



Laser à semiconducteur en cavité verticale étendue émettant à $1,55\ \mu\text{m}$, et perspectives pour la génération d'impulsions brèves.

Clementine Symonds

► To cite this version:

Clementine Symonds. Laser à semiconducteur en cavité verticale étendue émettant à $1,55\ \mu\text{m}$, et perspectives pour la génération d'impulsions brèves.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT : . tel-00087735

HAL Id: tel-00087735

<https://theses.hal.science/tel-00087735>

Submitted on 26 Jul 2006

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

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

N° D'ORDRE : 7417

UNIVERSITE PARIS XI UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Clémentine SYMONDS

**Laser à semiconducteur en cavité verticale étendue émettant à
1,55 μm , et perspectives pour la génération d'impulsions brèves.**

Soutenue le 12 Décembre 2003 devant la Commission d'examen :

M. Alain BARTHELEMY

Rapporteur

M. Patrick GEORGES

M. Jean Michel LOURTIOZ

Président

Mme. Françoise LOZES

Rapporteur

M. Jean Louis OUDAR

Directeur de Thèse

Mme. Isabelle SAGNES

M. Pierre VIKTOROVITCH

Merci tout d'abord à Françoise Lozes et Alain Barthélémy, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit, ainsi qu'à Jean-Michel Lourtioz, Pierre Viktorovitch et Patrick Georges pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Le travail présenté ici s'est tout d'abord déroulé au laboratoire Concepts et Dispositifs pour la Photonique (CDP) du CNET de Bagneux, puis au Laboratoire pour la Photonique et les Nanostructures (LPN) du CNRS à Marcoussis. Je remercie Jean-Yves Marzin et Marcel Bensoussan de m'y avoir accueillie, et de m'avoir donné ainsi l'opportunité d'assister à la naissance d'un nouveau laboratoire.

Je remercie sincèrement Jean-Louis Oudar, mon directeur de thèse, de m'avoir donné l'occasion de travailler sur ce sujet passionnant, et de m'avoir fait bénéficier de sa grande compétence scientifique avec beaucoup de patience et d'enthousiasme. Je le remercie également pour son optimisme et ses encouragements dans les inévitables moments de doute.

Un grand merci à Isabelle Sagnes, pour sa très forte implication dans ce projet, pour sa disponibilité et son soutien au quotidien. Son énergie et son enthousiasme à toute épreuve ont été d'une aide précieuse, et ont contribué à faire de ces trois années une expérience extrêmement enrichissante.

Merci également à Arnaud Garnache pour m'avoir fait partager son expérience des VECSELs et du pompage optique, du LPN à Southampton en passant par Grenoble.

Je tiens à remercier les nombreuses personnes qui m'ont apporté leur soutien et leurs compétences au cours de ce travail, et en particulier Guy Aubin, Sophie Bouchoule, David Chouteau, Julie Dion, Luc Le Gratiet, Cristelle Mériadec, Paul Monnier, Rama Raj, Guillaume Saint-Girons, Bernard Sermage, Martin Strassner... Je remercie également Patrick Hisope, ainsi que les personnes des services atelier mécanique, informatique et administration, pour leur aide au quotidien.

Merci également à Guillaume, pour son rire et sa gentillesse ; à Martin, pour les barbecues et les crèmes brûlées ; à Delphine, pour sa bonne humeur communicative ; à David, pour avoir égayé le bureau et supporté mes humeurs pendant la période de rédaction. D'une manière générale, merci à tous les thésards, post-docs et stagiaires, qui donnent à ce laboratoire une ambiance incomparable. Merci également aux « anciens » : Yaneck pour sa vision poétique de la physique et de la vie en général ; et Houtaï, qui a toujours été là comme un grand frère pour me conseiller et m'encourager.

Enfin, merci à mes parents, pour leur confiance et leur soutien inconditionnel.

Table des matières

Introduction.....	1
Première partie : Présentation de la source et principes généraux de fonctionnement	
Introduction	9
I. Principe de fonctionnement d'un VECSEL pompé optiquement	11
I.1. Gain optique et durée de vie des porteurs dans un puits quantique	12
I.1.1. Temps de recombinaison des porteurs dans un puits quantique	12
I.1.2. Gain optique dans un puits quantique	14
I.2. Les VECSELs à puits quantiques	17
I.2.1. Quelques configurations de structures laser semiconductrices	17
I.2.2. Seuil d'oscillation laser dans un VECSEL	20
I.2.3. Variation du seuil avec la température de fonctionnement	25
I.3. Conclusion	27
II. Description du principe de fonctionnement d'un SESAM	29
II.1. La saturation de l'absorption	30
II.1.1. Remplissage des bandes	30
II.1.2. Ecrantage de l'exciton	32
II.1.3. Intensité de saturation	33
II.2. Diminution du temps de recouvrement de l'absorption	35
II.3. Description du fonctionnement des SESAMs	37
II.4. Conclusion	39
III. Principes du blocage de modes passif	41
III.1. Principe général du blocage de modes	43
III.2. Mise en œuvre du blocage de modes passif	48
III.2.1. Blocage de modes d'un laser à semiconducteur avec un absorbant saturable « lent »	49
III.2.2. Mise en forme temporelle des impulsions	52
III.3. Conclusion	55

Conclusion de la première partie	57
Références de la première partie	59

Deuxième partie : Etude des OP-VECSELS

Introduction	69
I. Conception de la structure et caractérisations	71
I.1. Croissance EPVOM	73
I.2. Le miroir de Bragg	75
I.2.1. Rappels sur les miroirs de Bragg	75
I.2.2. Les matériaux utilisés	77
I.2.3. Caractérisations structurales et optiques des miroirs de Bragg	80
<i>I.2.3.a. Caractérisations structurales</i>	<i>80</i>
<i>I.2.3.b. Caractérisations optiques</i>	<i>81</i>
I.2.4. Résistances thermiques	84
I.2.5. Conclusion	85
I.3. La cavité semiconductrice à puits quantiques	86
I.3.1. Les puits quantiques	86
<i>I.3.1.a. Systèmes de matériaux utilisés</i>	<i>86</i>
<i>I.3.1.b. Caractérisations optiques</i>	<i>87</i>
I.3.2. La cavité semiconductrice	91
I.4. Les demi-structures	94
I.4.1. Optimisation des demi-structures	94
<i>I.4.1.a. Ajustement spectral des éléments de la demi-structure</i>	<i>94</i>
<i>I.4.1.b. Amélioration de la résistance thermique</i>	<i>99</i>
I.4.2. Les structures étudiées.....	101
I.5. Conclusion	103
II. Etude de l'effet Laser	105
II.1. Résonateur optique à deux miroirs	106
II.1.1 Formalisme de l'onde sphéro-gaussienne	106
II.1.2. Stabilité géométrique d'une cavité plan-concave	108
II.1.3. Influence de la taille du faisceau de pompe : stabilité effective	109
II.2. Effet laser en pompage optique pulsé	111
II.2.1. Présentation du montage	111
II.2.2. Résultats laser en pompage optique pulsé	113

II.2.2.a. Spectres d'émission des structures	113
II.2.2.b. Comparaison des seuils des différentes structures	114
II.2.3. Conclusion	121
II.3. Du quasi-continu au continu	123
II.3.1. Montage	124
II.3.2. Lentille thermique	126
II.3.3. Modélisation de l'évolution temporelle de l'émission laser : du quasi-continu au continu	128
II.3.3.a. Principe	128
II.3.3.b. Comparaison avec les résultats expérimentaux	130
II.3.3.c. Exploitation du modèle	135
II.3.4 Conclusion	138
II.4. Etude de l'effet laser en continu	140
II.4.1. Résultats expérimentaux	140
II.4.1.a. MIN1753 et MIN1770	140
II.4.1.b. KTH6680	143
II.4.1.c. Bilan	145
II.4.2. Modélisation du comportement des lasers en pompage continu ...	146
II.4.2.a. Principe	146
II.4.2.b. Illustration graphique	149
II.4.2.c. Comparaison avec les résultats expérimentaux	153
II.4.3. Conclusion	156
II.5. Perspectives : conception de nouvelles structures en vue de l'augmentation de la taille du spot de pompe	157
II.5.1. Résistance thermique maximale	157
II.5.2. Conception de nouvelles structures à faible résistance thermique.	159
II.6.Conclusion	162
Conclusion de la deuxième partie	163
Références de la deuxième partie	165

Troisième partie : Vers le blocage de modes

Introduction	173
I. Etude expérimentale des SESAMs	175
I.1. Rappels du principe des SESAMs : spécifications et conception	176
I.1.1. Miroirs de Bragg et puits quantique	176
I.1.2 La cavité semiconductrice du SESAM	176
I.2. Irradiation des structures SESAMs	179
I.2.1. Effet de l'irradiation sur la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques	179
I.2.2. Effet de l'irradiation sur la réflectivité des structures	180
I.3. SESAMs à puits quantique placé près de la surface	184
I.3.1. Principe	184
I.3.2. Durée de vie	186
I.4. Conclusions et perspectives	189
II. Cavités multimiroirs	191
II.1. Principe du calcul de la stabilité de cavités à plus de 2 miroirs	193
II.2. Effet laser en continu dans des cavités à 3 et 4 miroirs	194
II.2.1. Cavité à 3 miroirs	195
II.2.1.a. Description de la cavité	195
II.2.1.b. Résultats expérimentaux	196
II.2.2. Cavité à 4 miroirs	197
II.2.3. Conclusion	199
II.3. Calculs de stabilité des cavités multimiroirs	200
II.3.1. Cavités compatibles avec un rayon de pompe de 25 μm sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL	200
II.3.2. Cavités compatibles avec un rayon de pompe de 50 μm sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL	204
II.4. Conclusion	206
Conclusion de la troisième partie	207
Références de la troisième partie	209
Conclusion	213
Annexes	217

Introduction

Contexte de l'étude

Les premiers travaux théoriques démontrant la possibilité d'obtenir l'effet laser dans les matériaux semiconducteurs remontent au début des années soixante [1]. Depuis, les sources laser semiconductrices ont connu un essor très important. En effet, la diversité de leurs propriétés, et en particulier la large gamme de longueur d'ondes d'émission accessible (du proche ultra-violet [2] jusqu'au proche infrarouge), les rend très attractives pour de nombreuses applications. Cette souplesse, alliée à des coûts de fabrication particulièrement faibles et à la possibilité de réaliser des dispositifs très compacts, a conduit à la prédominance de ces matériaux dans l'industrie de l'optoélectronique. En particulier, les lasers à semiconducteur sont largement utilisés dans l'industrie des télécommunications optiques. En effet, ils sont compatibles avec une émission à $1,55\text{ }\mu\text{m}$, longueur d'onde correspondant au minimum d'absorption des fibres optiques en silice, utilisée pour les télécommunications de grande distance. Par ailleurs, ils permettent de générer des impulsions brèves à haute cadence, compatibles avec la montée en débit des réseaux de télécommunication. Les émetteurs actuellement utilisés dans les réseaux de télécommunication à grande distance sont des lasers à émission par la tranche (parallèle au plan des couches), modulés directement, ou à l'aide d'un modulateur électroabsorbant intégré. D'autres types de sources, fonctionnant en régime de blocage de modes actif ou passif, sont à l'étude en laboratoire et pourraient être appliqués au multiplexage temporel optique (OTDM pour Optical Time Division Multiplexing) ou comme horloge optique. Les meilleurs de ces composants fonctionnent à 40 GHz [3], et des expériences de multiplexage optique temporel à 80 Gbit/s ont été effectuées [4].

Depuis la fin des années soixante dix, les lasers semiconducteurs à microcavité verticale et à émission par la surface (VCSELs pour Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) suscitent un intérêt croissant [5]. Dans cette configuration, contrairement au cas des lasers semiconducteurs « classiques » à émission par la tranche, l'onde laser oscille

perpendiculairement au plan des couches semiconductrices. Le milieu actif, dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques longueurs d'onde, est inséré entre deux miroirs de haute réflectivité, le plus souvent à base de matériaux semiconducteurs (miroirs de Bragg). Ce type de source présente de nombreux avantages. En particulier, la géométrie verticale de la cavité permet d'obtenir des faisceaux circulaires plus aisés à coupler aux fibres optiques que les faisceaux fortement divergents émis par les diodes laser à émission par la tranche. De plus, la faible épaisseur du milieu actif des VCSELs conduit à une réduction du seuil d'oscillation laser [6].

Récemment, un nouveau type de laser à cavité verticale a été proposé par Kuznetsov et al. [7], qui consiste à former une cavité externe à partir d'un VCSEL en remplaçant l'un de ses miroirs de Bragg par un miroir diélectrique placé à quelques centimètres du milieu actif et faisant office de coupleur de sortie. La source ainsi formée, pompée optiquement, est appelée laser semiconducteur à émission par la surface en cavité verticale et externe (OP-VECSEL pour Optically-Pumped Vertical **External** Cavity Surface Emitting Laser). Elle peut ainsi être comparée à un laser de type solide dans lequel le milieu actif et un des miroirs de la cavité seraient des matériaux semiconducteurs.

Ce type de source présente de nombreux avantages. Tout d'abord, comme dans le cas des VCSELs, cette configuration permet d'obtenir des faisceaux monomodes transverse de diamètres importants, faciles à coupler à des fibres optiques [8]. De plus, l'utilisation d'une cavité externe permet d'envisager différentes applications, comme par exemple le doublement de fréquence intracavité par l'insertion d'un cristal non linéaire [9], la spectroscopie d'absorption de haute sensibilité [10], ou la réalisation de sources accordables. Enfin, l'utilisation du pompage optique permet d'obtenir des puissances de sortie plus élevées que dans le cas du pompage électrique (puissance de sortie de l'ordre du mW à 1,55 μm et à 20°C [11]), tout en maintenant un profil monomode transverse du faisceau émis [12], et permet d'éviter les étapes technologiques complexes liées au pompage électrique.

Approche choisie

L'objectif qui sous-tend le travail présenté dans ce manuscrit est l'utilisation des OP-VECSELs pour la réalisation de sources d'impulsions brèves et à haute cadence émettant à

1,55 μm . Destinées aux applications relatives au domaine des télécommunications optiques (réseaux de transmission, mais aussi R&D), elles pourraient être exploitées dans les émetteurs à haut débit ou les échantillonneurs ultra-rapides. En effet, la configuration en cavité externe permet d'obtenir un fonctionnement largement multimode longitudinal du laser, et d'insérer dans la cavité un absorbant saturable. Ces deux conditions réunies permettent de générer des impulsions brèves à une cadence inversement proportionnelle à la longueur de la cavité par la mise en place d'un régime de blocage de modes passif.

En premier lieu, le blocage de modes passif permet d'éviter le recours à une modulation externe, le plus souvent commandée électriquement et de pouvoir choisir la cadence de fonctionnement de la source en ajustant la longueur de la cavité laser. D'autre part, le blocage de modes passif dans les lasers à semiconducteur permet d'obtenir des impulsions à haute cadence stables [13], et un meilleur taux que les lasers à modulation directe. De plus, dans le cas du blocage de modes dans un OP-VECSELs, la cavité étant formée d'air, la dispersion subie par l'onde laser est moins importante que lorsqu'elle traverse un milieu semiconducteur. Ceci permet de limiter l'élargissement spectral des impulsions lors de la propagation de l'onde dans la cavité, ce qui constitue un point particulièrement critique pour limiter l'encombrement spectral des canaux de transmission de l'information. Enfin, un dernier avantage important de cette configuration est de pouvoir bénéficier d'une émission circulaire, limitée par la diffraction, facile à coupler dans les fibres optiques.

La source que nous souhaitons réaliser sera formée par un $\frac{1}{2}$ VCSEL (couche active à puits quantiques épitaxiée sur un miroir de Bragg) constituant le milieu à gain, placé dans une cavité optique pour réaliser un OP-VECSEL. Un des miroirs de cette cavité optique sera un miroir semiconducteur à absorbant saturable (zone absorbante à puits quantiques épitaxiée sur un miroir de Bragg), appelé SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror). La durée des impulsions visée est de l'ordre de quelques picosecondes, et le taux de répétition de ces impulsions de 2,5 GHz.

Afin d'obtenir une émission centrée autour de 1,55 μm , nous avons utilisé des matériaux de la famille InP, aussi bien pour la réalisation du $\frac{1}{2}$ VCSELs que pour le SESAM. Par ailleurs, nous avons choisi de fabriquer ces deux composants de manière monolithique (en une seule étape d'épitaxie). En effet, la réalisation de composants non-monolithiques nécessitent des étapes technologiques complexes (retrait de substrat, collage hétéro-épitaxial ou métallique), et leur fabrication est par conséquent plus coûteuse. Cependant, la réalisation de ces structures à l'accord de maille sur InP en une seule étape d'épitaxie est particulièrement délicate et nécessite une grande maîtrise des paramètres de croissance.

Nous avons choisi de réaliser ces structures par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM). La reproductibilité, la stabilité et la forte vitesse de croissance caractéristiques de cette technique sont en effet adaptées à la réalisation des hétérostructures épaisses et complexes que sont les OP-VECSELS. La plupart des structures étudiées lors de cette thèse ont été réalisées avec le bâti d'EPVOM du LPN.

Présentation du manuscrit

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a porté sur la réalisation et l'étude des OP-VECSEL, des absorbants saturables et des cavités optiques adaptés à la réalisation de la source présentée ci-dessus. Il s'articule autour de trois parties.

La première partie présente en détail la configuration choisie pour la source impulsionnelle. Les principes de fonctionnement de chacun des éléments de la source (OP-VECSEL et miroir à absorbant saturable) sont décrits, et les bases théoriques du blocage de modes passif sont rappelées.

La deuxième partie porte sur le composant OP-VECSEL, et constitue le cœur de ce travail de thèse. Les principes de conception et de réalisation du composant sont présentés, ainsi que les différentes caractérisations optiques et structurales effectuées sur les échantillons à notre disposition. Nous présentons ensuite dans cette partie les résultats laser obtenus en configuration de cavité plan-concave, avec des structures optimisées sous pompage optique pulsé et continu. En particulier, nous présentons une analyse détaillée des problèmes thermiques survenant lors du pompage optique continu, et limitant les performances des lasers.

Enfin, la troisième partie présente la conception et l'étude expérimentale de miroirs à absorbant saturable et de cavités multi-miroirs adaptées à la réalisation de la source à blocage de modes passif.

Références de l'introduction

- [1] M.G.A. Bernard and G. Duraffourg.
« **Laser Conditions in Semiconductors** »
Phys. Stat. Sol., vol. 1, p. 699-703, 1961.

- [2] S. Nagahama, T. Yanamoto, M. Sano, and T. Mukai.
« **Characteristics of Ultraviolet Laser Diodes Composed of Quaternary AlxInyGa(1-x-y)N** »
Jpn. J. Appl. Phys. part. II, vol. 40, p. 788-791, 2001.

- [3] D. Arbel, U. Koren, M. Winik, L. reznik, M. Zimmermann, R. Sasson, D. Hadas, S. Breitbart, and G. Raybon.
« **40 GHz hybrid semiconductor pulse generating laser for RZ transmission** »
Proceedings of the 27th European Conf. on Optical Communication, ECOC'2001, Amsterdam, Holland, vol. 3, Paper WE.F.3.5, 2001.

- [4] H. Murai, H.T. Yamada, K. Fuji, Y. Ozeki, I. Ogura, T. Onon, and H. Yokoyama.
« **3x80 Gbit/s WDM-transmission over 600 km using mode-locked laser diodes with an 80 Gbits/s OTDM module** »
Proceedings of the 27th European Conf. on Optical Communication, ECOC'2001, Amsterdam, Holland, vol. 2, Paper Tu.L.2.1, 2001.

- [5] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu.
« **GaInAsP/InP surface emitting injection lasers** »
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, p. 2329-2330, 1979.

- [6] T.E.Sale.
« **Vertical Cavity Surface Emitting Lasers** »
Research Studies Press Ltd, Tauton, Somerset, 1995.

- [7] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian.
« **High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 9, p. 1063-1065, 1997.

- [8] M.A. Hadley, G.C. Wilson, K.Y. Lau, and J.S. Smith.
« **High single-transverse-mode output from external-cavity surface-emitting laser diodes** »
Appl. Phys. Lett., vol. 63, p. 1607-1609, 1993.
- [9] E. Schiehlen, M. Golling, and P. Unger.
« **Diode-pumped semiconductor disk laser with intracavity frequency doubling using lithium triborate (LBO)** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 14, p.777-779, 2002.
- [10] A. Garnache, A.A Kachanov, F. Stoeckel, and R. Houdré.
« **Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy** »
J. Opt. Soc. Am. B, vol. 17, p. 1589-1598, 2000.
- [11] A. Hsu, D. Leonard, N. Cao, F.M. Ahedo, C. LaBounty, and M.H. MacDougal.
« **Low-divergence singlemode 1.55 μm VCSEL with 1 mW output power** »
Electron. Lett., vol. 39, p. 59-61, 2003.
- [12] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian.
« **Design and Characteristics of High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM_{00} Beams** »
IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol. 5, p. 561-573, 1999.
- [13] D.A.B. Miller,
« **Ultrafast photonics** »
Proc. of the 56th Scottish Universities Summer School in Physics (SUSSP), IOP Publishing, à paraître.

———— Première partie ————

**Présentation de la source et principes
généraux de fonctionnement**

Introduction

Comme nous l'avons signalé dans l'introduction générale, la source d'impulsions que nous nous proposons de réaliser est basée sur le principe du blocage de modes passif dans un laser semiconducteur à cavité verticale et étendue (VECSEL). Le VECSEL est composé d'une structure comprenant un miroir de Bragg et des puits quantiques ($\frac{1}{2}$ VCSEL), et de miroirs diélectriques standards qui forment la cavité externe. Afin de disposer de puissances émises suffisamment élevées, l'effet laser sera obtenu par pompage optique. La mise en œuvre du blocage de modes se fera quant à elle par l'insertion dans la cavité laser d'un miroir semiconducteur à absorbant saturable rapide (SESAM), composé d'un miroir de Bragg et d'un seul puits quantique. Le taux de répétition visé pour cette source est de 2,5 GHz, avec une durée d'impulsions de l'ordre de 5 ps.

La figure 1 ci dessous présente un schéma de principe d'une source VECSEL pompée optiquement et fonctionnant en blocage de modes passif :

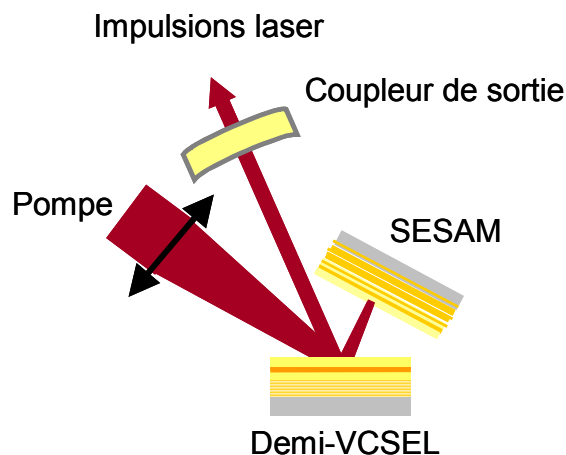


Figure 1 : Présentation de la source OP-VECSEL fonctionnant en blocage de modes passifs (d'après [2], 980 nm).

Cette approche a été présentée pour la première fois sur GaAs en 2000, et a alors permis d'obtenir des impulsions de 22 ps à 1,03 μm , pour un taux de répétition de 4,4 GHz

[1]. La puissance moyenne émise était alors limitée à environ 20 mW. Depuis, l'utilisation de structures réalisées sur GaAs et reportées sur des embases métalliques a permis d'améliorer les performances de ces sources, et d'atteindre 530 mW de puissance moyenne, avec des impulsions de durée 3,9 ps à 950nm, pour un taux de répétition de 6 GHz [2]. Récemment, un VECSEL à blocage de modes passif pompé électriquement a également été démontré à 980 nm [3].

En ce qui concerne la réalisation de ce type de source à 1550 nm, la difficulté principale réside dans l'obtention de $\frac{1}{2}$ VCSELS basés sur des matériaux de la famille InP. En effet, comme nous le verrons par la suite, la réalisation de miroirs de Bragg à l'accord de maille de forte réflectivité sur InP constitue une difficulté technologique importante. Très récemment, le blocage de modes passif a été démontré dans une structure émettant à 1518 nm avec un taux de répétition de 1,34 GHz [4]. Cependant, cette structure comportait un miroir hybride semiconducteur/métal, et n'était donc pas réalisée de manière monolithique. Afin de pouvoir obtenir des structures réalisables en une seule étape d'épitaxie, et d'éviter les différentes étapes technologiques complexes liées à la réalisation de structures hybrides (retrait de substrat, report sur miroir de Bragg non basé sur InP), nous avons choisi une approche monolithique pour la réalisation de ces structures à 1550 nm. Nous verrons que la principale difficulté de cette approche est la gestion des effets thermiques liés au pompage optique continu de ces structures.

Cette première partie du manuscrit est une présentation des différents éléments constituant la source. Nous décrirons dans un premier temps l'émission laser dans un VECSELS pompés optiquement, puis nous présenterons le principe de fonctionnement des SESAMs. Nous rappellerons enfin les principes généraux mis en œuvre lors du fonctionnement d'une source laser en régime de blocage de modes passif, en particulier dans le cas des lasers à semiconducteur.

Chapitre I.

Description du principe de fonctionnement d'un VECSEL pompé optiquement

Dans ce chapitre, nous allons présenter le principe des lasers semiconducteur à émission par la surface, en cavité verticale et étendue (VECSEL), composant jouant le rôle d'émetteur dans la source d'impulsions que nous souhaitons réaliser. Nous rappellerons tous d'abord les principales caractéristiques du gain et de la durée de vie des porteurs dans un matériau semiconducteur à puits quantique, puis nous présenterons les conditions d'émission laser dans la configuration particulière des VECSELS. L'étude expérimentale de ces composants sera détaillée dans la deuxième partie de ce manuscrit.

I.1. Gain optique et durée de vie des porteurs dans un puits quantique

Nous rappelons dans cette section quelques caractéristiques optiques des puits quantiques en nous focalisant sur les notions qui seront utilisées dans la suite du manuscrit (durée de vie des porteurs, gain optique, absorption). Une description plus détaillée des propriétés de ce type de matériau pourra par exemple être trouvée en [5,6].

I.1.1. Temps de recombinaison des porteurs dans un puits quantique

Les porteurs injectés dans les barrières d'une structure à puits quantique à gap direct relaxent tout d'abord vers les sous-bandes du puits, et s'y recombinent en donnant lieu ou non à l'émission de photons dont l'énergie est égale à l'énergie de transition du puits quantique. A ces phénomènes de capture et de recombinaison des porteurs dans le puits quantique sont associés des temps caractéristiques, correspondant à l'inverse de la probabilité de chacun de ces événements par unité de temps :

- La capture des porteurs dans le puits quantique est décrite par le temps de capture τ_c , dont la valeur typique est inférieure à la picoseconde pour les électrons [7].
- La mise à l'équilibre thermodynamique des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence est décrite par le temps de relaxation intrabande, de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes [5]. Ce temps de relaxation intrabande est lié aux collisions électron-électron et électron-phonons.
- La recombinaison des porteurs donnant lieu à l'émission de photons (recombinaison radiative interbande) est décrite par la durée de vie radiative des porteurs τ_r .
- Enfin, les recombinaisons non-radiatives sont décrites par la durée de vie non-radiative des porteurs τ_{nr} . Ces recombinaisons relèvent de deux principaux types de mécanismes : les recombinaisons non-radiatives des porteurs sur des défauts structuraux du matériau (dislocations, fautes d'empilement aux interfaces du puits quantique, recombinaisons de surface), et les recombinaisons non-radiatives à trois corps appelées recombinaisons Auger.

Dans le cas des absorbants saturables pour le blocage de modes (voir le chapitre III de cette première partie), l'introduction volontaire de défauts structuraux permet d'augmenter le taux de recombinaisons non-radiatives. Pour les matériaux émetteurs en revanche, on cherche

bien évidemment à le réduire au maximum, d'où le soin particulier apporté à la qualité cristalline des matériaux lors de leur croissance épitaxiale. Les recombinaisons Auger sont quant à elles intrinsèquement liées à la structure de bande des puits quantiques et de leurs barrières, et constituent une des limitations importantes des lasers à semiconducteurs émettant au-delà de 1,2 μm [5].

La durée de vie radiative des porteurs est inversement proportionnelle à la densité n de porteurs injectés dans le puits quantique, comme l'indique la relation ci-dessous :

$$\frac{1}{\tau_r} = Bn$$

où B est le coefficient de recombinaison bimoléculaire, ou coefficient de recombinaison radiative. Ce coefficient diminue lorsque la densité de porteurs injectés augmente. Par exemple, dans de l'InGaAsP (émettant à 1,3 μm) pour une densité de porteurs injectés de 10^{12} cm^{-2} , il vaut environ $10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ [8]. La durée de vie radiative est alors d'environ 10 nanosecondes.

La durée de vie non-radiative est quant à elle donnée par la relation ci-dessous :

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = A + Cn^2$$

où A est le coefficient de recombinaison monomoléculaire, proportionnel à la densité de défauts dans le matériau, et C est le coefficient de recombinaison Auger. A est exprimé en s^{-1} et C en $\text{cm}^4 \cdot \text{s}^{-1}$. Il est important de noter que les recombinaisons de type Auger sont d'autant plus probables que la densité de porteurs injectés dans le puits quantique est élevée. A température ambiante sous faible excitation, τ_{nr} peut atteindre une dizaine de nanosecondes dans le système de matériaux qui nous intéresse (puits quantiques d'InGaAs dans des barrières d'InGaAsP, voir partie 2, chapitre II).

Les mécanismes de recombinaisons radiative et non-radiative ont lieu simultanément dans les puits quantiques, et la durée de vie totale des porteurs est donnée par :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$

La connaissance de ces différents temps caractéristiques permet de remonter au rendement radiatif η_r du puits quantique, donné par la relation :

$$\eta_r = \frac{\tau_r^{-1}}{\tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}}$$

Ce rendement représente le rapport entre le nombre de photons émis par le puits quantique, et le nombre de paires électron-trou injectées dans le puits. Il est d'autant plus grand que la durée de vie non-radiative des porteurs dans le puits quantique est grande devant leur durée de vie radiative.

L'obtention de l'effet laser nécessite de maximiser la durée de vie non radiative des porteurs dans les puits quantiques, afin de garantir un bon rendement d'émission des structures. En revanche, dans le cas des absorbants saturables destinés au blocage de modes, il est nécessaire de minimiser cette durée de vie non radiative, afin de raccourcir le temps de recouvrement de l'absorption (quelques picosecondes) pour permettre un fonctionnement à haut débit du composant.

I.1.2. Gain optique dans un puits quantique

Un puits quantique peut présenter un gain optique lorsqu'il est en régime d'inversion de population, c'est à dire lorsque l'écart d'énergie entre les pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous est supérieur à l'énergie de bande interdite (ou gap) E_g du matériau [9] :

$$E_{Fc} - E_{Fv} > E_g$$

Cette condition est atteinte en injectant suffisamment de porteurs par voie électrique ou optique dans le puits quantique. La densité de porteurs minimale à injecter dans le puits quantique pour obtenir l'inversion de population est appelée densité de transparence (N_{tr}). Au-delà de cette densité de porteurs, le puits quantique présente un gain optique à des valeurs supérieures ou égales à l'énergie de la transition du puits quantique, dans un intervalle d'énergie compris entre E_g et $E_{Fc} - E_{Fv}$.

L'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ par un puits quantique peut se mettre sous la forme [6] :

$$\alpha(h\nu) = \alpha_{2D} \sum_{n,m=1}^{\infty} I_{n,m} [f_v^m(h\nu) - f_c^n(h\nu)] \theta(h\nu - E_g - e_n - h_m) \quad (I.1)$$

où α_{2D} est le coefficient d'absorption du puits quantique sans porteurs injectés pour les transitions optiques de plus basse énergie, $I_{n,m}$ est l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'onde des trous dans la $m^{\text{ème}}$ sous-bande de valence et des électrons dans la $n^{\text{ème}}$ sous-bande de conduction, et θ est la fonction de Heaviside. $f_v^m(h\nu)$ et $f_c^n(h\nu)$ sont les fonctions de Fermi pour les trous et les électrons, c'est à dire respectivement le taux d'occupation de la $m^{\text{ème}}$ sous-bande de valence et de la $n^{\text{ème}}$ sous-bande de conduction.

En l'absence d'excitation optique, il n'y a aucun porteur dans les sous-bandes de conduction : $f_v^m(h\nu) = 1$ et $f_c^n(h\nu) = 0$. L'absorption est alors maximale. Lorsque les niveaux des sous-bandes de conduction commencent à se remplir, $f_c^n(h\nu)$ augmente, et l'absorption diminue (phénomène de saturation de l'absorption, voir le chapitre II de cette première partie). Lorsque l'inversion de population est réalisée ($f_v^m(h\nu) < f_c^n(h\nu)$), l'absorption devient négative et le puits quantique présente un gain optique. L'expression du gain est donc similaire à un signe près à celle de l'absorption :

$$g(h\nu) = \alpha_{2D} \sum_{n,m=1}^{\infty} I_{n,m} [f_c^n(h\nu) - f_v^m(h\nu)] \theta(h\nu - E_g - e_n - h_m) \quad (I.2)$$

Remarque : L'intégrale de recouvrement $I_{n,m}$ est plus forte dans les puits quantiques que dans les matériaux massifs. En effet, les électrons et les trous piégés dans un puits quantique cohabitent dans un espace plus restreint que dans le matériau massif, ce qui conduit à une augmentation du recouvrement entre leurs fonctions d'onde. Par conséquent, le gain optique des puits quantiques est plus grand que celui des matériaux massifs.

Les spectres de gain d'une couche d'InGaAsP massif sont donnés pour différentes densités de porteurs dans les puits quantiques sur la figure I.1 ci-dessous.

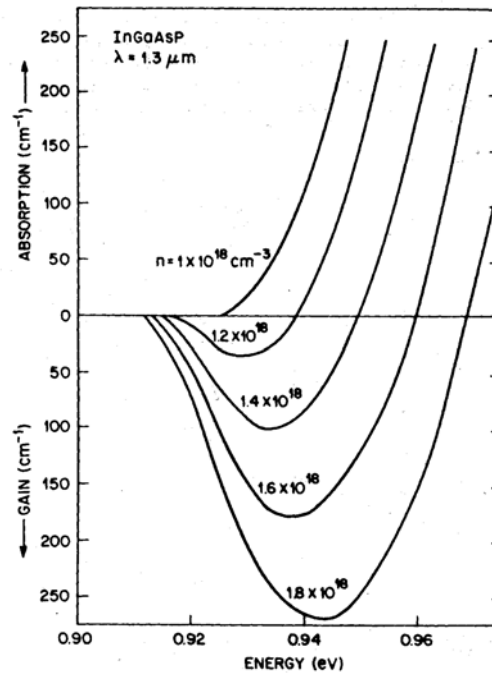


Figure I.1 : Variation du gain à 300K pour une couche d'InGaAsP à différentes densités de porteurs injectés [8].

Aux faibles densités de porteurs, le gain est nul et le matériau est absorbant. Lorsque la densité de porteurs augmente, un gain optique apparaît sur une certaine largeur spectrale, qui augmente lorsque la densité de porteurs augmente. Pour une densité de porteurs donnée, le gain présente un maximum à une certaine énergie de photon. Cette dernière augmente lorsque la densité de porteurs augmente (remplissage des sous-bandes).

La variation du gain maximal avec la densité de porteurs N injecté dans le puits quantique peut être exprimée à l'aide de la relation phénoménologique suivante [6] :

$$g = g_0 \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) \quad (1.3)$$

où g_0 est une constante associée au gain du matériau, et N_0 est la densité de porteurs à la transparence. C'est cette relation qui est généralement utilisée pour la détermination du seuil d'oscillation d'un laser à puits quantiques.

Le gain d'un matériau à puits quantiques augmente avec la densité de porteurs injectés, et se décale vers les hautes énergies (courtes longueurs d'ondes).

I.2. Les VECSELS à puits quantiques

Nous venons de présenter les caractéristiques du gain optique dans un puits quantique. Après avoir décrit plusieurs types de cavités possibles pour la réalisation de lasers avec ce type de matériaux, nous présenterons la configuration en cavité externe et verticale (VECSEL) sur laquelle a porté ce travail de thèse. Nous décrirons tout d'abord les principes théoriques qui régissent l'instauration d'oscillations laser dans ce type de structure, et nous étudierons la variation du seuil avec la température de fonctionnement.

I.2.1. Quelques configurations de structures laser semiconductrices

L'obtention de l'effet laser nécessite de placer le milieu à gain que nous venons de décrire au sein d'une cavité optique. Le type de laser semiconducteur le plus répandu est la diode laser à guidage par l'indice. Dans cette configuration, la cavité est parallèle au plan de croissance et simplement formée par clivage de facettes, comme indiqué sur la figure I.2.

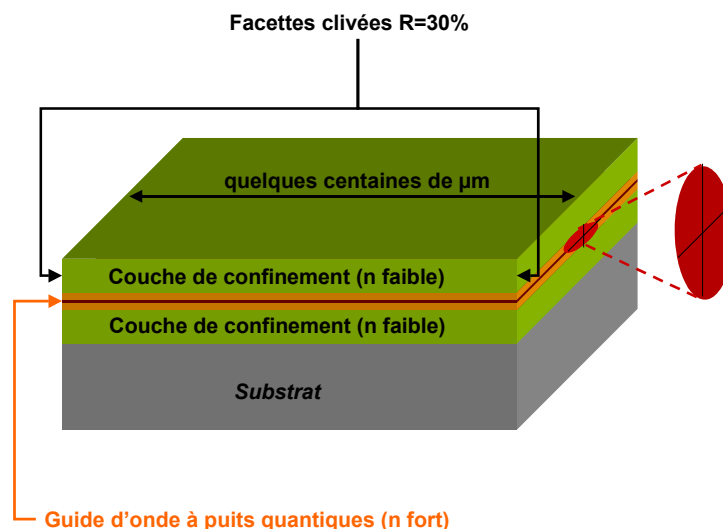


Figure I.2 : Schéma de principe d'une diode laser à semiconducteur à guidage par l'indice.

Dans ce type de laser, la longueur du milieu actif est relativement grande (quelques centaines de microns). Le gain par passage est donc élevé ($> 100\%$), et la réflectivité d'environ 30% des facettes suffit pour obtenir l'effet laser. Le principal inconvénient de cette configuration réside dans la faible dimension de la surface émettrice dans la direction de croissance (quelques centaines de nanomètres), qui induit une forte divergence du faisceau

émis (30° environ dans la direction de croissance, et 10° environ dans le plan des couches). Le couplage du faisceau émis par ce type de laser dans une fibre optique est donc particulièrement délicat.

Une autre configuration, développée dès la fin des années 70 notamment par l'équipe de K. Iga [10], consiste à former la cavité laser perpendiculairement à la direction de croissance (cavités de type VCSEL). Dans ce type de laser, le faisceau est émis par la surface du composant. Le milieu actif à puits quantiques est inséré dans une cavité de faible épaisseur optique (quelques longueurs d'onde), formée par deux miroirs de haute réflectivité, le plus souvent constitués de matériaux semiconducteurs (miroirs de Bragg, voir le chapitre I de la deuxième partie). Ce type de cavité est décrit sur la figure I.3.

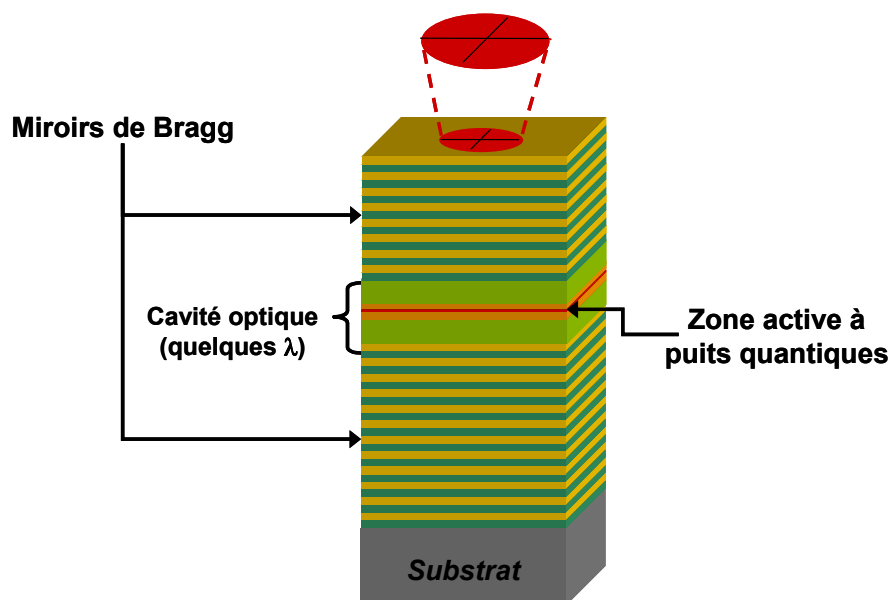


Figure I.3 : Schéma d'un laser semiconducteur à cavité verticale et émission par la surface (VCSEL).

Dans cette configuration, l'épaisseur du milieu actif est faible (quelques dizaines de nanomètres), ce qui conduit à une réduction du seuil [6, 11] mais également à un gain par passage beaucoup plus faible ($< 5\%$) que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice. Il est donc nécessaire que les pertes optiques de la cavité soient faibles également, et par conséquent que les miroirs employés présentent une très forte réflectivité ($>99\%$). Ces réflectivités sont couramment atteintes avec des miroirs de Bragg semiconducteurs. D'autre part, la géométrie de la zone émettrice n'étant plus limitée par la taille transverse du

milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage, le faisceau émis par un VCSEL présente une divergence bien plus faible que celui émis par une diode laser.

En vue d'une application au blocage de modes, il est nécessaire d'obtenir un fonctionnement multimode longitudinal du laser (voir partie 1 chapitre III). La configuration que nous avons choisie est par conséquent une configuration verticale en cavité externe, qui permet d'étendre la taille de la cavité jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres, et donc d'obtenir un fonctionnement largement multimode longitudinal, tout en bénéficiant de la qualité de faisceau et du faible seuil des VCSELS. La cavité externe permet également d'ajouter un absorbant saturable intracavité pour le fonctionnement en modes bloqués. Le schéma de principe d'un laser vertical en cavité externe (VECSEL) est présenté sur la figure I.4.

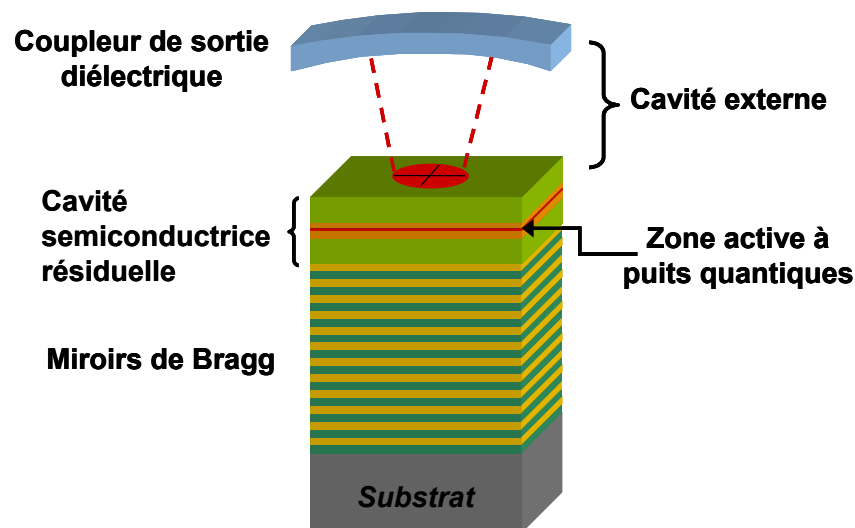


Figure I.4 : Schéma de principe d'un VCSEL en cavité externe (VECSEL).

Sur cette figure, la cavité optique est formée par le miroir de Bragg inférieur de la structure semiconductrice (1/2 VCSEL) et par un miroir diélectrique concave, permettant de former un résonateur stable (voir le chapitre III de la deuxième partie). Dans l'application au blocage de modes, les cavités comportent généralement plusieurs miroirs diélectriques (voir la partie 3).

Remarque : La microcavité semiconductrice constitue une microcavité parasite, qui peut être supprimée en déposant un antireflet (diélectrique ou semiconducteur) sur la surface du 1/2 VCSEL. Il est important de distinguer la cavité optique du VECSEL, formée par le miroir de Bragg et le coupleur de sortie diélectrique, de la microcavité semiconductrice résiduelle, formée par le miroir de Bragg et

l'interface air-semiconducteur ($R=30\%$). C'est la cavité optique qui détermine le fonctionnement multimode longitudinal du laser.

Ce type de structure, très prometteur, a été démontré pour la première fois en 1997 par M. Kuznetsov *et al.*, et a permis d'obtenir sous pompage optique continu une puissance émise de 0,52 W à 1004 nm, dans un mode TEM_{00} [12]. Nous nous attachons dans la suite de ce paragraphe à présenter les propriétés du fonctionnement laser des VECSELS en pompage optique.

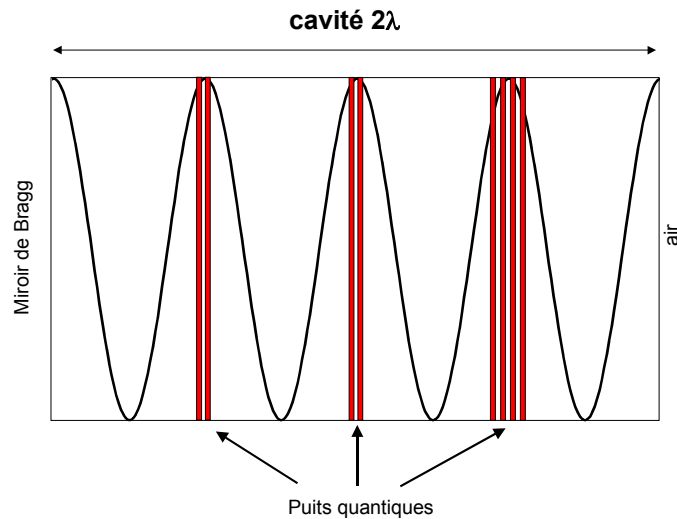
I.2.2. Seuil d'oscillation laser dans un VECSEL

Dans un laser, le seuil est atteint lorsque le gain modal est égal aux pertes optiques dans la cavité. Le gain modal est défini par le produit du gain des puits quantiques et du facteur de confinement Γ des puits quantiques dans la cavité. Ce facteur traduit le recouvrement spatial entre l'onde stationnaire qui se forme dans la cavité semiconductrice et les puits quantiques. Dans l'approximation d'une onde stationnaire sinusoïdale de longueur d'onde λ , Il peut se mettre sous la forme :

$$\Gamma = \frac{2}{N_{PQ}} \sum_{i=1}^N \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot z_i\right) \quad (1.4)$$

où N_{PQ} est le nombre de puits quantiques, et z_i leur position dans la cavité semiconductrice. *Ainsi, dans le cas où tous les puits sont situés au maximum du champ intracavité, ce facteur est égal à 2. En réalité, les puits ne sont jamais exactement placés au maximum de l'onde stationnaire, en particulier dans le cas où il y a plusieurs puits quantiques dans la cavité.*

Exemple : Prenons une couche active d'épaisseur 2λ , contenant 8 puits quantiques répartis en trois groupes (4 puits près de la surface, puis 2 groupes de 2 puits, voir le chapitre II de la partie 2) comme indiqué sur ci-dessous :



Le facteur de confinement calculé pour ce type de cavité est de 1,94.

-- Réflectivité effective du $\frac{1}{2}$ VCSEL --

Afin d'exprimer la condition au seuil d'oscillation laser, définissons une réflectivité effective du $\frac{1}{2}$ VCSEL, incluant un facteur d'amplification dû au gain de la couche active, et éventuellement un facteur reflétant l'effet Fabry-Pérot de la cavité semiconductrice. Le schéma de principe d'une cavité VECSEL est présenté sur la figure I.5 :

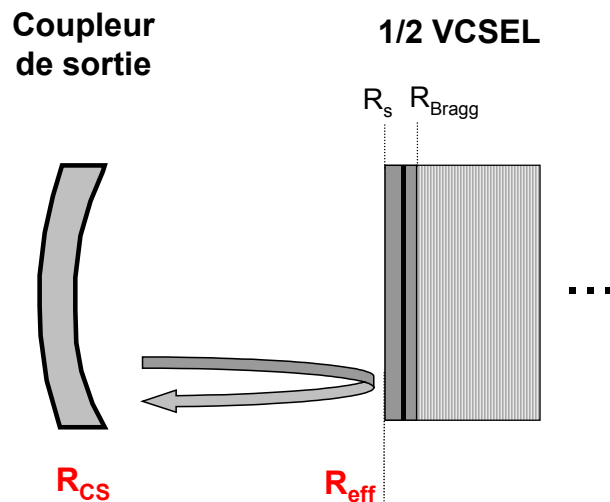


Figure I.5 : Schéma d'un VECSEL. R_{CS} est la réflectivité du coupleur de sortie, R_s la réflectivité de la surface du $\frac{1}{2}$ VCSEL, R_{Bragg} la réflectivité du miroir de Bragg. R_{eff} est la réflectivité effective du $\frac{1}{2}$ VCSEL.

On peut distinguer deux cas pour l'expression de la réflectivité effective du $\frac{1}{2}$ VCSEL, suivant la présence ou non d'un dépôt antireflet à la surface de la structure :

i. Cas d'une structure avec antireflet : $R_s=0$

Dans ce cas, la réflectivité effective de la $\frac{1}{2}$ structure ne dépend que de la réflectivité R_{Bragg} du miroir de Bragg et de l'amplification de l'onde par le gain de la couche active :

$$R_{\text{eff}} = R_{\text{bg}} = R_{\text{Bragg}} \exp(2N_{\text{PQ}} \Gamma g L_{\text{PQ}}) \quad (1.5.)$$

où N_{PQ} est le nombre de puits quantiques, L_{PQ} leur épaisseur et g leur gain. Γ est le facteur de confinement de la structure.

ii. Cas général ($R_s \neq 0$)

Lorsque la réflectivité de la surface à la longueur d'onde d'oscillation laser ne peut pas être négligée, la réflectivité en champ de l'ensemble cavité + miroir de Bragg peut s'écrire :

$$\rho_{\text{bg}} = \sqrt{R_{\text{bg}}} \exp(2i\phi) = r_{\text{bg}} \exp(2i\phi) \quad (1.6)$$

où R_{bg} est donnée par la relation 1.5, et ϕ est le déphasage associé à la réflectivité en amplitude. Le plan de référence est pris à la surface du $\frac{1}{2}$ VCSEL. La réflectivité en champ du miroir avant est donnée par :

$$r_s = \sqrt{R_s} \quad (1.7)$$

Dans le cas où l'on suppose un miroir avant sans perte, la réflectivité effective de l'ensemble de la demi-structure est alors donnée par (formule du Fabry-Perot) :

$$R_{\text{eff}} = \frac{(r_{\text{bg}} - r_s)^2 + 4r_{\text{bg}}r_s \sin^2\phi}{(1 - r_{\text{bg}}r_s)^2 + 4r_{\text{bg}}r_s \sin^2\phi} \quad (1.8)$$

-- Estimation du seuil laser --

Dans le formalisme ci-dessus, la condition d'oscillation gain = pertes peut se mettre sous la forme :

$$T_p \cdot R_{CS} \cdot R_{eff} = 1 \quad (I.9)$$

où T_p est le facteur de transmission due aux pertes optiques dans la cavité.

Si nous considérons maintenant le cas simple d'une cavité comportant un antireflet, les relations I.5 et I.9 permettent d'obtenir une relation analytique pour le seuil d'oscillation laser [13] :

$$\Gamma g_{seuil} = \frac{1}{2N_{PQ}L_{PQ}} \ln \left(\frac{1}{R_{Bragg}R_{CS}T_p} \right) \quad (I.10)$$

où Γg_{seuil} est le gain modal des puits quantiques dans la cavité au seuil d'oscillation laser. En utilisant les relations I.3 et I.10, il est alors possible de calculer la densité de porteurs au seuil N_{seuil} :

$$N_{seuil} = N_0 \left(\frac{1}{R_{Bragg}R_{CS}T_p} \right)^{\frac{1}{2\Gamma g_0 N_{PQ}L_{PQ}}} \quad (I.11)$$

Dans le cas du pompage optique, la puissance au seuil est reliée à la densité de porteurs au seuil dans les puits quantiques par la relation :

$$P_{seuil} = N_{seuil} \frac{h\nu N_{PQ}L_{PQ}A_p}{\eta_{abs}\tau(N)} \quad (I.12)$$

où η_{abs} est le rendement d'absorption de la pompe dans la structure, $\tau(N)$ est la durée de vie totale des porteurs dans les puits quantiques pour une densité de porteurs égale à N , $h\nu$ est l'énergie d'un photon de pompe, et A_p la surface du faisceau de pompe. Il est ainsi possible d'estimer par exemple la puissance de pompe au seuil en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie.

Nous avons comparé la variation de la puissance de pompe au seuil calculée en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie dans le cas d'une structure avec antireflet (relations I.11 et I.12) et dans le cas d'une structure sans antireflet (calcul numérique à partir de I.8 et

I.9 pour une phase ϕ nulle sur la structure). Les résultats du calcul sont présentés sur la figure I.6, pour des échantillons contenant 8 puits quantiques, dans les conditions expérimentales utilisées dans la deuxième partie de ce manuscrit. Les paramètres utilisés pour le calcul sont résumés dans le tableau de la figure. En particulier, la valeur prise pour le facteur de confinement est de 1,94 (voir ci-dessus), et la valeur de g_0 de 2000 cm^{-1} est donnée par la référence [14].

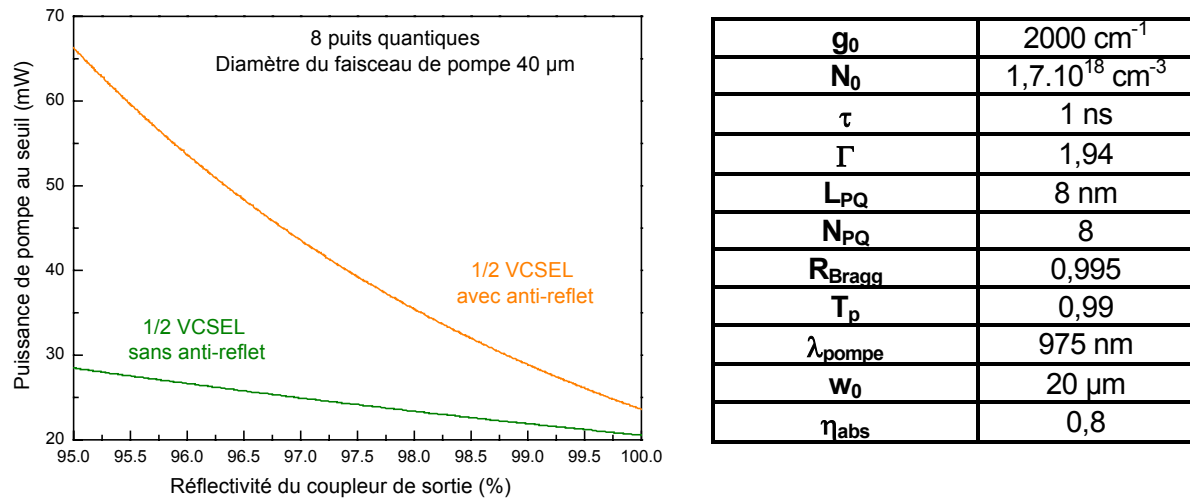


Figure I.6 : Puissance de pompe au seuil calculée en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie, pour une structure sans antireflet ($R_s=0,27$) et avec antireflet ($R_s=0$). Les paramètres du calcul sont donnés dans le tableau.

Comme attendu, la puissance de pompe au seuil diminue lorsque la réflectivité du coupleur de sortie augmente. Cependant, on peut remarquer que le seuil augmente beaucoup moins lorsque la réflectivité du coupleur de sortie diminue dans le cas d'une structure sans dépôt antireflet. Ce genre de structure est donc moins sensible aux pertes de la cavité. En revanche, l'avantage des structures possédant un antireflet est de pouvoir extraire plus de puissance de sortie. Afin de travailler avec des seuils en puissance les plus bas possibles, et ainsi limiter les problèmes d'échauffement dus au pompage continu, nous avons essentiellement travaillé avec des structures ne possédant pas de traitement antireflet.

Les études expérimentales présentées dans la partie 2 ont été menées en utilisant un coupleur de sortie de réflectivité égale à 99,5%, afin d'obtenir des seuils suffisamment faibles pour observer l'effet laser. Pour cette réflectivité, la valeur calculée de la puissance de pompe au seuil pour une structure sans antireflet contenant 8 puits quantiques est d'environ

20 mW, ce qui est de l'ordre de grandeur des puissances de pompe au seuil mesurées expérimentalement sur nos structures (résultats présentés au chapitre III de la partie 2). Pour comparaison, le même type de structure avec un dépôt antireflet en surface présenterait un seuil de 26 mW environ. Il faut noter cependant que le modèle présenté ci-dessus ne tient pas compte des problèmes d'échauffement de l'échantillon liés à l'absorption de la pompe qui seront discutés dans la partie 2, et que les valeurs obtenues sont par conséquent données à titre d'indication.

I.2.3. Variation du seuil avec la température de fonctionnement

Lorsque la température de la couche active augmente, le gain du matériau est dégradé, pour différentes raisons : l'augmentation des recombinaisons Auger, l'absorption intersousbandes de valence, et l'échappement thermique des porteurs hors du puits quantique. Pour une diode laser, la variation de la densité de porteurs au seuil en fonction de la température est décrite par la loi empirique suivante :

$$N_{seuil}(T) = N_{seuil}(T_{ref}) \cdot \exp\left(\frac{T - T_{ref}}{T_0}\right) \quad (I.13)$$

où T_{ref} est une température de référence arbitraire, et T_0 est appelée température caractéristique du laser. D'après cette équation, plus le T_0 d'un laser est élevé, moins son seuil laser est sensible à une élévation de température.

Dans le cas des lasers en cavité verticale, le seuil dépend également fortement des positions spectrales relatives du gain, de la résonance de la microcavité semiconductrice résiduelle, et du maximum de réflectivité du miroir de Bragg (voir par exemple [15]). Or, sous l'effet d'un échauffement, la position spectrale du gain et de la résonance de la microcavité se déplacent vers les grandes longueurs d'onde. Le déplacement du gain est bien plus important que celui de la microcavité. Il existe donc une température de fonctionnement optimale pour laquelle ces paramètres sont ajustés entre eux (figure I.7). La notion de T_0 telle qu'elle est définie par l'équation 1.13 n'est donc valable au mieux que dans des gammes de températures restreintes, voire pas du tout.

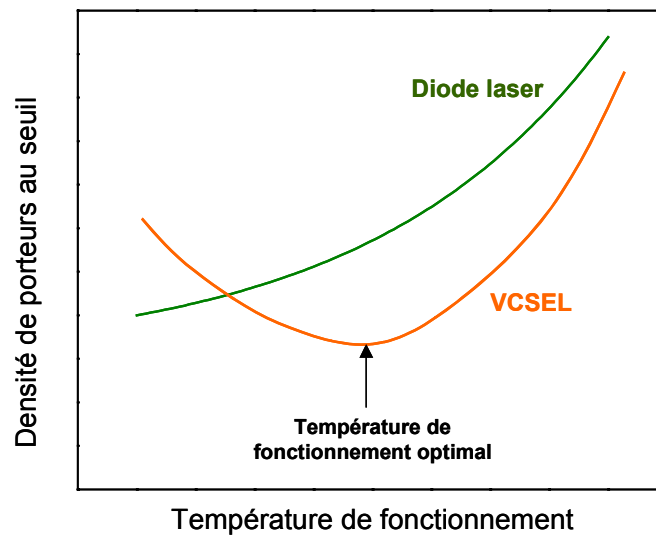


Figure I.7 : Variation schématique du seuil en fonction de la température de fonctionnement pour une diode laser et un VCSEL.

Le cas des VECSELS est intermédiaire, puisque la longueur d'onde de fonctionnement du laser n'est pas uniquement fixée par la microcavité résiduelle (voir partie 2, chapitre II) : le laser peut fonctionner sur une grande partie de la zone spectrale du gain des puits quantiques.

Notons enfin que les matériaux utilisés dans ce travail de thèse (puits quantiques InGaAs/InP ou InGaAs/InGaAsP) sont beaucoup plus sensibles à la température que les matériaux basés sur du GaAs par exemple. Ceci est notamment dû au nombre important de recombinaisons Auger dans ces matériaux, et également à leurs plus faibles hauteurs de barrières qui permettent un échappement thermique des porteurs pour des températures faibles. Ainsi, le T_0 de lasers à base d'InGaAsP est de l'ordre de 40-80K, contre plus de 120K pour les lasers basés sur de l'AlGaAs [8].

I.3. Conclusion

Après avoir rappelé dans ce chapitre les propriétés de gain et d'émission des structures semiconductrices à puits quantiques, nous avons présenté le principe des sources lasers à émission par la surface en cavité externe et verticale (VECSEL), étudiées expérimentalement dans la deuxième partie de ce manuscrit. Nous avons en particulier présenté les conditions du seuil d'oscillation laser de ces structures, ainsi que l'allure de la variation de ce seuil avec la température de fonctionnement des composants.

Nous allons décrire dans le chapitre suivant le principe de fonctionnement des miroirs semiconducteurs à absorbant saturable destinés à être insérés dans la cavité de l'OP-VECSEL pour obtenir le fonctionnement en régime de blocage de modes passif.

Chapitre II.

Description du principe de fonctionnement d'un SESAM

Un SESAM (SEmiconducteur Saturable Absorber Mirror) est un miroir de Bragg dont la réflectivité dépend de la puissance incidente. Cette dépendance est obtenue en ajoutant au-dessus du miroir semiconducteur un puits quantique qui joue le rôle d'absorbant saturable. Dans ce chapitre, nous rappellerons tout d'abord le principe général de la saturation de l'absorption dans le cas d'un matériau semiconducteur massif à gap direct, et nous verrons comment il est possible d'accélérer le recouvrement de l'absorption afin d'obtenir des composants compatibles avec les débits de fonctionnement élevés que nous visons. Nous présenterons ensuite le principe de fonctionnement des SESAMs. L'étude expérimentale de ces composants sera développée dans la troisième partie de ce manuscrit.

II.1. La saturation de l'absorption

L'absorption dans les semiconducteurs est un phénomène non-linéaire : elle dépend de la densité de porteurs présents dans le matériau. En régime de faible excitation, un semiconducteur absorbe les photons dont l'énergie est supérieure ou égale à l'énergie de bande interdite. Aux fortes densités de porteurs, on observe un phénomène de saturation de l'absorption. Deux mécanismes sont principalement à l'origine de cette saturation : le remplissage des bandes [16] et l'écrantage de l'exciton.

II.1.1. Remplissage des bandes

Nous avons déjà évoqué dans la partie précédente la relation entre l'absorption d'un semiconducteur et le nombre de porteurs injectés dans les bandes (relation I.1). Pour une énergie $h\nu$ de photon incident supérieure ou égale à l'énergie de bande interdite du matériau, le coefficient d'absorption est directement proportionnel à la différence entre les fonctions de Fermi des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence, c'est à dire au taux d'occupation de ces bandes :

$$\alpha(h\nu) \propto f_c(h\nu) - f_v(h\nu)$$

En l'absence d'excitation, la bande de conduction est vide, f_c est nulle et l'absorption est donc maximale. Lorsque la bande de conduction se remplit, f_c augmente, et l'absorption diminue. L'absorption à une énergie donnée s'annule lorsque les fonctions de Fermi des électrons et des trous sont égales, conduisant ainsi à la transparence du matériau à cette énergie. On dit alors que le matériau est blanchi.

Ce phénomène peut également être décrit du point de vue des mécanismes de relaxation et de recombinaison des porteurs dans les bandes. Ces mécanismes sont schématisés sur la figure II.1 (b). L'absorption d'un photon d'énergie $h\nu > E_g$ conduit à la création d'un électron dans la bande de conduction et d'un trou dans la bande de valence. Cet électron et ce trou relaxent tout d'abord vers le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence, puis se recombinent radiativement (recombinaison interbande). Comme nous l'avons déjà signalé dans le paragraphe I.1.1, la relaxation intrabande est bien plus rapide que la recombinaison interbande (quelques dizaines de femtosecondes contre quelques

nanosecondes, ou quelques picosecondes si la structure présente des défauts). Les électrons et les trous photogénérés s'accumulent donc respectivement en bas de la bande de conduction et en haut de la bande de valence avant de se recombiner. Les porteurs devant satisfaire au principe d'exclusion de Pauli, les états du bas de la bande de conduction et du haut de la bande de valence sont donc tous occupés (figure II.1 (c)) et il n'y a plus d'état disponible pour la création de porteurs par absorption d'un photon aux énergies correspondantes.

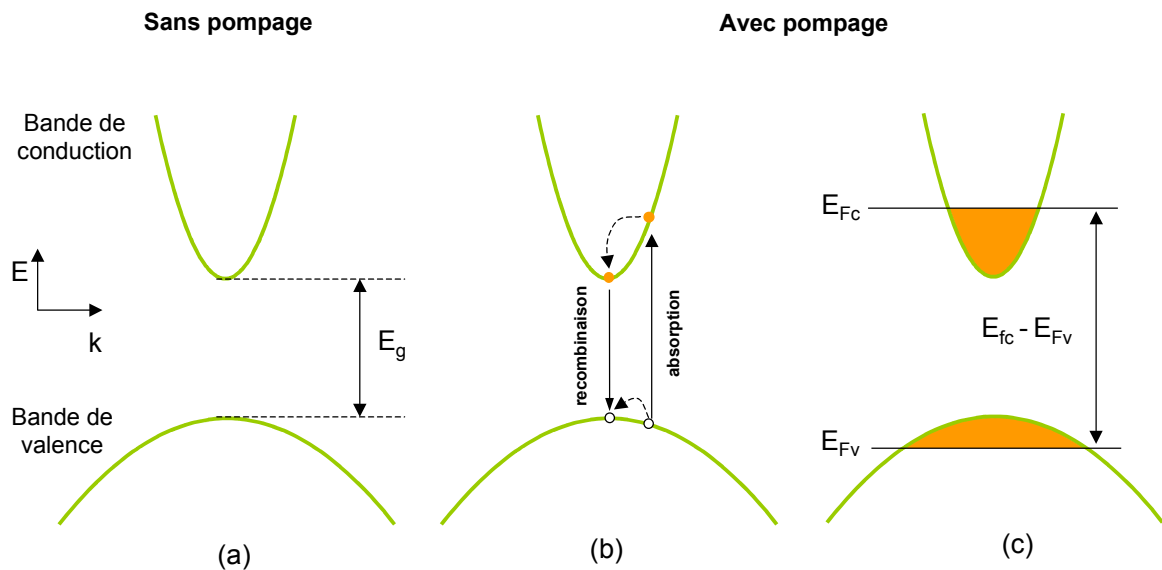


Figure II.1 : Description du phénomène de remplissage des bandes dans un matériau semiconducteur. (a) : schéma de bandes sous excitation nulle ; (b) : mécanismes d'absorption, de relaxation intrabande (flèches en pointillés) et de recombinaison interbande; (c) : schéma de bandes après excitation : E_{Fc} et E_{Fv} sont respectivement les pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous. L'absorption est nulle pour des énergies de photon inférieures à $E_{Fc} - E_{Fv}$.

Ce remplissage des bandes est le mécanisme prédominant dans le phénomène de saturation de l'absorption. Son effet est cependant atténué par la renormalisation de la bande interdite du semiconducteur sous forte excitation. Cette renormalisation correspond à une redistribution spatiale des électrons qui conduit à une diminution de leurs interactions d'échange, et donc à une diminution de l'énergie de bande interdite, et à une modification du spectre d'absorption.

Un autre mécanisme, l'écrantage de l'exciton, joue un rôle important dans la saturation de l'absorption, et particulièrement dans le cas des puits quantiques. Nous le décrivons dans le paragraphe suivant.

II.1.2. Ecrantage de l'exciton

Un exciton est une quasi-particule formée par l'interaction coulombienne entre un électron et un trou. Cette interaction conduit à une réduction de l'énergie de la paire électron-trou, et l'énergie de l'exciton est donc inférieure à l'énergie du gap du matériau. La formation d'excitons est favorisée dans le cas des puits quantiques par rapport au cas des matériaux massifs, du fait de la localisation spatiale des porteurs [17].

Le spectre d'absorption d'un matériau semiconducteur présente un pic à l'énergie de l'exciton. Ce pic est bien plus marqué dans le cas des puits quantiques, comme le montre la figure II.2 [16].

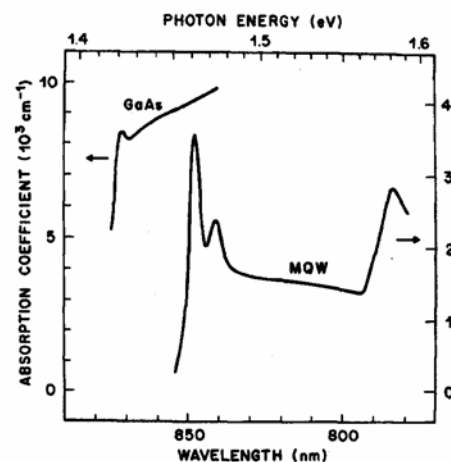


Figure II.2 : Spectres d'absorption à température ambiante du GaAs massif et d'un puits quantique de GaAs [16].

En régime de forte injection, l'interaction coulombienne est perturbée par la présence d'un grand nombre de charges au voisinage de l'exciton. Ceci conduit à une diminution de la force de liaison de la paire électron-trou, jusqu'à son ionisation (disparition de l'exciton). L'absorption est alors fortement réduite à l'énergie de l'exciton. On comprend alors que dans le cas des puits quantiques, la non-linéarité de l'absorption est renforcée par rapport au cas

des matériaux massifs, et que la saturation de l'absorption au voisinage de l'énergie de l'exciton est beaucoup plus efficace.

II.1.3. Intensité de saturation

La variation de l'absorption en fonction de l'intensité incidente I peut être décrite par la relation suivante [18] :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \quad (\text{II.1})$$

où α_0 est l'absorption non saturée, et I_{sat} un paramètre appelé intensité de saturation, qui correspond à l'intensité incidente pour laquelle l'absorption non saturée est divisée par deux.

L'intensité de saturation est un paramètre important, qu'il est souhaitable de minimiser afin d'obtenir un comportement non-linéaire efficace avec des intensités optiques incidentes raisonnables. A une énergie de photon $h\nu$ donnée, I_{sat} dépend de la section efficace d'absorption σ_A du matériau, ainsi que du temps de recouvrement de l'absorption τ_A [18] :

$$I_{\text{sat}} = \frac{h\nu}{\sigma_A \tau_A} \quad (\text{II.2})$$

La section efficace d'absorption est un paramètre intrinsèque du matériau, plus grand dans les puits quantiques que dans les matériaux massifs. Ainsi dans les puits quantiques, l'intensité de saturation est environ 10 fois plus faible que dans les matériaux massifs (figure II.3), d'où l'intérêt de ce type de matériau absorbant.

La figure II.3 ci-dessous présente la variation de l'absorption en fonction de la puissance optique incidente. Pour les faibles puissances, l'absorption est constante et maximale, puis elle commence à saturer lorsque la puissance incidente augmente, et s'annule quasiment aux fortes puissances. L'absorbant est alors transparent.

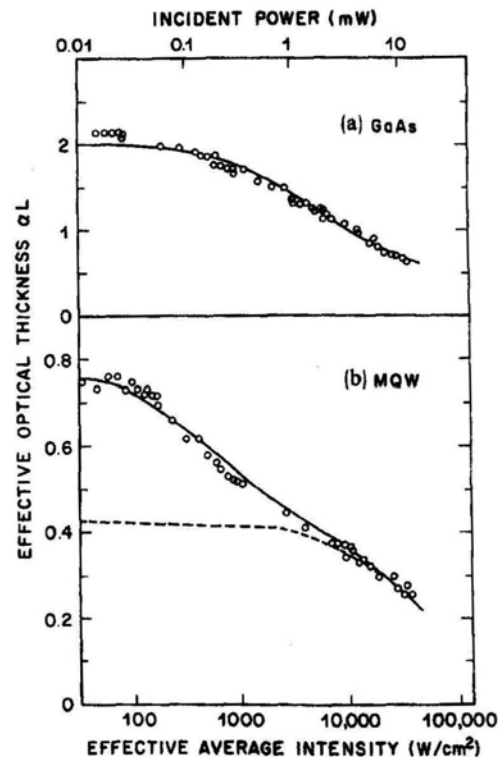


Figure II.3 : saturation de l'absorption dans le GaAs massif (a) et dans des puits quantiques de GaAs (b) [16].

L'insertion dans une cavité laser d'un composant présentant une absorption non-linéaire telle que nous venons de la décrire permet de moduler les pertes du laser de manière non linéaire en fonction de l'intensité de l'onde intracavité. C'est cette fonctionnalité des absorbants saturables qui permet d'obtenir un régime de blocage de modes passif, comme nous le verrons par la suite (partie 1, chapitre III).

Cependant, l'obtention d'un train d'impulsions courtes à haute cadence nécessite l'utilisation d'absorbants saturables à réponse rapide, c'est à dire présentant un temps de recouvrement de l'absorption court. Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment il est possible d'accélérer la dynamique de recouvrement de l'absorption dans des puits quantiques semiconducteurs.

II.2. Diminution du temps de recouvrement de l'absorption

Comme nous l'avons déjà précisé, la saturation de l'absorption a pour origine principale le remplissage des bandes par relaxation intrabande des porteurs. La mise en place de la saturation de l'absorption est donc très rapide (sub-picoseconde). Le recouvrement de l'absorption est en revanche gouverné par les recombinaisons (radiatives ou non radiatives) des porteurs, avec un temps caractéristique (durée de vie des porteurs) de l'ordre de quelques nanosecondes. Or, dans le but d'obtenir un fonctionnement en blocage de modes passif, l'absorbant saturable doit recouvrer son absorption avec un temps très inférieur au temps d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité (soit 400 ps pour 2,5 GHz, voir partie 1, chapitre III).

Il existe différents moyens pour réduire le temps de recouvrement de l'absorption, qui consistent tous à accélérer les recombinaisons non radiatives des porteurs photogénérés.

Pour ce faire, une première approche consiste à introduire des défauts dans les puits quantiques lors de la croissance, par dopage (notamment dopage Fer, [19]), et/ou en réalisant une croissance des structures à basse température [20, 21, 22].

Une autre approche consiste à créer des défauts après la croissance, en implantant ou irradiant la structure avec des ions. Dans le premier cas, les ions sont implantés directement dans les puits quantiques [23]. Dans le second cas en revanche, les ions traversent tout le composant et ce sont les défauts créés par leur passage qui sont des centres recombinants pour les porteurs [24].

L'irradiation de structures semiconductrices à puits quantiques a été en particulier étudiée au laboratoire au cours d'un précédent travail de thèse [25], et c'est l'approche qui a été initialement retenue pour la diminution de la durée de vie des porteurs dans nos absorbants saturables. Les temps de recouvrement de l'absorption dépendent alors du type d'ion et des doses utilisés, et peuvent être facilement réduits à des valeurs de l'ordre de quelques picosecondes.

Enfin, une approche très récente [26,27] développée au LPN, consiste à positionner le puits quantique très près de la surface du composant (quelques nanomètres), pour que les porteurs photogénérés soient couplés par échappement thermique ou par effet tunnel avec les états de surface du semiconducteur. Dans ce cas, la durée de vie des porteurs (et donc

le temps de recouvrement de l'absorption) dépend de la position du puits par rapport à la surface, de l'énergie de bande interdite du matériau séparant le puits de la surface, ainsi que du caractère plus ou moins recombinant des états de surface du matériau. Des durées de vie de l'ordre de la dizaine de picosecondes ont récemment été obtenues avec cette méthode. Cette approche est prometteuse, puisque la réduction de la durée de vie des porteurs de l'absorbant saturable ne nécessite aucune étape post épitaxiale d'implantation ou d'irradiation.

Les caractérisations des SESAMs utilisant ces deux dernières techniques sont présentées plus en détail dans la partie 3. Nous allons maintenant décrire les structures SESAMs réalisées dans le but d'obtenir le blocage de modes.

II.3. Description du fonctionnement des SESAMs

Les SESAMs sont étudiés pour les applications au blocage de modes depuis les années 90, notamment par le groupe d'Ursula Keller [28, 29]. Ce type de structure est composé d'un miroir de Bragg de forte réflectivité sur lequel est épitaxié une zone à puits quantiques faisant office d'absorbant saturable. C'est donc un composant fonctionnant en réflexion, et qui est à la fois un des miroirs de la cavité laser et l'absorbant saturable permettant d'obtenir le fonctionnement en régime de blocage de modes passif. Le schéma de principe d'un SESAM est présenté sur la figure II.4.

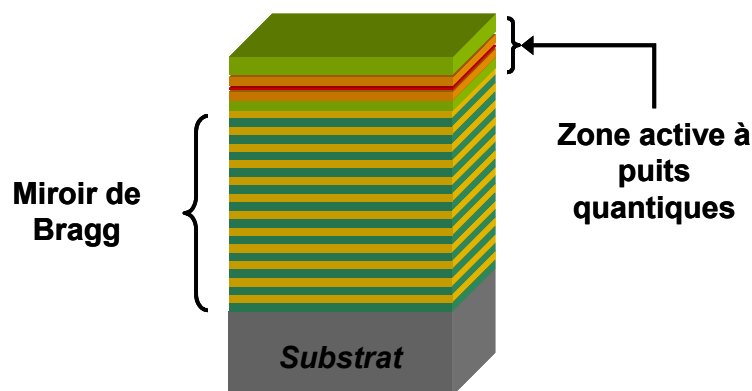


Figure II.4 : schéma de principe d'un SESAM

Il est tout d'abord nécessaire que le SESAM présente des pertes suffisamment faibles pour qu'un régime d'oscillation laser puisse s'installer dans la cavité. Cela signifie qu'il doit posséder une réflectivité élevée, typiquement de l'ordre de 98-99%, compatible avec l'obtention de l'effet laser dans une configuration de type VECSEL (voir partie 1, chapitre I). Ceci implique d'une part que les miroirs de Bragg utilisés possèdent une réflectivité élevée, et d'autre part que l'absorption du composant à l'état non saturé soit faible. Nous détaillerons dans la partie 3 les structures SESAM étudiées pendant cette thèse ainsi que leurs propriétés optiques.

Dans le cas des SESAMs que nous étudions, l'amplitude de modulation ΔR , c'est à dire la différence entre réflectivité non saturée et saturée, est faible (quelques pourcents). La réflectivité non-linéaire du composant est alors donnée par la relation suivante [30] :

$$R(E_P) = R_{\text{sat}} \left[1 - \Delta R \frac{E_{\text{sat},A}}{E_P} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_P}{E_{\text{sat},A}}\right) \right] \right] \quad (\text{II.3})$$

où R_{sat} est la réflectivité du SESAM lorsque l'absorption est complètement saturée (et donc $1-R_s$ correspond aux pertes non saturables du composant), E_p l'énergie de l'impulsion incidente sur le composant, et $E_{\text{sat},A}$ son énergie de saturation. Cette quantité est reliée à l'intensité de saturation I_{sat} définie dans la partie précédente par :

$$E_{\text{sat},A} = \tau_A \cdot I_{\text{sat}} \cdot A \quad (\text{II.4})$$

La variation de la réflectivité du SESAM en fonction de la fluence incidente (c'est à dire l'énergie incidente divisée par la surface du spot) est schématisée sur la figure II.5 ci-dessous :

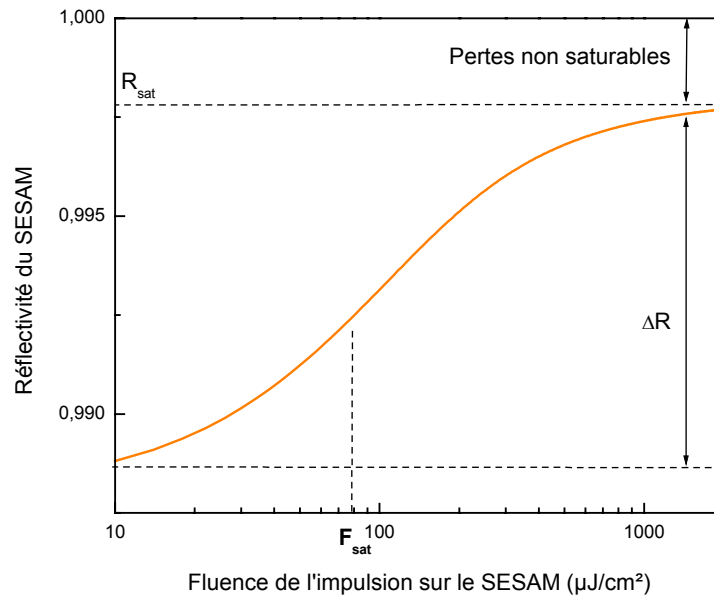


Figure II.5 : Variation calculée de la réflectivité d'un SESAM en fonction de la fluence ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$) de l'impulsion incidente, pour une fluence de saturation de $60 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, une réflectivité saturée $R_{\text{sat}}=99,8\%$, et une amplitude de modulation $\Delta R=1\%$ (d'après [30]).

Cette figure montre que la réflectivité du SESAM est maximale pour des puissances incidentes élevées, environ 10 fois supérieure à la puissance de saturation. Nous verrons dans le paragraphe suivant que cette variation non-linéaire de la réflectivité du SESAM peut-être utilisée pour obtenir le fonctionnement en régime de blocage de modes passif.

II.4. Conclusion

Nous avons décrit dans cette partie les mécanismes à l'origine de la non-linéarité de l'absorption dans un matériau semiconducteur. Nous avons également décrit les différentes méthodes permettant de raccourcir le temps de recouvrement de l'absorption dans les puits quantiques, afin d'obtenir une dynamique de la non-linéarité d'absorption compatible avec la réalisation d'une source d'impulsion brève à haute cadence par blocage de mode passif. Nous avons enfin décrit le principe de fonctionnement des SESAMs.

Dans ce travail de thèse, la méthode initialement retenue pour le raccourcissement du temps de recouvrement de l'absorption est l'irradiation des structures SESAMs. Nous avons cependant également étudié la possibilité d'utiliser des SESAMs à puits quantiques près de la surface. Nous détaillerons dans la troisième partie de ce manuscrit les propriétés optiques de ces deux types de structures.

Chapitre III.

Principes du blocage de modes passif

Nous avons présenté dans les deux chapitres précédents les principes de l'émission laser dans un VECSEL pompé optiquement et de la saturation de l'absorption dans un SESAMs. Nous présentons dans ce chapitre les principes régissant l'obtention d'un régime de blocage de modes passif, lorsque ces deux éléments sont réunis dans la cavité laser.

L'observation du phénomène de blocage de modes dans les lasers est pratiquement aussi ancien que l'observation de l'effet laser lui-même [31, 32]. En ce qui concerne les lasers à semiconducteur, les premières observations de fonctionnement en régime de blocage de modes passif ont été rapportées dès la fin des années 60 [33, 34]. De nombreux travaux sur la modélisation de ce phénomène ont été proposés dans la littérature, portant en particulier sur sa stabilité vis à vis du régime dit « blocage de modes Q-Switch », dans lequel les impulsions sont modulées par une enveloppe plus lentement variable de type Q-Switch. On peut notamment citer les modèles de H.A. Haus concernant le blocage de modes de lasers à élargissement homogène avec un absorbant saturable rapide [35] ou lent [36], ainsi que les paramètres adaptés pour l'obtention d'un régime de blocage de modes « continu » (sans instabilités Q-Switch) [37].

L'utilisation d'absorbants saturables semiconducteurs, basés sur le principe de la saturation de l'absorption excitonique, remonte quant à elle au milieu des années 80 [38]. Ce type de matériaux permet une grande souplesse dans le choix des paramètres critiques de l'absorbant saturable pour le blocage de modes (longueur d'onde, énergie de saturation, temps de recouvrement). Ce type d'absorbant a notamment permis d'observer un régime de blocage de modes passif stable avec des lasers de type solide dopés par des ions, particulièrement sensibles aux instabilités Q-Switch du fait de leur dynamique de gain lente [28, 39]. En ce qui concerne l'étude théorique du blocage de modes passif de ce type de

laser avec des absorbants saturables semiconducteur, on peut notamment citer les travaux de U. Keller *et al.* (voir par exemple [28, 30, 40]).

Après un bref rappel sur les modes longitudinaux émis par un laser, nous décrivons dans cette partie les principes de mise en œuvre du blocage de modes passif dans un laser. Nous insisterons sur le modèle du blocage de modes avec un absorbant saturable lent, mieux adapté à la description du blocage de modes dans les lasers à semiconducteur.

III.1. Principe général du blocage de modes

Dans un laser, les photons générés par le milieu à gain sont émis dans les modes propres du résonateur optique (cavité). Les propriétés spectrales et spatiales de ces modes dépendent de la géométrie de la cavité [41].

Les modes longitudinaux d'un laser sont espacés spectralement d'une quantité $\Delta\nu$ constante et reliée à la taille L_{cav} de la cavité laser par la relation :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_{cav}} \quad (III.1)$$

où c est la vitesse de la lumière. Ainsi, plus la cavité sera longue, plus l'intervalle spectral entre les modes sera faible. Par conséquent, pour une largeur spectrale de gain donnée (Γ), le nombre de modes potentiellement émis par le laser est d'autant plus grand que la cavité optique est longue (figure III.1).

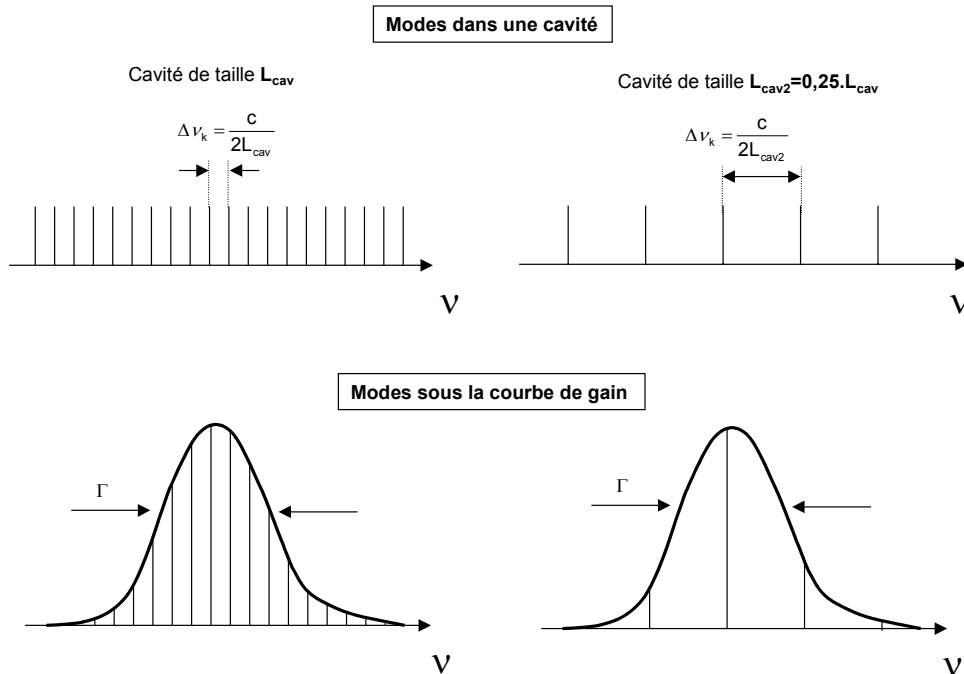


Figure III.1 : Modes longitudinaux d'une cavité de taille L_{cav} et d'une cavité de taille $0.25L_{cav}$

Le champ électrique de l'onde émise par un laser fonctionnant en continu et comportant m modes longitudinaux est donné par :

$$E(t) = \sum_{k=1}^m A_k \exp[i(2\pi\nu_k t + \phi_k)] \quad (\text{III.2})$$

où A_k est l'amplitude du mode numéro k , ν_k sa fréquence et ϕ_k sa phase. Les phases de ces modes ne sont pas naturellement corrélées, et l'émission se présente donc sous la forme d'un bruit périodique de période $t_{AR}=1/\Delta\nu$ (temps d'aller-retour de l'onde dans la cavité). La figure III.2 ci-dessous présente 5 modes de phase non corrélée, oscillant dans une cavité de taille L_{cav} , ainsi que le calcul de l'intensité résultante, en supposant pour simplifier que tous les modes ont la même amplitude.

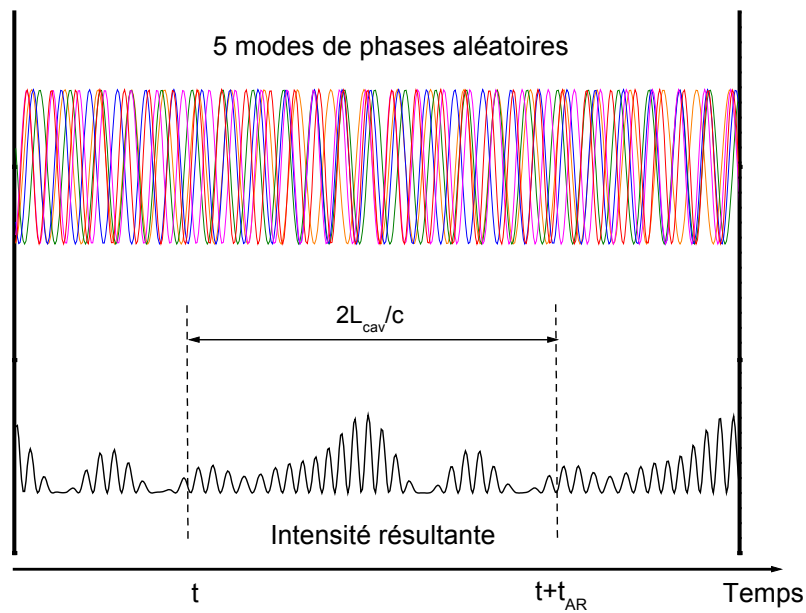


Figure III.2 : Calcul de l'intensité pour 5 modes de phase aléatoire et d'amplitude égale oscillant dans une cavité de taille L_{cav} .

Les phases des modes n'étant pas corrélées entre elles, des modes peuvent interférer constructivement à certains instants (pics d'intensité) et destructivement à d'autres moments (intensité nulle).

Le principe du blocage de modes consiste à synchroniser tous les modes émis par le laser de manière à ce qu'ils aient tous la même phase $\phi_k=\phi$. La figure III.3 ci-dessous

présente le champ électromagnétique de 5 modes en phase, ainsi que l'intensité résultante calculée.

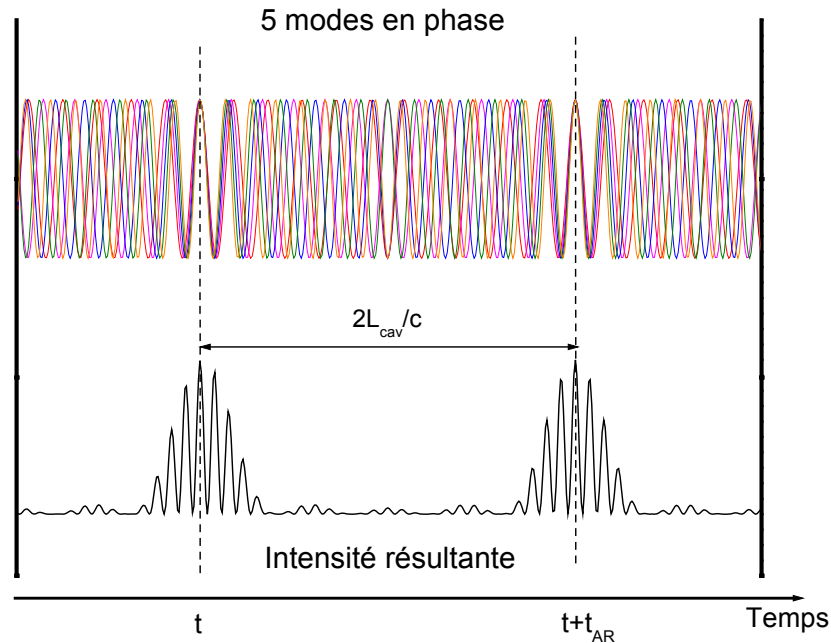


Figure III.3 : Calcul de l'intensité pour 5 modes en phase oscillant dans une cavité de taille L_{cav} .

Comme le montre cette figure, l'intensité est maximale lorsque les 5 modes interfèrent constructivement, avec une période t_{AR} . Cela revient à dire que la lumière est concentrée temporellement en une impulsion qui circule dans la cavité, et produit donc en sortie de cavité un train d'impulsions de fréquence inversement proportionnelle à la taille de cavité. Par exemple, d'après la relation III.1, une cavité de 6 cm de long permet d'obtenir des impulsions à une cadence de 2,5 GHz.

Plus la cavité est courte, plus le taux de répétition des impulsions générées est élevé

Pour des modes d'amplitude et de phase identiques A et ϕ , l'intensité moyennée sur un temps long devant la période optique (mais court devant la durée de l'impulsion) peut se mettre sous la forme [41] :

$$I(t) = \frac{A^2}{2} \left| \frac{\sin(m\pi\Delta vt)}{\sin(\pi\Delta vt)} \right|^2 \quad (\text{III.3})$$

L'intensité et la durée d'une impulsion sont alors données par

$$I_{\max} = \frac{m^2 A^2}{2} \quad (\text{III.4})$$

et

$$\Delta t = \frac{t_{\text{AR}}}{m} \quad (\text{III.5})$$

Plus le nombre de modes oscillant dans la cavité est grand, plus les impulsions sont intenses et brèves.

La figure III.4 compare les intensités calculées pour 5 modes en phase (a) et 20 modes en phase (b), ainsi que les enveloppes d'intensité données par la relation III.3.

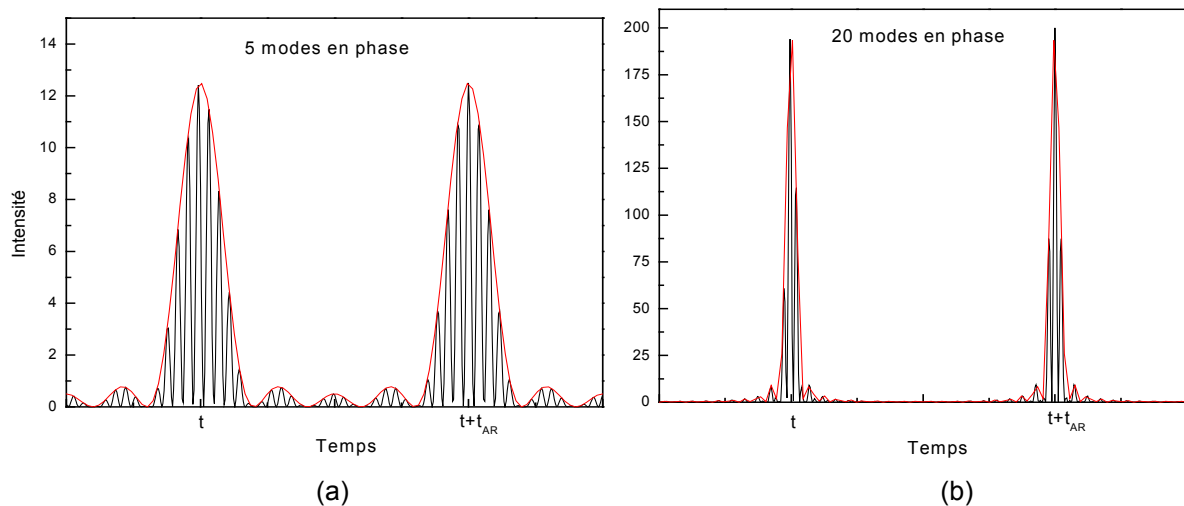


Figure III.4 : Calcul des intensités instantanées et moyennes (courbes rouges) pour 5 (a) et 20 (b) modes de phase identique et d'amplitude $A=1$.

Dans le cas de la figure III.4.b (20 modes en phase), l'intensité est 16 fois plus élevée et l'impulsion 4 fois plus courte que dans le cas de la figure III.4.a (5 modes en phase).

Remarque : Lorsque tous les modes sont en phase, tous les modes émis par le laser participent à l'impulsion, et la largeur spectrale de celle-ci est donc égale à la largeur spectrale du gain du matériau Γ . La relation III.5 peut alors se mettre sous la forme [42] :

$$\Delta t = \frac{t_{AR}}{m} = \frac{1}{m\Delta\nu} \approx \frac{1}{\Gamma} \quad (\text{III.6})$$

Ainsi, afin d'obtenir des impulsions brèves, il faut utiliser des matériaux possédant une grande largeur de gain. La relation générale liant ces deux grandeurs est la suivante :

$$\Delta t.\Gamma \geq K \quad (\text{III.7})$$

où K est une constante dépendant de la forme de l'impulsion. Pour une largeur spectrale donnée, il existe ainsi une durée minimale d'impulsion accessible. Par exemple, dans le cas d'une impulsion de forme gaussienne, sans automodulation de phase (voir paragraphe III.2.2 ci-dessous), $\Delta t.\Gamma = 0,44$, et dans le cas d'une impulsion de forme sécante hyperbolique $\Delta t.\Gamma=0,315$.

D'après la relation III.1, pour avoir un nombre suffisant de modes il faut utiliser des cavités relativement grandes. La largeur homogène du gain dans un matériau semiconducteur à puits quantiques est de l'ordre de 30 nm. Pour une cavité de 1 mm, il y aura donc environ 25 modes qui oscilleront dans la cavité, et pour une cavité de 6 cm, environ 1500 modes. Ainsi, la durée minimale des impulsions qui pourront être obtenues dans une cavité de 6 cm est d'environ 260 fs. Cependant, d'autres phénomènes que nous commenterons dans la suite de ce chapitre tendent à élargir temporellement l'impulsion.

Une taille de cavité de 6 cm est donc compatible avec un taux de répétition élevé (2,5GHz) ainsi qu'avec un nombre suffisant de modes (1500) pour obtenir des impulsions brèves et intenses.

III.2. Mise en œuvre du blocage de modes passif

Si l'on introduit dans la cavité laser un absorbant saturable, dont l'absorption s'annule lorsque l'intensité incidente dépasse une certaine valeur (voir partie 1, chapitre II), les modes en phase subiront moins de pertes dans la cavité puisqu'ils correspondent à des pics d'intensité. Les modes non corrélés seront quant à eux absorbés par le composant. Ainsi, à chaque passage de l'impulsion, si les pertes (absorption) saturent plus vite que le gain, une fenêtre de gain net (gain-pertes) positif s'ouvre, permettant l'amplification de l'impulsion. En dehors de cette fenêtre, le signal est atténué par l'absorbant saturable. Par conséquent seules les quelques impulsions intenses, correspondant à des modes synchronisés en phase, pourront circuler dans la cavité, et le gain non linéaire du milieu finira par sélectionner une seule impulsion qui se propagera dans la cavité.

Suivant les dynamiques de recouvrement du gain et de l'absorption, il est possible de distinguer trois types de fonctionnement de blocage de modes passif [28] : blocage de modes avec un absorbant saturable lent, (figure III.5.a) ; blocage de modes avec un absorbant saturable rapide (figure III.5.b) ; et blocage de modes soliton (figure III.5.c).

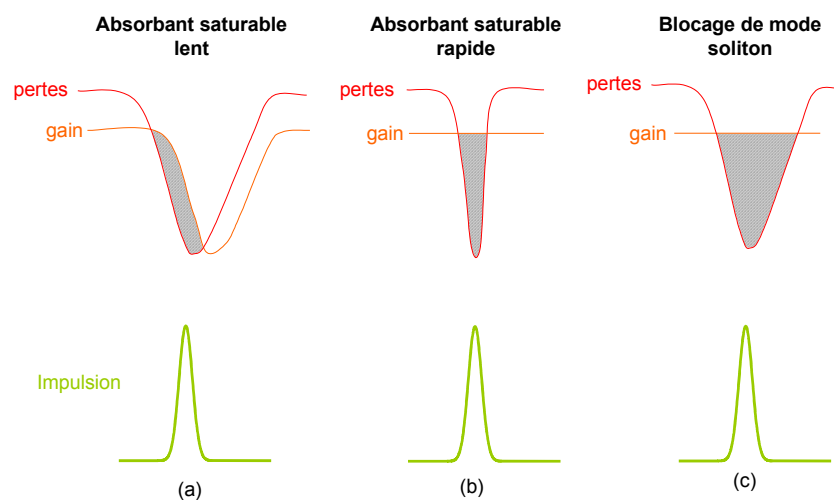


Figure III.5 : Principe du blocage de modes avec un absorbant saturable lent (a), rapide (b), et blocage de modes de type soliton (c). (D'après [28])

Dans le cas des modèles des absorbants saturables rapide et lent, la fenêtre de gain net positif permet de créer et de stabiliser l'impulsion. Ces mécanismes dépendent donc fortement des dynamiques de saturation des pertes et du gain.

- Dans le cas de l'absorbant saturable rapide [35], le temps de recouvrement de l'absorption est beaucoup plus rapide que la dynamique de saturation du gain, et l'ouverture de la fenêtre de gain net positif est donc uniquement gérée par la dynamique de saturation de l'absorbant. Ce modèle s'applique donc en particulier dans le cas du blocage de modes dans des lasers à milieu actif de type solide dopés par des ions, puisque dans ce type de laser les durées de vie des porteurs dans le niveau excité vont de la microseconde à la milliseconde. Cette longue durée de vie des porteurs entraîne des temps caractéristiques pour la saturation du gain de l'ordre de plusieurs centaines de ps [38], ce qui est beaucoup plus long que la durée et que la période de répétition des impulsions généralement visées.
- Le modèle de l'absorbant saturable lent en revanche fait appel à la combinaison des dynamiques de saturation des pertes et du gain [38, 36, 43]. Dans les lasers à semiconducteur, la durée de vie des porteurs dans le niveau excité est de l'ordre de la nanoseconde, conduisant à une dynamique de saturation du gain non négligeable (figure III.5.a). D'autre part, la durée des impulsions visées est du même ordre de grandeur que le temps de recouvrement de l'absorption dans les SESAMs rapides que nous utiliserons (quelques picosecondes). **Le modèle du blocage de modes avec un absorbant saturable lent peut donc s'appliquer dans le cadre de notre étude.**

Dans le cas du blocage de modes de type soliton [44] (figure III.5.c), la formation de l'impulsion est déterminée par l'équilibre entre la dispersion de vitesse de groupe et l'automodulation de phase (voir paragraphe III.2.2), et la durée de la fenêtre de gain net positive peut être bien plus longue que la durée de l'impulsion.

III.2.1. Blocage de modes d'un laser à semiconducteur avec un absorbant saturable « lent »

Dans ce modèle, la durée de l'impulsion est indépendante du temps de relaxation du gain et des pertes, mais dépend uniquement de la différence entre leurs dynamiques. Les dynamiques de saturation des pertes et du gain dans cette configuration sont décrites sur la figure III.6 ci-dessous.

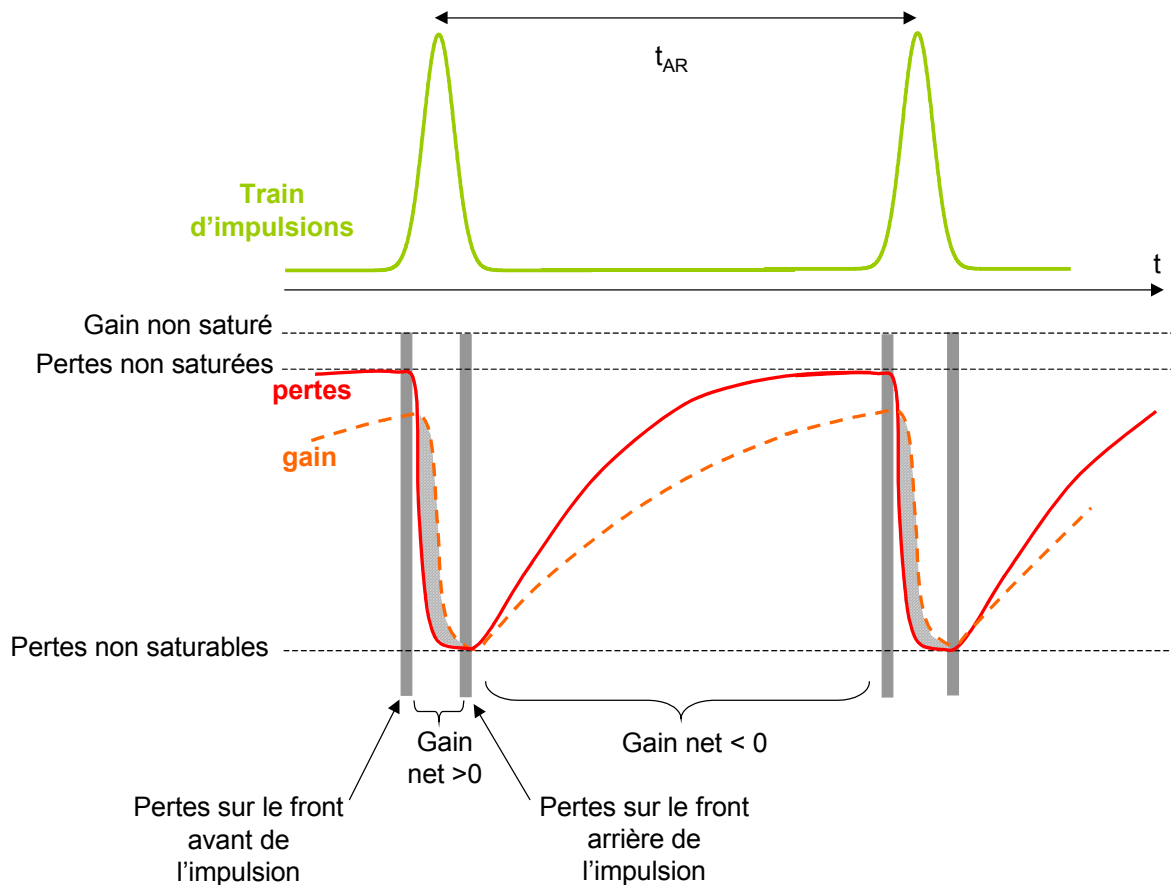


Figure III.6 : Dynamiques des pertes et du gain pour le blocage de modes avec un absorbant saturable lent (d'après [38])

Pour obtenir le fonctionnement en modes bloqués, il est nécessaire que le gain et l'absorbant satisfassent aux conditions suivantes [38] :

- **Le gain non saturé doit être plus élevé que les pertes non saturées**, pour que l'oscillation laser puisse démarrer.
- Le train avant de l'impulsion est atténué par l'absorbant, puis commence à le saturer. **L'absorbant doit alors saturer plus vite que le gain**, de manière à ce que la partie centrale de l'impulsion soit amplifiée. Cette condition peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{\sigma_A}{S_A} > \frac{\sigma_G}{S_G} \quad (\text{condition 1})$$

où σ_A et σ_G sont les sections efficaces d'absorption et de gain, et S_A et S_G les surfaces du faisceau sur le milieu absorbant et sur le milieu à gain.

- **La dynamique de recouvrement de l'absorption doit être plus rapide que celle du gain**, pour que les pertes restent plus élevées que le gain en dehors du maximum de l'impulsion, et que l'émission spontanée ne puisse pas se construire entre les impulsions. Cette condition s'exprime simplement par :

$$\tau_A < \tau_G \quad (\text{condition 2})$$

où τ_A est la durée de la saturation de l'absorption, et τ_G la durée de la saturation du gain.

D'autre part, pour obtenir des énergies d'impulsions élevées, le temps d'aller-retour dans la cavité doit être comparable au temps de recouvrement du gain [45]. Enfin, le temps de recouvrement de l'absorption doit bien sûr être plus court que le temps d'aller-retour dans la cavité (par exemple 400 ps pour une cavité de 6 cm)

Dans notre configuration, les structures utilisées pour le gain ($\frac{1}{2}$ VCSEL) et pour l'absorption (SESAM) sont du même type, et par conséquent σ_A et σ_G ont des valeurs proches. Pour remplir la condition 1, il est donc nécessaire que le faisceau soit beaucoup plus focalisé sur le SESAM que sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL. Des rapports de surfaces de l'ordre de 20 à 60 sont généralement utilisés [46]. Cependant, nous verrons dans la suite de ce manuscrit que l'obtention d'un rapport de surfaces élevé est délicat avec les structures dont nous disposons actuellement (voir partie 3).

Dans les lasers à semiconducteur, τ_G est de l'ordre de quelques centaines de picosecondes. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la saturation de l'absorption dans le SESAM est due au remplissage des bandes du puits quantique par les porteurs photogénérés. Le temps de recouvrement de l'absorption est donc gouverné par le temps de recombinaison des porteurs, de quelques nanosecondes. Pour satisfaire à la condition 2, il est donc nécessaire de diminuer ce temps de recouvrement, en implantant par exemple la structure à l'aide d'ions et en diminuant ainsi la durée de vie non radiative des porteurs.

III.2.2. Mise en forme temporelle des impulsions

Les fronts avant et arrière de l'impulsion étant absorbés par l'absorbant saturable, et le centre de l'impulsion étant amplifié par le milieu à gain, il se produit à chaque passage un rétrécissement temporel de l'impulsion.

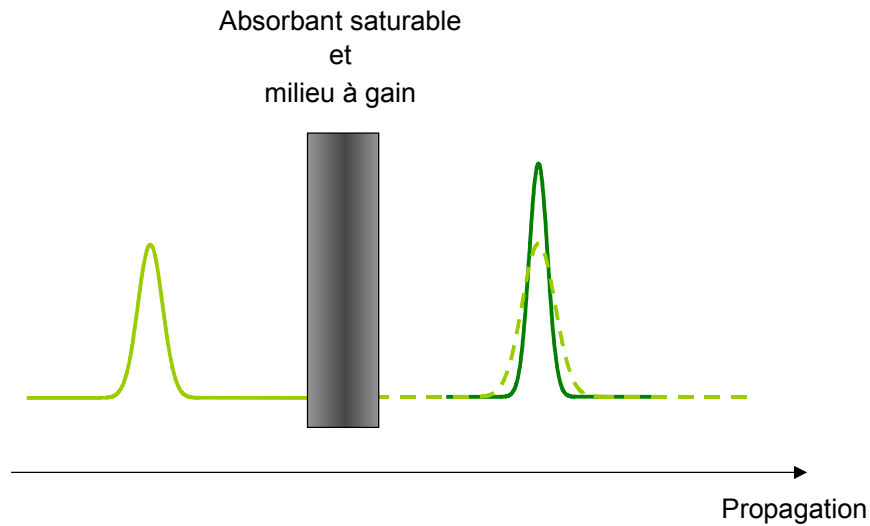


Figure III.7 : Schématisation du rétrécissement des impulsions lors du passage dans l'absorbant saturable et dans le milieu à gain.

Cet effet est cependant limité, d'une part par la largeur spectrale du milieu à gain d'après la relation III.7, et d'autre part par la dispersion de vitesse de groupe.

En effet, les éléments que rencontre l'onde dans la cavité (optiques, matériaux semiconducteurs) sont dispersifs. En d'autres termes, leur indice dépend de la fréquence optique ω de l'onde. Lorsque l'onde se propage suivant z , on peut alors définir une phase spectrale :

$$\phi(z, \omega) = \phi_0(\omega) + k(\omega)z \quad (\text{III.8})$$

où $k(\omega)$ est le vecteur d'onde et ϕ_0 la phase en $z=0$. Lorsque la variation de l'indice avec la fréquence optique est suffisamment lente, le vecteur d'onde peut se mettre sous la forme :

$$k(\omega) \approx k_0 + (\omega - \omega_0) \left(\frac{1}{v_g} \right) + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) \quad (\text{III.9})$$

où ω_0 est la fréquence centrale de l'impulsion, et v_g la vitesse de groupe de l'impulsion, définie par :

$$v_g = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{\omega_0}$$

Le retard de groupe τ_g , qui représente le retard des différentes composantes spectrales de l'impulsion, est défini comme étant la pente de la phase spectrale, et peut donc s'écrire

d'après les relations III.8 et III.9 en fonction de la dispersion de vitesse de groupe $\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{v_g} \right)$:

$$\tau_g(\omega) = \frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \frac{\partial \phi_0}{\partial \omega} + \frac{z}{v_g} + (\omega - \omega_0) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) z \quad (\text{III.10})$$

Cette relation montre que **les différentes composantes spectrales de l'impulsion arrivent les unes après les autres, avec un retard linéaire en fréquence, ce qui a pour effet d'élargir temporellement l'impulsion.** On peut remarquer en outre que dans le cas idéal où l'indice est considéré comme étant constant spectralement, la dispersion de vitesse de groupe est nulle, et le retard de groupe est alors indépendant des fréquences composant l'impulsion. Il correspond alors à l'instant d'arrivée de l'impulsion.

Exemple : dans le cas d'une impulsion gaussienne de paramètre τ en $z=0$, le facteur d'élargissement temporel $\tau(z)/\tau$ après propagation sur une distance z peut s'écrire :

$$\frac{\tau(z)}{\tau} = \sqrt{1 + \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) \right]^2 \frac{z^2}{\tau^4}}$$

L'étalement temporel sera donc d'autant plus important que l'impulsion est brève au départ (τ petit).

Pour obtenir des impulsions sub-picosecondes en sortie d'un laser fonctionnant en blocage de modes, il est donc nécessaire de compenser cette dispersion de vitesse de groupe en introduisant des éléments présentant une dispersion négative. Ceci peut se faire à l'aide d'une combinaison de prismes ou de réseaux, ou encore à l'aide de composants multicouches de type interféromètre de Gires-Tournois [47]. Ce dernier principe peut directement être appliqué à la réalisation de miroirs à absorbant saturable, qui jouent dans ce cas à la fois le rôle d'élément non linéaire pour le blocage de modes et celui d'élément compensant la dispersion (D-SAM, [48]), et peuvent ainsi permettre d'obtenir un blocage de modes de type soliton.

Notons enfin que lorsque les intensités incidentes sont élevées, un phénomène d'automodulation de phase peut survenir. Cet effet non linéaire est dû à la variation de l'indice de réfraction avec l'intensité par effet Kerr optique. Cet effet ne modifie donc pas l'allure temporelle de l'impulsion, mais élargit son spectre en provoquant un glissement du front avant de l'impulsion vers le rouge et du front arrière vers le bleu. Si la dispersion de vitesse de groupe et l'automodulation de phase ont le même signe, l'impulsion s'élargit puisque le déphasage des nouvelles fréquences créées par l'automodulation de phase est aggravé par la dispersion de vitesse de groupe. En revanche, si ces deux effets sont de signe opposé, ils se compensent, et permettent d'obtenir des impulsions plus courtes car le spectre de l'impulsion est alors enrichi de nouvelles fréquences, qui sont remises en phase par la dispersion de vitesse de groupe. On parle alors de blocage de mode « soliton ».

III.3. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les principes généraux de la mise en place d'un régime de blocage de modes dans une cavité laser.

L'obtention d'impulsions brèves et intenses nécessite l'utilisation d'une cavité longue comportant un grand nombre de modes longitudinaux. Cependant, la contrainte du fonctionnement à haute cadence de la source impose une limite sur la taille de la cavité. Une cavité de 6 cm est compatible avec un taux de répétition élevé (2,5 GHz) et un nombre de modes suffisant pour obtenir des impulsions brèves et intenses.

Nous avons également montré que le modèle du blocage de modes avec un absorbant saturable lent pouvait s'appliquer dans le cadre de notre étude, étant données les dynamiques respectives du gain et des pertes dans les composants semi-conducteurs utilisés. En particulier, le temps de recouvrement du gain dans un semi-conducteur étant de quelques centaines de picosecondes, et le temps d'aller retour de l'impulsion dans une cavité de 6 cm étant de 400 ps, il est nécessaire de réduire le temps de recouvrement des absorbants saturables à des durées très inférieures à ces valeurs.

Conclusion de la première partie

Nous avons présenté dans cette partie les principes théoriques qui sous-tendent le fonctionnement des différents éléments composant la source que nous souhaitons réaliser.

Dans un premier temps, nous avons présenté quelques propriétés optiques des matériaux semiconducteur à puits quantiques. Nous avons ensuite décrit la configuration particulière des VECSELS, en nous focalisant sur le seuil de ces composants et sur sa dépendance à la température de fonctionnement. Nous verrons en effet dans la partie suivante, qui est consacrée à l'étude expérimentale de ces composants, que la température de fonctionnement est un paramètre critique dans l'obtention de l'effet laser en continu.

Dans un deuxième temps, nous avons présenté les miroirs semiconducteurs à absorbant saturable destinés à être insérés dans la cavité laser pour obtenir le fonctionnement en régime de blocage de modes passif. Nous avons en particulier décrit les mécanismes physiques intervenant dans le phénomène de saturation d'absorption, et présenté différentes méthodes pouvant être utilisées pour réduire le temps de recouvrement de l'absorption des SESAMs. L'étude expérimentale de ces composants sera présentée dans la troisième partie de ce manuscrit.

Enfin, nous avons présenté les principes théoriques du blocage de modes passif. Nous avons en particulier montré qu'étant données les dynamiques respectives du gain et de l'absorption dans les matériaux semiconducteurs à puits quantiques qui nous intéressent ici, le modèle du blocage de modes avec un absorbant saturable lent s'applique pour nos structures. Dans ce cadre théorique, nous avons précisé les conditions nécessaires pour l'obtention d'un régime de blocage de modes passif stable, et décrit les mécanismes à l'origine de la mise en forme temporelle de l'impulsion dans la cavité.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude expérimentale détaillée des VECSELS en pompage optique pulsé, quasi-continu et continu, et à la modélisation des effets thermiques limitant les performances de ces structures.

Références de la première partie

- [1] S. Hoogland, S. Dhanjal, AC Tropper, JS Roberts, R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller.
« **Passively Mode-Locked Diode-Pumped Surface-Emitting Semiconductor Laser** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, p.1135-1137, 2000.
- [2] R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller.
« **High-Power Passively Mode-Locked Semiconductor Lasers** »
IEEE J. Quantum Electron., vol. 9, p.1268-1275, 2002.
- [3] K. Jasim, Qiang Zhang, A.V. Nurmikko, A. Mooradian, G. Carey, Wonill Ha and E. Ippen.
« **Passively modelocked vertical extended cavity surface emitting diode laser** »
Electron. Lett., vol. 39, p. 373-375, 2003.
- [4] S. Hoogland, A. C. Tropper, A. Garnache, I. Sagnes, B. Paldus, K. J. Weingarten, R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, and U. Keller.
« **Picosecond operation of a 1.5 μm passively mode-locked surface-emitting laser** »
CLEO US03, Baltimore, Maryland, USA, June 2003.
- [5] P.S. Zory, Jr.
« **Quantum Well Lasers** »
Academic Press, San diego, 1993.
- [6] E. Rosencher et B. Vinter.
« **Optoélectronique** »
Masson, Paris, 1998.
- [7] B. Deveaud, J. Shah, T.C. Damen, and W.T. Tsang.
« **Capture of electrons and holes in quantum wells** »
Appl. Phys. Lett., vol. 52, p. 1886-1888, 1988.

- [8] G.P Agrawal and N.K. Dutta.
« **Long wavelength semiconductor lasers** »
Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.
- [9] M.G.A. Bernard and G. Duraffourg.
« **Laser Conditions in Semiconductors** »
Phys. Stat. Sol., vol. 1, p. 699-703, 1961.
- [10] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu.
« **GaInAsP/InP surface emitting injection lasers** »
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, p. 2329-2330, 1979.
- [11] T.E.Sale.
« **Vertical Cavity Surface Emitting Lasers** »
Research Studies Press Ltd, Tauton, Somerset, 1995.
- [12] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian.
« **High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 9, p. 1063-1065, 1997.
- [13] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian.
« **Design and Characteristics of High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams** »
IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol. 5, p. 561-573, 1999.
- [14] J. Piprek, P. Abraham, and J.E. Bowers,
« **Self-consistent analysis of high-temperature effects on InGaAsP/InP lasers** »
IEEE International Symposium on Compound Semiconductors (ISCS), Berlin, 1999.
- [15] J. Masum, N. Balkan, and M.J. Adams.
« **Temperature dependance of 1.55 μm VCSELs** »
Optics Comm., vol 154, p.43-46, 1998.

- [16] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, D.J. Eilenberg, P.W. Smith, A.C. Gossard and W. Wiegmann
« Large room-temperature optical nonlinearity in GaAs/GaAsAs multiple quantum well structures »
Appl. Phys. Lett., vol. 41, p.679-681, 1982.
- [17] D.A.B. Miller.
« Dynamic non-linear optics in semiconductors : physics and applications »
Laser Focus, p.61, 1983.
- [18] Y.H. Lee, A. Chavez-Pirson, S.W. Koch, H.M. Gibbs, S.H. Park, J. Morhange, A. Jeffrey, N. Peyghambarian, L. Banyai, A.C. Gossard and W. Wiegmann.
« Room temperature optical nonlinearities in GaAs »
Phys. Rev. Lett., vol. 57, p.2446, 1986.
- [19] M. Guézo, S. Loualiche, J. Even, A. Le Corre, H. Folliot, C. Labbé, O. Dehaese, and G. Dousselin.
« Ultrashort, nonlinear, optical time response of Fe-doped InGaAs/InP multiple quantum wells in 1.55- μ m range »
Appl. Phys. Lett., vol. 82, p.1670-1672, 2003.
- [20] R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa, and H. Iwamura.
« Ultrafast 1.55- μ m photoresponses in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells »
Appl. Phys. Lett., vol. 65, p. 1790-1792, 1994.
- [21] L.R. Brovelli, U. Keller, and T.H. Chiu.
« Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers »
J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, p. 311-322, 1995.
- [22] M. Haiml, U. Siegner, F. Morier-Genoud, U. Keller, M. Luysberg, R. C. Lutz, P. Specht, E. R. Weber.
« Optical nonlinearity in low-temperature grown GaAs: microscopic limitations and optimization strategies »
Appl. Phys. Lett., vol. 74, p.3134-3136, 1999.

- [23] M. J. Lederer, B. Luther-Davies, H. H. Tan, C. Jagadish, M. Haiml, U. Siegner, U. Keller.
« Nonlinear optical absorption and temporal response of arsenic- and oxygen-implanted GaAs »
Appl. Phys. Lett., vol. 74, pp. 1993-1995, 1999.
- [24] J. Mangeney, J.L. Oudar, J.C. Harmand, C. Mériadec, G. Patriarche, G. Aubin, N. Stelmakh, J.M. Lourtioz.
« Ultrafast saturable absorption in heavy-ion irradiated quantum well vertical cavity »
Appl. Phys. Lett. vol.76, p.1371-1373, 2000.
- [25] J. Mangeney.
« Composants à absorbant saturable rapide à base de semiconducteurs irradiés par des ions et applications à la régénération des signaux télécoms »
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 2000.
- [26] A. Garnache, S. Hoogland, A.C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J.S. Roberts.
« Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power »
Appl. Phys. Lett. vol.80, p.3892-3894, 2002.
- [27] A. Garnache, B. Sermage, R. Teissier, G. Saint-Girons and I. Sagnes.
« A new kind of fast quantum well Semiconductor Saturable Absorber Mirror with low losses for ps pulse generation »
Proceedings of the 15th Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM'03), Santa Barbara, USA, p.247-250, 2003.
- [28] U. Keller, K.J. Weingarten, F.X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I.D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek and J. Aus der Au.
« Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers »
IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol.2, p.435-452, 1996.

- [29] G.J. Spühler, S. Reffert, M. Haiml, M. Moser and U. Keller.
« **Output-coupling semiconductor saturable absorber mirror** »
Appl. Phys. Lett. vol.78, p.2733-2735, 2001.
- [30] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Maurier-Genoud, M. Moser and U. Keller.
« **Q-switching stability limits of continuous wave passive mode locking** »
J. Opt. Soc. Am. B, vol.16, p.46-56, 1999.
- [31] H.W. Mocker and R.J. Collins.
« **Mode competition and self locking effects in a Q-Switched ruby laser** »
Appl. Phys. Lett., vol. 7, p. 270-273, 1965.
- [32] A.J. DeMaria, D.A. Stetser, and H. Heynau.
« **Self mode-locking of lasers with saturable absorbers** »
Appl., Phys., Lett., vol. 8, p. 174-176, 1966.
- [33] V.Z. Morozov, V.V. Nikitin, and A.A. Sheronov.
« **Self-synchronisation of modes in a GaAs semiconductor injection laser** »
JETP Lett, vol. 7, p. 256-258, 1968
- [34] O.V. Bogdankevich, A.N. Mestvirishvili, A.N. Pechenov, and A.F. Suchkov.
« **Mode-locking in a semiconductor laser with electronic excitation of an internal nonlinear active medium** »
JETP Lett., vol. 12, p. 128-129, 1970.
- [35] H. A. Haus.
« **Theory of modelocking with a fast saturable absorber** »
J. Appl. Phys., vol.46, p. 3049-3058, 1975.
- [36] H. A. Haus
« **Theory of modelocking with a slow saturable absorber** »
IEEE J. Quantum Electron., vol .11, p. 736-746, 1975.
- [37] H.A. Haus.
« **Parameter ranges for CW passive mode locking** »
IEEE J. Quantum Electron., vol .12, p. 169-176, 1976.

- [38] P. W. Smith, Y. Silverberg and D.A.B. Miller.
« **Mode locking of semiconductor diode lasers using saturable excitonic nonlinearities** »
J. Opt. Soc. Am. B, vol.2, p.1228-1236, 1985.
- [39] U. Keller, D.A.B. Miller, G.D. Boyd, T.H. Chiu, J.F. Ferguson, and M.T. Asom.
« **Solid-state low loss intracavity saturable absorber for Nd :YLF lasers : an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber** »
Opt. Lett., vol. 17, p. 505-507, 1992.
- [40] F.X. Kärtner, J. Aus der Au, and U. Keller.
« **Mode-locking with slow and fast saturable absorbers — What's the difference ?** »
IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol.4, p.159-168, 1998.
- [41] A. Aspect, G. Grynberg, C. Fabre.
« **Introduction aux lasers et à l'optique quantique** »
Ellipses, Paris, 1997.
- [42] W. Koechner.
« **Solid-State laser engineering** »
Springer, Berlin, 1995.
- [43] R. Paschotta and U. Keller.
« **Passive mode locking with slow saturable absorbers** »
Appl. Phys. B, vol.73, p. 653-662, 2001.
- [44] I.D. Jung, F.X. Kärtner, L.R. Brovelli, M. Kamp and U. Keller.
« **Experimental verification of soliton modelocking using only a slow saturable absorber** »
Opt. Lett., vol. 20, p. 1892-1894, 1995.
- [45] H.A.Haus.
« **Modelocking of Semiconductor Laser Diodes** »
Jpn. J. Appl. Phys., vol.20, p.1007-1020, 1981.

- [46] R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-genoud, U. Keller, A. Garnache, U. Oesterle, J.S. Roberts, S. Hooglan, S. Dhanjal, and A.C. Tropper.
« Passively mode-locked diode-pumped surface emitting semiconductor laser »
Proceedings CLEO'00, San Francisco, CA, 2000.
- [47] F. Gires and P. Tournois
« Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence »
C. R. Acad. Sc. Paris, vol. 258, p. 6112-6115, 1964.
- [48] D. Kopf, G. Zhang, R. Fluck, M. Moser, and U. Keller.
« All-in-one dispersion-compensating saturable absorber mirror for compact femtosecond laser sources »
Opt. Lett., vol 21, p. 486-488, 1996.

———— Deuxième partie ————

Etude des OP-VECSELS

Introduction

Nous avons vu dans la première partie que le blocage de mode en régime stationnaire est obtenu à partir de l'émission continue d'un laser. La première étape de ce travail de thèse a donc été l'obtention de l'effet laser en continu dans une structure OP-VECSEL.

Comme nous l'avons vu précédemment, ce type de source est étudié depuis quelques années pour les nombreux avantages qu'il présente : bonne qualité de faisceau émis, faible seuil, possibilité d'obtenir de fortes puissances de sortie. A partir de structures épitaxiées sur GaAs et reportées sur substrat métallique, des lasers émettant en continu et à température ambiante ont ainsi déjà été réalisés, permettant d'obtenir des puissances de sortie supérieures à 2W [1], et de plusieurs centaines de mW dans un mode gaussien circulaire TEM₀₀ ([2], [3]). Les densités de puissance au seuil de ces structures sont de l'ordre de quelques kW/cm².

A cause des difficultés inhérentes à la croissance des miroirs de Bragg sur InP, ce n'est que récemment que ce type de structure a pu être envisagé pour l'émission autour de 1,55 μm . De plus, les matériaux utilisés pour réaliser des miroirs de Bragg sur InP présentent des conductivités thermiques faibles (par exemple environ 0,05 W/K.cm pour le InGaAlAs contre 0,46 W/K.cm pour le GaAs, voir Annexe A), ce qui entraîne une sensibilité thermique importante de ces structures. Ainsi, les premiers VCSELs en microcavité fonctionnant en continu à température ambiante à 1,55 μm ont été réalisés en utilisant une couche active InP collée entre deux miroirs de Bragg AlAs/GaAs [4]. Ce n'est que récemment que l'effet laser en pulsé [5], puis en continu [6] à température ambiante à cette longueur d'onde a été observé sur une structure monolithique, pompée électriquement.

Ces problèmes thermiques sont aggravés dans le cas des OP-VECSEL par le fait que la zone de pompage est plus large (>30 μm) en général que pour une microcavité, augmentant ainsi la puissance de pompe au seuil et donc la puissance à dissiper dans le composant. Pour ces raisons, ce n'est que très récemment que des résultats à 1,55 μm ont été obtenus dans cette configuration, avec un miroir de Bragg hybride semiconducteur/métal afin d'augmenter la conductivité thermique des structures [7]. Les seuils relevés sont de quelques kW/cm², et les puissances émises de l'ordre de quelques mW. L'approche monolithique est du point de vue thermique bien plus contraignante puisque l'évacuation de la chaleur doit se faire dans le miroir de Bragg épais de forte résistance thermique. Avant ce

travail de thèse, aucun OP-VECSEL réalisé de manière monolithique sur InP n'avait été rapporté dans la littérature.

Au cours de cette partie, nous présenterons tout d'abord les structures $\frac{1}{2}$ VCSELs utilisées pour le pompage optique, et nous détaillerons leurs propriétés optiques et structurales. Nous décrirons ensuite les expériences menées sous pompage optique pulsé, quasi-continu et continu de ces structures dans une configuration de cavité laser plan-concave. Nous détaillerons en particulier les résultats lasers obtenus, ainsi que des modélisations mettant en évidence les problèmes thermiques liés au pompage continu et pouvant servir à optimiser les performances des composants.

Chapitre I.

Conception de la structure et caractérisations

Les structures étudiées sont composées d'un miroir de Bragg semiconducteur et d'une cavité semiconductrice à puits quantiques. En premier lieu, afin d'obtenir un fonctionnement optimal de ces structures en pompage optique, il est nécessaire d'optimiser séparément la conception et la croissance de chacun de ces éléments :

- La stop-band (zone spectrale de haute réflectivité) du miroir de Bragg doit être centrée à la longueur d'onde de travail, ce qui implique une maîtrise de l'épaisseur des couches quart d'onde qui le composent. Par ailleurs, la qualité cristalline des matériaux du miroir ainsi que des interfaces entre les couches quart d'onde doit être optimale afin de minimiser les pertes optiques du composant.
- La croissance des puits doit être maîtrisée afin de pouvoir contrôler leur longueur d'onde d'émission, et d'optimiser leur rendement de photoluminescence. Il faut également que la répartition des puits dans la cavité semiconductrice soit maîtrisée, afin qu'ils se trouvent placés au maximum du champ intracavité, pour maximiser le facteur de confinement (voir partie 1, chapitre I). Enfin, la cavité semiconductrice dans laquelle sont placés les puits quantiques doit absorber à la longueur d'onde de pompe, de manière à fournir les puits en porteurs photogénérés, et d'augmenter ainsi l'efficacité du composant.

Il faut ensuite optimiser la structure complète, de manière à ce que le maximum spectral du gain des puits soit accordé avec le maximum de réflectivité du miroir de Bragg. Enfin, il est nécessaire de prendre en compte dans la conception des structures les problèmes d'évacuation thermique. Nous verrons en effet dans la suite qu'il s'agit d'un point critique dans l'obtention du fonctionnement laser en pompage continu.

Afin de mener à bien l'optimisation des structures, divers moyens de caractérisations optiques et structurales ont été mis en œuvre :

- Photoluminescence (PL) pour la position spectrale de l'émission des puits quantiques.
- Photoluminescence résolue en temps (TRPL) pour la mesure des durées de vie non radiative des porteurs dans les puits quantiques.
- Mesures d'absorption dans les puits quantiques.
- Spectromètre Infrarouge à Transformée de Fourier (FTIR) pour la mesure des spectres de réflectivité des miroirs de Bragg et des structures complètes.
- Diffraction de rayons X à haute résolution et Microscopie Electronique à Transmission (MET) pour le contrôle des épaisseurs épitaxiées et l'évaluation de la qualité structurale des échantillons.

D'autre part, afin de concevoir les structures et de pouvoir interpréter les résultats, nous nous sommes appuyés sur les outils de simulation numérique suivants développés au laboratoire (Annexe A) :

- GReflec qui permet de calculer les spectres de réflectivité d'empilement de couches minces, ainsi que la distribution du champ électromagnétique intracavité.
- Thermsim qui permet de calculer les résistances thermiques d'un empilement de couches à partir des données bibliographiques de leur conductivité thermique.

Nous présenterons dans cette partie la conception et les caractérisations optique des miroirs de Bragg, de la cavité semiconductrice et des puits quantiques, ainsi que la description des structures étudiées dans ce travail de thèse. Ces caractérisations ont été effectuées parallèlement à la caractérisation laser des structures, ce qui a permis une meilleure compréhension du fonctionnement de ces structures, ainsi que leur optimisation progressive.

I.1. Croissance EPVOM

Tous les échantillons étudiés dans ce manuscrit ont été réalisés par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM). Par opposition à l'épitaxie par jets moléculaires (EJM), la croissance par EPVOM résulte de l'interaction d'une phase gazeuse avec le substrat, et n'a donc pas lieu sous ultra-vide. La phase gazeuse est composée de molécules contenant les éléments métalliques que l'on veut incorporer sur le substrat, et d'un gaz vecteur permettant de maintenir constante la pression dans le réacteur et d'orienter le flux des précurseurs vers le substrat. La composition, et donc le paramètre de maille des matériaux épitaxiés dépendent des valeurs relatives des flux des précurseurs lors de la croissance. En fonction des conditions de croissance, l'EPVOM permet d'atteindre des vitesses de croissances de quelques $\mu\text{m}/\text{heure}$. Une étude détaillée de cette technique de croissance est donnée en référence [8]

Les échantillons présentés dans la suite ont pour la plupart été épitaxiés entre 600 et 700°C dans un réacteur EMCORE D125 à une pression de 60 Torr. Les précurseurs utilisés sont des hydrures pour les éléments V (arsenic et phosphore), et des organométalliques pour les éléments III (gallium, aluminium et indium). Leurs formules chimiques sont précisées dans le tableau ci-dessous.

Eléments V	Précurseur utilisé	Formule chimique
Arsenic	Arsine	AsH_3
Phosphore	Phosphine	PH_3
Eléments III	Précurseur utilisé	Formule chimique
Aluminium	Triméthyl-aluminium	$(\text{CH}_3)_3\text{-Al}$
Gallium	Triméthyl-gallium	$(\text{CH}_3)_3\text{-Ga}$
Indium	Triméthyl-indium	$(\text{CH}_3)_3\text{-In}$

Les matériaux constituant les structures étudiées dans la suite sont l'InP, l'InGaAs (T_{Ga} pour ternaire gallium), l'InGaAsP (Q_{P} pour quaternaire phosphore) et l'InGaAlAs (Q_{Al} pour quaternaire aluminium).

L'épitaxie des structures épaisses que nous étudions n'est possible que si le paramètre de maille de ces matériaux est égal au paramètre de maille de leur substrat, l'InP. Or la composition de ces matériaux, et par conséquent leur paramètre de maille dépendent fortement des conditions de croissance, et notamment des flux incidents de précurseurs. La

réalisation de structures épaisses de type miroir de Bragg (épaisseur typique d'environ 10 μm) est donc particulièrement délicate, puisqu'elle nécessite une stabilité parfaite des flux des différents précurseurs pendant toute la durée de la croissance (quelques heures). Ceci constitue la principale difficulté dans la réalisation des structures étudiées dans ce manuscrit.

Une autre difficulté importante concerne la stabilisation des interfaces entre matériaux ne comportant pas d'élément V commun (interfaces $\text{InP}/\text{Q}_{\text{Al}}$ et $\text{InP}/\text{T}_{\text{Ga}}$). L'obtention d'interfaces de qualité structurale compatible avec la réalisation de composants optiques a nécessité une étude approfondie des conditions de croissance des matériaux.

Enfin, notons que l'inhomogénéité de la croissance par EPVOM, bien que faible, conduit à des variations de la longueur d'onde centrale de la stop-band des miroirs de Bragg de l'ordre de quelques pour cents entre le centre et le bord de la plaque. L'un des avantages du pompage optique est qu'il permet de choisir la position étudiée de la plaque, et donc de choisir une zone de fonctionnement optimale.

I.2. Le miroir de Bragg

Dans notre approche, il constitue un des miroirs de la cavité laser de l'OP-VECSEL, et doit donc présenter une réflectivité élevée ($> 99,8 \%$) à la longueur d'onde de travail (autour de $1,55 \mu\text{m}$). Nous rappellerons dans un premier temps le principe général de fonctionnement de ce type d'empilement, puis nous présenterons les systèmes de matériaux utilisés dans ce travail de thèse. Nous détaillerons ensuite quelques caractérisations structurales et optiques, et aborderons enfin le problème de la résistance thermique de ces miroirs.

I.2.1. Rappels sur les miroirs de Bragg

Ce type de structure ayant déjà été décrit de manière détaillée dans la littérature (voir par exemple [9]), nous rappelons brièvement dans ce paragraphe les principes de base régissant son fonctionnement.

Un miroir de Bragg est constitué par un empilement de couches d'épaisseur optique $\lambda/4$, et d'indice de réfraction alternativement « haut » (n_H) et « bas » (n_B) (figure I.1). Les couches ont une épaisseur de $\frac{\lambda}{4n_H}$ pour le milieu de haut indice, et $\frac{\lambda}{4n_B}$ pour le milieu de bas indice, où λ est la longueur d'onde de travail. Le déphasage introduit par la traversée d'un milieu d'épaisseur e et d'indice de réfraction n étant défini par la relation :

$$\phi = \frac{2\pi ne}{\lambda}, \quad (\text{I.1})$$

le déphasage subi par le faisceau incident à chaque traversée d'une couche quart d'onde est donc de $\pi/2$. Par ailleurs, à chaque interface la réflexion partielle introduit un déphasage de π lorsque l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice, et un déphasage nul dans la cas contraire. Ainsi, comme le montre la figure I.1, les ondes réfléchies interfèrent constructivement, et une réflectivité importante peut être obtenue de part et d'autre de la longueur d'onde de travail. Cette plage spectrale $\Delta\lambda$ de forte réflectivité du miroir de Bragg est appelée « stop-band ».

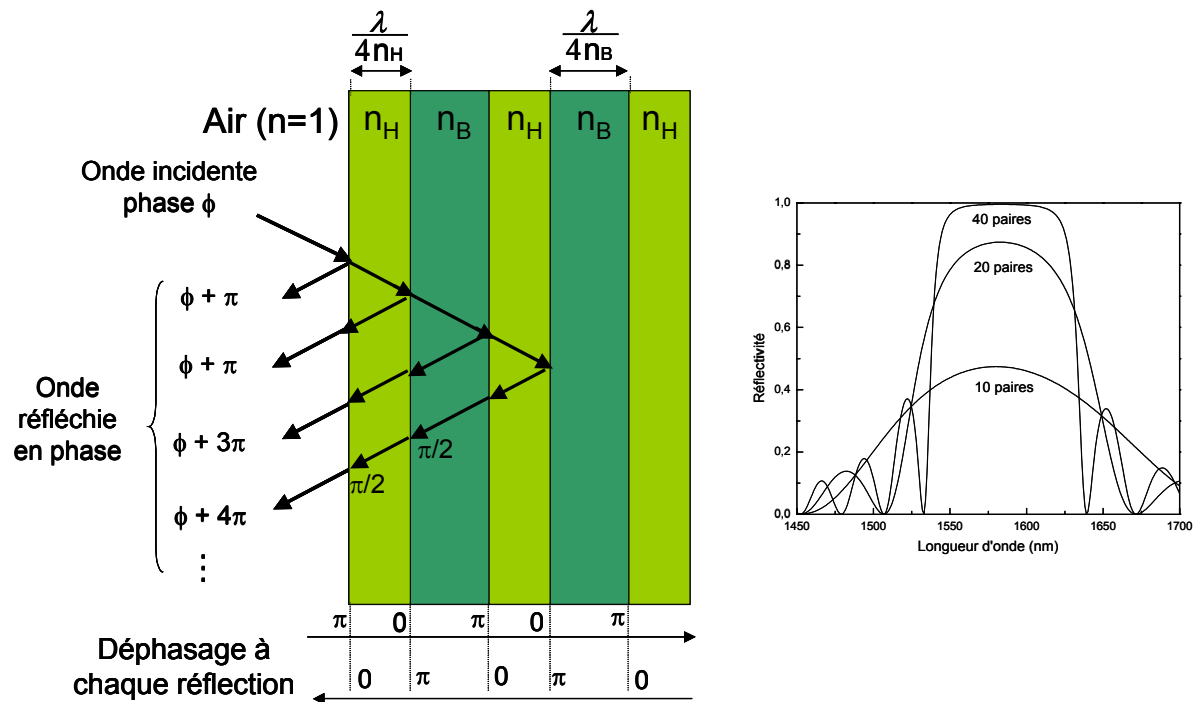


Figure I.1 : Principe d'un empilement de couches quart d'onde pour la réalisation d'un miroir de Bragg et réflectivité en fonction du nombre de paires. (n_H = milieu de haut indice ; n_B = milieu de bas indice). A chaque traversée d'une couche (épaisseur optique $\lambda/4$), l'onde se déphase de $\pi/2$. Le déphasage subi à chaque réflexion partielle est également indiqué sur la figure.

Nous allons maintenant voir dans quelle mesure le contraste d'indice entre les matériaux utilisés, défini par $\Delta n = n_H - n_B$, influe sur les caractéristiques d'un miroir de Bragg.

-- Réflectivité, nombre de périodes et Δn --

La réflectivité d'un miroir de Bragg dépend des indices n_H et n_B des deux couches formant une période, et du nombre de périodes p qui le composent. Dans le cas d'un nombre entier de période, qui correspond au cas des miroirs que nous avons utilisés dans cette thèse, la réflectivité à la longueur d'onde λ d'un empilement de couches $\lambda/4$ est donnée par la relation :

$$R = \left(\frac{n_s - n_{inc} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2p}}{n_s + n_{inc} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2p}} \right)^2 \quad (1.2)$$

où n_s est l'indice du substrat sur lequel est réalisé l'empilement, et n_{inc} l'indice du milieu incident.

Nous pouvons d'ores et déjà remarquer à partir de cette équation que plus le contraste d'indice $\Delta n = n_H - n_B$ est élevé, plus le rapport n_B/n_H est petit, et donc plus le nombre de périodes nécessaires pour atteindre une réflectivité donnée est faible.

D'autre part, plus le nombre p de période est élevé, plus la réflectivité de l'empilement est élevée, ce qui est bien vérifié sur la figure I.1.

-- Largeur de stop-band et Δn --

La largeur de la stop-band dépend elle aussi du contraste d'indice Δn entre les matériaux qui composent le miroir de Bragg. Dans l'approximation d'un miroir infini, la stop bande en fréquence est définie par [9] :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega \arcsin \left(\frac{n_H - n_B}{n_H + n_B} \right) \quad (1.3)$$

Dans le cadre des échantillons étudiés, nous pouvons considérer que $\Delta\omega \ll \omega$ et que l'argument de l'arcsinus est petit. Il est alors possible d'exprimer la largeur de la stop-band dans le domaine des longueurs d'ondes par la relation :

$$\Delta\lambda = \frac{4}{\pi} \lambda \left(\frac{n_H - n_B}{n_H + n_B} \right) = \frac{4}{\pi} \lambda \left(\frac{\Delta n}{n_H + n_B} \right) \quad (1.4)$$

Cette relation montre qu'encore une fois il est préférable d'utiliser des matériaux présentant un Δn élevé, afin de maximiser la largeur de la stop-band des miroirs.

I.2.2. Les matériaux utilisés

Les structures étudiées dans ce manuscrit ont été réalisées de manière monolithique sur substrat d'InP par EPVOM. En particulier, les miroirs de Bragg ont été réalisés en utilisant des matériaux à l'accord de maille sur ce substrat.

Les systèmes de matériaux à l'accord de maille sur InP les plus couramment utilisés pour réaliser des miroirs de Bragg réfléchissants au voisinage de 1,5 μm sont les suivants :

- i. InGaAsP($\lambda_g=1,42 \mu\text{m}$)/InP (Q_P/InP) $\Delta n= 0,264$
- ii. InGaAlAs($\lambda_g=1,42 \mu\text{m}$)/InAlAs (Q_{Al}/T_{Al}) $\Delta n= 0,293$
- iii. InGaAlAs($\lambda_g=1,42 \mu\text{m}$)/InP (Q_{Al}/InP) $\Delta n= 0,329$

Δn correspond à la différence d'indice optique entre les matériaux formant le couple de chacun de ces systèmes. Comme nous l'avons déjà signalé, pour un nombre donné de paires, la réflectivité et la largeur de la stop-band d'un empilement de Bragg sont d'autant plus élevées que Δn est grand. De ce point de vue, le système iii est le plus avantageux [10].

Cependant, le système i a été historiquement le premier système étudié [11] (en EJM et en EPVOM), car il présente l'avantage de ne comporter aucun composé de l'aluminium, élément connu pour dégrader la qualité des couches épitaxiales si les conditions de croissance ne sont pas parfaitement maîtrisées.

Le système ii, bien qu'à base d'aluminium, a été développé (en EVPOM) car il ne met en jeu qu'un seul élément V (As). Il est alors plus facile de contrôler les compositions d'éléments III pour le ternaire et le quaternaire.

Les empilements de type iii sont quant à eux particulièrement difficiles à réaliser, car l'InGaAlAs et l'InP ne comportent pas d'élément V commun (As pour l'InGaAlAs et P pour l'InP). L'interface entre ces deux matériaux est donc très instable à la température de croissance (autour de 700°C), et peut présenter des défauts structuraux nuisibles aux propriétés optiques des miroirs si les conditions de croissance, et en particulier le contrôle des flux résiduels d'As et de P, ne sont pas soigneusement optimisés.

Nous présentons dans la figure I.2 les réflectivités calculées à 1,55 μm en fonction du nombre de paires de l'empilement sur un substrat d'InP, pour les trois couples de matériaux mentionnés ci-dessus [10]. Nous présentons également pour comparaison la courbe obtenue pour le système GaAs/AlAs ($\Delta n=0,484$) sur un substrat de GaAs. Les indices optiques à 1,55 μm utilisés pour le calcul sont donnés en annexe A.

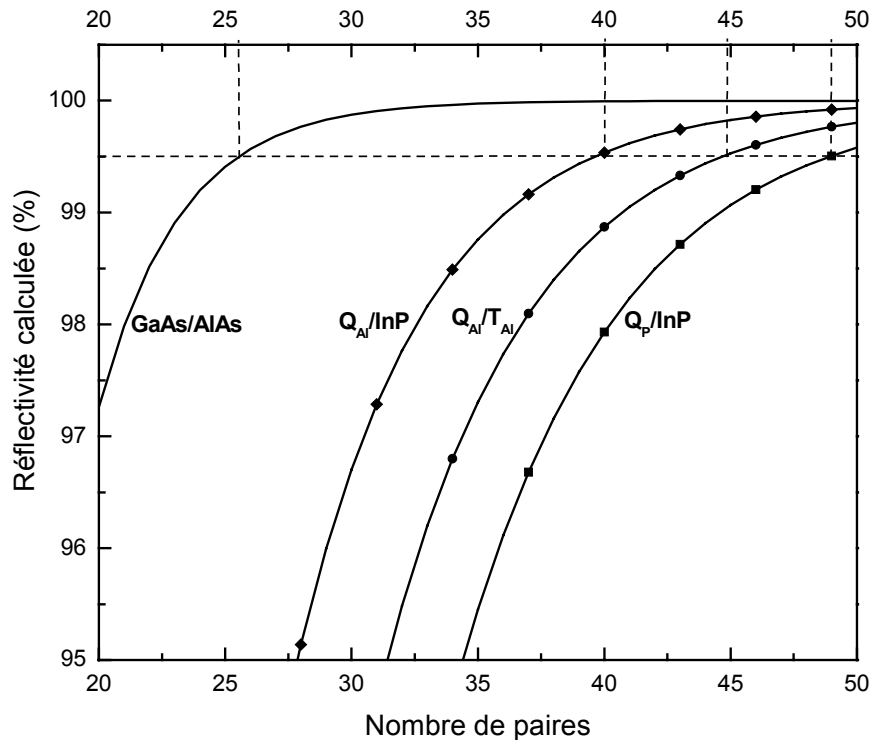


Figure I.2 : Variation de la réflectivité d'un empilement de Bragg en fonction du nombre de paires, pour 4 systèmes de matériaux. La réflectivité est calculée en incidence normale, sans tenir compte de l'absorption.

Comme le montre cette figure, pour obtenir une réflectivité supérieure à 99,5%, il faut empiler au moins 48 paires de Q_P/InP , 45 paires de Q_{Al}/T_{Al} , ou 40 paires de Q_{Al}/InP . En revanche, dans le système GaAs/AlAs, 26 paires sont suffisantes pour atteindre cette réflectivité. Notons l'intérêt du système Q_{Al}/InP par rapport aux autres systèmes pour la réalisation de miroirs de Bragg hautement réfléchissant sur InP.

Les miroirs de Bragg sont plus difficiles à réaliser sur InP que sur GaAs : d'une part, comme le montre la figure I.2, le nombre de paires à empiler est plus important (à réflectivité égale) sur InP que sur GaAs, ce qui implique des miroirs de Bragg plus épais et donc des séquences de croissance plus longues ; d'autre part, la composition des quaternaires et ternaires aluminium et du quaternaire phosphore doit être parfaitement maîtrisée sur de fortes épaisseurs (stabilité des flux des précurseurs) afin de conserver l'accord de maille des matériaux avec le substrat InP au cours de la croissance. Cette deuxième contrainte est levée dans le cas des miroirs AlAs/GaAs, puisque ces deux matériaux sont des binaires dont la composition et par conséquent le paramètre de maille ne peuvent pas varier pendant la croissance (l'AlAs possède quasiment le même paramètre de maille que le GaAs).

Au cours de ce travail de thèse, nous avons essentiellement étudié des structures basées sur des miroirs de Bragg Q_{Al}/T_{Al} et Q_{Al}/InP . Nous présentons dans la suite les caractérisations réalisées pour ces deux types de miroir.

I.2.3. Caractérisations structurales et optiques des miroirs de Bragg

I.2.3.a. Caractérisations structurales.

Des expériences de diffraction de rayons X et de MET ont été réalisées pour évaluer la qualité de nos empilements de Bragg. Les résultats sont présentés sur les figures I.3 et I.4 pour un miroir de Bragg de 40 paires de Q_{Al}/InP . Notons que l'épaisseur totale de ce miroir est d'environ $9,3\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à une séquence de croissance de près de 5 heures.

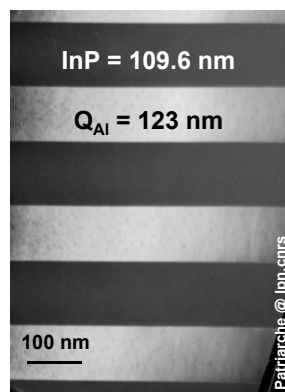


Figure I.3 : Vue en coupe obtenue en MET d'un empilement de 40 paires Q_{Al}/InP .

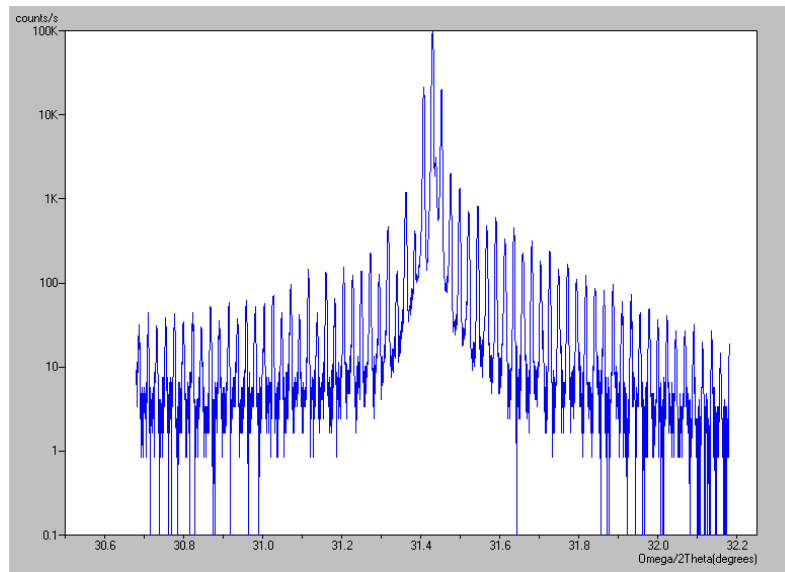


Figure I.4 : Spectre de diffraction de rayons X obtenu pour un empilement de 40 paires de $\text{Q}_{\text{Al}}/\text{InP}$

Comme nous l'avons déjà précisé, la réalisation des miroirs de Bragg $\text{Q}_{\text{Al}}/\text{InP}$ est particulièrement difficile, du fait de la présence dans ces structures d'interfaces entre des matériaux n'ayant pas d'élément V en commun. Le cliché MET de la figure I.3 montre que la séquence de croissance utilisée permet d'obtenir des interfaces de très bonne qualité, ne présentant pas de défauts structuraux. Ce résultat est confirmé par le spectre de diffraction de rayons X de la figure I.4 : ce spectre présente de nombreux pics satellites intenses, ce qui montre d'une part que les interfaces entre l'InP et le Q_{Al} sont parfaitement abruptes. D'autre part, la période des pics satellites permet de remonter à la période du Bragg (230 nm pour la structure de la figure I.4), et de vérifier que les épaisseurs des couches quart-d'onde qui le composent restent constantes dans toute la structure.

I.2.3.b. Caractérisations optiques.

Une mesure de réflectivité absolue, utilisant un principe de multipassage sur l'échantillon à étudier, a été effectuée à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (par C.A. Berseth) sur un échantillon de 40 paires de $\text{Q}_{\text{Al}}/\text{InP}$ (MIN 1588). Le spectre obtenu est présenté sur la figure I.5 ci-dessous.

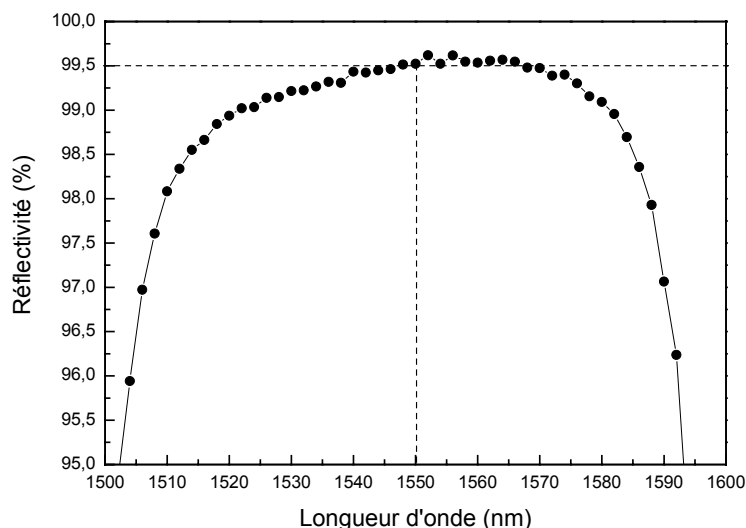


Figure I.5 : Réflectivité absolue d'un empilement de 40 paires de Q_{Al}/InP (MIN 1588).

La réflectivité mesurée à $1,55 \mu m$ est de 99,52%, ce qui est en accord avec la valeur théorique calculée pour un tel empilement sans tenir compte des éventuelles pertes par absorption (99,53%). La dissymétrie apparaissant dans la stop-band à basse longueur d'onde est peut être due à de l'absorption résiduelle dans le Q_{Al} .

Notons que ce type de mesures est délicat à mettre en œuvre, et n'a donc pas été effectué systématiquement sur les échantillons. Afin d'obtenir les caractéristiques spectrales de nos miroirs de Bragg, nous avons utilisé le FTIR disponible au laboratoire. Cet outil permet d'obtenir rapidement des spectres avec une précision de quelques % sur la valeur de la réflectivité, qui, couplés avec des simulations numériques réalisées à l'aide du logiciel Greflec (voir Annexe A), permettent d'évaluer les propriétés spectrales des miroirs. Nous présentons dans la figure I.6 ci-dessous les spectres de réflectivité obtenus au FTIR, ainsi que les simulations de réflectivité Greflec pour deux empilements de 40 paires de Q_{Al}/T_{Al} et de Q_{Al}/InP .

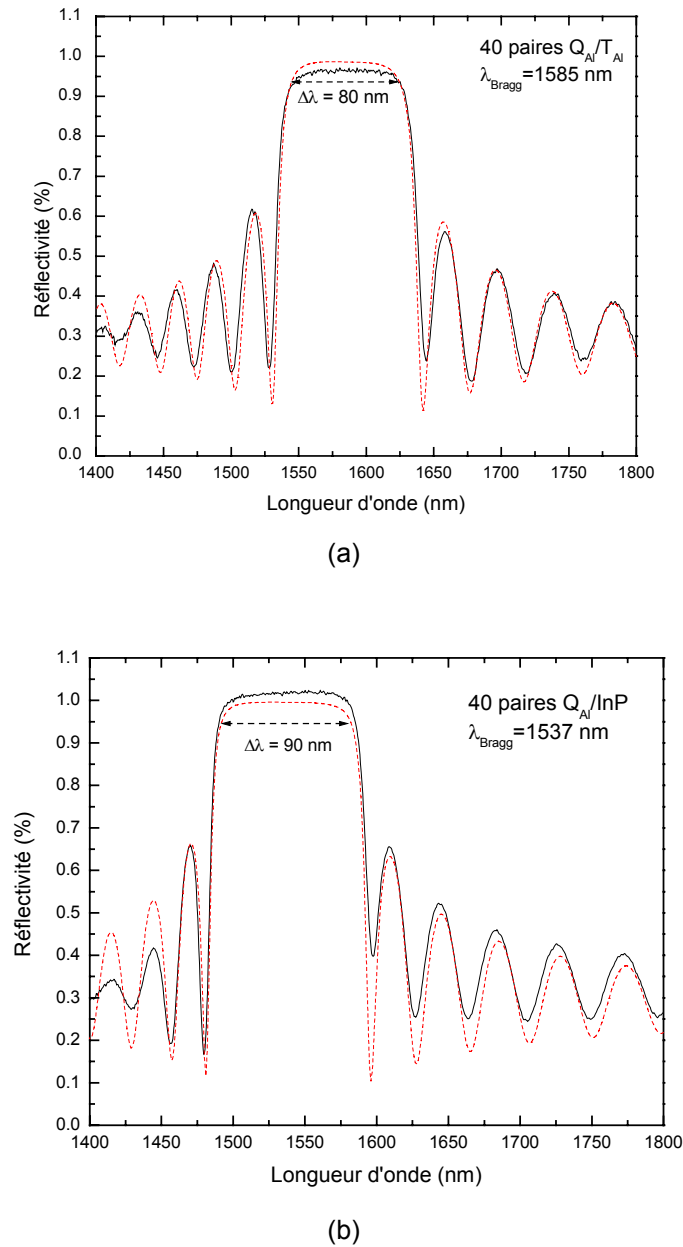


Figure I.6 : Spectres de réflectivité obtenus à l'aide du FTIR (trait plein) et calculés par Greflec (pointillés) pour un empilement de 40 paires de Q_{Al}/T_{Al} (a) et de Q_{Al}/InP (b). La largeur de la stop-band est mesurée à 5% du maximum de réflectivité. Les indices optiques employés dans Greflec ne tiennent pas compte de l'absorption.

Tout d'abord, il est à noter que la stop-band du miroir Q_{Al}/InP , mesurée à 5% du maximum de réflectivité, est plus large que celle du miroir Q_{Al}/T_{Al} (90 nm contre 80 nm), ce qui est conforme à la théorie (relation I.4). D'autre part, les spectres expérimentaux et calculés sont en bon accord, ce qui montre la bonne maîtrise des épaisseurs épitaxiées. Notons enfin que sur la figure I.6.b., la différence d'amplitude des oscillations à basse

longueur d'onde entre le spectre expérimental et le spectre calculé est due à l'absorption dans le quaternaire aluminium, qui n'a pas été prise en compte dans le calcul avec Greflec.

Les spectres obtenus à l'aide du FTIR permettent ainsi de vérifier rapidement la position spectrale du centre de la stop band des miroirs de Bragg, ce qui permet d'avoir un retour efficace sur les paramètres de croissance afin d'optimiser les empilements. D'autre part, il est ainsi possible de vérifier la qualité optique des miroirs en s'assurant que la stop-band ne présente pas de creux dus à des pertes par absorption.

I.2.4. Résistances thermiques

Nous verrons dans le chapitre suivant que l'évacuation de la chaleur dans les structures est un problème important, spécialement dans l'optique d'un fonctionnement laser en pompage continu. Or, comme nous l'avons déjà précisé plus haut, l'obtention d'une réflectivité élevée avec des matériaux à l'accord de maille sur InP nécessite la croissance de miroirs de Bragg épais. En outre, les matériaux ternaires et quaternaires présentent intrinsèquement des conductivités thermiques plus faibles que les matériaux binaires. Pour ces raisons, les miroirs que nous utilisons ont une résistance thermique beaucoup plus élevée que des miroirs de réflectivité identique à base de GaAs. Le tableau suivant présente les valeurs des résistances thermiques pour des miroirs de réflectivité 99,5% réalisés dans différents systèmes de matériaux. Ces résistances thermiques ont été calculées à l'aide du logiciel Thermsim, pour un rayon de faisceau de spot sur le miroir de **20 μm** , et à partir des valeurs des conductivités thermiques données en Annexe A.

Système de matériau	Epaisseur du miroir (μm)	Résistance thermique (K/W)
Q_P / InP	11,27	376
$\text{Q}_{\text{Al}} / \text{T}_{\text{Al}}$	10,4	859
$\text{Q}_{\text{Al}} / \text{InP}$	9,30	390
GaAs/AlAs	6,21	238

Tableau I.1 : Epaisseurs et résistance thermique calculée pour des miroirs de Bragg utilisant différents systèmes de matériaux (réflectivité 99,5 %)

Les miroirs de Bragg réalisés sur GaAs présentent donc une résistance thermique beaucoup plus faible que ceux réalisés sur InP. Pour un miroir de Bragg de réflectivité donnée, les meilleurs systèmes de matériaux sur InP du point de vue thermique sont Q_P / InP

($R_{th}=376$ K/W) et Q_{Al}/InP ($R_{th}=390$ K/W). La présence d'un matériau binaire est bénéfique du point de vue thermique.

I.2.5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce paragraphe le principe et les propriétés structurales et optiques de nos miroirs de Bragg InGaAlAs/InAlAs et InGaAlAs/InP. Nous avons mis en évidence la difficulté de réaliser ces miroirs de Bragg sur substrat d'InP du fait notamment du faible contraste d'indice entre les matériaux utilisés qui implique la réalisation de miroirs comportant un très grand nombre de paires (environ 40 pour une réflectivité $> 99,5$ %). Les analyses en MET et en diffraction de rayons X ont démontré la très bonne qualité cristalline de ces miroirs, qui se confirme également par les spectres de réflectivité. Enfin, nous avons évoqué le problème de l'évacuation thermique dans ces miroirs, dont nous verrons par la suite qu'il constitue une des difficultés majeures dans l'obtention de l'effet laser en continu des structures VECSELs.

I.3. La cavité semiconductrice à puits quantiques

Nous allons maintenant nous intéresser à la conception et à la caractérisation de la cavité à puits quantiques qui joue le rôle de couche active dans la structure laser complète. Nous présenterons d'abord les propriétés d'émission des puits quantiques que nous avons utilisés, puis nous présenterons la cavité semiconductrice dans laquelle sont insérés ces puits quantiques.

I.3.1. Les puits quantiques

I.3.1.a. Systèmes de matériaux utilisés

Nous avons utilisé deux types de couples de matériaux puits-barrières accordés sur InP : des puits d'InGaAs insérés dans des barrières d'InP et des puits d'InGaAs insérés dans des barrières de Q_P ($\lambda_g=1,2 \mu\text{m}$). Les schémas de bande de ces deux couples puits-barrières sont présentés sur la figure I.7.

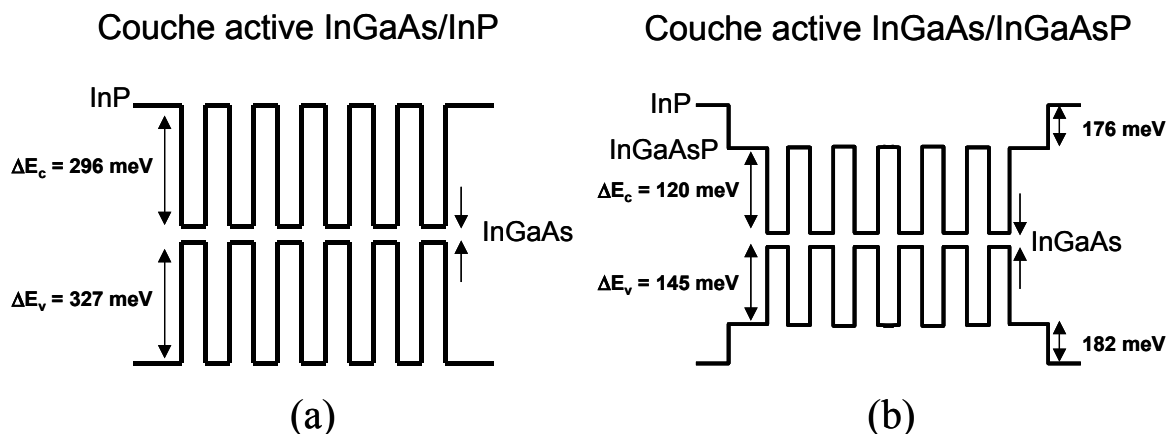


Figure I.7 : Schémas de bandes d'une hétérostructure à 6 puits quantiques InGaAs/InP (a), et InGaAs/Q_P ($\lambda_g=1,2 \mu\text{m}$) (b).

Ces puits quantiques sont conçus pour émettre autour de $1,55 \mu\text{m}$ à température ambiante. Comme nous le verrons dans la suite, dans la couche active InGaAs/InP, la longueur d'onde de pompe n'est absorbée que dans les puits quantiques, alors que dans la couche active InGaAs/Q_P elle est également absorbée dans les barrières. Ceci permet d'augmenter le rendement d'absorption des structures. D'autre part, l'énergie de confinement des porteurs est plus faible dans le cas InGaAs/Q_P.

I.3.1.b. Caractérisations optiques

Afin de caractériser les propriétés d'émission des puits quantiques, des couches actives contenant plusieurs puits quantiques insérés dans les deux types de barrières présentés ci-dessus ont été réalisées directement sur substrat d'InP. Ces structures ont été étudiées en photoluminescence et en photoluminescence résolue en temps. Des mesures d'absorption ont également été réalisées.

-- Caractérisation de la qualité optique des puits quantiques --

La figure I.8 ci dessous présente les spectres de PL à température ambiante, sous faible excitation, de deux couches actives InGaAs/InP et InGaAs/Q_P. Le laser utilisé pour cette mesure est un Nd : YVO₄ doublé intracavité, émettant à 532 nm.

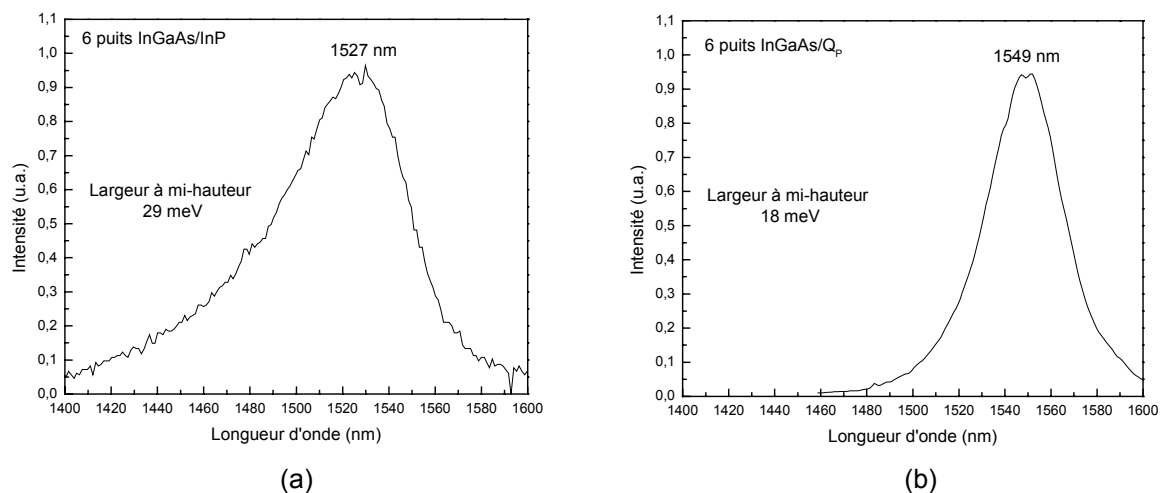


Figure I.8 : Spectres de PL à température ambiante de deux couches actives InGaAs/InP (a) et InGaAs/Q_P (b), relevés à faible excitation.

Les largeurs à mi-hauteur de la photoluminescence de ces couches actives sont faibles, ce qui montre la bonne qualité des puits quantiques, et en particulier des interfaces entre puits et barrière. Il est à noter d'autre part que la largeur à mi-hauteur de la PL est plus grande pour le système InGaAs/InP (29 meV) que pour le système InGaAs/Q_P (18 meV), ce qui semble indiquer que ce dernier est de meilleure qualité structurale (interfaces plus abruptes).

Afin de préciser ces caractérisations, des mesures de photoluminescence résolue en temps sur des couches actives contenant 6 puits quantiques insérés dans des barrières

d'InP ou de Q_P ont été réalisées (B. Sermage). Ces mesures ont été effectuées à température ambiante sous très faible puissance d'excitation, afin de mesurer la durée de vie non-radiative (τ_{nr}) des porteurs dans les puits quantiques. Le laser excitateur utilisé est un Ti :Saphir à modes bloqués accordable entre 750 et 850 nm environ, pompé par un laser Argon. Ce laser délivre des impulsions d'une durée de 2 ps (résolution de l'expérience) à une période de répétition de 12,5 ns. La photoluminescence émise est dispersée spectralement dans un monochromateur et détectée à l'aide d'une caméra à balayage de fente permettant la résolution temporelle du signal. Le déclin de la photoluminescence des puits quantiques est présenté sur la figure I.9.

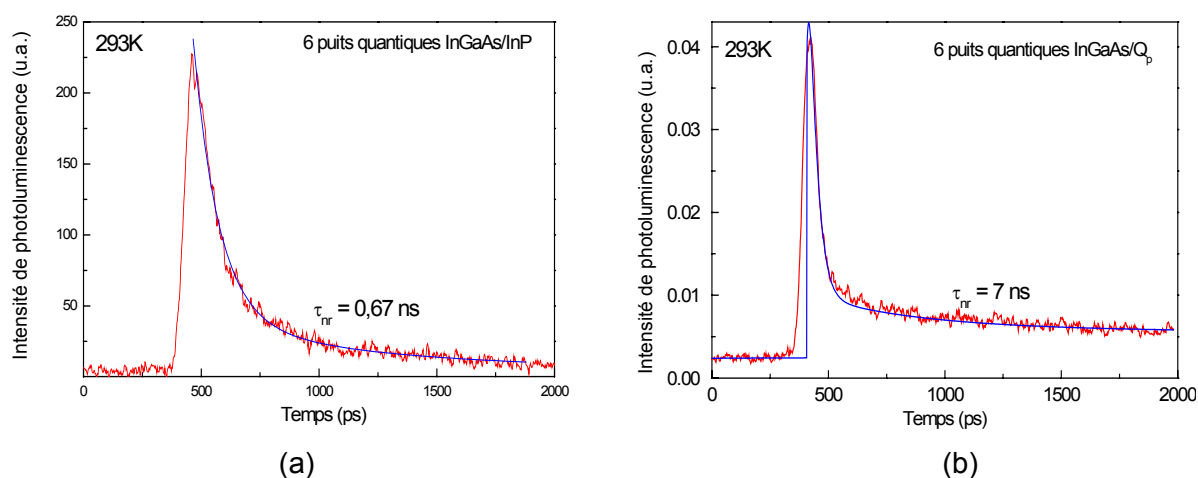


Figure I.9 : Déclin de la photoluminescence en fonction du temps pour une couche active InGaAs/InP (a) et une couche active InGaAs/Q_P. La mesure a été réalisée sous très faible excitation à température ambiante.

Le déclin de la photoluminescence a été ajusté par deux exponentielles décroissantes. Les durées non-radiatives sont données par la partie lentement décroissante des courbes, le déclin rapide observé juste après l'impulsion du laser excitateur étant probablement lié à l'échappement thermique des porteurs hors des puits. Les durées de vie non radiatives ainsi mesurées sont d'environ 670 ps pour la couche active InGaAs/InP, et 7 ns pour la couche active InGaAs/Q_P. La probabilité de recombinaison non-radiative des porteurs (proportionnelle à l'inverse de τ_{nr} , voir partie 1 chapitre I) est donc environ dix fois plus forte pour les puits quantiques InGaAs/InP que pour les puits quantiques InGaAs/Q_P. Ceci est consistant avec les mesures de photoluminescence présentées ci-dessus (largeur à mi-hauteur de la PL plus forte dans le cas des puits InGaAs/InP), et semble indiquer de meilleures propriétés d'émission pour le système InGaAs/Q_P.

-- Effet de la température sur la photoluminescence des puits quantiques --

Lors du fonctionnement laser en pompage continu, l'absorption de la pompe conduit à un échauffement de la couche active. Cet échauffement produit un décalage de l'émission des puits vers les grandes longueurs d'onde, ce qui peut être préjudiciable au bon fonctionnement de l'OP-VECSEL, lorsque le maximum du gain des puits quantiques n'est plus accordé avec le maximum de réflectivité du miroir de Bragg. Afin d'estimer la dérive spectrale de la photoluminescence des puits quantiques en fonction de la température, nous avons relevé des spectres de PL à faible puissance d'excitation et à différentes températures (figure I.10) pour une couche active contenant des puits InGaAs/Q_P (couche active de l'échantillon MIN1753).

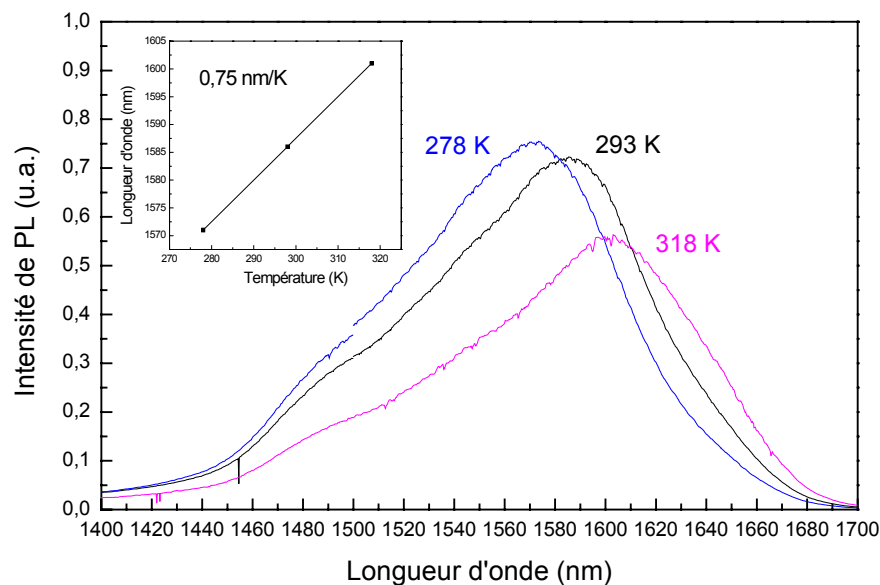


Figure I.10 : Variation de la photoluminescence en fonction de la température, pour une couche active contenant 8 puits de InGaAs/Q_P (couche active de l'échantillon MIN1753).

Comme le montre la figure I.10, une augmentation de température de la structure de 40°C conduit à un décalage du maximum de l'émission d'environ 30 nm vers les grandes longueurs d'onde, valeur attendue pour ce type de puits quantiques [12]. D'autre part, l'émission semble se dégrader lorsque la température augmente.

Le décalage spectral de la photoluminescence des puits quantiques avec la température est de 0,75 nm/K vers les grandes longueurs d'ondes.

-- Mesures d'absorption dans les puits quantiques --

Des mesures d'absorptions ont également été réalisées à l'Institut d'Electronique Fondamentale d'Orsay (avec S. Sauvage) sur les deux types de couches actives décrites ci-dessus. Ces mesures d'absorption s'effectuent en mesurant la transmission de l'échantillon poli face arrière à l'aide d'un FTIR, et en la comparant à la transmission d'un substrat de référence d'InP, également poli face arrière. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure I.11. Les couches actives étudiées contiennent respectivement 50 puits d'InGaAs/InP et 10 puits d'InGaAs/Q_p. Les absorptions (données en μm^{-1}) sont normalisées à l'épaisseur totale des couches actives, et correspondent donc à un matériau moyen puits+barrières.

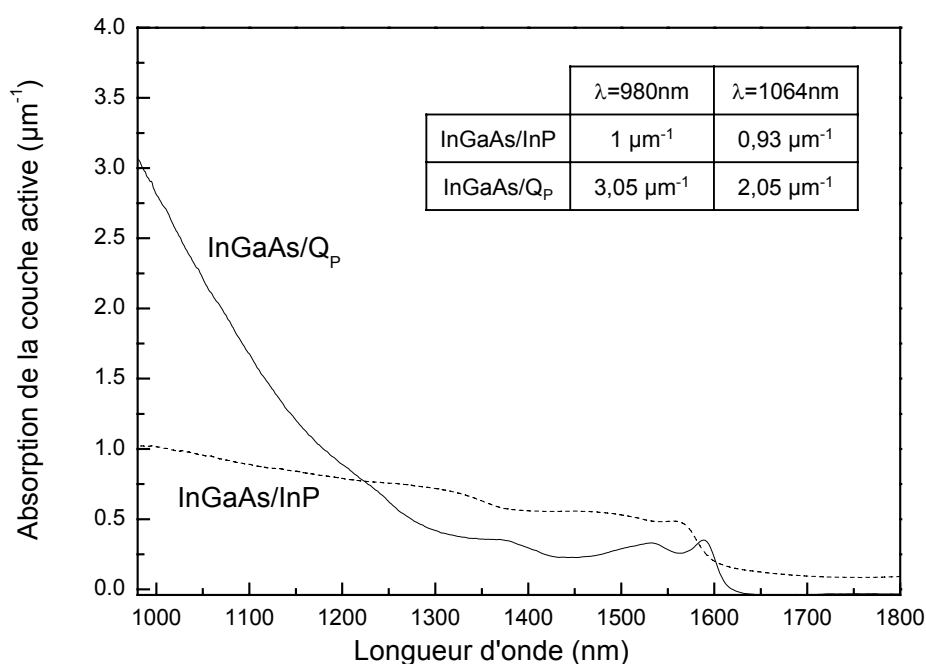


Figure I.11 : Spectres d'absorption d'une couche active InGaAs/InP (pointillés) et d'une couche active InGaAs/Q_p (trait plein). Le tableau donne les coefficients d'absorption de ces couches actives à 980 nm et à 1064 nm.

Le pic excitonique est mieux résolu dans le cas des puits InGaAs/Q_p, ce qui suggère encore une meilleure qualité de ces structures. D'autre part, l'absorption aux longueurs d'onde de pompe utilisées dans la suite de ce travail (Nd :YAG, 1064 nm et Ti :Saphir, 980 nm) est trois fois plus élevée avec les puits InGaAs/Q_p, du fait des barrières de Q_p. Ceci permet une amélioration de l'efficacité du pompage optique par rapport aux puits InGaAs/InP.

I.3.2. La cavité semiconductrice

Les puits quantiques sont placés dans une couche active semiconductrice. Dans le composant final, cette couche active est entourée d'un miroir de Bragg (réflectivité $\sim 100\%$) et d'une interface air/semiconducteur (réflectivité $\sim 30\%$), et constitue donc une cavité Fabry-Perot de faible finesse. Lors d'une excitation optique, il s'établit dans cette cavité un régime d'onde stationnaire à la longueur d'onde d'émission λ des puits quantiques. Il est nécessaire, pour maximiser le gain modal de la demi-structure, de positionner les puits quantiques aux ventres de cette onde stationnaire (voir partie 1, chapitre I) et donc de bien maîtriser l'épaisseur de la couche active lors de la croissance. Dans toutes les demi-structures étudiées dans la suite de ce travail les puits quantiques sont positionnés aux maxima du champ intracavité. D'autre part, dans l'objectif d'un fonctionnement en pompage optique, l'efficacité de l'absorption du faisceau de pompe doit être prise en compte. Nous avons utilisé deux types de cavité :

- Les cavités de type A ont une épaisseur optique λ et contiennent 6 puits quantiques d'InGaAs/InP placés au maximum du champ intracavité. Ces cavités n'ont pas été optimisées pour le pompage optique.
- Les cavités de type B ont une épaisseur optique multiple de $\lambda/2$ (cavité résonante) et contiennent des puits quantiques InGaAs/Q_P répartis en trois groupes sur des maxima du champ intracavité. Ces cavités possèdent également des barrières épaisses de Q_P absorbantes aux longueurs d'onde de pompe utilisées.

-- Description des cavités --

Les deux types de cavité sont présentés sur la figure I.12. Nous avons également tracé sur ces figures le champ intracavité à la longueur d'onde de fonctionnement du laser ($1,5 \mu\text{m}$), ainsi que le profil d'intensité du faisceau de pompe dans la cavité. Ce profil a été calculé pour une longueur d'onde de pompe de 980 nm (laser Ti :Saphir) utilisée pour le pompage en continu des OP-VECSELs. Pour ce faire, nous avons utilisé un coefficient d'absorption de $1,54 \mu\text{m}^{-1}$ pour les barrières épaisses en Q_P et les valeurs d'absorption des deux types de puits quantiques présentées dans le paragraphe précédent (figure I.11).

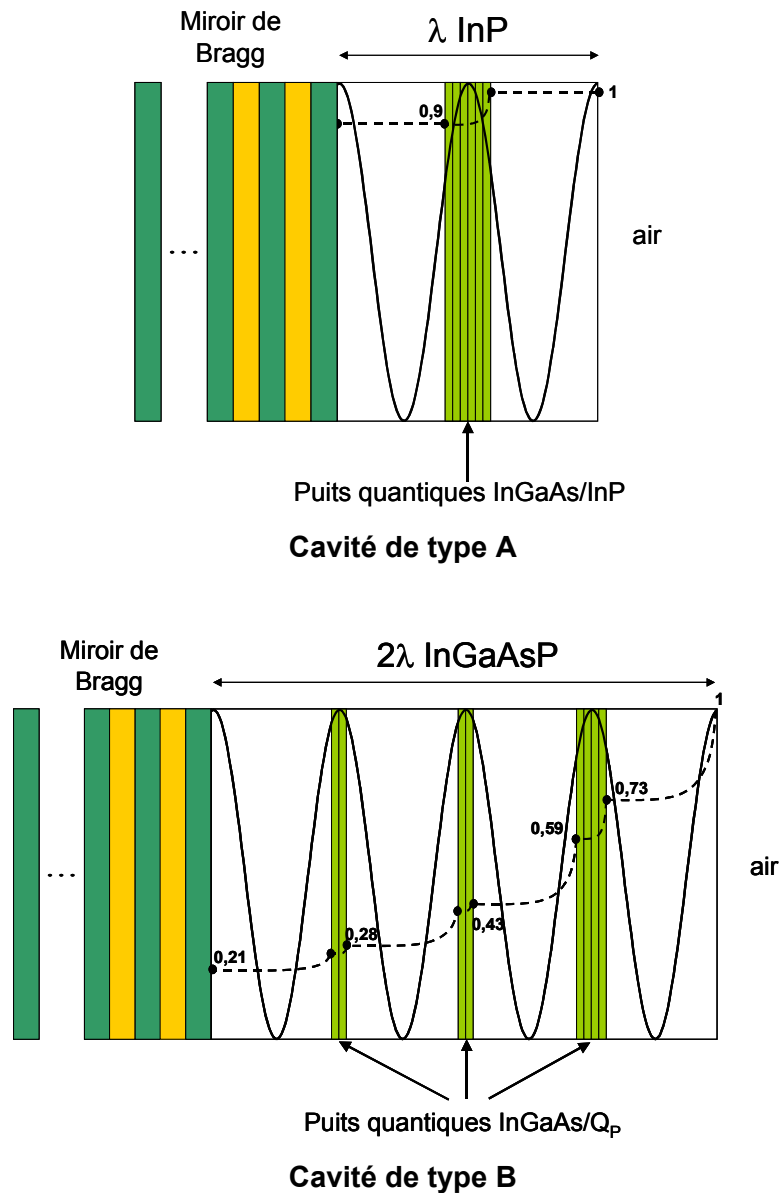


Figure I.12 : Schémas des cavités de types A et B, avec la répartition de l'intensité du champ intracavité et le profil d'intensité du faisceau de pompe ($\lambda = 980$ nm), en négligeant l'effet des réflexions multiples sur le faisceau de pompe, pour simplifier la figure.

Dans la cavité de type A, seuls les puits quantiques absorbent à 980 nm. Ainsi seuls 10% du faisceau de pompe sont absorbés. Les puissances de pompe nécessaires pour atteindre le seuil laser dans des OP-VECSELS basés sur ce type de cavité seront donc très élevées. Par ailleurs, le rayonnement de pompe non absorbé pourra, selon le type de matériaux utilisés pour le miroir de Bragg, être absorbé par celui-ci et conduire à un échauffement supplémentaire de la structure.

La cavité de type B présentée sur la figure I.12 est une cavité d'épaisseur optique 2λ contenant 3 groupes de puits quantiques séparés par des barrières épaisses de Q_P . Le groupe le plus proche de la surface comporte 4 puits quantiques, et les deux autres groupes 2 puits quantiques. L'utilisation du Q_P , absorbant à 980 nm, permet d'obtenir une absorption du faisceau de pompe d'environ 80%, bien meilleure que dans le cas des cavités de type A. Par ailleurs, la répartition non symétrique des puits quantiques est adaptée au profil d'intensité de la pompe dans la cavité : le nombre de puits quantiques est le plus important là où l'intensité de pompe est la plus grande. Ceci doit permettre, en régime de fonctionnement laser, d'obtenir l'inversion de population dans tous les puits quantiques. Ceci est important, car un puits quantique pour lequel la transparence n'est pas atteinte absorbe à la longueur d'onde de fonctionnement du laser, et génère ainsi des pertes optiques. Nous avons étudié différents composants basés sur des cavités de type B avec différentes répartitions des puits. Ces structures sont décrites dans le tableau I.2 du paragraphe I.4.2.

I.4. Les demi-structures.

Nous décrivons dans ce paragraphe les points importants pour la réalisation de demi-structures optimales en vue de l'obtention de l'effet laser en pompage continu. Un tableau des structures étudiées dans la suite de ce manuscrit est également présenté.

I.4.1. Optimisation des demi-structures

Deux points importants sont à considérer pour obtenir des demi-structures adaptées au pompage optique continu : d'une part, l'adéquation spectrale entre le gain des puits quantiques, la résonance de la cavité semiconductrice de faible finesse, et le maximum de réflectivité du miroir de Bragg [13], et d'autre part, l'optimisation de la résistance thermique des structures.

I.4.1.a. Ajustement spectral des éléments de la demi-structure

Un fonctionnement optimal de l'OP-VECSEL nécessite d'accorder spectralement le maximum du gain des puits quantiques (λ_{PQ}) avec le maximum de réflectivité du miroir de Bragg (λ_B) et la résonance ($\lambda_{cav,sc}$) de la microcavité Fabry-Perot semiconductrice de faible finesse formée par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconducteur. Considérons tout d'abord le cas des VCSELs à microcavité. Ces composants sont monomodes, et la longueur d'onde de l'émission laser est fixée par la résonance de la microcavité $\lambda_{cav,sc}$. La largeur spectrale de cette résonance est particulièrement faible, du fait de la forte réflectivité des miroirs utilisés pour ce type de composants.

- Si λ_{PQ} est différent de $\lambda_{cav,sc}$, alors l'amplification de l'onde dans la cavité n'est pas optimale : la longueur d'onde de fonctionnement du laser ne correspond pas à la longueur d'onde du maximum du gain des puits quantiques.
- Si λ_B est différent de $\lambda_{cav,sc}$, alors la longueur d'onde de fonctionnement du laser n'est pas la longueur d'onde pour laquelle la réflectivité du miroir de Bragg est la plus forte. Ceci induit des pertes optiques supplémentaires dans le mode qui lase

Considérons maintenant le cas des OP-VECSELs. La taille de la cavité optique de ces composants, formée par le miroir de Bragg et le miroir diélectrique externe, peut varier de quelques millimètres à quelques dizaines de centimètres. Elle est donc largement multimode longitudinale. La longueur d'onde de fonctionnement de ce type de composants est celle du mode optique pour lequel le gain modal net, donné par la formule 1 ci-dessous, est le plus fort :

$$g_{\text{mod}}(\lambda) = \Gamma \cdot g_{\text{PQ}}(\lambda) - \alpha_m(\lambda)$$

où $g_{\text{mod}}(\lambda)$ est le gain modal optique net, Γ est le facteur de confinement (fraction de l'intensité de l'onde stationnaire qui se recouvre spatialement avec les puits quantiques dans la cavité semiconductrice, voir partie 1 chapitre laser), $g_{\text{PQ}}(\lambda)$ est le gain optique des puits quantiques et $\alpha_m(\lambda)$ le terme de pertes optiques du miroir de Bragg.

Si les puits quantiques sont placés aux ventres du champ intracavité, ce qui est le cas pour toutes les structures étudiées dans ce manuscrit, alors Γ est maximal à la longueur d'onde de résonance de la microcavité de faible finesse formée par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconducteur (réflectivité d'environ 30%). Il est important, afin d'obtenir une amplification maximale de l'onde laser (i.e. de maximiser $g_{\text{mod}}(\lambda)$), que cette longueur d'onde soit égale à la longueur d'onde du maximum du gain optique des puits quantiques ainsi qu'à la longueur d'onde pour laquelle la réflectivité du miroir de Bragg est la plus forte. Ces contraintes sont cependant moins critiques dans le cas des OP-VECSELs que dans le cas des VCSELs à microcavité, étant donnée la relativement grande largeur spectrale de la résonance de la microcavité de faible finesse formée par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconducteur.

-- Spectre de réflectivité d'un demi-VCSEL --

Le spectre expérimental de réflectivité de l'échantillon MIN1489, mesurée au FTIR, est présenté sur la figure I.13 ci-dessous, ainsi que le spectre de photoluminescence de la couche active associée (c'est à dire une couche active exactement identique à celle du ½ VCSEL mais sans miroir de Bragg). La structure de cet échantillon est décrite dans le tableau I.2 à la fin de ce chapitre.

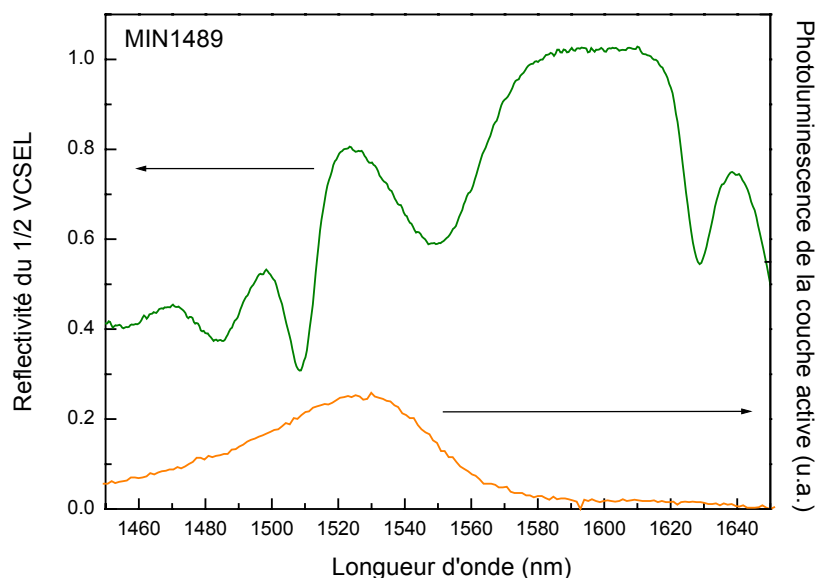


Figure I.13 : Spectre de réflectivité du MIN1489 et spectre de photoluminescence de la couche active associée (sans miroir de Bragg).

Comme le montre cette figure, le spectre de réflectivité d'un demi-VCSEL présente un creux dans la stop-band du miroir de Bragg. Ce creux reflète l'absorption des puits quantiques, amplifiée par la cavité Fabry-Perot semiconductrice résiduelle formée par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconducteur. La longueur d'onde de l'émission des puits quantiques est donnée par le spectre de photoluminescence de la couche active associée à la structure.

Lors de la croissance épitaxiale, il est délicat de maîtriser parfaitement l'épaisseur des différentes couches, et d'atteindre précisément les épaisseurs visées. D'autre part, selon le point étudié sur la plaque épitaxiée, le miroir de Bragg n'est pas exactement centré à la même longueur d'onde. En effet, la vitesse de croissance varie légèrement selon la position sur le substrat, ce qui conduit à des variations d'épaisseurs entre le centre et le bord de la plaque, et par conséquent à une dispersion des longueurs d'onde de Bragg sur l'échantillon. Cet effet est beaucoup moins important au niveau des puits quantiques, puisque les épaisseurs déposées sont beaucoup plus faibles. La conséquence de cette variation de λ_B est que selon la zone de la plaque étudiée, l'ajustement spectral des paramètres sera plus ou moins bon, et pourra différer des valeurs initialement visées. Il est donc nécessaire de pouvoir disposer d'un critère expérimental permettant de caractériser l'adéquation entre les positions spectrales du centre de la stop-band du miroir de Bragg, du maximum du gain des puits quantiques, et de la résonance de la microcavité Fabry-Perot résiduelle. Nous allons maintenant voir quelles informations peuvent être retirées de l'analyse des spectres de réflectivité des $\frac{1}{2}$ VCSELs.

-- Modélisation de la réflectivité des demi-structures --

Afin de visualiser l'impact sur le spectre de réflectivité du décalage de $\lambda_{\text{cav,sc}}$ et de λ_{PQ} par rapport à λ_{B} , nous avons utilisé le logiciel GReflec. Nous avons ainsi simulé la réflectivité de trois demi-structures comportant un miroir de Bragg centré à la longueur d'onde de travail λ (1550 nm), et 6 puits quantiques InGaAs/InP placés au centre d'une cavité d'InP d'épaisseur optique 1520, 1550 et 1570 nm. Pour chacune de ces trois structures, nous avons également fait varier la longueur d'onde de la transition fondamentale des puits quantiques, afin de simuler l'effet de la position spectrale des puits sur le spectre de réflectivité de la structure. Les résultats sont présentés sur la figure I.14 ci-dessous.

En comparant ces trois spectres, on peut distinguer deux cas de figure :

- Lorsque le spectre d'absorption est décalé vers les basses longueurs d'ondes par rapport à la position de $\lambda_{\text{cav,sc}}$, le creux de réflectivité dans la stop-band du miroir est peu profond, et dépend de la position de l'absorption.
- Lorsque le spectre d'absorption est à la même longueur d'onde ou à plus grande longueur d'onde que la position de $\lambda_{\text{cav,sc}}$, le creux de réflectivité dans la stop-band du miroir est plus profond, et est centré à longueur d'onde de résonance de la cavité Fabry-Perot semiconductrice résiduelle.

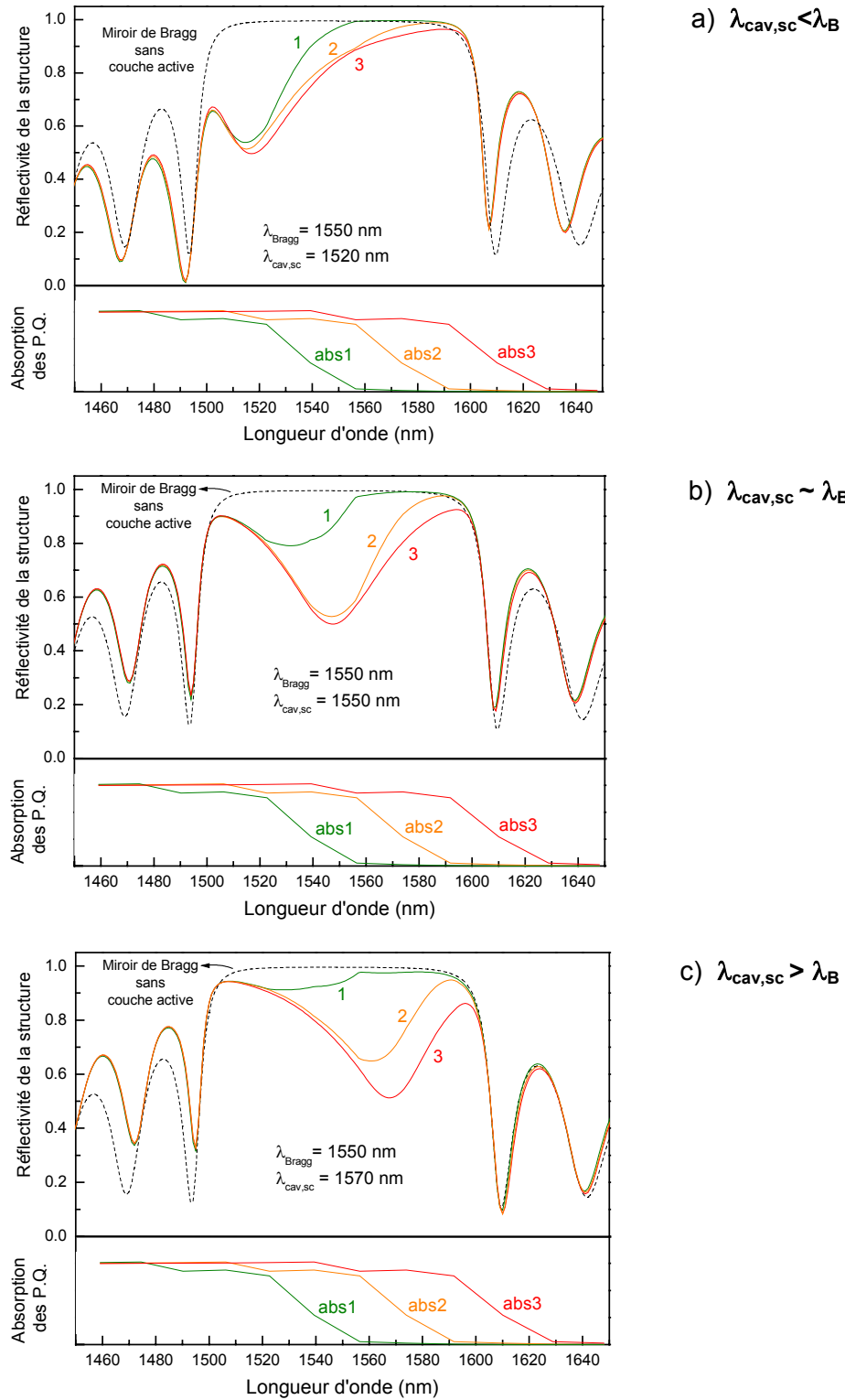


Figure I.14 : Spectres de réflectivité calculés pour trois structures comportant un miroir de Bragg centré à 1550 nm, des puits quantiques émettant à $\lambda_{\text{PQ}}=1523$ nm (abs1, spectres 1) ; $\lambda_{\text{PQ}}=1556$ nm (abs2, spectres 2) et $\lambda_{\text{PQ}}=1592$ nm (abs3, spectres 3), et une cavité semiconductrice résonante à a : 1520 nm ; b : 1550 nm et c : 1570 nm environ. La courbe en pointillés correspond à la réflectivité calculée du miroir de Bragg seul.

A partir des spectres de réflectivité des demi-structures, associés aux spectres de photoluminescence de leur couche active, il est donc possible d'avoir une idée du bon ajustement spectral des paramètres de l'échantillon au point considéré de la plaque épitaxiée. Comme nous le verrons dans le chapitre II, un mauvais ajustement spectral de ces différents éléments peut entraîner une augmentation du seuil laser des structures, et même éventuellement l'absence d'effet laser.

En fonction du type de pompage, pulsé ou continu, le design des structures doit par ailleurs être différent. En effet, en pompage continu, l'absorption de la pompe conduit à un échauffement de la couche active, et donc à un décalage du gain vers les grandes longueurs d'ondes (0,75 nm/K environ). Dans l'optique d'un pompage continu de la structure, il est par conséquent nécessaire d'anticiper cette dérive en plaçant le gain à plus basse longueur d'onde que la longueur d'onde de fonctionnement visée. Un décalage de 20 nm permettra par exemple d'anticiper un échauffement de 27°C, ce qui est l'ordre de grandeur de ce qui a été observé en pompage continu (chapitre II, paragraphe 4). Il est par ailleurs nécessaire de réduire la résistance thermique de la structure, afin de limiter cette dérive du gain et d'obtenir une émission laser optimale. C'est l'objet du paragraphe suivant.

I.4.1.b. Amélioration de la résistance thermique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent concernant les miroirs de Bragg, les matériaux à l'accord de maille sur InP ont une faible conductivité thermique, et les miroirs de Bragg que nous utilisons ont donc une résistance thermique élevée. Afin de diminuer la résistance thermique de nos structures, nous avons déposé sur certaines d'entre elles une couche épaisse d'InP en surface. Ceci permet d'évacuer plus efficacement la chaleur créée par l'absorption de la pompe dans les barrières absorbantes et dans les puits quantiques. Nous traçons dans la figure I.15 ci-dessous la variation théorique de résistance thermique d'une structure composée d'un miroir de 40 paires de T_{Al}/Q_{Al} , et d'une cavité Q_p d'épaisseur optique 2λ contenant 8 puits quantiques d'InGaAs, lorsque l'épaisseur d'InP déposée en surface varie. Ces calculs ont été réalisés à l'aide du logiciel Thermsim, pour deux rayons de faisceau de pompe sur la structure. Nous avons utilisé les valeurs des conductivités thermiques données en annexe A, et pris en compte une absorption de 80% du faisceau de pompe dans la cavité.

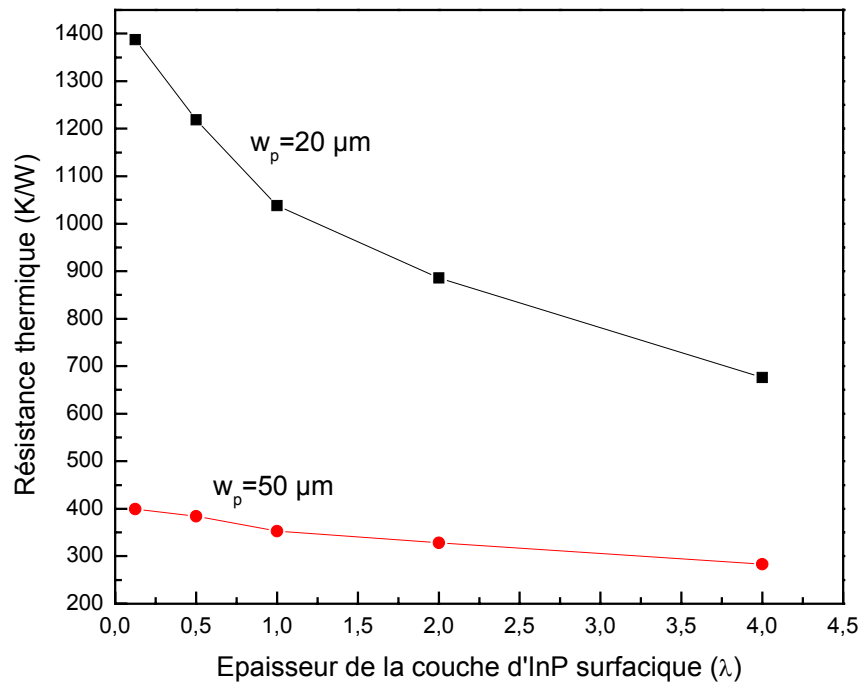


Figure I.15 : Variation de la résistance thermique théorique d'une structure en fonction de l'épaisseur de la couche d'InP en surface, pour des rayons w_p de faisceau de pompe de 20 et 50 μm .

Cette figure montre que la résistance thermique des structures diminue lorsque l'épaisseur de la couche d'InP déposée en surface augmente. Ceci illustre le rôle de dissipateur thermique de cette couche d'InP. Notons en outre que sans couche d'InP, la résistance thermique de la structure chute d'un facteur 3,5 lorsque l'on passe de 20 μm à 50 μm de rayon de faisceau de pompe. Avec une couche d'InP d'épaisseur 4λ en revanche, cette diminution n'est que d'un facteur 2. La présence de cette couche d'InP permet donc une réduction plus importante de la résistance thermique de la structure dans le cas des petits spots de pompe. En effet, lorsque la taille des spots est grande par rapport à l'épaisseur des couches, le flux de chaleur créé par la pompe est essentiellement perpendiculaire aux couches, et l'évacuation de la chaleur en surface est alors moins efficace. Au contraire, dans le cas des petits spots la source de chaleur peut être considérée comme ponctuelle, et le rôle de radiateur thermique joué par la surface du composant est alors important.

Remarque : Il est également possible de coller (par exemple par capillarité avec du méthanol [14]) à la surface de l'échantillon une plaque de SiC, qui possède une très bonne conductivité thermique ($> 4 \text{ W/K.cm}$), et qui est transparent dans la plage spectrale considérée [15].

Dans ce travail de thèse, afin de travailler avec de faibles puissances de pompe au seuil, nous nous sommes servis de spots relativement petits (20 μm environ), ce qui nous a permis de bénéficier de cet effet. Cependant, comme nous le verrons dans la suite, notre objectif est de pouvoir travailler avec des spots plus gros sur l'échantillon. Or, pour une structure donnée, même si la résistance thermique chute d'un facteur 3,5 lorsque l'on passe de 20 à 50 μm de rayon de faisceau de pompe, la puissance au seuil augmente d'un facteur supérieur à 6. **La puissance thermique à dissiper dans une structure donnée est donc presque 2 fois plus élevée pour un spot de rayon 50 μm que pour un spot de rayon 20 μm .** Nous verrons au chapitre II qu'il est alors nécessaire de réduire la résistance thermique des structures par d'autres moyens pour obtenir l'effet laser en continu avec ces tailles de spot de pompe.

I.4.2. Les structures étudiées

Tous les échantillons étudiés possèdent des cavités semiconductrices d'épaisseur multiple de $\lambda/2$, afin de travailler avec des structures résonnantes. Dans le cas où une couche épaisse d'InP est présente en surface, son épaisseur est prise en compte dans la cavité.

		Miroir de Bragg	Nombre de puits (en partant du Bragg)	Epaisseur d'InP en surface
Type A puits InGaAs Barrières InP	MIN1467	$40xQ_{Al}/T_{Al}$	6	
	MIN1489	$40xQ_{Al}/\text{InP}$	6	
Type B puits InGaAs Barrières +confinement Q_P	MIN 1661	$40xQ_{Al}/\text{InP}$	4-4-4	$\lambda/8$
	MIN 1709	$35xQ_{Al}/\text{InP}$	2-2-4	$\lambda/8$
	MIN 1753	$40xQ_{Al}/T_{Al}$	2-2-4	$\lambda/8$
	MIN 1756	$40xQ_{Al}/T_{Al}$	2-2-4	$\lambda/2$
	MIN 1757	$40xQ_{Al}/T_{Al}$	3-3-3	$\lambda/4$
	MIN 1770	$40xQ_{Al}/T_{Al}$	2-2-4	2λ
	MIN 1771	$40xQ_{Al}/T_{Al}$	3-3-6	$\lambda/2$
Puits contraints- compensés Q_P	KTH 6680	$48xQ_P/\text{InP}$	2-2-2	$2.25\lambda+0.75\lambda$ (côté Bragg)

Tableau I.2 : Description de la composition des échantillons présentés dans ce manuscrit.

Le tableau ci-dessus décrit tous les échantillons présentés dans ce manuscrit. Tous ont été réalisés au laboratoire, à part le KTH 6680 qui a été épitaxié à la KTH de Stockholm. Il diffère des autres par son miroir de Bragg de 48 paires de $\text{Q}_\text{P}/\text{InP}$, et par la présence de puits contraints-compensés de Q_P dans la couche active, et par la présence d'un dépôt diélectrique antireflet en surface. Il possède d'autre part une couche épaisse d' InP du côté du Bragg.

I.5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents éléments constituant nos échantillons, ainsi que les méthodes de caractérisation permettant l'optimisation des structures. Nous avons précisé le principe de fonctionnement des miroirs de Bragg, et présenté les systèmes de matériaux utilisés pour leur réalisation. Dans le cas du couple Q_{Al}/T_{Al} ($\Delta n = 0,293$), comme dans celui du couple Q_{Al}/InP ($\Delta n = 0,329$), le nombre de paires à empiler est très élevé (au moins 40, contre moins de 25 dans le cas du couple GaAs/AlAs) pour obtenir une réflectivité supérieure à 99,5%. Nous avons par ailleurs mis en évidence la forte résistance thermique des miroirs de Bragg réalisés sur InP.

Nous avons également présenté et étudié les propriétés structurales et optiques des couches actives InGaAs/InP et Q_p/InP utilisées dans les OP-VECSELs, et proposé une couche active optimale du point de vue de l'absorption du faisceau de pompe. Enfin, l'importance cruciale de l'accord spectral entre le maximum du gain des puits quantiques, le maximum de réflectivité du miroir de Bragg, et la résonance de la microcavité semiconductrice résiduelle a été mise en évidence.

Il est important de noter que ces caractérisations, effectuées tout au long du travail de thèse en parallèle avec les caractérisations laser, constituent une étape indispensable pour la compréhension et l'amélioration progressive du fonctionnement des $\frac{1}{2}$ VCSELs.

Nous allons maintenant aborder la caractérisation de ces structures en fonctionnement laser, sous pompage optique pulsé puis continu.

Chapitre II.

Etude de l'effet Laser

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les structures étudiées sont constituées d'un milieu à gain contenant des puits quantiques, et d'un miroir de Bragg arrière. Afin d'obtenir l'effet laser, la cavité est complétée en ajoutant un ou plusieurs miroirs supplémentaires pour former un résonateur optique. L'épaisseur du milieu actif étant faible, de quelques longueurs d'onde, le gain par passage est faible. Il faut donc un nombre important d'aller-retour dans la cavité afin d'obtenir la construction du signal laser. Cela revient à dire que les miroirs utilisés doivent présenter une très haute réflectivité. Dans un premier temps, pour limiter les pertes et simplifier la caractérisation laser (étude du seuil, des caractéristiques spectrales, de la sensibilité thermique, des puissances émises ...) des structures, nous nous sommes placés dans le cas d'un résonateur plan-concave, le miroir plan étant le miroir de Bragg et le miroir concave un miroir diélectrique commercial de haute réflectivité. Par la suite (partie 3), afin d'anticiper l'insertion du SESAM dans la cavité, nous avons étudié différentes configurations de résonateurs optiques à 3 miroirs et plus.

Après avoir rappelé quelques relations générales sur les résonateurs optiques à deux miroirs, nous présenterons le montage expérimental et les résultats laser obtenus en pompage pulsé. Nous montrerons ensuite comment nous avons pu obtenir l'effet laser sous pompage optique continu avec nos structures. Les problèmes thermiques inhérents aux matériaux que nous utilisons seront étudiés expérimentalement et modélisés. Enfin, nous proposerons de nouvelles structures susceptibles de présenter de meilleures propriétés thermiques et donc d'améliorer le fonctionnement laser en continu pour l'application au blocage de modes.

II.1. Résonateur optique à deux miroirs.

Nous présentons dans ce paragraphe quelques considérations théoriques concernant la stabilité des résonateurs optiques à deux miroirs. Ces considérations seront utiles dans la mise en œuvre des montages expérimentaux présentés dans la suite de ce chapitre. Elles sont pour la plupart issues de la référence [16]

II.1.1 Formalisme de l'onde sphérido-gaussienne

L'onde lumineuse se propageant dans une cavité laser peut être décrite en utilisant le formalisme des faisceaux gaussiens, qui est une généralisation de l'onde sphérique dans le cadre de l'approximation paraxiale. En tout plan, une onde sphérido-gaussienne a un profil d'intensité gaussien, et un front d'onde sphérique. L'évolution d'un faisceau gaussien au cours de sa propagation suivant un axe z est représentée schématiquement sur la figure II.1 ci-dessous.

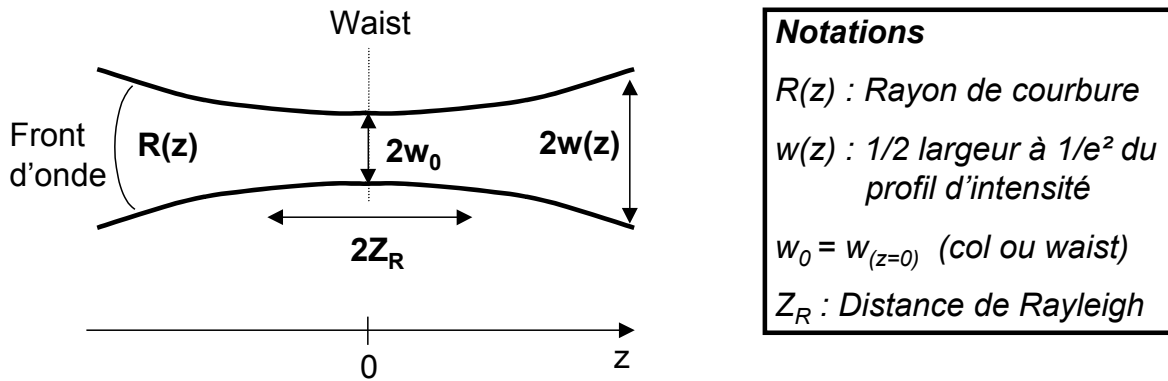


Figure II.1 : Représentation schématique d'une onde sphérido-gaussienne.

En une abscisse z , la demi largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité de l'onde est notée $w(z)$, et son rayon de courbure $R(z)$. Le profil d'intensité de l'onde est alors donné par la relation :

$$I(r, z) = I_0(z) \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (\text{II.1})$$

Le point d'étranglement en $z=0$ est appelé waist (ou col en français) du faisceau, et le rayon au waist $w(z=0)$ est noté w_0 . Dans ce plan, le rayon de courbure de l'onde est infini. A ce waist est associé un autre paramètre important, la distance de Rayleigh, définie par la relation suivante :

$$Z_R = \pi \frac{w_0^2}{\lambda} \quad (\text{II.2})$$

Le rayon de courbure de l'onde et le rayon de son profil transverse en une abscisse z quelconque sont alors donnés par les relations :

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{Z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (\text{II.3})$$

et

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{Z_R}{z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{II.4})$$

On considère généralement que le faisceau gaussien est collimaté, et donc proche d'un faisceau cylindrique, sur une distance de $2Z_R$ autour du waist ($|z| \ll Z_R$) : le faisceau se comporte alors comme une onde plane, et son profil d'intensité peut se mettre sous la forme :

$$I(r, z) = I_0(z) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \quad (\text{II.5})$$

Inversement, pour $|z| \gg Z_R$, le profil du faisceau est divergent et les surfaces d'ondes sphériques sont centrées sur le col : le profil de phase du faisceau peut être approximé par une onde sphérique. Son profil d'intensité devient, en fonction de l'angle d'émission $\theta = \frac{r}{z}$:

$$I(\theta) = I_0(z) \exp\left(\frac{-2\theta^2}{\delta^2}\right) \quad (\text{II.6})$$

où la quantité δ représente la divergence du faisceau, et vaut $\frac{\lambda}{\pi w_0}$.

II.1.2. Stabilité géométrique d'une cavité plan-concave

Après ces quelques rappels généraux sur le formalisme des ondes gaussiennes, examinons le cas particulier de la propagation d'une telle onde dans une cavité plan-concave formée par un demi-VCSEL et un miroir concave diélectrique (figure II.2), qui est la configuration utilisée dans les expériences présentées dans la suite de ce chapitre.

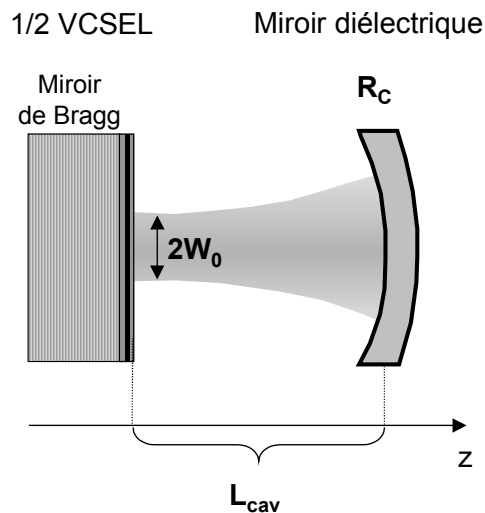


Figure II.2 : Schéma d'une cavité plan-concave. w_0 : rayon au waist (= sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL) ; R_C : rayon de courbure du miroir diélectrique ; L_{cav} : longueur de la cavité externe, mesurée sur l'axe de la cavité.

La condition pour que le faisceau gaussien soit un mode stable de la cavité est que le front d'onde se superpose à lui-même après un aller-retour. Il faut donc que les rayons de courbure du faisceau gaussien coïncident avec ceux des miroirs de la cavité. Dans le cas d'une cavité plan-concave, le waist du faisceau se trouve donc sur le miroir plan, et son rayon de courbure sur le miroir sphérique est tel que :

$$R(L_{cav}) = R_C$$

D'après les relations générales citées plus haut, on en déduit qu'un résonateur plan-concave n'est stable que lorsque **la taille de la cavité est inférieure ou égale au rayon de courbure du miroir concave**. La taille du waist sur le miroir plan est alors figée et donnée par la relation II.7 :

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \sqrt{L_{\text{cav}} (R_C - L_{\text{cav}})} \quad (\text{II.7})$$

Pour un rayon de courbure de miroir concave fixé, la taille au waist ne dépend donc que de la longueur de la cavité, et atteint son maximum pour une longueur de cavité égale à la moitié du rayon de courbure.

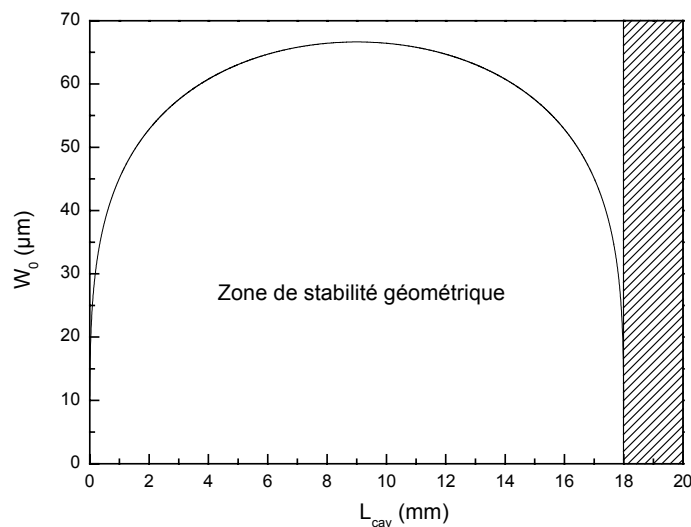


Figure II.3. Variation de la taille du waist avec la longueur de cavité pour une cavité plan-concave. $R_C=18$ mm et $\lambda=1,55$ μm .

La figure II.3. ci-dessus représente la variation du rayon au waist (et donc sur le miroir plan) d'une cavité plan concave comprenant un miroir concave de rayon de courbure 18 mm, en fonction de la taille de la cavité. Le rayon au waist, calculé pour une longueur d'onde de 1,55 μm , atteint sa valeur maximale de 65 μm environ pour une taille de cavité de 9 mm. Cette zone de stabilité géométrique définit la plage sur laquelle le mode gaussien fondamental (TEM_{00}) pourra être résonant dans la cavité optique.

II.1.3. Influence de la taille du faisceau de pompe : stabilité effective

Dans le cas du pompage optique, la zone de stabilité dépendra en plus de la taille du faisceau de pompe. En effet, cette taille délimite la zone excitée du milieu à gain, et donc la surface pouvant participer à l'émission dans un certain mode. **Pour que le laser fonctionne, il faut donc de plus que le waist laser soit inférieur ou égal au waist du laser de pompe,**

afin de créer du gain sur toute la dimension transverse du mode. Sur la figure II.4 est représentée la zone de stabilité correspondant à une onde à 1,55 μm résonante dans une cavité plan-concave de rayon de courbure 18 mm. Le milieu actif est pompé par un faisceau de rayon 30 μm , et la zone de stabilité effective est alors d'environ 200 μm

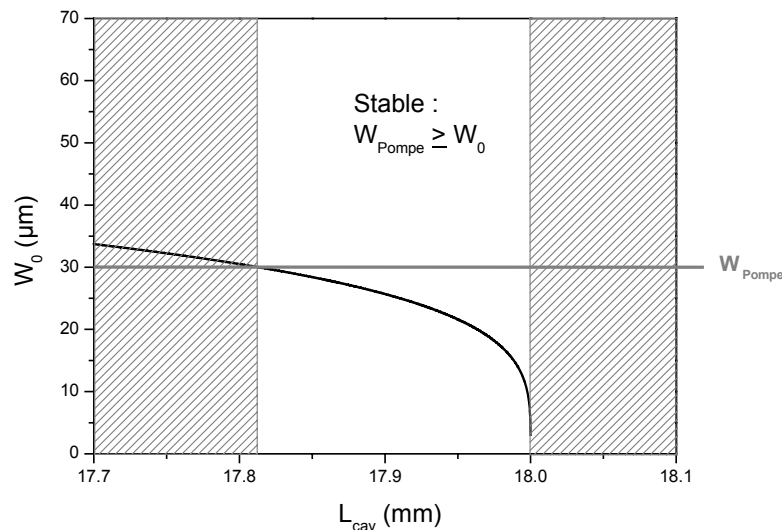


Figure II.4 : Zone de stabilité laser effective pour une cavité plan-concave. Le rayon de courbure du miroir concave est de 18 mm, et le rayon du faisceau de pompe est de 30 μm .

Comme nous le verrons par la suite, à cause de limitations thermiques importantes, nous serons amenés à travailler avec des spots de pompe de taille relativement faible (20-30 μm), ce qui conduira à des zones de stabilité effective relativement étroites (100-200 μm).

Remarque : Il existe également une autre zone stable du côté des cavités très courtes (quelques centaines de micromètres). Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons uniquement aux grandes tailles de cavités, compatibles avec un fonctionnement très multimode du laser, ainsi qu'avec l'insertion d'un absorbant saturable dans la cavité, pour obtenir le fonctionnement en blocage de modes passif du laser.

Ajoutons qu'en dehors de cette zone de stabilité l'effet laser peut théoriquement avoir lieu, dans un régime de résonateur instable [17], si la puissance de pompe est suffisante pour compenser les pertes optiques supplémentaires.

II.2. Effet laser en pompage optique pulsé

Afin d'obtenir une première caractérisation laser de nos structures, et de pouvoir ainsi vérifier la qualité des miroirs de Bragg et des puits quantiques, nous nous sommes servis d'une source laser pulsée pour le pompage optique. En effet, les puissances crêtes élevées fournies par ce type de sources permettent d'obtenir l'effet laser même pour des structures présentant un seuil élevé. Par ailleurs, un autre avantage du pompage pulsé est que le faible temps de travail de la pompe permet de s'affranchir de l'échauffement de la couche active, qui est un problème clef dans l'obtention de l'effet laser en continu comme nous le verrons dans la partie suivante.

Après avoir présenté le montage expérimental utilisé, nous comparerons les différentes structures présentées dans le chapitre précédent, notamment en terme de seuil laser. Cette étude permet de sélectionner les structures les mieux adaptées pour l'obtention de l'effet laser sous pompage optique continu.

II.2.1. Présentation du montage

Le montage expérimental utilisé pour les mesures sous pompage optique pulsé est présenté sur la figure II.5.

-- Le laser de pompe --

Il s'agit d'un laser Nd:YAG (1064 nm) fonctionnant en Q-Switch et fournissant des impulsions d'environ 80 ns à un taux de répétition de 2,2 kHz. Les puissances crêtes délivrées peuvent aller jusqu'à plusieurs dizaines de Watts. La pompe est focalisée sur l'échantillon avec un rayon à $1/e^2$ d'environ $w_{\text{pompe}} = 75 \mu\text{m}$.

-- La cavité optique --

Elle est formée par un demi-VCSEL et par un coupleur de sortie diélectrique concave. Le demi-VCSEL est monté sur un élément Peltier afin de stabiliser la température au cours de l'expérience et d'assurer ainsi la reproductibilité des mesures. Nous avons à notre disposition des miroirs possédant différents rayons de courbure et différentes réflectivités, mais nous présenterons uniquement dans cette partie les résultats obtenus avec un rayon de courbure de 18 mm et une réflectivité de 99,5%. Avec ce miroir, le rayon au waist de

l'onde laser à $1,55 \mu\text{m}$ est inférieure à $65 \mu\text{m}$ sur toute la plage de stabilité de la cavité (figure II.3), et est donc inférieure au rayon du faisceau de pompe ($75 \mu\text{m}$) quelle que soit la longueur de la cavité laser. Nous avons donc pu faire varier la taille de la cavité entre 1 et 18 mm.

-- Alignement et mesures --

Une caméra CCD InGaAs sans rémanence et sensible autour de $1,5 \mu\text{m}$ permet d'aligner la cavité en superposant le signal de photoluminescence émis par la structure avec celui renvoyé par le coupleur de sortie sur la zone excitée de l'échantillon.

Le signal émis est ensuite envoyé au travers d'un spectromètre à réseau sur une photodiode pour l'acquisition des spectres. On peut par ailleurs relever le signal émis par le laser en fonction de la puissance de pompe afin de tracer des courbes de seuil.

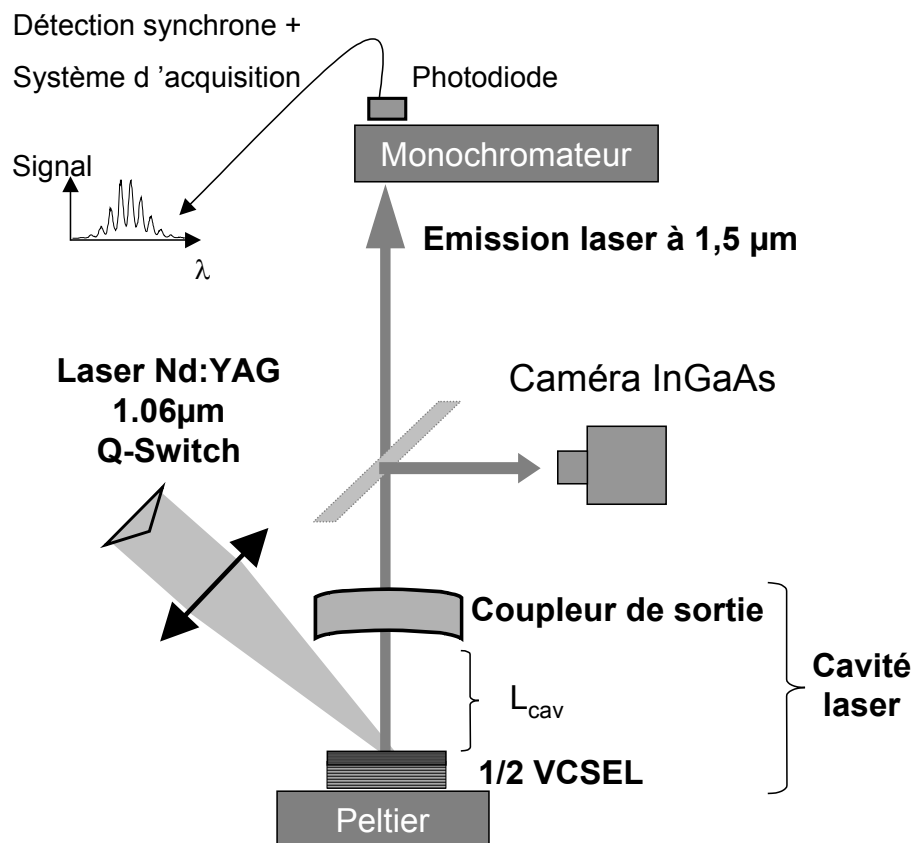


Figure II.5 : Présentation du montage pour le pompage optique pulsé.

II.2.2. Résultats laser en pompage optique pulsé

Au cours de ce travail de thèse, de nombreuses structures ont été étudiées. Nous présenterons uniquement dans ce manuscrit les résultats concernant les plus significatives d'entre elles.

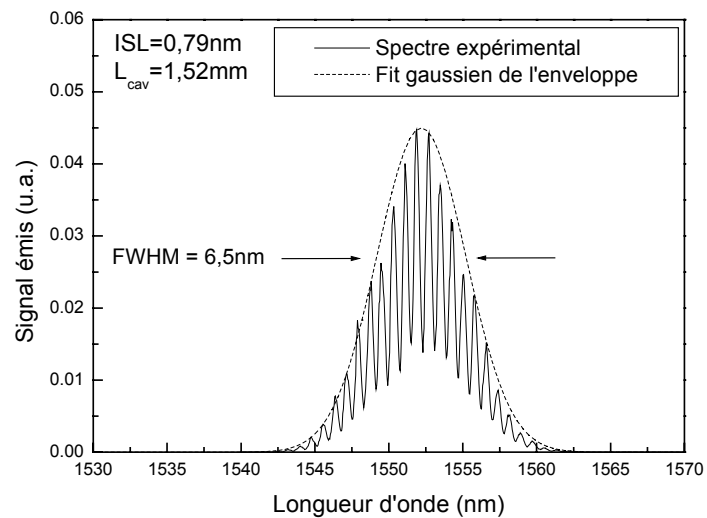
II.2.2.a. Spectres d'émission des structures

Contrairement au cas des VCSELs (microcavité), le spectre d'émission laser de nos structures est largement multimode longitudinal du fait de la grande taille des cavités considérées. Nous présentons sur les figures II.6 a et b les spectres d'émission laser obtenus à 1,55 μm pour un même échantillon, avec des tailles de cavité d'environ 1,5 et 18 mm respectivement.

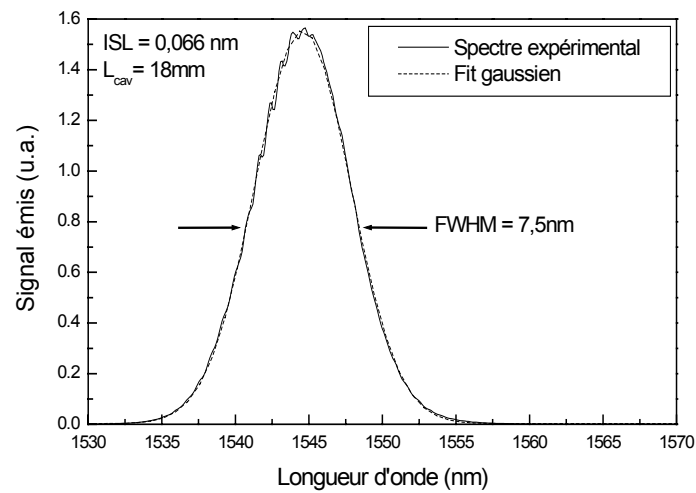
L'intervalle spectral libre (ISL) augmentant lorsque la longueur de la cavité diminue, les modes longitudinaux ne sont pas résolus par le spectromètre dans le cas de la cavité de 18 mm (figure II.6.b), mais apparaissent clairement pour la cavité de 1,5 mm (figure II.6.a). La mesure de l'intervalle spectral libre permet alors de remonter à la taille exacte de la cavité :

$$\text{ISL} = 0,79 \text{ nm} \rightarrow L_{\text{cav}} = \frac{\lambda^2}{2\text{ISL}} = 1,52 \text{ mm}$$

Notons d'autre part que la durée des impulsions de pompe étant courte (80ns), le nombre d'aller-retour dans la cavité n'est pas suffisant pour obtenir une sélection complète des modes longitudinaux par l'effet de la compétition des modes sous la courbe de gain. Par conséquent, la largeur des spectres à mi-hauteur est relativement grande (6-7 nm) comparativement aux largeurs qui sont obtenues en pompage continu (< 1nm, voir paragraphe 4 de ce chapitre).



(a)



(b)

Figure II.6 : Spectres d'émission laser de l'échantillon MIN1489 fonctionnant à température ambiante avec un coupleur de sortie de rayon de courbure 18 mm. Les tailles de cavité sont de 1,5 mm (a) et 18 mm (b). La puissance de pompe est d'environ 1,3 fois la puissance au seuil.

II.2.2.b. Comparaison des seuils des différentes structures

Le seuil des différentes structures a été mesuré en relevant le signal émis en fonction de la puissance de pompe. On a ainsi obtenu des courbes de seuil dont un exemple est présenté sur la figure II.7.

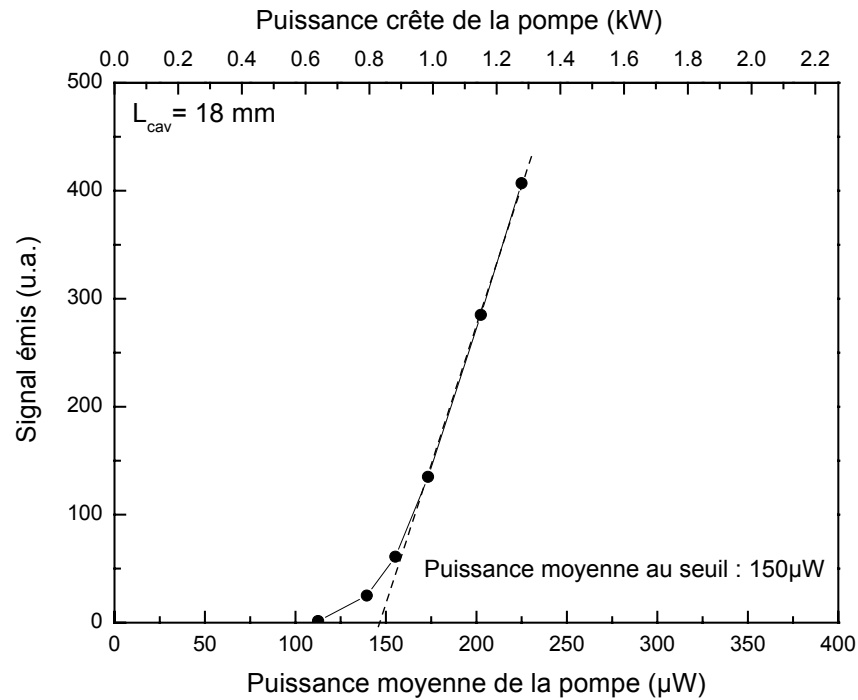


Figure II.7 : Courbe de seuil obtenue en pompage optique pulsé pour l'échantillon MIN1753, fonctionnant à température ambiante avec un coupleur de sortie de rayon de courbure 18mm et de réflectivité 99,5%.

Au-delà de la puissance au seuil l'émission du laser varie linéairement avec la puissance de pompe. La valeur de la puissance au seuil est relevée à l'intersection entre cette droite et l'axe des abscisses.

Pour une température donnée, le seuil dépend essentiellement des paramètres suivants :

- i. Efficacité d'absorption de la pompe
- ii. Pertes optiques (Réflectivité du miroir de Bragg et du coupleur de sortie)
- iii. Qualité des puits (durée de vie non radiative)
- iv. Pertes par absorption dans la structure

Il est délicat de déterminer l'influence respective de ces différents paramètres sur le seuil des structures. Cependant, quelques conclusions peuvent être tirées en comparant entre eux les seuils laser des différents types de structure. L'estimation de la densité de porteurs au seuil peut également permettre de comparer différentes structures entre elles en s'affranchissant de l'effet des barrières absorbantes. Ceci permet en particulier d'étudier l'effet sur le seuil de la qualité des puits et des miroirs, ou encore de la position spectrale du gain relativement à

la longueur d'onde de Bragg des miroirs. Nous détaillons ci-dessous le principe de calcul de la densité de porteurs au seuil, ainsi que les valeurs numériques utilisées pour ce calcul.

-- Estimation de la densité de porteurs au seuil par puits --

Elle est définie comme le rapport entre l'intensité de pompe absorbée au seuil et l'énergie d'un photon, multipliée par la durée de vie des porteurs :

$$N_{seuil} = \frac{\eta_{abs} I_{seuil}}{h \nu_{Pompe}} \frac{\tau}{N_{PQ}} \quad (II.8)$$

où η_{abs} est le rendement d'absorption, I_{seuil} l'intensité de pompe au seuil, $h \nu_{pompe}$ l'énergie des photons de pompe, τ la durée de vie des porteurs dans chaque puits quantique, et N_{PQ} le nombre de puits quantiques dans la structure.

Le rendement d'absorption est défini par :

$$\eta_{abs} = (1 - R_{surface}) \cdot \left[1 - \exp\left(-\sum_i \alpha_i d_i\right) \right] \quad (II.9)$$

où $R_{surface}$ est la réflectivité de l'interface air-semiconducteur, et α_i et d_i respectivement le coefficient d'absorption à la longueur d'onde de pompe et l'épaisseur de chaque couche.

Valeurs numériques utilisées pour le calcul de N_{th} :

- La réflectivité à 45° d'incidence de l'interface air/semiconducteur vaut 30%.
- Les valeurs utilisées pour l'absorption de la pompe (1064 nm) diffèrent suivant les couches actives :

Couche active type A (InGaAs/InP) : $\alpha_{PQ} = 0,93.10^4 \text{ cm}^{-1}$

Couche active type B (InGaAs/InGaAsP) : $\alpha_{PQ} = 2,05.10^4 \text{ cm}^{-1}$

$$\alpha_{barrières\ PQ} = 1,3.10^4 \text{ cm}^{-1}$$

- Pour la durée de vie des porteurs au seuil laser, nous ne pouvons pas reprendre les valeurs qui ont été présentées dans le chapitre II (partie 2), puisqu'elles ont été mesurées sous faible excitation. Or comme il a été vu au chapitre I de la partie 1, la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques varie avec la densité de porteurs. Au seuil laser, la densité de porteurs dans les puits est bien

plus élevée que dans les conditions expérimentales utilisées pour les mesures de durée de vie du chapitre II. Nous avons arbitrairement donc pris en compte une durée de vie des porteurs de 1 ns dans les deux types de couches actives. Cette valeur est typique pour ce type de puits quantiques pour des densités de porteurs injectés proches de la densité de porteurs au seuil [18]. Il est à noter que les durées de vie des porteurs au seuil laser ne sont probablement pas identiques pour les deux types de couches actives. Le calcul des densités de porteurs au seuil ne permettra donc que de comparer entre elles les structures appartenant à la même famille (type A et type B).

Dans le tableau II.1 ci-dessous, nous présentons la puissance et l'intensité crête au seuil (P_{seuil} et I_{seuil}) obtenues pour un certain nombre de structures étudiées, ainsi que les densités de porteurs au seuil par puits correspondantes.

		Bragg	Nombre de puits	I_{seuil} (kW/cm ²) (P_{seuil} (W))	N_{seuil} /puits (10 ¹² /cm ²)
Type A puits InGaAs Barrières InP	MIN1467	$Q_{\text{Al}}/T_{\text{Al}}$	6	90 (8)	4,9
	MIN1489	Q_{Al}/InP	6	70 (6)	3,7
Type B puits InGaAs Barrières +confinement Q_{P}	MIN1661	Q_{Al}/InP	12 (4-4-4)	32 (2,8)	7,0
	MIN 1709	Q_{Al}/InP	8 (2-2-4)	<i>Ne lase pas</i>	
	MIN1753	$Q_{\text{Al}}/T_{\text{Al}}$	8 (2-2-4)	12 (1,1)	3,9
	MIN1756	$Q_{\text{Al}}/T_{\text{Al}}$	8 (2-2-4)	11,5 (1)	3,8
	MIN1757	$Q_{\text{Al}}/T_{\text{Al}}$	9 (3-3-3)	21,5 (1,9)	5,8
	MIN1770	$Q_{\text{Al}}/T_{\text{Al}}$	8 (2-2-4)	13,5 (1,2)	4,4
	MIN1771	$Q_{\text{Al}}/T_{\text{Al}}$	12 (3-3-6)	13,5 (1,2)	3,1

Tableau II.1 : Description des différentes structures étudiées, et valeurs de l'intensité et du nombre de porteurs au seuil par puits pour le pompage optique pulsé ($W_{\text{pompe}} = 75 \mu\text{m}$). Le coupleur de sortie utilisé a un rayon de courbure de 18 mm et une réflectivité de 99,5 %. La longueur de la cavité est d'environ 18 mm.

Il faut tout d'abord noter que la plupart des échantillons présentent une densité de porteurs au seuil par puits de l'ordre de $3\text{-}4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Ces valeurs sont cohérentes avec la densité de

porteurs à la transparence dans un puits quantique, qui est généralement comprise entre 10^{12} et $2.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [19,20]. Dans les deux sous parties suivantes, nous allons comparer les puissances et les densités de porteurs au seuil pour les différentes structures étudiées.

i. Influence de l'efficacité d'absorption de la pompe : comparaison des puissances de pompe au seuil

- Les échantillons de type A, c'est à dire contenant des puits quantiques InGaAs/InP, présentent des puissances crêtes au seuil de plusieurs watts, ce qui est bien trop élevé si l'on souhaite obtenir un fonctionnement laser sous pompage continu. Ceci confirme que ces structures ne sont pas adaptées pour le pompage optique, du fait du mauvais rendement d'absorption du faisceau de pompe.
- En revanche, les échantillons de type B (puits quantiques InGaAs/InGaAsP) ont dans l'ensemble des puissances crêtes au seuil de l'ordre du watt. Les barrières absorbantes en InGaAsP jouent donc un rôle très important dans l'abaissement de la puissance au seuil en améliorant considérablement le taux d'absorption de la pompe. C'est ce type de structure qui sera bien sûr retenu pour le pompage continu. En effet, la réduction des puissances au seuil permet en particulier de limiter l'échauffement des structures, dont nous verrons par la suite qu'il constitue une limitation importante du fonctionnement laser de nos structures.

ii. Influence des pertes optiques : comparaison des densités de porteurs au seuil par puits

- La différence entre les valeurs de densité de porteurs au seuil par puits pour les échantillons MIN1467 ($N_{th} = 4,9.10^{12}.\text{cm}^{-2}$) et MIN1489 ($N_{th} = 3,7.10^{12}.\text{cm}^{-2}$) peut être expliquée par la différence entre leurs miroirs de Bragg, leur couche active étant par ailleurs identique. En effet, le miroir de Bragg du MIN1467 comporte 40 paires d'une alternance Q_{Al}/T_{Al} , et celui du MIN1489 40 paires de Q_{Al}/InP . Le contraste d'indice de réfraction étant plus élevé dans ce dernier cas, la réflectivité du miroir de Bragg du MIN1489 est donc meilleure, ce qui conduit à des pertes optiques moins importantes et donc à un seuil moins élevé que pour le MIN1467.
- Comme nous l'avons vu au chapitre I, le seuil dépend d'autre part des positions spectrales relatives du gain des puits (λ_{gain}), du centre de la stop-band des miroirs (λ_{Bragg}), et de la

résonance de la cavité Fabry-Perot résiduelle ($\lambda_{\text{cav,sc}}$). Idéalement, l'épaisseur de la cavité semiconductrice doit être telle que $\lambda_{\text{cav,sc}}$ soit identique à λ_{gain} , de manière à ce que le champ électromagnétique intracavité soit maximum sur les puits quantiques. Par ailleurs, le maximum du gain doit être situé, à température ambiante, au centre de la stop-band du miroir de Bragg, c'est à dire à la longueur d'onde pour laquelle les pertes optiques sont minimales. Une structure pour laquelle λ_{gain} est trop décalée par rapport à λ_{Bragg} (tout en étant dans la stop-band) présentera un seuil plus élevé car les pertes optiques à la longueur d'onde d'émission seront plus élevées. De la même manière, une structure pour laquelle $\lambda_{\text{cav,sc}}$ est trop décalée par rapport à λ_{gain} n'amplifiera pas correctement la longueur d'onde de travail. Cependant, réaliser une telle structure idéalement calée nécessite une maîtrise parfaite des épaisseurs épitaxiées.

L'effet de la position spectrale relative de $\lambda_{\text{cav,sc}}$, λ_{gain} et λ_{Bragg} sur l'allure du spectre de réflectivité des $\frac{1}{2}$ VCSELs a déjà été présenté au chapitre I de cette deuxième partie. Afin d'illustrer expérimentalement à présent l'effet de ces positions relatives sur le seuil, nous présentons sur la figure II.8 les spectres de 3 échantillons : le MIN1709, pour lequel nous n'avons pas obtenu d'effet laser ; le MIN1661, qui a une densité de porteurs au seuil nettement plus importante que celle des autres structures ($N_{\text{seuil}} = 7.10^{12} \text{ cm}^{-2}$) ; et le MIN1771 qui a une densité de porteurs au seuil assez faible ($N_{\text{seuil}} = 3,1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Sur chaque figure sont représentés les spectres de réflectivité des $\frac{1}{2}$ VCSELs ainsi que les spectres laser éventuellement obtenus en pompage pulsé avec une longueur de cavité d'environ 18 mm. Les spectres de photoluminescence des échantillons témoin, c'est à dire d'une couche active identique à celle du demi-VCSELs correspondant mais sans miroir de Bragg, sont aussi représentés. La position du gain dans ce type de matériau est décalé de quelques nanomètres vers les grandes longueurs d'onde par rapport au maximum de signal de photoluminescence (environ 5 nm) [12, 21]. Cette plage spectrale est indiquée sur la figure, ainsi que la longueur d'onde de Bragg des miroirs. Notons enfin que l'estimation de la position spectrale de la résonance de la cavité est délicate, mais qu'il est tout de même possible de se rendre compte de sa position relative par rapport à la longueur d'onde de Bragg du miroir.

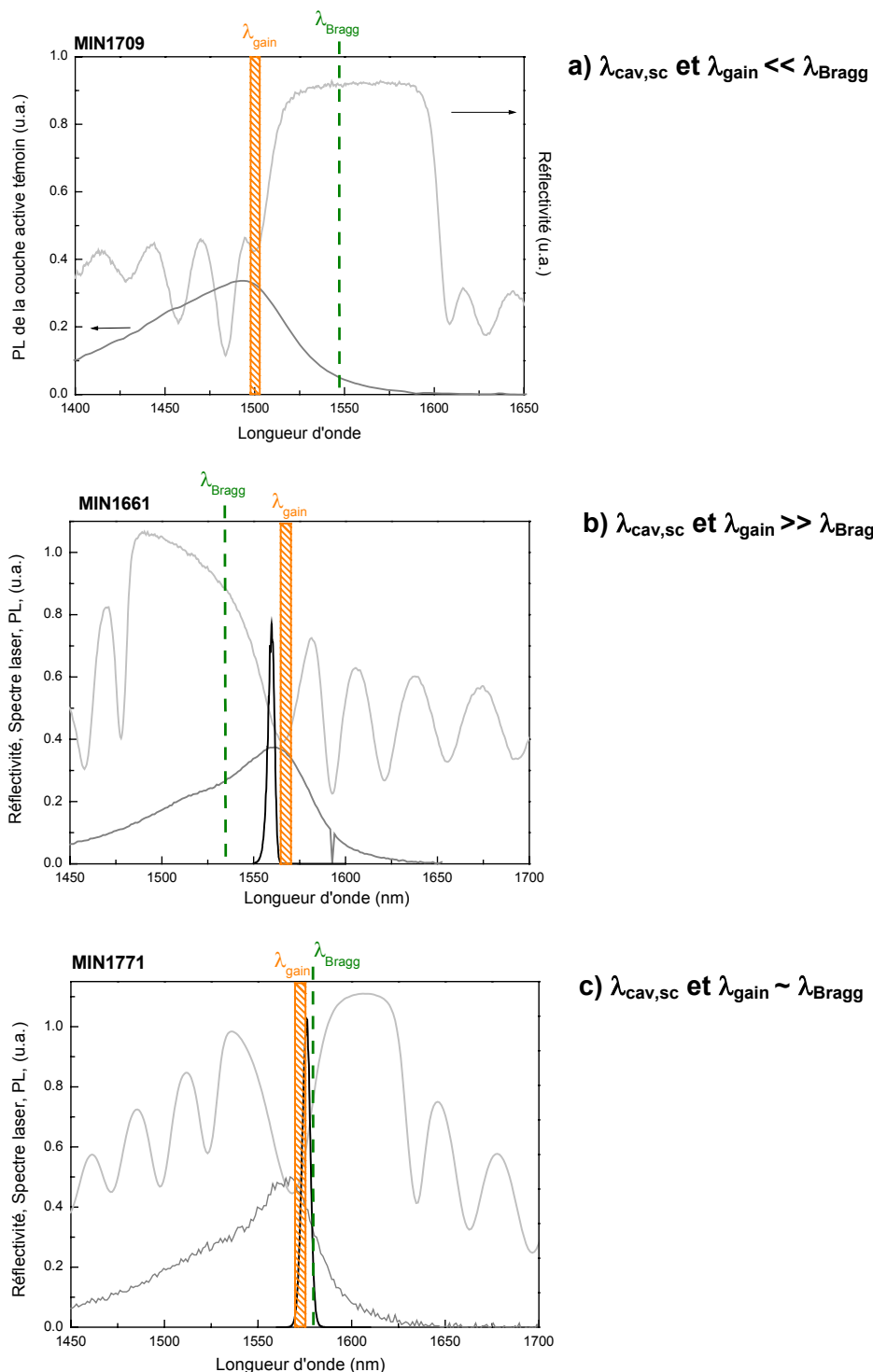


Figure II.8 : Spectres de réflectivité et spectres laser de trois échantillons (a : MIN1709 ; b : MIN1661 ; c : MIN1771), et spectre de photoluminescence des couches témoins correspondantes (couche active sans Bragg). La position de la longueur d'onde de Bragg est indiquée par les pointillés, la zone de gain est hachurée.

- **MIN1709 (figure II.8.a) : cas $\lambda_{\text{cav,sc}}$ et $\lambda_{\text{gain}} \ll \lambda_{\text{Bragg}}$**

Le gain de cette structure est très décalé vers les basses longueurs d'onde de la stop-band. L'effet laser n'a donc pas pu avoir lieu, puisque le gain des puits est maximal dans une zone spectrale où les pertes optiques sont trop élevées (réflectivité du miroir de Bragg insuffisante). D'autre part, la résonance de la cavité semiconductrice semble être à trop basse longueur d'onde.

- **MIN1661 (figure II.8.b) : cas $\lambda_{\text{cav,sc}}$ et $\lambda_{\text{gain}} \gg \lambda_{\text{Bragg}}$**

Cette configuration est moins critique que celle de l'échantillon MIN1709 puisqu'elle permet d'observer l'effet laser, mais avec une forte densité de porteurs au seuil ($N_{\text{seuil}} = 7,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). L'effet laser se produit à une longueur d'onde comprise entre λ_{gain} et λ_{Bragg} . La forte densité de porteurs au seuil et la position spectrale de l'effet laser peuvent être expliquées par la nécessité de créer du gain à une longueur d'onde où les pertes optiques sont plus faibles (longueur d'onde plus proche de λ_{Bragg}). En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre I de la première partie de ce manuscrit, une augmentation suffisante de la densité de porteurs dans le puits permet de créer du gain à une longueur d'onde inférieure à λ_{gain} , par remplissage des niveaux d'énergie des puits. Cette importante densité de porteurs au seuil peut éventuellement être également expliquée par le décalage vers les grandes longueurs d'onde de $\lambda_{\text{cav,sc}}$.

- **MIN1771 (figure II.8.c) : cas $\lambda_{\text{cav,sc}}$ et $\lambda_{\text{gain}} \sim \lambda_{\text{Bragg}}$**

Cette configuration est optimale : le maximum du gain des puits quantiques coïncide avec le maximum de réflectivité du miroir de Bragg, et par conséquent avec la longueur d'onde de l'effet laser. La longueur d'onde de résonance de la cavité semble également bien calée. La densité de porteurs au seuil est alors minimale ($N_{\text{seuil}} = 3,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)

II.2.3. Conclusion

Cette étude nous a permis de sélectionner les meilleurs candidats pour l'effet laser en continu parmi toutes les structures testées, en choisissant celles qui présentent un seuil (en puissance et en densité de porteurs par puits) le plus faible possible. Les échantillons de type A sont écartés de l'étude en pompage continu. En effet, dans ces échantillons, initialement conçus pour le pompage électrique, l'absorption du faisceau de pompe n'est pas optimale (absorption dans les puits quantiques uniquement), ce qui entraîne des puissances

au seuil trop élevées. Au contraire, les structures de type B comportent des barrières absorbantes qui permettent d'optimiser le rendement d'absorption de la pompe et par conséquent de minimiser la puissance de pompe au seuil.

Nous avons par ailleurs démontré la nécessité de bien caler la longueur d'onde d'émission des puits avec le centre de la stop-band du miroir de Bragg, et également avec la longueur d'onde de résonance de la cavité semiconductrice résiduelle. Cependant, nous verrons dans la partie suivante qu'en pompage continu, il faut anticiper le décalage spectral de l'émission de la couche active lié à l'échauffement induit par l'absorption de la pompe. En effet, lorsque la température de la couche active augmente, le maximum du gain est décalé vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage, d'environ 0,75 nm/K dans le cas des couches actives InGaAs/QP, peut conduire à une dégradation du fonctionnement laser s'il n'est pas pris en compte dans la conception de la structure.

II.3. Du quasi-continu au continu

L'obtention de l'effet laser en continu avec des structures épitaxiées sur InP est une étape délicate, nécessaire à la réalisation d'une source fonctionnant en régime stationnaire de blocage de modes. Elle a été difficile à franchir car, contrairement au cas du pompage pulsé, l'absorption du laser de pompe continu entraîne un échauffement de la couche active.

Cet échauffement est particulièrement important pour les structures épitaxiées sur InP, car les matériaux à l'accord de maille sur ce substrat sont bien souvent des ternaires (InAlAs) et des quaternaires (InGaAlAs ou InGaAsP). Ils présentent par conséquent des conductivités thermiques plus faibles que les binaires par exemple utilisés sur un substrat de GaAs (AlAs, GaAs). En outre, les matériaux épitaxiés sur InP ne permettent pas d'obtenir un contraste d'indice de réfraction aussi élevé que les matériaux épitaxiés sur GaAs. Par conséquent, pour obtenir une réflectivité comparable, un miroir de Bragg sur InP comportera plus de paires qu'un miroir de Bragg sur GaAs. Pour ces raisons, la résistance thermique des structures à miroir de Bragg à l'accord de maille sur InP sera beaucoup plus élevée.

➤ **Exemple** : pour obtenir une réflectivité supérieure à 99,8%, il faudra 23 paires d'une alternance GaAs/AlAs ($\Delta n = 0,484$), soit un miroir de $5,72 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La conductivité thermique associée est d'environ $0,8 \text{ K/W.cm}$ dans la direction perpendiculaire au plan des couches. Pour obtenir la même réflectivité sur un substrat d'InP, il faudra 40 paires d'une alternance $\text{InGaAlAs}_{(1,43\mu\text{m})}/\text{InAlAs}$ ($\Delta n = 0,293$), soit un miroir de $9,24 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La conductivité thermique associée est de $0,07 \text{ K/W.cm}$, environ dix fois plus faible que dans le cas précédent.

Enfin, les couches actives sur InP présentent intrinsèquement une très grande sensibilité thermique, due au relativement faible confinement des porteurs dans les puits quantiques [18]. Ceci conduit à une très forte dépendance en température du seuil laser des structures utilisant ce type de matériaux (voir partie 1, chapitre I).

Cette grande sensibilité thermique des couches actives sur InP, associée à la forte résistance thermique des miroirs de Bragg sur InP, conduit à des difficultés importantes pour l'obtention de l'effet laser en continu de ce type de structures.

Pour étudier les effets thermiques liés au pompage continu, nous avons inséré un modulateur acousto-optique (MAO) dans le montage afin de pouvoir passer progressivement d'un pompage quasi-continu à un pompage continu. Nous mettrons ainsi en évidence l'apparition d'une lentille thermique. Nous présenterons également une étude temporelle de l'échauffement des structures. Enfin, nous discuterons des résultats laser en pompage continu, et particulièrement de la modélisation des effets thermiques limitant le fonctionnement des OP-VECSELs.

II.3.1. Montage

Le montage utilisé pour les mesures en pompage optique quasi-continu et continu est présenté sur la figure II.9. ci-dessous.

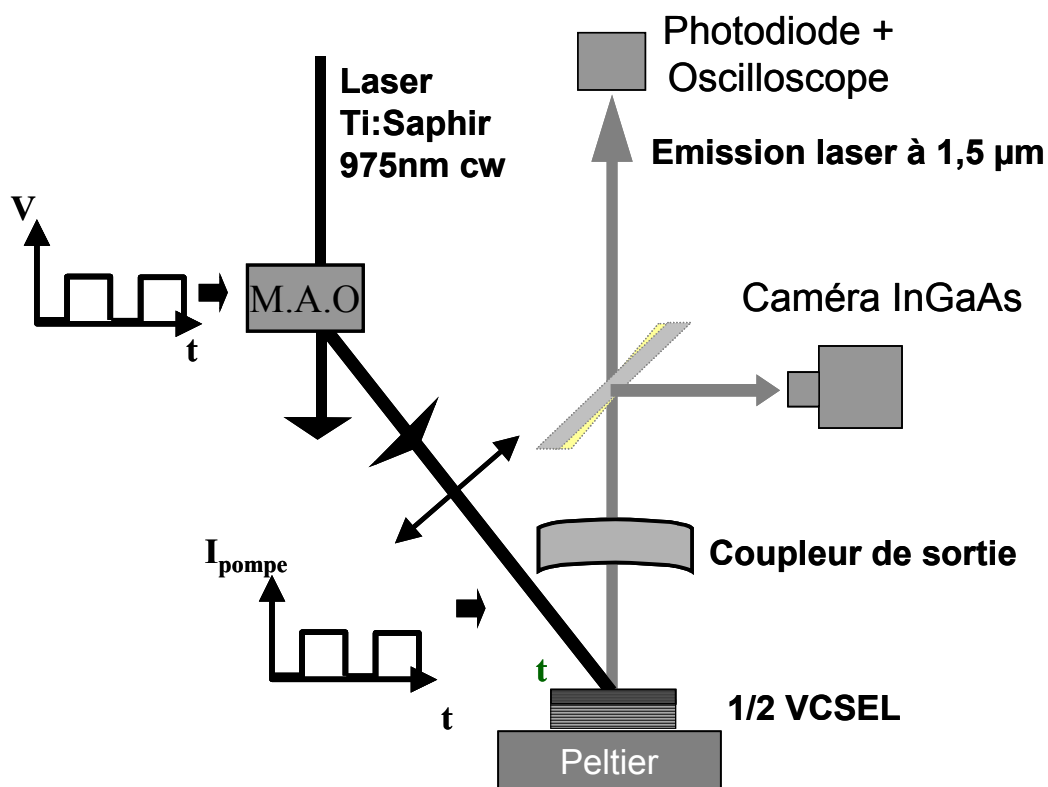


Figure II.9 : Montage utilisé pour le pompage quasi-continu et continu.
M.A.O : Modulateur acousto-optique.

-- Le laser de pompe --

Il s'agit d'un laser Ti :Saphir pompé par un laser Nd :YVO4 doublé intracavité à 532 nm¹. Le laser Ti :Saphir est accordable, et a été utilisé à 975 nm pour toutes les mesures présentées ci-dessous. La puissance maximale délivrée est d'environ 450 mW. Suivant les réglages, la pompe est focalisée sur un rayon à $1/e^2$ de 15 à 25 μm .

-- Le modulateur acousto-optique (M.A.O) --

Il est commandé par un générateur radiofréquence, modulable en amplitude par une tension extérieure. En sortie du MAO, le faisceau initial est diffracté en plusieurs ordres. Nous utilisons le faisceau diffracté d'ordre 1. La modulation temporelle appliquée sur l'alimentation du MAO est transférée sur l'intensité du faisceau en sortie. La durée des impulsions rectangulaires (créneaux) ainsi obtenues peut aller d'environ 0,5 μs au continu. La période des créneaux peut elle aussi être ajustée. La puissance maximale du faisceau en sortie du MAO est d'environ 200 mW.

-- La cavité optique --

Elle est identique à celle décrite au paragraphe III.2.1 de cette deuxième partie (coupleur de sortie de rayon de courbure 18 mm et de réflectivité 99,5%). Cependant, le rayon du faisceau de pompe sur l'échantillon étant maintenant compris entre 15 et 25 μm , la zone de stabilité (zone pour laquelle le diamètre du mode laser sur l'échantillon est inférieur au diamètre de la pompe, voir partie 2, chapitre I) est réduite à environ une centaine de micromètres. Nous avons par conséquent utilisé des cavités de longueur légèrement inférieures à 18 mm.

Nous avons d'autre part ajouté une circulation d'éthanol de refroidissement à l'arrière du module Peltier, afin de pouvoir atteindre des températures inférieures à -10 °C. Un flux d'azote gazeux sur la surface de l'échantillon permet d'éviter la condensation de vapeur d'eau à ces basses températures.

-- Alignement et mesures --

La cavité optique est alignée comme précédemment à l'aide d'une caméra matricielle InGaAs, en superposant le signal de photoluminescence émis par la structure avec celui renvoyé par le coupleur de sortie sur la zone excitée de l'échantillon. Cette fois-ci, la zone

¹ Laser Millennia 5 W Spectra Physics

de stabilité étant très courte (environ 100 μm), le réglage doit être extrêmement précis, et l'utilisation d'une caméra sans rémanence est indispensable.

En plus du spectromètre, qui permet d'enregistrer les spectres d'émission, une photodiode associée à un oscilloscope permet de relever la variation temporelle de l'émission laser.

II.3.2. Lentille thermique

Lorsque la pompe est absorbée par la structure, la température dans l'échantillon augmente localement. Cette augmentation de température conduit à une diminution de l'énergie de bande interdite du matériau (décalage vers le rouge). Ce décalage conduit généralement à une augmentation de l'indice de réfraction du matériau [22]. Cette augmentation locale de l'indice peut alors être assimilée à une lentille convergente à la surface de l'échantillon, qui a donc pour conséquence le décalage de la zone de stabilité de la cavité plan concave étudiée.

Pour mettre en évidence cet effet, nous avons observé l'évolution temporelle de l'émission laser pour deux tailles de cavité, dans des conditions de pompage et de température de Peltier équivalentes. La figure II.10 présente les traces ainsi obtenues à l'oscilloscope.

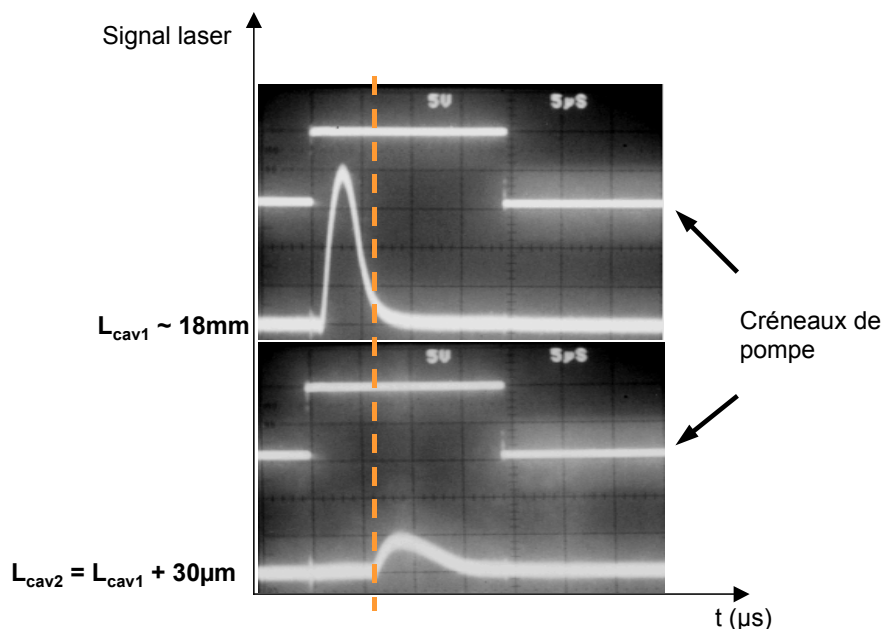


Figure II.10 : Evolution temporelle relevée à l'oscilloscope du signal laser pour deux tailles de cavité. La puissance crête de pompe est de 160 mW, et la température du Peltier est fixée à 0°C. Les créneaux de pompe ont une durée de 20 μs , et une période de 100 μs . Echelle temporelle : 1 carreau = 5 μs .

Lorsque la taille de la cavité est fixée à environ 18 mm ($L_{cav} = L_{cav1} = 18$ mm), l'émission laser démarre avec le créneau de pompe, puis s'interrompt après environ 5 μ s. Pour une taille de cavité légèrement supérieure ($L_{cav} = L_{cav1} + 30$ μ m), l'effet laser ne démarre qu'au bout d'environ 5 μ s après le début du créneau de pompe.

L'observation expérimentale de ce décalage nous a permis de mettre en évidence l'apparition d'une lentille thermique environ 5 μ s après le début du créneau de pompe. Cette lentille a pour effet de décaler la zone de stabilité de la cavité. Etant donné qu'il faut agrandir la cavité en dehors de la zone de stabilité pour obtenir l'effet laser après 5 μ s de pompe, il s'agit d'une lentille convergente, correspondant à d'une augmentation locale de l'indice.

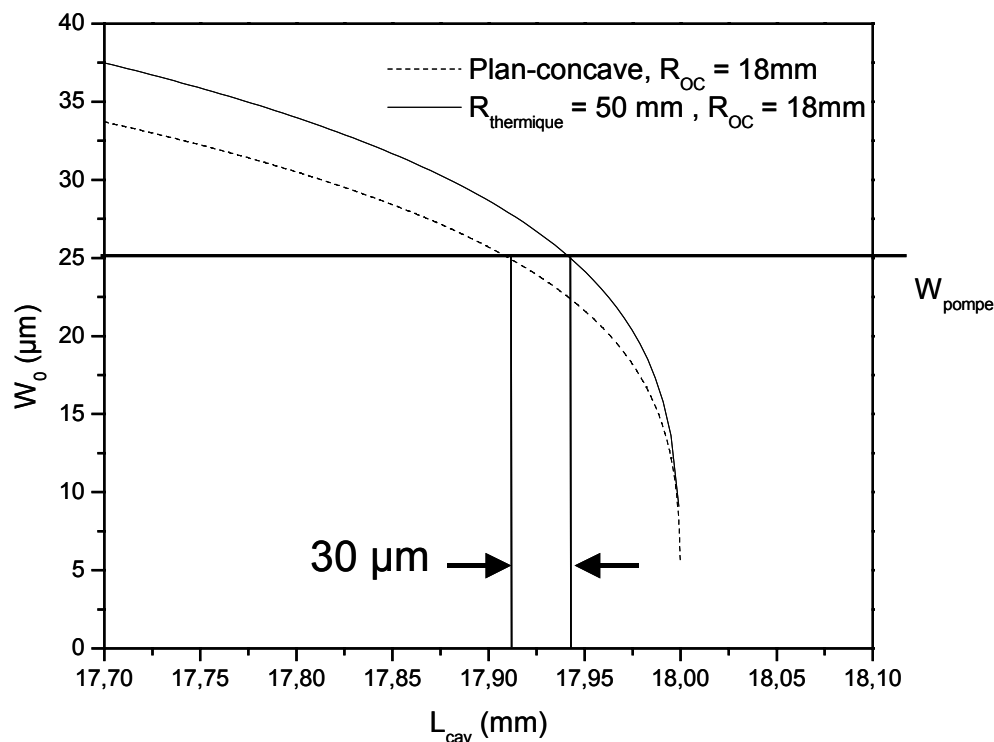


Figure II.11 : Courbes de stabilité pour un rayon de pompe de 25 μ m. La courbe en pointillés correspond au calcul pour une cavité plan-concave ayant un coupleur de sortie de rayon de courbure 18 mm. La courbe en trait plein correspond au calcul pour une cavité possédant deux miroirs concaves de 50 et 18 mm.

Nous avons simulé l'effet de la présence d'une lentille thermique en remplaçant dans le calcul de stabilité le miroir plan par un miroir de rayon concave de courbure 50 mm. Pour un faisceau de pompe de rayon à $1/e^2$ de 25 μ m, le décalage correspondant est de 30 μ m environ (figure II11). Ceci donne une idée de l'importance de cette lentille thermique.

Revenons à la figure II.10. Même dans le cas d'une taille de cavité permettant de corriger la lentille thermique (L_{cav2}), on constate que l'effet laser prend fin avant la fin du créneau de pompe. Ceci montre que la lentille thermique n'est pas le problème majeur lié au pompage en continu. L'échauffement de la couche active, et notamment son effet sur le seuil laser comme nous le verrons dans la partie suivante, joue en effet le rôle principal dans le comportement thermique du composant.

II.3.3. Modélisation de l'évolution temporelle de l'émission laser : du quasi-continu au continu

Afin de comprendre les effets thermiques liés au pompage quasi-continu, nous nous sommes servis du MAO pour effectuer une étude de l'échauffement au cours du temps. A partir d'un modèle simplifié mettant en jeu l'évolution temporelle de l'échauffement dans la structure ainsi que l'évolution du seuil sous l'effet de la température, nous avons pu déterminer les gammes de températures et de puissances de pompe adaptées à l'effet laser en continu pour chaque échantillon.

II.3.3.a. Principe

La fraction de la pompe qui n'est pas convertie en photons dans la structure conduit à une élévation de température, essentiellement dans la couche active. La température du milieu actif T_{ca} est donc différente de celle du substrat T_{sub} , fixée par l'élément Peltier :

$$T_{ca} = T_{sub} + \Delta T \quad (II.10)$$

où ΔT correspond à l'élévation de température due à l'absorption de la pompe. Lorsque la puissance de pompe varie dans le temps, l'évolution temporelle de ΔT peut être décrite de manière simplifiée en supposant une variation mono exponentielle :

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{1}{\tau} (R_{th}P_p(t) - \Delta T) \quad (II.11)$$

où τ est une constante de temps caractéristique de l'évolution de la température dans la couche active, $P_p(t)$ la puissance de pompe, et R_{th} la résistance thermique de la structure.

D'autre part, dans des gammes suffisamment étroites de température (voir partie 1, chapitre I), la puissance au seuil P_{seuil} varie avec la température T_{ca} de la couche active selon la relation :

$$P_{seuil}(T_{CA}) = P_{seuil}^0 \exp\left(\frac{T_{CA}}{T_0}\right) \quad (II.12)$$

où T_0 est la température caractéristique de la structure. P_{seuil}^0 est la puissance au seuil à 0°C (température de référence arbitraire) mesurée en pompage pulsé, afin de s'affranchir des effets thermiques liés au pompage. A une puissance de pompe crête P_c donnée, on peut donc associer une température maximale de couche active T_m au-delà de laquelle le seuil ne pourra plus être atteint :

$$P_c = P_{seuil}(T_m) = P_{seuil}^0 \exp\left(\frac{T_m}{T_0}\right) \quad (II.13)$$

Ainsi, si nous considérons des créneaux de pompe de durée t_1 et de période t_1+t_2 , et de puissance crête P_c , d'après la relation II.11 la variation de température de la couche active sera comprise entre deux températures T_i et T_f (figure II.12).

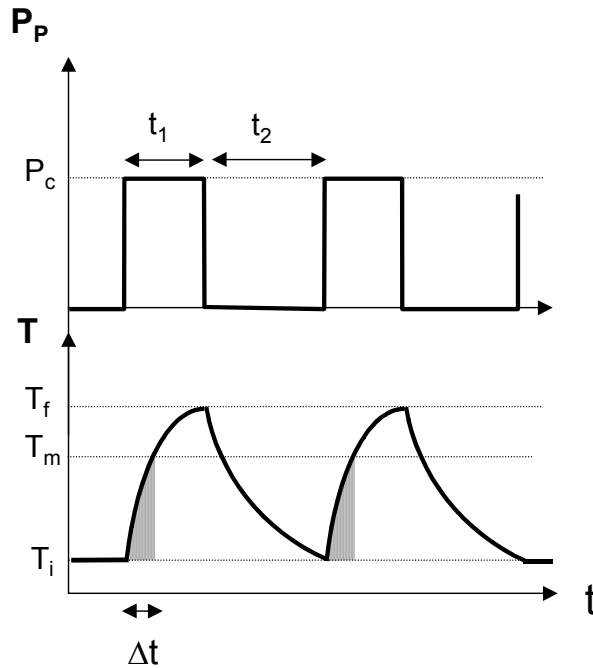


Figure II.12 : Evolution temporelle de la variation de température de la structure sous l'effet d'un faisceau de pompe rectangulaire périodique.

Au bout d'un temps Δt , la température T_m est atteinte, et la puissance de pompe est alors inférieure à la puissance de seuil nécessaire pour obtenir l'effet laser.

Avec ce modèle, pour des valeurs de t_1 , t_2 , T_{sub} et P_c fixées, on peut donc calculer la durée Δt de l'effet laser en fonction des paramètres T_0 , R_{th} et τ de la structure. Les équations correspondantes sont données en Annexe B.

III.3.3.b. Comparaison avec les résultats expérimentaux.

Nous avons étudié deux échantillons, le MIN1753 et le MIN1770, pour lesquels les résistances thermiques calculées par le logiciel Thermsim (voir Annexe A) sont respectivement de 2150 K/W et de 1260 K/W pour un rayon du spot de pompe de **15 μm** (rayon du spot de pompe utilisé pour l'expérience). La seule différence entre ces deux échantillons est la présence d'une couche d'InP en surface (cf. tableau I.2 de cette deuxième partie), plus épaisse pour le MIN1770 et qui permet donc une meilleure évacuation de la chaleur.

Lors de l'ajustement entre les résultats expérimentaux et le modèle, nous avons utilisé T_0 et τ comme paramètres ajustables. D'autre part, les valeurs de P_{Seuil}^0 (puissance de pompe au seuil à 0°C en pulsé) utilisées ont été déterminées expérimentalement.

i. Etude de la durée Δt de l'effet laser en fonction de la durée t_1 des créneaux de pompe

Pour différentes températures de substrat et différentes puissances de pompe, nous avons fait varier la durée des créneaux de pompe t_1 entre 0 et 100 μs , la période des créneaux étant toujours la même, et fixée à 100 μs ($t_1 + t_2$). Ainsi, pour $t_1 = 100 \mu s$, l'excitation est continue. Nous avons alors relevé la durée de l'émission laser à l'aide d'une photodiode reliée à un oscilloscope. Les résultats sont présentés sur les figures II.13 et II.14.

Remarque : Les deux échantillons MIN1753 et MIN1770 ne présentent pas les mêmes résistances thermiques. Il n'a donc pas été possible de les étudier dans les mêmes conditions d'excitation et à la même température de substrat. Ainsi, pour observer l'effet laser avec l'échantillon MIN1753 sur une plage suffisante de durée des créneaux de pompe, il a été nécessaire de diminuer la

température du substrat à -5°C . A cette température, quelque soit la largeur des créneaux de pompe, l'échantillon MIN1770 lase pendant toute la durée de pompage. Pour ce dernier échantillon, la température du substrat a donc été fixée à plus haute température (25°C) afin de pouvoir observer l'influence de la durée des créneaux de pompe sur la durée de l'effet laser.

Dans les conditions expérimentales choisies, le comportement de ces deux échantillons est identique (figure II.13 et II.14) :

- $t_1 < 20\mu\text{s}$: Δt augmente linéairement avec t_1 : l'effet laser a lieu pendant toute la durée du créneau de pompe.
- $20 < t_1 < 60\mu\text{s}$: Δt est quasiment indépendante de t_1 et l'effet laser a lieu pendant environ $20\mu\text{s}$.
- $t_1 > 60\mu\text{s}$: Δt diminue, et au delà de $95\mu\text{s}$ (95% de rapport cyclique) l'effet laser n'est plus observé.

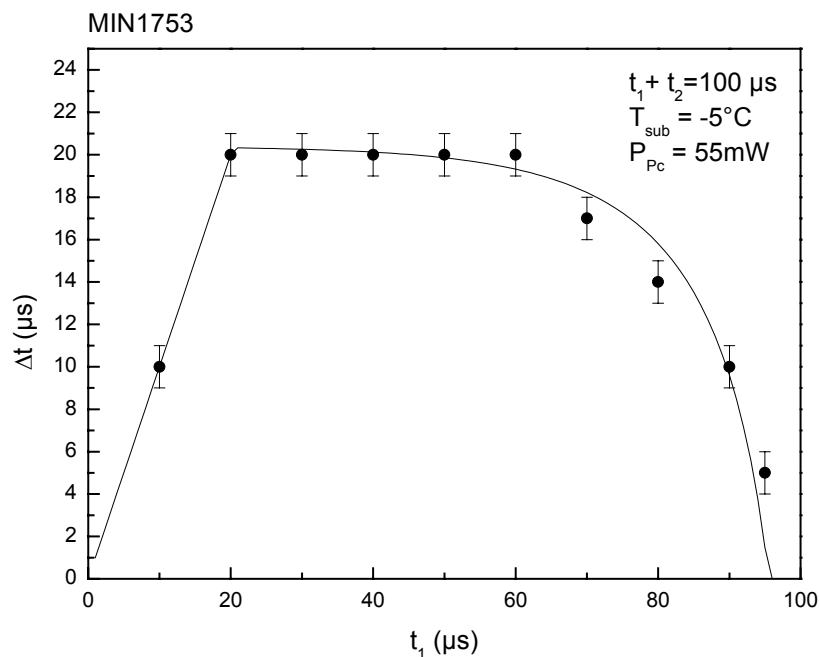


Figure II.13: MIN1753 : durée de l'effet laser en fonction de la durée du créneau de pompe. Les points expérimentaux sont représentés par des ronds. La courbe théorique est calculée pour $T_0 = 38\text{K}$ et $\tau = 15\mu\text{s}$.

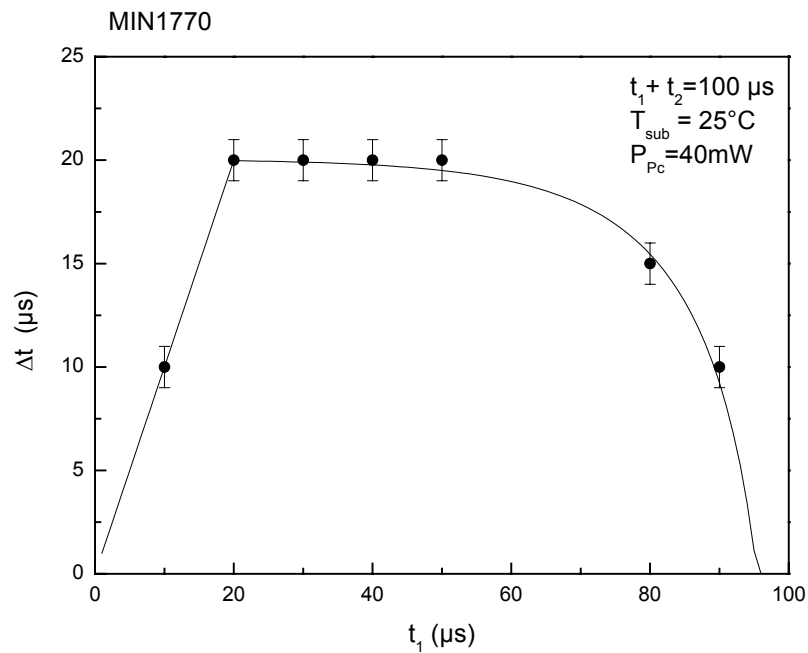


Figure II.14 : MIN1770 : durée de l'effet laser en fonction de la durée du créneau de pompe. Les points expérimentaux sont représentés par des ronds. La courbe théorique est calculée pour $T_0 = 50\text{K}$ et $\tau = 15\text{ }\mu\text{s}$.

Les paramètres ajustés et ceux déterminés expérimentalement sont récapitulés dans le tableau suivant :

	T_0 (K)	τ (μs)	P_{Seuil}^0 (mW)	P_{Pc} (mW)	T_{sub} ($^{\circ}\text{C}$)
MIN1753 ($R_{\text{th}} = 2150\text{ K/W}$)	38	15	15	55	-5
MIN1770 ($R_{\text{th}} = 1260\text{ K/W}$)	50	15	15	40	25

Ces paramètres permettent d'obtenir un bon ajustement des points expérimentaux. La température caractéristique T_0 est le paramètre le plus sensible de l'ajustement, et sa valeur est fixée à quelques Kelvin près. L'ajustement des points expérimentaux est moins sensible aux variations du paramètre τ .

La valeur obtenue pour τ est de $15\text{ }\mu\text{s}$, ce qui est de l'ordre du temps caractéristique de la dissipation de la chaleur dans des structures semiconductrices. En effet, il est possible d'avoir une estimation de ce temps caractéristique en multipliant la résistance thermique du composant (en K/W) par sa capacité calorifique effective (en J/K). Cette capacité calorifique effective C_{eff} est donnée par la relation ci-dessous, où C_p est la capacité calorifique du matériau, ρ sa densité, et V_{eff} le volume participant à l'évacuation de la chaleur lors du fonctionnement :

$$C_{\text{eff}} = \rho \cdot C_p \cdot V_{\text{eff}}$$

Estimation du temps caractéristique d'évacuation de la chaleur :

- ▶ *Le volume effectif est le produit de la surface excitée de l'échantillon et de la profondeur nécessaire à l'évacuation de la chaleur. Le logiciel Thermsim permet d'évaluer cette profondeur à environ 9 μm , ce qui est raisonnable puisque la contribution du miroir de Bragg à cette évacuation thermique est importante. Le rayon de la zone excitée est d'environ 20 μm .*
- ▶ *Pour effectuer une estimation rapide, nous avons pris comme densité du matériau la densité du Qp , qui vaut 5,2 g.cm^{-3} [23]. En l'absence de valeurs bibliographiques pour sa capacité calorifique, nous avons pris une valeur de 0,35 $\text{J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$, ce qui est l'ordre de grandeur pour d'autres matériaux semiconducteurs [23].*
- ▶ *La résistance thermique du composant est celle estimée par thermsim, à savoir 2290 K/W*

Le temps caractéristique ainsi obtenu vaut : $\tau = R_{\text{th}} \cdot C_{\text{eff}} = 15 \mu\text{s}$

Ceci est bien sûr une estimation très approximative, mais l'ordre de grandeur obtenu correspond à celui obtenu pour l'ajustement des résultats expérimentaux. Notons enfin que la description de la variation de la température dans l'échantillon par une décroissance exponentielle est une description phénoménologique, qui ne correspond pas à la réalité. En effet, les lois de diffusion de la chaleur donnent des solutions où le paramètre de décroissance varie avec le temps, conduisant à une décroissance d'autant plus rapide que les gradients de température sont élevés [24]. Le modèle que nous utilisons est donc approximatif, mais décrit de manière satisfaisante le phénomène d'échauffement.

Les valeurs obtenues pour T_0 sont faibles, mais en bon accord avec nos résultats expérimentaux autour de 20°C (environ 38K pour le MIN1753 et 47K pour le MIN1770). Les valeurs de T_0 ne sont pas identiques pour les deux échantillons étudiés, bien qu'ils comportent des couches actives identiques. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce résultat. D'une part, les conditions de croissance des deux couches actives, bien que nominale-ment identiques, peuvent avoir varié entre les deux échantillons, conduisant ainsi à de légères différences dans les hauteurs de barrière des puits quantiques. L'échappement thermique des porteurs pourrait ainsi être plus critique dans le cas du MIN1753. D'autre part, dans le cas des VECSELS, la valeur du T_0 dépend du décalage spectral entre le gain des puits

quantiques et le maximum de réflectivité du miroir de Bragg. Or les échantillons MIN1753 et MIN1770 n'ont pas les mêmes caractéristiques spectrales (voir la figure II.20 du paragraphe 4 de ce chapitre).

Pour les deux échantillons présentés ici, et dans les conditions expérimentales choisies, l'effet laser n'a pas lieu pendant toute la durée du créneau de pompe. Pour obtenir l'effet laser en continu, il est donc nécessaire de modifier les paramètres expérimentaux (puissance de pompe ou température du substrat).

ii. Etude de la durée Δt de l'effet laser en fonction de la température du substrat T_{sub}

Nous avons également mesuré pour l'échantillon MIN1770 la durée de l'effet laser pour différentes températures de substrat, la durée des créneaux de pompe t_1 étant fixée à $90\mu\text{s}$ (rapport cyclique 90%). Ce rapport cyclique élevé permet de se placer dans des conditions proches des conditions de pompage continu, et d'étudier par conséquent la transition entre un fonctionnement quasi-continu et continu.

La puissance de pompe au cours de l'expérience était de 40 mW. Les résultats sont présentés sur la figure II.15.

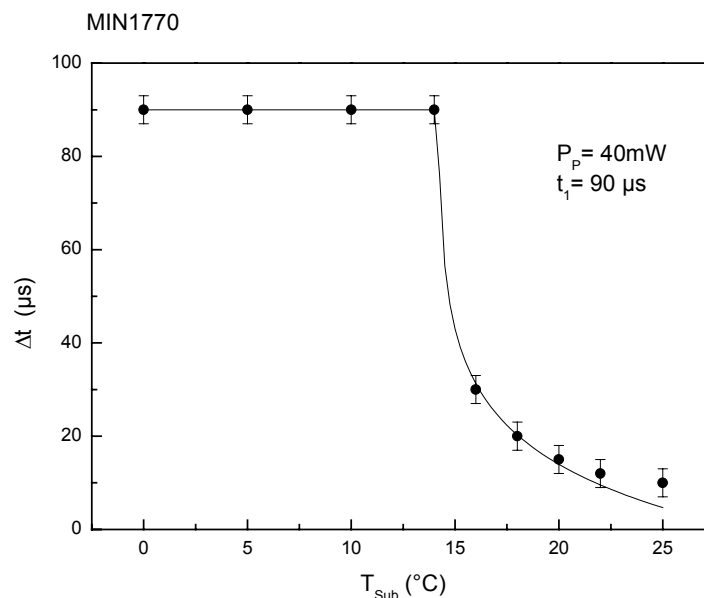


Figure II.15 : MIN1770 : durée de l'effet laser en fonction de la température du substrat. Les points expérimentaux sont représentés par des ronds. La courbe théorique est calculée pour $T_0 = 47\text{ K}$ et $\tau = 15\mu\text{s}$.

Jusqu'à 15°C, l'effet laser se produit pendant toute la durée du créneau de pompe (90 μ s), et le laser se rapproche donc d'un fonctionnement en continu. Au-delà de cette température, la durée de l'effet laser chute brutalement de 90 à moins de 20 μ s. La température de 15°C constitue pour cet échantillon, et dans les conditions expérimentales considérées, une température de transition abrupte entre un fonctionnement quasiment continu et une durée d'effet laser faible.

Les données expérimentales et les paramètres utilisés pour l'ajustement sont :

	T_0 (K)	τ (μ s)	P_{Seuil}^0 (mW)	P_{Pc} (mW)	t_1 (μ s)
MIN1770 ($R_{\text{th}} = 1260$ K/W)	47	15	15	40	90

Ces paramètres permettent d'obtenir un bon accord entre le modèle et les points expérimentaux. La constante de temps trouvée est cette fois encore de 15 μ s. La valeur obtenue pour la température caractéristique de l'échantillon lors de l'ajustement des résultats est de 47 K. Cette valeur est proche de celle utilisée au paragraphe précédent pour cet échantillon (50 K).

Cette étude montre donc l'influence critique de la température du substrat sur l'obtention de l'effet laser en continu.

iii. Conclusion de l'étude $\Delta t = f(t_1)$ et $\Delta t = f(T_{\text{sub}})$

Les résultats présentés ci-dessus montrent un accord satisfaisant entre théorie et expérience, étant donnée la simplicité du modèle proposé. En particulier l'utilisation des résistances thermiques calculées à l'aide de Thermsim conduit à un ordre de grandeur raisonnable pour les paramètres d'ajustement. La température du substrat et la puissance de pompe sont des paramètres critiques, et il est par conséquent nécessaire d'étudier leur influence sur l'obtention de l'effet laser en continu. Ceci est l'objet du paragraphe suivant.

II.3.3.c. Exploitation du modèle

Etant donné le bon accord entre le modèle et les résultats expérimentaux, nous avons utilisé le modèle présenté précédemment pour explorer les gammes de paramètres (température du substrat et puissance de pompe) permettant d'obtenir l'effet laser en

continu. Nous avons étudié l'échantillon MIN1753 pour lequel ces paramètres sont plus critiques, de par sa forte résistance thermique. Nous avons calculé pour cet échantillon la durée Δt de l'effet laser en fonction de la durée t_1 des créneaux de pompe, ainsi qu'en fonction de la température du substrat. La période $t_1 + t_2$ des créneaux étant fixée à 100 μs , le pompage est continu lorsque $t_1 = 100 \mu s$. Nous avons utilisé pour les calculs les paramètres déduits des ajustements de la partie précédente : $R_{th} = 2150 \text{ K/W}$, $T_0 = 38 \text{ K}$ et $\tau = 15 \mu s$.

Dans un premier temps, nous avons fait varier séparément la température du substrat (figure II.16) et la puissance de pompe (figure II.17), et relevé la variation de Δt en fonction de t_1 .

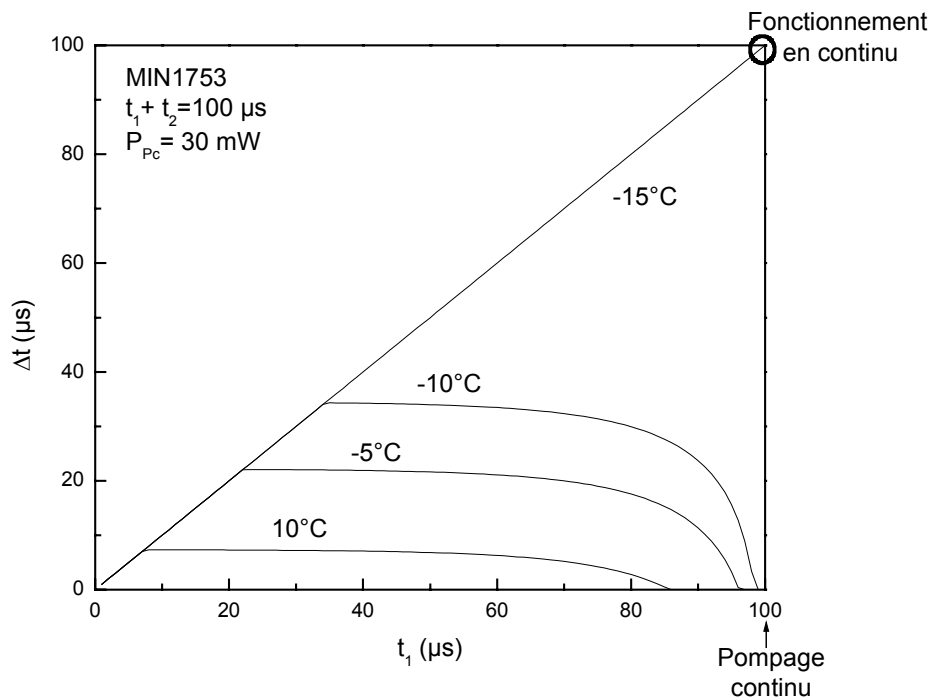


Figure II.16 : durée de l'effet laser (Δt) calculée en fonction de la durée du créneau de pompe (t_1) pour une période des créneaux ($t_1 + t_2$) de 100 μs . La puissance crête de pompe est fixée à 30 mW et la température du substrat varie de -15 à $10^\circ C$.

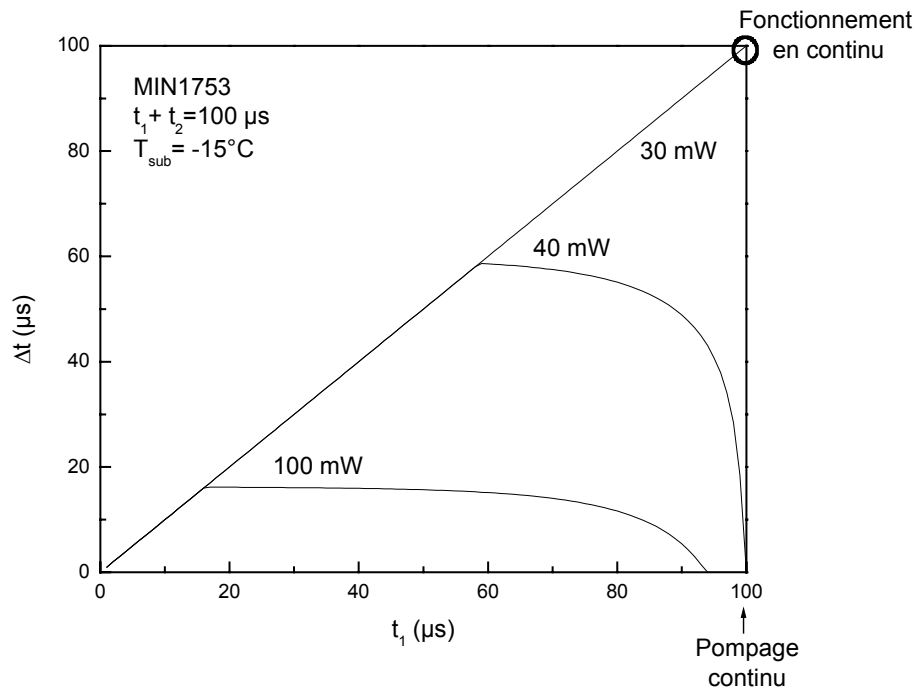


Figure II.17 : Durée de l'effet laser (Δt) calculée en fonction de la durée du créneau de pompe (t_1) pour une période des créneaux ($t_1 + t_2$) de 100 μs . La température du substrat est fixée à $-15^\circ C$ et les puissances de pompe considérées sont 30, 40 et 100 mW.

La figure II.16 montre que pour des températures supérieures ou égales à $-10^\circ C$, l'effet laser s'interrompt bien avant la fin du créneau de pompe (par exemple 30 μs de fonctionnement maximum à $-10^\circ C$). A $-15^\circ C$ en revanche, le laser fonctionne en continu. La température de transition se situe donc pour cet échantillon entre -10 et $-15^\circ C$.

La figure II.17 montre qu'à $-15^\circ C$, l'effet laser en continu est observé pour une puissance de pompe de 30 mW, alors qu'il ne l'est plus pour une puissance de 40 mW (durée maximale de l'effet laser : 55 μs).

Ces calculs démontrent une nouvelle fois que l'obtention de l'effet laser en continu dépend de manière très sensible de la puissance de pompe et de la température du substrat. Ils permettent ainsi de déterminer les plages de fonctionnement en continu de l'échantillon MIN1753 (entre -10 et $-15^\circ C$ pour une puissance de pompe d'environ 30 mW).

Afin de connaître plus précisément la température critique de fonctionnement en continu, il suffit de calculer la durée de l'effet laser sous un pompage continu ($t_1 = 100 \mu s$) en fonction de la température du substrat (figure II.18).

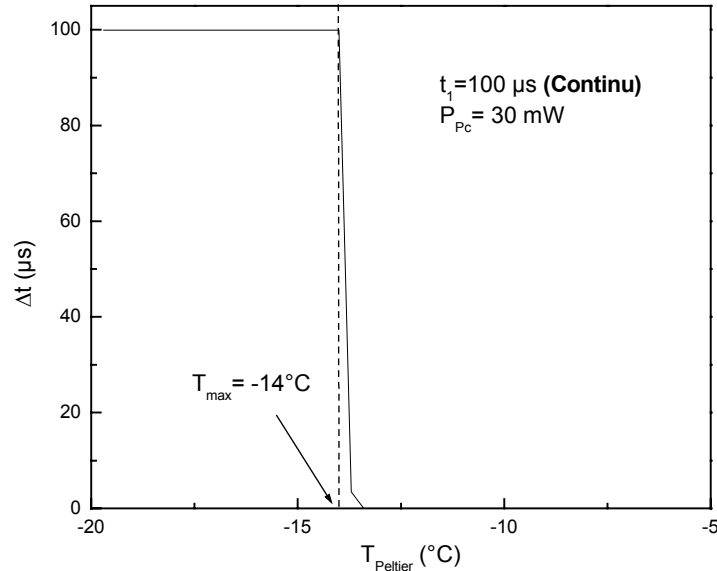


Figure II.18 : Variation de la durée de l'effet laser calculée en fonction de la température du substrat sous un pompage continu. La puissance de pompe est fixée à 30 mW.

Le fonctionnement est bien sûr en « tout ou rien » puisque le pompage est continu, mais ce calcul nous renseigne sur la température maximale T_{max} de fonctionnement en continu du MIN1753 pour une puissance de pompe de 30 mW. La valeur ainsi obtenue est d'environ $-14^\circ C$, ce qui est en bon accord avec les observations expérimentales, puisque nous verrons dans la partie suivante que nous avons obtenu l'effet laser en continu à partir de $-12^\circ C$ pour cet échantillon.

II.3.4 Conclusion

L'utilisation du modulateur acousto-optique permet donc d'étudier les phénomènes thermiques apparaissant lors de l'augmentation du rapport cyclique du pompage optique. En particulier, nous avons ainsi pu mettre en évidence l'apparition d'une lentille thermique décalant la zone de stabilité de la cavité plan-concave.

Par ailleurs, nous avons pu mettre en évidence la grande sensibilité de l'effet laser en continu aux paramètres expérimentaux tels que la température du substrat et la puissance de pompe. Le modèle utilisé dans cette partie, en bon accord avec les résultats expérimentaux, montre en particulier le caractère critique de la température du substrat.

Pour obtenir l'effet laser en continu, il est donc nécessaire pour chaque échantillon de passer progressivement d'un pompage quasi-continu à continu en ajustant au fur et à mesure la température de fonctionnement et la puissance de pompe. La partie suivante décrit les résultats laser obtenus pour différents échantillons en pompage continu.

II.4. Etude de l'effet laser en continu.

Le montage utilisé pour le pompage optique en continu est identique à celui présenté sur la figure II.9. du paragraphe précédent. Pour obtenir un pompage continu, on applique une tension continue sur le modulateur acousto-optique. Suivant les mesures, le rayon du faisceau de pompe est compris entre 15 et 22 μm .

Nous présentons dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus avec trois structures : le MIN1753 et le MIN1770, déjà étudiés dans le paragraphe II.3.3 de cette deuxième partie, et le KTH6680, épitaxié à la KTH de Stockholm. Après avoir comparé les performances de ces trois échantillons, nous verrons comment un modèle thermique simple permet d'anticiper leur comportement, et notamment l'arrêt de l'effet laser à forte puissance de pompe du fait de l'échauffement de la couche active (*rollover* [25]). Enfin, au vu de ces résultats, nous proposerons de nouveaux types de composants susceptibles de présenter des performances améliorées en vue de l'obtention du fonctionnement en régime de blocage de modes.

II.4.1. Résultats expérimentaux

II.4.1.a. MIN1753 et MIN1770

Comme nous l'avons déjà précisé, ces deux échantillons se distinguent essentiellement par l'épaisseur de la couche d'InP déposée en surface : $\lambda/8$ pour le MIN1753 et 2λ pour le MIN1770 (voir tableau I.2 p.101). Les températures maximales (T_{max}) de fonctionnement en continu observées sont respectivement -12°C et 7°C . Les courbes de seuil obtenues à des températures proches de T_{max} sont tracées sur la figure II.19.

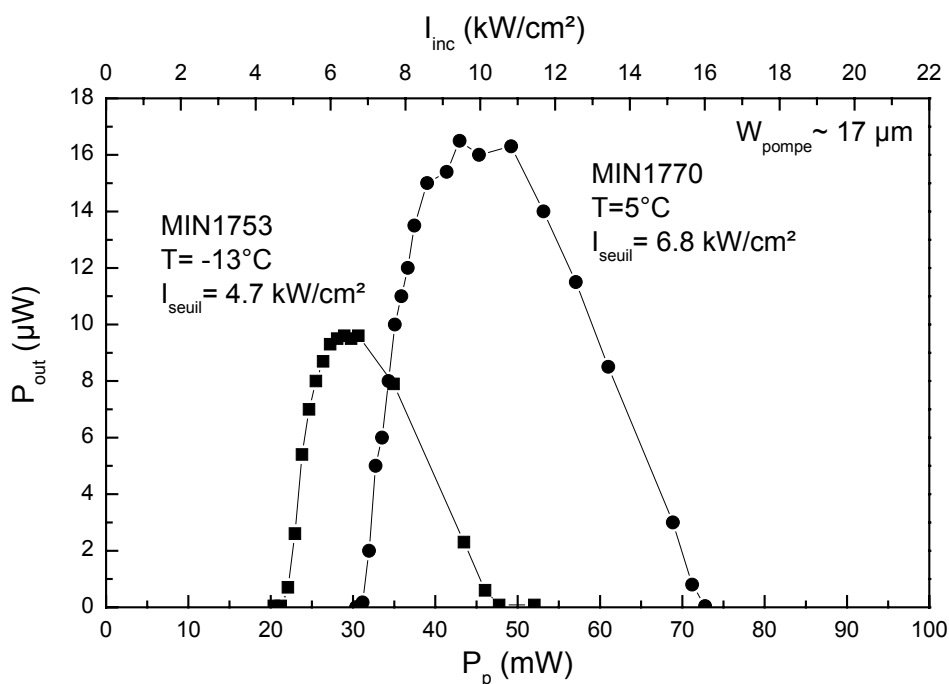


Figure II.19 : Courbes de seuil de l'effet laser en continu pour le MIN1753 et le MIN1770 respectivement à -13°C et 5°C. Le waist du faisceau de pompe est fixé à environ 17 μm.

Aux températures considérées, respectivement -13 et 5°C, les intensités de seuil de ces deux échantillons sont 4,7 kW/cm² pour le MIN1753 et 6,8 kW/cm² pour le MIN1770. Lorsque la puissance de pompe augmente, les puissances émises augmentent jusqu'à une dizaine de μW, puis chutent fortement jusqu'à l'arrêt du fonctionnement laser. Cet effet, dû à l'échauffement de la couche active sous l'action du pompage continu, sera étudié quantitativement dans la suite.

Le meilleur fonctionnement, et en particulier le $T_{\max}$ plus élevé du MIN1770 peut être expliqué par sa résistance thermique plus faible (1260 K/W contre 2150 K/W pour le MIN1753), due à une épaisseur d'InP plus épaisse en surface (tableau I.2 p.101). De plus, les positions spectrales relatives du gain et du centre de la stop-band semblent moins favorables dans le cas du MIN753 que dans celui du MIN1770 (figure II.20).

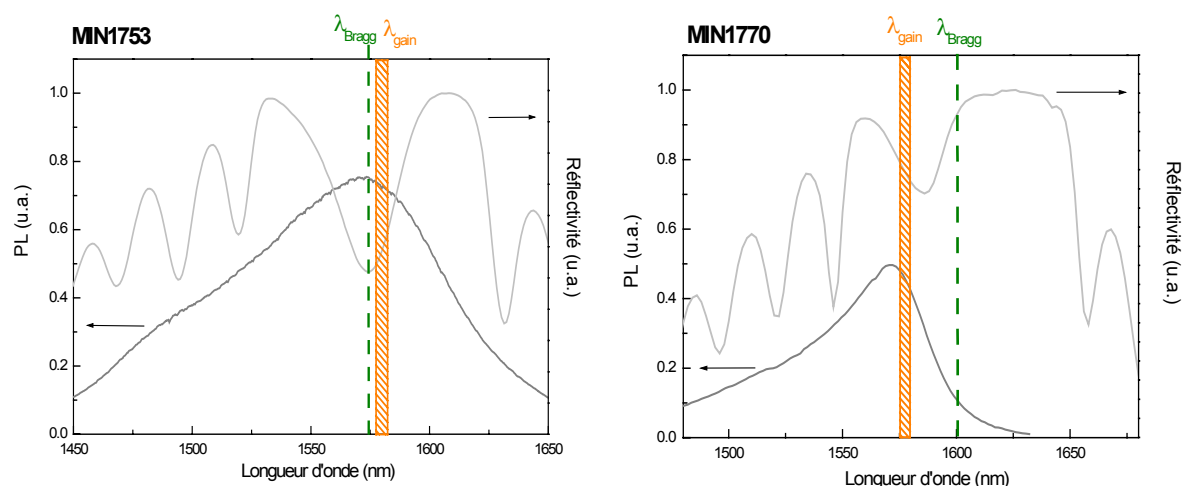


Figure II.20 : Spectres de réflectivité et de photoluminescence mesurés à température ambiante pour le MIN1753 et le MIN1770. La position spectrale du centre de Bragg et de la zone de gain sont indiquées sur les figures.

En effet, à température ambiante le maximum du gain du MIN1753 est situé légèrement à plus grande longueur d'onde que le centre du miroir de Bragg, alors que celui du MIN1770 est à plus basse longueur d'onde. Comme nous l'avons déjà discuté, l'absorption du faisceau de pompe conduit à un échauffement, et donc à un décalage vers les grandes longueurs d'onde du maximum du gain des puits quantiques. Ce décalage est compensé dans le cas de l'échantillon MIN1770, mais pas dans celui du MIN1753. Pour ce dernier, il est donc nécessaire de compenser ce décalage spectral par un refroidissement de la structure à une température beaucoup plus basse que pour le MIN1770.

Il est difficile de distinguer les effets de la résistance thermique et du décalage spectral du gain par rapport au maximum de réflectivité des miroirs de Bragg sur le T_{max} des échantillons. Cependant, une résistance thermique faible semble être un point essentiel pour l'obtention d'un T_{max} élevé.

Le spectre d'émission à -12°C du MIN1753 est présenté sur la figure II.21 ci-dessous.

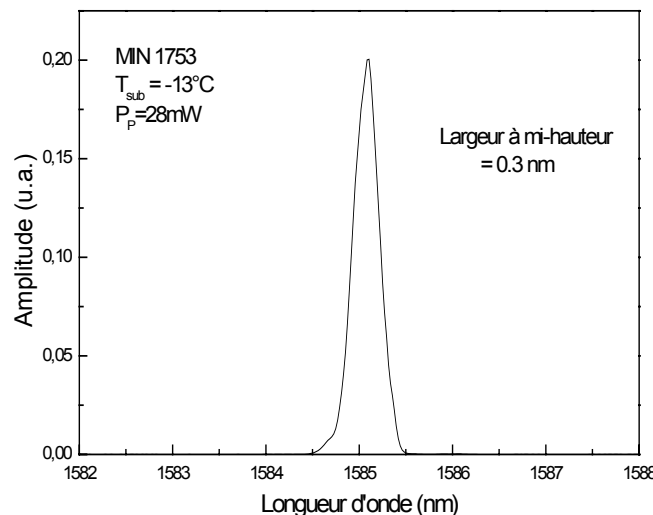


Figure II.21 : Spectre d'émission laser du MIN1753 à -12°C .

La largeur à mi-hauteur du spectre d'émission est de 0,3 nm, ce qui est comme attendu beaucoup moins large que la largeur observée en pompage pulsé (6,5 nm, voir paragraphe II.2.2. de cette deuxième partie). La longueur de la cavité étant d'environ 18 mm, les modes longitudinaux ne peuvent pas être résolus par le spectromètre.

II.4.1.b. KTH6680

Nous n'avons pas pu observer l'effet laser en continu à température ambiante avec les échantillons présentés précédemment, du fait notamment de leur trop forte résistance thermique. Nous avons donc cherché à réduire encore cette résistance thermique en augmentant l'épaisseur d'InP déposée en surface. Les bâtis de croissance du laboratoire ayant été indisponibles pendant une longue période du fait du déménagement sur le site de Marcoussis, un échantillon a été réalisé à KTH (Stockholm).

Cet échantillon (KTH6680) se distingue des échantillons précédemment étudiés par :

- Un miroir de Bragg de 48 paires InP/InGaAsP
- 3 groupes de 2 puits InGaAsP à contrainte compensée.

De plus, il possède de part et d'autre de la couche active des couches d'InP d'épaisseur $0,75\lambda$ côté miroir de Bragg et $2,25\lambda$ côté surface, ainsi qu'un dépôt diélectrique anti-reflet.

La température maximale (T_{max}) de fonctionnement de cet échantillon est de 20°C : il fonctionne donc à température ambiante. Les courbes de seuil à différentes températures sont présentées sur la figure II.22.

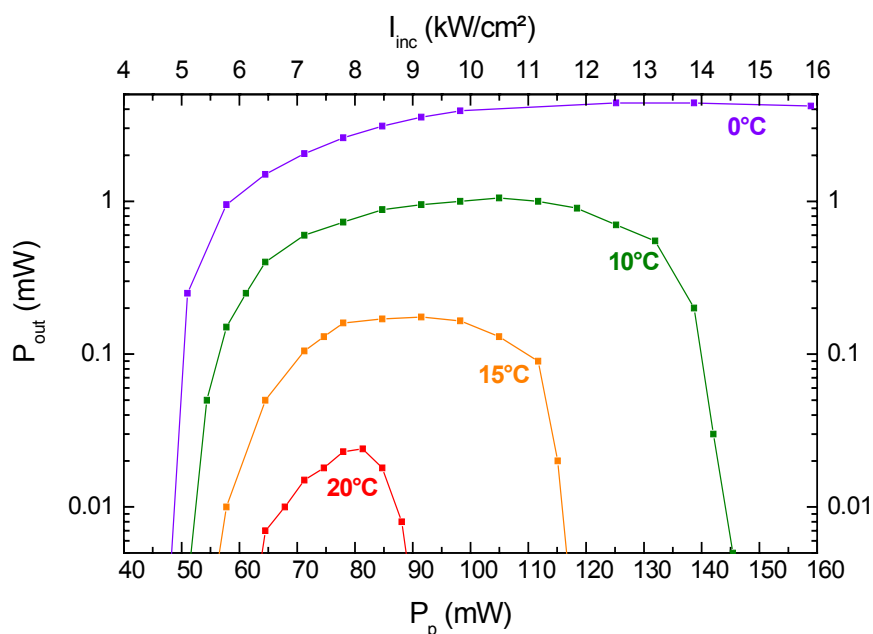


Figure II.22 : Courbes de seuil de l'échantillon KTH6680 pour des températures de Peltier variant de 0°C à 20°C. Le waist du faisceau de pompe est fixé à environ 22 μm .

Remarque : Les courbes de seuil de la figure II.22 sont obtenues en optimisant le réglage de la cavité pour maximiser la puissance de sortie. Dans ce cas, la taille de la cavité est ajustée pour que la taille du mode laser sur l'échantillon soit adaptée à la taille du faisceau de pompe, et que la zone excitée soit ainsi maximale. Comme nous le verrons par la suite, il est également possible d'effectuer ces mesures en cherchant à minimiser le seuil laser. Dans ce cas, la longueur de la cavité est telle qu'on se trouve en limite de stabilité, et la taille du mode laser sur l'échantillon est alors minimale.

A 20°C, la densité de puissance de pompe au seuil est d'environ 6,5 kW/cm^2 . La puissance maximale émise à cette température est relativement faible (environ 20 μW). En revanche, lorsque la température du Peltier décroît, la puissance maximale émise augmente fortement, et atteint 4 mW à 0°C. A la même température, la puissance émise par un VCSEL monolithique sur InP et pompé électriquement est de 120 μW [6]. En cavité externe, le seul résultat rapporté dans la littérature à 1,55 μm concerne une structure non monolithique (miroir semiconducteur/metal), et présente une puissance de 15 mW à 0°C [7]. Le résultat obtenu avec nos structures monolithiques est donc très encourageant.

II.4.1.c. Bilan

Nous avons rassemblé dans le tableau suivant les températures maximales de fonctionnement en continu pour chaque échantillon, ainsi que la résistance thermique calculée à l'aide du logiciel Thermsim.

	Epaisseur d'InP en surface	R_{th} calculée (K/W) ($w_p=22\ \mu m$)	T_{max} (°C)
MIN1753	0,125 λ (61 nm)	1300	-12
MIN1770	2 λ (980 nm)	860	7
KTH6680	2,25 λ (1100 nm) +0,75 λ côté Bragg (360 nm)	550	20

Tableau II.2 : Résistance thermique calculée et température maximale de fonctionnement expérimentale en pompage continu pour trois échantillons.

Ce tableau illustre clairement la corrélation entre une température maximale de fonctionnement élevée des composants et une résistance thermique faible. En outre, l'ajout d'une couche épaisse d'InP à la surface des composants semble permettre de réduire fortement leur résistance thermique. Notons toutefois que le miroir de Bragg du KTH6680 (48 paires InP/InGaAsP) possède une résistance thermique plus faible d'environ 50% que celle des miroirs de Bragg des MIN1753 et MIN1770 (40 paires InAlAs/InGaAlAs, voir le chapitre I de cette deuxième partie). Ceci explique la forte différence entre les résistances thermiques des échantillons MIN1770 et KTH6680.

Remarque : Notons que l'utilisation de miroirs Q_{Al}/InP pour les échantillons MIN1753 et MIN1770 aurait permis de diminuer leur résistance thermique, puisque la conductivité thermique de ces miroirs est proche de celle des miroirs Q_P/InP . Malheureusement, au moment où les structures optimisées pour le pompage continu ont été réalisées, le bâti d'épitaxie n'était plus calibré pour la réalisation de ces miroirs.

Toutes les mesures présentées dans ce paragraphe ont été effectuées en utilisant des faisceaux de pompe de rayons à $1/e^2$ d'au plus $22\ \mu m$. Or, afin de réaliser par la suite un blocage de modes efficace, notre objectif est d'obtenir l'effet laser pour des faisceaux de pompe de rayon au moins égal à $50\ \mu m$ (voir le chapitre II de la troisième partie de ce

manuscrit). Pour ces tailles de faisceau, nous n'avons pas observé l'effet laser en continu. En effet, une augmentation de la taille du faisceau de pompe conduit certes à une réduction de la résistance thermique, mais surtout à une augmentation de la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil laser. L'augmentation de la quantité de chaleur à évacuer dans le composant (proportionnelle à w_p^2) n'est pas compensée par la réduction de résistance thermique (proportionnelle à environ $1/w_p$, voir le chapitre I de cette partie).

Une faible résistance thermique est donc le point clé pour l'obtention de l'effet laser en pompage continu pour les tailles de faisceau de pompe visées, à des températures maximales de fonctionnement raisonnables ($> 0^\circ\text{C}$).

Dans le paragraphe suivant, nous développons un modèle thermique simple permettant de comprendre l'influence de la résistance thermique sur les caractéristiques de l'effet laser en continu.

II.4.2. Modélisation du comportement des lasers en pompage continu

Ce modèle décrit l'évolution du seuil de l'effet laser continu sous l'effet de l'élévation de la température dans la couche active, due à l'absorption du faisceau de pompe. Il permet ainsi de déduire la résistance thermique des structures à partir des valeurs expérimentales des seuils en pompage pulsé et continu. Ou encore, connaissant la résistance thermique des échantillons, il permet de prévoir la puissance maximale de fonctionnement en continu ainsi que la variation relative de la puissance émise en fonction de la température du Peltier. Le même type d'approche est utilisé dans la référence [26], pour décrire le comportement thermique de VCSELs en microcavité pompés électriquement.

II.4.2.a. Principe

D'après la relation II.8 de cette partie, en régime stationnaire la densité de porteurs injectés dans les puits quantiques de la structure à une température de couche active T_{ca} donnée est proportionnelle au produit de la puissance incidente P_{inc} par la durée de vie τ des porteurs à cette température :

$$N(T_{ca}) = A.P_{inc}.\tau(T_{ca}) \quad (\text{II.14})$$

où A est une quantité dépendant des caractéristiques du pompage (longueur d'onde, surface du spot) et des caractéristiques de l'échantillon (absorption, nombre de puits). Dans la suite, le modèle étant appliqué à un seul échantillon, et les caractéristiques du laser de pompe étant invariantes entre deux expériences, la quantité A sera considérée comme constante.

Il est alors possible de définir un taux de génération de porteurs noté $R(T_{ca})$, tel que :

$$R(T_{ca}) = \left(\frac{dN}{dt} \right) (T_{ca}) = A \cdot P_{inc}^{instantanée} \quad (II.15)$$

Ce taux de génération de porteurs dépend de T_{ca} , et est proportionnel à la puissance instantanée incidente sur le VECSEL, c'est à dire à la puissance crête lors d'un pompage pulsé, et à la puissance incidente en pompage continu.

-- Taux de génération de porteurs au seuil (pompage pulsé)--

Le taux de génération de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil à une température de couche active T_{ca} est tel que :

$$R_s(T_{ca}) = \left(\frac{dN}{dt} \right)_{seuil} (T_{ca}) = A \cdot P_{seuil}^{instantanée} (T_{ca}) \quad (II.16)$$

Afin de travailler avec des grandeurs normalisées, définissons un taux de génération de porteurs au seuil à une température de référence arbitraire T_{ref} :

$$R_0 = R_s(T_{ref}) = A \cdot P_{seuil}^{instantanée} (T_{ref}) \quad (II.17)$$

Le taux de génération de porteurs au seuil normalisé à sa valeur à T_{ref} est alors :

$$\rho_{seuil}(T_{ca}) = \frac{R_s(T_{ca})}{R_0} \quad (II.18)$$

La constante A de la relation II.15 ne dépendant que de l'échantillon étudié et des caractéristiques du pompage, $\rho_{seuil}(T_{ca})$ peut s'écrire en utilisant la description phénoménologique de la variation des puissances au seuil avec la température (partie 1, chapitre I) :

$$\rho_{\text{seuil}}(T_{\text{ca}}) = \frac{P_{\text{seuil}}^{\text{instantanée}}(T_{\text{ca}})}{P_{\text{seuil}}^{\text{instantanée}}(T_{\text{ref}})} = \exp\left(\frac{T_{\text{ca}} - T_{\text{ref}}}{T_0}\right) \quad (\text{II.19})$$

où T_0 est la température caractéristique de la structure.

En pompage pulsé, nous faisons l'hypothèse que l'élévation de température de la couche active liée à l'absorption de la pompe est négligeable : T_{ca} est donc identique à la température du substrat T_{sub} (fixée par l'élément Peltier).

Ainsi la variation du taux de génération de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil en fonction de la température de la couche active est directement donnée par l'équation (II.19), en remplaçant T_{ca} par T_{sub} , et $P^{\text{instantanée}}$ par $P^{\text{pulsé}}$:

$$\rho_{\text{seuil}}(T_{\text{ca}}) = \frac{P_{\text{seuil}}^{\text{pulsé}}(T_{\text{sub}})}{P_{\text{s,Tref}}} = \exp\left(\frac{T_{\text{sub}} - T_{\text{ref}}}{T_0}\right) \quad (\text{II.20})$$

où $P_{\text{s,Tref}}$ est la puissance au seuil en pompage pulsé à une température de référence T_{ref} .

-- Taux de génération de porteurs en pompage continu --

Le pompage continu conduit quant à lui à une élévation ΔT de la température de la couche active :

$$T_{\text{ca}} = T_{\text{sub}} + \Delta T \quad (\text{II.21})$$

Cette élévation de température est donnée par :

$$\Delta T = R_{\text{th}}(\eta \cdot P_p - P_E) \approx R_{\text{th}} \cdot \eta \cdot P_p \quad (\text{II.22})$$

où η est le rendement d'absorption de la pompe, R_{th} la résistance thermique de la structure, P_p la puissance de pompe continue, et $P_E \ll \eta P_p$ la puissance émise. La température de la couche active T_{ca} est alors différente de la température du substrat T_{sub} .

Définissons maintenant une quantité correspondant au taux de génération de porteurs dû au pompage continu. D'après (II.15) et (II.22) :

$$R_{cw}(T_{ca}) = A \cdot P_p = A \frac{\Delta T}{\eta R_{th}} \quad (II.23)$$

Le taux de génération de porteurs normalisé est alors :

$$\rho_{cw}(T_{ca}) = \frac{R_{cw}(T_{ca})}{R_0} = \frac{1}{P_{s,Tref}} \frac{T_{ca} - T_{sub}}{\eta R_{th}} \quad (II.24)$$

Le pompage continu conduit à une élévation de la température de la couche active, et donc à une élévation du taux de génération de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil (d'après (II.19)).

En pompage continu, le seuil sera atteint si ρ_{cw} est supérieur à ρ_{seuil} , c'est à dire si le nombre de porteurs photocréés par le pompage continu est suffisant pour compenser l'augmentation du seuil due à l'échauffement.

Enfin, une dernière hypothèse consiste à considérer que la puissance émise P_E est directement proportionnelle à l'excès de porteurs photocréés une fois le seuil atteint [2].

$$P_E(T_{ca}) \propto (P_P - P_{Seuil}(T_{ca})) \quad (II.25)$$

II.4.2.b. Illustration graphique

Il est possible d'illustrer graphiquement le raisonnement ci-dessus de la manière suivante :

- Le taux de génération de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil en fonction de la température de la couche active est représenté par une exponentielle (relation II.20).
- Le taux de génération de porteurs créés par le pompage continu en fonction de l'élévation de la température de couche active associée est représenté par une droite (relation (II.24)). La pente de cette droite est inversement proportionnelle à la résistance thermique de la structure. L'élévation de température ΔT de la couche

active associée peut être convertie en puissance de pompe continue à l'aide de la relation (II.22).

- L'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses correspond à la température du substrat, fixée par l'élément Peltier, et donc à une puissance de pompe continue nulle ($\Delta T=0$).
- Le seuil laser en pompage continu est donné par la première intersection de la droite avec l'exponentielle. La seconde intersection donne la puissance de pompe pour laquelle l'effet laser s'arrête du fait de l'échauffement trop important de la couche active.

Ceci est illustré sur les figures II.23 ci-dessous, pour une température de Peltier de 20°C, et trois résistances thermiques différentes :

$$R_{th1} < R_{th2} < R_{th3}$$

i. Cas d'une faible résistance thermique (R_{th1})

Le seuil laser en continu est atteint à l'intersection entre la droite et l'exponentielle, lorsque ρ_{cw} devient supérieur à ρ_{seuil} . En ce point, l'élévation de température de la couche active due au pompage continu est de ΔT_1 . La puissance de pompe au seuil peut être déduite à l'aide de ΔT_1 et de la relation (3).

ii. Cas d'une résistance thermique intermédiaire (R_{th2})

Le seuil laser est atteint à la première intersection entre la droite et l'exponentielle. L'échauffement de la couche active ΔT_2 est plus grand que dans le cas précédent, puisque la résistance thermique est plus élevée. La deuxième intersection correspond à la situation où, du fait de l'échauffement induit par une puissance de pompe trop élevée, le nombre de porteurs photocréés n'est plus suffisant pour atteindre le seuil : c'est la fin de l'effet laser (rollover).

iii. Cas d'une grande résistance thermique (R_{th3})

Le seuil laser ne peut pas être atteint à cette température de Peltier. Pour observer l'effet laser avec une telle résistance thermique, il faut refroidir le substrat jusqu'à environ 5°C (droite en pointillés).

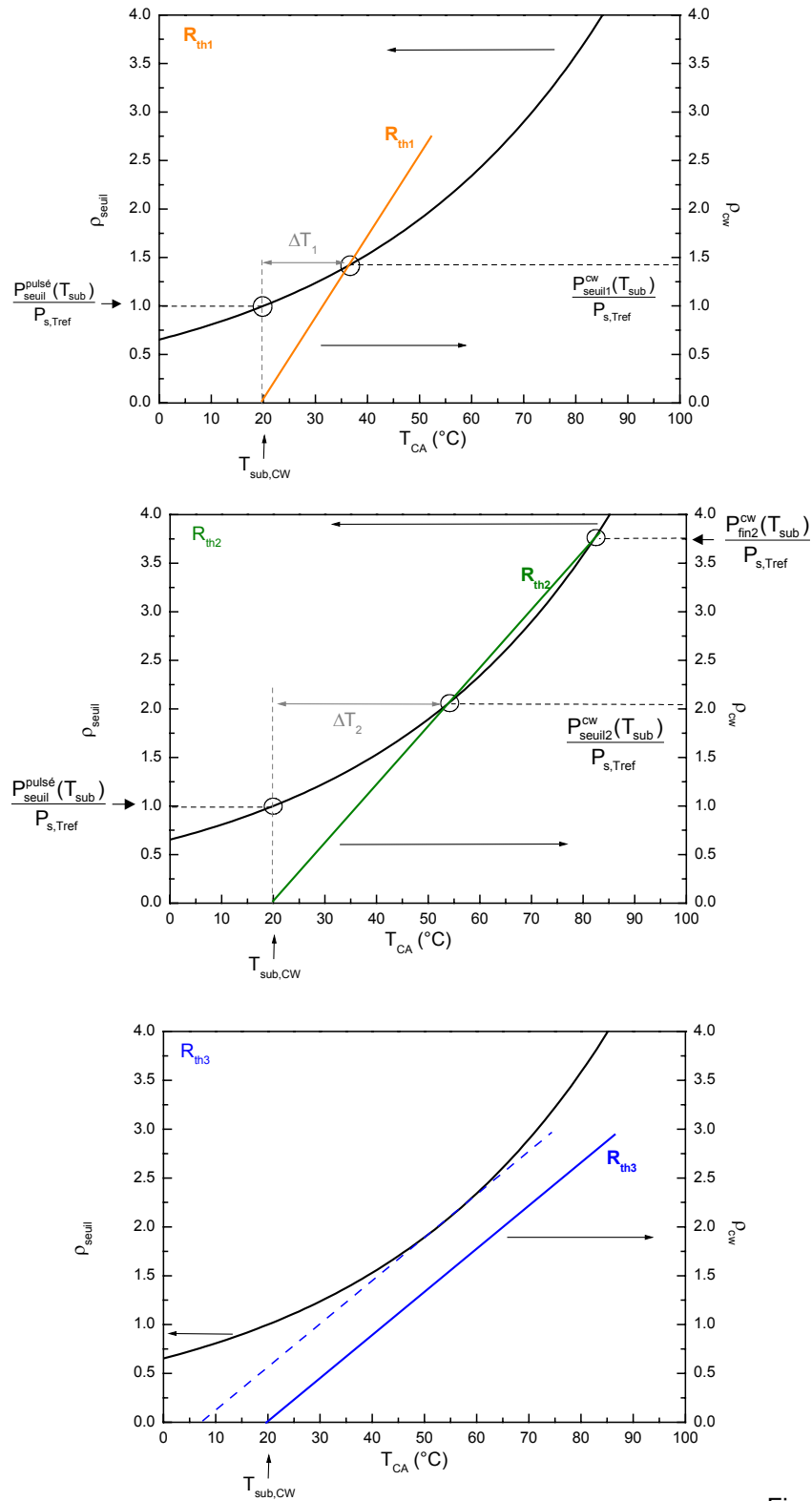


Figure II.23 :

Illustrations graphiques du modèle pour trois résistances thermiques différentes : $R_{th1} < R_{th2} < R_{th3}$. L'exponentielle représente le taux de génération de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil en fonction de la température de la couche active ; Les droites représentent le taux de génération de porteurs photocréés par le pompage continu.

A partir des valeurs de seuil en pompage pulsé en fonction de la température de la couche active, et connaissant la résistance thermique de la structure, il est donc possible de prévoir le seuil laser en continu ainsi que la puissance de pompe maximale pour laquelle l'effet laser est observé. Inversement, à partir des données expérimentales des seuils en pompage pulsé et continu, il est possible de remonter à la valeur des résistances thermiques des structures.

-- Estimation de la variation de la puissance émise --

D'après la relation II.25, à une température de Peltier donnée, la puissance émise sera proportionnelle à la différence entre ρ_{cw} et ρ_{seuil} . Pour une résistance thermique donnée, on peut donc ainsi évaluer la variation de la puissance émise en fonction de la température du Peltier. Ceci est illustré sur la figure II.24.

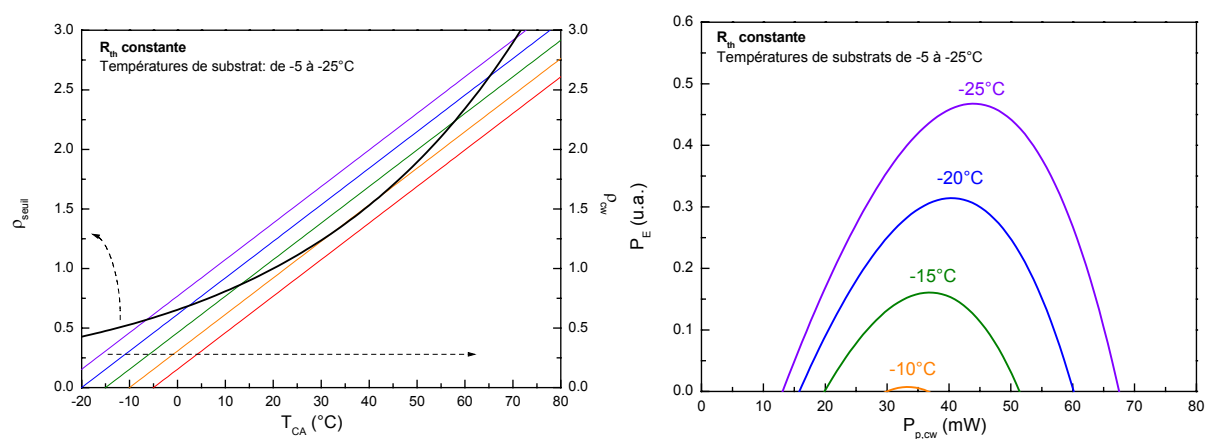


Figure II.24 : Evaluation graphique de la variation de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe continue pour différentes températures de Peltier (courbes de droite).

Sur le graphe de gauche sont représentés le taux de génération de porteurs au seuil en fonction de la température de la couche active (exponentielle), ainsi que le taux de génération de porteurs de la pompe en continu pour une résistance thermique donnée et différentes températures de Peltier (droites). Le graphe de droite représente la différence entre les droites et l'exponentielle, c'est à dire une grandeur proportionnelle à la puissance émise, en fonction de la puissance de pompe. Pour convertir la température de la couche

active en puissance de pompe, on utilise la relation II.22. Ce calcul montre qu'une diminution de la température de Peltier conduit à une élévation importante de la puissance émise.

A partir des valeurs de seuil en pompage pulsé en fonction de la température de la couche active, et connaissant la résistance thermique de la structure, il est donc possible de prévoir la variation de puissance émise en fonction de la puissance de pompe continue lorsque la température du Peltier varie.

II.4.2.c. Comparaison avec les résultats expérimentaux

Afin de vérifier la validité de ce modèle, nous allons maintenant l'appliquer aux résultats expérimentaux obtenus avec l'échantillon KTH6680.

Remarques : - Dans la suite nous n'utiliserons pas l'expression II.20 pour décrire la variation de seuil en pompage pulsé en fonction de la température de la couche active, mais un ajustement polynomial de valeurs expérimentales. En effet, cette expression décrit uniquement la dégradation du gain du matériau sous l'effet de la température, et ne tient pas compte d'éventuelles variations des pertes dans la cavité. Or, dans les structures à cavité verticale, comme nous l'avons signalé au chapitre I de la partie 1, la valeur du T_0 dépend fortement de la plage de température considérée, du fait de la variation de la position spectrale du gain par rapport à la longueur d'onde centrale de la stop-band du miroir de Bragg (et de la résonance de microcavité dans le cas des VCSELs) avec la température. Ainsi, il existe une température optimale pour laquelle les pertes optiques sont minimales dans la cavité.

- Contrairement aux résultats du paragraphe II.4.1.b. (figure II.22), nous présentons ici des mesures pour lesquelles la cavité laser a été alignée en vue de minimiser les puissances de pompe au seuil.

Les valeurs expérimentales des seuils obtenus en pompage pulsé (durée des créneaux de pompe 1 μ s, rapport cyclique 1%) en fonction de la température du Peltier sont présentées sur la figure II.25. Ces valeurs sont ajustées à l'aide d'une fonction polynomiale. Nous avons également mesuré les seuils en pompage continu pour trois températures de Peltier : 5, 10 et 15°C.

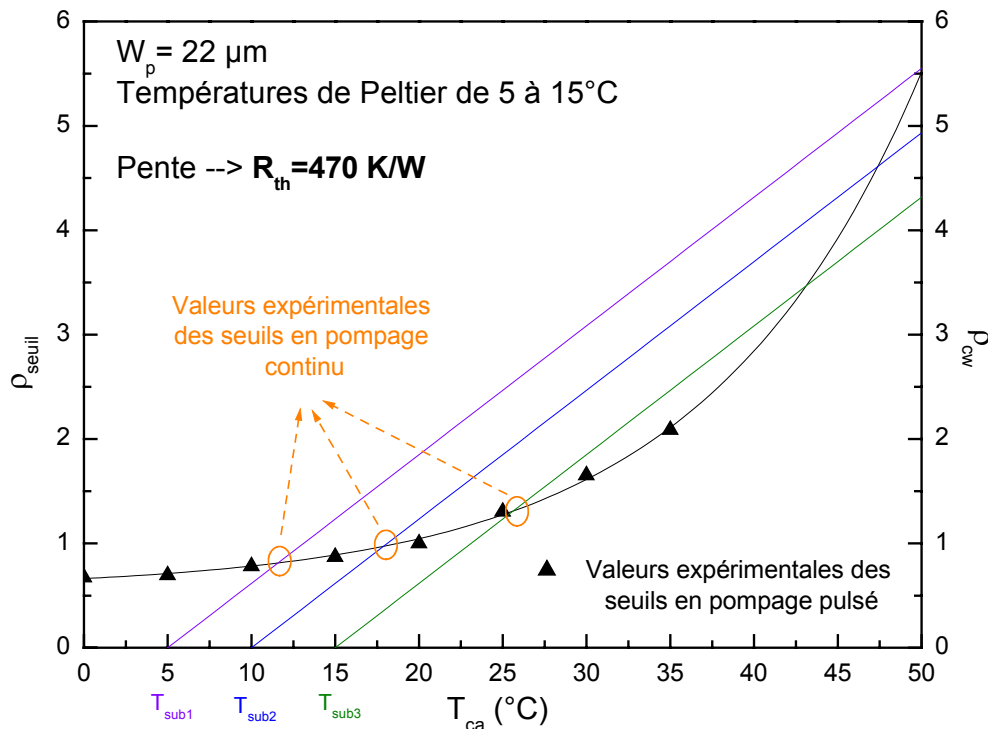


Figure II.25 : Variation expérimentale (triangles) et ajustement polynomial de τ_{seuil} en fonction de T_{ca} pour l'échantillon KTH6680. La valeur de $P_{s,T_{\text{ref}}}$ est de 28,75 mW ($T_{\text{ref}} = 20^\circ\text{C}$). Les cercles indiquent les valeurs expérimentales des seuils en pompage continu pour des températures de Peltier de 5, 10 et 15°C . La résistance thermique extraite des pentes de ces trois droites est de 470 K/W.

En appliquant la procédure décrite dans le paragraphe précédent, nous avons extrait de la figure II.25 la résistance thermique de l'échantillon KTH6680. La valeur obtenue est de 470 K/W pour un rayon de pompe sur l'échantillon d'environ $22\ \mu\text{m}$. La valeur donnée par le logiciel thermSim est de 550 K/W. L'erreur d'estimation est donc d'environ 15%, ce qui est acceptable au vu de la simplicité du modèle et de la précision de la mesure, due en particulier à l'incertitude sur la mesure de la taille des spots.

Remarque : En prenant une approximation exponentielle pour la variation de la puissance de seuil en pulsé en fonction de la température, la valeur expérimentale du T_0 est alors d'environ 35K, ce qui est assez faible, mais cohérent avec ce qui a déjà été mesuré sur ce type de structures (partie 2, chapitre II.3)

A partir de la figure II.25, nous avons également extrait la variation de la puissance émise par le laser en fonction de la puissance de pompe pour les trois températures considérées. Les résultats sont présentés sur la figure II.26.

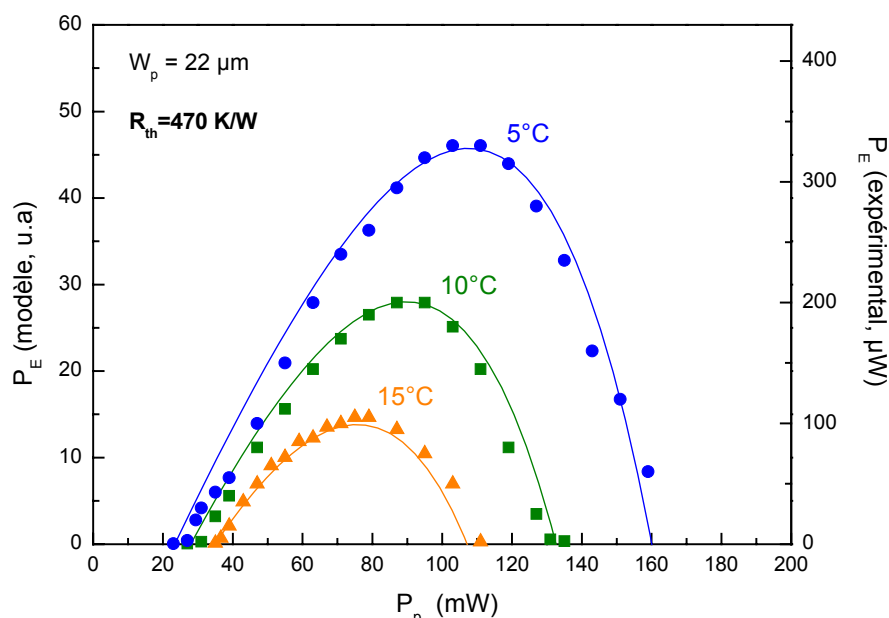


Figure II.26 : Variation expérimentale (points) de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe pour des températures de Peltier de 5, 10 et 15°C. Les courbes théoriques (traits pleins) sont calculées pour une résistance thermique de 470 K/W.

Sur cette figure, les valeurs expérimentales sont données en μ W, et les puissances émises extraites du modèle sont données en unité arbitraire. Le facteur multiplicatif appliqué aux résultats théoriques pour retrouver la puissance expérimentale en μ W est identique pour les trois températures de Peltier.

Les courbes obtenues à l'aide du modèle décrivent avec une bonne précision le comportement expérimental du composant. Notons en particulier que le modèle permet de prédire assez précisément la variation de la puissance maximale émise par le laser en fonction de la température du Peltier, ainsi que la puissance de pompe correspondant à la fin de l'effet laser (rollover).

Le bon accord entre les prédictions de ce modèle simple et les résultats expérimentaux obtenus avec l'échantillon KTH6680 permet d'envisager son utilisation à l'anticipation du comportement de nouvelles structures. En effet, comme nous l'avons déjà précisé à la fin du paragraphe III.3.4.1, notre objectif avant d'obtenir le blocage de mode est d'augmenter la taille du faisceau de pompe. Nous allons donc utiliser ce modèle pour estimer les résistances thermiques compatibles avec cette augmentation de taille de faisceau de pompe.

II.4.3. Conclusion

Nous avons tout d'abord démontré dans cette partie l'effet laser sous pompage optique continu de nos $\frac{1}{2}$ VCSELs en cavité plan concave, et ce jusqu'à température ambiante pour l'un des échantillons étudiés. Cet échantillon présente un seuil de quelques kW/cm², et une puissance émise allant jusqu'à 4 mW à 0°C. Nous avons par ailleurs mis en évidence le lien entre une forte épaisseur de la couche surfacique d'InP et une température maximale de fonctionnement élevée, du moins avec des spots de pompe relativement petits (de 15 à 25 μ m de rayon).

Dans un deuxième temps, nous avons présenté un modèle simple permettant d'estimer à partir des résultats expérimentaux la valeur de la résistance thermique des structures, ainsi que la variation de la puissance maximale émise en fonction de la température. Ce modèle permet également de prévoir, à une température donnée, la puissance de pompe maximale au-delà de laquelle l'effet laser n'a plus lieu du fait du trop fort échauffement de la couche active.

Dans le paragraphe suivant, nous allons utiliser ce modèle pour estimer l'impact d'une augmentation de la taille du faisceau de pompe sur la température maximale de fonctionnement des structures. Nous présenterons également de nouveaux types de structures susceptibles de présenter des résistances thermiques compatibles avec l'obtention de l'effet laser en continu avec ces plus gros spots de pompe.

II.5. Perspectives : conception de nouvelles structures en vue de l'augmentation de la taille du spot de pompe

La réalisation d'un laser à blocage de modes stable nécessite d'utiliser des faisceaux de pompe de rayon au moins égal à 50 μm (voir partie 3, chapitre II). D'autre part, il est souhaitable que les structures fonctionnent à une température la plus proche possible de la température ambiante. Nous allons maintenant utiliser le modèle thermique décrit ci-dessus pour évaluer quelles sont les résistances thermiques compatibles avec ces contraintes. Nous présenterons ensuite de nouveaux types de structures qui devraient permettre d'atteindre ces valeurs de résistance thermique dans la continuation de ce travail de thèse.

II.5.1. Résistance thermique maximale

La résistance thermique de la structure dépend de la taille du faisceau de pompe. Elle est plus faible pour des tailles de spots plus importantes. **Cependant, la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil augmente avec le carré de la taille du spot, la quantité de chaleur à dissiper dans la structure sera donc plus importante.** Dans ce paragraphe, nous évaluons les résistances thermiques maximales permettant d'obtenir l'effet laser en pompage continu avec des tailles de spot de 40 et 50 μm pour un fonctionnement à 15 ou 20°C (figure II.27).

Remarques :

- Pour plus de clarté, et contrairement aux courbes précédentes, les courbes de ce paragraphe ne sont pas normalisées à $P_{s,Tref}$. En effet, l'échelle en puissance permet de visualiser les variations de seuil liées aux variations de la taille du spot de pompe.
- Pour cette étude, nous considérerons une variation de la puissance de pompe au seuil en fonction de la température de la couche active identique à celle mesurée pour l'échantillon KTH6680.

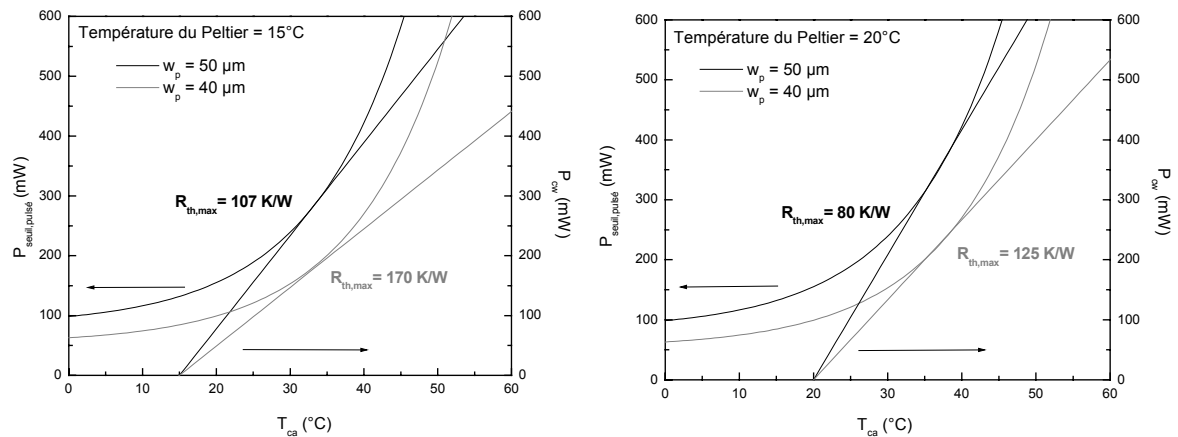


Figure II.27 : Résistances thermiques maximales permettant d'obtenir l'effet laser en continu pour des faisceaux de pompe de 40 et 50 μm de rayon, et des températures de Peltier de 15°C (figure de gauche) et 20°C (figure de droite). La courbe $P_{seuil,pulsé}$ correspond aux valeurs expérimentales relevées en pompage pulsé avec l'échantillon KTH6680, corrigées pour chaque valeur de w_p .

Les valeurs maximales de résistance thermique permettant d'observer le fonctionnement en continu sont rassemblées dans le tableau suivant :

	$w_p = 40 \mu\text{m}$	$w_p = 50 \mu\text{m}$
$T_{sub} = 20^\circ\text{C}$	125 K/W	80 K/W
$T_{sub} = 15^\circ\text{C}$	170 K/W	107 K/W

Tableau II.3 : Résistance thermique maximale calculée pour deux températures de fonctionnement et deux rayons de pompe sur l'échantillon.

Ces valeurs sont faibles. En effet d'après le logiciel Thermsim, l'échantillon KTH6680, qui présente pourtant une résistance thermique plus faible que les autres structures étudiées, voit sa résistance thermique abaissée à 300 K/W pour un w_p de 40 μm et à 230 K/W pour un w_p de 50 μm . Cette réduction de résistance thermique n'est pas suffisante pour compenser l'augmentation de la quantité de chaleur à dissiper du fait de l'augmentation des puissances de pompe au seuil. Ainsi, cet échantillon ne peut pas fonctionner sous pompage continu dans les conditions que nous nous sommes fixées. Il est donc nécessaire d'envisager d'autres structures présentant de plus faibles résistances thermiques.

II.5.2. Conception de nouvelles structures à faible résistance thermique

La réduction de la résistance thermique des structures nécessite l'emploi de matériaux et de substrats présentant de fortes conductivités thermiques. D'autre part, une réduction de l'épaisseur des structures est également souhaitable. Comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, les miroirs de Bragg sur InP constituent le problème majeur en terme de dissipation de la chaleur. Nous avons donc étudié des solutions dans lesquelles ces miroirs sont remplacés par des miroirs hybrides semiconducteur/diélectrique/métal, ou encore par des miroirs diélectrique/métal. En effet, le fort contraste d'indice accessible avec les matériaux diélectriques permet de réduire considérablement leur épaisseur tout en maintenant la réflectivité élevée des miroirs. Par ailleurs, parmi les diélectriques disponibles dans les technologies standards, nous avons sélectionné le couple $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}$, présentant des conductivités thermiques élevées. Ces valeurs sont comparées avec celles des matériaux de la famille InP dans le tableau suivant.

	n	κ (W/K.cm)	Références
InP	3,166	0,68	[27]
InAlAs	3,201	0,1	[28]
InGaAlAs	3,495	0,045	[29]
Si_3N_4	1,994	0,3	[30]
Si	3,48	1,5	[31, 32]
Au		3,15	[30]

Tableau II.4 : Indice optique et conductivité thermique pour différents matériaux.

Pour s'affranchir de la résistance thermique des substrats d'InP, nous proposons en outre de reporter les structures sur des substrats de silicium par brasure Au/In [33, 34].

Les deux structures proposées sont représentées sur la figure II.28.

- La structure a est formée d'une partie semiconductrice, consistant en une cavité d'InP contenant des puits quantiques, sur laquelle est épitaxiée un miroir de Bragg de 9 paires d'une alternance InP/InGaAlAs. On dépose ensuite sur le miroir de Bragg une couche de phase de Si_3N_4 de 170 nm d'épaisseur, puis une couche d'Au permettant d'améliorer la réflectivité de la structure et de la reporter sur un substrat de Silicium par brasure Au/In. La réflectivité théorique de cette structure est de 99,56%.

- La structure b est formée de la même couche active d'InP, sur laquelle sont déposées deux paires d'une alternance $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}$, puis une couche de phase de Si_3N_4 de 170 nm d'épaisseur. De la même manière que pour la structure a, une couche d'Au permet d'améliorer la réflectivité et d'effectuer un report métallique. La réflectivité théorique de cette structure est de 99,70%.

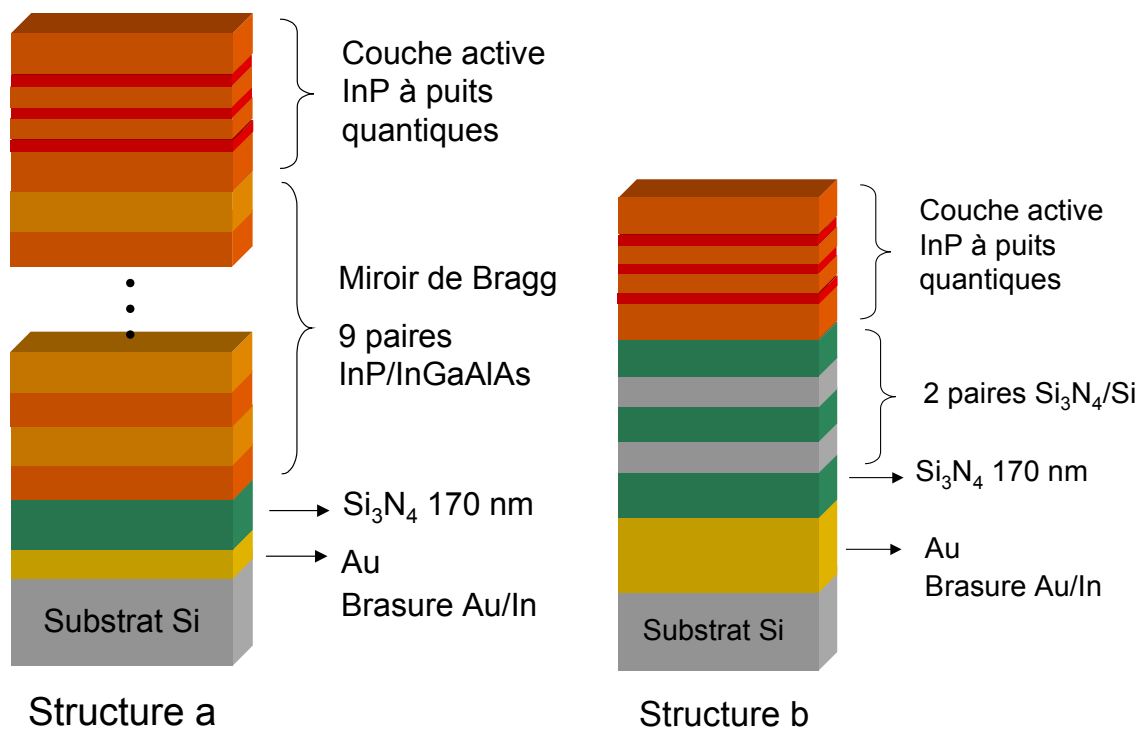


Figure II.28 : Description des structures reportées sur substrat Silicium.

Les résistances thermiques calculées par le logiciel thermsim pour des rayons de faisceau de pompe sur l'échantillon de 40 et 50 μm sont données dans le tableau suivant :

	$w_p = 40 \mu\text{m}$	$w_p = 50 \mu\text{m}$
Structure a	148 K/W	109 K/W
Structure b	90 K/W	68 K/W

Tableau II.5 : Résistances thermiques calculées pour les deux nouvelles structures proposées.

D'après la figure II.27 et le tableau II.3, la structure a devrait permettre un fonctionnement en continu avec un w_p de 40 μm à une température de 15°C. La structure b

quant à elle devrait permettre un fonctionnement en continu jusqu'à 20°C et avec un w_p d'au moins 50 μm .

Ces estimations sont basées sur un modèle simple, et supposent que le seuil des nouvelles structures aura le même comportement en température que celui de l'échantillon KTH6680. D'autre part, les différentes étapes technologiques nécessaires à leur réalisation sont complexes, et susceptibles d'introduire des pertes supplémentaires. Cependant, ces solutions semblent envisageables pour obtenir un laser fonctionnant à température ambiante, avec des tailles de spot de pompe adéquates pour le blocage de modes.

II.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude expérimentale détaillée du fonctionnement laser de nos $\frac{1}{2}$ VCSELs, en configuration de cavité plan-concave.

Nous avons tout d'abord présenté les résultats laser sous pompage optique pulsé. Cette étude a ainsi permis de sélectionner les meilleures structures en vue du pompage optique continu, et également mis en évidence l'effet sur le seuil des positions spectrales relatives du gain, de la résonance de la microcavité résiduelle, et du centre de la stop-band du miroir de Bragg.

Nous avons ensuite présenté les études expérimentales de nos structures menées sous pompage optique quasi-continu. Ces études nous ont permis d'évaluer expérimentalement et théoriquement l'impact de l'échauffement lié à l'absorption du faisceau de pompe sur l'émission laser de nos structures, et en particulier de mettre en évidence des gammes de paramètres (puissance de pompe, température de substrat) adaptées à l'obtention de l'effet laser en continu pour chaque échantillon.

Ces différentes études nous ont ainsi permis d'obtenir l'effet laser en continu avec nos $\frac{1}{2}$ VCSELs, jusqu'à 20°C pour l'un des échantillons étudiés. Nous avons également présenté un modèle simple permettant d'estimer la résistance thermique et la température maximale de fonctionnement des OP-VECSELs à partir des valeurs expérimentales des seuils en pompage pulsé et continu.

Ce modèle a ensuite été utilisé pour proposer de nouvelles structures de résistance thermique plus faible, adaptées à un pompage optique avec des rayons de spot de pompe de l'ordre de 50 μm , et ainsi compatibles avec l'application au blocage de modes passif. En effet, nous allons voir dans la troisième partie de ce manuscrit que la réalisation d'une cavité optique adaptée au blocage de modes à haute cadence nécessite l'utilisation de faisceau de pompe de taille élevée sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL.

Conclusion de la deuxième partie

Nous avons présenté dans cette deuxième partie une étude détaillée des composants $\frac{1}{2}$ VCSELs, sur lesquels a porté l'essentiel des efforts de ce travail de thèse.

Nous avons tout d'abord décrit les principes de conception des différents éléments constitutifs des $\frac{1}{2}$ VCSELs (miroir de Bragg, cavité à puits quantiques), et présenté les différentes caractérisations optiques et structurales de ces éléments. Nous avons en particulier montré que ces structures présentent une forte résistance thermique, et que celle-ci peut être réduite par l'ajout en surface d'une couche épaisse d'InP dans le cas des petits spots de pompe.

Nous avons ensuite présenté les résultats laser obtenus sous pompage optique pulsé, quasi-continu et continu, et précisé le rôle des effets thermiques dans la dégradation des performances laser. En particulier, un modèle thermique simple a été développé, permettant d'anticiper les résistances thermiques maximales compatibles avec un fonctionnement laser sous pompage continu pour une température et une taille de spot de pompe fixées.

Dans la partie qui suit, nous présentons l'étude expérimentale des absorbants saturables et des cavités optiques qui devraient permettre d'obtenir un régime de fonctionnement en blocage de modes passif de nos OP-VECSELs.

Références de la deuxième partie

- [1] R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller.
« **High-Power Passively Mode-Locked Semiconductor Lasers** »
IEEE J. Quantum Electron., vol. 9, p.1268-1275, 2002.

- [2] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian.
« **Design and Characteristics of High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams** »
IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol. 5, p. 561-573, 1999.

- [3] E. Schiehlen, M. Golling, and P. Unger.
« **Diode-pumped semiconductor disk laser with intracavity frequency doubling using lithium triborate (LBO)** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 14, p.777-779, 2002.

- [4] D.I. Babic, K. Streubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, J.E. Bowers, E.L. Hu, D.E. Mars, L. Yang, and K. Carey.
« **Room-temperature continuous-wave operation of 1.54 μm vertical-cavity lasers** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol.11, p. 1225-1227, 1995.

- [5] C. Kazmierski, J.P. Debray, R. madani, I. sagnes, A. Ougazzaden, N. Bouadma, J. Etrillard, F. Alexandre, and M. Quillec.
« **+55°C pulse lasing at 1.56 μm of all-monolithic InGaAlAs/InP vertical cavity lasers** »
Electron. Lett., vol. 35, p. 811-812, 1999.

- [6] J.H. Shin, B.S. Yoo, W.S. Han, O.K. Kwon, Y.G Ju, and J.H. Lee.
« **CW Operation and threshold characteristics of all-monolithic InAlGaAs 1.55 μm VCSELs grown by MOCVD** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 14, p. 1031-1033, 2002.

- [7] A. Garnache, W.Y. Hwang, S. Hoogland, W. Martin, S. Koulikov, D. Permogorov, A.C. Tropper, B. Paldus and A. Kachanov.
« 1.5-1.6 μm high-power circular TEM₀₀ surface-emitting laser operating in CW at 300K »
Proc. IEEE of the 14th Indium Phosphide and Related Materials conference, Stockholm, Post-deadline paper 3, pp. 5-6, 2002.
- [8] Gerald B. Stringfellow.
« Organometallic Vapor-Phase Epitaxy »
Academic Press INC, 1989.
- [9] T.E.Sale.
« Vertical Cavity Surface Emitting Lasers »
Research Studies Press Ltd, Tauton, 1995.
- [10] I.Sagnes, G. Le Roux, C.Mériadec, A.Mereuta, G. Saint-Girons and M.Bensoussan.
« MOCVD InP/AlGaInAs distributed Bragg reflector for 1.55 μm VCSELs »
Electron. Lett., vol. 37, p. 500-501, 2001.
- [11] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu.
« GaInAsP/InP surface emitting injection lasers »
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, p. 2329-2330, 1979.
- [12] J. Piprek, S. Rapp, and K. Streubel
« Analysis of temperature effects on 1.55 μm Vertical-Cavity lasers »
Proc. 10th IEEE LEOS annual meeting, San Francisco, p. 428-429, 1997.
- [13] S. Rapp.
« Long-wavelength vertical-cavity lasers based on InP/GaInAsP Bragg Reflectors »
Doctoral Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, 1999.
- [14] Z.L. Liao.
« Semiconductor wafer bonding via liquid capillarity »
Appl. Phys. Lett., vol. 77, p. 651-653, 2000.

- [15] W.J. Alford, T.D. Raymond, A.A. Alleman.
« **High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser** »
J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, p.663-666, 2002.
- [16] A. Aspect, G. Grynberg, C. Fabre.
« **Introduction aux lasers et à l'optique quantique** »
Ellipses, Paris, 1997.
- [17] A.E. Siegman
« **Lasers** »
University Science Books, Mill Valley, 1986.
- [18] G.P Agrawal and N.K. Dutta.
« **Long wavelength semiconductor lasers** »
Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.
- [19] E. Rosencher et B. Vinter.
« **Optoélectronique** »
Masson, Paris, 1998.
- [20] J. Piprek, P. Abraham, and J.E. Bowers.
« **Self-consistent analysis of high-temperature effects on InGaAsP/InP lasers** »
Proc. 26th IEEE International Symposium on Compound Semiconductors, Berlin, 1999.
- [21] J. Piprek, Y.A. Akulova, D.I. Babic, L.A. Coldren, and J.E. Bowers.
« **Minimum temperature sensitivity of 1.55 μm vertical-cavity lasers at - 30 nm gain offset** »
Appl. Phys. Lett., vol. 72, p. 1814-1816, 1998.
- [22] P. Martin, E.M. Skouri, L. Chusseau, C. Alibert, and H. Bissessur.
« **Accurate refractive index measurement of doped and undoped InP by a grating coupling technique** »
Appl. Phys. Lett, vol. 67, p. 881-883, 1995.
- [23] voir <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>

- [24] J. Crank.
« **The mathematics of diffusion** »
Clarendon Press, Oxford, 1975.
- [25] H.D. Summers, J. Wu, and J.S. Roberts.
« **Experimental investigation of thermally induced power saturation in vertical-cavity surface-emitting lasers** »
IEE Proc. Optoelectron. vol. 148, p. 261-265, 2001.
- [26] B. Lu, P. Zhou, J. Cheng, and K.J. Maloy.
« **High temperature pulsed and continuous-wave operation and thermally stable threshold characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition** »
Appl. Phys. Lett., vol. 65, p. 1337-1339, 1994.
- [27] S. Tiwari.
« **Compound semiconductor device physics** »
Academic Press, 1992.
- [28] voir <http://www.iue.tuwien.ac.at/publications/PhD%Theses/palankovski/node34.html>
- [29] M. Guden, and J. Piprek.
« **Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength** »
Modelling Simul. Mater. Sci. Eng., vol. 4, p. 349-357, 1996.
- [30] voir <http://www.memsnet.org/material>
- [31] K. Ng.
« **Complete guide to semiconductor devices** »
McGraw-Hill, 1995.
- [32] S. Sze.
« **Physics of semiconductor devices** »
Wiley, New York, 1981.

[33] C. Nelep.

« Développement de diodes électroluminescentes à microcavité à miroirs métalliques pour le contrôle de l'émission spontanée »

Thèse de Doctorat, Mai 2002.

[34] C.C. Lee, C.Y. Wang, and G.S. Matijasevic.

« Gold-Indium alloy bonding bellow the eutectic temperature »

IEEE Trans. Components, Hybrids, and Manufacturing Tech., vol. 16, p. 311-316, 1993.

———— Troisième partie ————

Vers le blocage de modes

Introduction

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons présenté le principe de fonctionnement de la source d'impulsions que nous souhaitons réaliser. Cette source est composée d'un $\frac{1}{2}$ VCSEL placé dans une cavité contenant plusieurs miroirs, dont l'un joue le rôle d'absorbant saturable (SESAM) pour la génération d'impulsions par blocage de modes passif. Dans la deuxième partie, nous avons étudié les propriétés d'émission des $\frac{1}{2}$ VCSELs en cavité plan-concave sous pompage optique continu.

L'objectif de cette troisième et dernière partie est d'une part d'étudier les propriétés des SESAMs adaptés à l'obtention d'un régime de blocage de modes, notamment en terme de réflectivité et de temps de recouvrement de l'absorption. Nous présentons en particulier une nouvelle méthode très prometteuse pour la réalisation de structures présentant un temps de recouvrement court, sans étape technologique post-épitaxiale. D'autre part, de proposer différents types de cavités optiques satisfaisant aux différentes contraintes soulevées dans ce manuscrit, et compatibles avec l'obtention d'impulsions à haute cadence.

Chapitre I.

Etude expérimentale des SESAMs

Comme nous l'avons déjà vu au cours du chapitre II de la première partie, un SESAM joue à la fois le rôle de miroir haut réflecteur dans la cavité laser, et d'absorbant saturable permettant d'obtenir le fonctionnement en régime de blocage de modes passif du laser. Après un bref rappel du principe de fonctionnement des SESAMs, déjà évoqué dans la première partie, nous détaillons les spécifications des structures étudiées dans ce travail de thèse. Nous présentons également deux méthodes utilisées pour réduire le temps de recouvrement de leur absorption : l'irradiation ionique et la réalisation de structure comprenant un puits quantique près de la surface de la structure.

I.1. Rappels du principe des SESAMs : spécifications et conception

Le SESAM est destiné à jouer le rôle de miroir dans la cavité d'un laser de type OP-VECSEL. Comme nous l'avons déjà signalé, du fait de la faible épaisseur de la zone active de ce type de laser, et donc du faible gain par passage, la cavité laser doit présenter très peu de pertes optiques. En particulier, la réflectivité du SESAM à l'état non saturé doit être suffisamment élevée pour que l'oscillation laser puisse s'instaurer dans la cavité, et que le régime de blocage de modes puisse ainsi être initié. Cela signifie que les structures doivent présenter une forte réflectivité non saturée ($>98-99\%$), et par conséquent un très faible contraste de modulation. Nous allons présenter dans cette partie le principe de conception des structures répondant à ces contraintes.

I.1.1. Miroirs de Bragg et puits quantique

-- Miroirs de Bragg --

Les miroirs de Bragg des SESAMs sont identiques à ceux utilisés pour les $\frac{1}{2}$ VCSELs (40 paires T_{Al}/Q_{Al} , voir la partie 2), et présentent donc une réflectivité maximale supérieure à 99,5%. Leur réflectivité est bien évidemment centrée autour de $1,55\ \mu\text{m}$, longueur d'onde de fonctionnement de l'OP-VECSEL.

-- Puits quantiques --

Afin de minimiser l'absorption non saturée ainsi que l'intensité de saturation du SESAM, les structures ne comportent qu'un seul puits quantique jouant le rôle d'absorbant saturable. Il est réalisé avec le couple de matériaux InGaAs (puits)/InP (barrière). Un soin particulier doit être apporté lors de la croissance de ces puits, afin que l'énergie excitonique corresponde à la longueur d'onde de fonctionnement de l'OP-VECSEL.

I.1.2 La cavité semiconductrice du SESAM

Comme pour le $\frac{1}{2}$ VCSEL, le puits quantique du SESAM est placé dans une cavité semiconductrice formée par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconducteur (voir la figure I.1). Cependant, contrairement au cas du $\frac{1}{2}$ VCSEL, cette cavité parasite est antirésonante

(longueur optique égale à $p.\lambda/2 + \lambda/4$). Cette configuration présente en effet plusieurs avantages :

- Une cavité antirésonante présente une bande passante plus large qu'une cavité résonante, et permet d'assurer que la non-linéarité du SESAM est suffisamment large bande pour mettre en phase tous les modes émis par l'OP-VECSEL.
- Dans cette configuration, l'intensité du champ intracavité est nulle à la surface du SESAM. Ceci permet de limiter les pertes optiques à la surface du composant, qui peut être endommagée par l'étape d'irradiation (voir le paragraphe suivant).

En outre, contrairement au cas des $\frac{1}{2}$ VCSELs, le puits quantique dans nos structures SESAM n'est pas situé à un maximum du champ intracavité. Sa position vis à vis du champ intracavité peut ainsi être ajustée afin de trouver un compromis entre une absorption suffisante pour obtenir un contraste permettant le fonctionnement en régime de blocage de modes, et des pertes non saturées suffisamment faibles pour que l'oscillation laser puisse s'instaurer dans la cavité.

Un schéma de principe d'une structure SESAM est détaillé sur la figure I.1 ci-dessous.

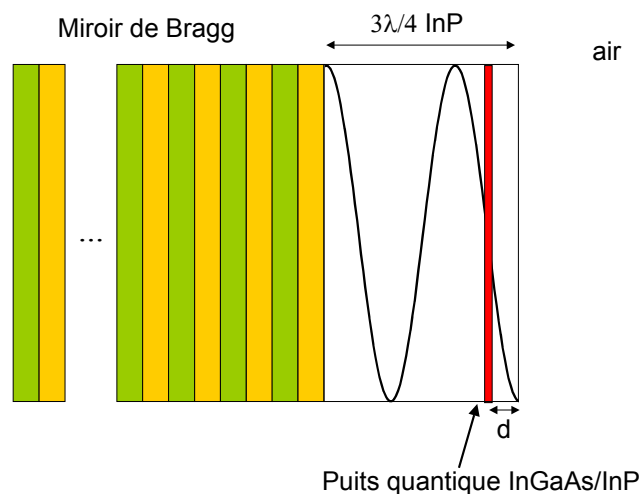


Figure I.1 : Schéma d'une structure SESAM. La distance d peut être ajustée pour placer le puits à différentes positions par rapport au champ intracavité et à la surface.

Comme nous l'avons déjà signalé, le temps de recouvrement intrinsèque de l'absorption des puits quantiques (de l'ordre de la nanoseconde) est trop long pour permettre de réaliser une source à modes bloqués fonctionnant à haute cadence. Nous allons maintenant présenter les différents moyens employés pour réduire la durée de vie des porteurs dans les

puits quantiques et accélérer ainsi la dynamique de recouvrement de l'absorption dans le SESAM. Nous présenterons tout d'abord les résultats obtenus par la méthode d'irradiation ionique des structures, puis nous verrons que l'utilisation d'un puits quantique épitaxié près de la surface du SESAM représente une alternative intéressante à la méthode d'irradiation.

I.2. Irradiation des structures SESAMs

La technique d'irradiation consiste à bombarder le matériau avec des ions d'énergie suffisante pour qu'ils traversent toute la structure jusqu'au substrat, ou au moins jusqu'aux dernières couches du miroir de Bragg. Les collisions entre ces ions et les atomes du matériau provoquent un déplacement de ces atomes, et induisent ainsi des défauts dans la structure cristalline du matériau. Le type et la quantité de défauts créés dépendent de la quantité (dose) et du type d'ions utilisés ainsi que de l'énergie du faisceau d'ion incident sur la structure. Une description détaillée de ces mécanismes peut être trouvée dans les références [1, 2].

Ces défauts constituent des centres efficaces de recombinaison non radiative des porteurs dans les matériaux irradiés, et permettent de réduire la durée de vie des porteurs dans ces matériaux jusqu'à des valeurs très courtes, de l'ordre de la picoseconde [3, 4], compatibles avec les taux de répétition élevés et les impulsions courtes que nous souhaitons obtenir pour l'OP-VECSEL. Nous préciserons dans ce paragraphe les durées de vie obtenues en fonction des ions et des conditions expérimentales utilisés pour l'irradiation. Nous étudierons ensuite l'impact de cette irradiation sur la réflectivité de nos composants SESAMs.

I.2.1. Effet de l'irradiation sur la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques

Cette étude a été initiée au cours d'un travail de thèse antérieur par J. Mangeney [5]. Nous nous sommes basés sur ces résultats pour définir le type d'ions à utiliser, ainsi que les doses et les énergies adaptées pour obtenir des durées de vie de l'ordre de quelques picosecondes. Par exemple, un échantillon à puits quantiques d'InGaAs/InAlAs irradié par des ions Ni^+ avec une dose de 10^{12} cm^{-2} et une énergie de 12 MeV présente un temps de recouvrement de l'absorption d'environ 3 ps.

Nous avons procédé à des irradiations de couches actives contenant des puits quantiques InGaAs/ Q_P avec des ions O^+ et H^+ . Ces irradiations ont été réalisées sur l'implanteur ARAMIS par C. Clerc au CSNSM d'Orsay. Les paramètres utilisés pour ces irradiations ainsi que les durées de vie non radiative τ_{nr} des porteurs correspondantes (à température ambiante, mesurées par B. Sermage) sont donnés dans le tableau I.1 ci-dessous.

Ion	Dose (cm ⁻²)	Energie (MeV)	τ_{nr} (ps)
O ⁺	$2 \cdot 10^{12}$	9,5	8
H ⁺	$2 \cdot 10^{15}$	1,5	8

Tableau I.1 : Paramètres d'irradiation d'une couche active contenant 10 puits quantiques InGaAs/Q_p et durée de vie non radiative mesurée à température ambiante.

Dans les deux cas, la durée de vie non radiative mesurée est d'environ 8 ps. Cet ordre de grandeur est compatible avec les durées d'impulsions visées et les taux de répétition de la source à blocage de modes que nous voulons réaliser (voir partie 1, chapitre III).

I.2.2. Effet de l'irradiation sur la réflectivité des structures

Comme nous venons de l'expliquer, l'irradiation introduit des défauts dans les structures. Il est par conséquent important de mesurer l'impact de ces défauts sur la réflectivité des SESAMs. En effet, ces derniers sont destinés à être insérés dans la cavité laser, et doivent donc présenter des réflectivités non saturées élevées (>98-99%). La tolérance aux pertes de ces structures est donc très faible.

Afin d'estimer l'effet de l'irradiation sur la réflectivité des structures, nous avons tout d'abord procédé à l'irradiation d'un miroir de Bragg de 40 paires de Q_{Al}/InP (MIN1588) et comparé les réflectivités absolues de ce miroir avant et après irradiation (mesures réalisées à l'EPFL par C.A. Berseth). Les ions utilisés pour l'irradiation sont des ions Ni⁺, avec une dose de 10^{12} cm⁻² et une énergie de 12 MeV. Les résultats sont présentés sur la figure I.2 ci-dessous.

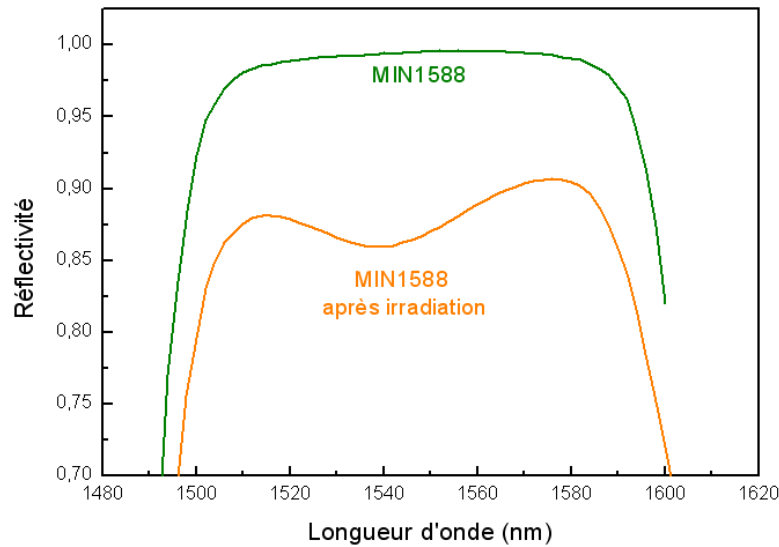


Figure I.2 : Spectres de réflectivité absolue du miroir de Bragg MIN1588 avant et après irradiation (ions Ni^+ , 10^{12} cm^{-2} , 12 MeV).

La réflectivité du miroir de Bragg chute de manière importante sur tout le spectre après irradiation. En effet, à 1550 nm la réflectivité passe de 99,5% à 87,3% après irradiation. Ceci est dû à l'introduction de pertes optiques lors de l'étape d'irradiation.

Ces pertes peuvent avoir plusieurs origines :

- Pour les paramètres d'irradiation utilisés, la longueur de pénétration des ions calculée par le logiciel SRIM [6] est d'environ 5 μm . Le miroir ayant une épaisseur de 9,3 μm , il reste des ions implantés dans les couches quart d'onde du miroir, qui peuvent introduire des pertes.
- Les défauts créés dans le miroir de Bragg par le passage des ions peuvent induire des pertes par absorption, et en particulier générer dans la région spectrale de la bande interdite un effet de « queue de bande ». [7, 8]. En effet, le spectre d'absorption des matériaux fortement irradiés peut présenter une traînée exponentielle depuis le bord de bande et s'étendant vers les grandes longueurs d'ondes. Cet effet sera particulièrement sensible dans le Q_{Al} , qui est le matériau de plus fort indice et donc de plus petit gap, et donc le plus proche de la longueur d'onde de travail.
- Enfin, dans ce type de miroir de Bragg, la dernière couche étant d'indice bas (InP), le champ électromagnétique présente un maximum à la surface. La structure est dite résonante, et donc plus sensibles aux défauts éventuellement créés par l'irradiation à sa surface.

Remarque : Sur la figure I.2, le creux de réflectivité apparaissant dans la stop-band du miroir est dû à la configuration « résonante » du miroir de Bragg étudié, dont la dernière couche est d'indice optique bas (voir l'Annexe C), et qui présente donc une plus grande sensibilité aux pertes optiques.

Afin de vérifier que ces pertes importantes ne sont pas uniquement dues à la présence d'ions résiduels dans le miroir de Bragg, nous avons procédé à une autre irradiation en utilisant cette fois-ci des ions Au^+ , avec une dose de 10^{11} cm^{-2} et une énergie de 200 MeV (implanteur TANDEM). Cette haute énergie d'implantation permet aux ions de traverser toute la structure (profondeur de pénétration d'environ $16 \mu\text{m}$).

L'échantillon irradié est un SESAM (MIN1761, épaisseur totale inférieure à $11 \mu\text{m}$), composé d'un miroir de Bragg de 40 paires $\text{T}_{\text{Al}}/\text{Q}_{\text{Al}}$, et d'une cavité d'InP antirésonante (épaisseur $3\lambda/4$) contenant 1 puits quantique d'InGaAs. Dans cette structure, le champ électromagnétique présente un minimum à la surface, et les pertes par absorption liées aux éventuels défauts de surface devraient donc avoir une influence négligeable sur la réflectivité de la structure.

Les spectres de réflectivité de cet échantillon mesurés au FTIR avant et après irradiation sont comparés sur la figure I.3.

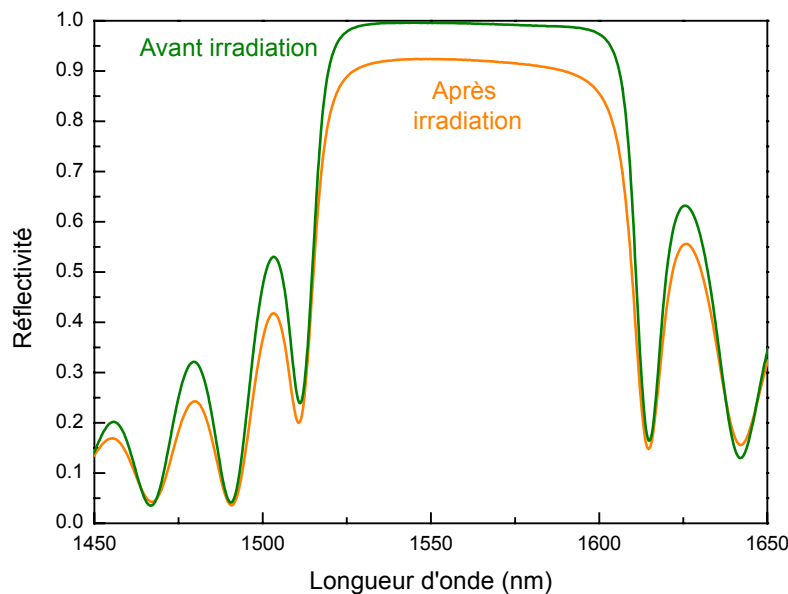


Figure I.3 : Spectres de réflectivité mesurés au FTIR du SESAM MIN1761 avant et après irradiation (ions Au^+ , 10^{11} cm^{-2} , 200 MeV).

Comme le montre cette figure, la réflectivité après irradiation chute d'environ 8% sur tout le spectre. Cette diminution de la réflectivité n'est pas causée par la présence d'ions résiduels dans le miroir de Bragg, car leur énergie est suffisante lors de l'irradiation pour qu'ils traversent toute la structure et qu'ils pénètrent profondément dans le substrat. Par ailleurs, elle n'est pas non plus due à la création de défauts de surface lors de l'irradiation, car la structure est antirésonante, et donc peu sensible aux pertes en surface. Elle est uniquement due aux défauts créés dans le miroir de Bragg par le passage des ions. Notons que la dissymétrie de la stop-band du côté des grandes longueurs d'onde peut être dû au fait que la couche d'indice haut absorbe plus que la couche d'indice bas (du fait de l'effet « queue de bande », voir plus haut). Cette dissymétrie, ainsi que la diminution de la largeur de la stop-band, peut également être due à de l'absorption par les porteurs libres.

Cette étude montre que l'irradiation des structures SESAM dans les conditions présentées ici conduit à une diminution importante de leur réflectivité (90% environ après irradiation). Cette technique n'est donc pas compatible avec la réalisation de composants de haute réflectivité (>98-99%) pouvant être insérés dans la cavité laser, et d'autres solutions doivent être envisagées.

Une première solution serait d'implanter des ions dans le puits quantique. La durée de vie ainsi obtenue avec cette méthode est également faibles [9], et les ions uniquement localisés dans la zone des puits quantiques ne devraient pas dégrader la réflectivité du miroir de Bragg du SESAM. Cependant, la dégradations de l'absorption des puits quantiques implantés peut être importante (disparition du pic excitonique, diminution de l'absorption intrinsèque). Les ions ainsi que les doses d'implantation doivent alors être choisies afin de réduire suffisamment la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques sans dégrader leur absorption. Cette solution n'a pas pu être étudiée au cours de ce travail de thèse.

Une autre solution, récemment développée au LPN, consiste à placer le puits quantique jouant le rôle d'absorbant saturable à quelques nanomètres de la surface du SESAM. Nous détaillons cette approche dans le paragraphe suivant.

I.3. SESAMs à puits quantique placé près de la surface

I.3.1. Principe

Dans ce type de SESAM, les états de surface du composant sont mis à profit pour réduire la durée de vie des porteurs dans le puits quantique. Pour ce faire, ce dernier est placé à quelques nanomètres de la surface. Le raccourcissement de la durée de vie des porteurs dans le puits quantique est obtenu sans aucun traitement post-épitaxial, et sans affecter la réflectivité de la structure.

L'étude de ce type de SESAM a débuté récemment au LPN par I. Sagnes, en collaboration avec l'université de Southampton (UK) et le CEM2 (Montpellier) pour des structures épitaxiées sur substrat de GaAs [10]. Un SESAM, pour lequel la durée de vie des porteurs dans le puits quantique est de 20 ps, a ainsi permis d'obtenir des impulsions de durée inférieure à 500 fs dans un VECSEL fonctionnant en modes bloqués et émettant à 1,04 μm [11]. La transposition de ce résultat prometteur aux structures épitaxiées sur InP est en cours d'étude au LPN, et pose des problèmes supplémentaires que nous détaillerons dans la suite.

Deux principaux mécanismes ont été identifiés comme pouvant conduire à une recombinaison rapide des porteurs à la surface du composant :

- Lorsque le puits quantique est placé à une distance d très faible de la surface (quelques nanomètres), les fonctions d'onde des porteurs confinés dans le puits quantique peuvent être couplées par effet tunnel aux états de surface.
- D'autre part, les porteurs peuvent être excités thermiquement hors du puits, et ainsi se recombiner avec les états de surface de la structure. De plus, le champ électrique induit par la différence entre les niveaux de Fermi dans le semiconducteur et à la surface accélère les porteurs thermiquement excités vers la surface.

La figure I.4 ci-dessous représente le schéma de bandes d'une structure à puits quantique situé à une distance d de la surface.

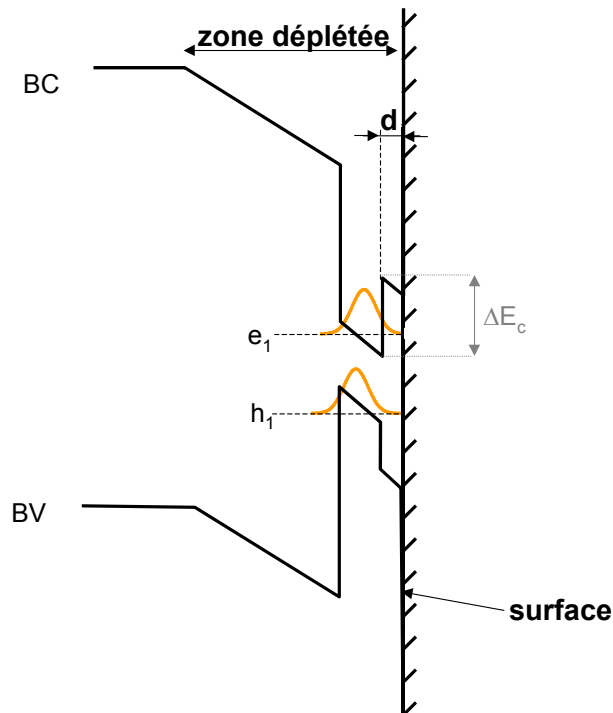


Figure I.4 : Schéma de bandes de conduction et de valence d'un puits quantique situé à une distance d de la surface. Les fonctions d'ondes des électrons et des trous dans les niveaux e_1 et h_1 sont représentées.

Lorsque la distance d diminue, le couplage par effet tunnel des porteurs du puits quantique avec les états de surface est favorisé. D'autre part, une hauteur de barrière faible favorisera l'effet tunnel ainsi que l'échappement thermique des porteurs hors du puits. Par ailleurs, les états de surface du matériau barrière doivent être très recombinants, c'est à dire présenter une vitesse de recombinaison de surface élevée. Pour le GaAs la vitesse de recombinaison de surface est élevée (de l'ordre de 1 à $5 \cdot 10^5$ cm/s pour un matériau non dopé [10, 12]). La difficulté principale pour transposer cette technique aux matériaux épitaxiés sur InP est la plus faible vitesse de recombinaison de surface des matériaux de cette famille (de l'ordre de $5 \cdot 10^3$ cm/s pour un matériau non dopé [13]).

Les paramètres permettant d'ajuster la durée de vie non radiative des porteurs dans le puits quantique sont donc la distance d entre le puits quantique et la surface, la hauteur de barrière du matériau de surface, ainsi que le caractère plus ou moins recombinant de ce matériau de surface

Nous présentons dans la partie suivante les couches actives réalisées suivant ce principe, ainsi que les durées de vie non radiative des porteurs obtenues.

I.3.2. Durée de vie

Les structures étudiées dans ce paragraphe sont des couches actives de SESAM à puits près de la surface, réalisées sur substrat d'InP et ne comportant pas de miroir de Bragg. Elles comportent un unique puits quantique d'InGaAs, émettant autour de $1,55\ \mu\text{m}$. Côté substrat, la barrière du puits est en InP, et côté surface la barrière est en InP, InGaAsP (Q_P , $\lambda_g = 1,2$ ou $1,42\ \mu\text{m}$) ou en InGaAlAs (Q_{Al} , $\lambda_g = 1,42\ \mu\text{m}$). Tous les matériaux sont à l'accord de maille sur InP. Le schéma de ces structures est donné sur la figure I.5.

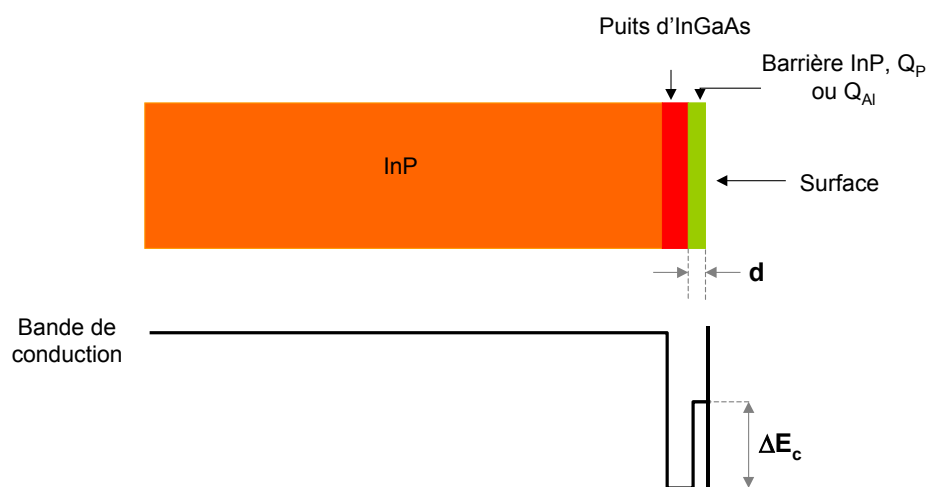


Figure I.5 : Schéma d'un puits quantique situé à une distance d de la surface.

Nous allons présenter les durées de vie non radiative des porteurs dans le puits quantique obtenues à température ambiante (mesurées par B. Sermage) en fonction de l'épaisseur et du matériau de la barrière côté surface.

-- Barrière d'InP --

La durée de vie non radiative des porteurs dans nos puits quantiques InGaAs/InP éloignés de la surface est de 500 ps (voir partie 2, chapitre II). Le tableau I.2 ci-dessous présente les valeurs de durées de vie non radiative obtenues pour des puits quantiques situés à 5 et 1,5 nm de la surface.

n° échantillon	Matériau barrière	ΔE_c (meV)	d (nm)	τ_{nr} (ps)
IN1762	InP	296	5	230
IN1763	InP	296	1,5	180

Tableau I.2 : Durées de vie non radiative à température ambiante des porteurs dans un puits quantique InGaAs/InP placé à 5 et 1,5 nm de la surface.

La durée de vie des porteurs diminue lorsque le puits se rapproche de la surface. Cependant cette diminution est assez faible. En effet, la barrière énergétique séparant les porteurs capturés dans le puits de la surface est élevée (296 meV côté bande de conduction), ce qui ne favorise pas l'excitation thermique des porteurs hors du puits. D'autre part, les vitesses de recombinaison de surface de l'InP sont lentes, ce qui ne favorise pas le raccourcissement de la durée de vie non radiative des porteurs. Seul un passage des porteurs par effet tunnel du puits vers la surface peut expliquer la diminution de durée de vie non radiative des porteurs. La faible vitesse de recombinaison de surface de l'InP ainsi que la faible densité d'états de surface expliquent la faible diminution de τ_{nr} (les bandes de conduction et de valence sont peu courbées près de la surface et l'effet tunnel n'est pas amplifié).

-- Barrière Q_P ou Q_{Al} --

Afin de favoriser l'excitation thermique des porteurs hors du puits quantique et le passage par effet tunnel des porteurs vers la surface, nous avons utilisé des barrières en surface de Q_P et de Q_{Al} présentant un ΔE_c plus faible. Le tableau I.3 ci dessous présente les durées de vie obtenues en fonction du matériau barrière, et de son épaisseur d. Nous avons également fait figurer dans ce tableau la composition x en arsenic des matériaux barrières.

n° échantillon	Matériau barrière (λ_q)	ΔE_c (meV)	x (As)	d (nm)	τ_{nr} (ps)
IN1764	Q_P (1,2 μm)	118	0,46	1,5	80
IN2218	Q_P (1,42 μm)	57	0,74	1,2	45
IN2219	Q_{Al} (1,42 μm)	111	1	1,7	25
IN2230	Q_P (1,42 μm)	57	0,74	0,6	7
IN2231	Q_{Al} (1,42 μm)	111	1	0,85	13

Tableau I.3 : Durées de vie non radiative à température ambiante des porteurs dans des puits quantiques de type InP/InGaAs/ Q_P (1,2 μm), InP/InGaAs/ Q_P (1,42 μm), et InP/InGaAs/ Q_{Al} (1,42 μm) placés à différentes distances d de la surface.

La durée de vie non radiative des porteurs dans nos puits quantiques InGaAs/Q_P(1,2 μm) éloignés de la surface est de 7 ns (voir partie 2, chapitre II). Pour l'échantillon IN1764, comportant un puits quantique situé à 1,5 nm de la surface de la structure et une barrière de Q_P(1,2μm), la durée de vie non-radiative des porteurs est de 80 ps. Cette valeur est plus faible que celle obtenue pour une barrière d'InP de même épaisseur (180 ps, voir le tableau I.2). Ceci montre que la durée de vie non-radiative diminue lorsque la hauteur de barrière séparant les porteurs capturés dans le puits de la surface diminue. De plus, à épaisseur de barrière identique, l'utilisation d'un Q_P(1,42 μm) présentant un ΔE_c environ deux fois plus faible (échantillon IN2218) conduit encore à une réduction de la durée de vie à 45 ps.

La réduction de la durée de vie semble être également liée à la composition en arsenic du matériau barrière utilisé. En effet, pour une épaisseur de barrière identique et des ΔE_c quasiment équivalents, l'échantillon IN2219 (barrière en Q_{Al}(1,42 μm)) présente une durée de vie de 25 ps, à comparer avec la valeur de 80 ps obtenue pour l'échantillon IN1764 (barrière en Q_P(1,2 μm)). Cette différence ne peut être liée qu'à une différence entre les vitesses de recombinaison de surface du Q_P et du Q_{Al}. Il semblerait qu'une plus forte composition en As conduise à une augmentation de la vitesse de recombinaison de surface du matériau, et par conséquent à une réduction de la durée de vie des porteurs dans le puits quantique de nos structures.

Enfin, une diminution de l'épaisseur de la barrière permet de réduire la durée de vie des porteurs jusqu'à 7 ps (échantillon IN2230, barrières Q_P(1,42 μm)) et 13 ps (échantillon IN2231, barrières Q_{Al}(1,42 μm)), en favorisant notamment leur passage par effet tunnel du puits vers la surface.

Cette méthode permet donc d'obtenir des durées de vie très courtes (jusqu'à 7 ps), comparables à celles obtenues par la méthode d'irradiation ionique, sans dégradation des propriétés structurales des matériaux. Les durées de vie obtenues sont compatibles avec la réalisation de SESAM pour le blocage de modes passif à haut débit.

Cette approche est très récente, et les mécanismes à l'origine de la réduction de la durée de vie sont encore à étudier. Par ailleurs, pour confirmer l'intérêt de ce type de SESAM, il reste encore à vérifier que l'absorption du puits quantique n'est pas dégradée lorsque ce dernier est situé près de la surface.

I.4. Conclusions et perspectives

Nous avons présenté dans ce chapitre différentes contraintes liées à la réalisation de structures SESAMs pour le blocage de modes passif à haut débit de VECSELS.

Tout d'abord, afin d'obtenir des structures présentant une réflectivité élevée ($R > 98-99\%$), et donc un faible contraste de modulation, les SESAMs ne comportent qu'un seul puits quantique.

Ensuite, il est nécessaire de réduire la durée de vie non radiative des porteurs dans le puits quantique afin que le temps de recouvrement de l'absorption soit compatible avec des débits élevés. Pour cela, nous avons tout d'abord présenté la méthode d'irradiation ionique, qui permet d'obtenir des durées de vie de quelques picosecondes, mais dégrade de manière rédhibitoire la réflectivité des composants. Une approche consistant à implanter les ions directement dans le puits quantique, évitant ainsi de dégrader les propriétés des miroirs de Bragg, peut être envisagée.

Nous avons ensuite présenté une nouvelle approche consistant à placer le puits quantique très proche de la surface de la structure, ce qui permet de bénéficier des recombinaisons de surface du matériau et d'obtenir ainsi des durées de vie non radiative allant jusqu'à 7 ps. Cette approche est originale car elle ne fait intervenir aucune étape technologique post-épitaxiale. Notons qu'à notre connaissance, nous sommes aujourd'hui les seuls à l'utiliser pour réaliser des SESAMs sur InP. Cette approche semble très prometteuse pour la réalisation de SESAMs présentant de faibles pertes non saturables, et pouvant ainsi être insérés dans la cavité laser pour le blocage de modes.

Nous allons présenter dans le chapitre suivant différents types de cavités laser dans lesquelles pourront être insérés le $\frac{1}{2}$ VCSEL et le SESAM pour la réalisation d'une source fonctionnant en blocage de modes passif à haut débit.

Chapitre II.

Cavités multimiroirs

Nous avons présenté dans la deuxième partie de ce manuscrit des structures VECSELs en cavité plan-concave fonctionnant en pompage optique continu. Cependant, afin d'obtenir le fonctionnement en blocage de modes de la source, il est nécessaire de pouvoir remplacer un des miroirs de la cavité laser par un composant SESAM, décrit dans le chapitre précédent. Pour cela, les cavités lasers utilisées doivent être plus complexes que les cavités plan-concaves déjà présentées, et contenir au moins trois miroirs, dont l'un est constitué par le $\frac{1}{2}$ VCSEL et l'autre par le SESAM. Le troisième miroir, concave, fait office de coupleur de sortie.

Dans ce manuscrit, nous avons évoqué plusieurs contraintes sur les conditions d'obtention de l'effet laser en continu et du blocage de modes passif, qui vont avoir un impact sur la conception de cette cavité laser. Tout d'abord, les résultats lasers en pompage optique continu présentés dans la partie 2 montrent que le spot de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL ne peut pas être trop gros, du moins avec les structures que nous avons à notre disposition et qui présentent une très forte résistance thermique. Ensuite, comme nous l'avons signalé dans la première partie, l'onde résonante dans la cavité laser doit présenter une surface environ 10 fois plus petite sur le SESAM que sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, afin d'obtenir une dynamique de saturation des pertes plus rapide que la saturation du gain. Enfin, le taux de répétition des impulsions générées par blocage de modes passif est inversement proportionnel à la taille de la cavité. Pour obtenir des taux de répétition élevés, il faut donc réaliser des cavités courtes. La mise en œuvre expérimentale de ces cavités peut poser des problèmes d'encombrement.

Nous présenterons tout d'abord dans cette partie les résultats lasers en pompage optique continu pour des cavités à 3, puis 4 miroirs. Nous montrerons ensuite qu'il est très

délicat de concevoir une cavité permettant d'obtenir le fonctionnement en régime de blocage de modes passif à haut débit avec les $\frac{1}{2}$ VCSELs que nous avons à notre disposition. Nous présenterons ensuite quelques configurations de cavités adaptées aux $\frac{1}{2}$ VCSELs non monolithiques proposés dans la partie 2 de ce manuscrit.

II.1. Principe du calcul de la stabilité de cavités à plus de 2 miroirs

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la deuxième partie de ce manuscrit, une cavité optique est stable lorsque le front d'onde de l'onde électromagnétique se propageant se superpose à lui-même au bout d'un aller-retour dans la cavité. Suivant les rayons de courbure des miroirs utilisés, ceci impose des conditions sur la longueur de la cavité. D'autre part, pour une longueur de cavité stable donnée, il est possible de connaître le diamètre du faisceau en tout point de la cavité, et en particulier sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL et sur le SESAM. Ces calculs sont détaillés dans l'Annexe D pour des cavités à 3 et 4 miroirs.

Dans des cavités à plus de deux miroirs, il peut être nécessaire d'utiliser les miroirs concaves hors axe, c'est à dire avec un angle d'incidence par rapport à la normale non nul. Dans ce cas, ces miroirs présentent de l'astigmatisme [14]. Ceci aura pour conséquence l'apparition de deux zones de stabilité suivant les focales sagittale (plan (xz)) et tangentielle (plan (yz)) des miroirs, qui peuvent ou non se recouper suivant l'angle d'incidence de l'onde laser sur le miroir. Bien évidemment, pour obtenir l'effet laser dans ce type de cavité, il est nécessaire que les zones de stabilité se recouvrent sur une certaine plage de longueur de cavité.

II.2. Effet laser en continu dans des cavités à 3 et 4 miroirs

Nous présentons dans ce paragraphe deux types de cavités laser étudiées expérimentalement et contenant le $\frac{1}{2}$ VCSEL KTH6680 déjà étudié en configuration plan-concave dans la partie 2. Ces cavités ne sont pas adaptées pour l'obtention du régime de blocage de modes passif, et ne contiennent pas de SESAM. Elles permettent cependant d'évaluer l'effet de l'insertion de miroirs supplémentaires sur le fonctionnement laser en continu, en particulier en terme de seuil et de température maximale de fonctionnement.

L'alignement des cavités multimiroirs est réalisé à l'aide d'une caméra matricielle d'InGaAs sans rémanence, sensible autour de $1,55 \mu\text{m}$. Le principe de l'alignement consiste à visualiser la photoluminescence de la couche active réfléchiée par les différents miroirs, et à superposer ces réflexions sur un aller-retour dans la cavité. Afin de faciliter l'alignement, nous avons utilisé des cavités de grande taille. Ceci permet d'utiliser la caméra afin d'observer le signal intracavité, en regardant la diffusion de la lumière sur les différents miroirs. Lorsque la cavité est mal alignée, ce signal est faible. Une fois que les miroirs sont orientés de manière à ce que les aller-retour se superposent, l'effet laser se produit et le signal diffusé devient intense. Le cliché ci-dessous montre la lumière diffusée au niveau du miroir plan de sortie, pour la cavité à trois miroirs présentée dans la suite. Notons que l'astigmatisme du faisceau (allongé dans la direction verticale) provient du fait que la cavité est en limite de stabilité (voir la figure II.1 ci-dessous).

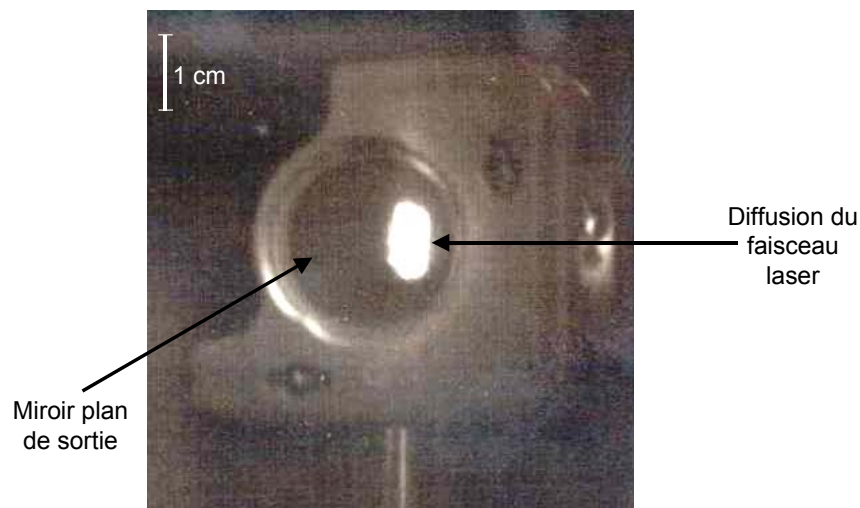


Figure II.1 : Photographie prise à l'aide de la caméra matricielle InGaAs du faisceau laser sur le miroir plan de sortie de la cavité à 3 miroirs.

Nous détaillons dans la suite les cavités à 3 et 4 miroirs étudiées, ainsi que les résultats laser obtenus.

II.2.1. Cavité à 3 miroirs

II.2.1.a. Description de la cavité

La cavité à 3 miroirs que nous avons étudiée est présentée sur la figure II.2 ci-dessous :

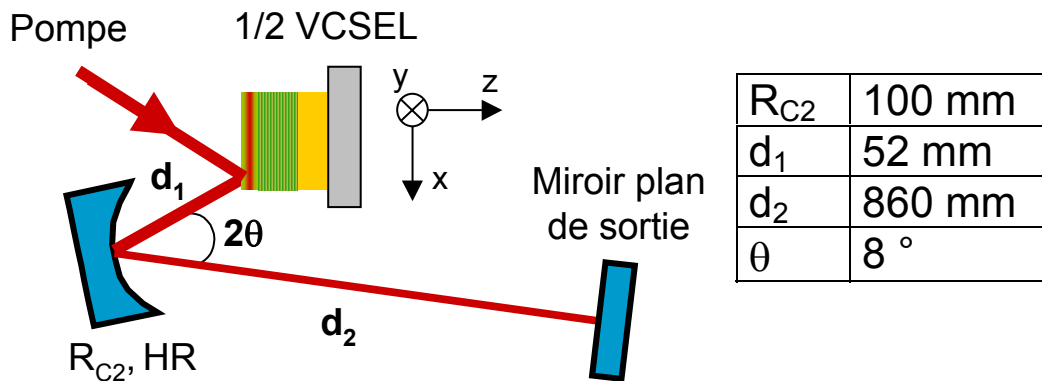


Figure II.2 : Schéma d'une cavité à 3 miroirs, dont un miroir concave haut réflecteur ($R > 99,8\%$) de rayon de courbure $R_{C2} = 100$ mm. Le rayon du faisceau de pompe sur l'échantillon est d'environ $25 \mu\text{m}$.

Connaissant les tailles d_1 et d_2 du petit bras et du grand bras de la cavité, ainsi que l'angle d'incidence θ sur le miroir concave, il est possible d'estimer la taille de l'onde laser sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL et sur le miroir plan de sortie suivant les axes x et y (figure II.3) (calculs détaillés en Annexe D).

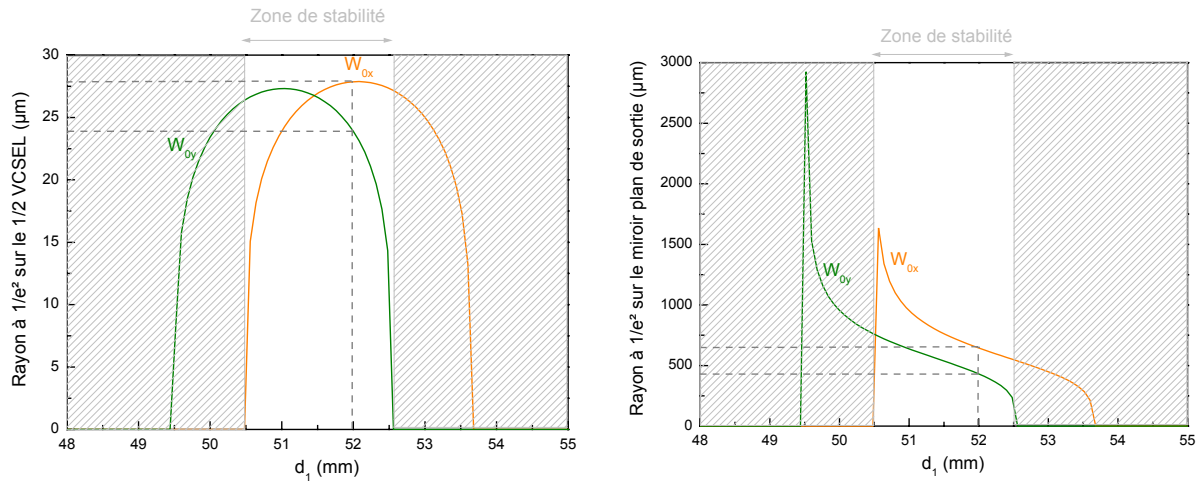


Figure II.3 : Calcul de la variation du rayon à $1/e^2$ de l'onde laser dans le plan du $1/2$ VCSEL et du miroir plan de sortie en fonction de la longueur du petit bras d_1 dans le cas d'une cavité à 3 miroirs ($d_2=860$ mm, $\theta = 8^\circ$, $R_{C2}=100$ mm).

Sur la figure II.3, on voit que pour une longueur du grand bras fixée à 860 mm, et un angle sur le miroir concave de 8° , il existe une zone où la cavité laser est stable pour une longueur de petit bras d_1 comprise entre 50,5 et 52,5 mm. Cependant, aux extrémités de cette zone de stabilité les tailles du faisceau sur le $1/2$ VCSEL suivant les axes x et y sont très différentes, le faisceau est donc très astigmat.

Nous avons fixé la longueur du petit bras à environ 52 mm. Le rayon au waist sur le $1/2$ VCSEL est alors légèrement différent suivant x et y , et sa surface est d'environ $28 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$. Comme nous l'avons vu dans la deuxième partie de ce manuscrit, cette taille de faisceau est compatible avec l'obtention de l'effet laser en pompage continu. La taille du faisceau sur le miroir plan de sortie est quant à elle de $641 \mu\text{m} \times 431 \mu\text{m}$. Cette taille serait bien trop élevée si nous voulions remplacer ce miroir plan par un composant SESAM pour obtenir un fonctionnement en blocage de modes passif, puisque nous avons vu précédemment qu'il était nécessaire que le faisceau soit plus focalisé sur l'absorbant que sur le $1/2$ VCSEL.

II.2.1.b. Résultats expérimentaux.

Nous avons obtenu l'effet laser en continu avec l'échantillon KTH6680 dans la cavité à 3 miroirs décrite ci-dessus, pour des réflectivités du miroir plan de sortie supérieures ou égales

à 99,5%. En dessous de cette valeur, l'effet laser n'a pas pu être observé dans nos conditions expérimentales, c'est à dire pour des températures supérieures à -10°C . Les valeurs mesurées des puissances au seuil, ainsi que les températures maximales de fonctionnement du laser, sont présentées dans le tableau II.1 ci-dessous pour trois réflectivités du miroir plan de sortie :

Réflectivité	P_{seuil} @ -3°C (mW)	T_{max}
99,5%	60 mW	-2°C
99,8%	38 mW	6°C
HR (>99,8%)	30 mW	10°C

Tableau II.1 : Puissance au seuil sous pompage optique continu à -3°C et température maximale de fonctionnement pour l'échantillon KTH6680, pour différentes réflectivités du miroir plan de sortie de la cavité à 3 miroirs.

Les puissances au seuil, et par conséquent les températures maximales de fonctionnement du laser, varient très fortement avec la réflectivité. L'effet laser en continu n'a pas pu être observé à température ambiante. Pour le même échantillon étudié en configuration plan-concave, avec un coupleur de sortie de réflectivité égale à 99,5% et une taille de faisceau de pompe équivalente, nous avons obtenu une puissance au seuil à 5°C de 20 mW, et nous avons pu observer l'effet laser en pompage continu jusqu'à la température ambiante (voir partie 2, chapitre III).

La dégradation des performances du laser en configuration à trois miroirs peut être expliquée par l'augmentation des pertes optiques de la cavité due à l'insertion d'un miroir supplémentaire dans la cavité, dont la réflectivité exacte ne peut pas être connue précisément. Par ailleurs, dans la configuration plan-concave, il est possible de minimiser la puissance de pompe au seuil en se plaçant en limite de la zone de stabilité de la cavité. Dans ce cas en effet la taille du waist laser est minimale. Dans la configuration à trois miroirs en revanche, l'astigmatisme empêche l'utilisation de la cavité en bord de stabilité (figure II.3), et le waist laser reste relativement gros, de l'ordre de la taille du faisceau de pompe.

II.2.2. Cavité à 4 miroirs

La cavité étudiée est décrite par la figure II.4 ci-dessous :

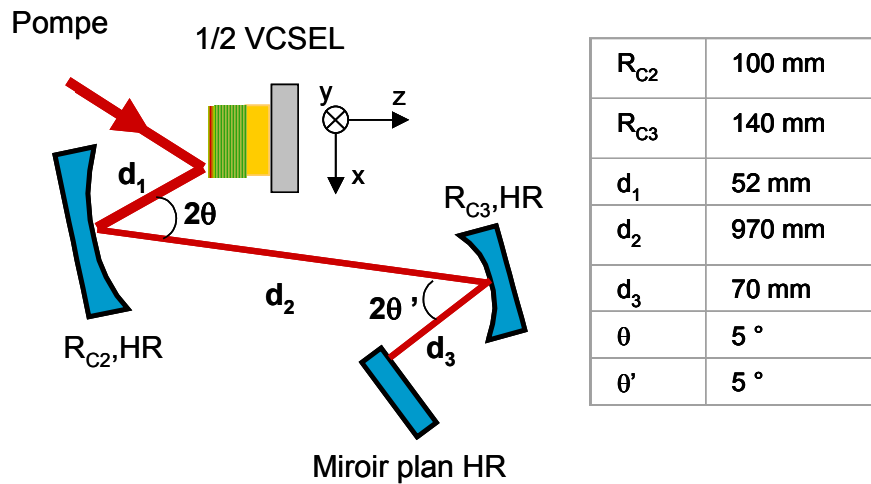


Figure II.4 : Schéma d'une cavité à 4 miroirs. Le rayon du faisceau de pompe sur l'échantillon est d'environ 30 μm .

Afin de ne pas être limité par l'astigmatisme des miroirs, nous avons travaillé avec une grande taille de cavité, ce qui permet en limitant les problèmes d'encombrement d'avoir des angles d'incidence θ et θ' sur les miroirs concaves d'environ 5°. Dans ces conditions nous avons calculé la variation de taille des faisceaux sur le 1/2 VCSEL et sur le miroir plan, en fonction de la taille du petit bras d_3 . Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure II.5 ci-dessous.

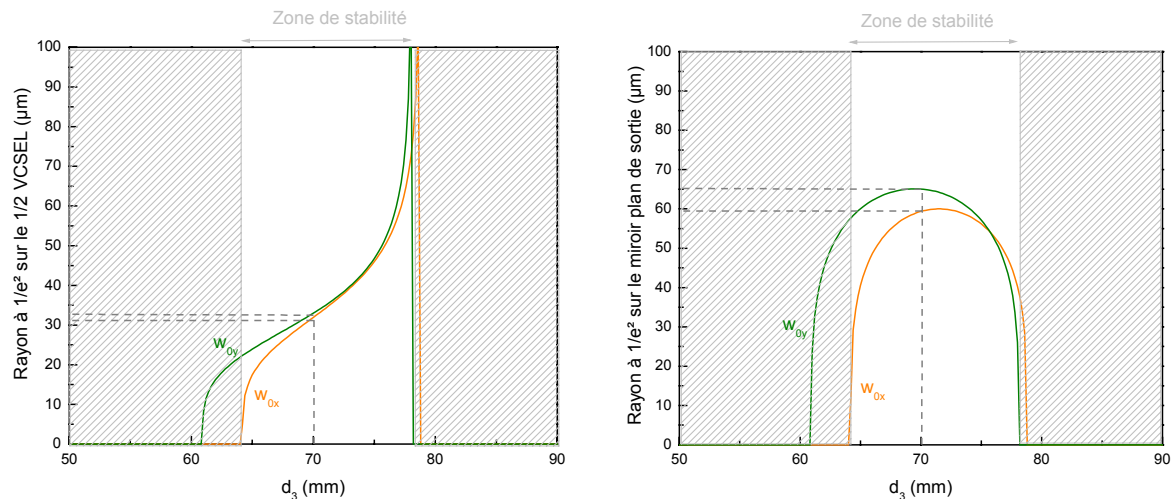


Figure II.5 : Calcul de la variation du rayon à $1/e^2$ de l'onde laser dans le plan du 1/2 VCSEL et du miroir plan de sortie en fonction de la longueur du petit bras d_3 dans le cas d'une cavité à 4 miroirs. ($d_1 = 52$ mm, $d_3 = 970$ mm, $\theta = 5^\circ$, $R_{C2} = 100$ mm, $R_{C3} = 140$ mm).

Du fait des plus petits angles d'incidence sur les miroirs, la zone de stabilité est bien élargie par rapport au cas de la cavité à trois miroirs présentée précédemment.

Afin d'obtenir l'effet laser, nous avons pris une longueur de petit bras d_3 d'environ 70 mm. Ceci permet d'avoir une taille de faisceau laser sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL d'environ $31\ \mu\text{m} \times 33\ \mu\text{m}$. La taille du faisceau sur le miroir plan de sortie est alors de $60\ \mu\text{m} \times 66\ \mu\text{m}$, ce qui est encore une fois trop gros pour le blocage de modes (si nous remplaçons le miroir plan par un SESAM).

L'effet laser en pompage optique continu a été obtenu avec l'échantillon KTH6680 dans cette cavité. Cependant, les puissances au seuil sont très élevées (65 mW à -10°C), et la température maximale de fonctionnement est d'environ -6°C .

La puissance de pompe au seuil est donc plus élevée que dans le cas de cavités à 2 ou 3 miroirs. Comme précédemment, ceci est dû aux pertes supplémentaires introduites par l'ajout d'un quatrième miroir, et d'autre part à la plus grande taille du faisceau laser dans la cavité ($30\ \mu\text{m}$ contre $20\ \mu\text{m}$ précédemment).

II.2.3. Conclusion

L'effet laser a été obtenu dans des configurations de cavité à 3 et 4 miroirs. Cependant, les températures maximales de fonctionnement sont au mieux de 10°C pour la cavité à 3 miroirs, et de -6°C pour la cavité à 4 miroirs. L'insertion d'un SESAM à la place du miroir plan de sortie conduirait à une augmentation supplémentaire des pertes dans les cavités et donc à une diminution des températures maximales de fonctionnement. Par ailleurs, comme nous allons le voir dans la partie suivante, la réalisation de cavités adaptées pour le blocage de modes nécessite l'utilisation de faisceaux lasers sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL plus grands que ceux que nous avons utilisés jusqu'à présent. Comme nous l'avons vu au chapitre III.4 de la deuxième partie de ce manuscrit, ceci va encore diminuer la température maximale de fonctionnement du laser.

II.3. Calculs de stabilité des cavités multimiroirs

Nous présentons dans cette partie différentes configurations possibles de cavités pour l'obtention d'un fonctionnement en régime de blocage de modes passif.

La première contrainte à laquelle doit répondre ce type de cavité est que l'onde laser doit avoir une surface au minimum 10 fois plus grande sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL que sur le SESAM. Ensuite, le taux de répétition de la source étant inversement proportionnel à la taille de la cavité, celle-ci doit être la plus compacte possible pour un fonctionnement à haute fréquence (par exemple 6 cm pour un taux de répétition de 2,5 GHz). Enfin, si les miroirs concaves de la cavité sont utilisés hors axe, il faut veiller à ce que les angles d'incidence sur ces miroirs soient suffisamment faibles pour limiter l'astigmatisme de l'onde laser.

Pour concevoir une cavité laser, le premier paramètre est la taille maximale que peut avoir le faisceau de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, essentiellement limitée par les problèmes d'évacuation thermique dans la structure (voir partie 2). Une fois cette taille déterminée, on connaît la taille maximale de l'onde laser sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, et on peut donc choisir les rayons de courbure des miroirs pour que le faisceau laser soit plus focalisé sur le SESAM que sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL. Il faut ensuite trouver la géométrie la plus adaptée pour réaliser une cavité compacte, en tenant compte des problèmes d'encombrement et d'astigmatisme.

Nous présenterons tout d'abord deux types de cavités permettant d'utiliser un rayon du faisceau de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL de l'ordre de 25 μm (adapté à nos structures monolithiques de forte résistance thermique), et pour lesquelles le rapport des surfaces de l'onde sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL et sur le SESAM est de l'ordre de 10. Nous présenterons ensuite des cavités adaptées à des faisceaux plus gros sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, et permettant d'atteindre des fréquences de fonctionnement plus élevées, tout en réduisant les contraintes liées à l'encombrement.

II.3.1. Cavités compatibles avec un rayon de pompe de 25 μm sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL

-- Cavité à trois miroirs --

La cavité proposée est décrite sur la figure II.6 ci-dessous.

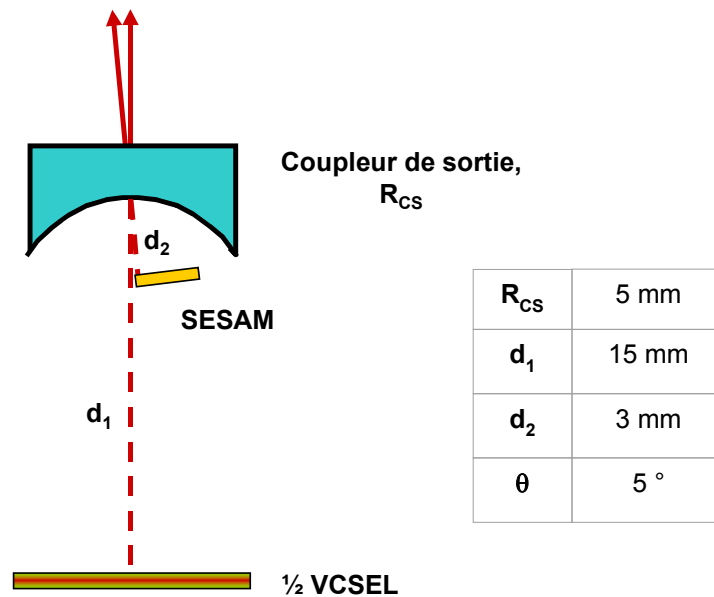


Figure II.6 : Cavity à 3 miroirs proposée pour un rayon de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL de 25 μm (distances réelles x4).

La variation de la taille du faisceau laser sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL et sur le SESAM en fonction de la taille du petit bras est présentée sur la figure II.7.

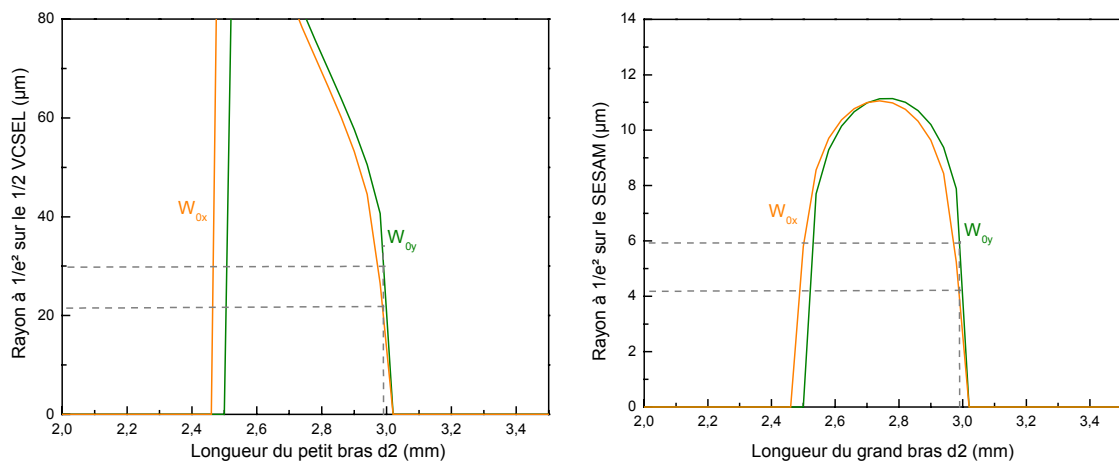


Figure II.7 : Calcul de la variation du rayon à $1/e^2$ de l'onde laser dans le plan du $\frac{1}{2}$ VCSEL et du miroir plan de sortie en fonction de la longueur du petit bras d_2 dans le cas d'une cavité à 3 miroirs ($d_1 = 15$ mm, $\theta = 5^\circ$, $R_C = 5$ mm).

En se plaçant en limite de stabilité (d_2 très proche de 3 mm), il est possible d'atteindre des tailles de spot d'environ 20 μm x 30 μm sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, et de 4 μm x 6 μm sur le SESAM. Le taux de répétition dans cette cavité serait alors de 6,5 GHz (cavité de 23 mm).

Cependant, cette cavité est extrêmement compacte, et donc particulièrement délicate à réaliser en terme d'encombrement et d'alignement. La difficulté dans l'alignement est renforcée par la nécessité de travailler en extrême limite de stabilité.

-- Cavité à 4 miroirs --

La cavité proposée est décrite sur la figure II.8 ci-dessous.

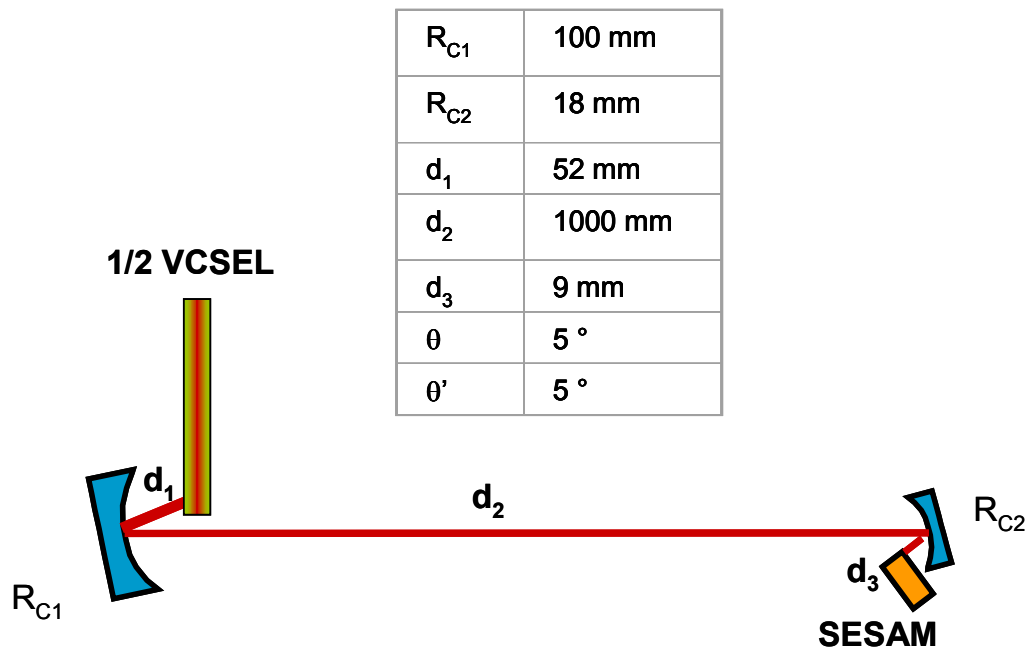


Figure II.8 : Cavité à 4 miroirs proposée pour un rayon de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL de 25 μm .

La variation de la taille du faisceau laser sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL et sur le SESAM en fonction de la taille du grand bras est présentée sur la figure II.9.

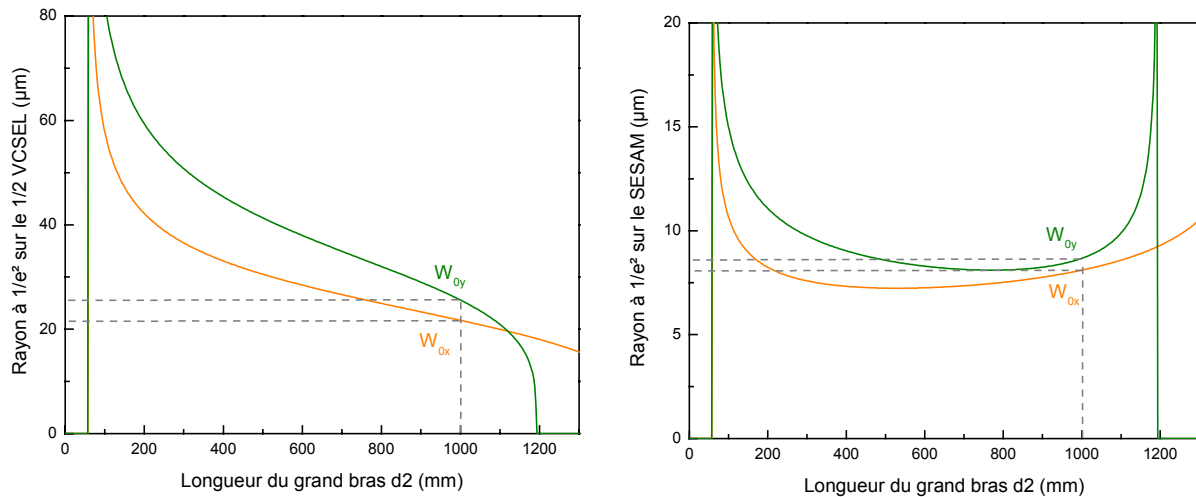


Figure II.9 : Calcul de la variation du rayon à $1/e^2$ de l'onde laser dans le plan du $1/2$ VCSEL et du miroir plan de sortie en fonction de la longueur du grand bras d_2 dans le cas d'une cavité à 4 miroirs ($d_1 = 52$ mm , $d_3 = 970$ mm , $\theta = 5^\circ$, $R_{C2} = 100$ mm, $R_{C3} = 140$ mm).

En prenant une longueur de grand bras de 1000 mm, le rayon du faisceau laser est d'environ $22 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ sur le $1/2$ VCSEL, et de $8 \mu\text{m} \times 8,5 \mu\text{m}$ sur le SESAM. Cette cavité présente beaucoup moins d'astigmatisme que la cavité à trois miroirs, et son alignement est facilité car on ne travaille pas en limite de stabilité. Cependant, le taux de répétition dans cette cavité est très faible, de l'ordre de 140 MHz (cavité de 1061 mm).

-- Conclusion --

Même si toutes les configurations possibles n'ont sans doute pas été envisagées, il semble extrêmement délicat de concilier une taille de spot faible sur le $1/2$ VCSEL et sur le SESAM avec un taux de répétition élevé et un encombrement compatible avec la réalisation expérimentale du laser. Nous avons présenté à la fin du troisième chapitre de la deuxième partie de ce manuscrit des structures $1/2$ VCSELs non monolithiques dont les résistances thermiques plus faibles pourraient permettre d'envisager l'utilisation de faisceaux de pompe plus gros (jusqu'à $50 \mu\text{m}$ de rayon à $1/e^2$). Nous allons donc présenter dans la partie suivante deux types de cavités adaptées à l'utilisation de ces $1/2$ structures.

II.3.2. Cavités compatibles avec un rayon de pompe de 50 μm sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL

Plusieurs de ces configurations ont été décrites dans la littérature [11, 15, 16] pour le blocage de modes de VCSEL à des longueurs d'ondes inférieures à 1,04 μm . Les $\frac{1}{2}$ VCSELs utilisés sont dans ce cas à base de GaAs, et non monolithiques, et permettent donc l'utilisation de très gros faisceaux de pompe (rayon de 90 μm et plus). Nous avons cherché à les adapter pour qu'elles correspondent à nos contraintes sur la taille du faisceau de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL.

-- Cavité à 3 miroirs --

La cavité proposée est similaire à celle proposée sur la figure II.6, et ses paramètres sont décrits dans le tableau ci-dessous.

R_{CS}	10 mm
d_1	28 mm
d_2	6 mm
θ	5 $^\circ$

Elle permet d'obtenir des tailles de spot d'environ 60 μm x 50 μm sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, et de 12 μm x 10 μm sur le SESAM, soit un rapport de surface de 25, ce qui est favorable à un bon raccourcissement des impulsions laser [17]. D'autre part, le taux de répétition dans cette cavité est de 4,4 GHz. Cependant, comme dans la cavité à trois miroirs présentée précédemment, le laser fonctionne en bord de stabilité, et l'alignement est donc délicat.

-- Cavités à 4 miroirs --

L'avantage des cavités à 4 miroirs est qu'elles évitent un fonctionnement en bord de stabilité, et permettent donc plus de souplesse dans la procédure d'alignement. La première cavité proposée est semblable à celle décrite sur la figure II.8, et ses paramètres sont résumés dans le tableau ci-dessous.

R_{C1}	25 mm
R_{C2}	10 mm
d_1	20 mm
d_2	55 mm
d_3	6 mm
θ	5 $^\circ$
θ'	5 $^\circ$

Elle permet d'obtenir des tailles de spot d'environ $43\ \mu\text{m} \times 46\ \mu\text{m}$ sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, et de $14\ \mu\text{m} \times 14\ \mu\text{m}$ sur le SESAM. Le taux de répétition dans cette cavité est de 1,85 GHz. Son principal avantage réside dans sa configuration qui permet une mise en œuvre expérimentale relativement facile, notamment en terme d'encombrement.

Une deuxième configuration de cavité à 4 miroirs peut être envisagée. Cette cavité est décrite sur la figure II.10 ci-dessous.

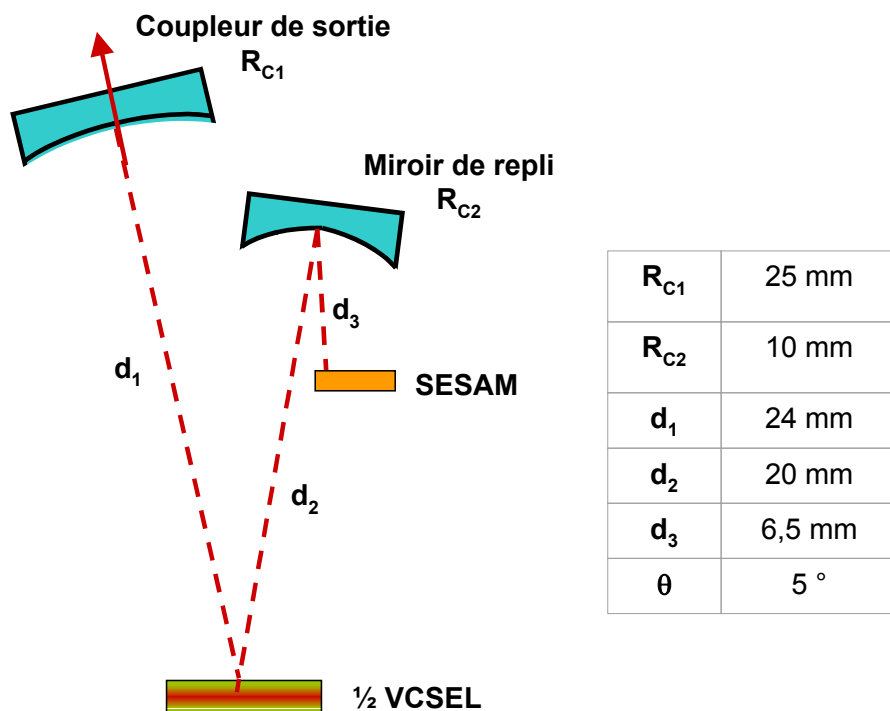


Figure II.10 : Schéma d'une des cavités à 4 miroirs proposée, pour un rayon de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL de $50\ \mu\text{m}$ (figure à l'échelle).

Elle permet d'obtenir des tailles de spot d'environ $50\ \mu\text{m} \times 45\ \mu\text{m}$ sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, et de $15\ \mu\text{m} \times 15\ \mu\text{m}$ sur le SESAM. Le taux de répétition dans cette cavité (2,97 GHz) est plus élevé que pour la cavité précédente. Elle présente cependant un encombrement plus critique.

II.4. Conclusion

Nous avons tout d'abord présenté dans ce chapitre les résultats laser en pompage optique continu obtenus avec l'échantillon KTH6680 dans des cavités à trois et quatre miroirs. Nous avons ainsi montré que l'utilisation de cavités multimiroirs conduit à une dégradation de la température maximale de fonctionnement de cette structure, notamment du fait des pertes supplémentaires introduites par les miroirs, et également du fait de l'augmentation du waist laser dans ces configurations.

Nous avons ensuite proposé des géométries de cavités adaptées à l'obtention de l'effet laser avec des faisceaux de pompe de rayon $25\text{ }\mu\text{m}$ sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, et montré que ces configurations entraînent soit une taille de cavité trop grande (et donc une cadence de fonctionnement en blocage de modes passif trop faible), soit un encombrement difficile à surmonter.

Il semble donc nécessaire de pouvoir travailler avec des spots de pompe de taille plus grande sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL. Nous avons ainsi proposé des géométries de cavités adaptées à l'obtention d'un régime de blocage de modes passif à haute cadence avec un rayon de la pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL de l'ordre de $50\text{ }\mu\text{m}$.

Conclusion de la troisième partie

L'objectif de cette partie était de présenter les études expérimentales menées en vue de la réalisation de la source à modes bloqués.

Nous avons tout d'abord présenté les études réalisées pour l'obtention d'un SESAM adapté au blocage de modes. Nous avons en particulier étudié l'effet de l'irradiation, destinée à raccourcir la durée de vie des porteurs dans le puits quantique de l'absorbant saturable, sur la réflectivité des miroirs de Bragg des composants. Au vu de la forte dégradation de la réflectivité des SESAMs irradiés, nous avons proposé une nouvelle approche pour la réduction du temps de recouvrement de l'absorption, consistant à placer le puits quantique près de la surface du composant et d'ainsi bénéficier des recombinaisons rapides de surface. Des couches actives ont été réalisées suivant ce principe, et les durées de vie ainsi obtenues sont de l'ordre de quelques picosecondes, compatibles avec un fonctionnement rapide de la source à modes bloqués. Cette approche est donc très prometteuse, et des SESAMs basés sur ce principe vont très prochainement être réalisés.

Nous avons ensuite présenté différentes géométries de cavités multimiroirs adaptées à l'obtention d'un régime de blocage de modes passif à haut débit, et montré qu'un rayon de faisceau de pompe élevé (environ 50 μm) sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL était souhaitable. La réalisation des composants proposés dans la deuxième partie de ce manuscrit, et présentant des résistances thermiques plus faibles que les composants monolithiques, semble donc nécessaire pour la réalisation de la source d'impulsions brèves à haute cadence.

Références de la troisième partie

- [1] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark
« The stopping and range of ions in solids »
Pergamon, New-York, 1985.
- [2] P.N. Favenne.
« L'implantation ionique »
Masson, Paris et France Telecom/CNET-ENST, 1993.
- [3] J. Mangeney, J.L. Oudar, J.C. Harmand, C. Mériadec, G. Patriarche, G. Aubin, N. Stelmakh, and J.M. Lourtioz
« Ultrafast saturable absorption in heavy-ion irradiated quantum well vertical cavity »
Appl. Phys. Lett. vol.76, p.1371, 2000.
- [4] M. Pantouvaki, R. Gwilliam, E.P. Burr, A.B. Krysa, J.S. Roberts, and A.J. Seeds.
« Ultrafast recovery times and increased absorption nonlinearity in InGaAsP MQW saturable absorbers implanted at 200°C »
Proceedings of the 15th IPRM conference, Santa Barbara, USA, p. 355-358, 2003.
- [5] J. Mangeney.
« Composants à absorbant saturable rapide à base de semiconducteurs irradiés par des ions et applications à la régénération des signaux télécoms »
Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2000.
- [6] voir <http://www.srim.org>
- [7] F. Urbach.
« The long wavelength edge of photographic sensitivity and of the electronics of solids »
Phys. Rev., vol. 92, p. 1324, 1953.

- [8] J. Mangeney, J. Lopez, N. Stelmakh, J.-M. Lourtioz, J.-L. Oudar, and H. Bernas.
« **Subgap optical absorption and recombination center efficiency in bulk GaAs irradiated by light or heavy ions** »
Appl. Phys. Lett., vol. 76, p. 40-42, 2000
- [9] M. J. Lederer, B. Luther-Davies, H. H. Tan, C. Jagadish, M. Haiml, U. Siegner, U. Keller.
« **Nonlinear optical absorption and temporal response of arsenic- and oxygen-implanted GaAs** »
Appl. Phys. Lett., vol. 74, p. 1993-1995, 1999.
- [10] A. Garnache, B. Sermage, R. Teissier, G. Saint-Girons and I. Sagnes.
« **A new kind of fast quantum well Semiconductor Saturable Absorber Mirror with low losses for ps pulse generation** »
Proceedings of the 15th IPRM conference, Santa Barbara, USA, p. 247-250, 2003.
- [11] A. Garnache, S. Hoogland, A.C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J.S. Roberts.
« **Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power** »
Appl. Phys. Lett. vol.80, p.3892, 2002.
- [12] D. E Aspnes.
« **Recombination at semiconductor surfaces and interfaces** »
Surface Sci., vol. 132, p. 406-421, 1983.
voir le site <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>
- [13] Bothra, S., S. Tyagi, S. K. Chandhi, and J. M. Borrego.
« **Surface recombination velocity and lifetime in InP** »
Solid State Electron., vol 34, p. 47-50, 1991.
voir le site <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>
- [14] H.W. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Diennes, and C.V. Shank.
« **Astigmatically Compensated Cavities for CW Dye Lasers** »
IEEE J. Quantum Electron., vol. QE8, p. 373-379, 1972.

- [15] S. Hoogland, S. Dhanjal, AC Tropper, JS Roberts, R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller.
« **Passively Mode-Locked Diode-Pumped Surface-Emitting Semiconductor Laser** »
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, p.1135-1137, 2000
- [16] K. Jasim, Qiang Zhang, A.V. Nurmikko, A. Mooradian, G. Carey, Wonill Ha and E. Ippen.
« **Passively modelocked vertical extended cavity surface emitting diode laser** »
Electron. Lett., vol. 39, p. 373-375, 2003.
- [17] R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-genoud, U. Keller, A. Garnache, U. Oesterle, J.S. Roberts, S. Hooglan, S. Dhanjal, and A.C. Tropper.
« **Passively mode-locked diode-pumped surface emitting semiconductor laser** »
Proceedings CLEO'00, San Francisco, CA, 2000.

Conclusion

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit est d'étudier des composants OP-VECSELS en vue de la réalisation d'une source d'impulsions brèves à 1,55 μm , par la mise en œuvre d'un régime de blocage de modes passif dans la cavité laser.

Nous avons tout d'abord présenté dans la première partie les principes de fonctionnement des différents éléments qui constitueront cette source. Nous avons ainsi évoqué les caractéristiques du gain optique et du seuil d'oscillation laser dans les OP-VECSELS, ainsi que leur sensibilité à la température du composant. Nous avons également précisé les mécanismes liés au phénomène de saturation de l'absorption dans le miroir à absorbant saturable, et les différentes méthodes pour raccourcir son temps de recouvrement. Enfin, nous avons détaillé les bases théoriques du blocage de modes passif dans le cas des lasers à semiconducteur. La réalisation d'une source d'impulsions brèves (quelques picosecondes) à une cadence de 2,5 GHz nécessite l'utilisation d'une cavité laser d'une longueur de 6 cm. D'autre part, nous avons montré qu'il est nécessaire que l'onde laser soit plus focalisée sur l'absorbant saturable que sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, afin d'assurer une saturation de l'absorption du SESAM plus importante que la saturation du gain. Enfin, le temps de recouvrement de l'absorption doit être suffisamment rapide pour permettre un fonctionnement de la source à haut débit.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude expérimentale et théorique des $\frac{1}{2}$ VCSELS, et constitue le cœur de ce travail de thèse.

Les principes de conception et les caractérisations optiques et structurales des différents éléments constituant le $\frac{1}{2}$ VCSEL y sont présentés. En particulier, nous montrons que les matériaux utilisés conduisent à des résistances thermiques élevées des composants. Cependant, une couche épaisse d'InP déposée en surface des $\frac{1}{2}$ VCSELS permet de réduire de manière significative la résistance thermique de ces structures, du moins si l'on utilise un spot de pompe suffisamment petit (20 μm de rayon environ).

Nous présentons également dans cette deuxième partie les résultats laser obtenus sous pompage optique pulsé, quasi-continu, et continu, dans une configuration de cavité plan-concave. L'étude de l'effet laser en pompage pulsé a permis de sélectionner les structures les plus adaptées en vue de l'obtention de l'effet laser en continu. L'impact sur le seuil des positions spectrales relatives du gain, de la résonance de la microcavité parasite, et du

centre de la stop-band du miroir de Bragg est également mis en évidence. L'utilisation d'un modulateur acousto-optique sur le banc expérimental nous a ensuite permis de passer progressivement d'un pompage pulsé à un pompage continu, et d'étudier les effets thermiques intervenant lors de l'augmentation du rapport cyclique de la pompe. Nous avons ainsi mis en évidence l'effet limitant de ces effets thermiques sur l'émission laser de nos structures, constituées de matériaux de faible conductivité thermique. Cette étude nous a permis de déterminer les plages de paramètres (puissance de pompe, température du substrat) adaptées à l'obtention de l'effet laser en continu pour chaque structure. Enfin, nous avons présenté les résultats obtenus en pompage optique continu. La meilleure de nos structures nous a permis d'observer l'effet laser à 1,55 μm en pompage continu à température ambiante, avec un seuil d'environ 6 kW/cm^2 (spot de 22 μm de rayon), et une puissance de sortie de 4 mW à 0°C. Ce résultat est une première pour une structure OP-VECSEL entièrement monolithique sur InP émettant à 1,55 μm . Cependant, en vue de la réalisation d'une source à blocage de modes passif, il est nécessaire de pouvoir augmenter la taille du faisceau de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL. Or, nous avons montré qu'une augmentation de cette taille, bien que diminuant la résistance thermique du composant, conduit à une augmentation de la puissance thermique à dissiper dans la structure, incompatible avec l'observation de l'effet laser en continu à des températures proches de l'ambiante. En nous basant sur un modèle simple, validé par les résultats expérimentaux, nous avons estimé la résistance thermique maximale compatible avec l'obtention de l'effet laser en continu à température ambiante, avec un spot de pompe de rayon 50 μm . Nous avons alors proposé des structures non monolithiques satisfaisant à cette contrainte.

Dans la troisième partie du manuscrit, nous présentons les études expérimentales menées en vue de la réalisation de la source à modes bloqués.

Nous présentons tout d'abord une étude expérimentale des SESAMs à insérer dans la cavité laser pour obtenir le fonctionnement en régime de blocage de modes passif. Différents moyens sont envisagés pour réduire le temps de recouvrement de l'absorption des composants, afin de les rendre compatibles avec un fonctionnement à haut débit. En particulier, nous mettons en évidence la dégradation rédhibitoire de la réflectivité des SESAMs après irradiation, puisque dans notre approche le SESAM doit également jouer le rôle de miroir haut réflecteur dans la cavité laser. Nous proposons une alternative prometteuse à cette technique, consistant à placer le puits quantique jouant le rôle d'absorbant saturable très près de la surface du composant, et d'ainsi bénéficier des recombinaisons rapides des porteurs sur les états de surface. Des couches actives réalisées suivant ce principe présentent des durées de vie non radiatives de quelques picosecondes, compatibles avec un fonctionnement à haut débit.

Enfin, nous proposons des configurations de cavités à plusieurs miroirs adaptées aux différentes contraintes soulevées dans le manuscrit (rapport des surfaces des waist sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL et le SESAM, longueur de cavité) et présentant un encombrement réaliste. Nous montrons en particulier qu'il est nécessaire de pouvoir utiliser des spots de pompe d'un rayon d'environ 50 μm sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL, afin de pouvoir, en terme d'encombrement, réaliser une cavité compatible avec des débits supérieurs à 2 GHz.

Perspectives

Ce travail de thèse a permis une bonne compréhension du fonctionnement des OP-VECSELs, et en particulier des limitations thermiques inhérentes aux fortes résistances thermiques des matériaux à l'accord de maille sur InP. Malgré ces limitations, l'effet laser en continu à température ambiante a pu être observé. Pour les applications ne nécessitant pas l'utilisation de gros spots de pompe, l'approche monolithique est donc viable. Il serait par ailleurs possible d'améliorer la résistance thermique des structures en optimisant les épaisseurs des barrières d'InP jouant le rôle d'évacuateur thermique, ainsi qu'en réduisant la différence entre la longueur d'onde du faisceau de pompe et la longueur d'onde d'absorption des barrières de confinement.

Les SESAMs à puits près de la surface que nous proposons constituent une solution très attractive, permettant d'obtenir des durées de vie des porteurs très courtes sans aucun traitement post-épitaxial susceptible de dégrader la structure. De telles structures seront prochainement réalisées et étudiées. En particulier, l'étude des mécanismes à l'origine de la recombinaison rapide des porteurs (effet tunnel, thermo-émission, caractère plus ou moins recombinant des surfaces) est à approfondir. Il faut également vérifier que l'absorption des puits quantiques de ces structures n'est pas dégradée de manière rédhibitoire pour le bon fonctionnement du composant final.

L'observation d'un régime de fonctionnement en blocage de modes passif semble être envisageable avec nos structures monolithiques. Cependant, les cavités permettant l'utilisation de spot de pompe suffisamment petits sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL ne sont pas compatibles avec les taux de répétition élevés que nous visons.

Pour atteindre ces taux de répétition élevés, l'utilisation de plus gros spots de pompe (rayon > 50 μm) semble nécessaire. Dans ce cas, il serait intéressant de réaliser et d'étudier

les structures non monolithiques proposées dans ce manuscrit, dont la résistance thermique est plus faible que celle des structures monolithiques.

Une autre approche qui permettrait d'obtenir des cadences élevées tout en conservant une petite taille de spot et un encombrement raisonnable serait de mettre en place un régime de blocage de modes harmonique, par exemple en insérant un élément spectralement sélectif dans la cavité.

Annexe A

Logiciels Greflec et Thermsim

Valeurs des conductivités thermiques et des indices de réfraction

Thermsim

Ce programme, développé au laboratoire par J.L. Oudar, permet la simulation tridimensionnelle de la diffusion thermique dans une structure multicouche, typique des composants à cavité verticale, dans le cas où les sources de chaleur sont à symétrie cylindrique. La solution de l'équation de la chaleur est exprimée sous forme analytique, moyennant un passage en transformée de Hankel pour le profil radial de température, et l'utilisation d'un calcul matriciel pour traiter les conditions aux limites à l'interface entre deux couches. Les conditions aux limites sont un flux de chaleur nul à la surface de la structure, et un substrat conducteur thermique semi-infini qui joue le rôle de thermostat du système. Les sources de chaleur à symétrie cylindrique ont toutes le même profil radial, qui est un profil gaussien en $\exp(-r^2/w^2)$, où w est le rayon à $1/e$ de la source de chaleur, pour simuler la puissance dissipée par l'absorption d'un faisceau laser focalisé. Enfin, les différentes couches sont supposées homogènes dans toute leur épaisseur suivant z , et d'extension infinie dans le plan. De même, les sources de chaleur sont uniformes suivant z . Le principe du calcul d'un flux de chaleur en régime stationnaire peut par exemple être trouvé en référence [1].

[1] E. Abraham and I.J.M. Ogilvy, « **Heat flow in interference filters** », *Appl. Phys. B*, 42, p. 31-34, 1987.

GReflec

Ce logiciel, développé au laboratoire (R. Kuszelewicz), est basé sur la méthode des matrices de transfert (voir par exemple la référence [2]). Dans cette approche, chaque couche k peut être représentée par une matrice de transfert M_k :

$$M_k = \begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{i}{N_k} \sin \delta_k \\ iN_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} N_k = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot n_k \cdot \cos \theta_k & \text{Pour la polarisation P} \\ N_k = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot n_k}{\cos \theta_k} & \text{Pour la polarisation S} \\ \delta_k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n_k \cdot d_k \cdot \cos \theta_k & \end{array} \right.$$

où n_k est l'indice de la couche k , θ_k l'angle d'incidence sur la couche k , et d_k l'épaisseur de la couche k . On peut ainsi définir l'indice effectif N d'un empilement de p couches sur un substrat d'indice n_s :

$$N = \frac{C}{B}$$

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^{k=p} M_k \begin{pmatrix} 1 \\ n_s \end{pmatrix}$$

et la réflectivité et la transmission en champ de cet empilement sont alors donnés par :

$$r = \frac{N_0 - N}{N_0 + N}$$

$$t = \frac{2N}{N_0 + N}$$

Afin de tenir compte de la dispersion, le programme fait appel à des fichiers d'indice et d'absorption des matériaux en fonction de la longueur d'onde.

[2] H.A. MacLeod, « **Thin-film optical filter** », *Hilger, Bristol, 1986.*

Conductivité thermique et indice optique de différents matériaux

	n	κ (W/K.cm)	
InP	3,166	0,68	[3]
InAlAs	3,201	0,1	[4]
InGaAlAs (1,42 μm)	3,495	0,045	[5]
InGaAsP (1,42 μm)	3,443	0,072	[5]
AlAs	2,893	0,8	[6]
GaAs	3,377	0,5	[6,7]
SiO ₂	1,461	0,0138	[8]
TiO ₂	2,266	0,07	[9]
Al ₂ O ₃	1,59	0,25	[9]
Si ₃ N ₄	1,994	0,3	[9]
Si	3,48	1,5	[8]
Au		3,15	[9]

-
- [3] S. Tiwari.
« **Compound semiconductor device physics** »
Academic Press, 1992.
- [4] voir <http://www.iue.tuwien.ac.at/publications/PhD%Theses/palankovski/node34.html>
- [5] M. Guden, and J. Piprek.
« **Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength** »
Modelling Simul. Mater. Sci. Eng., vol. 4, p. 349-357, 1996.
- [6] A. Katz
« **Indium Phosphide and Related Materials** »
Artech House, Boston, 1992
- [7] voir <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond>
- [8] S. Sze.
« **Physics of semiconductor devices** »
Wiley, New York, 1981.
- [9] voir <http://www.memsnet.org/material>

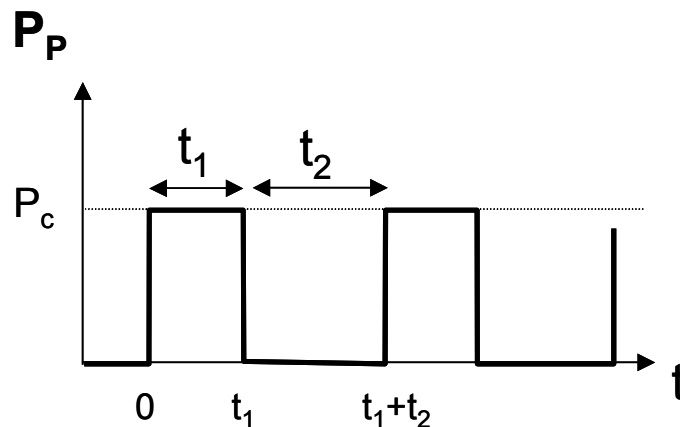
Annexe B

Modèle simplifié de l'émission laser en fonction du temps

L'équation à résoudre est donnée par :

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{1}{\tau} (R_{th} P_p(t) - \Delta T) \quad (1)$$

où ΔT est l'élévation de température de la couche active due à l'absorption de la pompe, R_{th} est la résistance thermique de la structure, et $P_p(t)$ la puissance de pompe appliquée sur la structure au cours du temps. Supposons une puissance de pompe de variation temporelle rectangulaire, de période t_1+t_2 , et de rapport cyclique $t_1/(t_1+t_2)$:



-- Résolution de l'équation différentielle --

i. $0 < t < t_1$

Au bout d'un temps infini, la température atteinte serait :

$$\Delta T_{inf} = P_c \cdot R_{th}$$

La solution de l'équation 1 est donc de la forme :

$$\Delta T(t) = P_c \cdot R_{th} - A \exp(-t/\tau) \quad (2)$$

ii. $t_1 < t < t_1 + t_2$

Au bout d'un temps infini, l'élévation de température tend vers zéro. La solution de l'équation 1 dans cette région est donc de la forme :

$$\Delta T(t) = B \exp(-t/\tau) \quad (3)$$

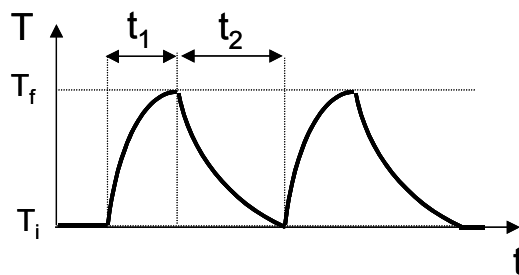
Notons qu'à $t = t_1$:

$$\Delta T(t_1) = T_f = P_c \cdot R_{th} - A \exp(-t_1/\tau) = B \exp(-t_1/\tau) \quad (4)$$

et qu'à $t = t_1 + t_2$

$$\Delta T(t_1 + t_2) = \Delta T(0) = T_i = B \cdot \exp(-(t_1 + t_2)/\tau) = P_c \cdot R_{th} - A \quad (5)$$

Ceci est illustré sur la figure ci-dessous.



A partir des équations 4 et 5, on peut exprimer les constantes A et B :

$$A = P_c R_{th} \frac{1 - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{t_1 + t_2}{\tau}\right)}$$

$$B = P_c R_{th} \frac{1 - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right)}{\exp\left(-\frac{t_1+t_2}{\tau}\right) - 1}$$

La température initiale T_i est donc donnée par :

$$T_i = P_c R_{th} \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right) \frac{1 - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{t_1+t_2}{\tau}\right)} \quad (6)$$

et la température finale T_f est donnée par :

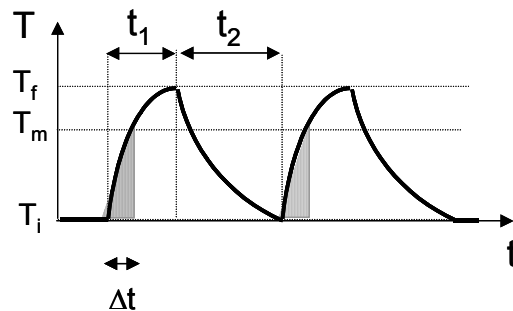
$$T_f = P_c R_{th} \frac{1 - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{t_1+t_2}{\tau}\right)} \quad (7)$$

-- Expression de Δt --

Nous allons maintenant exprimer la relation liant Δt (durée de l'effet laser), aux paramètres T_0 , R_{th} et τ de la structure. Rappelons qu'à une puissance de pompe crête P_c donnée, on peut associer une température maximale de couche active T_m au-delà de laquelle le seuil ne pourra plus être atteint :

$$P_c = P_{Seuil}(T_m) = P_{Seuil}^0 \exp\left(\frac{T_m}{T_0}\right) \quad (8)$$

où T_0 est la température caractéristique de la structure, et P_{Seuil}^0 est la puissance au seuil à 0°C (température de référence arbitraire) mesurée en pompage pulsé, afin de s'affranchir des effets thermiques liés au pompage. Ceci est illustré sur la figure ci-dessous.



Rappelons également que cette température de couche active peut se mettre sous la forme :

$$T_m = T_{\text{sub}} + \Delta T_m$$

où T_{sub} est la température du substrat (fixée par la température de consigne de l'élément Peltier), et ΔT_m l'élévation de température correspondant à cette température maximale de couche active.

La relation 8 peut alors se mettre sous la forme :

$$\Delta T_m = T_0 \ln \left(\frac{P_c}{P_{\text{seuil}}^0} \right) - T_{\text{sub}} \quad (9)$$

D'après la relation 2, on peut écrire :

$$\Delta T(\Delta t) = \Delta T_m = P_c R_{\text{th}} - A \exp(-\Delta t / \tau)$$

d'où

$$\Delta t = t_1 - \tau \ln \left(\frac{P_c R_{\text{th}} - \Delta T_m}{P_c R_{\text{th}} - T_f} \right)$$

où les expressions de T_f et ΔT_m sont données par les relations 7 et 9.

Annexe C

Description d'un miroir de Bragg « résonant »

Nous avons présenté au premier chapitre de la deuxième partie de ce manuscrit le cas d'un miroir de Bragg se terminant par une couche d'indice haut (n_H). Nous décrivons dans cette annexe le cas légèrement différent d'un miroir de Bragg terminé par une couche d'indice bas (n_B). Ce cas est décrit dans la figure 1 ci-dessous.

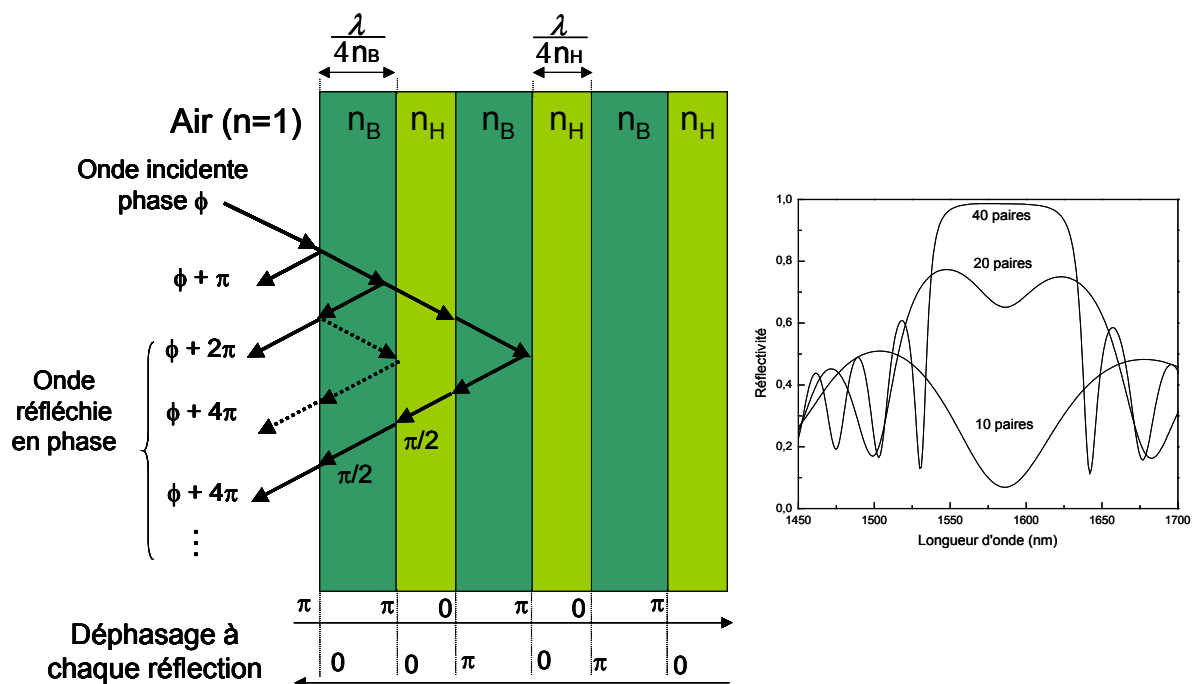


Figure 1 : Miroir de Bragg terminé par une couche d'indice bas.

Dans ce cas ; la réflexion en surface est en opposition de phase par rapport aux autres réflexions. Ceci se traduit sur le spectre de réflectivité par un creux apparaissant à la longueur d'onde de Bragg lorsque le nombre de paires empilées est faible. Un tel miroir de

Bragg peut donc être comparé à la cavité Fabry-Perot résonante décrite sur la figure 2 ci-dessous :

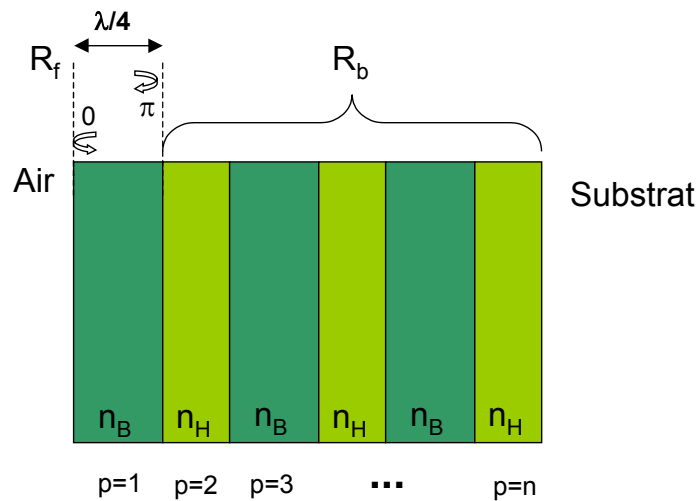


Figure 2 : Cavité Fabry-Perot équivalente à un miroir de Bragg « résonant »

La cavité est constituée par la première couche $\lambda/4$. Le miroir avant de cette cavité Fabry-Perot équivalente est formé par l'interface air-semiconducteur ($R_f \approx 30\%$ environ), et le miroir arrière par l'empilement des couches 2 à n. Ainsi, lorsque le nombre de couches empilées est faible, R_b est faible, et la cavité présente donc une résonance très marquée.

Notons également que contrairement au cas des miroirs de Bragg terminés par une couche d'indice n_H , où le champ électrique dans la structure chute d'un facteur $1/n^2$ par rapport au champ extérieur, le champ électrique dans un miroir « résonant » est plus élevé. La figure 3 ci-dessous représente le champ électrique calculé par GReflec dans un miroir de Bragg GaAs/AlAs et dans un miroir de Bragg $\text{Q}_{\text{Al}}/\text{InP}$. Dans le premier cas, le miroir est terminé par une couche d'indice n_H , et le champ présente un minimum en surface. L'intensité du champ est par ailleurs divisée par n^2 dans la structure. Dans le deuxième cas, le miroir est terminé par une couche d'indice n_B , et le miroir est donc « antirésonant ». Le champ présente un maximum à la surface de la structure, et reste plus élevé que dans le cas antirésonant.

Cette configuration entraîne donc une plus grande sensibilité de ces miroirs aux pertes des matériaux qui le composent.

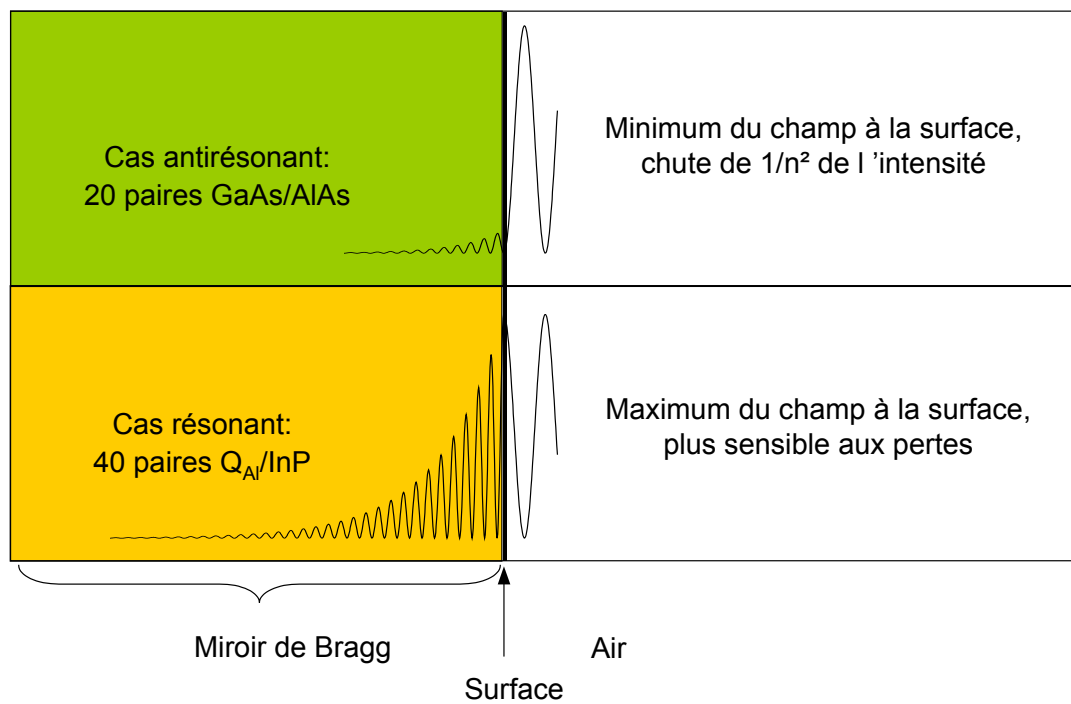


Figure 3 : Comparaison du champ électrique dans un miroir de type « antirésonant » (terminé par une couche d'indice n_H , miroir de type GaAs/AlAs) et dans un miroir de type « résonant » (terminé par une couche d'indice n_B , miroir de type Q_{Al}/InP).

Annexe D

Calculs des tailles au waist dans des cavités multimiroirs

Pour estimer la stabilité en fonction de la taille de la cavité, on se sert généralement d'une méthode matricielle, dans laquelle chaque élément rencontré par l'onde est représenté par une matrice. On calcule ainsi la matrice de propagation sur un aller retour dans la cavité laser, et la stabilité de cette cavité est assurée lorsque la trace de cette matrice est inférieure à 1 (en valeur absolue).

D'autre part, lorsqu'une cavité est stable, le front d'onde de l'onde électromagnétique se propageant se superpose à lui-même au bout d'un aller-retour dans la cavité. Ainsi, le rayon de courbure de l'onde se superpose aux rayons de courbure des différents miroirs.

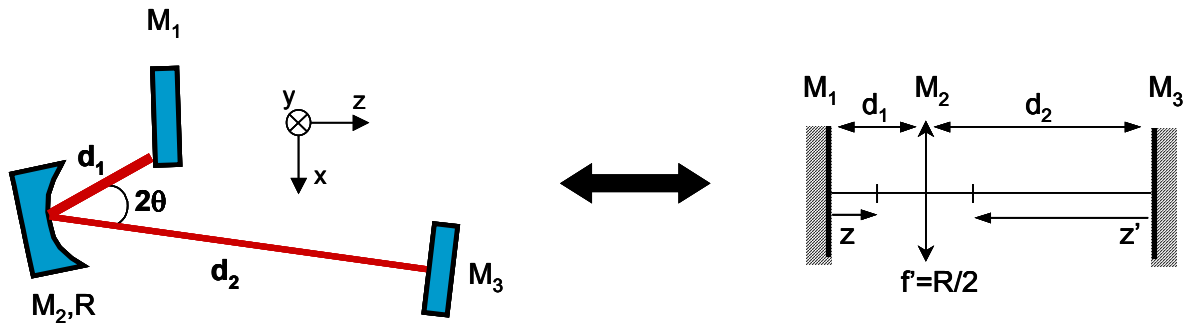
Le principe plus détaillé des calculs présentés ci-dessous peut par exemple être trouvé en référence [10].

Remarque : Du fait de l'utilisation hors axe de certains miroirs sphériques, les systèmes peuvent présenter de l'astigmatisme, et deux focales apparaissent suivant que l'on considère le plan sagittal ou tangentiel. Pour simplifier, nous exprimerons dans la suite les relations en fonction de R , qui pourra être remplacé par $R_x = R/\cos\theta$ ou $R_y = R.\cos\theta$ suivant le plan considéré (sagittal ou tangentiel).

-- Cavité à 3 miroirs --

Un schéma d'une cavité à 3 miroirs, comprenant 2 miroirs plans et un miroir de rayon de courbure R est donné dans la figure ci-dessous, ainsi que sa cavité équivalente.

[10] A.E. Siegman, « Lasers », University Science Books, Mill Valley, 1986



- La condition de stabilité d'une telle cavité est donnée par la relation $\left| 1 - \frac{4d_1}{R} - \frac{4d_2}{R} + \frac{8d_1d_2}{R^2} \right| < 1$
- La taille du faisceau sur M_1 (w_0) et sur M_3 (w_0') est donnée par :

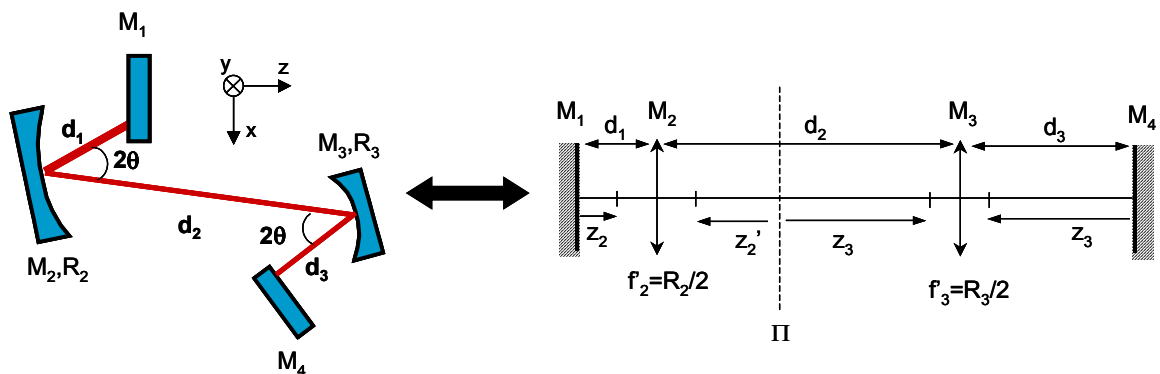
$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{-z^2 - \left(\frac{R}{2}\right)^2} \frac{z}{z'}}$$

$$w_0' = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{-z'^2 - \left(\frac{R}{2}\right)^2} \frac{z'}{z}}$$

avec $z = d_1 - \frac{R}{2}$ et $z' = \frac{R}{2} - d_2$

-- Cavités à 4 miroirs --

Un premier type de cavité à quatre miroirs est présenté sur la figure ci-dessous, ainsi qu'un schéma de sa cavité équivalente. En plus des deux miroirs plans, il existe un plan intermédiaire Π dans lequel l'onde gaussienne présente un col.



► La taille du faisceau sur M_1 (w_0) et sur M_4 (w_0') est donnée par :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{-z_2^2 - \left(\frac{R_2}{2}\right)^2} \frac{z_2}{z_2'}}$$

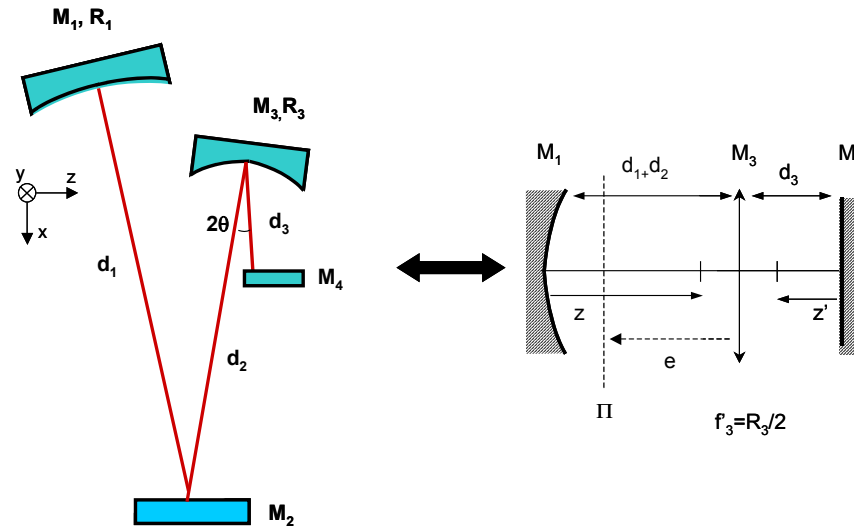
$$w_0' = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{-z_3'^2 - \left(\frac{R_3}{2}\right)^2} \frac{z_3'}{z_3}}$$

avec $z_2 = d_1 - \frac{R_2}{2}$, $z_3 = d_2 + z_2' - \frac{R_2 + R_3}{2}$, et $z_3' = \frac{R_3}{2} - d_3$.

En écrivant $z_3' = f(z_2', g(z_2')) = f(h(z_2'), g(z_2'))$, on trouve $z_2' = \frac{\left(\frac{R_3}{2}\right)^2 (R - d_2) - z_3' (d_2 - R)^2}{2z_3' (d_2 - R) - \left(\frac{R_2}{2}\right)^2 \frac{z_3'}{z_2} + \left(\frac{R_3}{2}\right)^2}$, où

$R = (R_2 + R_3)/2$. Le système est alors uniquement défini en fonction de R_2 , R_3 , d_1 , d_2 et d_3 .

Un autre type de cavité à quatre miroirs est présenté sur la figure ci-dessous, ainsi qu'un schéma de sa cavité équivalente.



Il existe un plan intermédiaire Π , situé à une distance e du miroir M_3 , dans lequel l'onde présente un col.

► En posant $d = d_1 + d_2$, les éléments de la matrice de propagation sont :

$$g_{11} = 1 - \frac{2d}{R_1}, \quad g_{12} = 1 - \frac{2d}{R_3}, \quad g_{21} = 1 - \frac{2d_3}{R_1} \quad \text{et} \quad g_{22} = 1 - \frac{2d_3}{R_3}$$

et la condition de stabilité d'une telle cavité est donnée par la relation :

$$\left| g_{11}g_{12}g_{22} - \frac{d}{R_3}(1+g_{22}) - \frac{d_3}{R_1}(1+g_{12}) - \frac{d_3}{R_3}(1+g_{11}) + 2\frac{dd_3}{R_3^2} \right| < 1$$

► La taille du faisceau sur M_2 (w_0) et sur M_4 (w_0') est donnée par :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{-z^2 - \left(\frac{R_3}{2}\right)^2} \frac{z}{z'}}$$

$$w_0' = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{-z'^2 - \left(\frac{R_3}{2}\right)^2} \frac{z'}{z}}$$

avec $z = e - \frac{R_3}{2}$ et $z' = \frac{R_3}{2} - d_3$.

Le front d'onde au niveau de M_1 doit être égal au rayon de courbure de ce miroir, soit :

$$R_1 = R(d - e) = (d - e) \left(1 + \left(\frac{z_R}{d - e} \right)^2 \right)$$

où $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la distance de Rayleigh de l'onde. A partir de cette relation, on peut exprimer le paramètre e sous la forme :

$$e = \frac{\left(\frac{R_3}{2}\right)^2 d_3 - (R_1 d - d)^2 \left(\frac{R_3}{2} - d_3\right)}{\left(\frac{R_3}{2}\right)^2 + (2d - R_1 - R_3) \left(\frac{R_3}{2} - d_3\right)}$$

Le système est alors uniquement défini en fonction de R_1 , R_3 , d_1 , d_2 et d_3 .