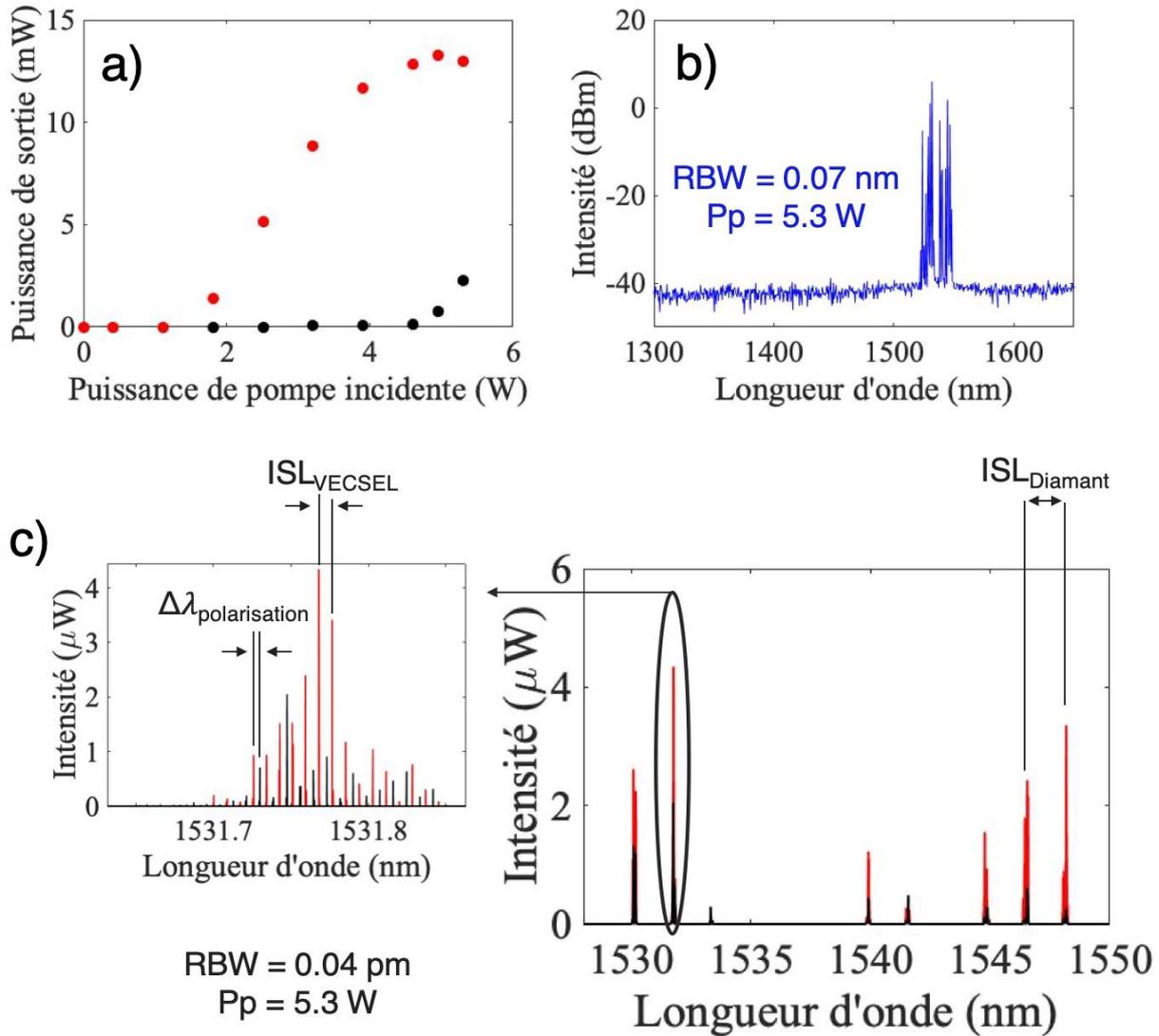


Figure 2-27: a) Puissance optique du VECSEL pour chaque état de polarisation linéaire en fonction de la puissance de pompe incidente. b) Spectre d'émission des deux polarisations linéaires du VECSEL. c) Spectres d'émission du VECSEL de chaque état de polarisation linéaire. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C. Ces caractéristiques ont été réalisées avec le laser L15W.

La Figure 2-27 (a) montre les caractéristiques optiques des deux polarisations linéaires obtenues avec le VECSEL dans notre cas. Nous avons analysé le spectre d'émission du VECSEL à une puissance incidente de pompe de 5.3 W, pour laquelle les deux états de polarisation oscillent. La Figure 2-27 (b) montre ce spectre. Ce dernier confirme que nous n'observons pas d'émission liée à l'état excité, qui serait

dans ce cas attendue à une longueur d'onde proche de 1430 nm, contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature par Platz et al [15] ainsi que Markus et al [16].

A l'aide d'un analyseur de spectre optique de très haute résolution, à une puissance incidente de pompe de 5.3 W, nous avons analysé le spectre d'émission de chaque état de polarisation. Le spectre d'émission des deux polarisations linéaires est montré sur la Figure 2-27 (c). Nous remarquons que les deux polarisations n'ont pas les mêmes longueurs d'ondes ce qui prouve bien que ce sont deux états de polarisation distincts. D'après ce spectre on note aussi que l'écart spectral entre les deux polarisations $\Delta\lambda_{polarisation}$ est égal à $\sim ISL_{PLP}/2$.

2.5.3.4 Insertion du cristal biréfringent dans la cavité VECSEL

2.5.3.4.1 Orientation du cristal biréfringent en dehors de la cavité VECSEL

Avant d'insérer le cristal biréfringent à l'intérieur de la cavité VECSEL, nous l'avons orienté en dehors de la cavité en sortie du VECSEL. La Figure 2-28 montre les différentes configurations qu'on peut obtenir en tournant le cristal biréfringent par rapport à la polarisation de sortie du VECSEL. Il est important de souligner que pendant cette procédure d'orientation du cristal nous avons réduit la puissance de pompe pour avoir une oscillation laser uniquement de la première polarisation linéaire.

Lorsque l'axe extraordinaire du cristal biréfringent est orienté à 45° par rapport à la polarisation linéaire en sortie du VECSEL, on observe après le cristal biréfringent à l'aide d'une caméra infrarouge que le faisceau laser passe par les deux bras du cristal biréfringent (voir Figure 2-28 (a)).

Lorsque l'axe extraordinaire du cristal biréfringent est perpendiculaire ou parallèle à la polarisation linéaire en sortie du VECSEL, nous observons après le cristal biréfringent à l'aide de la caméra infrarouge que le faisceau laser passe par un des deux bras du cristal (voir Figure 2-28 (b) et (c)). Ces deux orientations sont désirables. Dans la suite, nous allons maintenir une de ces deux orientations puis insérer le cristal dans la cavité VECSEL.

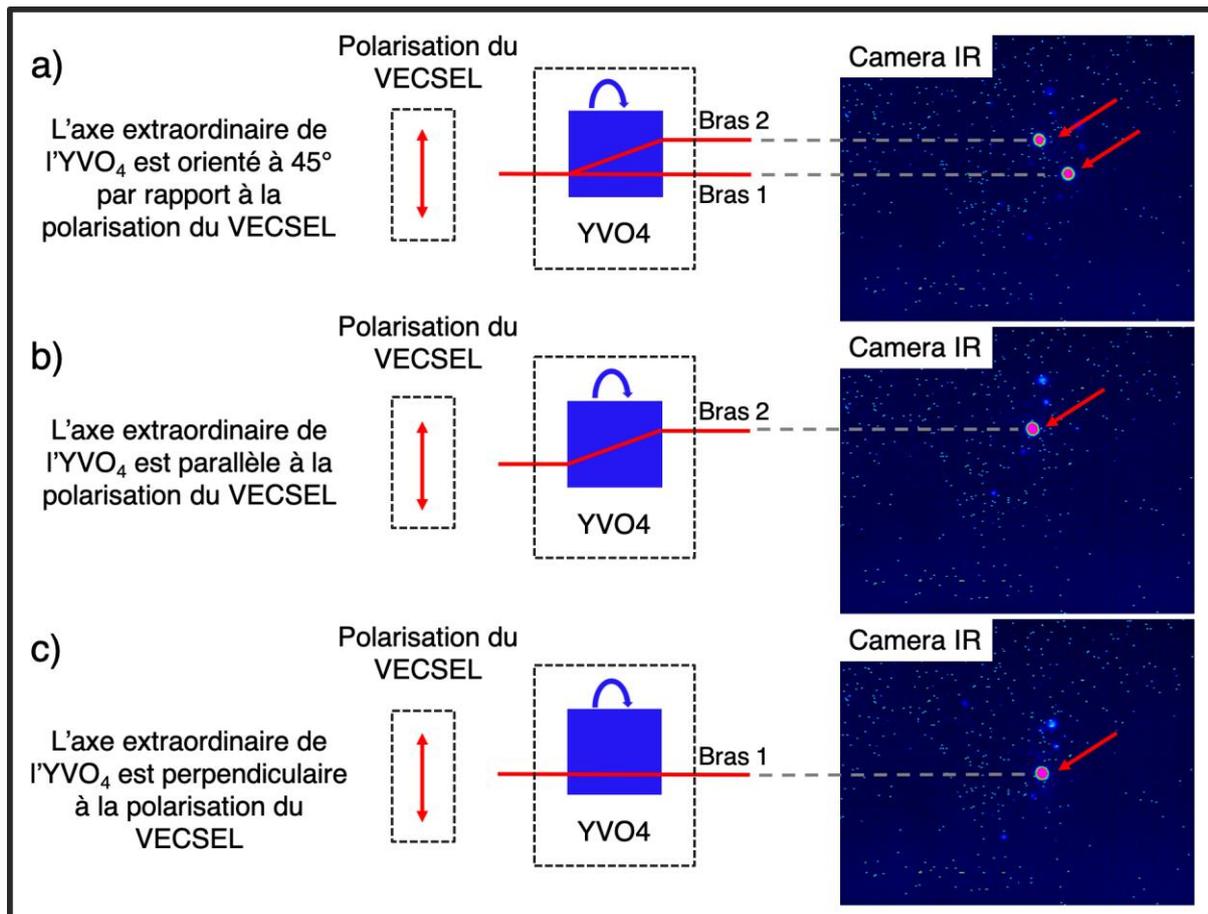


Figure 2-28: Orientation du cristal biréfringent YVO₄ en dehors de la cavité laser à l'aide d'une caméra infrarouge. a) Polarisation linéaire en sortie du VECSEL orientée à 45° par rapport à l'axe extraordinaire du cristal biréfringent. b) Polarisation en sortie du VECSEL parallèle à l'axe extraordinianire du cristal YVO₄. c) Polarisation en sortie du VECSEL perpendiculaire à l'axe extraordinaire du cristal YVO₄.

2.5.3.4.2 Insertion du cristal biréfringent à l'intérieur de la cavité plan-lentille-plan VECSEL

Nous avons inséré le cristal à l'intérieur de la cavité laser et nous avons obtenu une oscillation laser mais toujours sur un seul bras du cristal. La Figure 2-29 montre la caractéristique optique obtenue en utilisant les lasers de pompe L8W et L15W. Pour comparaison, nous avons ajouté sur le graphe la caractéristique optique obtenue précédemment en utilisant les pompes à fibre monomode.

D'après ces caractéristiques, on constate deux choses : 1) le seuil d'oscillation est plus élevé avec les pompes à fibres multimodes. 2) la température du VECSEL n'est plus maintenu à partir d'une valeur de puissance incidente de pompe de ~ 8 W (voir courbe rouge de la Figure 2-29).

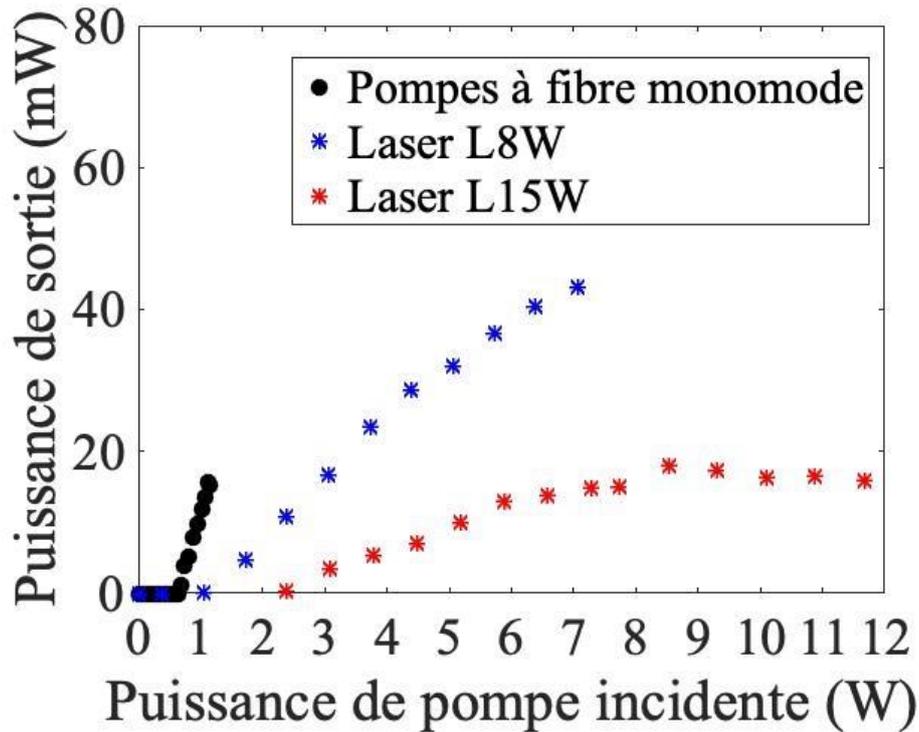


Figure 2-29: Caractéristiques optiques du VECSEL avec cristal biréfringent intracavité obtenues en utilisant deux lasers de pompe à fibre monomode, la pompe L8W et la pompe L15W. La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19 °C.

Du fait de l'échauffement induit aux fortes puissances de pompe (> 8 W), nous avons été contraints de limiter la puissance de pompe à 8 W, sachant qu'elle peut s'avérer insuffisante pour atteindre le seuil de la seconde polarisation. Néanmoins, dans ces conditions, nous avons tenté de forcer l'émission laser de la seconde polarisation en augmentant les pertes sur la première polarisation en insérant une lame de rasoir sur le mode. Malgré cela, nous n'avons pas observé l'oscillation laser de la deuxième polarisation. Cela confirme qu'il faut plus de gain pour obtenir l'oscillation de la deuxième polarisation avec cristal biréfringent.

2.6 Perspectives

Nous avons voulu voir s'il y'a une dépendance entre le seuil d'oscillation du VECSEL et l'angle d'incidence de la pompe. Pour ce faire nous avons utilisé la pompe à fibre monomode pour deux différents angles d'incidence de la lumière de pompe, 23° et 45° . La Figure 2-30 montre le montage expérimental du VECSEL pour chaque angle d'incidence de la lumière de pompe ainsi que les caractéristiques optiques obtenues.

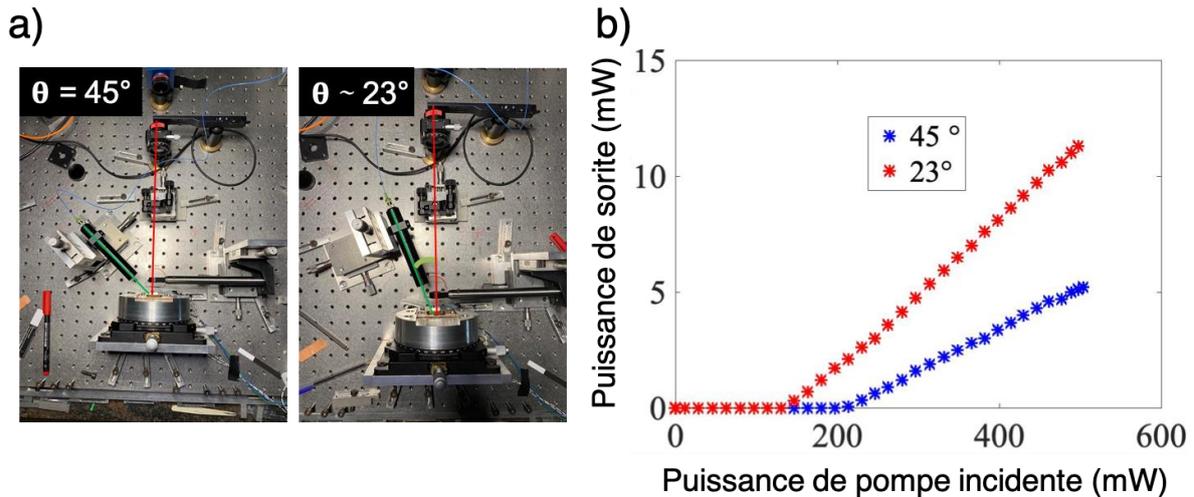


Figure 2-30: a) Montage expérimental du VECSEL pour chaque angle d'incidence de la lumière de pompe, 23° et 45° . b) Caractéristiques optiques du VECSEL en cavité plan-lentille-plan en fonction de deux angles d'incidence de la lumière de pompe, 23° et 45° . La température de fonctionnement du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de 19°C .

En changeant l'angle d'incidence de la lumière de pompe de 45° à 23° , nous remarquons une amélioration du seuil d'oscillation. Nous avons une réduction de 66 mW du seuil d'oscillation.

Les perspectives que nous envisagerons pour la suite de ce travail afin d'obtenir une oscillation laser de la deuxième polarisation après insertion du cristal biréfringent sont : 1) optimisation des seuils d'oscillation du VECSEL. 2) utilisation d'un système de dissipation de chaleur pour pouvoir pomper le VECSEL avec une puissance supérieure à 8 W.

3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit la structure du miroir à gain à base de boîtes quantiques en InAs/InP et nous avons détaillé chaque brique constituant la structure. Nous avons également présenté les résultats expérimentaux obtenus par nos collaborateurs montrant une première oscillation laser de cette structure en cavité VECSEL.

Dans le but d'adapter le montage dédié à la mesure de la constante de couplage de Lamb C montré dans le chapitre 2 à la structure à base de boîtes quantiques nous sommes passé par quatre étapes :

La première étape a consisté à intégrer la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL à base de boîtes quantiques dans une cavité hémisphérique vide afin de connaître ses caractéristiques optiques. Ces caractérisations préliminaires ont mené aux conclusions suivantes : 1) obtention d'une oscillation laser. 2) Observation d'un effet de filtrage introduit par la microcavité formée par le miroir de Bragg et l'interface supérieure de la structure (air/diamant). 3) L'oscillation de la deuxième polarisation nécessite plus de puissance optique de pompe (≥ 1 W).

La deuxième étape a consisté à intégrer la puce dans la cavité plan-lentille-plan afin de savoir si l'oscillation de la deuxième polarisation peut être obtenu avec les éléments intracavité nécessaires à la mesure du couplage. Les résultats expérimentaux ont mené aux conclusions suivantes : 1) obtention d'une oscillation laser avec lentille intracavité. 2) L'oscillation de la deuxième polarisation n'est pas obtenue malgré l'utilisation de deux lasers de pompe délivrant une puissance optique totale de 1.1 W. 3) Obtention d'une oscillation laser du premier état de polarisation avec lentille et cristal biréfringent dans la cavité.

La troisième étape a consisté à utiliser un modèle simple afin d'estimer les pertes introduites par chaque élément intracavité et donc d'estimer la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation de la deuxième polarisation avec tous les éléments intracavité nécessaires à la mesure du couplage. Le modèle a mené aux conclusions suivantes : 1) les pertes optiques totales introduites par les éléments intracavité sont de 2.65 %. 2) Pour obtenir une oscillation laser de la première et

deuxième polarisation avec tous les éléments intracavité il faut respectivement une puissance optique incidente de 1.07 W et 5 W.

La quatrième étape a consisté à utiliser un laser de pompe à fibre multimode puissant. Les résultats expérimentaux ont mené aux conclusions suivantes : 1) le seuil d'oscillation du laser VECSEL est plus élevé avec une pompe à fibre multimode comparé à une pompe à fibre monomode. 2) Obtention d'une oscillation laser de la deuxième polarisation. 3) La température du VECSEL n'est plus maintenue à partir d'une valeur de puissance optique de pompe de ~ 8 W. 4) L'oscillation laser de la deuxième polarisation n'est toujours pas obtenue pour une puissance de pompe de 8 W.

4 Références

- [1] A. Sirbu, V. Iakovlev, A. Mereuta, A. Caliman, G. Suruceanu, et E. Kapon, « *Wafer-fused heterostructures: application to vertical cavity surface-emitting lasers emitting in the 1310 nm band* », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 26, no 1, p. 014016, janv. 2011, doi: 10.1088/0268-1242/26/1/014016.
- [2] C. Paranthoen et al., « *Height dispersion control of InAs/InP quantum dots emitting at 1.55 μm* », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, no 12, p. 1751-1753, mars 2001, doi: 10.1063/1.1356449.
- [3] K. Nechay et al., « *InAs/InP quantum dot VECSEL emitting at 1.5 μm* », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, no 17, p. 171105, oct. 2019, doi: 10.1063/1.5125632.
- [4] E. Kantola, T. Leinonen, S. Ranta, M. Tavast, J.-P. Penttinen, et M. Guina, « *1180nm VECSEL with 50 W output power* », San Francisco, California, United States, mars 2015, p. 93490U. doi: 10.1117/12.2079480.
- [5] A. Härkönen et al., « *4 W single-transverse mode VECSEL utilising intra-cavity diamond heat spreader* », *Electron. Lett.*, vol. 42, no 12, p. 693, 2006, doi: 10.1049/el:20060462.
- [6] W. J. Alford, T. D. Raymond, et A. A. Allerman, « *High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser* », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no 4, p. 663, avr. 2002, doi: 10.1364/JOSAB.19.000663.
- [7] K. Nechay, « *High-power VECSELS operating at the 700-800 nm wavelength range* », PhD Thesis, Tampere, 2019.
- [8] G. R. Fowles, « *Introduction to modern optics* », Courier Corporation, 1989.
- [9] D. J. Klotzkin, « *Introduction to Semiconductor Lasers for Optical Communications* », New York, NY: Springer New York, 2014. doi: 10.1007/978-1-4614-9341-9.
- [10] S. Adachi, « *Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$* », *J. Appl. Phys.*, vol. 66, no 12, p. 6030-6040, déc. 1989, doi: 10.1063/1.343580.
- [11] H. Burkhard, H. W. Dinges, et E. Kuphal, « *Optical properties of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$, InP, GaAs, and GaP determined by ellipsometry* », *J. Appl. Phys.*, vol. 53, no 1, p. 655-662, janv. 1982, doi: 10.1063/1.329973.
- [12] K. Klaime, « *Laser à blocage de modes à base de boîtes quantiques InAs/InP pour les télécommunications optiques* », PhD Thesis, 2013. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2013ISAR0018/document>
- [13] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, et A. Mooradian, « *Design and characteristics of high-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM/sub 00/ beams* », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, no 3, p. 561-573, juin 1999, doi:

10.1109/2944.788419.

[14] J. Piprek, « *Semiconductor Optoelectronic Devices* », Boston: Academic Press, 2003.

[15] C. Platz et al., « *Comparison of InAs quantum dot lasers emitting at 1.55 μm under optical and electrical injection* », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 20, n° 5, p. 459-463, mai 2005, doi: 10.1088/0268-1242/20/5/023.

[16] A. Markus, J. X. Chen, C. Paranthoën, A. Fiore, C. Platz, et O. Gauthier-Lafaye, « *Simultaneous two-state lasing in quantum-dot lasers* », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, n° 12, p. 1818-1820, mars 2003, doi: 10.1063/1.1563742.

Chapitre 4 : Développement et caractérisation d'un laser VECSEL classe A faible bruit en pompage électrique

Table des matières

1	Introduction	140
2	Intérêt du laser VECSEL classe A pompé électriquement.....	141
3	Caractérisations électriques et optiques du miroir à gain à puits quantiques	143
3.1	Structure du miroir à gain	143
3.1.1	Description de la structure.....	143
3.1.2	Miroir de Bragg DBR et électrodes.....	144
3.1.3	Zone active et microcavité	146
3.1.4	La jonction tunnel.....	146
3.1.5	Processus de fabrication	147
3.2	Caractérisations électro-optiques du miroir à gain hors cavité externe	149
3.2.1	Caractéristiques électriques.....	149
3.2.2	Caractéristiques optiques en électroluminescence	151
3.3	Caractérisations optiques préliminaires du miroir à gain en cavité externe	152
3.3.1	Montage expérimental.....	152
3.3.2	Spectre d'émission du laser en fonctionnement multimode.....	154
3.3.3	Etat de polarisation du laser EP-PQs-VECSEL.....	154
4	Fonctionnement mono-fréquence du laser	156
4.1	Protocole expérimental pour mesurer les modes transverses en champ proche.....	156
4.1.1	Montage expérimental.....	156
4.1.2	Réglage	157
4.2	Obtention d'un fonctionnement mono-fréquence	158
4.2.1	Sélection du mode fondamental transverse TEM ₀₀	158
4.2.2	Sélection du mode longitudinal	160
4.2.3	Comparaison en régime mono-fréquence des caractéristiques optiques de deux dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel	163
5	Fonctionnement classe A faible bruit.....	165
5.1	Bruit d'intensité d'un laser	165
5.1.1	Origine	165
5.1.2	Définition du bruit d'intensité relatif	165
5.1.3	Méthode de mesure du bruit d'intensité.....	165
5.1.4	Montage expérimental.....	167
5.2	Régime classe A	169
5.2.1	Choix du coupleur	169
5.3	Bruit d'intensité relatif à basse fréquence.....	169
5.3.1	Bruit technique.....	169
5.3.2	Réduction du bruit technique	169
5.4	Obtention d'un régime classe A faible bruit du laser EP-PQs-VECSEL.....	171
5.4.1	Mesure du RIN à basse fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 50 µm de diamètre de jonction tunnel	171
5.4.2	Mesure du RIN à basse fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 25 µm de diamètre de jonction tunnel	173
5.4.3	Mesure du RIN à haute fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 25 µm de diamètre de jonction tunnel	173
6	Conclusion.....	176
7	Références.....	177

1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats que nous avons obtenus avec le laser mono-fréquence EP-PQs-VECSEL que nous avons développé dans le but d'obtenir le fonctionnement classe A faible bruit. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la structure du miroir à gain pour décrire son fonctionnement. Nous verrons ensuite dans quelles conditions on peut obtenir un fonctionnement mono-fréquence avec une puissance émise importante car cela est nécessaire pour démontrer un fonctionnement faible bruit. Enfin, nous expliquerons le choix du miroir de sortie pour obtenir à la fois un laser compact moins sensible au bruit technique et un régime de fonctionnement classe A. Nous prouvons ce régime de fonctionnement au travers des mesures du bruit d'intensité relatif.

2 Intérêt du laser VECSEL classe A pompé électriquement

Les performances des liaisons optique-hyperfréquences sont limitées par le bruit d'intensité du laser composant la liaison. Lorsque qu'il s'agit de l'utilisation de laser présentant un régime de fonctionnement classe B, le rapport signal à bruit est limité contrairement à un laser fonctionnant en régime classe A.

En régime classe B, la présence des oscillations de relaxation perturbent le fonctionnement du laser et empêche d'avoir un bruit d'intensité relatif (RIN) limité par le bruit de grenaille sur une très large bande passante. Pour se débarrasser des oscillations de relaxation et donc d'obtenir le régime classe A, il faut que la durée de vie des photons intracavité excède la durée de vie des charges dans le semiconducteur. Cela peut être atteint en augmentant la finesse et/ou la longueur de cavité du laser. Le Tableau 2-1 résume les valeurs du bruit d'intensité relatif mesurées pour différents types de sources optiques.

Les lasers VCSEL fonctionnent en régime classe B du fait de la courte longueur de cavité qu'ils présentent. Généralement, la fréquence des oscillations de relaxation sur le spectre du RIN de tel laser se situe entre 1 et 10 GHz. En augmentant le taux de pompage, la fréquence des oscillations de relaxation peut être décalée à une fréquence supérieure à 10 GHz. Dans ce cas un niveau de RIN limité par le bruit de grenaille peut être obtenu sur des fréquences en dessous de 10 GHz [1][2]. C'est le cas des deux dispositifs VCSEL pompés électriquement mentionnés sur le Tableau 2-1.

En utilisant un VECSEL pompé optiquement à base de puits quantiques, Baili et al [3][4] ont démontré le fonctionnement classe A avec un faible niveau de RIN limité par le bruit de grenaille sur une large bande passante. Le régime classe A était également démontré par Pes et al [5] en utilisant un laser VECSEL à base de fils quantiques sur substrat InP. Le pompage optique nécessite une source d'excitation externe ce qui rend le laser peu compacte, difficile à aligner et énergivore.

Type de pompage	Type de laser	Zone active	Régime du laser	Longueur d'onde (nm)	Diamètre du dispositif (μm)	Taux de pompage	Fréquence des oscillations de relaxation	RIN (dB/Hz)	RIN limité par le bruit de grenaille sur la plage de fréquence (GHz)	Références
Optique	VECSEL	PQs	Classe A	1000	-	1.5	Sans oscillations de relaxation	- 156	0.05 – 18	Baili 2006
				1550	90	-		- 170	0.3 – 40	Baili 2014
		1600	~ 80	1.39	- 158	0.01 – 0.1		Pes 2017		
					- 155	1 – 18				
Electrique	VCSEL	PQs	Classe B	850	4	10	> 11 GHz	-154 (I _{ph} = 0,86 mA)	1 – 11	Tan 2014
				980	3	> 4	> 13 GHz	- 152 (I _{ph} = 0,55 mA)	3 – 13	Li 2017

Tableau 2-1: Bruit d'intensité relatif mesuré expérimentalement pour différents lasers. Baili 2006 [3] et 2014 [4], Pes 2017 [5], Tan 2014 [1], Li 2017 [2].

3 Caractérisations électriques et optiques du miroir à gain à puits quantiques

Les miroirs à gain sous injection électrique présentent des difficultés de conception et de fabrication. En plus, du fait qu'ils sont limités en puissance, le développement de tels dispositifs est toujours en cours d'acheminement. Dans cette partie, nous allons décrire en détail, la structure et la mise au point sur les paramètres qui peuvent affecter les performances des miroirs à gain sous injection électrique.

3.1 Structure du miroir à gain

3.1.1 Description de la structure

La structure du miroir à gain que nous souhaitons caractériser est composée principalement d'une microcavité, une zone active et de deux électrodes pour assurer l'accès électrique. La Figure 3-1 (a) montre la structure du miroir à gain émettant à la longueur d'onde de télécommunication. La microcavité est formée par deux miroirs de Bragg DBR de différentes réflectivités faisant appel à deux filières de matériaux, la filière GaAs pour le miroir inférieur de la structure et la filière InP pour le miroir supérieur. Du fait du désaccord de maille entre ces deux familles de matériaux le miroir de Bragg à base de GaAs est collé à la structure en utilisant la technique du wafer fusion [6].

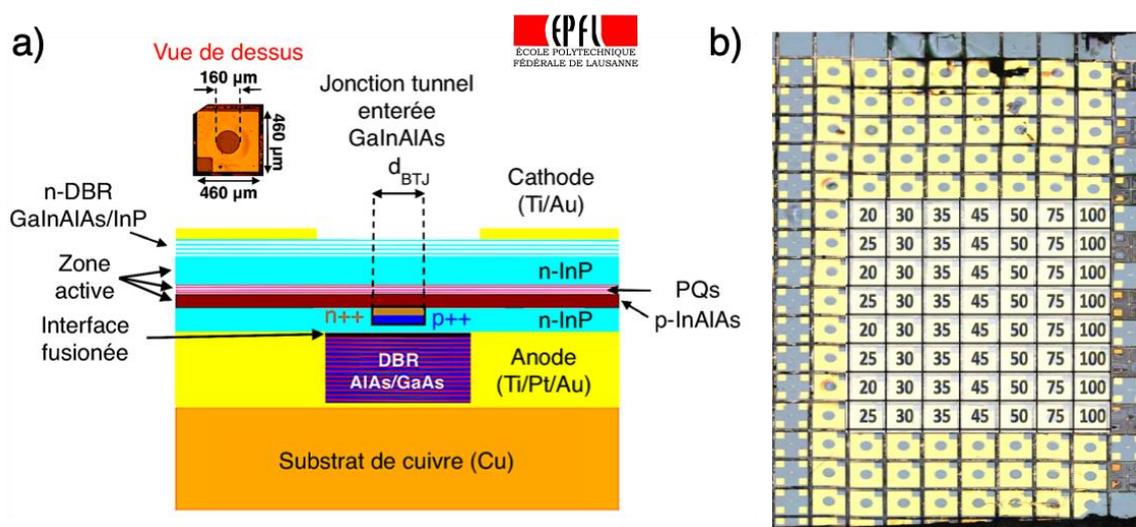


Figure 3-1: a) Schéma représentatif du miroir à gain émettant à la longueur d'onde de télécommunication. b) Matrice comprenant tous les miroirs à gain avec différents diamètres de jonction tunnel (25-30-35-45-75-100 μm).

A l'intérieur de la microcavité nous avons des puits quantiques contraints GaInAlAs en compression pour assurer un gain et une jonction tunnel enterrée gravée pour assurer une injection localisée des porteurs dans la zone active. Deux couches en InP dopé n permettent de réduire la non-uniformité du courant à travers la jonction tunnel causée par l'ouverture du contact annulaire supérieur. La Figure 3-1 (b) montre une photographie du dispositif réalisé par l'EPFL dans le cadre du projet ANR IDYLIC. Cet échantillon se compose d'une multitude de puces de miroir à gain, de dimensions individuelles $460 \times 460 \mu\text{m}^2$, qui diffèrent les unes des autres selon le diamètre de la jonction tunnel enterrée.

3.1.2 Miroir de Bragg DBR et électrodes

Un nombre de paires de couches semi-conductrices important dans un miroir de Bragg augmente la réflectivité mais au détriment de la conduction thermique. Par conséquence, l'évacuation de la chaleur induite au sein de la zone active peut être altérée et contribuer de manière significative à une dégradation des performances.

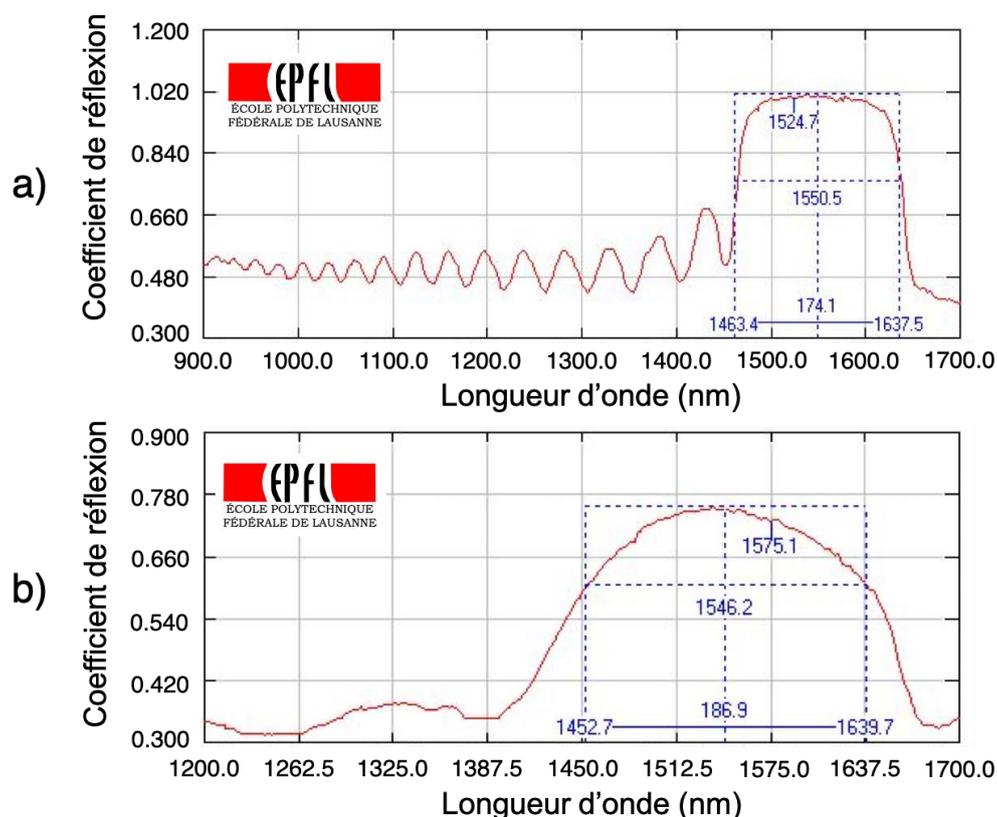


Figure 3-2: Cartographie spectrale réalisée à l'EPFL sur les miroirs de Bragg de la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL. a) Spectre du miroir de Bragg inférieur. b) Spectre du miroir de Bragg supérieur.

Pour limiter le nombre de paires du miroir de Bragg, l'utilisation d'un dépôt de couche d'or sur l'extrémité du miroir permet d'avoir une réflectivité élevée et faciliter la dissipation de la chaleur par le miroir. En plus, le choix d'un couple de matériaux présentant une différence d'indice importante permet de réduire le nombre de couches semi-conductrices tout en ayant une grande réflectivité [7]. Cela explique l'utilisation d'un couple de matériaux AlAs/GaAs dans la structure (Figure 3-1) au lieu d'un couple de matériaux à base d'InP. La réflectivité du miroir inférieur est ainsi supérieure à 99.5 %, cette valeur est obtenue avec 21.5 paires de couche AlAs/GaAs. La Figure 3-2 (a) montre le spectre de ce miroir, nous voyons qu'il est centré à 1550.5 nm, et qu'il possède une largeur spectrale de 174.1 nm.

Il est très important de souligner que le miroir de Bragg à base de GaAs utilisé dans la structure (Figure 3-1) n'est pas dopé. Cela n'est pas nécessaire, car le contact anodique est réalisé sur la couche InP dopé n et la forte résistance électrique du miroir de Bragg inférieur ne contribue pas à la résistance globale du dispositif. De plus, l'utilisation d'un miroir de Bragg non dopé permet d'éviter l'introduction de plus de pertes d'absorption par les porteurs libres.

Les pertes d'absorption par les porteurs libres dans les miroirs à gain sous injection électrique sont importantes. L'utilisation d'un deuxième miroir de Bragg permet de minimiser voire compenser ces pertes. Dans notre cas, il se situe en haut de la structure et il est composé de 6.5 paires de couche GaInAlAs/InP permettant d'atteindre une réflectivité de ~ 70 %. La Figure 3-2 (b) montre le spectre de ce miroir, nous voyons qu'il est centré à 1546.2 nm, et qu'il possède une largeur spectrale de 186.9 nm.

Les couches alternées GaInAlAs/InP utilisées dans le miroir de Bragg supérieur ont des bandes interdites différentes, à chaque interface une discontinuité se crée dû au fait de maintenir un niveau de Fermi constant à travers la structure de bande. Ces discontinuités gênent le transport des porteurs dans le miroir [8] mais dans notre cas le faible nombre de paires de couches et le dopage de type n utilisé permettent de réduire la résistance électrique du miroir.

Le diamètre d'ouverture de l'électrode supérieure de la structure (Cathode) est de 160 μm , cette ouverture permet de coupler la lumière du miroir à gain (émission

spontanée) au miroir de sortie de la cavité externe. L'électrode inférieure (anode) est quant à elle plein champ, et permet de faciliter la dissipation de la chaleur dégagée par le dispositif. Les deux électrodes occupent une grande surface sur la structure (Figure 3-1) pour obtenir une faible résistance de contact.

3.1.3 Zone active et microcavité

La zone active comprend 7 puits quantiques contraints à 1 %, non dopé en GaInAlAs pour assurer un gain à la microcavité. L'utilisation de puits quantiques contraints permet de réduire le courant de seuil, tout en minimisant les effets non radiatifs dominants, ce qui améliore les performances [9][10]. Pour fournir un gain optimal à la microcavité, les puits quantiques sont placés au niveau du maximum du champ optique.

Une microcavité formée par deux miroirs de Bragg et dans laquelle une zone active est placée représente une fréquence de résonance pour laquelle l'émission laser peut être obtenue. Si la finesse de la microcavité est assez élevée pour obtention du régime laser, la sélection de mode ne sera plus contrôlée par le miroir de la cavité externe. Dans cette structure (Figure 3-1) on a choisi une petite valeur de finesse afin de réduire les pertes optiques sans obtention d'une oscillation laser. En prenant en compte uniquement les pertes introduites par les miroirs de Bragg, nous calculons une valeur de finesse de 21.

3.1.4 La jonction tunnel

La jonction tunnel p++/n++ en GaInAlAs du côté p de la zone active est polarisée en inverse et permet l'injection de trous par effet tunnel dans la couche InAlAs dopé p, sa caractéristique courant tension est linéaire (ohmique). Du fait de la présence d'une hétérojonction p-InAlAs/n-InP polarisée en inverse de part et d'autre de la jonction tunnel (Figure 3-3), le courant électrique ne peut traverser qu'à travers la jonction tunnel.

Cela permet de contribuer au confinement latéral des porteurs au niveau de la zone active permettant ainsi d'assurer le fonctionnement monomode transverse, tout en participant à une réduction du courant de seuil. Du fait des pertes importantes induites à cause de l'absorption par les porteurs libres des couches fortement dopées de la jonction tunnel, cette dernière doit être nécessairement placée à une position

correspondant à un minimum du champ stationnaire pour réduire autant que possible l'absorption optique.

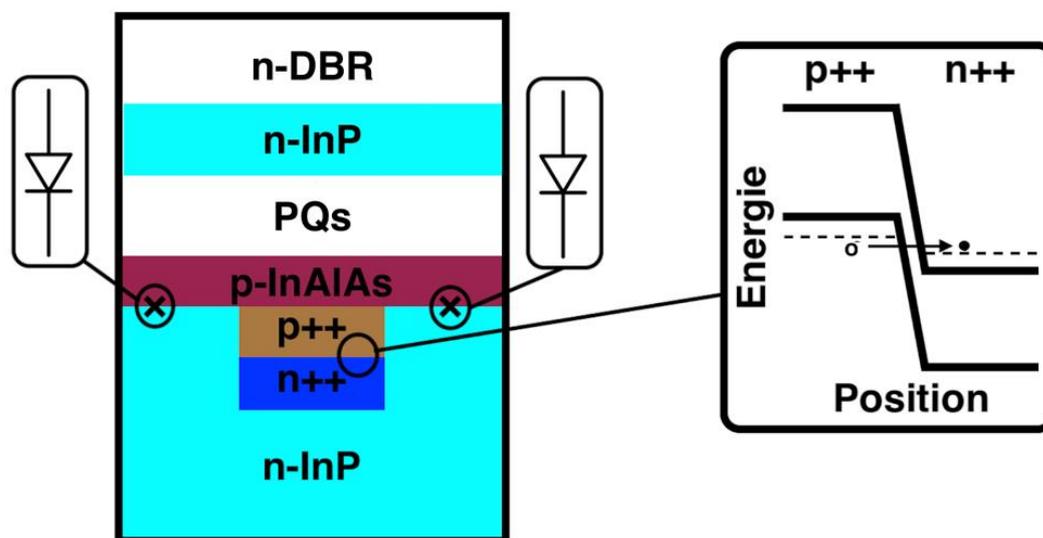


Figure 3-3: Structure schématique de la jonction tunnel et diagramme de bande en polarisation inverse.

3.1.5 Processus de fabrication

La zone active et le miroir de Bragg à base de matériaux de la filière InP ont été fabriqués de façon séparée du miroir de Bragg à base de matériaux de la filière GaAs, et ensuite collé en utilisant la technique de wafer fusion. La Figure 3-4 (a) montre la structure avant fusion. La croissance des matériaux était réalisée sur des substrats InP et GaAs en utilisant la technique d'épitaxie MOVPE. Tout le processus de fabrication a été réalisé par l'EPFL.

La Figure 3-4 (b) montre la structure après fusion et suppression chimique du substrat GaAs. L'accès direct à la couche InP du côté inférieur de la structure était pris en considération en gravant les miroirs de Bragg de dessous. Ensuite, un dépôt de couche Au/Ti/Pt a été réalisé pour assurer le contact électrique sur la couche InP dopée n inférieure (anode) (Figure 3-4 (c)).

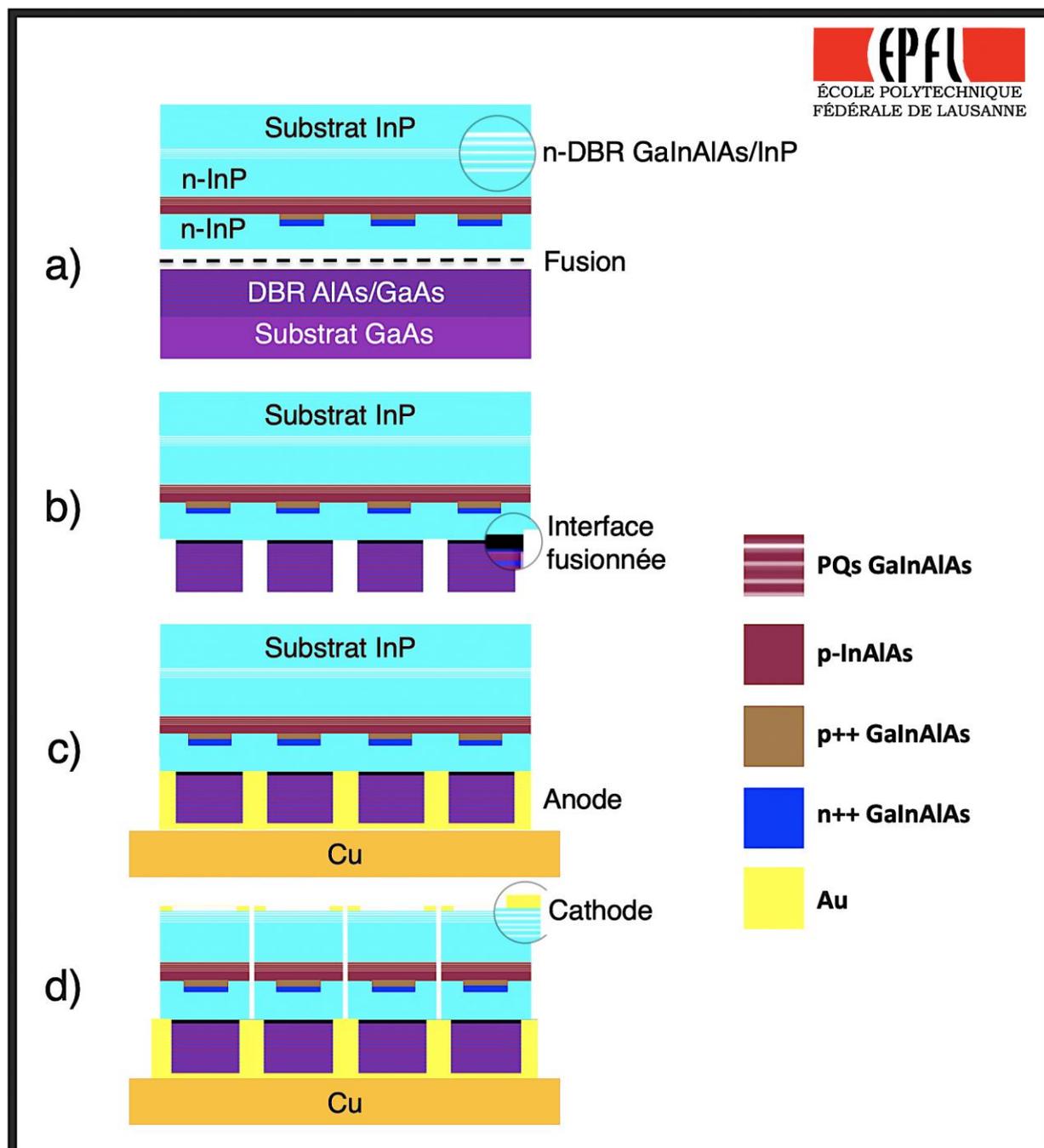


Figure 3-4: Etapes de fabrication du miroir à gain. a) Wafer fusion. b) Substrat GaAs éliminé chimiquement et séparation des miroirs de Bragg à base de GaAs par gravure. c) Dépôt de couches Ti/Pt/Au et collage sur substrat de cuivre Cu. d) Substrat InP éliminé chimiquement, séparation des dispositifs et dépôt de couches Ti/Au.

La structure entière est collée par brasure or/indium sur un dissipateur thermique en cuivre, il sert également de support pour la structure (Figure 3-4 (c)). La couche de contact Ti/Au est déposée sur le miroir de Bragg du côté supérieur de la structure après élimination chimique du substrat InP. Chaque puce est ensuite isolée électriquement l'une de l'autre par gravure profonde (Figure 3-4 (d)).

La fabrication de cette puce est moins compliquée à celle fabriquée avant par l'EPFL [11] car nous avons une seule étape de fusion.

3.2 Caractérisations électro-optiques du miroir à gain hors cavité externe

3.2.1 Caractéristiques électriques

Nous avons réalisé des caractérisations sous pointes des dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel pour mesurer leurs résistances électriques. La Figure 3-5 (a) montre des caractéristiques courant-tension obtenus pour différents diamètres de jonction tunnel, allant de 30 jusqu'à 100 μm .

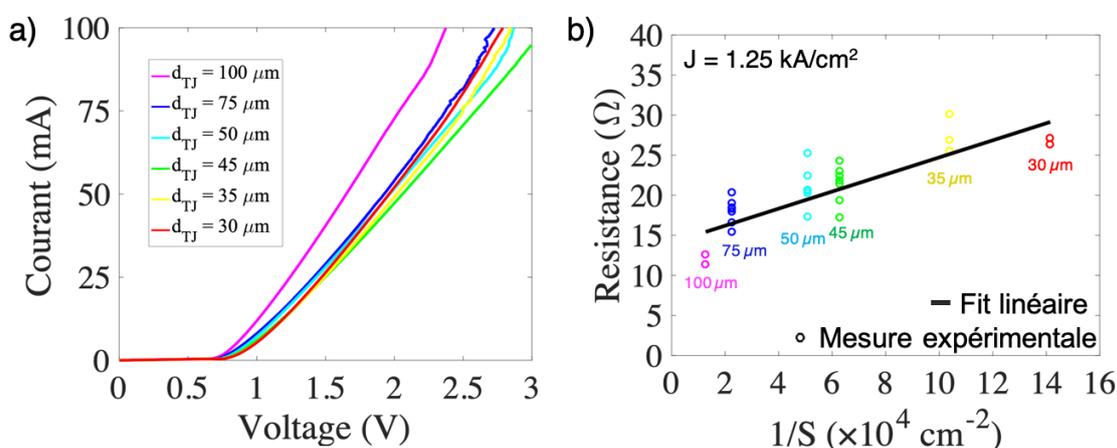


Figure 3-5: a) Caractéristiques courant-tension des dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel (30-35-45-50-75-100 μm). b) Résistance différentielle en fonction de l'inverse de la surface de la jonction tunnel.

Les caractéristiques courant-tension sont similaires à des caractéristiques de jonction p-n, nous avons une tension de coude V_d comprise entre 0.67 et 0.76 V. A partir des caractéristiques courant-tension réalisées et pour une densité de courant de 1.25 kA/cm^2 nous avons calculé la résistance différentielle $R_d = dV/dI$. La Figure 3-5 (b) montre les valeurs des résistances différentielles de plusieurs dispositifs en fonction de l'inverse de la surface d'injection. Sachant qu'il y a une dépendance linéaire entre la résistance différentielle et l'inverse de la surface d'injection, nous avons utilisé un ajustement linéaire. La pente de la courbe théorique représente la résistance caractéristique r_c qui correspond à la conduction électrique verticale dans le dispositif [12]. Une faible valeur de résistance caractéristique r_c traduit que la structure possède de bonnes caractéristiques électriques.

A une densité de courant de 1.25 kA/cm^2 , la valeur de r_c est $1.06 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Cette valeur est comparable aux valeurs des résistances caractéristiques reportées dans la littérature pour des structures à jonction tunnel [12][13]. Ceci atteste des bonnes caractéristiques électriques de la jonction tunnel enterrée. Le tableau ci-dessous résume les valeurs de résistances caractéristiques obtenues avec la structure étudiée ainsi que d'autres structures comportant un confinement du même type que la structure étudiée (BTJ) et un confinement utilisant une jonction tunnel implantée (ITJ).

Type de confinement de l'injection	Zone active	Microcavité	Densité de courant (kA/cm ²)	Résistance caractéristique ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	Références
Jonction tunnel implantée H+ p+/p++/n++/n+ InGaAsP (Min 2644)	9 PQs InGaAsP contraints en compression	air/SC (R \approx 30 %) n-DBR inférieur: InP/InGaAsP (R > 99 %) La contribution du DBR à la résistance caractéristique du dispositif est négligeable	1.25	2.45 10^{-4}	Bousseksou 2008
				1.57 10^{-4}	
Jonction tunnel enterrée p+/p++/n++/n+ InGaAsP (Min 2612)	7 PQs InGaAlAs contraints en compression	n-DBR supérieur: 6.5-InGaAlAs/InP (R \approx 70 %) DBR inférieur: InP/InGaAsP (R > 99 %) non dopé et électriquement indépendant de la structure	1.25	1.06 10^{-4}	Structure étudiée
Jonction tunnel enterrée p-InAlAs/ p ⁺⁺ -InGaAlAs/ n ⁺⁺ -InGaAlAs/ n-InP					
Jonction tunnel enterrée p ⁺⁺ -InP/ p ⁺⁺ -Q _{1,16} / p ⁺⁺ -Q _{1,4} / n ⁺⁺ -Q _{1,4} / n ⁺⁺ -InP	Sans zone active	Sans microcavité	5	0.47 10^{-4}	Gauthier 2011

Tableau 3-6: Valeurs des résistances caractéristiques pour différents structures et type de confinement de l'injection. Bousseksou 2008 [12], Gauthier 2011 [13].

3.2.2 Caractéristiques optiques en électroluminescence

Nous souhaitons étudier l'homogénéité du courant d'injection au niveau de la jonction tunnel, pour cela nous avons réalisé des caractérisations en champ proche de la lumière émise des différents miroirs à gain de différents diamètres de jonction tunnel.

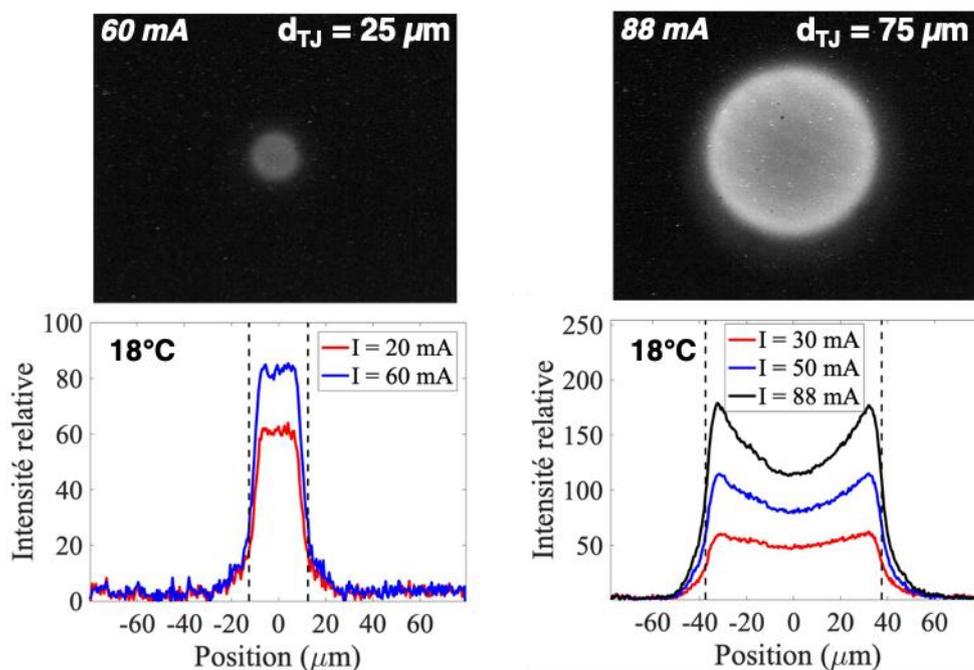


Figure 3-7: Image en champ proche d'électroluminescence et profils d'intensités mesurés sur deux miroirs à gain de 25 et 75 μm de diamètre de jonction tunnel.

La Figure 3-7 montre les images et les profils d'intensité d'électroluminescence en champ proche acquis avec une caméra infrarouge InGaAs (320×256 NSC0803-SI). Pour le dispositif de diamètre de jonction tunnel 25 μm , le profil en champ proche d'électroluminescence possède une bonne homogénéité de l'intensité sur toute la ligne de profil, qui croît de manière homogène avec le courant, indiquant ainsi que l'injection de courant est homogène sur toute la surface délimitée par la jonction tunnel enterrée. Pour les dispositifs de diamètre de jonction tunnel $\geq 35 \mu\text{m}$ l'injection de courant n'est plus homogène et surtout lorsque le courant de polarisation est important (à titre d'exemple : dispositif de diamètre 75 μm). Nous observons une surintensité d'électroluminescence au niveau du périmètre de la jonction tunnel due à une augmentation de la densité de porteurs de charge. Ce comportement est principalement lié à la forte différence de mobilité des trous et des électrons dans les zones P et N qui entourent la jonction tunnel, qui rend d'autant plus difficile une injection homogène de courant à partir de contacts annulaires [14].

Le diamètre du dispositif est fixé par la jonction tunnel qui confine les porteurs dans la zone à gain. La non-uniformité du courant au niveau de celle-ci est d'autant plus importante que le diamètre est grand. En régime laser cette non-uniformité va favoriser une émission des modes transverses d'ordre supérieurs, ce qui sera néfaste à l'obtention d'un fonctionnement monomode transverse TEM_{00} avec une puissance émise importante.

Dans le cas idéal, pour favoriser que le mode fondamental TEM_{00} , la distribution de la densité de charge doit suivre une distribution qui ressemble à une gaussienne.

3.3 Caractérisations optiques préliminaires du miroir à gain en cavité externe : laser EP-PQs-VECSEL

3.3.1 Montage expérimental

Nous souhaitons tester les dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel en régime laser, pour cela nous avons développé un montage simple qui permet à la fois d'aligner la puce laser avec le miroir de sortie et de maintenir la pointe de contact sur la puce pour assurer une polarisation électrique. La Figure 3-8 montre le montage expérimental. Le dispositif est polarisé en régime continu et le miroir de sortie représente un rayon de courbure de 1 cm et une transmission de 0.5 %.

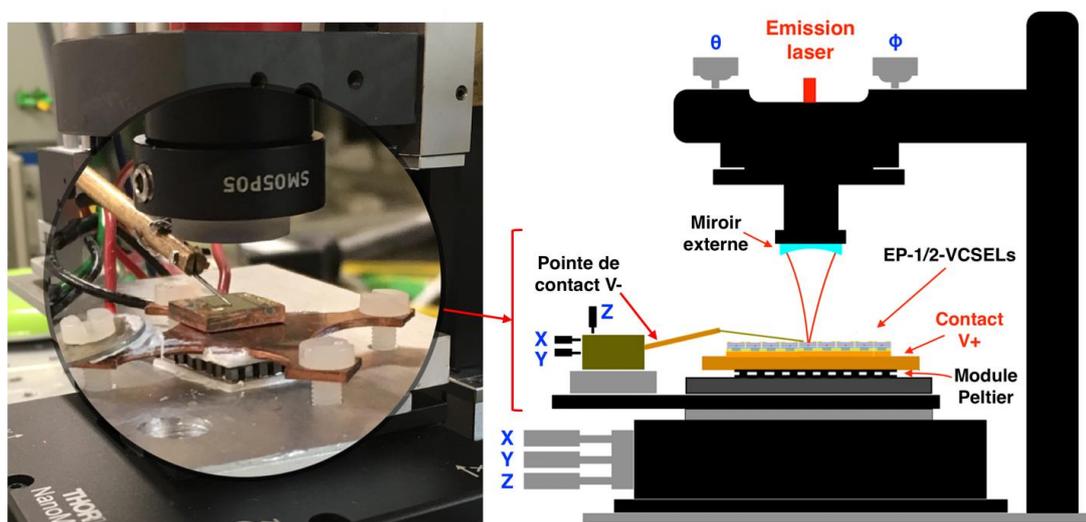


Figure 3-8: Montage expérimental dédié pour l'obtention d'une oscillation laser des différents dispositifs.

L'oscillation laser a été obtenue pour tous les dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel. Les caractéristiques optiques montrées dans la Figure 3-9 ont été

prises dans des conditions où le laser fonctionne en régime multimode. La longueur de cavité était proche de la limite de stabilité.

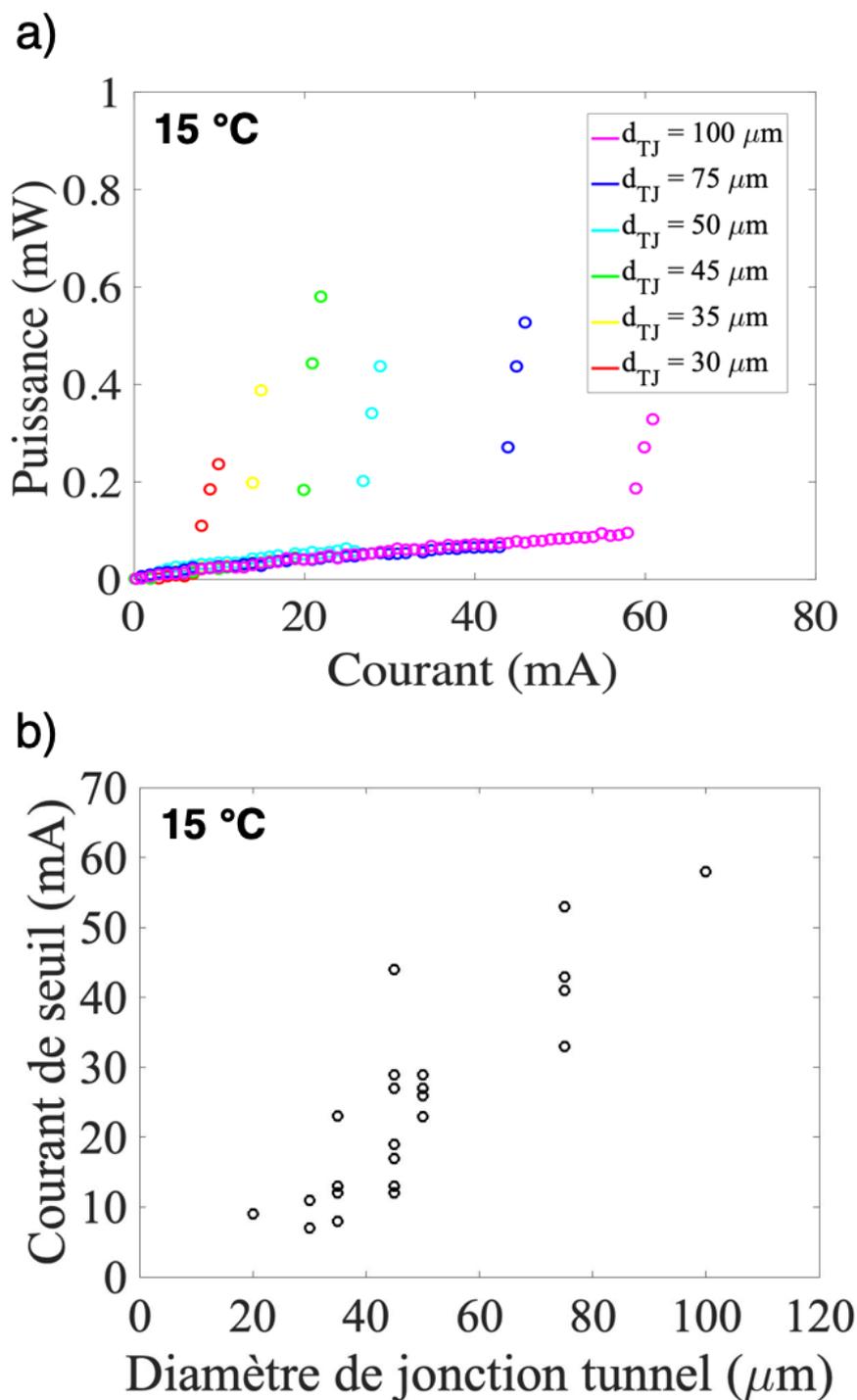


Figure 3-9: a) Caractéristiques courant-puissance des dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel (30-35-45-50-75-100 μm). b) Courants de seuil obtenus en fonction du diamètre de jonction tunnel pour plusieurs dispositifs.

Grâce à la réflectivité importante du miroir de sortie, nous avons pu obtenir des faibles courants de seuils. Nous avons des valeurs qui se situent entre 7 mA et 60 mA.

3.3.2 Spectre d'émission du laser en fonctionnement multimode

En général, la largeur du gain optique dans une structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL est de l'ordre de 6 THz [9][15]. En régime laser, pour un intervalle spectral libre (*ISL*) de 15 GHz (une longueur de cavité de 1 cm), il y a environ 400 modes longitudinaux coïncidant avec la courbe de gain.

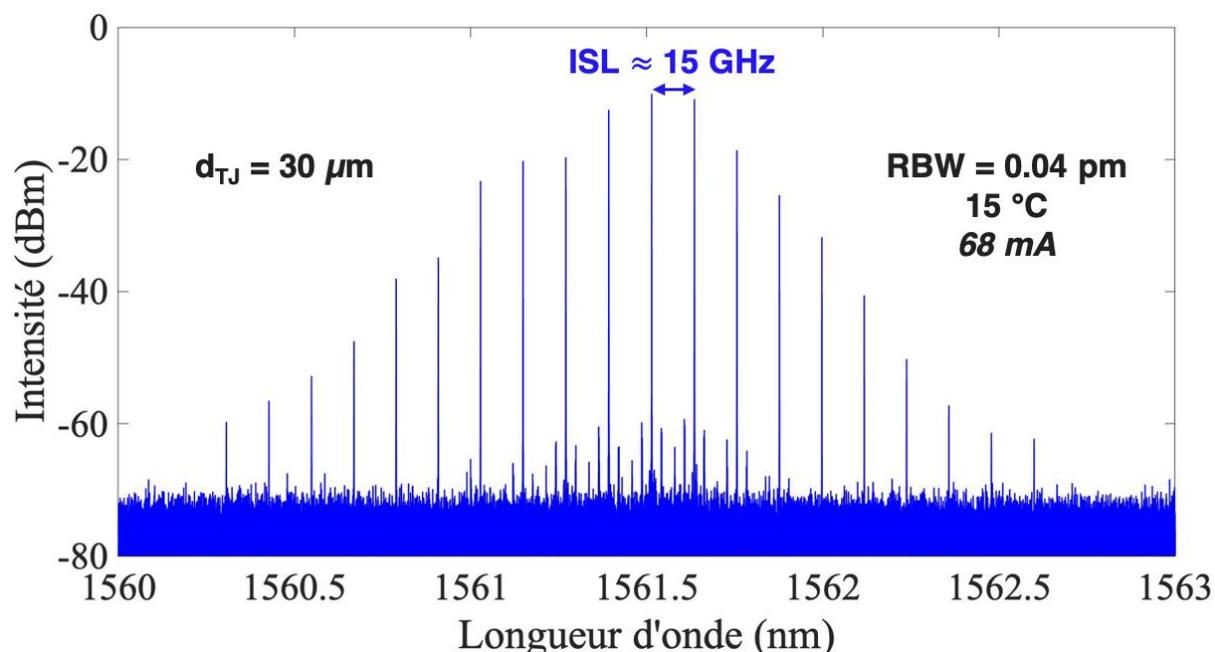


Figure 3-10: Spectre d'émission laser pour un courant d'injection de 68 mA. Le diamètre du dispositif est de 30 μm .

Dans notre cas le spectre d'émission du laser en régime multimode montre seulement 20 modes longitudinaux. La Figure 3-10 montre le spectre d'émission du laser EP-PQs-VECSEL. La réduction de ce nombre de modes est expliquée par la présence de la microcavité qui joue le rôle d'un filtre spectral.

3.3.3 Etat de polarisation du laser EP-PQs-VECSEL

Pour connaître l'état de polarisation du laser nous avons utilisé un polariseur linéaire. Nous avons mesuré la puissance du laser derrière le polariseur en fonction de son angle d'orientation. Ces points expérimentaux sont représentés sur la Figure 3-11.

Nous pouvons voir que la puissance du laser est nulle pour un angle d'orientation du polariseur de 130° ce qui implique que nous avons un seul état de polarisation linéaire.

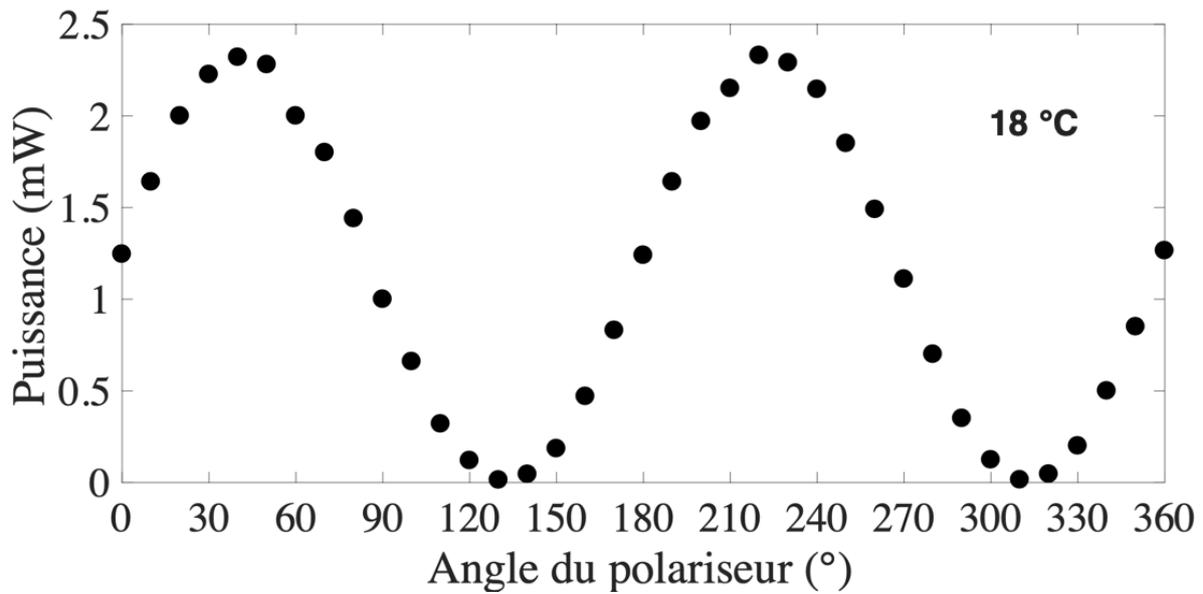


Figure 3-11: Puissance du laser en fonction de l'angle d'orientation du polariseur linéaire.

L'oscillation selon un seul état de polarisation est due à la présence d'une anisotropie importante qui impacte le gain des puits quantiques. Cette anisotropie est probablement due à la déformation importante de la maille cristalline. Nous avons attribué cela à deux aspects : 1) la combinaison de deux matériaux de différents paramètres de maille lors de la fusion du miroir de Bragg à base de GaAs avec le reste de la structure à base d'InP. 2) Le collage de la puce laser sur le substrat de cuivre.

4 Fonctionnement mono-fréquence du laser

Dans cette partie, nous allons détailler comment nous avons obtenu un fonctionnement mono-fréquence (longitudinal et transverse) du laser VECSEL pompé électriquement. Le diamètre de la jonction tunnel utilisé est de 25 μm et le miroir concave de la cavité externe représente un coefficient de transmission de 0.5 % et un rayon de courbure de 1 cm. En régime mono-fréquence nous allons faire une comparaison des caractéristiques optiques de ce dispositif avec un dispositif de 50 μm de diamètre de jonction tunnel.

4.1 Protocole expérimental pour mesurer les modes transverses en champ proche

4.1.1 Montage expérimental

La jonction tunnel intégrée dans le miroir à gain impose une taille du waist laser w dans la cavité VECSEL qui est du même ordre de grandeur que son rayon. Nous avons mis en place un montage pour mesurer de manière précise le waist w en champ proche. En effet une mesure directe du waist laser w est difficile à réaliser. La Figure 4-1 présente le montage ainsi que le faisceau issu du laser EP-PQs-VECSEL.

Le waist w' est l'image du waist w du laser, ils se trouvent à l'intérieur de la cavité laser. Pour faire une mesure du waist image w' en champ proche, il est nécessaire de créer une image en dehors de la cavité laser. À l'aide d'une lentille convergente de focale 3 cm nous avons obtenu l'image de w' agrandi 5 fois en dehors de la cavité laser, ensuite nous l'avons projetée sur un diffuseur pour être imager à l'aide d'un microscope de grossissement $\times 20$ équipé d'une caméra CCD infrarouge InGaAs (640 \times 512 LT0906).

La valeur du waist image w' est déduite à partir de la mesure expérimentale en champ proche, ensuite en utilisant les lois de l'optique géométrique, nous avons pu remonter à la taille exacte du waist w du laser.

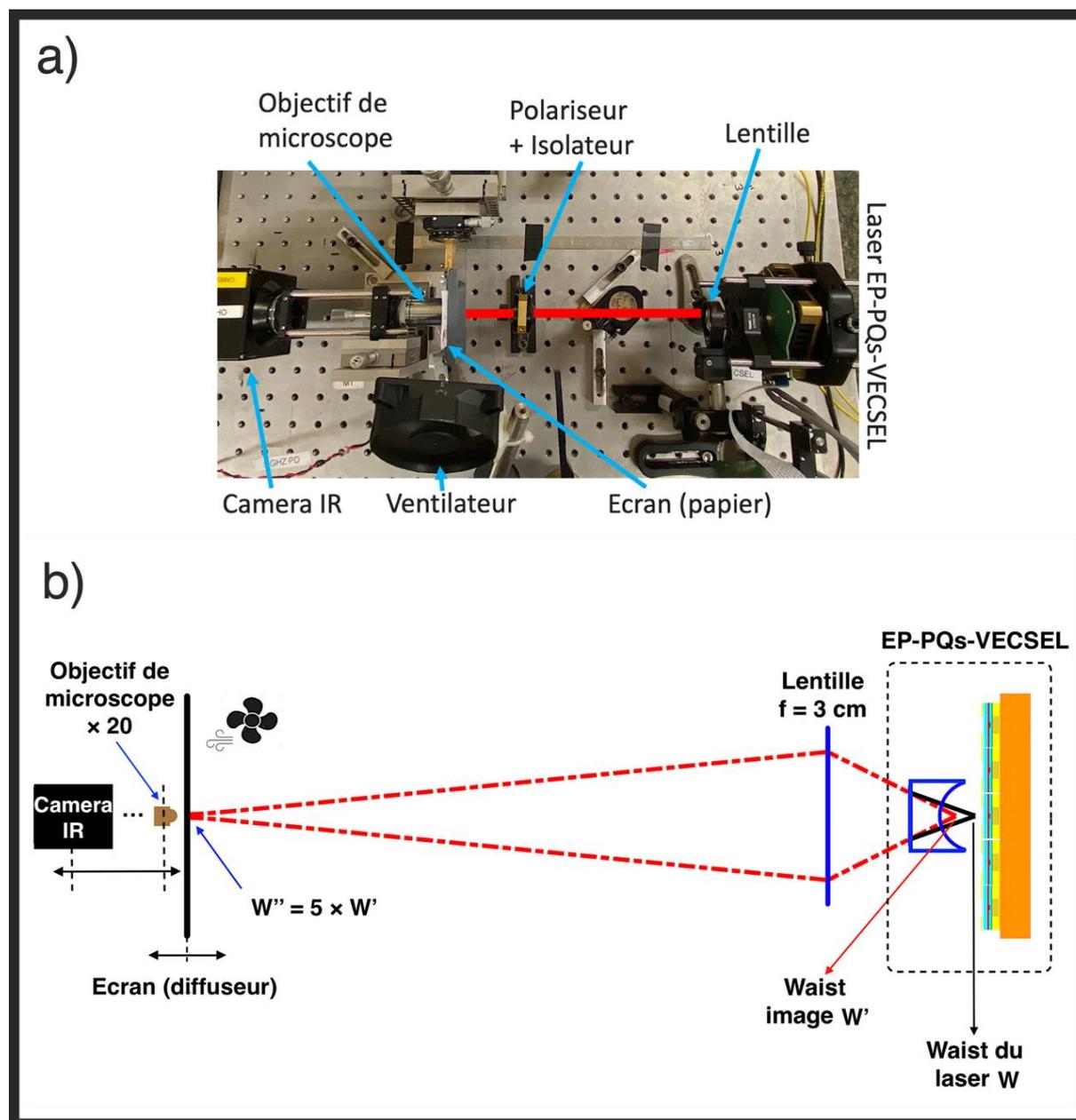


Figure 4-1: a) Montage expérimental du système de mesure du profil laser en champ proche. b) Faisceau issu du laser EP-PQs-VECSEL.

4.1.2 Réglage

On localise le mode du laser en déplaçant légèrement le diffuseur à l'aide d'une platine micrométrique. L'image observée doit être la plus petite possible. Pour chaque déplacement du diffuseur, une nouvelle mise au point est réalisée pour obtenir une image nette.

Pour moyenner les effets de speckle le diffuseur est mis en vibration. La Figure 4-2 montre le profil du mode laser en champ proche ainsi obtenu. Une fois que le waist

image w' est localisé, le diffuseur est retiré pour l'acquisition d'une image directe du profil en champ proche.

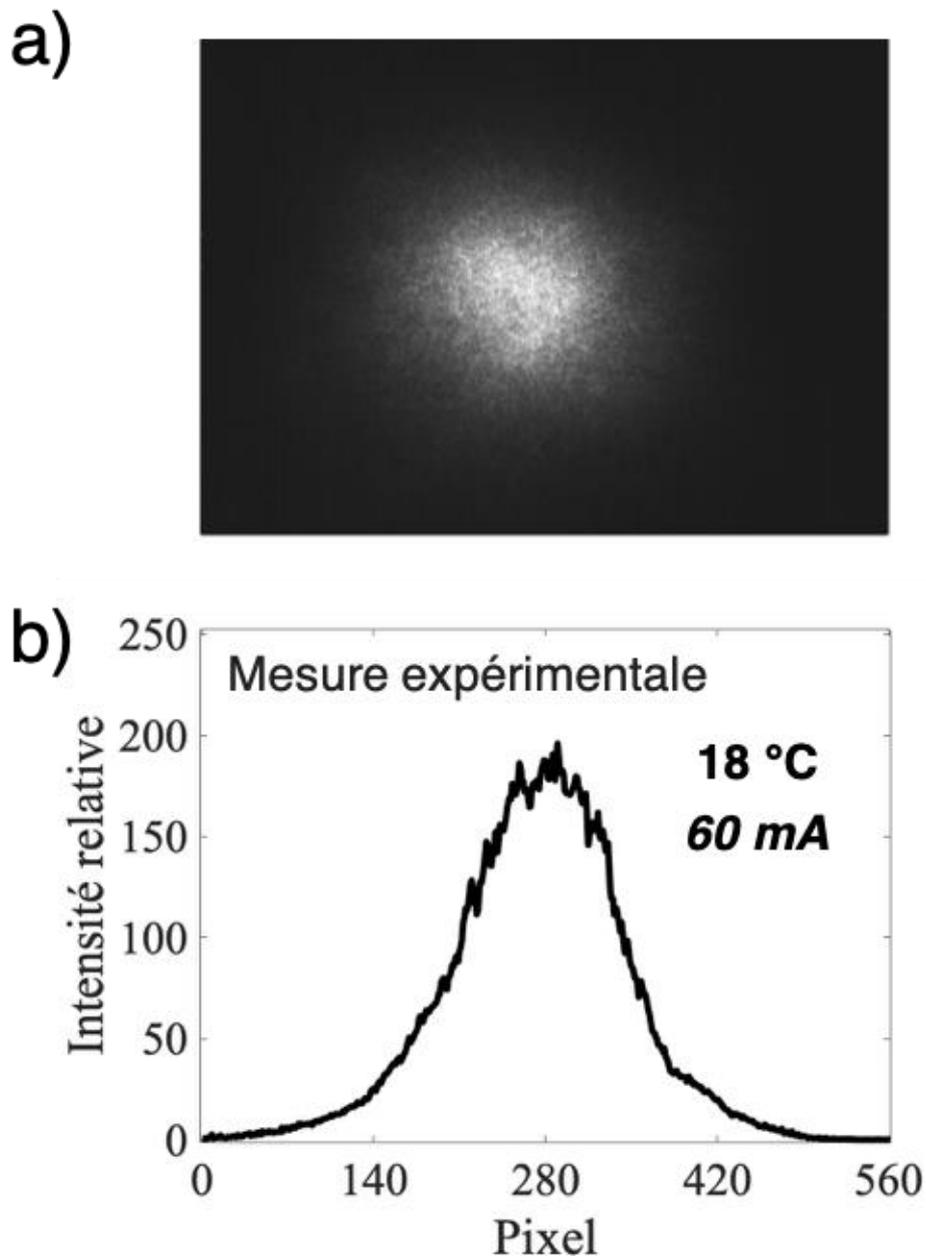


Figure 4-2: a) Champ proche du mode laser TEM_{00} projeté sur le papier. b) Intensité transversale.

4.2 Obtention d'un fonctionnement mono-fréquence

4.2.1 Sélection du mode fondamental transverse TEM_{00}

Dans une cavité VECSEL, pour obtenir un fonctionnement monomode transverse TEM_{00} avec une puissance émise optimale, un bon recouvrement du mode

fondamental du résonateur avec la zone de gain est nécessaire. Ceci est assez facilement obtenu en pompage optique.

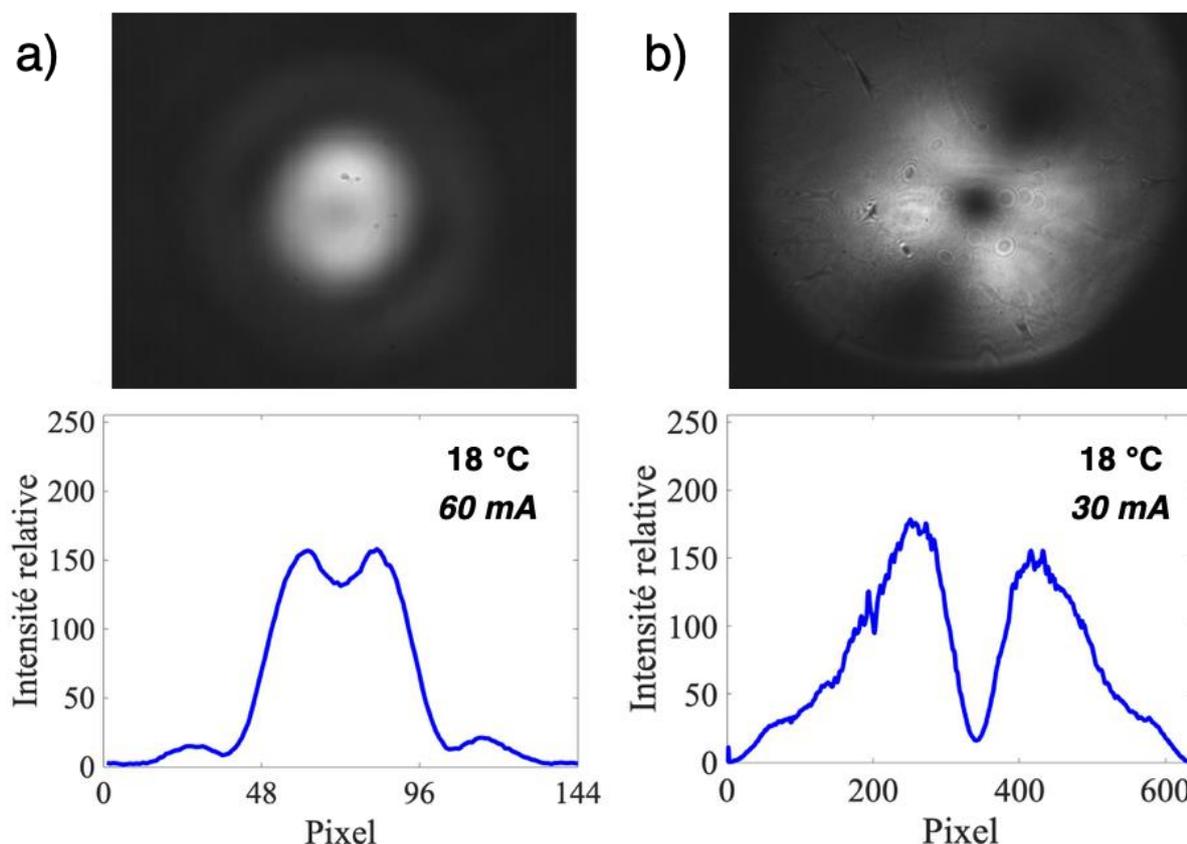


Figure 4-3: a) Champ proche et b) champ lointain du mode transverse TEM_{01^*} du laser EP-PQs-VECSEL avec un diamètre de jonction tunnel de $25 \mu\text{m}$ pour une position du coupleur non optimisée.

En pompage électrique, si la zone de pompage est grande par rapport à la taille du mode fondamental du résonateur, les modes transverses d'ordre supérieur seront excités. Dans le cas inverse, le seuil laser sera augmenté en raison d'une perte supplémentaire associée aux régions non pompées qui sont couplées au mode TEM_{00} .

Avec notre VECSEL pompé électriquement, le miroir de sortie ainsi que la longueur de cavité externe nous a permis de contrôler la sélection des modes. La Figure 4-3 montre un exemple de mode transverse d'ordre supérieur (TEM_{01^*}) qu'on peut obtenir quand la position du coupleur n'est pas optimisée.

Pour obtenir l'émission du mode transverse fondamental TEM_{00} , au voisinage de la limite de stabilité, nous avons ajustée légèrement la longueur de la cavité de manière

à ce que le mode fondamental TEM_{00} ait un niveau de recouvrement optimal avec la zone de gain par rapport aux modes transverses d'ordre supérieur du résonateur.

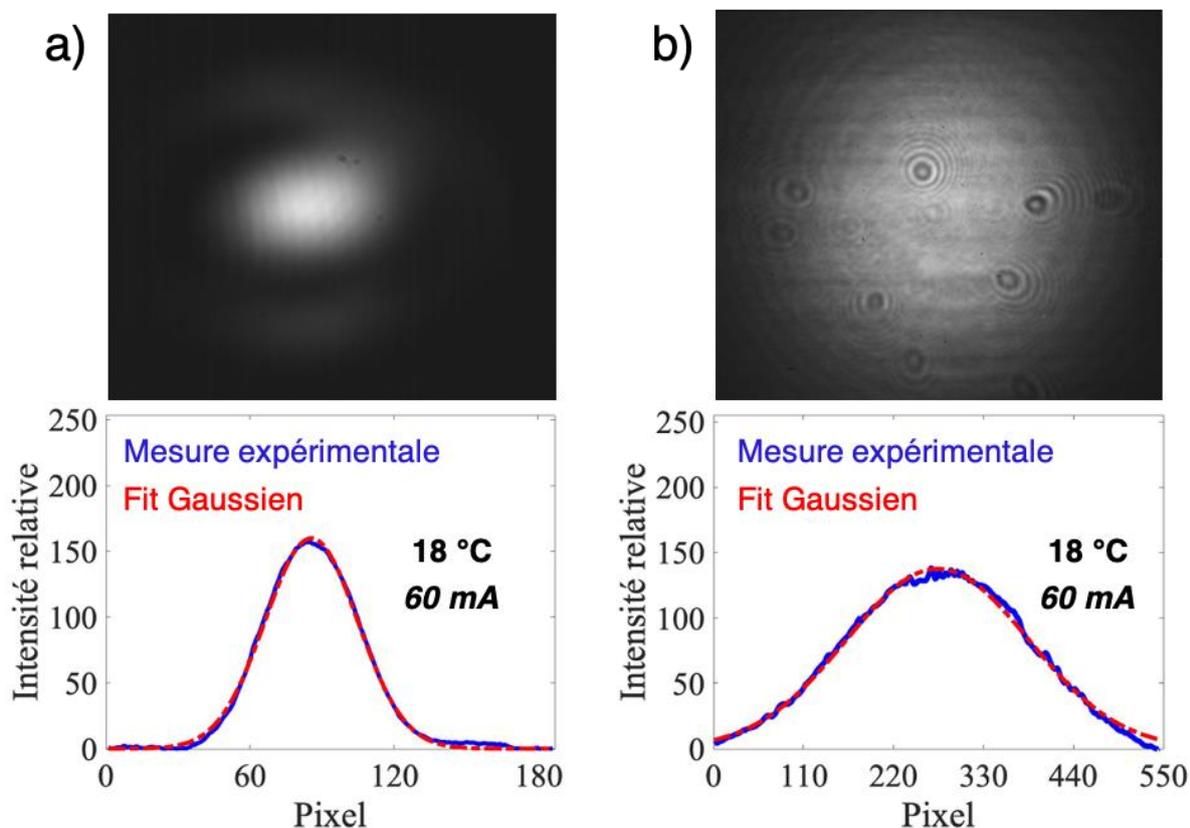


Figure 4-4: a) Champ proche et b) champ lointain du mode transverse TEM_{00} du laser EP-PQs-VECSEL avec un diamètre de jonction tunnel de $25\ \mu\text{m}$ pour une position du coupleur optimisée.

La Figure 4-4 montre le profil du mode transverse TEM_{00} du laser en champ proche et en champ lointain. Dans ces conditions, en champ proche, nous avons mesuré un waist (rayon) de $13.9\ \mu\text{m}$ ce qui est légèrement supérieur au rayon de la jonction tunnel. La différence entre le waist mesuré et le rayon de la jonction tunnel est de $1.4\ \mu\text{m}$. Cela montre qu'il est possible d'obtenir l'oscillation monomode transverse malgré le profil non gaussien du pompage mais au prix d'une réduction de la puissance de sortie.

4.2.2 Sélection du mode longitudinal

Nous nous sommes attaché à rendre le laser monomode longitudinal, l'expérience montre qu'il est possible d'obtenir l'oscillation mono-fréquence sans étalon intracavité à condition que le courant de pompage soit suffisamment élevé (à partir de 60 mA).

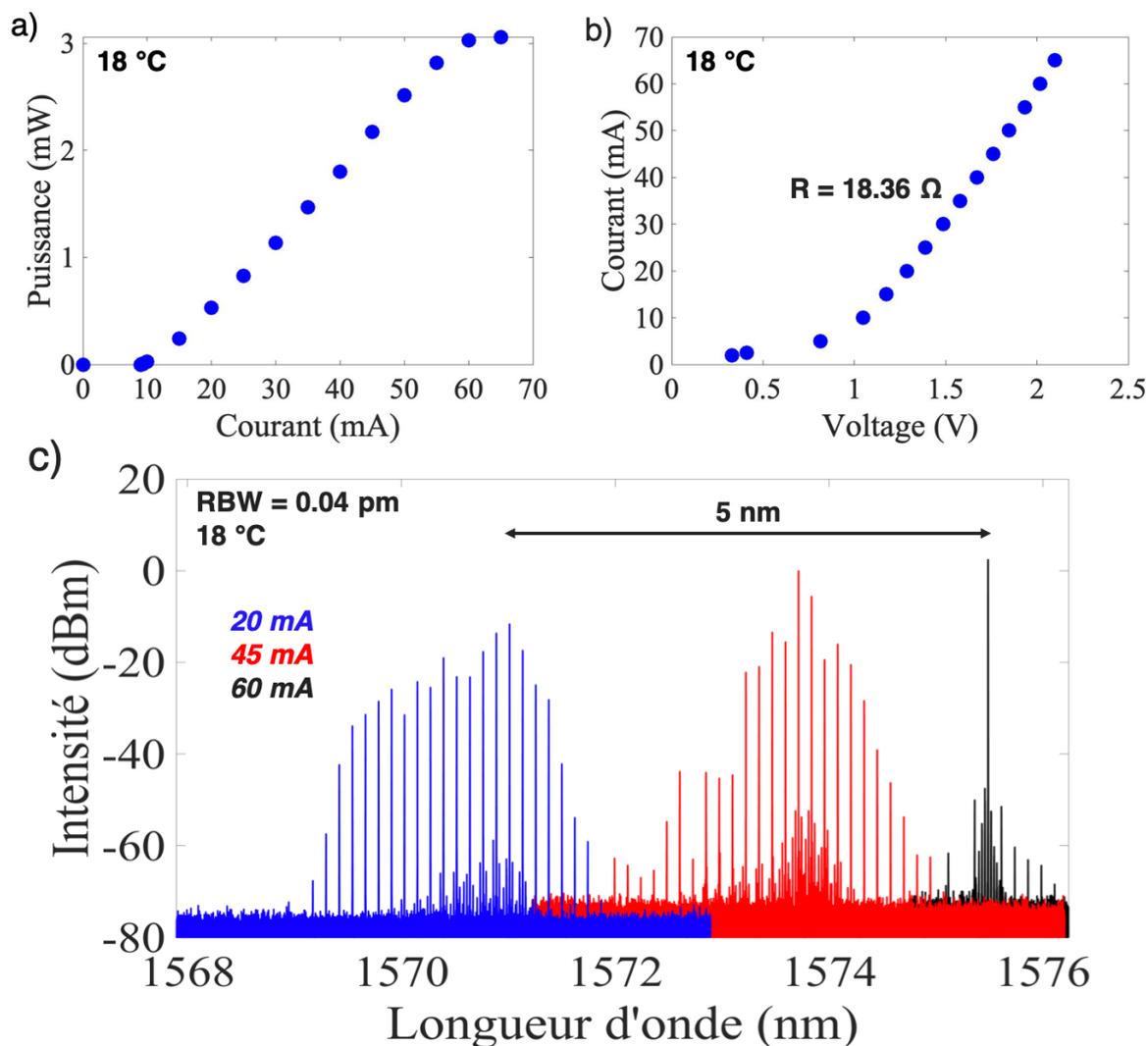


Figure 4-5: a) et b) Caractéristiques courant-puissance et courant-tension du laser obtenu pour une température de 18 °C. c) Spectre d'émission pris pour différentes valeurs de courant d'injection (20-45-60) mA. Le diamètre du dispositif est de 25 μm .

Un comportement similaire a déjà été observé dans les lasers à émission par la tranche guidée par l'indice et certains guidés par le gain [16]. La Figure 4-5 montre les spectres d'émission du laser pour différentes valeurs de courant ainsi que des caractéristiques courant-puissance-tension dans ces conditions. La densité de courant de seuil est de 1.83 kA/cm^2 et l'intervalle spectral libre est de 15.02 GHz. A partir de l'intervalle spectral libre nous déduisons que la longueur de cavité est de 9.98 mm.

Le décalage vers les grandes longueurs d'ondes lorsque le courant augmente est dû à l'échauffement par effet joule. A partir de ce décalage et en connaissant la variation

de la longueur d'onde d'émission du laser par rapport à l'élévation moyenne de la température $\Delta\lambda/\Delta T$ nous allons évaluer la résistance thermique de ce dispositif.

La variation de la longueur d'onde d'émission du laser par rapport à l'élévation moyenne de la température $\Delta\lambda/\Delta T$ ne dépend pas de la surface d'injection, à partir de la littérature nous avons pris une valeur de 0.1 nm/K qui est une valeur typique dans les matériaux InP [17][18].

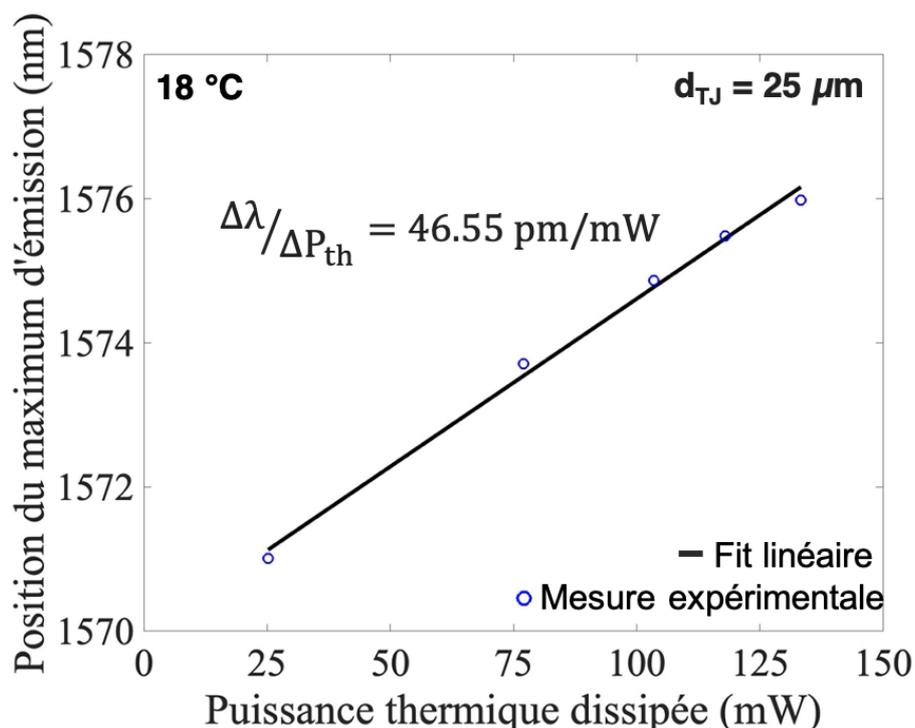


Figure 4-6: Position du maximum d'émission en fonction de la puissance thermique dissipée.

La Figure 4-6 montre la position du maximum d'émission en fonction de la puissance thermique. La puissance thermique était déduite en soustrayant la puissance de sortie optique de la puissance électrique du dispositif. Nous avons calculé une valeur de résistance thermique de 465.5 K/W pour ce dispositif de 25 µm de diamètre de jonction tunnel. Pour le même diamètre de jonction tunnel et pour le même type de confinement Bousseksou et al ([12]) ont mesuré une valeur de résistance thermique de 740 K/W (structure min 2612), soit presque 1.6 fois la valeur de la résistance thermique de notre structure. Le choix du miroir de Bragg non-dopé à base de couple de matériaux GaAs/AlAs (large contraste d'indice) a joué un rôle très important pour la réduction de la résistance thermique de notre dispositif.

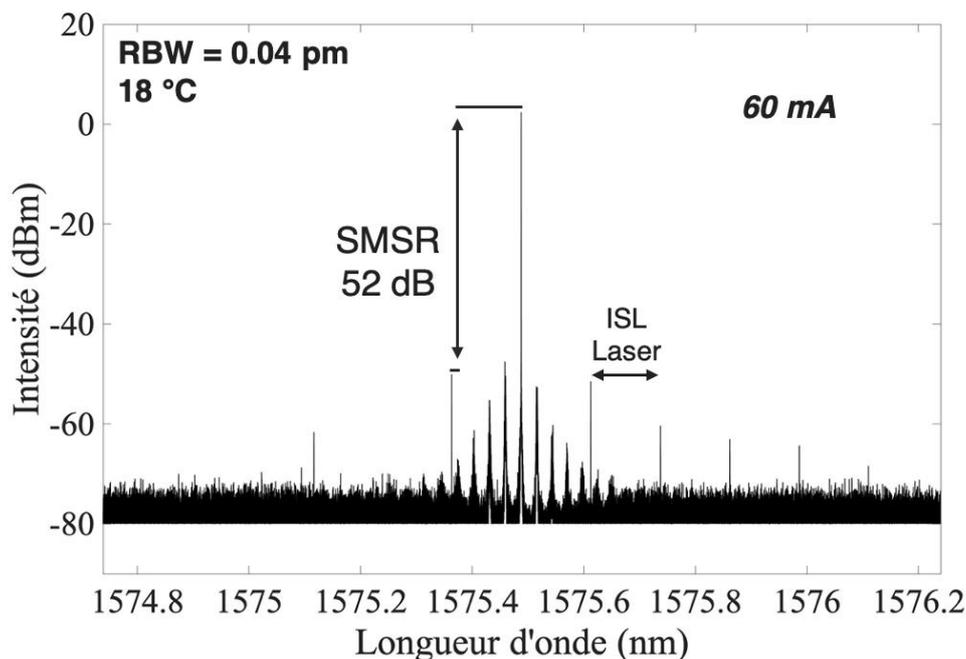


Figure 4-7: Spectre d'émission laser pour un courant d'injection de 60 mA. Le diamètre du dispositif est de 25 μm .

Pour un courant de pompage de 60 mA correspondant à une longueur d'onde émise de 1575.48 nm et une puissance émise de 3 mW, le rapport de suppression de mode latéral (SMSR) est de 52 dB. Cette valeur indique que nous avons une sélectivité de mode élevée (voir Figure 4-7).

4.2.3 Comparaison en régime mono-fréquence des caractéristiques optiques de deux dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel

Le fonctionnement mono-fréquence avec un laser EP-PQs-VECSEL de diamètre de jonction tunnel 50 μm a été obtenu avec une puissance maximale émise de 0.89 mW pour un courant d'injection de 156 mA. La Figure 4-8 montre la caractéristique courant-puissance ainsi que le spectre d'émission en régime mono-fréquence obtenus pour une température de 15 °C. Pour comparaison nous avons ajouté sur la figure la caractéristique courant-puissance du dispositif de 25 μm de diamètre de jonction tunnel caractérisé précédemment.

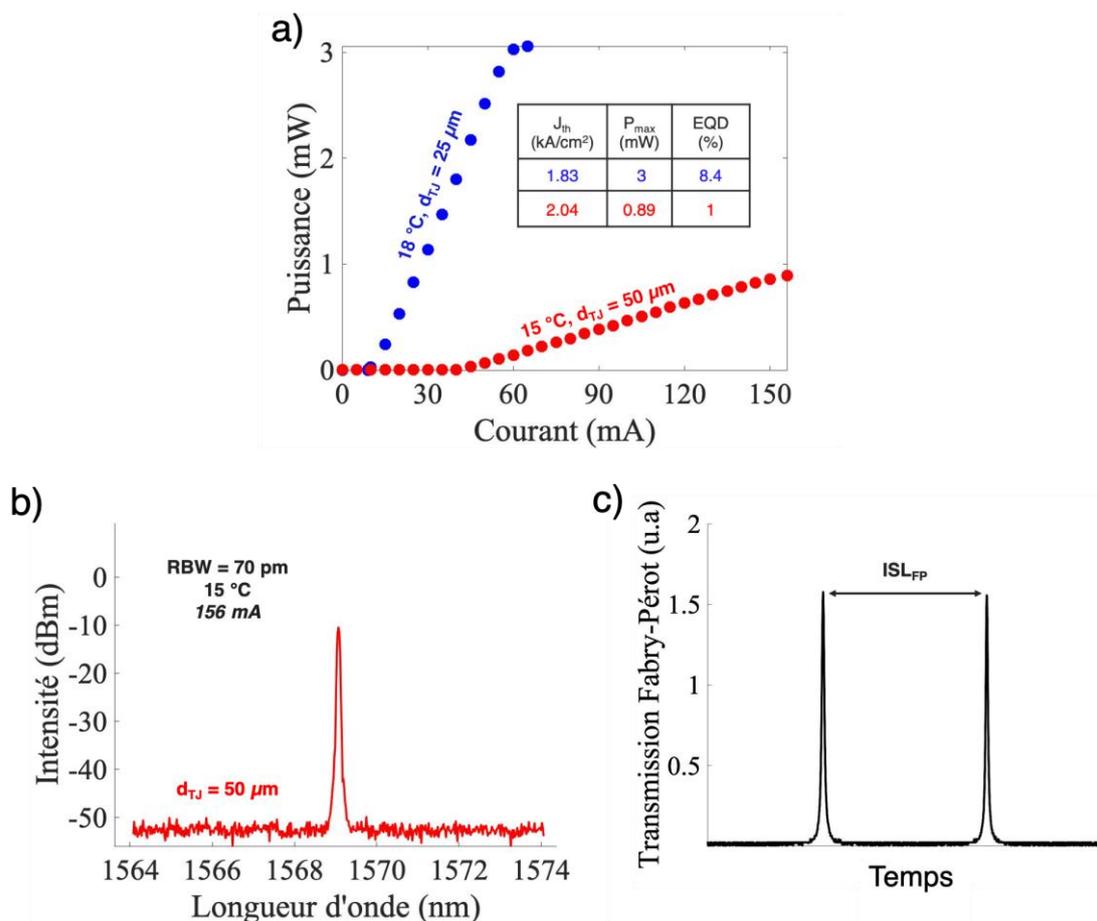


Figure 4-8: a) Caractéristiques courant-puissance en fonctionnement mono-fréquence. b) Spectre d'émission du laser obtenu avec un analyseur de spectre optique OSA et le fonctionnement mono-fréquence est validé avec un interféromètre de Fabry-Pérot de finesse 55 et d'intervalle spectrale libre ISL_{FP} de 7 GHz (c).

D'après ces caractéristiques nous déduisons une forte réduction de l'efficacité quantique différentielle (EQD) ainsi qu'une augmentation de la densité de courant de seuil pour le dispositif de 50 μm de diamètre de jonction tunnel en fonctionnement mono-fréquence. Cela est dû à l'homogénéité médiocre du courant d'injection au niveau de la zone active.

L'homogénéité d'injection du courant est un aspect très important pour obtenir un fonctionnement mono-fréquence du laser EP-PQs-VECSEL avec une efficacité d'émission importante ainsi qu'un courant de seuil faible. Dans le cas où nous avons une mauvaise homogénéité d'injection du courant, l'obtention d'un fonctionnement monomode transverse TEM₀₀ et donc mono-fréquence sera difficile à obtenir sans utiliser un étalon intracavité.

5 Fonctionnement classe A faible bruit

Dans cette partie, nous allons décrire le design de la cavité laser qu'on a réalisé pour obtenir un régime de fonctionnement classe A. Ce régime de fonctionnement a été obtenu pour deux dispositifs de différents diamètres de jonction tunnel.

5.1 Bruit d'intensité d'un laser

5.1.1 Origine

L'émission spontanée dans un laser donne naissance à des fluctuations d'intensité et de phase. Le bruit d'intensité du laser résulte des fluctuations d'intensité amplifiées par le gain. Dans un laser à semi-conducteur, le bruit d'intensité est dû aussi aux processus de recombinaison des porteurs.

5.1.2 Définition du bruit d'intensité relatif

Le bruit d'intensité relatif (RIN) représente la puissance quadratique moyenne $\langle \delta P^2 \rangle$ divisée par la puissance moyenne au carré $\langle P \rangle^2$ émise par le laser.

$$RIN_{Lin} = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2 RBW} \left[\frac{1}{Hz} \right] \quad (IV.1)$$

RBW : représente la résolution spectrale d'analyse.

Exprimé en dB/Hz le RIN s'écrit :

$$RIN = 10 \log(RIN_{Lin}) \left[\frac{dB}{Hz} \right] \quad (IV.2)$$

5.1.3 Méthode de mesure du bruit d'intensité

Le bruit d'intensité du laser est mesuré en passant du domaine optique au domaine électrique. Le banc de mesure développé est composé d'une photodiode, un amplificateur RF et un analyseur de spectre électrique (ESA). Le bruit total en sortie de photodiode résulte de trois contributions : Le bruit d'intensité relatif RIN du laser, le bruit thermique et le bruit de grenaille.

Le bruit thermique est lié à l'agitation des électrons sous l'effet de la température. Ce bruit est présent dans les résistances à température ambiante et donc dans tous les circuits électroniques et limite la sensibilité des appareils de mesures. La puissance de ce bruit s'exprime par l'équation suivante :

$$P_{ther} = K_b T RBW [W] \quad (IV.3)$$

Où K_b est la constante de Boltzmann et T la température du milieu. Par exemple, à température ambiante, la puissance du bruit générée par une résistance est de -174 dBm pour une largeur de bande $RBW = 1$ Hz.

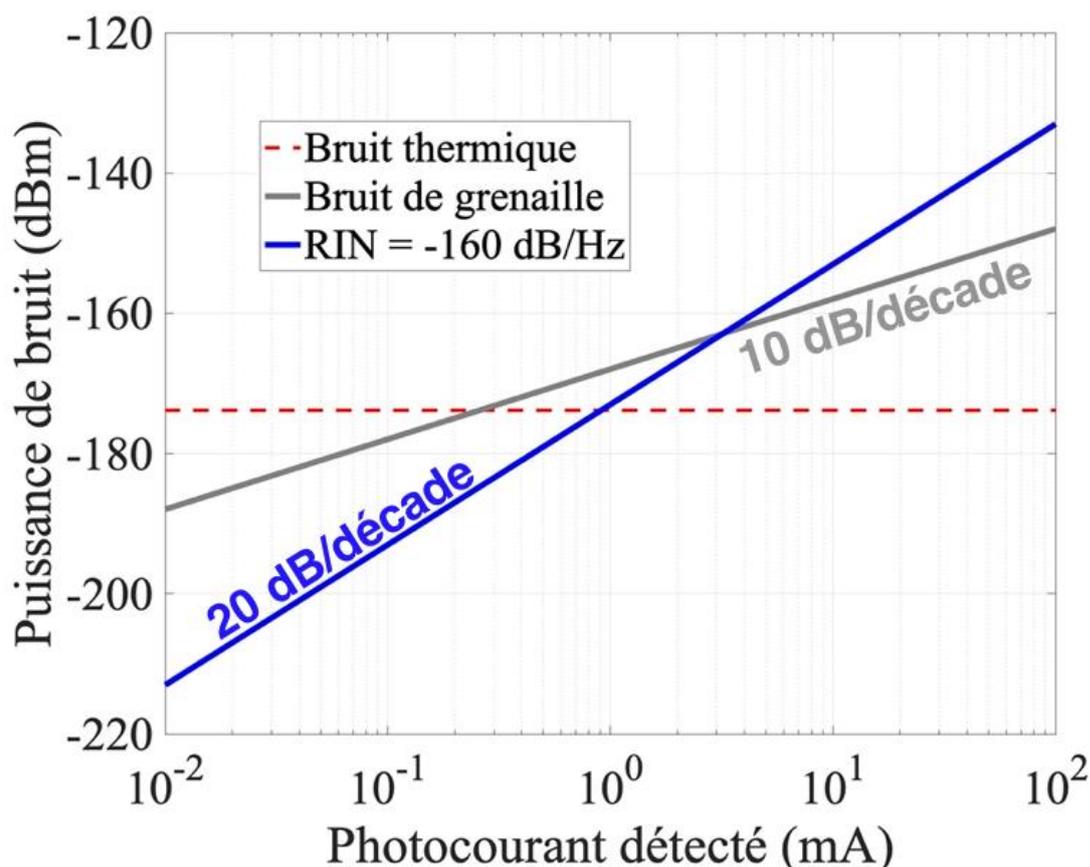


Figure 5-1: Évolution des puissances de bruit en fonction du photocourant détecté. $RBW = 1$ Hz.

Contrairement au bruit thermique, le bruit de grenaille « Shot noise » varie avec le photocourant détecté. La Figure 5-1 montre l'évolution de ces deux bruits en fonction du photocourant détecté. Il résulte de l'arrivée aléatoire des photons au détecteur et devient plus grand que le bruit thermique lorsque la puissance optique incidente est importante. La puissance de ce bruit s'exprime par l'équation suivante :

$$P_{shot} = 2q \langle I_{ph} \rangle R RBW [W] \quad (IV.4)$$

Où q est la charge d'un électron en Coulomb, $\langle I_{ph} \rangle$ le photocourant continu en Ampère et R la résistance de charge en Ohm. Par exemple, si la résistance est 50Ω , un

photocourant de 1 mA, génère une puissance de bruit de -168 dBm pour une largeur de bande $RBW = 1$ Hz.

Comme on peut le voir sur la Figure 5-1, pour une valeur du photocourant supérieure à 0.25 mA le bruit de grenaille dépasse le bruit thermique et devient la limite. On voit également que pour mesurer un niveau de bruit de RIN à -160 dB/Hz limité par le bruit de grenaille il faut au minimum un photocourant détecté de 3 mA.

5.1.4 Montage expérimental

Nous souhaitons mesurer le bruit d'intensité du laser sur une large bande passante allant jusqu'à 20 GHz. Pour cela le système de mesure devra être adapté à la bande de fréquence d'intérêt.

Afin de garantir une bonne précision de mesure nous avons utilisé deux systèmes, l'un adapté de 1 kHz jusqu'à 500 MHz et l'autre de 100 MHz à 20 GHz. La Figure 5-2 montre le montage expérimental global comprenant les deux bancs de mesure à basse et à haute fréquence, un interféromètre de Fabry-Pérot et un analyseur de spectre optique.

Pour éviter les réflexions parasites nous avons utilisé un isolateur, des connecteurs de fibre APC et des éléments optiques traités antireflet. Le faisceau en sortie du laser est collimaté en utilisant une lentille (Lentille 1) de focale 3 cm et son accès aux différentes parties du montage va dépendre de l'état des miroirs 1 et 2 qui sont positionnés sur des montures rabattables.

Les niveaux de bruit qu'on souhaite mesurer à basse et à haute fréquence sont faible, l'utilisation d'un ou plusieurs amplificateurs RF à faible facteur de bruit permet d'augmenter la sensibilité de détection afin d'amplifier les fluctuations de puissance pour qu'elles soient supérieures au plancher de bruit des analyseurs de spectres électriques utilisés. Les résolutions spectrales de bruit des analyseurs de spectres électriques sont ajustées pour réduire au mieux le plancher de bruit de mesure.

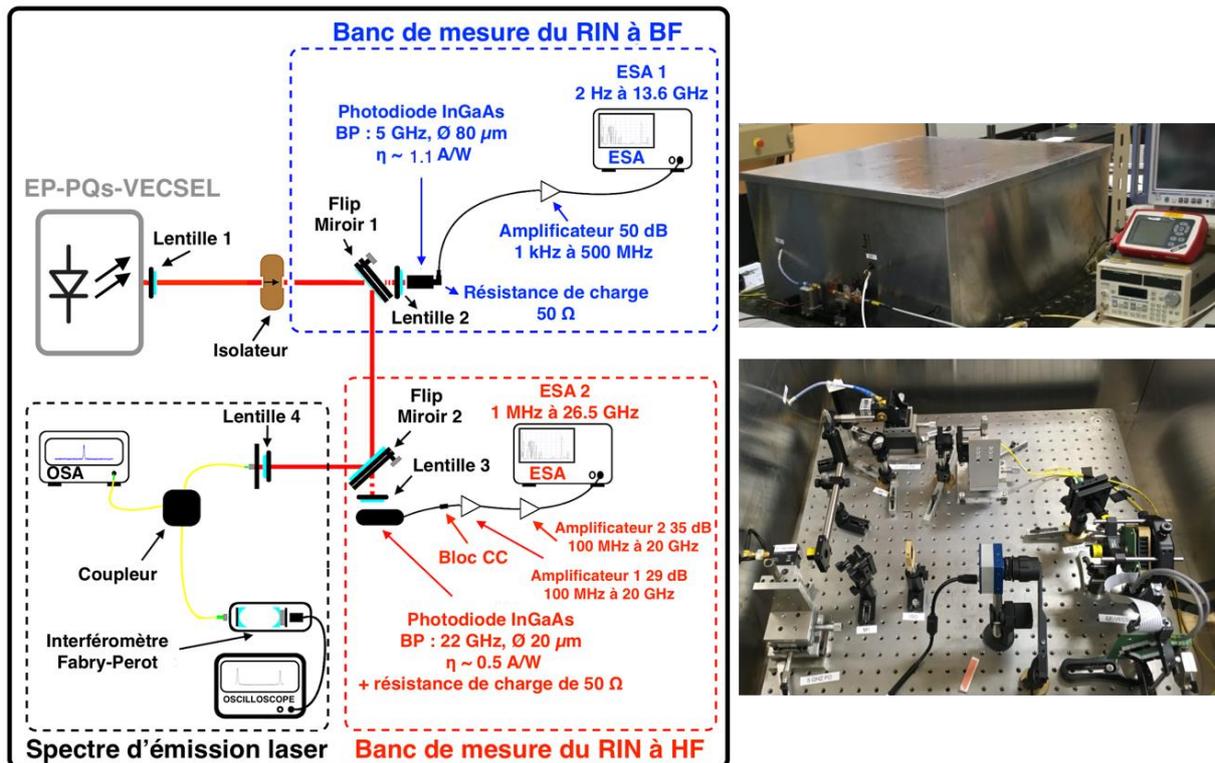


Figure 5-2: Montage expérimental pour les mesures de bruit à basse et à haute fréquence.

Mesure à basse fréquence : Le faisceau laser est focalisé sur le détecteur en utilisant la lentille (Lentille 2) de focale 2.5 cm. Il s'agit d'une photodiode p-i-n (Thorlabs DET08C) chargée sur une résistance de 50 Ω, polarisée en inverse et représentant une sensibilité proche de 1.1 A/W. Son diamètre de 80 µm est suffisamment grand par rapport à la taille du faisceau laser. La bande passante de l'amplificateur à -3 dB est de 1 kHz à 500 MHz, elle représente également la bande passante de la chaîne de détection.

Mesure à haute fréquence : Le faisceau laser est focalisé sur le détecteur en utilisant la lentille (Lentille 3) de focale 1 cm. Cette fois la photodiode p-i-n (Electro-Optics Technology ET-3600) utilisée à une sensibilité proche de 0.5 A/W et un diamètre de 20 µm. Le photocourant mesuré sera inférieur à celui du premier banc, par exemple pour une puissance incidente de 1 mW, le photocourant sera égale à 0.5 mA. Dans ce cas l'utilisation d'un deuxième amplificateur RF faible bruit est nécessaire. Le bloc CC dans le montage filtre la partie continue du signal et la bande passante de la chaîne de détection est de 100 MHz à 20 GHz.

L'analyseur de spectre optique et le Fabry-Pérot permettent de s'assurer que le laser reste bien mono-fréquence pendant les prises de mesure du bruit d'intensité.

5.2 Régime classe A

5.2.1 Choix du coupleur

Le miroir de sortie du laser EP-PQs-VECSEL en cavité externe représente une transmission faible de 0.5 % et un rayon de courbure de 1 cm. Le choix d'une cavité courte nous permet d'obtenir à la fois un laser compact et un fonctionnement mono-fréquence sans étalon pour ne pas introduire des pertes au laser. Le choix de la faible transmission du miroir permet d'augmenter la durée de vie des photons pour obtenir le régime classe A.

Pour une longueur de cavité de 1 cm et en tenant compte uniquement des pertes de transmission du coupleur de sortie, la durée de vie des photons est de l'ordre de 6.7 ns. Cette valeur est suffisamment grande par rapport à la durée de vie des porteurs ($\tau_c < 1$ ns) dans un miroir à gain semi-conducteur.

Dans la suite, on souhaite confirmer le fonctionnement classe A du laser EP-PQs-VECSEL grâce aux mesures de bruit d'intensité.

5.3 Bruit d'intensité relatif à basse fréquence

5.3.1 Bruit technique

Les phénomènes d'origine quantique ne sont pas les seuls responsables de l'excès du bruit d'intensité d'un laser, il existe d'autres phénomènes qui sont de nature technique. Le bruit provenant de ces phénomènes, qui dépendent majoritairement de l'environnement dans lequel le laser se situe, est appelé bruit technique et est présent majoritairement aux basses fréquences du spectre de bruit d'intensité.

La minimisation des fluctuations de la longueur de la cavité ainsi que l'utilisation d'un laser de pompe faible bruit réduit considérablement le bruit technique. Les origines des fluctuations de la longueur de cavité sont les vibrations acoustiques, mécaniques et thermiques.

5.3.2 Réduction du bruit technique

Le miroir choisi de rayon de courbure de 1 cm joue un rôle important pour réduire le bruit technique d'origine acoustique. La Figure 5-3 montre l'évolution de la taille du

mode laser en fonction de la différence entre la longueur de cavité L_c et le rayon de courbure R_c , pour 2 miroirs de rayon de courbure différents. On peut constater que la sensibilité du rayon du mode laser aux fluctuations de longueur de la cavité est moins grande avec un rayon de courbure de 1 cm qu'avec un rayon de courbure de 5 cm.

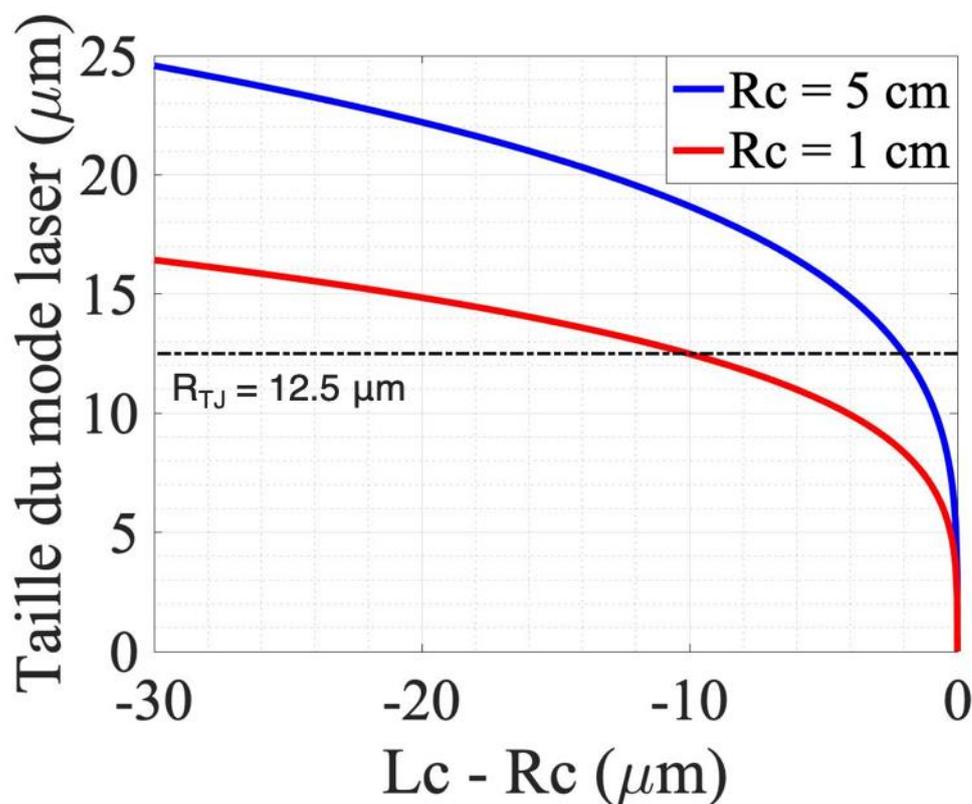


Figure 5-3: Evolution du mode laser pour différents rayons de courbure en fonction de $L_c - R_c$. Le diamètre de jonction tunnel est de $25 \mu\text{m}$ ($R_{TJ} = 12.5 \mu\text{m}$). (L_c : longueur de cavité, R_c : rayon de courbure).

Pour assurer une meilleure isolation du laser par rapport aux vibrations mécaniques, nous avons utilisé un système à cage optique et nous avons monté le miroir de sortie sur une monture fixe. Les fils de "bonding" remplacent les pointes de contacts pour éviter la transmission des vibrations mécaniques des pointes vers le laser. La stabilité en température est assurée par l'ensemble des éléments suivants : la thermistance, le module Peltier et le dissipateur thermique.

La Figure 5-4 montre un montage descriptif du laser ainsi que tous les éléments utilisés pour assurer une bonne stabilité thermique et mécanique.

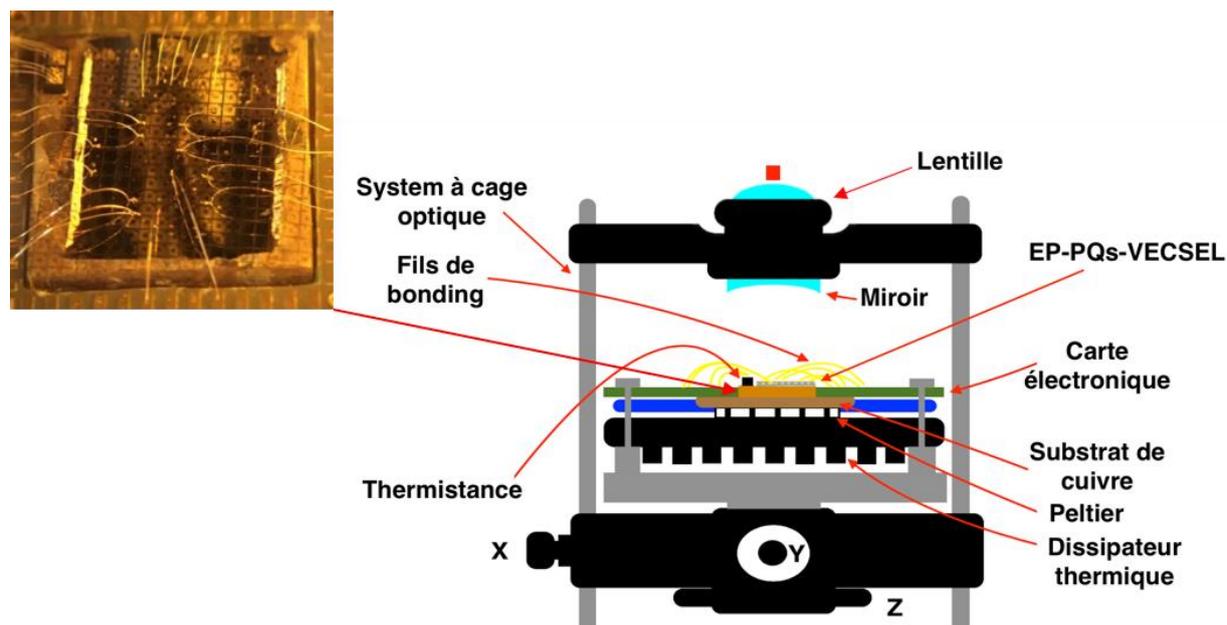


Figure 5-4: Montage descriptif du laser EP-PQs-VECSEL.

5.4 Obtention d'un régime classe A faible bruit du laser EP-PQs-VECSEL

5.4.1 Mesure du RIN à basse fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre de jonction tunnel

Pour un taux de pompage r de 4.1 nous avons mesuré un bruit d'intensité relatif limité par le bruit de grenaille sauf sur quelques bandes spectrales. La Figure 5-5 (a) et (b) montre les spectres de RIN à très basse et à basse fréquence. L'excès de bruit observé ne disparaît pas en changeant les paramètres du laser comme le taux de pompage, la température ou la longueur de cavité.

A basse fréquence (Figure 5-5 (b)), les pics qui se situent entre 91 MHz et 104 MHz proviennent des ondes électromagnétiques parasites dans l'espace environnant. Contrairement au pompage optique, le laser EP-PQs-VECSEL est très sensible à ces ondes parasites.

Pour réduire ces effets parasites, nous avons réalisé un blindage de toutes les connectiques et câbles électriques et nous avons mis le laser dans une cage Faraday. Nous avons également utilisé une alimentation faible bruit. La Figure 5-5 (c) et (d) montre les mesures de RIN dans ces conditions.

On remarque que nous avons une amélioration du bruit d'intensité relatif du laser et que l'excès de bruit observé avant dépendait principalement du contrôleur de la diode laser. Les pics entre 91 MHz et 104 MHz existe toujours malgré l'utilisation de la cage Faraday mais on voit sur les courbes de RIN qu'il y'a un effet de filtrage.

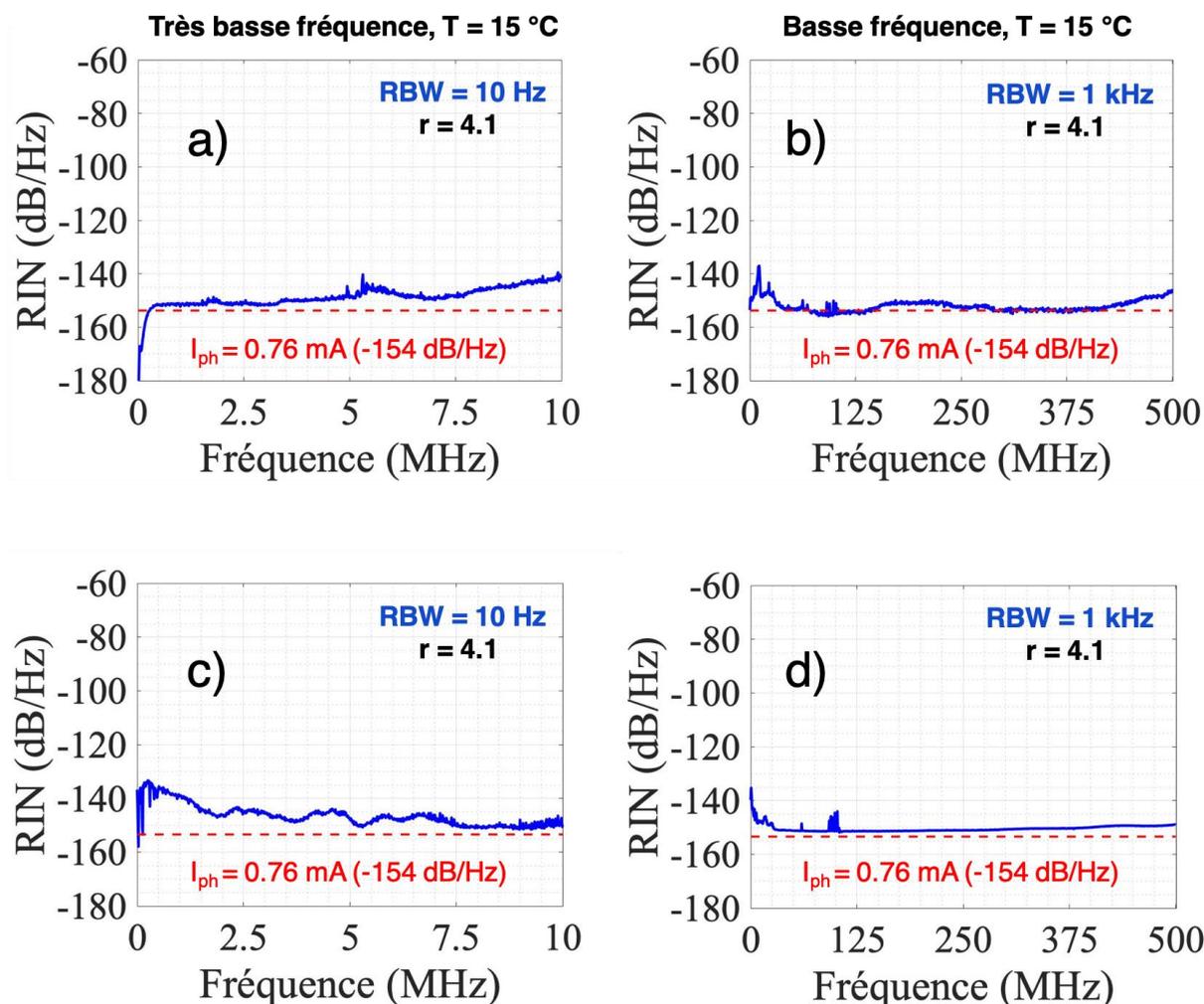


Figure 5-5: a) et c) Spectres de RIN à très basse fréquence, RBW = 10 Hz. b) et d) Spectres de RIN à basse fréquence, RBW = 1 kHz. Les traits en pointillée rouge représentent le bruit de grenaille pour un photocourant détecté de 0.76 mA.

Les mesures de bruit à basse et à très basse fréquence prouvent que le laser EP-PQs-VECSEL fonctionnent en régime classe A. En effet le bruit d'intensité relatif est limité par le bruit de grenaille et est égale à -154 dB/Hz pour un photocourant disponible de 0.76 mA. Les excès de bruit observé sont uniquement de nature technique.

5.4.2 Mesure du RIN à basse fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 25 μm de diamètre de jonction tunnel

Le niveau de bruit de RIN mesuré avec le laser EP-PQs-VECSEL de 25 μm de diamètre de jonction tunnel est de -160 dB/Hz à basse et à très basse fréquence. La Figure 5-6 (a) et (b) montre les mesures de RIN obtenus avec ce dispositif.

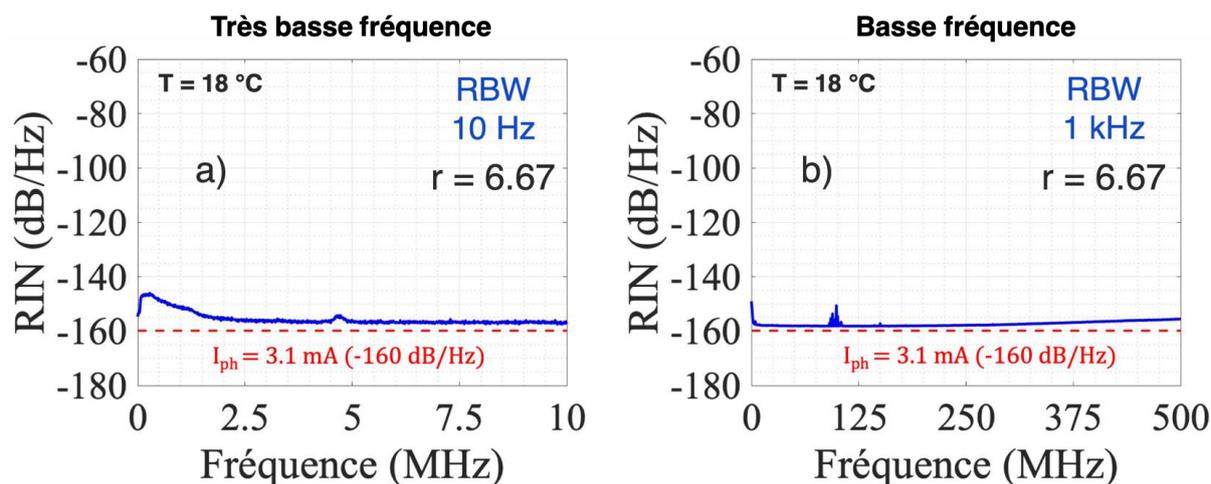


Figure 5-6: a) Spectre de RIN à très basse fréquence, RBW = 10 Hz. b) Spectre de RIN à basse fréquence, RBW = 1 kHz. Le trait en pointillée rouge représente le bruit de grenaille pour un photocourant détecté de 3.1 mA.

La puissance émise de 3 mW nous a permis de mesurer un photocourant de 3 mA et donc d'atteindre un niveau de bruit mesuré plus bas que dans le cas du laser EP-PQs-VECSEL de 50 μm de diamètre de jonction tunnel. L'excès de bruit observé en dessous de 2 MHz non filtré par le laser EP-PQs-VECSEL est dû au bruit de l'alimentation en courant de la diode laser.

5.4.3 Mesure du RIN à haute fréquence du laser EP-PQs-VECSEL de 25 μm de diamètre de jonction tunnel

A haute fréquence le bruit du laser est uniquement limité par le bruit de grenaille. Nous avons un niveau de RIN de -157 dB/Hz pour un photocourant de 1.5 mA. Nous sommes ici limités par la sensibilité (0.5 A/W) de la photodiode utilisée.

La Figure 5-7 (a) montre la mesure de RIN à haute fréquence. Le pic qui se situe à l'intervalle spectral libre de la cavité laser correspond au battement de la raie laser avec l'émission spontanée amplifiée (ESA) dans le mode adjacent non oscillant. L'utilisation d'un miroir de rayon de courbure de 1 cm a permis d'obtenir un SMSR élevée et donc de réduire d'avance l'intensité de ce pic (6.3 dB par rapport au

plancher). Un autre élément qui permet d'augmenter la sélectivité spectrale du laser EP-PQs-VECSEL est l'utilisation d'un étalon [9], mais celui-ci va introduire plus de perte et donc moins de puissance émise ce qui augmenterait le plancher de bruit.

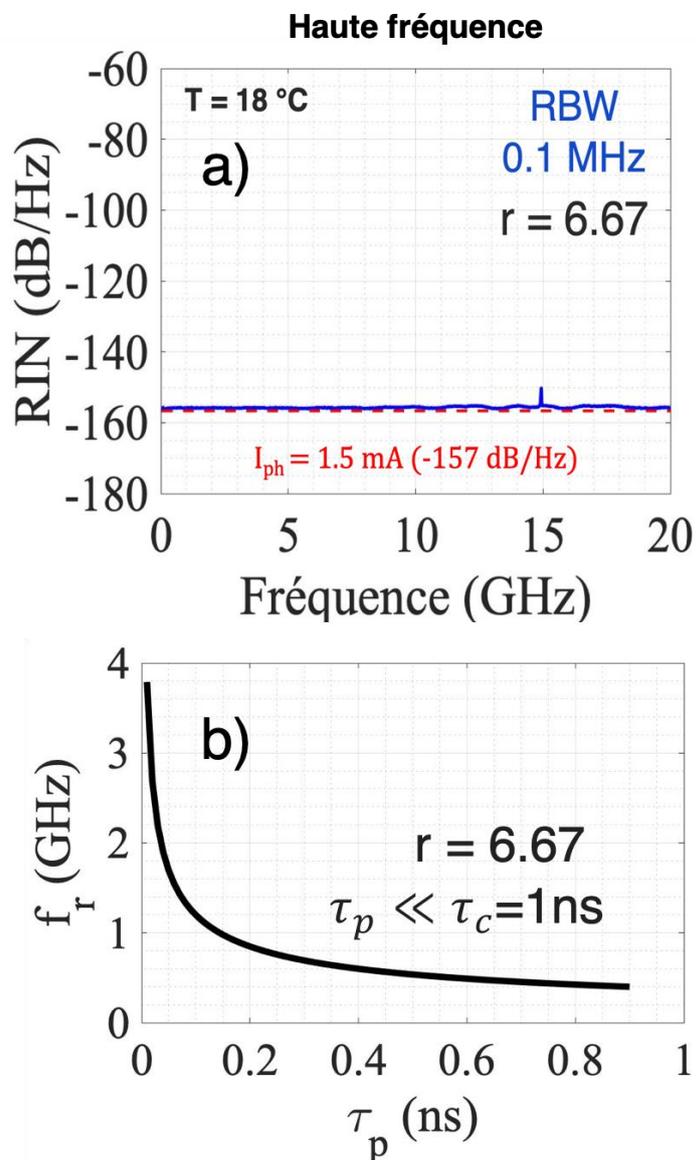


Figure 5-7: a) Spectre de RIN à haute fréquence, RBW = 0.1 MHz. b) Fréquence des oscillations de relaxation en fonction de la durée de vie des photons. Le trait en pointillée rouge représente le bruit de grenaille pour un photocourant détecté de 1.5 mA.

Afin de confirmer définitivement le fonctionnement classe A, supposons que le laser est classe B. La Figure 5-7 (b) montre l'évolution de la fréquence des oscillations de relaxation f_r en fonction de la durée de vie des photons pour le même taux de pompage utilisé expérimentalement pour les mesures de bruit ($r = 6.67$) et pour une durée de vie des porteurs de 1 ns. Si le laser fonctionnait en régime class B, par

exemple pour une durée de vie de photons inférieure à 0.9 ns on aurait observé un excès de bruit sur le spectre de RIN situé à une fréquence supérieure à 400 MHz.

La mesure de bruit en haute fréquence confirme que le laser fonctionne bien en régime classe A.

6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit la structure du miroir à gain en injection électrique et nous avons détaillé chaque brique constituant la structure. Nous avons également réalisé des caractérisations électro-optiques pour évaluer les performances des miroirs à gain.

Les caractérisations électriques ont permis d'obtenir des caractéristiques courant-tension des différents dispositifs à partir desquels nous avons calculé la résistance différentielle et déduit la résistance caractéristique. Nous avons vu que la structure étudiée présente une valeur de résistance caractéristique de $1.06 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ comparable aux structures étudiées dans la littérature.

Les caractérisations optiques en électroluminescence ont permis d'évaluer l'homogénéité du courant d'injection pour différents diamètres de jonction tunnel. Nous avons montré que cela a un effet important sur le fonctionnement monomode transverse du laser.

Nous avons obtenu un fonctionnement mono-fréquence pour deux dispositifs, 25 et 50 μm de diamètre de jonction tunnel. Le mode fondamental TEM_{00} était sélectionné en filtrant spatialement par le gain les modes transverses d'ordre supérieur. Ensuite, un seul mode longitudinal était sélectionné en réalisant une cavité suffisamment courte et en augmentant le taux de pompage.

Le miroir de rayon de courbure de 1 cm a permis d'obtenir un laser compact, moins sensible au bruit technique et une valeur de *SMSR* élevée de 52 dB. Le choix d'une faible transmission du miroir (0.5 %) nous a permis d'obtenir le régime classe A et donc de s'affranchir des oscillations de relaxation et atteindre un niveau de bruit extrêmement bas limité par le bruit de grenaille.

A travers les mesures de bruit, nous avons réussi à démontrer un fonctionnement classe A avec deux dispositifs, 25 et 50 μm de diamètre de jonction tunnel. Pour le laser EP-PQs-VECSEL de 25 μm de diamètre de jonction tunnel nous avons réussi à obtenir une puissance émise de 3 mW en fonctionnement mono-fréquence ce qui a permis d'atteindre un niveau de bruit de RIN faible de -160 dB/Hz.

7 Références

- [1] F. Tan, M.-K. Wu, M. Liu, M. Feng, et N. Holonyak, « *850 nm Oxide-VCSEL With Low Relative Intensity Noise and 40 Gb/s Error Free Data Transmission* », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 26, n° 3, p. 289-292, févr. 2014, doi: 10.1109/LPT.2013.2280726.
- [2] H. Li, P. Wolf, J. A. Lott, et D. Bimberg, « *Relative intensity noise of temperature-stable, energy-efficient 980 nm VCSELs* », AIP Adv., vol. 7, n° 2, p. 025107, févr. 2017, doi: 10.1063/1.4974258.
- [3] G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi, et F. Bretenaker, « *Broad-bandwidth shot-noise-limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-based ring laser* », Opt. Lett., vol. 31, n° 1, p. 62-64, 2006.
- [4] G. Baili et al., « *Ultralow noise and high-power VECSEL for high dynamic range and broadband RF/optical links* », J. Light. Technol., vol. 32, n° 20, p. 3489-3494, 2014.
- [5] S. Pes et al., « *Class-A operation of an optically-pumped 16 μm -emitting quantum dash-based vertical-external-cavity surface-emitting laser on InP* », Opt. Express, vol. 25, n° 10, p. 11760, mai 2017, doi: 10.1364/OE.25.011760.
- [6] A. Sirbu, V. Iakovlev, A. Mereuta, A. Caliman, G. Suruceanu, et E. Kapon, « *Wafer-fused heterostructures: application to vertical cavity surface-emitting lasers emitting in the 1310 nm band* », Semicond. Sci. Technol., vol. 26, n° 1, p. 014016, janv. 2011, doi: 10.1088/0268-1242/26/1/014016.
- [7] F. Taleb, « *Nouvelles sources lasers massivement accordables pour les applications télécom et les nouveaux capteurs* », PhD Thesis, 2016. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2016ISAR0003/document>
- [8] J. R. Orchard, « *Development of electrically pumped vertical external cavity surface emitting lasers (EP-VECSELs)* », PhD Thesis, University of Sheffield, 2013.
- [9] A. Laurain, « *Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge* », PhD Thesis, 2010. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2010MON20169>
- [10] G. P. Agrawal et N. K. Dutta, « *Semiconductor Lasers* », Boston, MA: Springer US, 1995. doi: 10.1007/978-1-4613-0481-4.
- [11] A. Caliman, A. Sirbu, A. Mereuta, K. Pierściński, V. Iakovlev, et E. Kapon, « *14XX nm-wavelength electrically-pumped VECSELs fabricated by wafer fusion* », Opt. Express, vol. 21, n° 11, p. 13668, juin 2013, doi: 10.1364/OE.21.013668.
- [12] A. Bousseksou, « *Dispositifs semiconducteurs en pompage électrique pour laser en cavité verticale externe émettant à 1,55 micromètres* », PhD Thesis, 2007. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2007PA112109>
- [13] GAUTHIER, Jean-Philippe et al., « *Réalisation et optimisation de*

nanostructures à base de semiconducteurs III-V pour les applications de VCSEL accordables », PhD Thesis, 2011.

[14] Y. Barbarin et al., « *Electrically Pumped Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers Suitable for Passive Modelocking* », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 17, n° 6, p. 1779-1786, nov. 2011, doi: 10.1109/JSTQE.2011.2107313.

[15] G. Baili, « *Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars* », PhD Thesis, 2008. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2008PA112362>

[16] S. O. Kasap, « *Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices* », Prentice Hall, 2001. [En ligne]. Disponible sur: <https://books.google.fr/books?id=7MMVPwAACAAJ>

[17] J. Piprek, Y. A. Akulova, D. I. Babic, L. A. Coldren, et J. E. Bowers, « *Minimum temperature sensitivity of 1.55 μm vertical-cavity lasers at -30 nm gain offset* », Appl. Phys. Lett., vol. 72, n° 15, p. 1814-1816, avr. 1998, doi: 10.1063/1.121318.

[18] M. Ortsiefer et al., « *2.5-mW single-mode operation of 1.55- μm buried tunnel junction VCSELs* », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 17, no 8, p. 1596-1598, août 2005, doi: 10.1109/LPT.2005.850905.

Conclusion générale et perspectives

Ce travail de thèse a porté sur la réalisation d'un laser VECSEL pompé électriquement faible bruit et une étude exploratoire du potentiel des boîtes quantiques pour la réalisation d'un VECSEL bi-fréquence.

Nous avons tout d'abord présenté le principe de fonctionnement des lasers à semiconducteurs classiques et nous avons souligné les avantages qu'apporte une architecture VECSEL par rapport à ces lasers. Les cohérences spatiale et temporelle meilleures des lasers VECSEL ainsi que la possibilité d'obtention des différents régimes de fonctionnement (mono-fréquence, bi-fréquence, classe A) ont permis de montrer les avantages qu'offrent cette architecture par rapport aux lasers classiques. Nous avons souligné que les lasers VECSEL pompés électriquement présentent des difficultés de conception et de fabrication comparés aux lasers VECSEL pompés optiquement et qui regroupent à la fois les avantages des lasers classiques en termes de consommation de puissance et de compacité et les avantages d'une architecture VECSEL. En ce qui concerne la zone active, nous avons introduit les boîtes quantiques car elles sont susceptibles de présenter des propriétés de gain inhomogène intéressantes pouvant s'avérer compatibles avec la réalisation d'émetteurs VECSEL bifréquences et mono-axes.

Dans le but d'étudier le couplage non-linéaire entre deux modes dans les boîtes quantiques en fonction de leur écart spectral, nous avons introduit la constante de couplage de Lamb C permettant de définir les conditions de stabilité d'un oscillateur bi-fréquence. Dans le cas d'un VECSEL à base de puits quantiques, la constante de couplage de Lamb C mesurée ne varie pas en fonction de l'écart spectral sur 11 nm. La valeur moyenne de C est de 0.84, cette valeur n'est pas suffisamment faible pour assurer une oscillation bi-fréquence robuste. Pour avoir une idée de la dépendance de la constante de couplage dans les boîtes quantiques en fonction de l'écart spectral entre les deux modes oscillants, nous avons introduit le modèle analytique de Chusseau et al. Ce modèle est basé sur deux mécanismes de couplage importants : 1) le couplage optique directe (couplage par la largeur de raie homogène) entre les modes émis du laser. 2) Couplage électronique. Nous avons vu qu'une faible contribution de ces deux mécanismes est susceptible de permettre l'obtention d'une faible constante de couplage de Lamb C .

Dans le but d'adapter le montage dédié à la mesure de la constante de couplage de Lamb C montré dans le chapitre 2 à la structure à base de boîtes quantiques nous avons commencé à intégrer la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL à base de boîtes quantiques dans une cavité simple hémisphérique afin de connaître ses caractéristiques optiques. Ces caractérisations préliminaires ont mené aux conclusions suivantes : 1) obtention d'une oscillation laser avec un seuil de 100 mW et une puissance optique de 30 mW pour une puissance optique de pompe de 510 mW. 2) Observation d'un effet de filtrage introduit par la microcavité formée par le miroir de Bragg et l'interface supérieure de la structure (air/diamant). 3) L'oscillation de la deuxième polarisation nécessite plus de puissance optique de pompe (≥ 1 W). Ensuite nous sommes passés à la cavité dédiée pour la mesure de la constante de couplage de Lamb C mais nous n'avons pas obtenu une oscillation laser de la deuxième polarisation avec cristal biréfringent intracavité. Une étude a été menée pour déterminer les pertes optiques de chaque élément intracavité en utilisant un modèle simple. Le modèle a mené aux conclusions suivantes : 1) les éléments intracavité introduisent des pertes optiques totales au laser de 2.65 %. 2) Il est nécessaire d'acquérir un laser de pompe bien plus puissant. Suite à ces conclusions, nous avons acheté un nouveau laser de pompe multimode qui délivre une puissance optique maximale de 15 W et nous l'avons adapté au montage dédié à la mesure de la constante de couplage de Lamb C . Les seuils d'oscillation obtenus sont plus élevés avec ce laser de pompe et la puissance optique incidente était limitée à 8 W du fait que le système d'asservissement en température ne s'avère pas assez efficace pour dissiper de telle puissance. L'oscillation de la deuxième polarisation n'a pas pu être obtenue avec l'ensemble des éléments optiques, et la constante de couplage de Lamb C n'a pas pu ainsi être évaluée.

Le second objectif de ce travail de thèse a été de réaliser un laser VECSEL pompé électriquement mono-fréquence fonctionnant en régime classe A. La puce à base de puits quantiques en GaInAlAs été réalisé par l'EPFL dans le cadre du projet ANR IDYLIC. Cette puce contient un grand nombre de $\frac{1}{2}$ -VCSEL de différents diamètres de jonction tunnel. Dans un premier temps, nous avons réalisé des caractérisations électriques et optiques (électroluminescence) pour évaluer les performances des dispositifs. D'après les caractérisations électriques, la structure étudiée présente une valeur de résistance caractéristique de $1.06 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ comparable aux structures étudiées dans la littérature. En ce qui concerne les caractéristiques optiques en

électroluminescence, ils ont montré que nous avons une bonne homogénéité d'injection avec des petits diamètres de jonction tunnel (25 μm). Nous avons souligné et montré que l'homogénéité d'injection a un effet important sur le fonctionnement monomode transverse du laser. En ce qui concerne la cavité du laser, nous avons choisi de fermer la cavité avec un miroir de faible transmission (0.5 %) et d'un rayon de courbure de 1 cm. Cela nous a permis d'obtenir un fonctionnement mono-fréquence sans filtre intracavité et aussi d'obtenir le régime classe A. A travers les mesures de bruit, nous avons réussi à démontrer un fonctionnement classe A avec deux dispositifs, 25 et 50 μm de diamètre de jonction tunnel. Pour le laser EP-PQs-VECSEL de 25 μm de diamètre de jonction tunnel nous avons réussi à obtenir une puissance optique émise de 3 mW en fonctionnement mono-fréquence ce qui a permis d'atteindre un niveau de bruit de RIN faible de - 160 dB/Hz limité par le bruit de grenaille. Ce niveau de RIN est obtenu sur une large bande passante allant de 2 MHz à 20 GHz.

Vers une réalisation d'un laser EP-PQs-VECSEL bi-fréquence bi-axe classe A

Concernant le laser EP-PQs-VECSEL, dans un premier temps on peut augmenter l'efficacité de dissipation de la chaleur induite par le dispositif afin d'extraire plus de puissance optique. Cela pourrait se faire en intégrant un diamant métallisé en dessous de la structure du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. La Figure 1 illustre le laser EP-PQs-VECSEL avant (a) et après (b) intégration du diamant. Cette méthode n'a jamais été réalisée avec un VECSEL pompé électriquement.

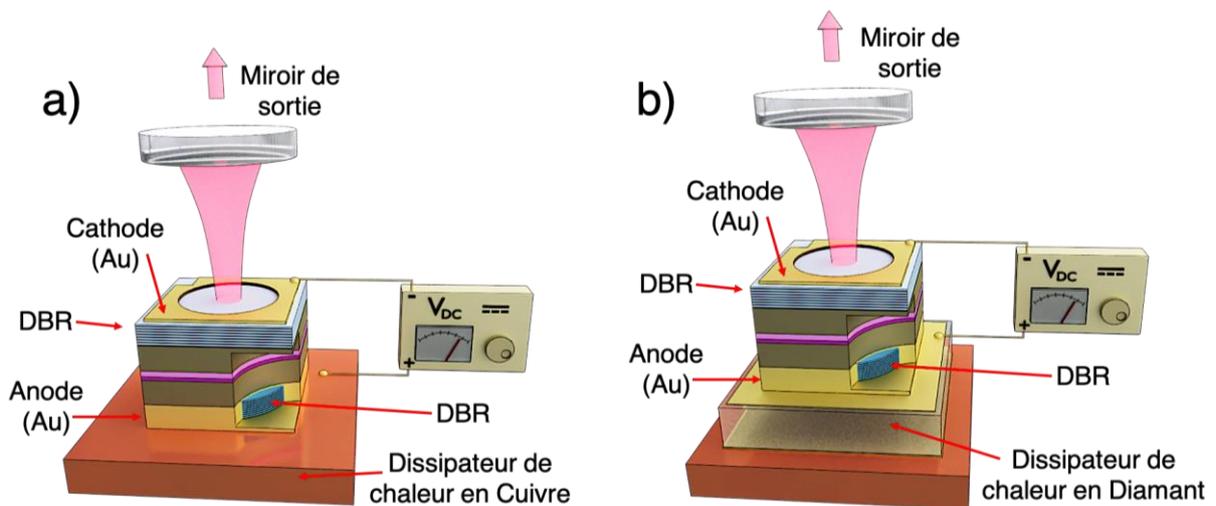


Figure 1: a) Schéma représentatif du laser EP-PQs-VECSEL. b) Schéma représentatif du laser EP-PQs-VECSEL après intégration du dissipateur de chaleur en diamant.

Sur la Figure 1 (a) on voit que le contact anode est sur le dissipateur de chaleur en cuivre. Après intégration du diamant (voir Figure 1 (b)), le contact anode est sur la face métallisée du diamant qui est directement en contact avec le reste de la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

Dans un deuxième temps, en utilisant deux $\frac{1}{2}$ -VCSEL adjacents de même diamètre de jonction tunnel et un cristal biréfringent d'une séparation égale à la distance entre les deux $\frac{1}{2}$ -VCSEL (1 mm) on pourrait obtenir un fonctionnement bi-fréquence. La Figure 2 illustre le schéma représentatif du laser EP-PQs-VECSEL bi-axe bi-fréquence classe A. Pour que les deux polarisations linéaires se recombinent à l'aide du cristal biréfringent, il est important qu'elles soient orthogonales entre elles. Pour obtenir cela, on pourrait utiliser une lame demi-onde intracavité sur une des deux polarisations.

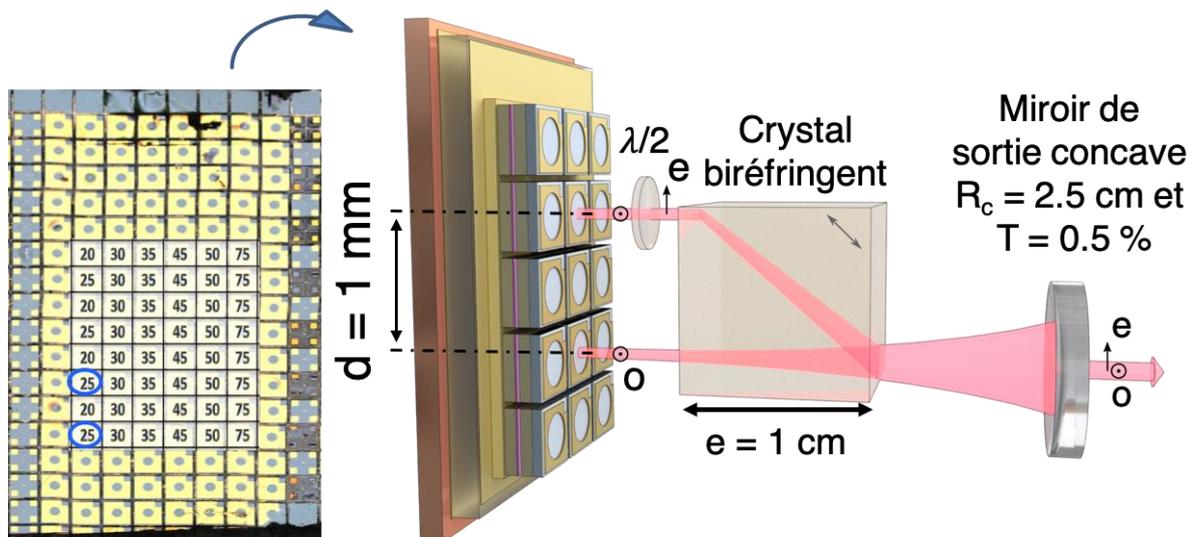


Figure 2: Schéma représentatif du laser EP-PQs-VECSEL bi-fréquence bi-axe classe A.

En général, avec une courte cavité ($L_c < 2.5 \text{ cm}$), il est possible d'obtenir un fonctionnement mono-fréquence sur chaque bras sans utilisation d'étalons et donc sans introduction de pertes optiques dans la cavité. En ce qui concerne l'accordabilité des deux longueurs d'onde, elle pourrait être obtenue en changeant le courant de polarisation appliqué à chaque $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

Le laser EP-PQs-VECSEL bi-fréquence regroupe les avantages suivants :

- 1) Oscillation stable des deux longueurs d'onde (constante de couplage faible car les deux longueurs d'onde ne proviennent pas d'une même zone active).
- 2) Pureté spectrale de la fréquence de battement très élevée (classe A).
- 3) Accordabilité facile à obtenir.
- 4) Peu énergivore.
- 5) Compact.

Vers une réalisation d'un laser EP-BQs-VECSEL bi-fréquence mono-axe classe A

En considérant que le couplage non-linéaire entre deux modes dans un laser à base de boîtes quantiques est plus faible que dans un laser à base de puits quantiques, on peut alors envisager de réaliser un VECSEL bi-fréquence mono-axe à base de boîtes quantiques pompé électriquement. La Figure 3 montre un schéma représentatif de ce laser.

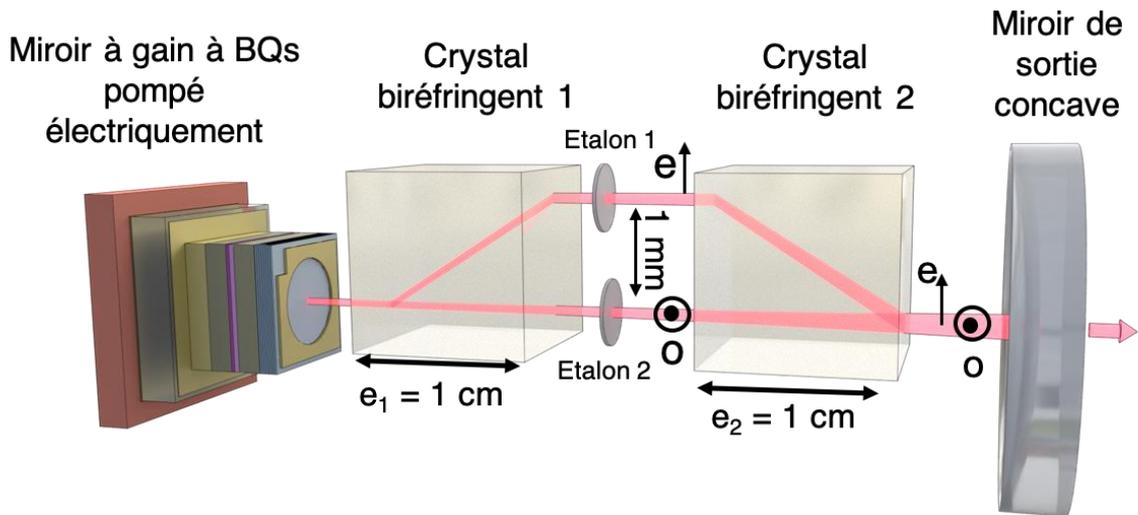


Figure 3: Schéma représentatif du laser EP-BQs-VECSEL bi-fréquence mono-axe classe A.

Le laser EP-BQs-VECSEL bi-fréquence mono-axe classe A apporte les avantages suivants :

- 1) Oscillation stable des deux longueurs d'onde.
- 2) Pureté spectrale très élevée (classe A).
- 3) Le niveau de bruit de phase de la fréquence de battement de ce laser est plus faible comparé à un VECSEL bi-fréquence bi-axe.
- 4) Accordabilité large.
- 5) Peu énergivore.
- 6) Compact.

La réalisation de ce laser constituerait une réelle avancée sur les sources à faibles bruits.

Annexes

Table des matières

1	Annexe A-1 : Modes couplés et conditions de stabilité	190
1.1	Un seul mode actif : détail des calculs.....	190
1.2	Fonctionnement bistable et fonctionnement bi-mode : détail des calculs	191
2	Annexe A-2 : Constante de couplage de Lamb C dans un laser à base de boîtes quantiques	193
2.1	Détermination du nombre de boîtes quantiques à l'état excité N_i : détail des calculs .	193
2.2	Détermination du nombre de photons pour chaque mode S_j : détail des calculs	195
2.3	Constante de couplage de Lamb C dans un laser à base de boîtes quantiques : détail des calculs	196
3	Annexe B	198
3.1	Détail des calculs du modèle utilisé pour l'estimation des pertes introduites par les éléments optiques intracavité	198
4	Annexe C	202
4.1	Puissance totale du bruit d'intensité.....	202

1 Annexe A-1 : Modes couplés et conditions de stabilité

1.1 Un seul mode actif : détail des calculs

En remplaçant I_1 et I_2 dans l'équation (II.2.1.a) et en se limitant à un développement d'ordre 1 on trouve l'équation (II.2.6.a) :

$$\frac{dI_1}{dt} = [\delta_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2] \times I_1$$

$$\frac{dI_1}{dt} = \delta_1 \left(\frac{\delta_1}{\beta_1} + i_1(t) \right) - \beta_1 \left(\frac{\delta_1}{\beta_1} + i_1(t) \right)^2 - \theta_{12} i_2(t) \left(\frac{\delta_1}{\beta_1} + i_1(t) \right)$$

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{\delta_1^2}{\beta_1} + \delta_1 i_1(t) - \beta_1 \left(\frac{\delta_1^2}{\beta_1^2} + 2 \frac{\delta_1}{\beta_1} i_1(t) + i_1(t)^2 \right) - \theta_{12} \frac{\delta_1}{\beta_1} i_2(t) - \theta_{12} i_1(t) i_2(t)$$

$$\frac{dI_1}{dt} = -\delta_1 i_1(t) - \theta_{12} \frac{\delta_1}{\beta_1} i_2(t) - (\beta_1 i_1(t)^2 + \theta_{12} i_1(t) i_2(t))$$

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{di_1}{dt} \approx -\delta_1 i_1(t) - \theta_{12} \frac{\delta_1}{\beta_1} i_2(t) \quad (\text{II.2.6.a})$$

De même, en remplaçant I_1 et I_2 dans l'équation (II.2.1.b) et en se limitant à un développement d'ordre 1 on trouve l'équation (II.2.6.b) :

$$\frac{dI_2}{dt} = \frac{di_2}{dt} \approx \left(\alpha_2 - \theta_{21} \frac{\delta_1}{\beta_1} \right) i_2(t) \quad (\text{II.2.6.b})$$

1.2 Fonctionnement bistable et fonctionnement bi-mode : détail des calculs

En remplaçant l'équation (II.2.5.a) et l'équation (II.2.5.b) dans l'équation (II.2.1.a) et en se limitant à un développement d'ordre 1 on trouve :

$$\frac{dI_1}{dt} = [\delta_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2] \times I_1$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dt} = & \delta_1 (I_{1ss} + i_1(t)) - \beta_1 (I_{1ss}^2 + 2I_{1ss}i_1(t) + i_1(t)^2) - \theta_{12} (I_{1ss}I_{2ss} + I_{1ss}i_2(t) \\ & + I_{2ss}i_1(t) + i_1(t)i_2(t)) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dt} = & \delta_1 I_{1ss} + \delta_1 i_1(t) - \beta_1 I_{1ss}^2 - 2\beta_1 I_{1ss}i_1(t) - \theta_{12} I_{1ss}I_{2ss} - \theta_{12} I_{1ss}i_2(t) - \theta_{12} I_{2ss}i_1(t) \\ & - (\theta_{12} i_1(t)i_2(t) + \beta_1 i_1(t)^2) \end{aligned}$$

$$\frac{dI_1}{dt} = \delta_1 I_{1ss} + \delta_1 i_1(t) - \beta_1 I_{1ss}^2 - 2\beta_1 I_{1ss}i_1(t) - \theta_{12} I_{1ss}I_{2ss} - \theta_{12} I_{1ss}i_2(t) - \theta_{12} I_{2ss}i_1(t)$$

Nous utilisons l'équation (II.2.3.c) pour exprimer δ_1 en fonction de I_{1ss} et I_{2ss} :

$$\delta_1 = \beta_1 I_{1ss} + \theta_{12} I_{2ss}$$

Ensuite on remplace δ_1 dans notre calcul et on trouve l'équation (II.2.7.a) :

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{di_1}{dt} \approx -\beta_1 I_{1ss}i_1(t) - \theta_{12} I_{1ss}i_2(t) \quad (\text{II.2.7.a})$$

De même en remplaçant l'équation (II.2.5.a) et l'équation (II.2.5.b) dans l'équation (II.2.1.b) et en se limitant à un développement d'ordre 1 on trouve l'équation (II.2.7.b) :

$$\frac{dI_2}{dt} = \frac{di_2}{dt} \approx -\theta_{21} I_{2ss}i_1(t) - \beta_2 I_{2ss}i_2(t) \quad (\text{II.2.7.b})$$

On récrit les équations (II.2.7.a) et (II.2.7.b) sous forme matricielle :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\beta_1 I_{1ss} & -\theta_{12} I_{1ss} \\ -\theta_{21} I_{2ss} & -\beta_2 I_{2ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II.2.10})$$

L'équation caractéristique correspondante s'écrit :

$$r^2 + (\beta_1 I_{1ss} + \beta_2 I_{2ss})r + (\beta_1 \beta_2 - \theta_{12} \theta_{21}) I_{1ss} I_{2ss} = 0 \quad (\text{II.2.11})$$

Pour résoudre cette équation nous avons besoin de calculer le discriminant Δ :

$$\Delta = (\beta_1 I_{1ss} + \beta_2 I_{2ss})^2 - 4I_{1ss}I_{2ss} (\beta_1\beta_2 - \theta_{12}\theta_{21})$$

En remplaçant les équations (II.2.3.d) et (II.2.4.e) dans le discriminant, on a :

$$\Delta = \left(\frac{\delta_1'}{(1-c)} + \frac{\delta_2'}{(1-c)}\right)^2 - 4\frac{\delta_1'\delta_2'}{(1-c)^2} \left(\frac{\beta_1\beta_2 - \theta_{12}\theta_{21}}{\beta_1\beta_2}\right)$$

$$\Delta = \left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{1-c}\right)^2 - 4\frac{\delta_1'\delta_2'}{(1-c)^2} (1 - C)$$

$$\Delta = \left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{1-c}\right)^2 - 4\left(\frac{\delta_1'\delta_2'}{1-c}\right)$$

Il existe donc deux solutions H_1 et H_2 :

$$H_1 = -\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{2(1-c)}\right) + \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{1-c}\right)^2 - 4\left(\frac{\delta_1'\delta_2'}{1-c}\right)} \quad (\text{II.2.12})$$

$$H_2 = -\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{2(1-c)}\right) - \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\delta_1' + \delta_2'}{1-c}\right)^2 - 4\left(\frac{\delta_1'\delta_2'}{1-c}\right)} \quad (\text{II.2.13})$$

2 Annexe A-2 : Constante de couplage de Lamb C dans un laser à base de boîtes quantiques

2.1 Détermination du nombre de boîtes quantiques à l'état excité N_i : détail des calculs

Nous cherchons les solutions stationnaires du système (II.4.3), données par :

$$\frac{dS_1}{dt} = -\alpha_1 S_1 + (A_1(N_1 - P_1) + \varepsilon A_2(N_2 - P_2))S_1 = 0 \quad (\text{II.4.4.a}')$$

$$\frac{dS_2}{dt} = -\alpha_2 S_2 + (A_2(N_2 - P_2) + \varepsilon A_1(N_1 - P_1))S_2 = 0 \quad (\text{II.4.4.b}')$$

L'équation (II.4.4.a') conduit aux solutions :

$$S_1 = 0 \quad (\text{II.4.5.a}') \quad \text{ou} \quad A(N_1 - P_1) = \alpha_1 - \varepsilon A(N_2 - P_2) \quad (\text{II.4.5.b}')$$

L'équation (II.4.4.b') a pour solutions :

$$S_2 = 0 \quad (\text{II.4.6.a}') \quad \text{ou} \quad A(N_2 - P_2) = \alpha_2 - \varepsilon A(N_1 - P_1) \quad (\text{II.4.6.b}')$$

En remplaçant l'équation (II.4.6.b') dans l'équation (II.4.5.b'), on trouve :

$$A(N_1 - P_1) - \varepsilon^2 A(N_1 - P_1) = \alpha_1 - \varepsilon \alpha_2$$

$$A(1 - \varepsilon^2)(N_1 - P_1) = \alpha_1 - \varepsilon \alpha_2$$

$$N_1 - P_1 = \frac{\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2}{A(1 - \varepsilon^2)}$$

De même, en remplaçant l'équation (II.4.5.b') dans l'équation (II.4.6.b') on trouve :

$$A(N_2 - P_2) - \varepsilon^2 A(N_2 - P_2) = \alpha_2 - \varepsilon \alpha_1$$

$$A(1 - \varepsilon^2)(N_2 - P_2) = \alpha_2 - \varepsilon \alpha_1$$

$$N_2 - P_2 = \frac{\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1}{A_2(1 - \varepsilon^2)}$$

En posant $B = N_1 + P_1 = N_2 + P_2$, on trouve la solution stationnaire du nombre de boites quantiques à l'état excité :

$$N_1 = \frac{\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2}{2A(1 - \varepsilon^2)} + \frac{B}{2} \quad (\text{II.4.5.c'})$$

$$N_2 = \frac{\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1}{2A(1 - \varepsilon^2)} + \frac{B}{2} \quad (\text{II.4.6.c'})$$

2.2 Détermination du nombre de photons pour chaque mode S_i : détail des calculs

Nous cherchons les solutions stationnaires du système (II.4.2), données par :

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\kappa}{2} + kN_2P_1 - kN_1P_2 - \xi N_1 - A(N_1 - P_1)(S_1 + \varepsilon S_2) = 0 \quad (\text{II.4.3.a})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\kappa}{2} + kN_1P_2 - kN_2P_1 - \xi N_2 - A(N_2 - P_2)(S_2 + \varepsilon S_1) = 0 \quad (\text{II.4.3.b})$$

L'équation (II.4.3.a) devient :

$$A(N_1 - P_1)(S_1 + \varepsilon S_2) = \frac{\kappa}{2} + k(N_2P_1 - N_1P_2) - \xi N_1$$

Pour simplifier on pose :

$$Q_1 = \frac{\kappa}{2} + k(N_2P_1 - N_1P_2) - \xi N_1$$

$$Q_2 = \frac{\kappa}{2} + k(N_1P_2 - N_2P_1) - \xi N_2$$

On exprime donc S_2 en fonction de S_1 , on trouve :

$$S_2 = \frac{Q_1}{\varepsilon(N_1 - P_1)} - \frac{S_1}{\varepsilon}$$

Ensuite on remplace S_2 dans l'équation (II.4.3.b), on exprime S_1 :

$$S_1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 - 1} \frac{Q_2}{A(N_2 - P_2)} - \frac{1}{\varepsilon^2 - 1} \frac{Q_1}{A(N_1 - P_1)}$$

En utilisant les équations trouvées auparavant (II.4.5.c') et (II.4.6.c'), nous exprimons

Q_1 et Q_2 en fonction des paramètres $k, \kappa, A, B, \alpha_1, \xi$:

$$Q_1 = \frac{\kappa}{2} + k \left(\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2A(1-\varepsilon)} \right) - \xi \left(\frac{\alpha_1 - \varepsilon\alpha_2}{2A(1-\varepsilon^2)} + \frac{B}{2} \right)$$

$$Q_2 = \frac{\kappa}{2} + k \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2A(1-\varepsilon)} \right) - \xi \left(\frac{\alpha_2 - \varepsilon\alpha_1}{2A(1-\varepsilon^2)} + \frac{B}{2} \right)$$

Finalement, on remplace Q_1 et Q_2 dans l'équation S_1 et après quelques manipulations on trouve l'équation générale de S_1 :

$$S_1 = \left(\frac{1}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} - \frac{\varepsilon}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} \right) \left[\frac{\kappa - \xi B}{2} \right] - \left(\frac{1}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} + \frac{\varepsilon}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} \right) \left[kB \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2A(1 - \varepsilon)} \right) \right] - \frac{\xi}{2A(1 + \varepsilon)} \quad (\text{II.4.4.b})$$

Pour trouver l'équation générale de S_2 , il suffit de substituer l'indice 1 par 2 et vice-versa dans l'équation de S_1 .

S_2 s'exprime :

$$S_2 = \left(\frac{1}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} - \frac{\varepsilon}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} \right) \left[\frac{\kappa - \xi B}{2} \right] - \left(\frac{1}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)} + \frac{\varepsilon}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)} \right) \left[kB \left(\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2A(1 - \varepsilon)} \right) \right] - \frac{\xi}{2A(1 + \varepsilon)} \quad (\text{II.4.4.c})$$

2.3 Constante de couplage de Lamb C dans un laser à base de boîtes quantiques : détail des calculs

En posant $K = K_{12} = K_{21}$ l'équation (II.2.14) devient :

$$C = K_{12}K_{21} = K_{21}^2 = \left[\frac{dS_2}{d\alpha_1} \left(\frac{dS_1}{d\alpha_1} \right)^{-1} \right]^2$$

On calcul les dérivées premières :

$$\frac{dS_1}{d\alpha_1} = \left(\frac{-1}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)^2} - \frac{\varepsilon}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)^2} \right) \left[\frac{\kappa - \xi B}{2} \right] - \left(\frac{-\alpha_2}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)^2} - \frac{\varepsilon \alpha_2}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)^2} \right) \left[\frac{kB}{2A(1 - \varepsilon)} \right]$$

$$\frac{dS_2}{d\alpha_1} = \left(\frac{\varepsilon}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)^2} + \frac{\varepsilon}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)^2} \right) \left[\frac{\kappa - \xi B}{2} \right] - \left(\frac{\alpha_2}{(\alpha_2 - \varepsilon \alpha_1)^2} + \frac{\varepsilon \alpha_2}{(\alpha_1 - \varepsilon \alpha_2)^2} \right) \left[\frac{kB}{2A(1 - \varepsilon)} \right]$$

On pose $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2$:

$$\frac{dS_1}{d\alpha} = -\frac{1}{\alpha^2(1 - \varepsilon)^2} \left[(1 + \varepsilon^2) \left(\frac{\kappa - \xi B}{2} \right) + \alpha(1 - \varepsilon) \left(\frac{kB}{2A} \right) \right]$$

$$\frac{dS_2}{d\alpha} = \frac{1}{\alpha^2(1 - \varepsilon)^2} \left[\varepsilon(\kappa - \xi B) + \alpha(1 + \varepsilon) \left(\frac{kB}{2A} \right) \right]$$

La constante de couplage C s'écrit :

$$C = \left[\frac{\varepsilon(\kappa - \xi B) + \alpha(1 + \varepsilon) \left(\frac{kB}{2A} \right)}{(1 + \varepsilon^2) \left(\frac{\kappa - \xi B}{2} \right) + \alpha(1 - \varepsilon) \left(\frac{kB}{2A} \right)} \right]^2 = \left[\frac{(1 + \varepsilon^2)(\kappa - \xi B) \left(\frac{\varepsilon}{(1 + \varepsilon)^2} + \frac{\alpha kB}{2A(1 + \varepsilon)(\kappa - \xi B)} \right)}{(1 + \varepsilon^2)(\kappa - \xi B) \left(\frac{1 + \varepsilon^2}{2(1 + \varepsilon)^2} + \frac{\alpha kB}{2A(1 + \varepsilon)(\kappa - \xi B)} \right)} \right]^2$$

Pour simplifier le calcul, on pose :

$$a = \frac{A(1+\varepsilon)(\kappa-\xi B)}{\alpha k B}$$

C devient :

$$C = \left[\frac{\frac{\varepsilon}{(1+\varepsilon)^2} + \frac{\alpha k B}{2A(1+\varepsilon)(\kappa-\xi B)}}{\frac{1+\varepsilon^2}{2(1+\varepsilon)^2} + \frac{\alpha k B}{2A(1+\varepsilon)(\kappa-\xi B)}} \right]^2 = \left[\frac{\frac{\varepsilon}{(1+\varepsilon)^2} + \frac{1}{2a}}{\frac{\varepsilon}{2(1+\varepsilon)^2} + \frac{1}{2a}} \right]^2 = \left[\frac{4a\varepsilon + 2(1+\varepsilon)^2}{2a(1+\varepsilon)^2 + 2(1+\varepsilon)^2} \right]^2 = \left[\frac{4a\varepsilon + 2 + 4\varepsilon + 2\varepsilon^2}{2a + 2a\varepsilon^2 + 2 + 4\varepsilon + 2\varepsilon^2} \right]^2$$

$$C = \left[\frac{2a\varepsilon + 2a\varepsilon + 2 + 4\varepsilon + 2\varepsilon^2 + a - a + a\varepsilon^2 - a\varepsilon^2}{a + a + a\varepsilon^2 + a\varepsilon^2 + 2 + 4\varepsilon + 2\varepsilon^2 + 2a\varepsilon - 2a\varepsilon} \right]^2 = \left[\frac{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a) - a(1-2\varepsilon+\varepsilon^2)}{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a) + a(1-2\varepsilon+\varepsilon^2)} \right]^2$$

$$C = \left[\frac{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a) \left(1 - \frac{a(1-2\varepsilon+\varepsilon^2)}{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a)}\right)}{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a) \left(1 + \frac{a(1-2\varepsilon+\varepsilon^2)}{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a)}\right)} \right]^2 = \left[\frac{\left(1 - \frac{a(1-2\varepsilon+\varepsilon^2)}{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a)}\right)}{\left(1 + \frac{a(1-2\varepsilon+\varepsilon^2)}{(1+2\varepsilon+\varepsilon^2)(2+a)}\right)} \right]^2 = \left[\frac{\left(1 - \frac{(1-\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2} \frac{a}{(2+a)}\right)}{\left(1 + \frac{(1-\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2} \frac{a}{(2+a)}\right)} \right]^2$$

Après quelques manipulations on trouve l'équation analytique de la constante de couplage de Lamb C :

$$C = \left[\frac{1 - \left(\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}\right)^2 \left(\frac{a}{2+a}\right)}{1 + \left(\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}\right)^2 \left(\frac{a}{2+a}\right)} \right]^2 \quad (\text{II.4.7})$$

Le paramètre a peut se réécrire sous une forme plus simple :

$$a = \frac{g_0}{\alpha} \times \frac{\xi}{k B} \quad (\text{II.4.8})$$

3 Annexe B

3.1 Détail des calculs du modèle utilisé pour l'estimation des pertes introduites par les éléments optiques intracavité

Nous cherchons les solutions stationnaires du système d'équation (III.1, III.2), données par :

$$\frac{dn}{dt} = 0 \quad (III.3)$$

$$\frac{dS}{dt} = 0 \quad (III.4)$$

L'équation (III.3) conduit à :

$$S = \frac{1}{G(n)} \left(\frac{P_p}{h\nu_p V} - \frac{n}{\tau(n)} \right) \quad (III.5)$$

L'équation (III.4) a pour solutions :

$$S = 0 \quad (III.6) \quad \text{ou} \quad G(n) = \frac{1}{\tau_p} \quad (III.7)$$

En dessous du seuil laser, la densité de photons est approximativement nulle et à partir de l'équation (III.5) on en déduit :

$$n = \frac{P_p \tau(n)}{h\nu_p V} \quad (III.8)$$

Au seuil laser ($S \gg 0$), la densité de porteurs de seuil devient :

$$n_{th} = \frac{P_{pth} \tau(n_{th})}{h\nu_p V} \quad (III.9) \quad \text{ou} \quad P_{pth} = \frac{n_{th} h\nu_p V}{\tau(n_{th})} \quad (III.10)$$

En remplaçant la solution (III.7) et l'équation (III.9) dans l'équation (III.5) on trouve :

$$S = \tau_p \left(\frac{P_p}{h\nu_p V} - \frac{n_{th}}{\tau(n_{th})} \right)$$

$$S = \tau_p \left(\frac{P_p}{h\nu_p V} - \frac{P_{pth}}{h\nu_p V} \right)$$

$$S \frac{h\nu_p V}{\tau_p} = (P_p - P_{pth})$$

$$P_{laser} = P_p - P_{pth} \quad (III.11)$$

Pour tenir en compte l'efficacité différentielle du laser, dans l'équation (III.11) on ajoute η_{diff} :

$$P_{laser} = \eta_{diff}(P_p - P_{pth}) \quad (III.12)$$

Où l'efficacité différentielle du laser η_{diff} [13] est :

$$\eta_{diff} = \eta_{sortie}\eta_{quant}\eta_{abs}\eta_{rad} \quad (III.13)$$

L'efficacité d'absorption de la pompe η_{abs} dépend du coefficient d'absorption linéique α_{abs} de la couche barrière GaInAsP ainsi que de l'épaisseur totale des couches barrières $e_{barrières}$ dans la structure. Ce paramètre peut être calculé en utilisant l'équation de Beer-Lambert suivante :

$$\eta_{abs} = 1 - \exp(-\alpha_{abs}e_{barrières}) \quad (III.14)$$

L'efficacité de sortie η_{sortie} dépend de la réflectivité du miroir de Bragg R_{Bragg} et la réflectivité du miroir de sortie R_{Sortie} de la cavité externe et peut être exprimée par l'équation suivante :

$$\eta_{sortie} = \frac{\ln(R_{Sortie})}{\ln(R_{Sortie}R_{Bragg}T_{pertes})} \quad (III.15)$$

T_{pertes} est le facteur de transmission lié aux pertes dans la cavité pour un aller-retour des photons.

η_{quant} exprime le défaut quantique et donc le rapport entre la longueur d'onde de la pompe et la longueur d'onde du VECSEL :

$$\eta_{quant} = \frac{\lambda_{pompe}}{\lambda_{laser}} \quad (III.16)$$

η_{rad} représente l'efficacité radiative. Elle dépend des recombinaisons radiatives et non radiatives dans le milieu actif. Elle est exprimée par l'équation ci-dessous :

$$\eta_{rad} = \frac{Bn_{th}}{A+Bn_{th}+Cn_{th}^2} \quad (III.17)$$

A , B et C sont respectivement les coefficients de recombinaison Shockley-Read-Hall, spontanée et Auger.

L'équation (III.12) devient :

$$P_{laser} = \eta_{sortie} \eta_{quant} \eta_{abs} \eta_{rad} \left(P_p - \frac{n_{th} h \nu_p V}{\tau(n_{th})} \right) \quad (III.18)$$

En considérant que les boites quantiques sont assimilables à une couche 2D, le volume V de la zone active du laser VECSEL à base de boites quantiques s'exprime par :

$$V = L_{BQs} N_{BQs} S_{pompe} \quad (III.19)$$

N_{BQs} et L_{BQs} sont respectivement le nombre et l'épaisseur des couches de boites quantiques. S_{pompe} est la surface de la zone pompée optiquement.

Dans l'équation (III.18) nous avons une inconnue qui est la densité de porteurs au seuil n_{th} . Pour trouver n_{th} on écrit l'équation (III.20) qui exprime le gain maximum au seuil en fonction de la densité de porteurs excité :

$$g_{th} = g_0 \ln \left(\frac{n_{th}}{n_0} \right) \quad (III.20) \quad \text{et} \quad n_{th} = n_0 \exp \left(\frac{g_{th}}{g_0} \right) \quad (III.21)$$

n_0 et g_0 sont respectivement la densité de porteurs à la transparence et le gain matériau.

Au seuil laser, le gain de la zone active compense l'ensemble des pertes de la cavité, de ce fait on écrit :

$$R_{Sortie} R_{Bragg} T_{pertes} e^{(2\Gamma g_{th} N_{BQs} L_{BQs})} = 1 \quad (III.22)$$

On note que Γ est le facteur de confinement longitudinal. On en déduit g_{th} de l'équation (III.21) ensuite on divise par g_0 :

$$\frac{g_{th}}{g_0} = \ln \left(R_{Sortie} R_{Bragg} T_{pertes} \right)^{- (2\Gamma g_0 N_{BQs} L_{BQs})^{-1}} \quad (III.23)$$

En remplaçant l'équation (III.23) dans l'équation (III.21), on trouve la densité de porteurs au seuil n_{th} :

$$n_{th} = n_0 (R_{Sortie} R_{Bragg} T_{pertes})^{-(2\Gamma g_0 N_{BQs} L_{BQs})^{-1}} \quad (III.24)$$

Finalement l'équation (III.17) devient :

$$P_{laser} = \eta_{diff} \left(P_p - \frac{h\nu_p V n_0 (R_{Sortie} R_{Bragg} T_{pertes})^{-(2\Gamma g_0 N_{BQs} L_{BQs})^{-1}}}{\tau(n_{th})} \right) \quad (III.25)$$

4 Annexe C

4.1 Puissance totale du bruit d'intensité

Comme le bruit thermique, le bruit de grenaille et le RIN du laser ne sont pas corrélés, le bruit d'intensité total P_{tot} est la somme de ces trois contributions :

$$P_{tot} = P_{therm} + P_{shot} + P_{laser}(f) \quad [W] \quad (IV.5)$$

Ensuite, on remplace les équations trouvées précédemment (IV.1, IV.3, IV.4) dans l'équation (IV.5) on trouve :

$$P_{tot} = [K_b T + 2q \eta \langle P \rangle R + RIN(f) R \eta^2 \langle P \rangle^2] RBW \quad [W] \quad (IV.6)$$

La puissance optique continue est liée par le photocourant continu par l'équation suivante :

$$\langle I_{ph} \rangle = \eta \langle P \rangle \quad [A] \quad (IV.7)$$

Où η est la sensibilité de la photodiode en A/W.

On remplace l'équation (IV.7) dans l'équation (IV.6) on obtient :

$$P_{tot} = [K_b T + 2q \langle I_{ph} \rangle R + RIN(f) R \langle I_{ph} \rangle^2] RBW \quad [W] \quad (IV.8)$$

La puissance électrique du bruit d'intensité mesurée avec l'analyseur de spectre électrique après amplification s'écrit :

$$P_{elec} = G P_{tot} \quad (IV.9)$$

G est le gain de l'amplificateur en linéaire.

En considérant les équations (IV.8) et (IV.9), le bruit d'intensité mesuré par l'analyseur de spectre électrique en fonction du photocourant continu s'écrit :

$$P_{elec}(f) = G [K_b T + 2q \langle I_{ph} \rangle R + RIN(f) R \langle I_{ph} \rangle^2] RBW \quad [W] \quad (IV.10)$$

Le bruit d'intensité relatif est :

$$RIN(f) = (P_{elec}(f) - G [2q R \langle I_{ph} \rangle + K_b T] RBW) / (G R \langle I_{ph} \rangle^2 RBW) \quad [1/Hz] \quad (IV.11)$$

Si le bruit d'intensité relatif est plus important que le bruit de grenaille et le bruit thermique l'équation (IV.11) devient :

$$RIN(f) = (P_{elec}(f)) / (G R \langle I_{ph} \rangle^2 RBW) \quad [1/Hz] \quad (IV.12)$$

Publications et communications scientifiques

Articles dans des revues internationales

- **Kerchaoui, A.**, Mereuta, A., Caliman, A., Paranthoen, C., Levallois, C., Batté, T., Hamel, C., Bouhier, S., Le Corre, A., Kapon, E., & Alouini, M. (2021). Electrically pumped shot-noise limited class A VECSEL at telecom wavelength. *Optics Letters*, 46(10), 2465-2468.
- Phung, H. M., Tatar-Mathes, P., Paranthoen, C., Levallois, C., Chevalier, N., Perrin, M., **Kerchaoui, A.**, Kahle, H., Alouini, M., & Guina, M. (2021). Quantum dot membrane external-cavity surface-emitting laser at 1.5 μm . *Applied Physics Letters*, 118(23), 231101.

Communications orales

- **Kerchaoui, A.**, Mereuta, A., Caliman, A., Paranthoen, C., Levallois, C., Batté, T., Hamel, C., Bouhier, S., Le Corre, A., Kapon, E., & Alouini, M. (2021). Shot-Noise-Limited Operation of Electrically-Pumped Quantum Wells-Based VECSEL Emitting at Telecom Wavelength. **N.I.C.E France OCTOBER 2020**.
- Paranthoen, C., Phung, H. M., **Kerchaoui, A.**, Mereuta, A., C., Levallois, C., Nechay, K., Chevalier, N., Tatar-Mathes, P., Kahle, H., Suruceanu, G., Perrin, M., Caliman, A., Kapon, E., Alouini, M., & Guina, M. (2021). 1550 nm InAs QD on InP for VECSEL and MECSEL applications. **CSW SUEDE MAY 2021**.
- **Kerchaoui, A.**, Mereuta, A., Caliman, A., Paranthoen, C., Levallois, C., Batté, T., Hamel, C., Bouhier, S., Le Corre, A., Kapon, E., & Alouini, M. (2021). Fonctionnement Classe A faible bruit d'un laser VECSEL injecté électriquement et émettant à 1,5 μm . **JCOM France JUIN 2021**.
- Paranthoen, C., Phung, H. M., **Kerchaoui, A.**, Mereuta, A., C., Levallois, C., Nechay, K., Chevalier, N., Tatar-Mathes, P., Kahle, H., Suruceanu, G., Perrin, M., Caliman, A., Kapon, E., Alouini, M., & Guina, M. (2021). A semiconductor membrane external-cavity surface-emitting laser (MECSEL) with a quantum dot-based gain region emitting around 1.5 μm . **OPD FINLAND AOUT 2021**.
- Alouini, M., **Kerchaoui, A.**, Paranthoen, C., Levallois, C., Batté, T., Hamel, C., Bouhier, S., Le Corre, A., Mereuta, A., Caliman, A., Kapon, E. (2021). Shot-noise limited class A VECSEL: from principle to the achievement of electrical pumping at telecom wavelength. **PHOTONICS WEST ETATS-UNIS JANUARY 2022** (en cours).

Présentations posters

- **Kerchaoui, A.**, Mereuta, A., Caliman, A., Paranthoen, C., Levallois, C., Batté, T., Hamel, C., Bouhier, S., Le Corre, A., Kapon, E., & Alouini, M. (2021). Fonctionnement Classe A faible bruit d'un laser VECSEL injecté électriquement et émettant à 1,5 μm . **DIJON optique JUILLET 2021**.

Titre : Réalisation d'un VECSEL pompé électriquement faible bruit et étude des boîtes quantiques pour la réalisation d'un VECSEL bi fréquence

Mots clés : VECSEL, Bi-fréquence, Boîtes quantiques, Class A faible bruit, Pompage électrique

Résumé : Ce travail de thèse porte sur la réalisation d'un VECSEL pompé électriquement (EP-VECSEL) mono-fréquence fonctionnant en régime classe A faible bruit et l'étude des boîtes quantiques (BQs) pour la réalisation d'un VECSEL pompé optiquement (OP-VECSEL) bi-fréquence. Ces dispositifs émettent à $1.5 \mu\text{m}$.

En intégrant une zone active pompé électriquement à base de puits quantiques (PQs) dans une cavité courte (1 cm) et de grande finesse, nous avons pu démontrer pour la première fois avec ce type de laser le régime classe A. En régime mono-fréquence, la puissance optique maximale obtenue est de 3 mW. Cela nous a permis de mesurer un niveau de bruit d'intensité relatif (RIN) faible de $\sim -160 \text{ dB/Hz}$ limité par le bruit de grenaille sur une large bande passante allant de 2 MHz à 20 GHz.

La compacité, la faible consommation de puissance et le faible bruit de ce laser présentent un intérêt certain dans des

domaines tels que l'optique micro-ondes ou les télécommunications cohérentes

Dans le cadre de cette étude, nous avons également étudié un VECSEL bi-fréquence à base de BQs, afin de réaliser une mesure directe de la constante de couplage de Lamb C . Des premières mesures ont permis de caractériser ce dispositif en régime multimode. Un effet de filtrage des modes longitudinaux a été constaté lié au dissipateur de chaleur de diamant intracavité collé sur la puce. L'oscillation de deux polarisations linéaires orthogonales, nécessaires à la mesure de la constante de couplage, a également été obtenue expérimentalement. Ces mesures ont permis d'établir que le gain accessible sur le dispositif à BQs ne permettait pas pour l'instant de compenser toutes les pertes optiques introduites par les éléments intracavité du banc expérimental dédié pour la mesure de la constante de couplage. Cette étude reste à finaliser pour pouvoir conclure sur l'intérêt des BQs pour la réalisation des lasers bifréquences.

Title : Realization of a low-noise electrically-pumped VECSEL and study of quantum-dots for the realization of a dual-frequency VECSEL

Keywords : VECSEL, Dual-frequency, Quantum dots, Low-noise Class A, Electrical pumping.

Abstract : This thesis work focuses on the realization of a single-frequency electrically pumped VECSEL (EP-VECSEL) operating in the low noise class A regime and the study of quantum dots (QDs) for the realization of a dual-frequency optically pumped VECSEL (OP-VECSEL). These devices emit at $1.5 \mu\text{m}$.

By integrating electrically pumped quantum wells based (QWs) active region in a short (1 cm) and high finesse cavity, we succeeded in demonstrating for the first time the class A regime with this type of laser. In single-frequency regime, the maximum output optical power obtained is 3 mW. This allowed us to measure a low relative intensity noise level (RIN) of $\sim -160 \text{ dB/Hz}$ limited by the shot noise over a wide bandwidth ranging from 2 MHz to 20 GHz.

The compactness, low power consumption and low noise of this laser are of great interest in fields such as microwave optics or coherent telecommunications.

In this study, we also studied a dual-frequency QDs based VECSEL, in order to realize a direct measurement of the Lamb coupling constant C . First measurements enabled to characterize this device in multimode regime. A filtering effect of the longitudinal modes has been observed related to the intracavity diamond heat spreader bonded on the chip. The oscillation of two orthogonal linear polarizations, necessary for the measurement of the coupling constant, has been also obtained experimentally. These measurements made it possible to establish that the gain accessible on the QDs device did not allow for the moment to compensate all the optical losses introduced by intracavity elements of the experimental bench dedicated for the measurement of the coupling constant. This study remains to be finalized to be able to conclude on the interests of QDs for the realization of dual-frequency lasers