



HAL
open science

Technologie et caractérisation des VCSELs à diaphragme d'oxyde. Application à la détection en cavité verticale

Charlotte Bringer

► To cite this version:

Charlotte Bringer. Technologie et caractérisation des VCSELs à diaphragme d'oxyde. Application à la détection en cavité verticale. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. NNT: . tel-00010239

HAL Id: tel-00010239

<https://theses.hal.science/tel-00010239>

Submitted on 22 Sep 2005

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

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

Thèse

Présentée au

LABORATOIRE D'ANALYSE ET D'ARCHITECTURE DES SYSTÈMES DU CNRS

En vue de l'obtention du grade de DOCTEUR

de l'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER - TOULOUSE III

École doctorale GÉNIE ÉLECTRIQUE, ÉLECTRONIQUE ET TÉLÉCOMMUNICATIONS

Spécialité : Optoélectronique

par

CHARLOTTE BRINGER

Technologie et caractérisation des VCSELs à diaphragme d'oxyde. Application à la détection en cavité verticale

Soutenue le 10 février 2005

Devant la Commission d'examen :

| | |
|--------------------|--------------------|
| Pierre DESTRUEL | Président du jury |
| Christophe GORECKI | Rapporteur |
| Joël JACQUET | Rapporteur |
| Laurent CHUSSEAU | Examineur |
| Thierry CAMPS | Examineur |
| Véronique BARDINAL | Directeur de thèse |
| et | |
| Régis HAMELIN | Invité |

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été réalisés au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse, au sein du groupe Photonique. Je remercie les directeurs qui se sont succédés à la tête de ce laboratoire, Jean-Claude Laprie ainsi que Malik Ghallab, de m'avoir accueillie dans cette structure et donné les moyens d'effectuer cette étude.

Je remercie également Antonio Muñoz-Yagüe et Chantal Fontaine, qui ont pris tour à tour la responsabilité du groupe Photonique, pour m'avoir permis de travailler sur ces lasers miniatures et de développer les aspects de photodétection en cavité verticale.

Je tiens à remercier chacun des membres du jury, qui m'ont fait l'honneur d'évaluer mon travail : Pierre Destruel, Professeur de l'Université Paul Sabatier, d'avoir accepté de présider ce jury de thèse ; Christophe Gorecki, Directeur de Recherche au LOPMD et Joël Jacquet, Responsable du groupe GLW à Alcatel, d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse - la qualité de ce manuscrit s'est affinée grâce à leurs suggestions de clarté ainsi qu'à leurs questions scientifiques - ; Laurent Chusseau, Directeur de Recherche au CEM2, d'avoir accepté d'être examinateur de ce travail - les BiVCSELS ont reçu de lui le meilleur soutien qui soit - ; Régis Hamelin, Ingénieur à IntexyS Photonics, d'avoir accepté de venir en tant qu'invité dans ce jury de thèse et d'avoir encouragé les recherches sur la détection latérale intégrée.

Je remercie Véronique Bardinal, sous la direction de laquelle a été réalisé l'ensemble de ces travaux, d'avoir gardé un œil critique sur les multiples voies suivies lors de ces trois années. Les études que nous avons menées ensemble ont largement profité de son enthousiasme perpétuel ainsi que de ses intuitions. Je remercie également Thierry Camps, qui a enfin rejoint officiellement le 'clan' des VCSELS, pour avoir activé et soutenu toutes sortes de mesures électriques. Je suis sûre que la réalisation de ses idées, foisonnantes et exotiques, continueront à participer à la diversification de ces composants.

Je n'oublie pas le service TEAM, qui assure la bonne marche de la salle blanche et avec lequel j'ai partagé un certain nombre d''épisodes technologiques' tantôt heureux, tantôt malchanceux hélas... J'ai trouvé des oreilles attentives à mes problèmes de process et reçu des conseils avisés tout au long de la mise au point du procédé de fabrication. Ces VCSELS nouvelle génération n'auraient pas vu le jour sans l'aide de Christian Solano ni le soutien efficace de Pierre-François Calmon pour la fabrication des masques. Mes remerciements vont aussi à Jean-Baptiste Doucet, à tous ces moments passés à photolithographier, révéler, pester sur les équipements, casser les échantillons voire même les perdre ! De même, je remercie Pascal Dubreuil pour nous avoir fait bénéficier de son expérience sur les matériaux III-V et leur oxydation thermique ainsi que pour toutes ces heures communes passées à

attendre que le relevé de gravure atteigne enfin LA bonne oscillation. Enfin, la découpe et le montage des VCSELS n'auraient pas été aussi réussis sans la patience de David Colin aux commandes des machines.

Un grand merci à Jérôme Polesel, Nicolas Rivière et Olivier Ugo qui ont activement contribué aux caractérisations des VCSELS et à l'évolution permanente du sacro-saint banc vertical. Je remercie également Cédric Amat et Guilhem Almuneau, qui m'ont épaulée au niveau technologique que ce soit pour la réalisation du process, l'observation des échantillons en microscopie électronique ou la caractérisation complète des VCSELS.

Je remercie aussi les épitaxistes (épitaxieur n'existe pas non plus dans mon dictionnaire), à savoir Chantal Fontaine, Alexandre Arnoult, Éléna Bedel et Guy Lacoste : leur formidable dépense d'énergie autour du bâti d'épitaxie se mesure au nombre faramineux d'échantillons dont j'ai pu disposer.

J'ai beaucoup apprécié les relations amicales avec le service de la reprographie, de la documentation ainsi que les personnes travaillant au magasin ; en particulier leur disponibilité, leur efficacité et leurs sourires. J'y ai toujours été accueillie avec gentillesse et patience. Je pense plus particulièrement à Christian Berty qui assure à merveille tous les délais d'impression, à Daniel Daurat qui garde toujours un vidéo projecteur sous le coude et à Pascal Pichon, toujours prêt à me conseiller ou à me dépanner.

Je tiens à remercier Benoît Viallet et Emmanuelle Daran pour leur soutien, leur foi en la recherche scientifique et leur enthousiasme commun.

J'adresse tous mes vœux de réussite professionnelle et de réalisation personnelle aux thésards du groupe. Hélas, il n'y a plus de thésarde !

Pour finir, je remercie toutes les personnes avec qui j'ai passé de bons moments, qui ont rempli mes moments de détente avec leurs histoires et/ou leurs benoûades...

Table des matières

| | |
|--|------------|
| Remerciements | i |
| Introduction générale | vii |
| 1 Introduction | 1 |
| I Emission laser | 1 |
| 1 Origine de l'émission laser : rappel | 1 |
| 2 Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) | 2 |
| a Structure du VCSEL | 2 |
| b Les méthodes de confinements | 2 |
| c Puissance optique émise par un VCSEL | 3 |
| II Recherches actuelles sur les VCSELs | 4 |
| 1 Bref historique | 4 |
| 2 Du bleu à l'infra rouge | 5 |
| 3 Atouts & Applications des VCSELs | 7 |
| 4 Du VCSEL au microsystème optique | 8 |
| III Photodétection | 10 |
| 1 Photodétecteur | 10 |
| a Origine du photocourant | 10 |
| b Grandeurs caractéristiques des photodétecteurs | 11 |
| 2 Photodétecteur renforcé par effet de cavité | 12 |
| a Effet de la microcavité | 12 |
| b Sensibilité de détection d'un photodétecteur résonant | 12 |
| IV Intégration de la photodétection dans un VCSEL | 13 |
| 1 Intérêt d'un composant dual | 13 |
| 2 Photodétection dans un VCSEL standard | 13 |
| 3 Méthodes d'intégration d'un photodétecteur dans un VCSEL | 14 |
| a Simple cavité | 14 |
| b Intégration verticale | 15 |
| c Intégration horizontale | 17 |
| d Intégration latérale | 17 |
| V Conclusion | 18 |
| 2 Technologie des VCSELs | 21 |
| I VCSEL monomode | 21 |
| 1 Comment sélectionner le mode fondamental ? | 21 |
| 2 Contexte de l'étude : projet Optonanogen | 24 |
| II Fabrication du composant | 26 |
| 1 Épitaxie | 26 |
| a Blocage d'oxyde intrinsèque | 26 |

| | | | |
|----------|---|---|-----------|
| | b | Diaphragme d'oxyde | 27 |
| | c | Gradualités et dopage du miroir p | 29 |
| 2 | | Jeu de masques | 30 |
| 3 | | Description du procédé de fabrication | 30 |
| | a | Premières métallisations avant et arrière | 31 |
| | b | Formation du mesa | 32 |
| | c | Oxydation latérale thermique humide sélective | 33 |
| | d | Isolation-Passivation | 33 |
| | e | Métallisation finale | 34 |
| | f | Découpe | 34 |
| | g | Montage | 34 |
| III | | Étapes critiques | 36 |
| | 1 | Oxydation thermique humide | 36 |
| | a | Dispositif expérimental | 36 |
| | b | Influence des paramètres sur l'oxydation | 37 |
| | c | Masquage | 37 |
| | d | Désoxydation | 38 |
| | e | Déclenchement du four | 40 |
| | f | Nacelle | 41 |
| | g | Refroidissement | 41 |
| | h | Uniformité | 42 |
| | i | Reproductibilité | 43 |
| | j | Température | 44 |
| | k | Conclusions | 44 |
| | 2 | Isolation-Passivation | 45 |
| | a | Etude de la contrainte induite | 45 |
| | b | Conclusion | 46 |
| | 3 | Images des composants | 46 |
| IV | | Caractérisations des VCSELs réalisés | 47 |
| | 1 | Description du banc de tests | 47 |
| | 2 | Caractéristiques courant-tension : $V(I)$ | 48 |
| | 3 | Caractéristiques courant-puissance : $P(I)$ | 49 |
| | a | Mesures en continu | 49 |
| | b | Mesures en régime impulsionnel | 51 |
| | c | Variation de la largeur d'impulsion | 51 |
| | d | Mesures en température | 53 |
| | 4 | Divergence des composants | 54 |
| | a | Méthodes de mesure | 54 |
| | b | Résultats obtenus sur les barrettes Optonanogen | 55 |
| | c | Réduction de la divergence | 55 |
| V | | Conclusion sur la fabrication et la caractérisation | 56 |
| 3 | | Détection en cavité verticale | 59 |
| I | | Photodétecteur à cavité verticale | 59 |
| | 1 | Optimisation de l'efficacité de détection | 59 |
| | 2 | Banc de mesure du spectre de détection localisée | 61 |
| | 3 | Techniques de gravure du miroir supérieur | 61 |
| | a | Principe de l'attaque chimique sélective | 62 |
| | b | Gravure d'un miroir de Bragg | 63 |
| | 4 | Mesures & Résultats | 64 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| II | Photodétection en cavité VCSEL | 65 |
| 1 | Présentation de l'étude | 65 |
| 2 | Modes d'oxyde | 66 |
| 3 | Structures verticales étudiées | 67 |
| 4 | Calcul de l'efficacité de détection | 68 |
| a | Principe du calcul | 68 |
| b | Optimisation de la détection | 69 |
| c | Influence du spectre d'absorption des puits | 70 |
| d | Conclusion | 71 |
| 5 | Gravure du miroir supérieur du VCSEL | 71 |
| a | Gravure étendue | 71 |
| b | Gravure localisée | 72 |
| 6 | Mesures & Résultats | 73 |
| a | Attaques étendues | 73 |
| b | Élimination des modes d'oxyde | 76 |
| c | Attaques localisées | 77 |
| 7 | Conclusion sur la détection en cavité VCSEL | 77 |
| III | Cavités couplées | 78 |
| 1 | Deux modes longitudinaux | 78 |
| a | Modèle simple | 79 |
| b | Effets du désaccord des cavités sur les modes | 79 |
| 2 | Avantages des cavités couplées | 80 |
| 3 | État de l'art | 81 |
| 4 | Génération Laser Continue de TéraHertz (GELACOTE) | 81 |
| 5 | Conception | 82 |
| a | Modélisation optique | 82 |
| b | Choix technologiques | 83 |
| c | Description du procédé de fabrication | 84 |
| d | Jeu de masques BiVCSEL | 84 |
| 6 | Réalisation technologique | 86 |
| a | Élaboration épitaxiale | 86 |
| b | Fabrication des composants | 89 |
| 7 | Caractérisation des composants | 90 |
| a | Émission | 90 |
| b | Photodétection interne | 90 |
| c | Détection externe | 92 |
| 8 | Conclusion sur les BiVCSELs | 93 |
| IV | Conclusion générale sur la détection verticale | 93 |
| 4 | Détection latérale | 95 |
| I | Contexte de l'étude | 95 |
| II | Mesures avec des VCSELs standards | 96 |
| 1 | Résultats issus de la littérature | 96 |
| 2 | Mesures électriques sans guidage | 97 |
| III | Guidage optique | 99 |
| 1 | Principe de l'étude | 99 |
| 2 | Calculs des profils du mode fondamental | 99 |
| IV | Étude de l'émission par la tranche | 101 |
| 1 | Dispositif expérimental | 101 |
| 2 | Mesures optiques | 102 |

| | | |
|------|--|------------|
| a | Spectres sur la tranche | 102 |
| b | Comparaison des intensités intégrées | 103 |
| 3 | Conclusion | 104 |
| V | Mesures électriques entre VCSELs avec guidage | 104 |
| 1 | Présence d'un courant parasite | 105 |
| 2 | Effet de la distance et de l'angle | 107 |
| 3 | Sensibilité du système aux paramètres géométriques | 108 |
| 4 | Conclusion sur les mesures électrique avec guidage | 110 |
| VI | Composants spécifiques | 111 |
| 1 | Détecteurs de type VCSEL | 111 |
| a | Géométrie | 111 |
| b | Mesures | 111 |
| 2 | Détecteurs de type diode Schottky | 112 |
| a | Géométrie | 112 |
| b | Intérêt et fonctionnement électrique | 113 |
| c | Étude en distance | 114 |
| d | Comportement en température | 115 |
| VII | Discussion | 117 |
| VIII | Conclusion sur la photodétection latérale | 118 |
| | Conclusion générale | 121 |
| | Bibliographie | 124 |

Introduction générale

Les diodes laser interviennent aujourd'hui dans des secteurs très diversifiés. En particulier, les VCSELs émettant à 850 nm, commercialisés depuis moins de 10 ans ont progressivement remplacé les DELs dans les réseaux locaux. Si ces VCSELs sont principalement utilisés dans le domaine des télécommunications, ils sont aussi utilisés pour le stockage optique de données, la lecture des codes barres ou les systèmes d'affichage. Leurs applications les plus récentes concernent la spectroscopie d'absorption des gaz ou l'impression laser.

Simultanément, la rapide évolution des techniques et des technologies a poussé à miniaturiser les objets, facilitant ainsi leur intégration dans une même puce. Toutefois, l'intégration pourrait encore atteindre un niveau supérieur si les microsystèmes réalisaient des fonctions complexes. On assiste donc à une diversification de la conception des composants. Ainsi, les VCSELs deviennent de simples briques élémentaires, les systèmes évolués traitant et analysant les informations étant créés par l'association de différents types de briques de base.

Notre approche s'inscrit dans cette progression : il s'agit d'intégrer un photodétecteur dans un VCSEL. Selon l'application à laquelle est destinée la photodétection, plusieurs configurations sont envisageables. Ainsi, le VCSEL peut être alternativement émetteur puis récepteur en changeant simplement de polarisation électrique. Mais on peut aussi réaliser les deux fonctions en même temps, par exemple pour contrôler en cours de fonctionnement la puissance émise par le VCSEL, ou encore se servir du VCSEL comme d'une source lumineuse excitatrice tandis que le détecteur qui lui est associé capte le signal optique réémis.

Ce manuscrit est constitué de quatre chapitres que nous allons maintenant détailler.

Le premier chapitre situe le contexte du travail que nous avons réalisé. Après une introduction rapide sur le fonctionnement des VCSELs ainsi que sur celui des photodétecteurs à cavité verticale, nous décrivons les recherches actuelles menées sur les VCSELs. Grâce à la maîtrise de la croissance et de la fabrication des VCSELs, une de nos orientations vise la réalisation de microsystèmes optiques intelligents. En effet, l'intégration de fonctions multiples au niveau du composant est devenue incontournable tant elle présente de nombreux avantages en termes de compacité, de compatibilité, etc. Enfin, nous terminons ce chapitre par la présentation des différentes configurations possibles pour intégrer la photodétection dans un laser à cavité verticale.

Le second chapitre est consacré à la réalisation technologique et à la caractérisation des composants VCSELs. Le but est d'obtenir des VCSELs émettant un faisceau laser monomode à 850 nm pour les intégrer dans un système de dépistage biomédical. Dans une première partie, nous exposons les diverses méthodes technologiques publiées dans la littérature pour parvenir à sélectionner

uniquement le mode d'émission fondamental. Dans le cadre de ce travail, nous avons axé nos efforts sur la maîtrise de la formation du diaphragme d'oxyde de confinement. Les résultats d'une étude visant à déterminer les paramètres influençant la qualité de l'oxydation puis les conditions d'oxydation sont présentés. Des modifications ont également été apportées à la structure épitaxiale pour améliorer les performances électriques et optiques des VCSELs ainsi qu'au procédé de fabrication pour stabiliser les étapes difficiles. Enfin, les caractéristiques optiques et électriques des VCSELs ainsi fabriqués sont rapportées. Nous décrivons tout d'abord le banc utilisé pour la caractérisation des VCSELs, dont le développement permet de réaliser des mesures en température et/ou en régime impulsionnel. Ensuite, nous présentons les caractéristiques $P(I)$ et $I(V)$ ainsi que la mesure de la divergence des composants élaborés.

Dans le troisième chapitre, nous abordons la photodétection en cavité verticale. Trois structures verticales différentes sont étudiées : photodétecteur simple, VCSEL et BiVCSEL. Les mesures de photocourants et de réflectivité sont réalisées grâce à l'adaptation du banc vertical de caractérisation des VCSELs et notamment grâce à l'utilisation d'une source laser accordable. L'influence de l'oxyde enterré sur les caractéristiques en détection des VCSELs est ainsi mise en évidence puis largement réduite par la nouvelle structure épitaxiale. Une étude théorique et expérimentale de la modification de la réflectivité du miroir supérieur est également menée en vue d'améliorer la sensibilité de détection des VCSELs pour application duale. Dans ce but, des attaques chimiques étendues et localisées ont été réalisées et les premiers résultats de cette étude sont présentés. Enfin, la dernière partie concerne les BiVCSELs, de la conception aux caractérisations optiques, tant en émission qu'en détection.

Le quatrième chapitre est dédié à l'étude de la détection latérale intégrée, en mesurant l'émission spontanée émise latéralement dans les puits dans les VCSELs. Tout d'abord, nous présentons les mesures latérales réalisées sur des VCSELs standard. Puis, nous exposons le principe du guidage optique entre VCSELs lorsque la cavité est préservée de la gravure du mesa et vérifions la possibilité de guidage d'un mode optique. Les résultats de mesures optiques sur la tranche permettant la vérification expérimentale de l'efficacité du guidage sont ensuite présentées. Puis, nous décrivons les résultats des mesures électriques effectuées entre deux VCSELs. Les courbes obtenues mettent en évidence la présence d'un courant parasite circulant entre les mesas des VCSELs. Un traitement électrique du signal est proposé afin d'extraire le photocourant. Pour filtrer avec une meilleure efficacité le signal utile, nous avons conçu et réalisé de nouveaux types de composants. Enfin, nous concluons sur les résultats obtenus ainsi que sur les améliorations à apporter sur la conception des composants.

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre constitue une introduction au travail que nous avons réalisé sur la photodétection en cavité verticale. Les fonctionnements des VCSELs ainsi que des photodétecteurs sont rapidement évoqués. Ensuite, nous exposons les motivations actuelles des équipes de recherche travaillant sur les VCSELs. L'adaptation de l'émission laser à de nouvelles longueurs d'onde mobilise ainsi de nombreuses forces sur la mise au point de matériaux ayant les paramètres requis en termes d'absorption optique, de conductivité électrique ou de qualité de réseau cristallin. Une autre partie des recherches actuelles s'oriente vers la réalisation de microsystèmes optiques intelligents et révèlent la nécessité de créer des composants photoniques multifonctions. Ainsi, dans la dernière partie, nous détaillons les différentes configurations possibles pour associer la photodétection dans un laser à cavité verticale.

I Emission laser

1 Origine de l'émission laser : rappel

L'effet laser repose sur l'interaction du milieu atomique avec le rayonnement électromagnétique [1]. Deux niveaux d'énergie de l'atome sont couplés au rayonnement de fréquence $\nu = \Delta E/h$ par des processus incluant l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée.

Pour créer un faisceau laser, trois conditions doivent être remplies. Tout d'abord, le système nécessite un **matériau optiquement actif**, c'est-à-dire ayant du gain (ou de l'absorption) à la longueur d'onde de fonctionnement visée. Pour renforcer l'interaction lumière-matière, ce matériau doit être placé à l'intérieur d'une **cavité Fabry-Pérot** définie par deux miroirs placés en regard l'un de l'autre. La longueur de la cavité définit les conditions de l'établissement d'ondes stationnaires entre les deux miroirs. Enfin, il faut générer une **inversion de population**. Celle-ci est obtenue par pompage optique ou électrique. Les électrons, recevant de plus en plus d'énergie, passent à l'état excité et peuplent préférentiellement le niveau d'énergie élevé (dans le cas des semiconducteurs, il s'agit de la bande de conduction). Ainsi, le passage d'un photon dans la cavité provoque l'émission stimulée d'un photon de même énergie et en cohérence de phase. La réflexion de la lumière sur les miroirs multiplie les passages des photons jusqu'au seuil laser ;

quand les pertes deviennent égales au gain, un faisceau de photons cohérents sort de la cavité par le miroir de plus faible réflectivité. C'est le début de l'émission laser, c'est-à-dire d'un faisceau monochromatique cohérent ayant une faible divergence.

2 Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

Parmi les lasers élaborés à partir de matériaux semiconducteurs à puits quantiques, le VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) est un laser particulier dont le faisceau d'émission est **perpendiculaire** à la surface de la puce (figure 1.1).

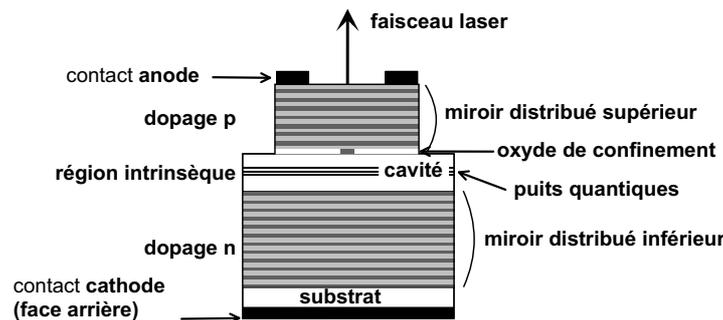


Figure 1.1. Schéma d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde émettant par la face supérieure.

a Structure du VCSEL

Dans les VCSELs, la cavité optique est formée par deux miroirs distribués de part et d'autre de la région active. Les photons se propagent dans la direction verticale et la puissance optique est uniquement amplifiée au niveau des couches actives. Le gain est donc obtenu sur une très courte distance et la multiplication des photons nécessite un nombre conséquent de passages. La réflectivité des miroirs est alors très élevée afin que les photons effectuent de nombreux aller-retours avant de s'échapper de la cavité. La haute réflectivité est obtenue par des réflecteurs de Bragg distribués (Distributed Bragg Reflectors ou DBRs) consistant en un empilement périodique de deux couches à fort contraste d'indice. Quand l'épaisseur optique de chaque couche est égale au quart de la longueur d'onde visée, les ondes réfléchies interfèrent de façon constructive, permettant d'atteindre des réflectivités de plus de 99 %. Enfin, pour injecter verticalement le courant électrique jusqu'à la zone active, ces miroirs sont souvent élaborés à partir de matériaux semiconducteurs dopés.

b Les méthodes de confinements

Dans la structure VCSEL, le confinement concerne à la fois les porteurs et les photons : il s'agit de confinements électrique et optique. Un confinement efficace va favoriser la conversion des porteurs en photons utiles au faisceau laser, réduisant ainsi la densité de courant nécessaire au déclenchement laser. Dans les VCSELs, la totalité du plan des puits ne participe pas à l'amplification du signal, l'inversion de population est requise localement, en général au centre du composant.

Trois méthodes de confinement sont principalement mises en œuvre (figure 1.2) : l'implantation ionique, la gravure du mesa et le diaphragme d'oxyde enterré.

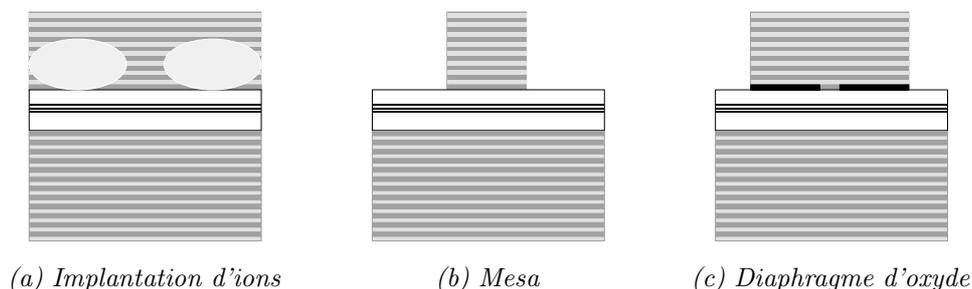


Figure 1.2. Principales méthodes de confinement.

L'**implantation de protons** [2] crée une zone amorphe et isolante. La dimension du diamètre d'injection peut être réduite à une dizaine de μm . Cette méthode est efficace pour confiner les électrons mais les photons ne sont guidés que par le gain et les effets thermiques sont généralement assez importants.

La **gravure d'un mesa** [3] isole le miroir supérieur et crée un guide d'onde pour les photons. La dimension de la zone active est conditionnée par la photolithographie et la gravure ainsi que par les pertes par diffraction et diffusion. Étant donné que celles-ci sont inversement proportionnelles au diamètre du mesa, la taille de celui-ci ne peut pas être réduite en-dessous de $10\ \mu\text{m}$. Le mesa réalise un guidage par l'indice, résultant de la différence d'indice entre l'air et la multicouche.

Un **diaphragme d'oxyde enterré** [4] est créé par l'oxydation latérale sélective d'une couche de la structure. Cette oxydation intervient après la gravure d'un mesa et la longueur de l'oxyde n'est définie que par le temps d'oxydation. Cette technologie produit un guidage par l'indice et par le gain. En effet, l'oxyde étant isolant, les porteurs sont guidés vers le centre du composant. De plus, l'indice de réfraction de l'oxyde est plus faible que celui de la couche qu'il remplace, par conséquent la différence d'indice effectif entre le centre du composant (indice élevé) et la zone périphérique (indice plus faible) contribue à former un guide d'onde et donc à guider les photons. Cette dernière configuration donne les meilleurs résultats en terme de courant de seuil et de confinement optique car les dimensions atteintes pour la zone active sont faibles.

c Puissance optique émise par un VCSEL

La caractéristique principale d'un VCSEL pompé électriquement est la mesure de la puissance optique émise en fonction du courant injecté. L'allure typique mesurée sous injection continue est tracée sur la figure 1.3 : au-dessous du seuil, la puissance émise par le composant est très faible, elle est de quelques μW . C'est le régime d'électroluminescence.

Au seuil laser, la courbe change brusquement de pente et décrit une droite. La densité de courant au seuil est un critère important car elle conditionne la puissance électrique consommée par le composant lors de son fonctionnement. La pente de la droite est à relier aux pertes optiques via l'efficacité quantique différentielle η_d . Le comportement de la puissance émise par le VCSEL

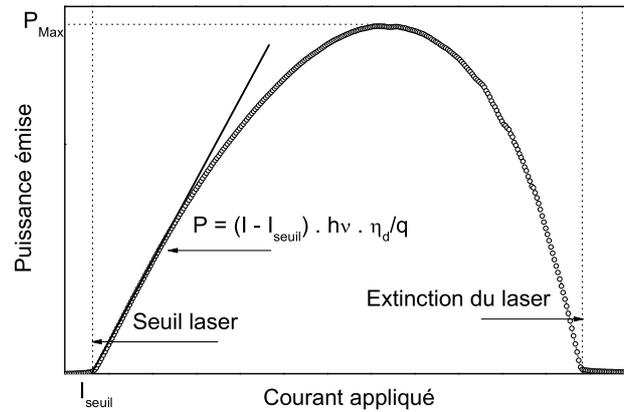


Figure 1.3. $P(I)$ typique d'un VCSEL alimenté en continu.

est décrit par l'équation :

$$P = (I - I_{seuil}) \cdot h\nu \cdot \frac{\eta_d}{q} \quad (1.1)$$

où I est le courant appliqué, h la constante de Planck, ν est la fréquence du laser et q la charge élémentaire. η_d est le rapport entre les pertes de sortie et les pertes totales de la cavité.

Pour des valeurs de courant d'injection plus élevées, la courbe s'écarte de la droite et forme une "cloche". Ceci traduit plusieurs effets indissociables intervenant au niveau des puits : l'échauffement sous injection croissante, la modification de la répartition spatiale des porteurs et la saturation du gain [5]. De façon simplifiée, on attribue la chute de la puissance émise au décalage spectral entre la résonance de la cavité et la courbe de gain quand les puits s'échauffent.

L'extinction du laser correspond à la suppression du gain consécutive à l'échauffement des puits. Cet échauffement et le décalage spectral ainsi engendré sont évités si le VCSEL est alimenté par des impulsions de courant de très faible durée, typiquement inférieure à $0,5 \mu\text{s}$.

II Recherches actuelles sur les VCSELs

1 Bref historique

Bien que l'émission stimulée fût d'abord décrite par Einstein au début du siècle (du XX^{ème} !), le premier laser dut attendre 1960 pour voir le jour, le premier laser à base de semiconducteurs 1962 et la première structure VCSEL fut élaborée en ... 1979.

Le premier laser à cavité verticale émettant par la surface fut fabriqué en 1979 par l'équipe d'Iga [6] à Tokyo. Dans ce composant émettant à $1,8 \mu\text{m}$, la région active est composée de puits quantiques GaInAsP sur substrat InP et la réflectivité de 85 % est obtenue avec des miroirs métalliques. Ce démonstrateur fonctionnait à 77 K sous pompage électrique impulsionnel. Quelques années plus tard, ils obtenaient un composant GaAs/AlGaAs fonctionnant à température ambiante [7]. Les développements ultérieurs concernèrent la réduction du courant de seuil, celle-ci étant obtenue en améliorant la conduction électrique dans les miroirs ainsi que les réflectivités.

En 1987 [8], la première diode laser verticale en GaAs et fonctionnant en continu à température ambiante est mise au point. Deux ans plus tard, on assiste enfin à l'avènement du VCSEL dans sa forme actuelle fonctionnant en continu à température ambiante [9]. L'insertion d'un diaphragme d'oxyde dans la structure pour confiner les lignes de courant au centre du composant date de 1994 [4], permettant ainsi de diminuer notablement la consommation électrique. Le VCSEL devint enfin une source laser réellement attrayante pour les systèmes optiques. Les études actuelles sur ce composant visent à en améliorer encore les performances électro-optiques mais aussi à adapter sa longueur d'onde d'émission.

2 Du bleu à l'infra rouge

Le développement du VCSEL est directement lié aux évolutions réalisées sur la qualité des matériaux [5]. En effet, pour atteindre de nouvelles longueurs d'onde d'émission, il est nécessaire de développer les nouvelles filières en accord de maille sur les substrats existants, et la croissance de nouveaux matériaux pour élaborer des puits quantiques. Les avancées rapides des VCSELs dans le système **AlGaAs/AlAs** sont dues d'une part aux propriétés optiques de ce matériau et d'autre part à la possibilité d'élaborer la structure entière sans contrainte au cours d'une même croissance. En effet, le ternaire AlGaAs est en quasi-accord de maille avec le substrat GaAs sur toute la gamme de composition en aluminium. De plus, le fort contraste d'indice entre les couches à forte et à basse teneur en aluminium permet d'élaborer des réflecteurs de Bragg de haute réflectivité comportant un nombre raisonnable de périodes. Enfin, une faible résistance électrique peut être obtenue en adaptant les profils des interfaces et du dopage afin de faciliter la conduction des porteurs à travers les hétérojonctions. La longueur d'onde de fonctionnement typique de ces VCSELs est autour de 850 nm. Elle est étendue jusqu'à 980 nm en remplaçant les puits de GaAs par des puits d'InGaAs contraints [10].

L'adaptation de la longueur d'onde d'émission des VCSELs au domaine visible et proche infrarouge motive de nombreuses études sur les matériaux. Les sources émettant dans le visible ont un intérêt immédiat dans le stockage des données (CD, DVD, ...), les liaisons par fibres optiques plastiques, l'impression laser ou l'affichage. Par ailleurs, la mise au point d'un VCSEL émettant à 1,3 ou 1,55 μm à des débits de l'ordre de 10 Gbit/s permettrait de l'intégrer en tant que source dans les communications optiques dans les réseaux métropolitains.

Cependant, la transposition de la structure vers le visible d'une part ou les longueurs d'onde télécom d'autre part présente quelques difficultés. Le principal problème est de trouver un milieu actif qui soit compatible avec le paramètre de maille des DBRs (figure 1.4). En outre, ces derniers doivent être transparents à la longueur d'onde d'émission, favoriser la conduction des porteurs vers la zone active et évacuer la chaleur produite par le passage des porteurs.

Pour accéder à l'émission dans le rouge, les miroirs transparents sont élaborés dans le système **AlGaAs** tandis que le milieu actif fait intervenir le couple puits/barrière **InGaP/InGaAlP** [11]. Cependant, le pourcentage d'aluminium est plus élevé dans ces structures rendant l'incorporation du dopant difficile. De plus, l'absorption par porteurs libres devient importante à ces longueurs d'onde.

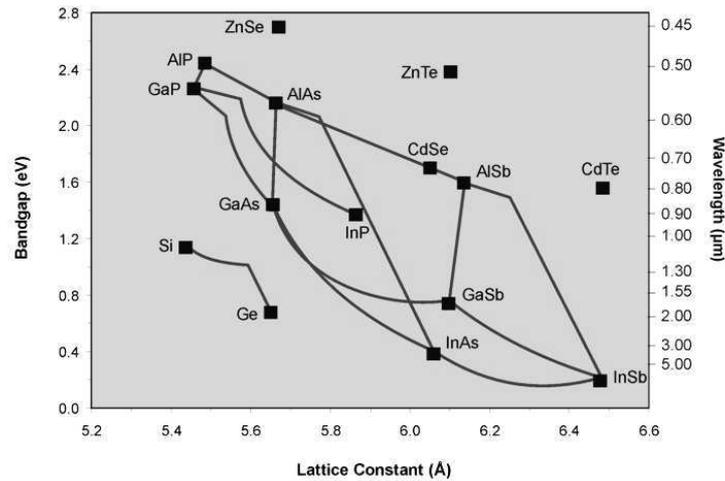


Figure 1.4. Énergie du gap en fonction du paramètre de maille.

Le système **ZnSe** [12] est développé pour l'émission dans le vert. Dans ces VCSELs à pompage optique, le miroir supérieur consiste en une alternance de $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ car des miroirs élaborés en $(\text{ZnMg})(\text{SSe})/\text{Zn}(\text{SSe})$ comporteraient une centaine de périodes. Dans cette filière, en utilisant **InGaN/GaN** comme couche active, on peut étendre cette plage d'émission et réaliser des VCSELs émettant depuis le vert jusqu'à l'UV. Il est possible de faire croître un VCSEL avec des miroirs à base des matériaux **AlGaIn/GaN** mais la différence d'indice entre les matériaux reste faible. En effet, la teneur en aluminium du ternaire doit rester faible pour limiter la contrainte dans la multicouche. Des VCSELs émettant dans le violet [13] ont déjà été démontrés en pompage optique. Dans cette technologie, les miroirs semiconducteurs peuvent aussi être remplacés par des miroirs diélectriques $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ [14].

Les VCSELs conçus pour les longueurs d'onde allant de 1,3 à 1,55 μm sont réalisés soit sur des substrats de GaAs, soit sur des substrats d'InP. Pour élaborer les puits correspondant à ces longueurs d'onde, on utilise des couples de ternaires et de quaternaires de façon à adapter, *via* les compositions, les paramètres de maille et le spectre d'émission. Par exemple, pour élaborer les structures sur **InP** interviennent les couples **AlGaInAs/InAlAs** [15], **AlGaAsSb/AlAsSb** [16] ou **InGaAsP/InP** [17]. Malheureusement, les miroirs élaborés à partir du système InP présentent certains inconvénients : l'absorption est accrue par les recombinaisons Auger ainsi que par les porteurs libres. Ils sont donc souvent remplacés par des miroirs diélectriques parmi lesquels SiO_2/Si [18], MgO/Si , $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ [19], $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{O}_y$ [20] ou encore par des miroirs métamorphiques **AlGaAs/GaAs** [21]. Une dernière solution mise en œuvre pour bénéficier de miroirs peu résistifs, transparents et comportant relativement peu de couches est la technique du report : le miroir supérieur est reporté sur la structure par applications de fortes pression et température [22]. La cavité active est alors réalisée en accord de maille sur substrat InP tandis que les miroirs de Bragg sont constitués d'alliages **AlGaAs** [23] élaborés sur GaAs. Cependant, cette technique est plus lourde à implémenter et les méthodes monolithiques restent encore privilégiées.

Ainsi, on bénéficie des miroirs réalisés en **AlGaAs** en élaborant une couche active en accord

de maille sur GaAs, par exemple en remplaçant un faible pourcentage d'arsenic par de l'azote dans les puits GaInAs : **(GaIn)(NAs)** [24]. Toutefois, la qualité du matériau se dégrade à mesure que la concentration en azote augmente. De plus, avec seulement 1 % d'azote ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$), les phénomènes optiques sont encore mal interprétés car ils sont corrélés à un effet de localisation des atomes d'azote.

Le domaine au-delà de $1,6 \mu\text{m}$ est plus particulièrement dédié à la spectroscopie des gaz puisque l'absorption de l'eau y est négligeable et que les polluants tels que CO, CH₄, NO₂, NH₃ ou HCOH ont des pics d'absorption élevés entre 2 et $2,5 \mu\text{m}$. Les VCSELS correspondants possèdent une zone active de faible énergie de bande interdite comme le permettent les systèmes InP ou GaSb [25].

L'obtention de VCSELS émettant sur tout le spectre visible et dans le proche infrarouge mobilise donc encore de nombreux efforts sur l'optimisation des matériaux. Les avancées de ces dernières années ont montré que l'extension de la longueur d'onde vers une gamme plus large est réellement envisageable. Par ailleurs, la réalisation de composants viables pompés électriquement nécessite de résoudre le problème de la conduction dans le miroir dopé p. L'amélioration de la technique de fusion du miroir supérieur a apporté pour le moment une solution provisoire mais le report n'est pas encore au point sur un substrat 2 pouces. L'insertion d'une jonction tunnel (n^+/p^+) dans la structure [26] semble être une voie incontournable pour obtenir des performances comparables dans le visible et le proche infrarouge.

3 Atouts & Applications des VCSELS

On trouve aujourd'hui des diodes laser dans des secteurs très variés tels que la médecine, les communications ou les divertissements. L'application principale reste cependant les domaines des télécommunications et le stockage optique des données. La croissance des échanges, notamment de fichiers de données avec Internet, réclame un taux de transfert de plus en plus élevé. Les fibres optiques posées au fond de l'océan sont les voies de communication les plus imposantes de cette longue liaison alors que les réseaux locaux, qui distribuent les données en fin de chaîne à l'utilisateur et dans lesquels interviennent typiquement les diodes laser, restent plus discrets.

Les principaux atouts du VCSEL pour ces applications par rapport à une diode laser classique sont liés à leur **taille réduite**. Celle-ci influe à la fois sur les caractéristiques optiques et électriques du composant mais aussi sur la capacité d'intégration du composant ou les procédures de contrôle.

Le faisceau émis est circulaire et peu divergent ce qui facilite le couplage avec les fibres optiques. Le fonctionnement monomode longitudinal est inhérent à la structure (cavité courte). De plus, le volume actif du VCSEL étant très réduit (quelques μm^2), le courant de seuil laser est très bas ($< \text{mA}$). Avec une tension de fonctionnement de l'ordre de $2,5 \text{ V}$, la consommation électrique reste faible ce qui est positif quant à l'intégration du composant dans un système plus large. Si on compare la production de ces composants miniatures à celle de diodes laser classiques, même au prix d'une croissance pour les VCSELS plus délicate (miroirs de Bragg), la procédure de tests sous pointes est assurément l'avantage qui séduit le plus les industriels. En effet, tester les composants avant la découpe et le montage réduit les coûts de production des VCSELS.

Les performances en haute fréquence [27] et la forte capacité d'intégration des VCSELs en font aussi des sources de choix pour les transmissions de données ou pour les interconnexions optiques sur courte distance [28]. Des expériences de transmission de données sur plus de 50 km ont montré qu'un VCSEL peut opérer à 2,5 Gbit/s sans introduire d'erreur [29]. Dans le cas des interconnexions parallèles, les faibles courants de seuil et un fort rendement quantique sont particulièrement recherchés puisque des centaines de composants doivent être intégrées sur une même puce avec le minimum de dissipation de puissance. De plus, le coût du système est un critère important dans les réseaux locaux, où l'atténuation et la dispersion dans les fibres sont moins critiques que dans les communications sur longue distance.

Les VCSELs sont aussi utilisés pour le stockage optique et dans les capteurs optiques, lecteurs de codes barres, souris optique, affichages digitaux ou modulateurs de lumière. Ils sont progressivement amenés à remplacer les DELs dans les réseaux locaux car la vitesse de modulation de ces dernières est limitée à quelques centaines de Mbit/s. De plus, ils permettent de transmettre les données par fibres multimodes à gradient d'indice sur une plus longue distance et consomment moins de puissance électrique dans la gamme des températures d'utilisation. De nouvelles applications voient le jour telles que la spectroscopie d'absorption des gaz [30], l'impression laser [31] ou encore le stockage optique de données [32].

4 Du VCSEL au microsysteme optique

Les premières réalisations de VCSELs avaient pour principal but de démontrer la faisabilité de la source laser. Cependant, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le VCSEL est maintenant appelé à satisfaire de plus en plus d'utilisations. Dans la plupart des applications de transmission de données, la structure du VCSEL est optimisée pour réaliser un composant qui soit à la fois fiable, économe, puissant, rapide et rentable. Pour dédier ce composant à de nouvelles fonctionnalités, la structure doit être légèrement modifiée afin d'obtenir les performances requises par la fonction visée. Parmi celles-ci, on note entre autres :

- émission à plusieurs longueurs d'onde [33]
- accordabilité dynamique de la longueur d'onde d'émission [34]
- ajustement de la longueur d'onde d'émission [35]
- pompage optique monolithique [36]
- contrôle/stabilisation de la phase [37]
- intégration du contrôle de la puissance émise [38]
- etc.,

Cependant, les principales variations d'un VCSEL à l'autre portent sur des modifications de matériaux, de dopage, etc., mais finalement peu sur la structure du VCSEL. Or, des changements structurels plus importants interviennent pour intégrer plusieurs applications dans un même composant. Ainsi, des composants plus complexes ont été démontrés (figure 1.5), parmi lesquels on trouve les VCSELs PIE (Photonic Integrated Emitter) organisés en matrice, le pixel intelligent, la pointe SNOM (Near-Field Scanning Optical Microscope) ou le VCSEL ARROW (AntiResonant Reflecting Optical Waveguide) [39]. Ces quelques exemples ne constituent que le début d'une liste

qui ne cesse de s'allonger.

Les VCSELs PIE [40] répondent au besoin de lien optique WDM (Wavelength-Division Multiplexing) en proposant un émetteur photonique intégré. Celui-ci est composé de 8 VCSELs émettant par le substrat dont la longueur d'onde d'émission est fixée par l'oxydation d'une couche d'accord. L'ensemble est conçu de façon à ce que les faisceaux produits se couplent facilement dans une fibre multimode de 62,5 μm de cœur.

Le pixel intelligent intégrant un VCSEL [41] associe plusieurs fonctions pour le traitement optique de l'information. De façon schématisée, il est composé d'un récepteur optique relié à un circuit électrique qui commande un émetteur, ici un VCSEL. La puissance émise par celui-ci est modulée par la puissance incidente sur le photodétecteur après que le signal ait été amplifié. Ce type de composant pourrait intervenir dans les interconnexions optiques bidirectionnelles ou en cascade.

Le principe du détecteur SNOM [42] s'appuie sur la réinjection dans la cavité laser d'une partie du faisceau laser après réflexion sur un échantillon à examiner. Le signal retour modifie le courant de seuil dont le changement est ensuite détecté par une photodiode p i n. La réponse du système "VCSEL + pointe" dépend de la quantité de réinjection donc de la distance et de la réflectivité de la surface en regard de la pointe. Cette association d'objets a l'avantage d'être compacte et d'assumer le double rôle d'émetteur de lumière et de détecteur en champ proche.

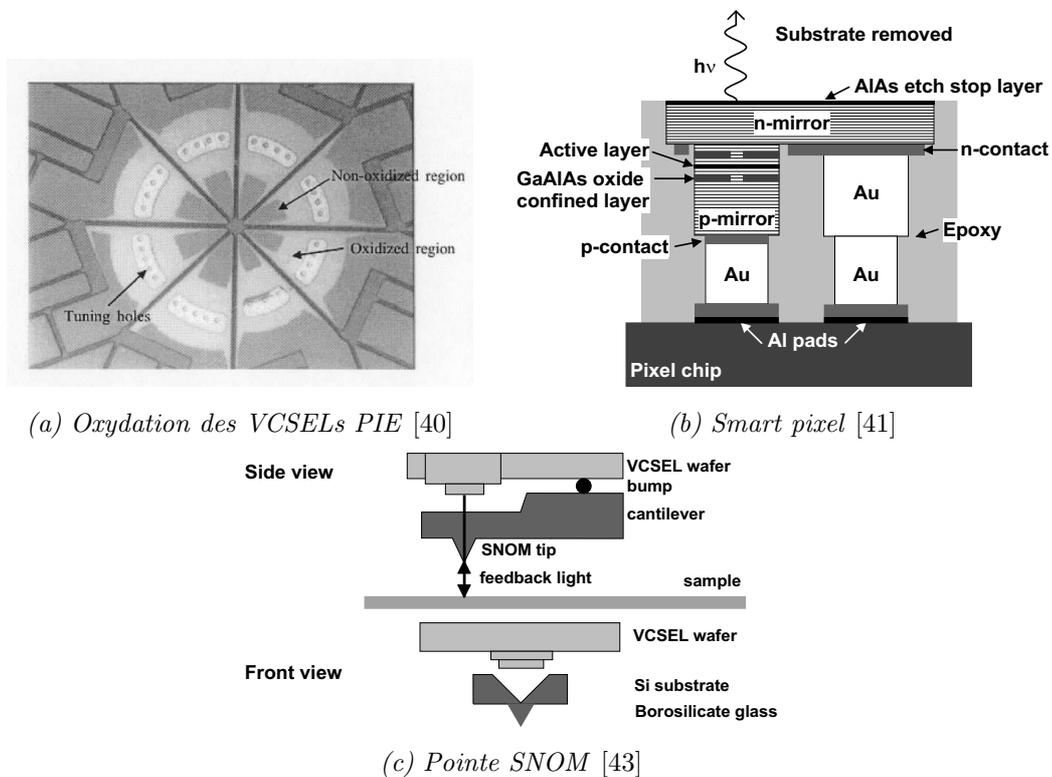


Figure 1.5. Illustrations de quelques configurations de VCSELs dédiés aux communications ou aux microsystèmes.

Depuis la première mise au point du VCSEL à la fin des années 80, la fabrication des VCSELs est suffisamment mature pour en arriver à insérer ce composant pourtant complexe comme un simple élément de base dans des microsystèmes réalisant des fonctions diversifiées. Dans notre cas, nous souhaitons associer la photodétection à la structure émettrice du VCSEL. La partie suivante expose quelques rappels sur la photodétection ainsi que sur l'apport d'une microcavité insérée dans un photodétecteur.

III Photodétection

1 Photodétecteur

a Origine du photocourant

Une photodiode est une jonction p-n polarisée en inverse constituée d'un matériau absorbant. À l'interface existe une zone de déplétion où règne un champ électrique important. De façon schématique, le rayonnement incident crée des paires électron-trou dans le matériau, l'électron allant vers la région de type n, le trou vers celle de type p. Ainsi, toute augmentation du courant aux bornes du dispositif est proportionnelle à l'énergie absorbée et produit le photocourant.

Comme on peut le voir sur le schéma 1.6 de la photodiode [44], le rayonnement augmente le courant inverse par la création de porteurs minoritaires dans les régions neutres et par la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace (ZCE). Il existe donc deux contributions au photocourant.

- Dans les régions neutres, les porteurs minoritaires diffusent jusqu'à la zone de charge d'espace puis sont accélérés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Il s'agit du photocourant de **diffusion**.
- Dans la ZCE, les paires créées sont dissociées par le champ électrique puis les porteurs sont propulsés vers leurs régions majoritaires produisant le photocourant de **génération**.

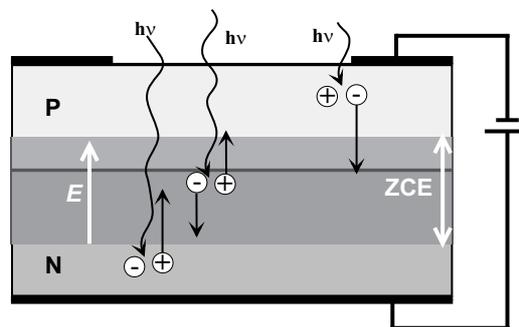


Figure 1.6. Photoporteurs générés dans la photodiode.

Ces deux phénomènes de génération et de diffusion donnent naissance au photocourant I_{Ph} , indépendant de la tension appliquée, qui contribue au courant inverse de la diode tel que :

$$I = I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) - I_{Ph} \quad (1.2)$$

En pratique, on a très rapidement $-V \gg \frac{eV}{kT}$, d'où :

$$I = -(I_S + I_{ph}) \quad (1.3)$$

I_S étant très faible, le courant mesuré est égal au photocourant et donc proportionnel au rayonnement incident.

Compte-tenu de cette double origine, le temps de réponse est conditionné par le temps de transit des porteurs dans chacune des zones. La diffusion est relativement lente ($\sim 10^{-9}$ s) tandis que la génération peut être assez courte ($\sim 10^{-11}$ s) si la tension de polarisation est assez importante. Pour diminuer la constante de temps, on a donc intérêt à ce que le rayonnement soit essentiellement absorbé dans la zone de charge d'espace. La valeur de la charge d'espace est augmentée par l'insertion d'une région intrinsèque entre les régions n et p. On obtient ainsi des photodiodes rapides et très sensibles.

b Grandeurs caractéristiques des photodétecteurs

L'**efficacité quantique de détection** η est définie par la probabilité qu'un photon incident sur un système génère une paire électron-trou qui contribue au courant de détection. Quand plusieurs photons sont présents, ce qui est généralement le cas, η est définie comme le rapport entre le flux de courant photogénéré et le flux de photons reçus.

L'efficacité de détection est reliée à la sensibilité de détection S par la relation suivante :

$$S = \frac{\eta e}{h\nu} = \eta \frac{\lambda}{1,24} \quad (1.4)$$

si la longueur d'onde λ est exprimée en μm . La sensibilité maximale possible sera donc fonction de la longueur d'onde. Par exemple, pour une efficacité de 100 % à 850 nm, on obtient $S_{Max}^{850} = 0,685$ A/W et $S_{Max}^{650} = 0,524$ A/W.

La **sensibilité spectrale de détection** est la principale caractéristique d'un photodétecteur. Elle est définie par le rapport du photocourant généré dans le dispositif sur la puissance optique incidente et s'exprime en A/W.

$$S = \frac{I_{Ph}}{P_{Opt}} \quad (1.5)$$

Elle est obtenue en mesurant le photocourant généré par un rayonnement monochromatique. Sur

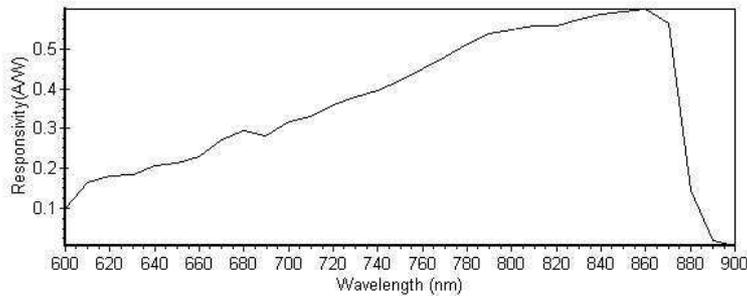


Figure 1.7. Allure de la réponse spectrale d'une photodiode GaAs : $S(\lambda)$.

la figure 1.7 est représentée la réponse spectrale typique d'une photodiode GaAs.

2 Photodétecteur renforcé par effet de cavité

a Effet de la microcavité

La sensibilité du composant peut être augmentée à une longueur d'onde donnée en encadrant la zone absorbante par deux miroirs. On forme ainsi une microcavité dont la longueur d'onde de résonance est ajustée par la distance entre les miroirs. Lorsque le faisceau incident pénètre dans la structure, la localisation de l'interaction lumière-matière reste confinée dans la microcavité. En effet, les photons effectuent de multiples aller-retours entre les miroirs, augmentant leurs chances d'être absorbés. Il s'ensuit une augmentation de l'efficacité de détection à la longueur d'onde de fonctionnement.

De plus, cette photodiode est très sensible et plus rapide qu'un composant classique car la faible épaisseur de couche active nécessaire lui assure une plus grande rapidité de fonctionnement. L'utilisation d'une microcavité devrait permettre ainsi de découpler la sensibilité du dispositif de sa bande passante. En outre, la tension de polarisation inverse à appliquer est plus faible et le bruit peut aussi être réduit. L'inconvénient de ce type de détecteur est sa sélectivité spectrale, qui s'avérerait gênante dans un système utilisant des sources non stabilisées en longueur d'onde (effet de la température par exemple).

b Sensibilité de détection d'un photodétecteur résonant

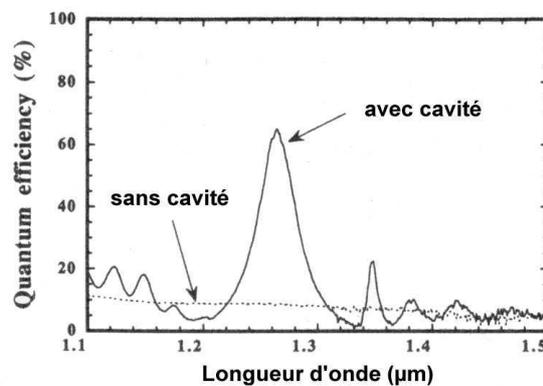


Figure 1.8. Comparaison de la réponse spectrale d'un photodétecteur simple et d'un photodétecteur renforcé par effet de cavité. Les pointillés correspondent au cas simple, la ligne pleine au cas résonant [45]. La faible valeur du cas simple est liée à l'épaisseur de la couche absorbante.

Comme on peut le voir sur la figure 1.8 où sont représentées les réponses spectrales d'un même matériau (90 nm d'InGaAs) avec et sans cavité résonante [45], la sensibilité de détection est modifiée dans une large proportion par l'ajout de la microcavité. Pour comparer les deux configurations, le matériau absorbant est tout d'abord élaboré seul puis clivé en deux échantillons. Il est ensuite reporté soit sur un substrat de GaAs (pour former un photodétecteur simple), soit sur un miroir de Bragg de 27 périodes (pour former un photodétecteur à microcavité asymétrique). Pour la structure simple, le photocourant décroît quand la longueur d'onde augmente, ce qui

correspond au comportement du coefficient d'absorption de la couche InGaAs. Dans la structure résonante, le photocourant recueilli est fortement augmenté à la longueur d'onde de résonance et l'efficacité de détection passe de 10 à 65 %.

IV Intégration de la photodétection dans un VCSEL

Dans cette dernière partie, nous allons nous focaliser sur la possibilité d'intégrer un photodétecteur dans un VCSEL. Après avoir présenté l'intérêt d'un tel dispositif, nous présenterons les différentes approches qui ont déjà été développées par plusieurs équipes de recherche.

1 Intérêt d'un composant dual

Le VCSEL est reconnu comme source fiable, ayant des caractéristiques optique et électrique de bonne qualité pour les communications optiques. On note en particulier un courant de seuil très bas, une consommation électrique faible et un faisceau émis circulaire et peu divergent. De plus, le faisceau vertical permet une grande capacité d'intégration dans des systèmes plus complexes. Ce composant est donc une source de choix dans les liens optiques actuels.

Cependant, dans les applications requérant une haute densité d'interconnexions optiques, il serait avantageux d'intégrer monolithiquement la source optique, le photodétecteur ainsi que les fonctions de commutation sur un même substrat. Ceci permettrait de rassembler toutes les connexions (optiques, optoélectroniques) dans un espace très réduit. Dans le même temps, l'assemblage du dispositif se trouverait aussi simplifié en facilitant l'intégration des composants optoélectroniques avec le routage optique et la focalisation des faisceaux. Enfin, un dernier raffinement pourrait intervenir au niveau du dispositif optique. En associant l'émission et la réception dans un même composant, on augmenterait encore le niveau d'intégration dans le système de communication optique.

2 Photodétection dans un VCSEL standard

Le VCSEL est initialement conçu pour émettre un faisceau laser. Cependant, sous polarisation inverse et sous éclairage, il se comporte aussi comme un photodétecteur à cavité résonante. Expérimentalement [46], on confirme qu'un photocourant est créé dans la structure lorsque la surface du VCSEL est éclairée. Des études spectrales [46] de la réflectivité et de la transmission de VCSELs standard (puits d'InGaAs unique) donnent 26 % d'absorption à la résonance. Or, si on ne considère qu'un seul passage de photons dans le puits, les calculs montrent qu'elle ne devrait être que de 1 %. Il y a donc une augmentation de l'absorption par effet de cavité à la longueur d'onde de résonance. Ceci est à relier avec le positionnement du matériau absorbant [47] dans la structure verticale. Dans un VCSEL, les puits sont situés sur un ventre du champ optique pour favoriser l'émission laser (effet d'onde stationnaire). La photodétection à la longueur d'onde de résonance est donc elle aussi amplifiée par rapport à d'autres longueurs d'onde dont le maximum du champ ne coïncidera pas avec la zone absorbante.

Toutefois, la sensibilité du VCSEL même à la longueur d'onde de résonance reste assez faible car l'essentiel du rayonnement incident est réfléchi par le miroir supérieur. Enfin, la gamme spectrale de détection est étroite, de l'ordre de quelques nm car elle est limitée par la finesse élevée de la cavité.

En résumé, le VCSEL est un photodétecteur résonant, dont l'absorption est augmentée à la résonance par l'effet d'onde stationnaire. Le spectre de photocourant étant gouverné par la réflectivité du VCSEL, la gamme de détection reste étroite.

3 Méthodes d'intégration d'un photodétecteur dans un VCSEL

Il existe plusieurs possibilités d'intégration d'un photodétecteur résonant ou non à partir de la structure verticale d'un VCSEL. Elles sont résumées sur la figure 1.9. Il s'agit principalement soit de séparer les composants, soit de les superposer. Dans les paragraphes suivants, nous allons passer en revue les réalisations publiées dans la littérature pour chaque configuration.

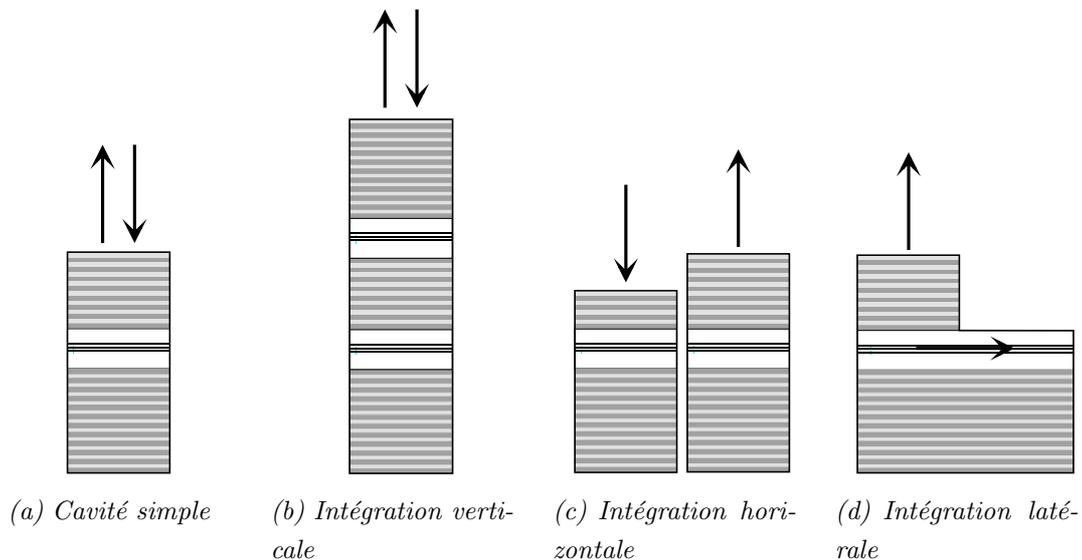


Figure 1.9. Structures envisagées pour intégrer l'émission et la détection dans un VCSEL.

a Simple cavité

La solution la plus simple est de conserver la structure du VCSEL et de basculer sa polarisation pour le configurer soit en émetteur soit en détecteur au gré des besoins. En effet, l'utilisation d'une cavité simple pourrait assurer les deux fonctions alternativement. Toutefois, dans ce composant, la réflectivité du miroir supérieur est volontairement très élevée pour favoriser l'effet laser ; par conséquent, elle limite la sensibilité de détection du composant.

Cet inconvénient est minimisé en gravant quelques périodes depuis la surface du VCSEL (figure 1.10(a)). Un nombre plus important de photons entre alors dans la cavité, ce qui a pour effet d'augmenter la sensibilité de détection. Ainsi, Knödl *et al.* [48] ont mesuré une augmentation de l'efficacité de détection de 11 à 69 % en gravant 8 des 23 périodes d'un VCSEL à base de GaAs.

La largeur à mi-hauteur de la réponse reste quasiment constante ($\sim 1,7$ nm) car la finesse de la cavité est encore trop importante. Cette valeur est élargie à 3 nm quand le nombre de périodes descend de 15 à 10. Cependant, si on retire trop de paires du DBR supérieur, le VCSEL ne pourra plus émettre de faisceau laser.

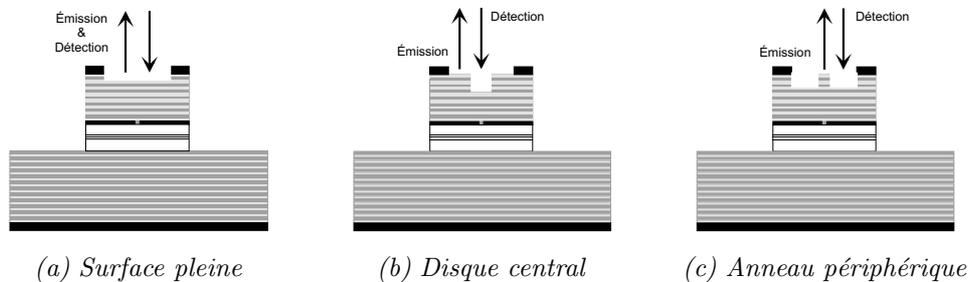


Figure 1.10. Gravures réalisables pour délimiter la zone de détection.

Dans la littérature, les études qui ont été menées par Dragaš *et al.* ([49], [50]) pour intégrer les deux fonctions dans le même composant portent elles aussi sur la diminution de la réflectivité du miroir avant. Les modifications de la surface d'émission du VCSEL sont représentées sur les figures 1.10(a) et 1.10(b). Dans le premier cas [49], la surface du VCSEL est gravée entièrement sur deux périodes par faisceau d'ions focalisés (FIBE). Le courant de seuil du composant est augmenté de 4,5 à 6,5 mA. Pour tester la validité du lien de communication, un VCSEL est utilisé comme source tandis que le second, gravé, est placé en vis-à-vis. La détection en régime d'avalanche est efficace jusqu'à 2 GHz et le facteur de multiplication mesuré est de 10.

Dans une seconde approche [50] de la même équipe, les surfaces d'émission et de détection sont séparées. La surface d'émission est préservée tandis que la surface de détection est attaquée pour diminuer localement la réflectivité. La gravure de 10 périodes est réalisée sur un disque central de 6 μm de diamètre. Le courant de seuil est légèrement dégradé mais on note une amélioration de 20 % de la pente de rendement en émission. Le champ proche de l'émission laser révèle que l'émission est répartie sur la périphérie du disque gravé. Les mesures de détection montrent que le coefficient d'amplification en régime d'avalanche obtenu dans ce cas-là est de 40, ce qui est donc meilleur que la précédente configuration.

Une dernière approche n'est pas encore développée : nous nous proposons de la mettre en œuvre dans cette étude. La gravure concerne un anneau périphérique (figure 1.10(c)), de façon à laisser la réflectivité la plus élevée au centre et y favoriser ainsi l'émission laser. La zone circulaire récupère le signal de retour, par exemple, après une réflexion après changement de polarité. Ce type de composant pourrait être mis en place dans un système de télémétrie où la taille du faisceau après réflexion est élargie.

b Intégration verticale

Dans le paragraphe précédent, l'émetteur/détecteur résonant ne pouvait fonctionner que de façon alternative. Ici, l'intégration verticale d'un photodétecteur dans la structure du VCSEL est effectuée au niveau de l'épitaxie [51]. La couche absorbante est insérée dans une couche du miroir

de Bragg à l'intérieur d'une diode p n pour collecter le photocourant. Parmi les configurations possibles, les plus représentatives sont schématisées sur la figure 1.11. En plaçant un matériau absorbant sur le trajet du faisceau laser, la mesure du photocourant généré dans le détecteur rend possible le contrôle et la commande de la puissance émise par le composant lors de son fonctionnement par un traitement électronique approprié. De plus, la modulation de la puissance émise est plus efficace et plus rapide qu'une modulation en courant [52].

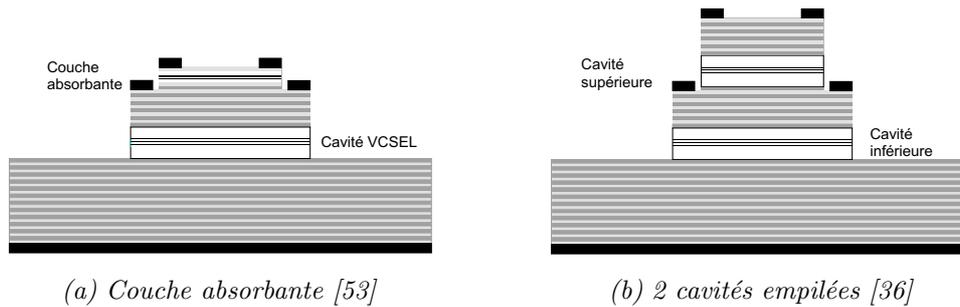


Figure 1.11. Exemples d'intégration verticale.

Une des premières réalisations publiées concerne l'ajout d'une couche épaisse de GaAs au-dessus de la structure VCSEL [54]. Le photocourant collecté détecte l'émission laser mais aussi une part non négligeable d'émission spontanée. Pour accéder à la valeur réelle de la puissance laser émise par le VCSEL, il est donc nécessaire de soustraire la contribution de l'émission spontanée. Ce problème est en grande partie résolu par l'utilisation de puits quantiques placés au ventre de l'onde stationnaire [53] au lieu d'une couche épaisse. En effet, le positionnement des puits sur un ventre du champ optique dans le DBR renforce la détection du faisceau laser. Dans ce cas, l'évolution du photocourant généré lors de l'injection croissante de porteurs dans le VCSEL suit de très près celle de la puissance relevée par un détecteur extérieur. Enfin, le dispositif est rendu insensible à la température [55] en décalant volontairement vers le rouge la longueur d'onde de détection des puits.

Un autre moyen pour parvenir à superposer l'émetteur et le détecteur est d'empiler deux cavités VCSELs (figure 1.11(b)) [36]. Chaque fonction (émission, détection) est alors localisée dans une cavité. Toutefois, la réalisation technologique de ces composants est difficile. En effet, il ne doit pas y avoir de dérives lors de la croissance [56] sous peine de désaccorder les cavités et dégrader le fonctionnement prévu de la structure. En outre, le process comporte davantage d'étapes que pour la formation d'un VCSEL : 2 mesas au minimum ainsi que 2 à 3 électrodes. Nous verrons plus en détails ce type de dispositif dans le chapitre 3 car c'est l'une des approches que nous avons retenues.

Une telle structure serait bien sûr idéale pour réaliser les deux fonctions émission-détection de façon centrée. De plus, les commandes électriques des composants étant séparées, la rapidité de fonctionnement devrait être accrue.

c Intégration horizontale

Une autre possibilité correspond à la séparation dans le plan horizontal des composants émettant et recevant le signal, comme le propose la figure 1.12. Dans les deux cas décrits, la séparation des composants émetteur et récepteur permet de traiter simultanément l'information. Cependant, l'autocentrage d'un lien bidirectionnel matriciel n'est pas possible car les composants sont nécessairement éloignés.

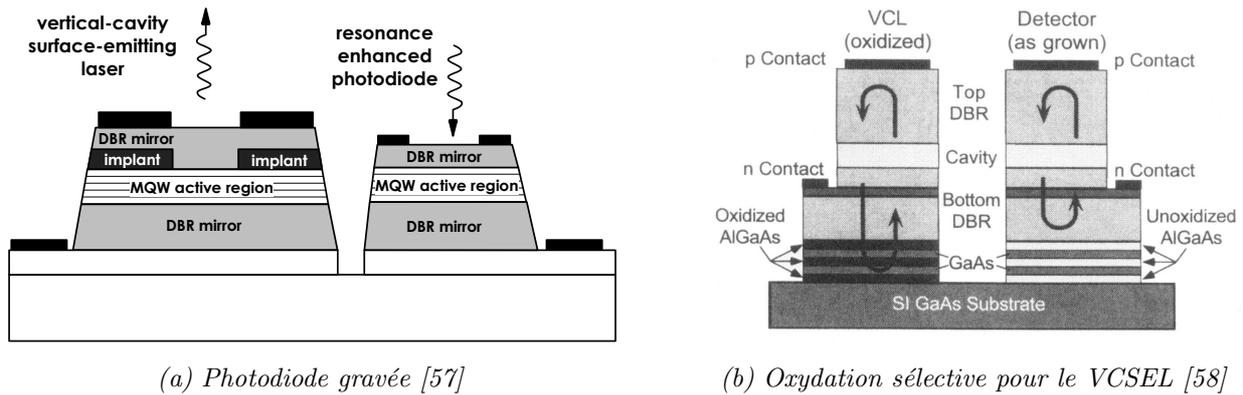


Figure 1.12. Exemple d'intégration horizontale.

Dans la première configuration [57] où les faisceaux sont traités par la surface, la structure épitaxiale de départ est celle d'un VCSEL. Toutefois, l'optimum de sensibilité pour le détecteur résonant placé à côté du laser correspond à une réflectivité du DBR supérieur inférieure à celle requise pour l'effet laser. La diminution de cette réflectivité est réalisée en gravant avec précision les périodes nécessaires du DBR supérieur. Les photodétecteurs ainsi fabriqués ont une efficacité de détection de 85 % à la longueur d'onde de résonance. La description détaillée de la réalisation d'un capteur biomédical intégrant deux composants placés côte à côte est reportée dans la référence [59].

Une solution un peu différente avec émission par le substrat est proposée par Sjölund [58]. La structure verticale est celle d'un photodétecteur. Pour augmenter suffisamment la réflectivité du miroir de sortie du VCSEL, quelques périodes $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}/\text{GaAs}$, ajoutées en début de croissance, sont sélectivement oxydées au cours du process. Les épaisseurs de ces couches sont calculées de façon à s'accorder avec le reste de la structure verticale. Cette solution est compatible avec la technique de flip-chip et permet la formation de microlentilles à l'arrière du substrat, ce qui renforce encore l'intégration des dispositifs.

d Intégration latérale

Dans les configurations précédentes, la structure verticale détectant le signal optique est presque toujours associée à un filtre spectral dû à la présence du miroir de Bragg. Le photodétecteur construit est alors résonant. La particularité de la dernière configuration que nous allons développer est qu'elle ne fait pas intervenir le filtre du DBR. Il s'agit ici de recueillir l'émission des puits sur l'axe transverse du composant, comme on peut le voir sur la figure 1.13.

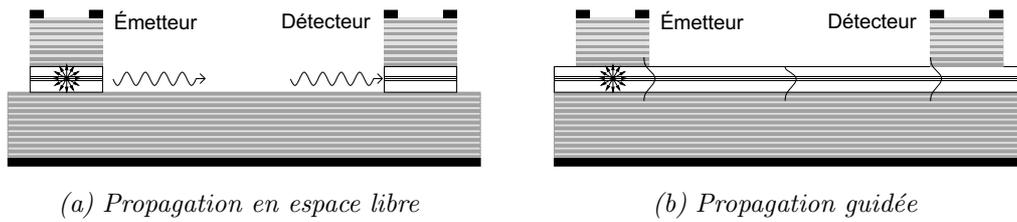


Figure 1.13. Intégration latérale avec deux VCSELS.

Des études basées sur la propagation en espace libre ont déjà été publiées par Shin *et al.* ([60] et [61]). Les mesures effectuées sur les composants concernent la détection de l'émission perdue latéralement par le VCSEL au niveau des puits. Elles servent à estimer indirectement le coefficient de recombinaison non-radiative [60] ou la diffusion des porteurs sous l'oxyde [61]. L'hypothèse sous-jacente de ces calculs est que le signal recueilli correspond à l'émission spontanée du VCSEL.

La configuration que nous avons souhaitée développer est décrite sur la figure 1.13(b). Dans ce cas, le signal optique émis par les puits est guidé latéralement dans le plan de la cavité. En effet, l'indice optique de cette couche est plus élevé que ceux des couches entourant la cavité, ce qui forme un guide d'onde.

V Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons fait un (petit) tour d'horizon sur les lasers à cavité verticale, en rappelant tout d'abord succinctement le principe de fonctionnement du VCSEL. Après avoir brièvement retracé l'histoire du VCSEL, nous avons ensuite exposé les motivations des recherches actuelles. D'une part le développement de filières et de matériaux nouveaux pour étendre la longueur d'onde d'émission vers le visible et l'infrarouge ; d'autre part l'intégration du VCSEL en tant qu'élément de base dans des systèmes réalisant des fonctions plus complexes.

Puis, dans le cadre de la réalisation de nouvelles fonctionnalités dans un même composant, nous nous sommes intéressés à l'intégration de la photodétection à la structure émettrice du VCSEL. Après avoir rappelé le fonctionnement d'un photodétecteur, nous avons passé en revue les différentes structures déjà développées pour associer émission et détection. Les approches présentées ne posent pas les mêmes difficultés de réalisation et ne correspondent pas toutes à un même type d'applications optoélectroniques.

Parmi les différents aspects de la photodétection en cavité verticale décrits dans ce chapitre, nous avons été amenés à travailler sur trois d'entre eux pendant cette thèse : *cavité simple*, *intégration verticale* et *intégration latérale* dans le cadre de projets de recherche coordonnés au niveau national (AS, ACI ou RMNT). La ligne de conduite que nous avons adoptée lors de ces études est de favoriser les solutions simples, qui génèrent peu de modifications de la structure ou du process. En effet, il nous paraît essentiel de partir d'une structure type de VCSEL afin de faciliter la généralisation du résultat à tous les types de VCSELS.

Avant de présenter les résultats sur l'intégration de la photodétection dans les VCSELs, nous allons tout d'abord présenter le travail effectué sur la maîtrise du procédé de fabrication de ces lasers dans le chapitre suivant. L'accent sera mis sur la stabilisation du process ainsi que sur les étapes clés pour favoriser le mode d'émission fondamental. Nous décrirons ensuite les moyens de caractérisations électriques et optiques des VCSELs avant de conclure sur les caractéristiques obtenues en émission laser.

Chapitre 2

Technologie des VCSELs

Nous détaillons dans ce chapitre la réalisation et la caractérisation de VCSELs monomodes émettant à 850 nm en mettant l'accent sur les étapes les plus critiques de la technologie de fabrication. Auparavant, nous allons rappeler comment obtenir des VCSELs monomodes en s'appuyant sur des résultats de la littérature pour décrire les diverses méthodes possibles.

I VCSEL monomode

Les VCSELs, dont la cavité est d'épaisseur optique λ , sont des lasers monomodes longitudinaux par construction. On n'observe pas, dans leur spectre, de pic d'émission qui soit multiple de la longueur d'onde fondamentale. Par contre, autour de celle-ci, il existe parfois une multitude de pics très resserrés, dont les amplitudes varient avec l'injection du courant et qui mettent en évidence la présence de nombreux modes dits transverses. Chaque longueur d'onde est alors reliée à un mode spatial du laser. On peut montrer que l'étendue spatiale d'un mode dépend du décalage spectral du mode par rapport au mode fondamental. Un VCSEL monomode longitudinal et transverse n'émet que sur un seul mode. En général, il s'agit du mode fondamental (qui produit un faisceau gaussien faiblement divergent) mais parfois, c'est un mode d'ordre élevé qui est favorisé [62].

1 Comment sélectionner le mode fondamental ?

Les VCSELs émettant sur le mode fondamental et avec une forte puissance sont très demandés. En effet, il est très important que le faisceau soit de forme gaussienne, notamment pour les applications dont une partie de la propagation est réalisée en espace libre comme le stockage optique ou encore les interconnexions à une ou deux dimensions. De tels composants trouveraient naturellement leur place dans les systèmes de liens optiques à base de fibres optiques monomodes, les rendant plus performants encore en profitant de l'efficacité de couplage particulièrement élevée des VCSELs. À l'inverse, la présence de modes transverses accroît la divergence et diminue la cohérence du faisceau laser, rendant les VCSELs moins attrayants pour remplacer les diodes laser classiques.

La mise au point de ces lasers monomodes porte essentiellement sur la modification de la

structure transverse du VCSEL de façon à retarder ou même supprimer l'apparition de modes laser d'ordre plus élevé, ceci étant réalisé avec plus ou moins de succès. Les deux principes mis en œuvre pour favoriser le mode fondamental vont soit affecter le **guidage transverse**, soit introduire des **pertes modales**, c'est-à-dire des pertes sélectives en fonction de chaque mode d'émission.

Plusieurs études théoriques ont été développées pour modéliser les modes transverses, leurs seuils respectifs et leur étendue spatiale (voir par exemple les références [63] ou [64]). Les modèles les plus complets prennent en compte les effets de la température et/ou de la répartition des porteurs sur la génération des modes d'émission. Les solutions technologiques que nous pouvons trouver dans la littérature sont multiples, on note entre autres :

- **Diaphragme d'oxyde** - La formation d'un diaphragme d'oxyde enterré est la technique la plus utilisée. La sélection du mode fondamental est très sensible au diamètre du diaphragme et à sa position dans la structure. Il est donc nécessaire de bien maîtriser la technologie de fabrication. On note cependant que la puissance émise est rapidement limitée. Le meilleur composant obtenu émet 4,8 mW [65] pour un diamètre de 3,5 μm .
- **Filtrage par le métal** - La structure verticale est modifiée par la présence du métal déposé sur la surface d'émission [66]. L'électrode supérieure sert de filtre sélectif supplémentaire au diaphragme d'oxyde. En optimisant la distance entre le bord du métal et le diaphragme, 3,4 mW ont été atteint avec un VCSEL émettant à 780 nm [67].
- **Seconde cavité externe** - Lors d'une intégration hybride [68], le contrôle du mode est expérimentalement réalisé par une cavité externe constituée d'une fibre à gradient d'indice dont l'extrémité est fortement réfléchissante. La rétroaction introduit une sélection des modes ainsi que leur stabilisation : la forme du faisceau laser est fonction de la taille du miroir déposé en bout de fibre. La puissance maximale mesurée est de 4,4 mW pour un faisceau monomode.
- **Cavité optique étendue** - Dans cette structure dopée p n p [69], deux zones de puits quantiques situées dans une même cavité optique sont séparées par une région de type n et confinées par deux diaphragmes d'oxyde. Le mode d'émission du VCSEL est alors gouverné par le diaphragme d'oxyde le plus étroit quelle que soit la zone qui émet. Le fonctionnement monomode fondamental est observé sur une large gamme de courant.
- **Anti-guidage par l'indice** - Ce type de composants met en œuvre la reprise d'épitaxie car l'épaisseur de la cavité est modifiée entre les deux croissances. Ainsi, la zone où doit avoir lieu l'émission laser est légèrement amincie par rapport à la périphérie, soit par la gravure chimique de la cavité, soit par l'insertion d'un matériau de fort indice sur ses côtés. La structure verticale obtenue est anti-guidante [37] : l'indice effectif est plus faible au centre que sur les côtés, autorisant ainsi des pertes latérales. Il existe alors une onde transverse stationnaire dans la région de haut indice, dont les modes sont régis par la longueur de la région. Un faisceau monomode de 7,1 mW [70] a été obtenu ainsi.
- **Gravure de la surface** - Toutes sortes de gravures ont été mises en œuvre pour accroître les pertes modales des modes d'ordre élevé [71], [72]. Il s'agit principalement de graver soit un disque au centre du composant pour atténuer les pertes du mode fondamental, soit un

anneau périphérique pour amplifier les pertes des modes périphériques. La profondeur de gravure est très importante puisqu'elle influence la forme du profil latéral des pertes. Son influence a été modélisée par Vukušić *et al* [73].

- **Anti-reflet** - Le dernier raffinement de ces méthodes de gravure de surface est obtenu comme suit [74] : une couche quart d'onde de fort indice est déposée au-dessus de la structure du VCSEL. Les ondes réfléchies sur les interfaces de cette couche supplémentaire sont donc en opposition de phase avec la structure, ce qui induit des pertes optiques. En modifiant l'épaisseur de cette couche, on module les pertes via la profondeur de gravure. Le calcul du profil vertical de ces pertes met en évidence que les minima locaux sont larges (50 nm), ce qui relâche la contrainte technologique sur la précision de la gravure. Le mode fondamental est sélectionné en gravant un disque au centre du composant. La puissance correspondante maximale en régime monomode est de 6,5 mW.

L'inconvénient de la plupart des méthodes que nous venons de passer en revue pour favoriser le mode d'émission fondamental réside dans le fait qu'elles impliquent une croissance épitaxiale et/ou un procédé de fabrication plus complexes voire peu reproductibles, ce qui, si on se place du point de vue industriel, accroît les coûts de production. Actuellement, l'utilisation du **diaphragme d'oxyde enterré** est de loin la méthode la plus répandue pour réduire le nombre de modes émis. Le moyen le plus direct consiste à diminuer la taille du diaphragme d'oxyde jusqu'à ce que la propagation des modes d'ordre élevé ne soit plus autorisée dans le guide d'onde ou qu'ils soient absents de l'effet laser à cause de pertes par diffraction trop importantes.

Cependant, cette diminution n'est pas sans conséquences sur le fonctionnement du composant. On constate que la densité du courant de seuil augmente ainsi que les pertes optiques par diffusion. Quand le diamètre du diaphragme devient de l'ordre de 2 μm , le confinement optique se trouve réduit voire inexistant. Cela se traduit par la diminution de la divergence du mode fondamental [75]. De plus, des simulations [76] montrent que le mode s'étend spatialement, jusqu'à dépasser sous l'oxyde. Ceci induit des pertes par absorption dans les régions à puits non pompées sur l'extérieur du mode et des pertes optiques au passage du diaphragme. Ainsi, la puissance émise semble plafonner autour de 1 à 2 mW, limitée par l'échauffement de la zone active. Quand on augmente le diamètre du composant, l'échauffement local est moins dense donc la puissance obtenue est plus élevée mais le courant se répartit alors différemment et les autres modes laser apparaissent rapidement. L'émission devient donc multimode.

L'effet de lentille thermique [33], mesuré sur certains VCSELs, présente un comportement singulier dans les composants de très petits diamètres. Cet effet a été identifié en comparant la puissance émise par des composants alimentés en continu et en régime impulsionnel. En régime impulsionnel (500 ns, 1 % de rapport cyclique), la divergence du faisceau décroît avec le diamètre du composant, prouvant que le confinement optique devient de plus en plus faible quand on réduit le diaphragme d'oxyde. Dans les mêmes composants alimentés en continu, l'indice de la cavité augmente sous l'effet de l'échauffement à mesure que le nombre de porteurs s'accroît. Le confinement devient alors plus fort à cause de la plus grande différence d'indice produite entre le centre et l'oxyde, ce qui tend à resserrer le mode. Par conséquent, la divergence du faisceau

augmente, ce qui est confirmé par les mesures optiques. De plus, les pertes optiques liées au diaphragme d'oxyde sont diminuées. On observe sur la caractéristique $P(I)$, une augmentation du rendement quantique d'émission et une diminution du courant de seuil par rapport à des mesures réalisées en régime impulsif. L'origine de cette amélioration proviendrait d'un meilleur recouvrement entre le mode optique et la zone de gain. Cependant, l'autofocalisation provoquée par l'échauffement induit aussi la réduction du gain au seuil des modes transverses d'ordre élevé : par conséquent, ils apparaissent pour un courant de seuil plus bas [5]. C'est la raison principale pour laquelle les VCSELS à guidage par le gain (implantés) émettent préférentiellement sur les modes d'ordre élevé.

Pour fabriquer des VCSELS émettant sur le mode fondamental, nous avons travaillé sur deux des techniques citées précédemment : filtrage par le métal et taille du diaphragme d'oxyde.

Le filtrage du faisceau laser par l'électrode métallique n'a pas abouti lors de cette étude car le diamètre des composants étudiés était trop large par rapport à celui de l'électrode. Les pertes optiques induites par le métal étaient trop importantes, donc la seule utilisation de l'anneau de métal ne suffit pas à rendre le faisceau monomode.

Nous allons donc uniquement présenter nos résultats sur le contrôle de la formation du diaphragme d'oxyde enterré. Le paragraphe suivant est consacré à la description du projet européen qui nous a amené à travailler sur la stabilisation du procédé de fabrication.

2 Contexte de l'étude : projet Optonanogen

La fabrication de composants monomodes est intervenue dans le cadre du projet IST **Optonanogen**¹ : Integrated Opto-Nanomechanical Biosensor for Functional Genomic Analysis. Ce projet réunit plusieurs partenaires européens² appartenant à des universités ou centres de recherches publics ou privés. Chaque équipe de recherche prend en charge une partie du développement du microsystème, tandis que l'intégration finale des éléments est élaborée en commun.

Le but de ce projet est de développer un capteur biologique portable ultra-sensible, capable de détecter une hybridation d'acides nucléiques. L'application principale choisie est le dépistage du cancer du sein. Il pourrait aussi être appliqué aux études d'analyse d'expression comparative ou à l'identification du polymorphisme d'un simple nucléotide³ dans les gènes humains susceptibles de porter une maladie. L'analyse d'expression comparative permettrait d'identifier les gènes impliqués dans une maladie ainsi que l'effet de nouveaux médicaments sur l'expression de ces gènes. L'identification du polymorphisme serait appliquée à des gènes déjà marqués avec une autre technique, pour identifier et cataloguer des individus ou des groupes ayant une prédisposition génétique à la maladie.

Le microsystème est composé de trois sous-systèmes : une barrette de 20 micropoutres sur laquelle est située la réaction d'hybridation, un système optique de détection du mouvement des

¹<http://www.optonanogen.com/>

²Le LAAS avec le CRL (Londres), le CNM-CSIC (Madrid, Barcelone, Séville), le CNB-CSIC (Madrid) et Genetrix (Madrid)

³changement d'un unique nucléotide dans l'ADN présent dans une large portion de la variation du phénotype

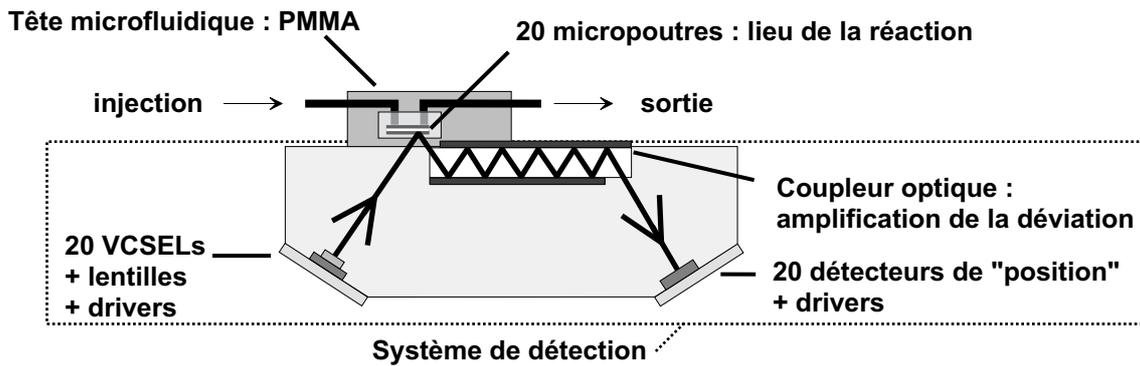


Figure 2.1. Vue en coupe d'un des prototypes envisagés.

micropoutres et une tête microfluidique en polymère pour faire circuler les produits de la réaction. Le principe de fonctionnement est le suivant (figure 2.1) : une séquence d'acides nucléiques sonde est accrochée sur la face active des poutres. Un échantillon d'ADN est isolé du tissu de l'individu et transporté via le canal microfluidique vers la zone d'analyse. Si l'individu est malade, le brin d'ADN va s'hybrider avec le gène complémentaire sur la surface active de la poutre. Étant donné que la seconde surface est passive, le changement de contrainte va induire une courbure de la poutre. La déviation produite, de l'ordre du nm, est mesurée grâce à un système optique dans lequel le faisceau réfléchi d'un laser est analysé par un photodétecteur de position.

Notre contribution s'inscrit dans la conception du sous-système optique de détection. Ce système est composé de trois éléments : les sources laser, l'élément coupleur et les photodétecteurs. Les 20 sources laser sont élaborées sous forme de barrettes de VCSELs qui pointent sur les micropoutres. Le coupleur optique doit collimater les faisceaux pour éviter leur chevauchement et amplifier la déviation des signaux réfléchis de façon à détecter des déviations de l'ordre de 0,1 nm. La détection est assurée par 20 photodétecteurs de position, intégrés avec leurs drivers et amplificateurs, issus de la technologie silicium.

Le LAAS intervient à deux niveaux dans ce projet. La première partie du projet concerne la conception et la réalisation du coupleur [77] qui est assurée par T. Camps, C. Vergnenègre et C. Fontaine. La seconde partie concerne les sources laser. Nous avons en charge de concevoir et de réaliser une barrette de 20 VCSELs identiques émettant sur le mode fondamental à 850 nm. De plus, la géométrie des sources et leurs caractéristiques optiques doivent être compatibles avec le système optique complet et tenir compte des contraintes liées aux autres éléments. Ceci nous a amenés à modifier la structure épitaxiale des VCSELs élaborés jusqu'ici au LAAS, à réaliser un nouveau jeu de masques, ainsi qu'à améliorer et fiabiliser le process, ceci jusqu'à la dernière étape du montage.

II Fabrication du composant

1 Épitaxie

Le choix des matériaux épitaxiés et des dopants de la structure influencent considérablement le comportement du VCSEL achevé. Nous avons travaillé sur deux structures épitaxiales : la première a été élaborée par MBE (Molecular Beam Epitaxy) au LAAS-CNRS tandis que la seconde est réalisée par MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) par Avalon Photonics. Les schémas de la figure 2.2 montrent les différences entre ces deux croissances, différences que nous allons voir plus en détails dans ce qui suit.

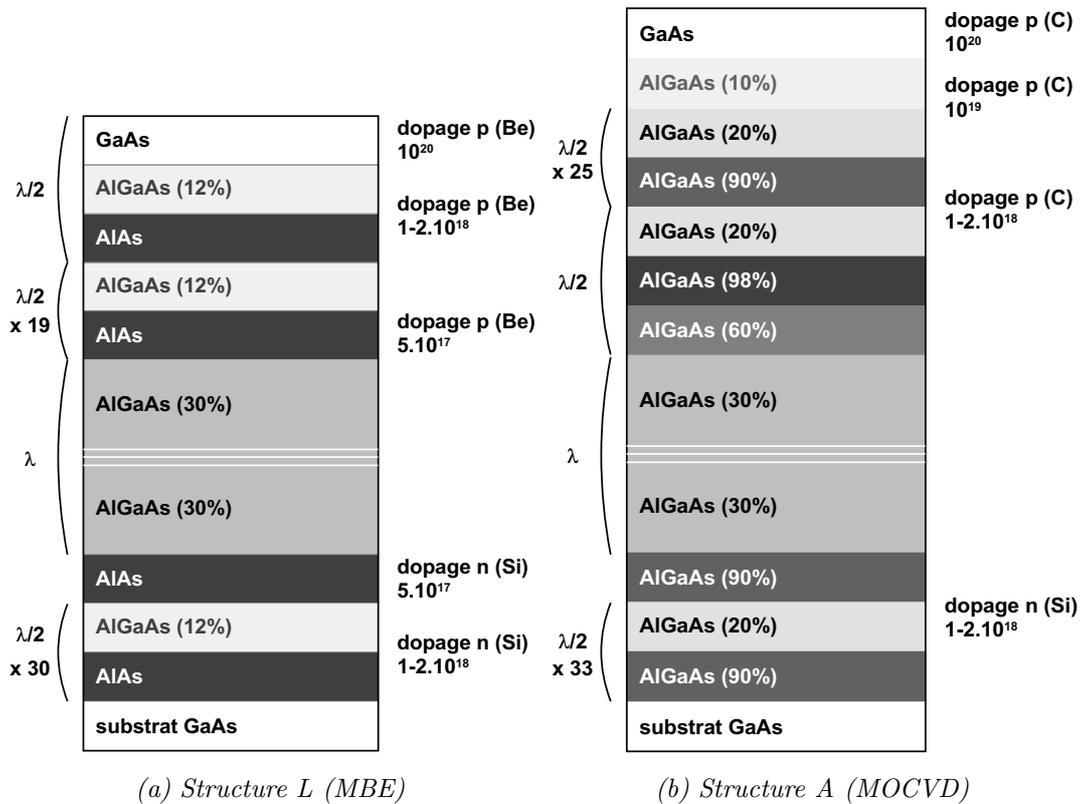


Figure 2.2. Structures VCSELs étudiées.

Dans la structure L, les concentrations en aluminium dans les miroirs de Bragg sont respectivement de 12 et de 100 % et le diaphragme d'oxyde est formé à partir d'AlAs. Les dopages n et p sont obtenus avec le silicium et le béryllium. La conduction dans le miroir p est améliorée par l'insertion aux interfaces de super réseaux graduels ainsi que de deltas dopage [78]. Cette structure L est prise comme point de départ pour concevoir la structure A.

a Blocage d'oxyde intrinsèque

La première évolution concerne la nécessité d'insérer un blocage d'oxyde intrinsèque. Ce blocage vise à interdire l'oxydation des couches supérieures du miroir de Bragg exposées lors de l'oxydation thermique humide, il établit en quelque sorte la sélectivité de la couche à oxyder.

Cette étape était jusqu'à présent réalisée au cours du procédé de fabrication technologique (figure 2.3(a)). Un recuit rapide en présence de gaz inerte à 650 °C créait un oxyde de blocage sur la surface exposée, empêchant toute oxydation ultérieure. L'oxydation latérale était réalisée ensuite, après gravure de la couche à oxyder. Dans la structure A, les couches d'AlAs que l'on ne souhaite pas oxyder sont maintenant remplacées par l'alliage $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$. Étant donné que les vitesses d'oxydation dépendent fortement de la concentration en aluminium [79], la sélectivité entre 90 et 100 % se traduit naturellement au cours de l'oxydation par des longueurs d'oxydation différentes (figure 2.3(b)), et ne nécessite plus un masquage et une gravure supplémentaires.

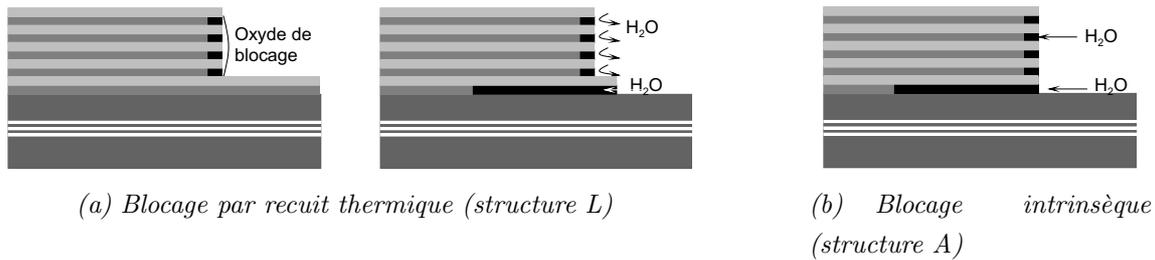


Figure 2.3. Blocage d'oxyde réalisé lors du process ou directement intégré dans la structure.

b Diaphragme d'oxyde

Le diaphragme d'oxyde enterré est obtenu en oxydant sélectivement la couche à forte teneur en aluminium la plus proche de la cavité. Les atomes étant réorganisés différemment, le volume de la couche oxydée (AlO_x) est plus faible que celui de l'AlAs. Dans la structure A, la couche servant à former le diaphragme d'oxyde n'est plus en AlAs pur comme pour la structure L, mais comprend un très faible pourcentage de gallium ($\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$). On constate que l'ajout d'un peu de gallium solidifie la structure [80] car la fiabilité des VCSELs comportant une telle couche est meilleure. Elle réagit de façon similaire à l'AlAs lors de l'oxydation [81] : la contraction de la couche due à la formation de l'oxyde est toutefois moins importante (environ 7 % au lieu de 12 %) et sa tenue aux recuits postérieurs à l'oxydation est meilleure [82]. Expérimentalement, sa vitesse d'oxydation est 3 à 4 fois inférieure à celle de la couche qu'elle remplace.

i) Confinement optique

Bien que transparent [83], l'oxyde induit des pertes optiques par diffraction sur le faisceau laser et influence le comportement optique du composant. Toutefois, cette influence est minimisée en choisissant d'adapter l'épaisseur et l'emplacement de la couche d'oxyde dans la structure verticale. La configuration de la nouvelle croissance intègre donc une couche d' $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ de 25 nm placée sur un nœud du champ optique au lieu d'une couche quart d'onde ; les deux positions de cette couche sont représentées sur la figure 2.4. L'épaisseur de la couche à oxyder étant réduite à 25 nm, le recouvrement de l'oxyde avec le champ optique est plus faible. Les épaisseurs des alliages environnants sont adaptées en conséquence, de façon à respecter une épaisseur optique de $\lambda/2$ sur les trois couches se substituant à une période du miroir. Ceci réduit légèrement le

confinement mais les pertes optiques du faisceau au passage du diaphragme sont diminuées. De plus, en choisissant de placer cette couche sur un nœud du champ stationnaire [75], son influence est encore minimisée.

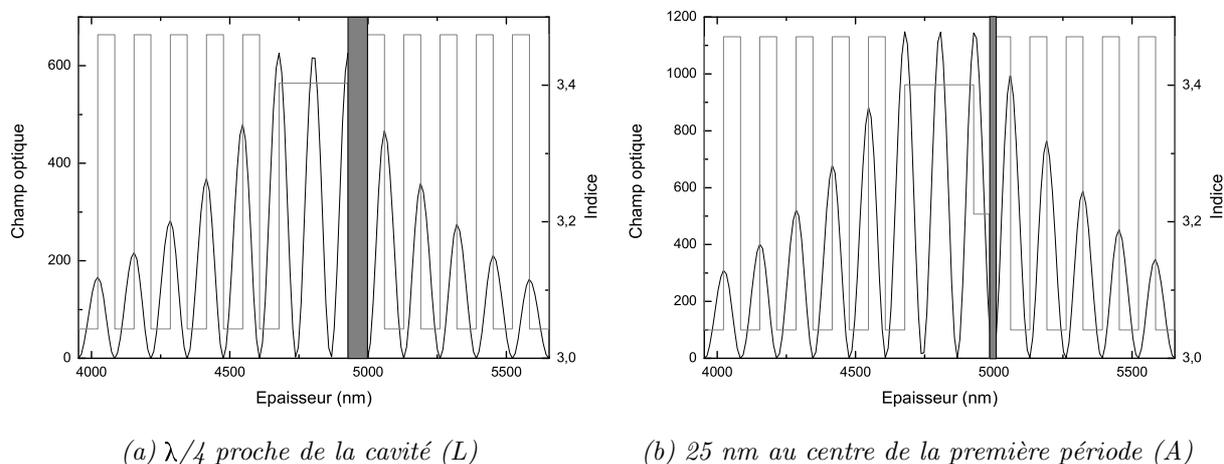


Figure 2.4. Positions de l'oxyde (grisées) par rapport au champ optique.

ii) Confinement électrique

L'oxyde créé étant isolant, les porteurs sont guidés de l'extérieur vers le centre du composant. Les lignes de courant sont donc confinées à l'intérieur du diaphragme. Toutefois, la distribution spatiale réelle de la densité de courant et des porteurs est mal connue au niveau des puits. Plusieurs études publiées dans la littérature rapportent la modélisation de ces grandeurs pour corrélérer la répartition du pompage électrique avec la forme du faisceau laser observé et avec les pertes inévitables de la conversion porteurs/photons. La diffusion des porteurs au niveau de la cavité produit deux effets antagonistes au centre du composant [84]. D'une part, les porteurs étant mobiles, ils sont entraînés vers les zones non pompées et réduisent ainsi le recouvrement spatial entre photons et charges d'où un gain optique plus faible. D'autre part, les porteurs fuient les régions de forte densité localisées au niveau du diaphragme d'oxyde donc retournent vers le centre. Par conséquent, le gain optique est renforcé par ce processus. Il est donc difficile de rendre compte de l'influence de la diffusion des charges au niveau de la cavité sur la sélection des modes laser.

Une étude récente [85] met en œuvre un modèle élaboré prenant en compte l'interdépendance des paramètres électriques, optiques et thermiques. Ainsi, les interactions entre le transport et la recombinaison des porteurs, la génération et l'évacuation de la chaleur d'un côté et l'émission, la propagation et l'absorption des photons d'un autre côté révèlent un effet d'auto-répartition du courant à l'intérieur du composant. Si l'émission stimulée est négligée lors du calcul alors la densité de courant est maximale le long du diaphragme d'oxyde et est divisée par 2 au centre du VCSEL. Si, au contraire, la consommation de porteurs par l'émission laser est intégrée, on assiste à un bouleversement complet du profil de la densité de courant dans les puits : elle est 3,5 fois

plus importante au centre qu'au niveau de l'oxyde. Les simulations ne portent cependant que sur un VCSEL de 5 μm d'ouverture.

Nous débutons actuellement une étude dans l'équipe sur la modélisation physique 2D de l'injection annulaire électrique dans des VCSELs. Ce travail devrait permettre de définir des géométries optimisées en uniformité d'injection.

c Gradualités et dopage du miroir p

La conduction des trous dans le miroir p est problématique car la discontinuité de la bande de valence est forte entre les alliages. Les nombreuses couches empilées représentent autant d'hétérojonctions difficiles à franchir pour les porteurs [78]. Chaque période se comporte comme deux diodes en série et tête-bêche, le sens AlAs vers AlGaAs étant le plus favorable au passage du courant. La caractéristique électrique de la période est donc dissymétrique. Pour lisser ces pics dans la bande de valence, il faut remplacer les interfaces abruptes par des interfaces graduelles. Lors de l'épitaxie, le changement de matériau s'effectue, soit de façon continue quand on peut moduler rapidement les vitesses de croissance (structure A), soit en créant un alliage digital sous forme de super réseaux à défaut (structure L).

D'autre part, la conduction dans le miroir p est aussi affectée par le type et le profil du dopage. Le dopant de la structure de départ est le béryllium. La petite taille de cet atome le rend très mobile et il diffuse facilement des couches à forte teneur en aluminium vers les couches à forte teneur en gallium. Malgré une vitesse de croissance uniforme sur l'ensemble de la période, le profil de dopage effectif présente de fortes disparités entre les deux matériaux. On constate en effet lors d'analyses SIMS (Secondary Ions Mass Spectroscopy) que le rapport d'incorporation du béryllium entre l'AlAs et l' $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$ est de 100. L'optimisation des conditions d'épitaxie pour ce miroir est détaillée dans la thèse de F. Van Dijk [78].

D'autre part, la conduction dans le miroir p a été récemment étudiée par E. Havard [86] lors de simulations avec le logiciel Atlas/Blaze de Silvaco. Les calculs montrent que pour un miroir de 25 périodes (20-90 %) et en considérant une densité de courant de 5 kA/cm^2 , la chute de tension est de 3,1 V au lieu de 57 mV quand on prend un profil de dopage réaliste au lieu d'un niveau idéal uniforme.

Les résultats de simulations de conduction électrique en fonction du dopant dans ce miroir sont présentés sur la figure 2.5. La modélisation consiste à calculer la chute de tension aux bornes d'un miroir de 25 périodes (20-90 %) en fonction de la longueur de la gradualité. Le profil du dopage béryllium est choisi ainsi : $8.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans la couche de bas indice et $8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans la couche de fort indice. Par opposition, le dopage carbone est quasiment constant sur toute la période (1,3 à $6,6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). D'autre part, pour optimiser le fonctionnement du composant, la réflectivité du miroir est tracée sur le même graphe.

Le compromis entre l'amélioration de la conduction et la baisse de la réflectivité correspond à 10 nm pour le dopage béryllium et à 20 nm pour le dopage carbone. Cependant, la chute de tension n'est pas la même dans les deux cas : il existe un facteur 300 entre les deux configurations. L'utilisation du carbone comme dopant du miroir supérieur améliore donc fortement les caractéristiques.

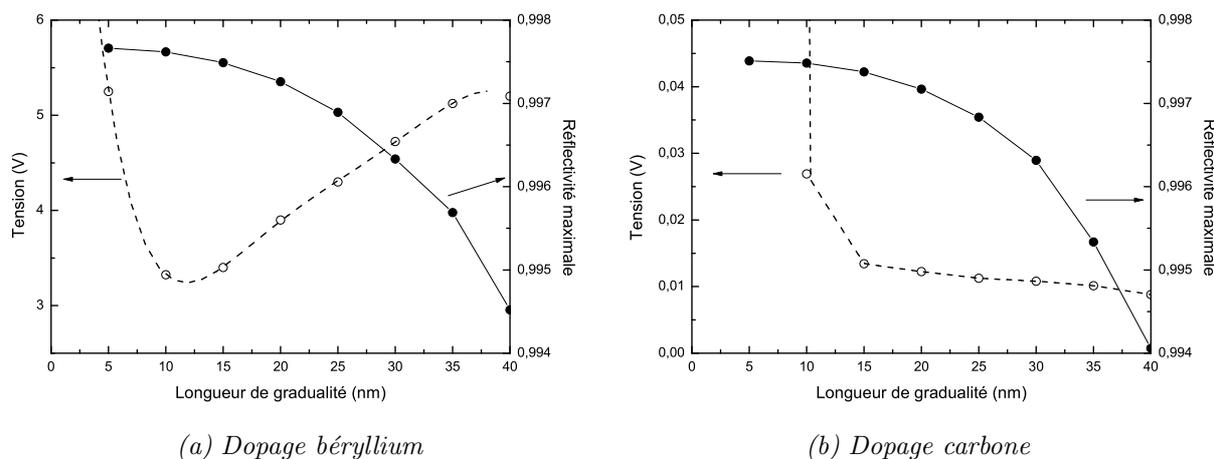
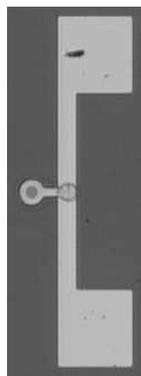


Figure 2.5. Influence de la longueur de la gradualité sur la conduction et sur la réflectivité.

téristiques électriques du miroir supérieur. Le carbone ne diffusant pas dans la matrice, le profil de dopage est adapté lors de la croissance et gomme la hauteur des hétérojonctions, réduisant la résistance série et donc la tension à appliquer au composant. La diminution de réflectivité liée à la longueur de gradualité est compensée si nécessaire en augmentant le nombre de périodes.

2 Jeu de masques



Nous avons conçu un jeu de masques spécifiques contenant des barrettes de 20 VCSELs. Une vue des niveaux de métallisation est représentée sur la figure 2.6. On reconnaît les composants assemblés en barrettes, repérées par leurs différentes dimensions. Chacune correspond à un diamètre de mesa variant de 28 à 40 μm par pas de 2 μm de façon à couvrir une large gamme de diamètres de diaphragmes d'oxyde. Entre chaque matrice sont insérés des motifs de tests de process : tests d' AlOx sous pointes, peigne pour la définition de la lithographie, marches pour mesurer la hauteur des gravures ou dépôts, mires d'alignement, etc.,. Ceux-ci sont localisés dans les chemins de découpe et seront détruits lors de cette étape.

3 Description du procédé de fabrication

Bien que la structure optique soit prédéfinie par l'épitaxie, le process détermine l'injection électrique ainsi que les confinements électrique et optique. Il a été simplifié (figure 2.7) depuis les précédentes fabrications de VCSELs [87]. Les étapes sont définies dans l'ordre suivant : métallisation de la cathode, métallisation de l'anode, formation du mesa, formation du diaphragme d'oxyde, isolation/passivation de l'anode par rapport au substrat et enfin métallisation pour soudure. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons revenir sur chaque étape.

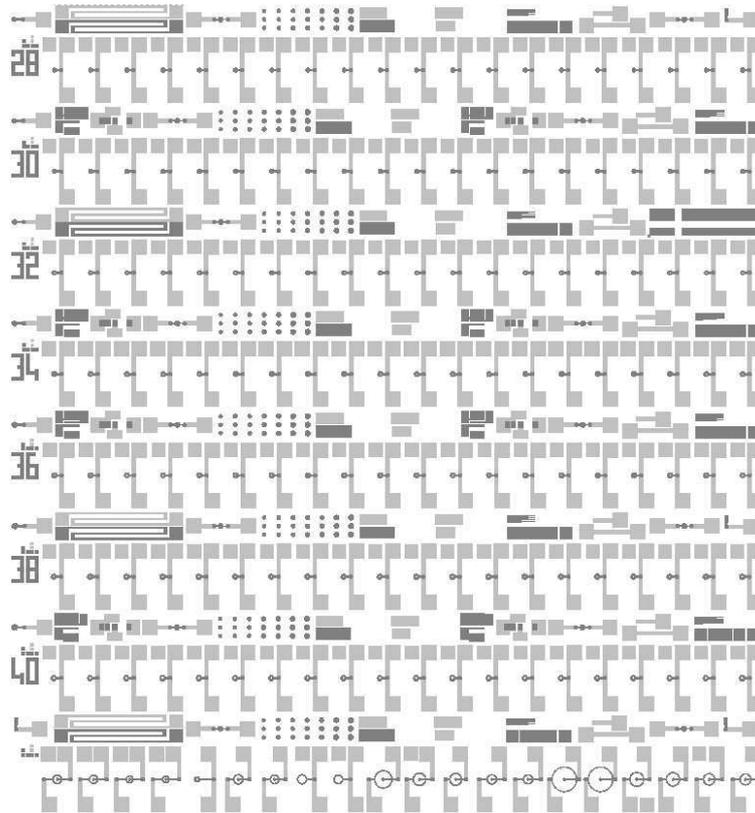


Figure 2.6. Jeu de masques Optonanogen.

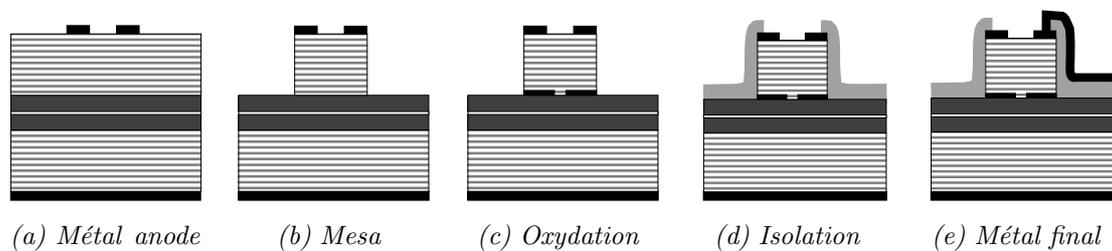


Figure 2.7. Étapes du process Optonanogen.

a Premières métallisations avant et arrière

Il n'existe pas de métal pour former un contact froid sur GaAs. Ce problème est contourné en formant des contacts soit alliés, soit non-alliés, selon le niveau de dopage du semiconducteur. Pour le **contact non-allié**, le semiconducteur est très fortement dopé ($>10^{19} \text{ cm}^{-3}$), créant une barrière énergétique haute mais très fine. Par conséquent, la conduction s'effectue par effet tunnel. Dans le cas d'un **contact allié**, le dopage n'est pas suffisant pour diminuer la largeur de la barrière. La diffusion d'un atome métallique dans le semiconducteur compense et modifie le dopage localement gommant ainsi la barrière de potentiel. La diffusion est activée par un recuit aux alentours de $400 \text{ }^\circ\text{C}$.

i) Type n

Il n'est pas possible de doper fortement ($> 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) les couches d'arséniure de gallium de type n. Un contact allié est obtenu avec l'alliage AuGe/Ni/Au. Il est déposé sur la face arrière avant toute étape concernant la face avant du composant. Le recuit est effectué à 450°C pendant 1 mn.

ii) Type p

Les couches de type p supportent des dopages très élevés. Deux types de contact sont alors envisageables. Le contact allié est assuré par le dépôt d'un alliage AuZn/Au suivi d'un recuit à 400°C pour le faire diffuser dans le matériau. Le contact non-allié est obtenu par l'évaporation d'une couche de Ti/Au. Le titane sert à la fois à empêcher la diffusion de l'or dans la couche sous-jacente et à améliorer l'accrochage du dépôt sur cette même couche. L'insertion de platine (Pt/Ti/Pt/Au) améliorerait la stabilité thermique du contact.

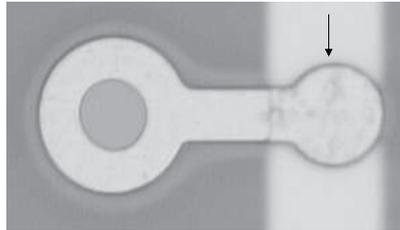
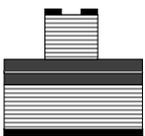


Figure 2.8. Photo du plot déporté (*pad*) : il est signalé par la flèche noire.

Notre process commence par la délimitation par lift off de l'électrode Ti/Au sur la couche de contact en GaAs surdopé ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Il n'y a aucun risque de diffusion de l'or dans le semiconducteur pendant les étapes thermiques puisque le titane est une barrière et protège efficacement de cette diffusion. Nous avons choisi de déporter la prise de contact, c'est-à-dire que le contact avec le plot final n'est pas pris sur la fine électrode annulaire mais sur un plot déporté sur le côté (figure 2.8). Ce choix est motivé par le type d'isolant que nous utilisons actuellement dans le process.

b Formation du mesa



La photolithographie du niveau du mesa sert principalement à protéger la zone d'émission du laser lors de la gravure. En effet, nous avons choisi de nous servir du bord de la métallisation (et non plus du bord de la résine) pour délimiter cette gravure, réduisant ainsi la difficulté d'alignement des deux premiers niveaux. Cependant, parmi les motifs de tests, tous ne sont pas déterminés par le niveau précédent. La résine choisie doit donc pouvoir à la fois reproduire les côtes prévues, garder les flancs les plus verticaux possibles (c'est-à-dire ne pas fluer) et s'enlever sans problème après gravure. Ce dernier point est très important pour la réalisation de l'étape d'oxydation qui suit.

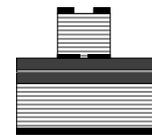
Toutes ces qualités sont réunies lors de l'utilisation d'un masque solide, par exemple par un dépôt de matériau diélectrique à basse température. La sélectivité du plasma SiCl_4 de notre bâti

de gravure entre le ternaire AlGaAs et le Si_xN_y déposé par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à 2-300 °C est très forte. En effet, 0,5 μm de nitrure supporte une heure de gravure sans s'altérer et s'enlève ensuite facilement par gravure ionique réactive dans un plasma de CF_4 . Toutefois, l'inconvénient majeur de cette méthode est de multiplier les photolithographies et d'alourdir les étapes de gravure.

La formation du mesa de confinement est couramment contrôlée par le suivi en temps réel du signal de réflectivité sur le fond de gravure. Ce signal réfléchi est issu du faisceau d'une diode laser émettant à 670 nm, collimaté sur l'échantillon et récupéré par une photodiode. La fin de l'attaque est alors décidée par l'opérateur en fonction de l'évolution du signal optique et non pas seulement par le temps de gravure. Malgré cette technique de contrôle, il est difficile de choisir avec précision la profondeur de gravure car l'échantillon n'est pas placé au centre du plasma. En effet, pour des raisons d'encombrement du bâti, l'emplacement du hublot de contrôle optique est situé sur le bord du plateau de transfert. Par conséquent, la profondeur de la gravure n'est pas uniforme sur les plaquettes. La récente acquisition d'un bâti de gravure ICP (Inductively Coupled Plasma) ouvre des perspectives d'amélioration de ces performances. Nous pensons obtenir un rapport de forme plus élevé et de meilleures précision et uniformité de gravure.

c Oxydation latérale thermique humide sélective

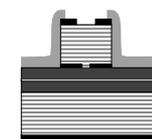
L'oxydation humide sert à créer le diaphragme d'oxyde qui doit confiner les porteurs ainsi que le faisceau laser émis. C'est l'Étape cruciale dans la fabrication du composant puisque de sa réussite résulte le fonctionnement de tous les VCSELS. En effet, ce diaphragme détermine des paramètres de fonctionnement des lasers tels que le courant de seuil ou les modes d'émission. Pour parvenir à fabriquer 20 VCSELS identiques, la longueur oxydée doit être uniforme sur toute la plaquette. De plus, pour calibrer correctement celle-ci avant d'oxyder les VCSELS, l'expérience doit être reproductible d'un jour à l'autre.



Pour réussir cette étape, l'état de surface sur les flancs des mesas doit être irréprochable. Les différents essais que nous avons menés pour mettre au point cette étape sont décrits plus loin dans ce chapitre (§ III.1).

d Isolation-Passivation

La fonction du passivant est de protéger les flancs des mesas et plus particulièrement les couches riches en aluminium de la détérioration liée à l'humidité de l'atmosphère. Cette couche passivante est en général isolante et sert à éviter les courts-circuits entre le ruban de métal final et le substrat conducteur.

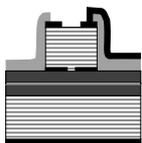


Cette double fonction était jusqu'à présent assurée par un dépôt de BCB (BenzoCycloButène), un polymère photosensible aux UV se comportant comme une résine négative. Le dépôt est réalisé à la tournette. Ensuite, la photolithographie consiste à ouvrir le BCB au-dessus des pads, lieu où les deux métallisations entrent en contact. Ensuite, un recuit fait durcir et renforce les propriétés chimiques de ce matériau, qui résiste ensuite aux solvants et aux acides. Ce polymère planarise également les reliefs, ce qui favorise la continuité des métallisations lorsque le dénivelé à recouvrir

est important. Cependant, ce produit engendre des difficultés lors des étapes suivantes.

Un des problèmes du BCB réside dans la forme des flancs obtenue lors l'ouverture des motifs. Ils sont souvent très "mous" : par conséquent, les diamètres inférieurs à 10 μm restent obstrués. Nous sommes donc contraints de prévoir une surface assez large pour prendre le contact final, c'est la raison pour laquelle nous employons un plot déporté à côté du VCSEL. L'autre problème de ce polymère concerne l'adhérence de la métallisation finale. Celle-ci est nécessaire à la soudure des composants montés sur boîtier. Or, le dépôt de Ti/Au qui assure cette fonction n'adhère pas suffisamment sur le BCB : il s'arrache lors des essais de soudures. Pour ces raisons, nous souhaitons changer de passivant. L'arrivée d'un bâti de dépôt par PECVD nous a ouvert la possibilité de déposer à basse température des oxydes et nitrures de silicium. Nous avons donc décidé de tirer parti de cette opportunité pour remplacer le BCB (§ III.2).

e Métallisation finale



La métallisation finale est la dernière étape du process. On dépose les électrodes nécessaires à la soudure du composant entre la puce et la piste sur le boîtier. La couche de Ti/Au doit être assez épaisse pour franchir les reliefs et ne pas se casser lors de la soudure. Typiquement, une épaisseur de 600 nm est utilisée.

Le procédé technologique de fabrication des composants à proprement parler se termine sur cette dernière étape, mais nous sommes amenés à monter des VCSELs sur boîtier pour les utiliser. Aussi, les prochains paragraphes traitent-ils de la découpe et du montage.

f Découpe

Les plaquettes sont découpées après le process à l'aide d'une scie diamantée épaisse de 35 μm . De l'eau est projetée sur la lame pendant le sciage pour la refroidir, aussi les composants sont-ils d'abord protégés avec de la résine. La découpe est effectuée en plusieurs passages, la lame entrant plus profondément dans l'échantillon à chaque fois. Ainsi, l'attaque de la scie est moins franche et produit moins d'éclats. La largeur de matière enlevée est de 90 μm environ.

g Montage

Bien que la plupart de nos composants soit testée et utilisée sous pointes, nous montons quelques barrettes sur boîtier, principalement pour les insérer dans une application particulière dans le cadre de collaborations internes ou externes au laboratoire.

i) Techniques de soudure

Le procédé mis en œuvre est le "wire bonding" (soudure par fils), la soudure étant réalisée par la diffusion d'un matériau dans un autre. La barrette est tout d'abord collée au boîtier par une colle conductrice dont l'activation nécessite un recuit à 60 °C pendant plusieurs heures. Les deux techniques de montage disponibles au laboratoire (le ball-bonding et le wedge-bonding) utilisent les ultrasons (60 kHz) pour accélérer le procédé.

- **ball-bonding** : une décharge électrique entre le bras et l'extrémité du fil crée une boule de métal par échauffement local. Celle-ci se déforme au contact du plot au moment de la soudure.
- **wedge-bonding** : un outil appuie fortement sur le fil pour le souder au plot. Les deux extrémités de la soudure doivent être alignées avec l'outil car son axe de déplacement est fixe.

En général, la première soudure est effectuée sur le plot du composant puis le fil est tiré jusqu'à la piste sur le boîtier et enfin soudé une deuxième fois. Le diamètre du fil est de $25\ \mu\text{m}$, on utilise au choix de l'or ou de l'aluminium. L'aspect de la soudure dépend de la puissance des ultrasons, de la force appliquée et de la durée de la soudure. Les photos des essais menés sur un échantillon test sont présentées sur la figure 2.9.

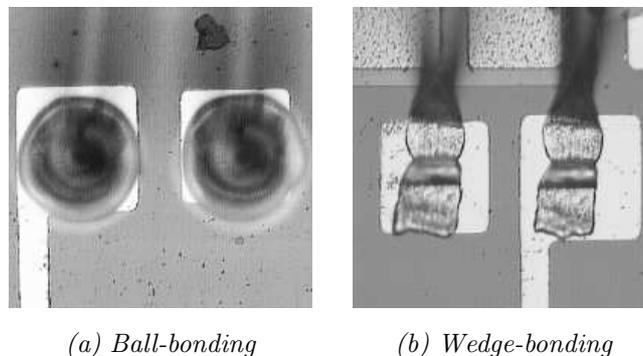


Figure 2.9. Photos des soudures des pads.

Dans nos conditions, le wedge-bonding donne des résultats plus précis que le ball-bonding. La taille du fil sur le plot de $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$ est alors quasiment conservée tandis que pour le ball-bonding, le métal déborde presque sur l'isolant. Une amélioration potentielle consisterait à protéger les fils de connexion en les noyant dans une résine isolante. Pour l'instant, la technique disponible au laboratoire produit des gouttes trop larges qui couvriraient aussi la surface émettrice de nos lasers.

ii) Supports

Les photos des supports que nous utilisons sont reproduites sur la figure 2.10. Le choix de l'embase sur laquelle est montée la barrette dépend du nombre de VCSELs à connecter ainsi que de l'application visée. Quand il n'y a que quelques VCSELs, nous utilisons les boîtiers TO 5 ou 8 (8 ou 16 contacts, voir sur la figure 2.10(a)). Mais il n'en existe pas de ce type disposant de 21 connexions. Aussi, dans le cadre du projet Optonanogen, un PCB (Printed Circuit Board) a été conçu par T. Camps en tenant compte des spécifications de nos partenaires concevant les drivers des VCSELs (CNM-Séville) puis réalisé par une société. Une première version contient simplement les pistes nécessaires à l'alimentation des 20 VCSELs via un connecteur double face (figure 2.10(b)). La seconde version (figure 2.10(c)), plus élaborée, intègre le driver et ses pistes d'alimentation. La languette où sont collés les VCSELs est placée très près du système de détection

biologique, elle est aussi fine que possible pour minimiser l'encombrement. 20 pistes métalliques joignent les VCSELs au driver, celui-ci étant situé sur une partie plus large à l'extérieur de la tête microfluidique. Seules 8 connections sortent vers la broche.

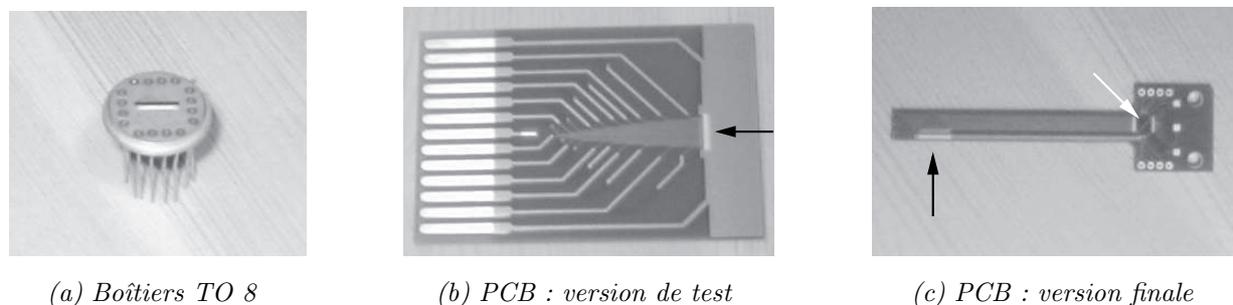


Figure 2.10. Photos des boîtiers utilisés. (a) : boîtier TO avec une barrette de composants au centre. (b) et (c) : PCB pour Optonanogen. Les flèches noires indiquent l'emplacement des VCSELs, la flèche blanche celui du driver.

III Étapes critiques

Dans cette partie, nous revenons sur les étapes du process sur lesquelles nous avons travaillé et qui restaient à améliorer : le confinement optique puis l'isolation électrique. Dans la première partie, nous rapportons les résultats des études visant à produire un diaphragme d'oxyde de taille contrôlée avec l'uniformité et la reproductibilité nécessaires à la réalisation de plusieurs VCSELs ayant les mêmes caractéristiques. Dans la seconde partie, nous comparons les performances des dépôts d'isolants pour remplacer le BCB lors de l'étape de passivation.

1 Oxydation thermique humide

a Dispositif expérimental

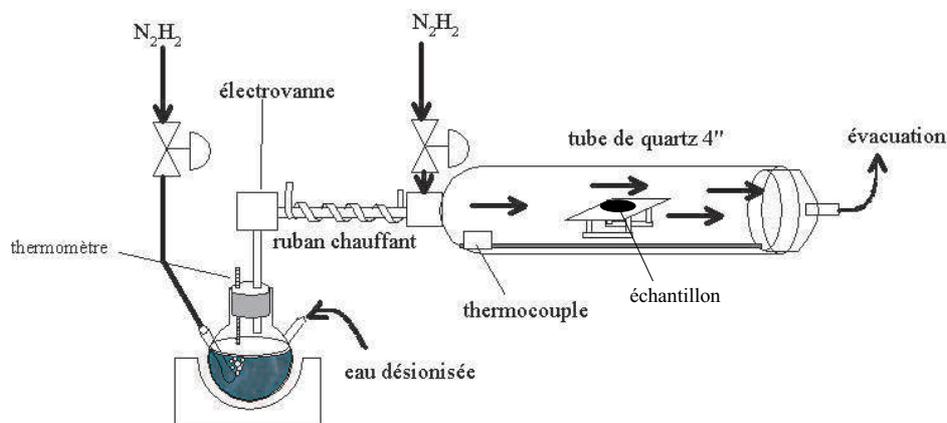


Figure 2.11. Four d'oxydation thermique.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.11. Il a été mis en place dans le cadre d'un mémoire CNAM [88] et s'appuie sur l'utilisation d'un four tubulaire classique en quartz. L'entrée des gaz est située à l'arrière du four, le mélange balaie la surface de l'échantillon posé à plat sur une nacelle puis ressort par une ouverture à l'entrée du four. Le mélange de gaz comporte de l'azote hydrogéné et de la vapeur d'eau. Le N_2H_2 est séparé en deux canaux, l'un étant le gaz porteur, l'autre le gaz vecteur. Le **gaz porteur** est injecté dans le bulleur et se charge en vapeur d'eau. Il ressort par un tube dont la paroi est chauffée à environ 100 °C pour éviter la condensation de l'eau. Le **gaz vecteur** détermine le taux de dilution de la vapeur, il est mélangé au gaz porteur juste avant d'être injecté dans le four. Les débits fixés pour l'expérience sont 0,2 et 3 l/mn respectivement. L'oxydation est effectuée à 425 °C, le bulleur contenant l'eau déionisée est à 94 °C et le chauffe-ruban est à 107 °C. L'oxydation est déclenchée au moment où l'on actionne l'électrovanne laissant passer la vapeur d'eau.

b Influence des paramètres sur l'oxydation

Bien que le procédé d'oxydation soit déjà installé et régulièrement utilisé au laboratoire, les résultats des premières oxydations de cette étude n'ont pas montré l'**uniformité** et la **reproductibilité** attendues pour réaliser des VCSELs monomodes. Nous nous proposons de déterminer et de fixer les paramètres expérimentaux les plus influents sur ces deux critères.

Nous avons choisi d'étudier l'influence du type de masquage utilisé lors de la gravure, du type de désoxydation préalable, du mode de stabilisation du four et de la température de la nacelle sur l'uniformité de la nacelle. D'autres facteurs encore pourraient être étudiés comme la taille des motifs, la profondeur de la gravure... Nous avons préféré privilégier les paramètres reliés au dispositif expérimental et non aux échantillons.

La difficulté supplémentaire à laquelle nous sommes confrontés ici réside dans le fait que l'épaisseur de la couche à oxyder dans la structure A est bien plus faible que dans les précédentes structures. La mise au point du four a toutefois concerné deux types de couches ($Al_{0,98}Ga_{0,02}As$ 25 nm et AlAs 50 nm) puisque les diaphragmes d'oxyde dans nos composants font intervenir ces deux configurations. Certains tests ont aussi été effectués sur des miroirs de Bragg.

c Masquage

Le premier point important est le type de masque utilisé lors de la gravure du mesa.

i) Résines ordinaires

Les premiers essais ont consisté à utiliser un masquage par résines ordinaires disponibles au laboratoire pour délimiter nos motifs. L'observation minutieuse des échantillons après gravure montrent que certaines restent difficiles à enlever après gravure, malgré l'emploi du plasma O_2 , utilisé pour le délaquage ultime.

Pour comparer les fronts d'oxydation avec et sans résine, nous avons pris en photo le profil de l'oxydation dans deux conditions différentes : sur un mesa créé par gravure et sur un bord de

clivage. Le résultat est présenté sur la figure 2.12. On voit nettement que le long du bord clivé, le résultat est plus uniforme tandis que dans la cas du mesa, le front est beaucoup plus perturbé.

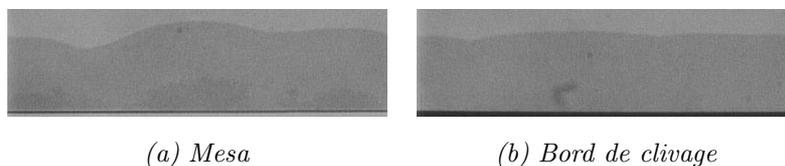


Figure 2.12. Fronts d'oxydation. La longueur d'oxydation (L_{O_x}) est d'environ $15 \mu\text{m}$.

ii) Nitrure de silicium

Afin d'éviter ce problème de délaquage et de dépôt de résine sur les flancs, nous avons mis en œuvre un masque solide en nitrure de silicium. Il s'agit de profiter de la différence de vitesses de gravure entre l'AlGaAs et le Si_xN_y par les plasmas CF_4 et SiCl_4 . On dépose à basse température un film de Si_xN_y par PECVD puis on y grave les motifs (photolithographie puis plasma CF_4) jusqu'au semiconducteur. Après délaquage de la résine, ces motifs sont transférés dans l'échantillon par gravure traditionnelle par plasma RIE SiCl_4 . L'enlèvement du masque par plasma CF_4 ne pose pas de problème.

Le résultat de l'oxydation après masquage par nitrure de silicium est reporté sur la figure 2.13. On observe un front quasiment constant le long d'un motif rectiligne.

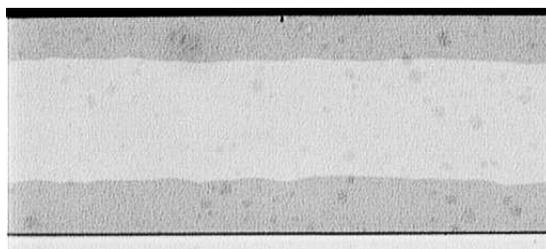


Figure 2.13. Amélioration du front d'oxydation : celui du mesa (bas) est semblable à celui du clivage (haut). $L_{O_x} = 6 \mu\text{m}$.

d Désoxydation

Cependant, quand on reprend le même échantillon pour l'oxyder plus tard dans les mêmes conditions, on obtient un front d'oxydation qui n'est plus rectiligne. En effet, s'il y a un délai entre le délaquage et l'oxydation de plusieurs jours voire de plusieurs semaines, l'oxyde natif qui se forme sur les flancs commence à détériorer l'amorçage du processus et la longueur oxydée n'est plus du tout uniforme. En conséquence, pour améliorer cette étape, une légère désoxydation juste avant l'enfournement est préférable. Deux produits chimiques sont couramment employés pour retirer l'oxyde natif de GaAs : l'acide chlorhydrique et l'ammoniaque. Nous avons mené des essais de dilutions et de durées de désoxydations avec ces deux solutions sur différents échantillons réalisés à partir de masques différents.

i) Acide chlorhydrique

Les photos de la figure 2.14 illustrent les résultats obtenus après différentes conditions expérimentales. Les solutions diluées (a et b) ne sont pas efficaces pour nettoyer correctement les flancs. Quant à la désoxydation à faible dilution (c et d), elle produit un front uniforme à condition d'être courte mais détériore complètement la structure pour une durée plus longue. Dans ce cas-là, la désoxydation s'est transformée en attaque chimique dont on devine les formes typiques de gravures anisotropiques qui suivent les axes cristallographiques. L'échantillon pris en photo ici comporte plusieurs couches fines d'AlAs.

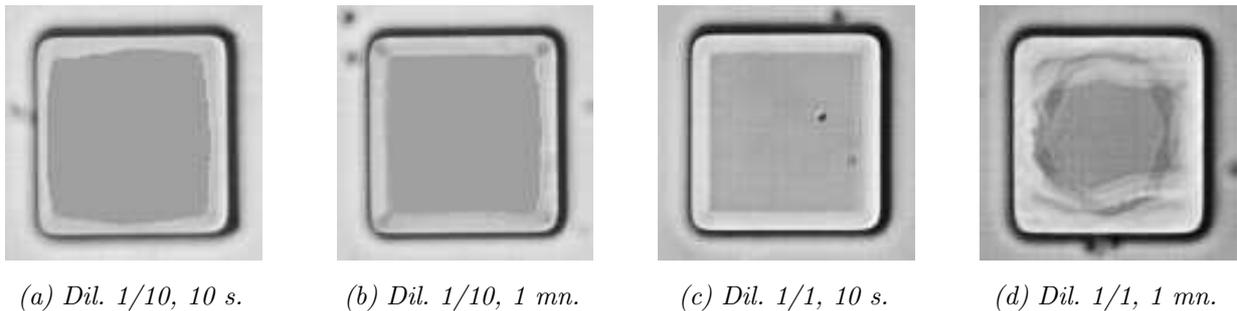


Figure 2.14. Résultats typiques après désoxydation à l'acide chlorhydrique. Le motif carré fait $20\ \mu\text{m}$ de côté.

ii) Ammoniaque

L'effet des solutions à base d'ammoniaque sur l'oxydation est représenté sur les photos de la figure 2.15 : les résultats sont meilleurs que précédemment. L'oxyde natif est retiré sans endommager les couches, même pour de faibles dilutions. Le front d'oxydation est nettement amélioré. Par conséquent, une solution basique convient mieux pour dissoudre les filets de résine qui micro-masquent les flancs. Nous avons donc intégré cette désoxydation à l'ammoniaque dans notre process.

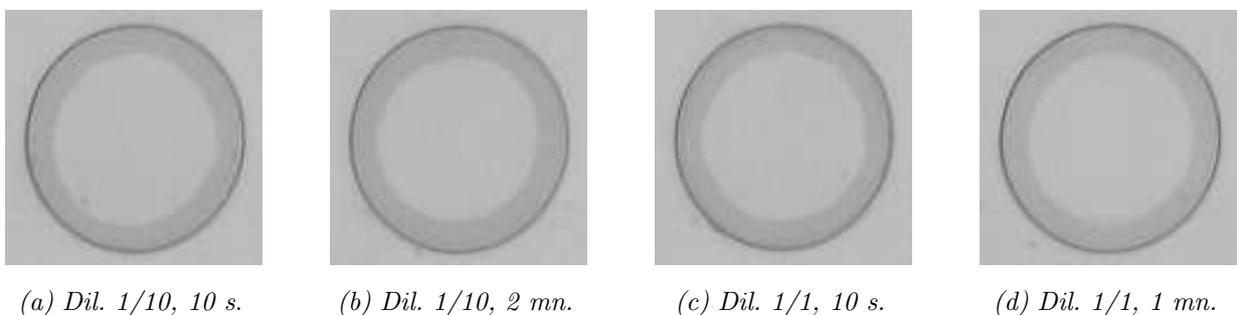


Figure 2.15. Résultats typiques après désoxydation à l'ammoniaque. Le diamètre du motif fait $28\ \mu\text{m}$.

Cependant, malgré les améliorations apportées par cette désoxydation, l'aspect obtenu n'est pas encore satisfaisant pour fabriquer plusieurs VCSELS identiques. Les autres paramètres que

nous pouvons régler ne sont pas liés à l'échantillon mais à la température de la nacelle et à la stabilisation du four.

e Déclenchement du four

Le four et les éléments associés à l'oxydation sont tous montés et stabilisés en température sous gaz neutre avant l'enfournement de l'échantillon. Cependant, une fois que l'échantillon est introduit sur la nacelle chaude, nous avons le choix entre deux protocoles de lancement de l'oxydation : soit attendre que le four soit remonté en température et que l'oxygène soit chassé par l'azote, soit déclencher le processus d'oxydation avant que la température optimale ne soit atteinte.

Dans les deux cas, le four fluctue légèrement autour de la température visée. Nous avons mesuré, pour une même durée d'ouverture après l'introduction d'un échantillon sur la nacelle, les fluctuations de la température au cours du temps. Les courbes obtenues sont tracées sur la figure 2.16. La chute de température est toujours de 5 °C au moment où le four est refermé. La stabilisation totale dure environ 7 mn si on fixe le temps d'introduction à 50 s. Cette durée semble longue par rapport aux durées d'oxydation usuelles (~15 mn), mais en y regardant de plus près, la gamme de fluctuation de la température est très resserrée autour de la température visée. En moyenne, il lui faut 2 mn pour remonter à 425 °C. Ensuite, cette valeur est dépassée de 1 à 2 °C au maximum. Le comportement du four est donc assez reproductible au cours de la remontée en température.

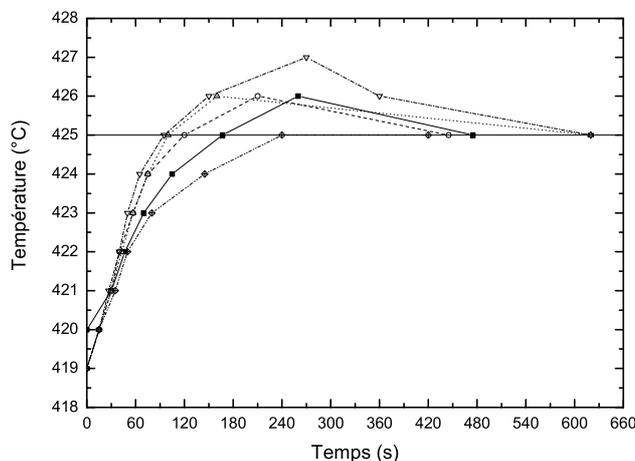


Figure 2.16. Évolution de la température après ouverture de 50 s. Le thermocouple est situé à l'intérieur du four.

Bien que la vitesse d'oxydation soit très sensible aux variations importantes de température (pour une heure d'oxydation, la longueur oxydée augmente de 18 à 54 μm si la température passe de 370 à 430 °C [89]), la fluctuation de ce paramètre dans une gamme de 5 °C ne modifie pas significativement le résultat d'oxydation en-deçà de 430 °C.

La différence de front entre les deux échantillons de la figure 2.17 prouve que l'attente de la stabilisation du four sous atmosphère neutre (ou presque) est néfaste au processus d'oxydation.



Figure 2.17. *Stabilisation du four. À gauche : attente de 2 h (très long); à droite : pas d'attente. La désoxydation est à base de HCl. Les dimensions sont 40, 34 et 28 μm .*

L'hypothèse la plus probable de cette dégradation est que l'oxygène entré dans le four au moment de l'ouverture contribue à modifier l'état des flancs et à créer des retards d'oxydation localisés sur les bords du mesa. Cela se traduit sur les photos par des fronts d'oxydation qui ne reproduisent pas la forme des motifs gravés.

f Nacelle

Les échantillons sont posés à plat sur une nacelle massive en quartz. Nous avons comparé deux protocoles d'introduction de la nacelle dans le four : soit elle est déjà en température à 425 °C dans le four, soit elle est froide à l'extérieur du four. Quand elle est déjà chaude, le procédé d'enfournement est le suivant : la nacelle est tirée à l'aide d'une canne jusqu'au bord du four, l'échantillon y est posé à plat puis le tout est repoussé au milieu du four. Si la durée de la manipulation est fixée à 50 s alors la température du four descend de quelques degrés puis remonte relativement vite, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent.

Au contraire, quand la nacelle est froide, l'échantillon et la nacelle sont introduits en même temps dans le four. La stabilisation à 425 °C est plus lente car la chute de température est de température est de l'ordre de 20 °C. Le fait que la nacelle refroidisse le four au début du processus d'oxydation le conduit à monter ensuite plus haut en température (parfois jusqu'à 440 °C). Cette montée n'est pas contrôlable, par conséquent le temps de stabilisation du four est très variable même si les conditions de l'expérience ne sont pas modifiées par ailleurs.

La différence d'uniformité obtenue entre ces deux procédés n'est pas très significative, cependant deux arguments nous font préférer le premier. D'une part, conserver la nacelle chaude à l'intérieur du four évite qu'elle ne se contamine puis qu'elle pollue l'atmosphère du four au moment où elle monte à 425 °C. D'autre part, la stabilisation du four quand la nacelle est froide est plus longue et bien moins reproductible, ce qui ne permet pas de se placer dans des conditions optimales. Cet aspect-là, que nous n'avons pas trop évoqué jusqu'ici, est pourtant fondamental. Une fois les paramètres optimisés pour obtenir les fronts d'oxydation les plus égaux que possible, la longueur d'oxydation est d'abord étalonnée sur un échantillon-test. Ces couples étalons longueur-durée sont absolument nécessaires pour déterminer la durée pendant laquelle le VCSEL sera oxydé. La reproductibilité de la longueur d'oxydation est issue de la reproductibilité de toutes les étapes.

g Refroidissement

L'échantillon est ensuite sorti du four avec la nacelle, ils refroidissent ensemble à température ambiante en salle blanche. En procédant de cette façon, l'oxyde formé est plus résistant à des

remontées en température. Les derniers produits de la réaction d'oxydation migrent vers la surface et les contraintes internes créées lors du refroidissement sont moins fortes. Nous avons constaté la différence de tenue à la chaleur de l'oxyde entre un oxyde "trempé" à la sortie du four (on le pose directement sur du métal froid) et un oxyde refroidi plus lentement. Dans le premier cas, l'oxyde se délamine quand il est remonté en température (même à 300 °C) tandis que dans le second cas, il supporte des températures plus élevées.

h Uniformité

i) Orientation de la barrette par rapport au flux

Nous avons vérifié que l'orientation de la barrette par rapport au flux de la vapeur est importante. Pour obtenir 20 VCSELs identiques sur une même barrette, l'axe de celle-ci doit être perpendiculaire aux gaz. En effet, le flux s'appauvrit en oxydant au fur et à mesure de sa progression sur l'échantillon et la vitesse d'oxydation diminue légèrement. Quand l'axe est parallèle au flux, la variation de la longueur d'oxydation est très rapide ($> 2 \mu\text{m}$) en moins de 2 mm.

ii) Motifs circulaires

D'autre part, il est plus aisé d'obtenir une longueur d'oxydation homogène sur un motif rectiligne. Quand on souhaite former de petits diaphragmes circulaires, on constate que la dispersion sur les diamètres formés est typiquement plus importante que pour des tailles plus grandes. La cause la plus probable est le resserrement du front d'oxydation lorsque l'oxydation progresse vers le centre du composant. La vitesse d'oxydation de motifs circulaires [90] est la somme des temps liés à la réaction et à la diffusion. Elle possède trois régimes, comme on peut le voir sur la figure 2.18.

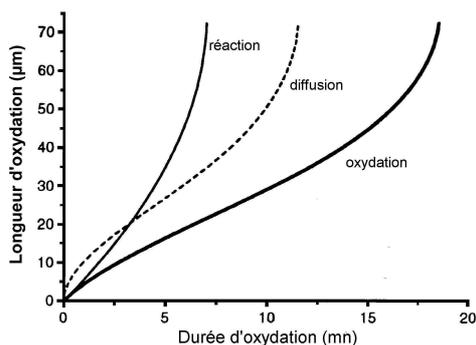


Figure 2.18. Longueur d'oxydation calculée en fonction du temps d'oxydation. Les contributions de la réaction et de la diffusion sont séparées. La ligne fine correspond à la réaction, la ligne fine en pointillés à la diffusion tandis que la ligne épaisse en est la somme (oxydation). Extrait de la référence [90].

En début d'oxydation, la progression de la longueur d'oxydation est lente puis elle devient linéaire et enfin, accélère quand le front devient de plus en plus petit. On constate expérimentalement que pour une même durée d'oxydation, celle-ci est plus rapide sur des petits que sur

des grands diamètres. De plus, on peut supposer que dans le dernier régime, si l'échantillon présente un défaut local (d'épaisseur, de définition de motif) alors l'accélération du front ne sera pas homogène, entraînant une plus grande variété de diamètres réellement atteints.

i Reproductibilité

Les longueurs d'oxydation mesurées sur une même couche d' $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ épaisse de 25 nm en fonction de la durée d'oxydation sont reportées sur la figure 2.19. La valeur de la pente de la droite nous donne une vitesse d'oxydation moyenne de $0,3 \mu\text{m}/\text{mn}$. Les points expérimentaux coïncident bien avec la loi d'évolution suivante [89] :

$$L_{Ox} = L_{\infty}(1 - e^{-g_0 t/L_{\infty}}) \quad (2.1)$$

où $L_{\infty} = 57,35 \mu\text{m}$ est la longueur d'oxydation maximale et $g_0 = 0,44 \mu\text{m}/\text{mn}$ est la vitesse d'oxydation initiale. Elle coupe l'axe des abscisses du côté des valeurs positives, car il y existe un certain délai avant le début de l'oxydation.

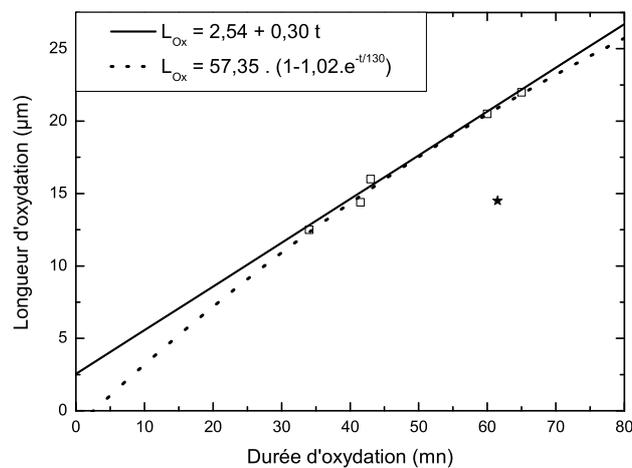


Figure 2.19. Vitesse d'oxydation obtenue pour une couche de 25 nm d' $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$. Les carrés représentent les points de mesure. La pente de la droite donne la vitesse de gravure. L'étoile est une mesure sur une couche supposée "identique".

Le point isolé (étoile) mesuré sur un autre échantillon illustre toute la difficulté d'étalonner l'oxydation de couches aussi fines. En effet, il correspond théoriquement à la même épaisseur (25 nm) puisqu'il a subi la même épitaxie mais provient d'un autre substrat. Une faible différence d'épaisseur engendre $6 \mu\text{m}$ d'erreur sur la longueur d'oxydation, ce qui est rédhibitoire pour les composants. L'étalonnage doit donc être effectué impérativement sur une partie du même échantillon. Pour un complément sur les longueurs d'oxydation en fonction de l'épaisseur, on se reportera à la référence [91] par exemple.

j Température

Nous n'avons pas modifié la température standard car la vitesse d'oxydation convient à nos composants : $0,3 \mu\text{m}/\text{mn}$ et nous offre un bon contrôle de la longueur d'oxydation. Une température plus élevée conduit à dégrader les surfaces [92] tandis qu'une température plus basse diminue la vitesse.

k Conclusions

i) Paramètres importants

À la suite de cette étude, nous constatons que les paramètres les plus importants pour obtenir un front d'oxydation uniforme sur une barrette de VCSELs de manière reproductible sont :

- le type de désoxydation avant l'oxydation
- le moment où l'oxydation est déclenchée
- l'orientation de la barrette par rapport au flux de vapeur d'eau

Par conséquent, la nature de la résine utilisée est de moindre importance dans la mesure où la désoxydation permet de nettoyer les flancs des mesas. Bien entendu, dans le cas où le délaquage après gravure se révèle difficile, toute oxydation postérieure de l'échantillon donnera un mauvais résultat. Les résines intervenant dans le process ne doivent pas endommager l'échantillon quelle que soit l'étape envisagée.

ii) Procédé optimisé

Deux idées importantes sont à retenir dans le cas de notre dispositif expérimental :

- la désoxydation à base d'ammoniaque dilué nettoie les flancs sans les détériorer
- l'oxydation doit démarrer le plus tôt possible après l'enfournement

Voici donc la procédure appliquée aux composants suite à cette étude. Elle est désormais utilisée au laboratoire pour les VCSELs AlOx mais a également servi de point de départ pour la fabrication de diodes laser ruban AlOx . L'échantillon est d'abord **désoxydé** par la solution diluée d'ammoniaque (1 pour 10) pendant 2 mn. Puis, il est directement introduit dans le four et l'oxydation est **déclenchée** immédiatement après. En choisissant une durée d'ouverture du four constante, la baisse ainsi que la remontée en température sont reproductibles. L'uniformité obtenue sur des couches épaisses avec ce procédé est de $0,2 \mu\text{m}$ tandis qu'elle est de $0,5 \mu\text{m}$ pour une épaisseur de 25 nm. La dispersion sur la taille des composants est donc bien inférieure à celle que nous avons par le passé ($> 1 \mu\text{m}$). Quelques essais en changeant la température du four pourraient encore améliorer ces valeurs car la variation potentielle du diamètre du diaphragme est encore de $1 \mu\text{m}$.

iii) Perspectives

Nous venons donc de montrer que le résultat de l'oxydation thermique humide sélective dépend de la propreté des flancs des mesas. L'uniformité reste encore à améliorer mais la reproductibilité est assurée par la mise en place de calibrations préalables. Cependant, cette méthode basée sur une procédure d'essais-erreurs devient rapidement lourde quand elle est utilisée au quotidien. Pour

la remplacer, nous envisageons de mettre en place un procédé de contrôle in-situ de l'oxydation par voie optique, c'est-à-dire observer en temps réel par microscopie l'oxyde enterré dans des conditions adaptées.

2 Isolation-Passivation

Nous avons vu que l'utilisation du BCB pour isoler les composants provoquait des problèmes lors de la soudure, puisque le plot métallique s'arrache quand l'outil de soudure tire le fil. Notre choix s'est donc porté sur les dépôts par PECVD nouvellement disponibles au laboratoire. Deux matériaux peuvent être déposés, le nitrure de silicium et l'oxyde de silicium, à deux températures, 200 et 300 °C. Les procédés de dépôt incluent un plasma basse fréquence (BF) à 380 kHz, haute fréquence (HF) à 13,56 MHz ou mixte. Après le dépôt et un masquage par photolithographie, la gravure de la couche est réalisée par RIE dans un plasma CF₄. Les motifs ainsi obtenus sont fidèles au masque.

a Etude de la contrainte induite

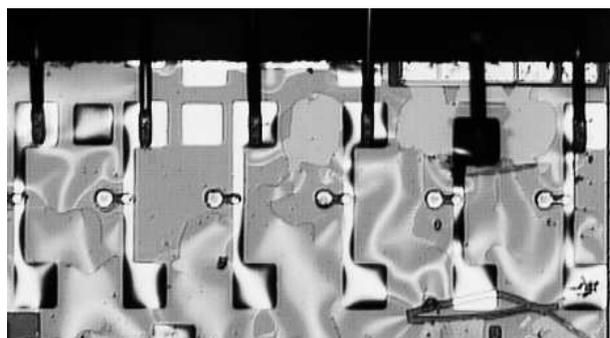
Cette étude a été réalisée par C. Amat, doctorant dans notre groupe. Les contraintes induites par les dépôts ont été mesurées sur un substrat de GaAs de 3 pouces et comparées à celles induites sur un substrat de silicium. Les résultats décrits dans le tableau 2.1 sont les moyennes obtenues sur les deux axes de la plaquette. Les indices de réfraction mesurés par ellipsométrie sont donnés à titre indicatif.

| Passivant | SiO ₂ | SiO ₂ | Si ₃ N ₄ | Si ₃ N ₄ |
|---------------------------|------------------|------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| Température de dépôt (°C) | 200 °C | 300 °C | 200 °C | 300 °C |
| Contrainte sur GaAs (MPa) | - 169 | - 184 | - 609 | - 740 |
| Indice | 1,34 | 1,54 | 2,02 | 2,02 |
| Contrainte sur Si (MPa) | -108 | | -464 | |

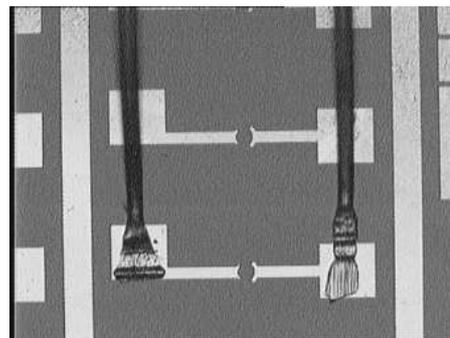
Tableau 2.1. Résultats des mesures sur les dépôts diélectriques par PECVD sur substrat de GaAs et Si.

La lecture des résultats montre que ce sont des contraintes en tension. Pour ne pas avoir de problèmes d'adhérence des matériaux aux interfaces, la contrainte doit être la plus faible possible. En effet, cette contrainte se relaxe lors des remontées en température. Ainsi, nous avons expérimenté un recuit à 250 °C sur un dépôt de nitrure de silicium avant la découpe et le montage. Comme on le constate sur la photo 2.20(a), bien que le métal adhère parfaitement à l'isolant, celui-ci s'est légèrement décollé du substrat lors du refroidissement. La soudure des pistes devient alors très délicate. Par contre, l'adhérence de l'oxyde de silicium sur le substrat et celle du métal sur l'isolant sans effectuer de recuit répond à nos exigences de soudure (figure 2.20(b)).

Après comparaison des contraintes, le dépôt d'oxyde de silicium est le plus adapté à notre process. Bien que les caractéristiques du dépôt à 200 °C soient meilleures, nous préférons le procédé à 300 °C. En effet, le diaphragme d'oxyde supporte cette température sans se craqueler. De plus,



(a) La couche a subi un recuit à 250 °C qui a libéré les contraintes. La barrette a tout de même été soudée : on aperçoit les microfils qui partent des plots de contacts (traits verticaux en haut). Les auréoles sont les interférences créées par le coin d'air sous le nitrure.



(b) Le métal final adhère correctement à l'oxyde de silicium

Figure 2.20. Comparaison de deux échantillons en phase de soudure : après recuit à gauche, sans recuit à droite.

un dépôt à 200 °C nous interdirait toute remontée en température au-dessus de 200 °C après cette étape, ce qui pourrait se révéler gênant dans le futur.

b Conclusion

Nous avons donc décidé d'intégrer ce dépôt d'oxyde de silicium par PECVD à 300 °C dans le process et de ne plus utiliser le BCB. Les essais de soudure que nous avons menés sur un échantillon de test montrent que le procédé est conforme à nos attentes. Cependant, en utilisant un isolant solide, l'étape de métallisation finale devient plus délicate : en supprimant le BCB, nous perdons le nivellement des différentes hauteurs par le polymère. En effet, les dépôts par plasma sont très isotropes, la même épaisseur est déposée sur les flancs comme au fond de l'échantillon. Par conséquent, la continuité du métal déposé sur des dénivelés importants risque d'être rompue.

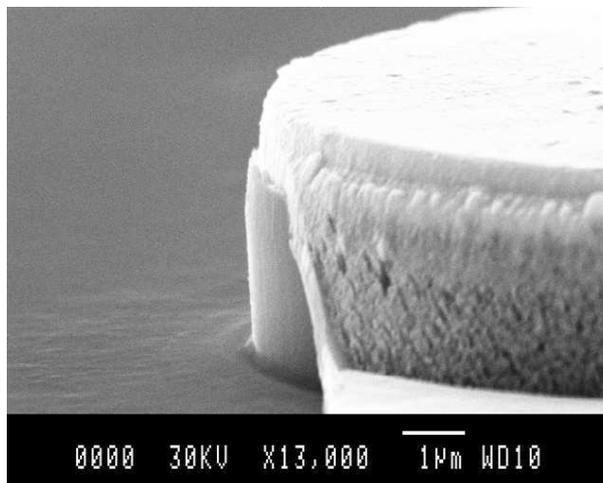
Enfin, pour la fabrication des composants de l'étude du chapitre 3, nous avons utilisé le nitrure de silicium afin de nous réserver la possibilité d'utiliser l'acide fluorhydrique en fin de process.

3 Images des composants

Les images de la figure 2.21 ont été réalisées au microscope optique et au MEB (Microscope Électronique à Balayage). La vue large présente une barrette de 20 composants tandis que l'image MEB propose une vue rapprochée. La métallisation finale annonce une rupture probable du contact entre le haut du plot et le pad de soudure. Un autre procédé de dépôt de ce métal doit donc être mis en œuvre : un bâti de métallisation planétaire fait tourner l'échantillon pendant l'évaporation, produisant un dépôt isotrope. Dans ce cas, les flancs verticaux sont mieux couverts de métal.



(a) Photographie d'une barrette entière



(b) Détail MEB du contact déporté : le métal couvre avec peine le flanc vertical. Ce problème a été résolu en utilisant un bâti de dépôt planétaire

Figure 2.21. Observation des composants.

IV Caractérisations des VCSELs réalisés

Dans un premier paragraphe, nous présentons le banc utilisé pour la caractérisation des VCSELs. Ensuite, nous décrivons les caractéristiques optiques et électriques de nos composants sous injection continue puis en régime impulsionnel. Enfin, la mesure de la divergence est détaillée ainsi que les méthodes envisagées pour la réduire par la suite.

1 Description du banc de tests

Étant donné que les VCSELs sont testés en majorité sous pointes avant les étapes de découpe et de montage, la géométrie verticale du banc nous est imposée par l'émission verticale des composants. L'acquisition de l'émission surfacique est en effet bien plus aisée quand la pointe est posée à plat et que les détecteurs ou autres optiques viennent prendre place simplement au-dessus du VCSEL. La photographie du banc est reproduite sur la figure 2.22.

La plaquette à caractériser est d'abord collée sur un support conducteur à l'aide de laque d'argent. La face arrière des VCSELs (cathode) est alors reliée à la masse d'une alimentation. Une micropointe (reliée à l'anode) vient prendre le contact sur les plots de contact de la face avant. Son positionnement exact est assuré par une table xyz micrométrique. Les objectifs employés sont spécialement traités pour garantir une transmission de 80 % dans l'infrarouge.

Cette opération s'effectue sous contrôle vidéo : on utilise conjointement une lampe halogène et

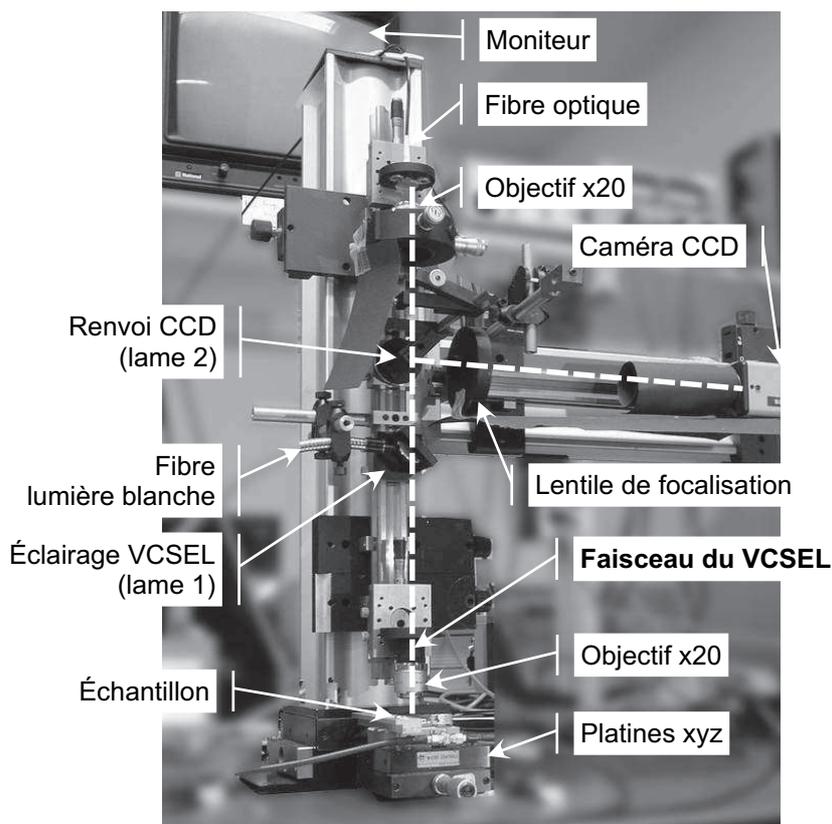


Figure 2.22. Banc modulable de caractérisation VCSEL.

une caméra CCD sensible au visible et au proche infrarouge pour observer la surface de l'échantillon. Les images sont visionnées sur un moniteur ou envoyées à l'ordinateur pour traitement via une carte d'acquisition vidéo.

Nous nous sommes aussi réservé la possibilité d'insérer une deuxième micropointe sur la droite de l'échantillon pour étudier la détection ou plus simplement pour alimenter deux cavités empilées (chapitre 3).

2 Caractéristiques courant-tension : $V(I)$

Les caractéristiques électriques d'un composant de $6 \mu\text{m}$ de diaphragme d'oxyde sont tracées sur la figure 2.23. Le résultat met en évidence la différence de conduction dans les miroirs supérieurs des deux types de structures épitaxiales étudiées. En effet, l'écart entre les deux courbes provient essentiellement de la différence des résistances séries de ce miroir. Les multiples hétérojonctions présentent dans la première structure (L) s'additionnent et forment une barrière très élevée pour les trous. Toutefois, à mesure que le niveau d'injection s'élève, la bande de valence s'aplanit et laisse passer les porteurs. Cette résistance verticale est donc non-linéaire. Cet effet est clairement visible sur la $V(I)$ car la pente de la courbe diminue quand le courant augmente.

Dans la structure A, la résistance du miroir est largement diminuée par l'utilisation d'interfaces graduelles linéaires et un profil de dopage carbone ajusté. La tension mesurée aux bornes du

composant reflète principalement celle qui s'applique à la jonction p i n, il n'y a pas de contribution importante du miroir supérieur. Cette caractéristique est sensiblement la même pour tous les composants testés.

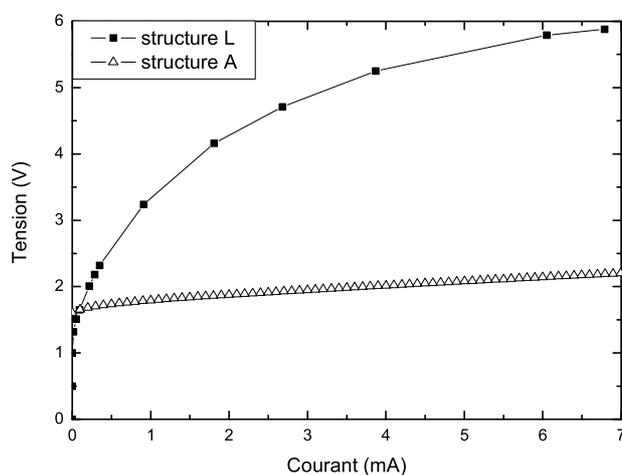


Figure 2.23. Comparaison des tensions mesurées aux bornes de VCSELs de même diamètre ($6\ \mu\text{m}$). Les carrés pleins représentent la structure dopée béryllium comportant des delta dopages aux interfaces et des interfaces digitales de $10\ \text{nm}$ obtenues avec des super-réseaux, les triangles évidés celle incluant un dopage carbone et des interfaces linéaires de $20\ \text{nm}$.

3 Caractéristiques courant-puissance : P(I)

La puissance optique émise par les VCSELs est mesurée grâce à un photodétecteur en silicium dont on connaît la sensibilité spectrale. Dans la configuration standard, le faisceau émis est collecté et collimaté par un premier objectif $\times 20$ puis focalisé par un deuxième objectif $\times 20$ sur la surface sensible du photodétecteur. Ce découplage entre la zone de l'émission et du lieu de la mesure de la puissance est pratique car il donne la possibilité d'observer l'échantillon au cours de la mesure, de prendre des photos et de gagner du temps sur les réglages. Toutefois, pour mesurer la puissance de faisceaux laser dont la divergence serait supérieure à l'ouverture numérique de l'objectif, nous plaçons une simple photodiode au-dessus du VCSEL à qualifier. D'autre part, un module Peltier intégré au support conducteur a été récemment mis en place par O. Ugo [93]. Les études en température des caractéristiques optiques et électriques sont donc désormais disponibles.

a Mesures en continu

Nous utilisons une alimentation en courant adaptée aux VCSELs dont les incréments de $10\ \mu\text{A}$ permettent de détecter le seuil avec précision. Les acquisitions de la tension et de la puissance sont réalisées via un logiciel sur PC et une liaison GPIB.

Les barrettes caractérisées ici ont été réalisées avec le process décrit au paragraphe II.3 sur des couches MOCVD. Le diamètre d'émission moyen sur 20 VCSELs est de $3,5\ \mu\text{m}$ pour la série 34 et de $5,5\ \mu\text{m}$ pour la série 36. Toutefois, l'uniformité de l'ouverture sur la plaquette est difficile

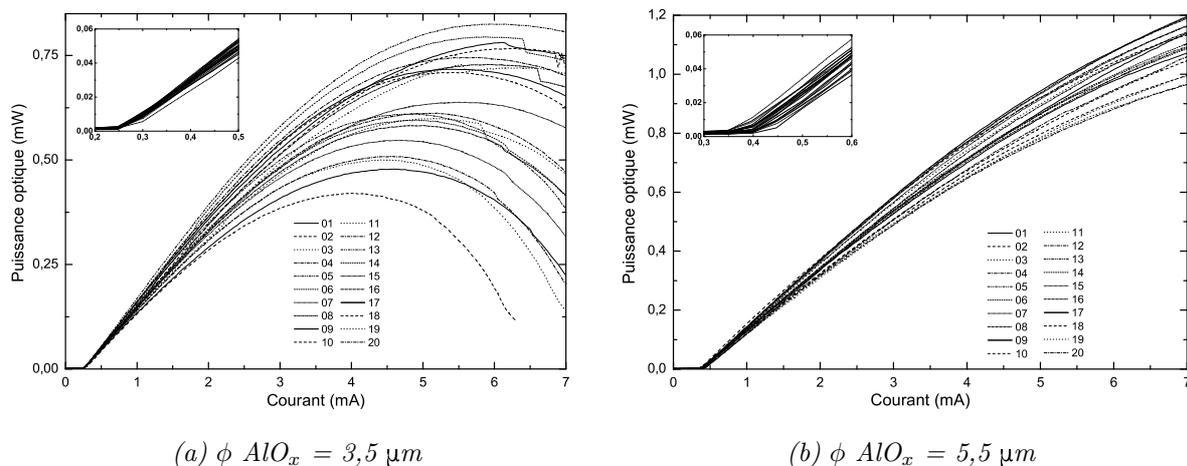


Figure 2.24. $P(I)$ typiques obtenues pour deux tailles de composants (projet Optonanogen). Le graphe inséré est un zoom sur le courant de seuil.

à mesurer. Étant donné que la couche d'oxyde enterrée est très fine, les contours photographiés sont flous en régime d'électroluminescence. Les caractéristiques typiques en puissance obtenues pour le projet Optonanogen sont représentées sur la figure 2.24.

Pour les deux tailles considérées, les courants de seuil de tous les composants d'une même barrette sont identiques, ce qui signifie que les VCSELs sont uniformes. La réduction du diaphragme d'oxyde de 5,5 à 3,5 μm diminue le courant de seuil de 0,4 à 0,27 mA. Par contre, dans ce dernier cas, l'augmentation de la dispersion observée sur le rendement quantique (de 10,4 à 15,2 % pour $I = 1,5 \text{ mA}$) reflète les différences de pertes optiques quand le diaphragme d'oxyde est réduit. Celles-ci sont dépendantes de l'échauffement du composant et de la diffraction du faisceau sur l'ouverture. Ceci se traduit aussi par une puissance émise plus faible : 750 μW au maximum.

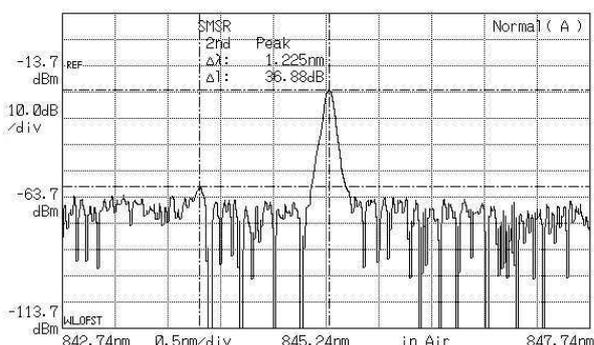


Figure 2.25. Analyse spectrale des VCSELs de 3,5 μm ($I = 1,5 \text{ mA}$).

D'autre part, nous avons analysé les spectres de ces composants. Pour un diamètre de 3,5 μm , le caractère monomode de l'émission est observé sur une large gamme de courant (figure 2.25), ce qui n'est pas le cas pour les VCSELs de 5,5 μm . Comme le met en évidence la figure 2.26, ceux-ci sont bimodes dès l'apparition de l'effet laser. Les barrettes de VCSELs de 3,5 μm de diamètre

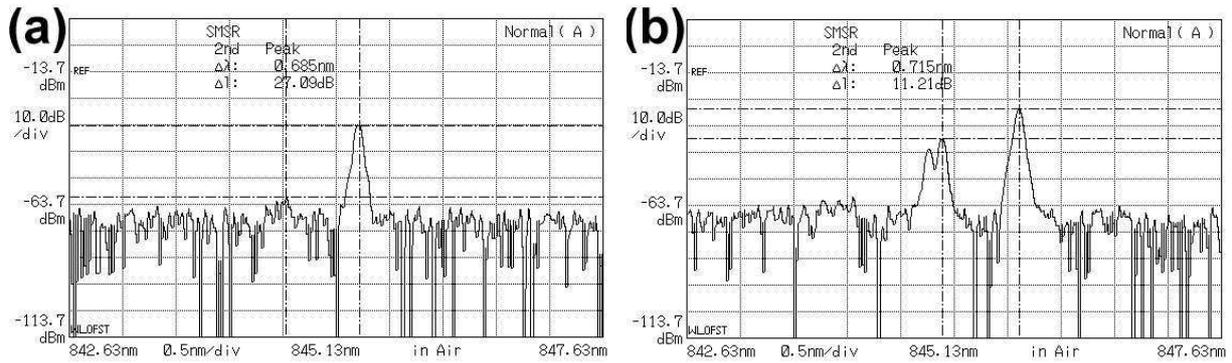


Figure 2.26. Analyse spectrale des VCSELs de $5,5 \mu\text{m}$, (a) $I = 0,5$; (b) $I = 1,5 \text{ mA}$.

d'émission sont monomodes et répondent donc aux critères qui avaient été fixés par le projet Optonanogen.

b Mesures en régime impulsionnel

La caractérisation en régime impulsionnel donne accès à la puissance émise par le composant sans échauffement de la zone pompée. Les impulsions de courant doivent être de faible durée par rapport à leur période de répétition. On utilise typiquement des valeurs de 500 ns et de 1 ms respectivement. Pour ces valeurs-là, la zone active n'a pas le temps de s'échauffer et le signal émis n'est pas dégradé par effet thermique. Malheureusement, les stations de mesures électriques existantes au laboratoire et communes à plusieurs équipes ne permettent pas encore de générer des impulsions inférieures à la μs .

Pour caractériser les VCSELs en régime impulsionnel, nous avons adapté notre montage à ce type de mesures. L'alimentation utilisée pour les caractérisations en continu est remplacée par une source de tension dont les signaux sont mis en forme par un GBF (Générateur de Basses Fréquences). La photodiode usuellement utilisée est également trop lente (temps de réponse de l'ordre de 10 μs). Elle est remplacée par une photodiode en silicium plus petite donc plus rapide. Pour améliorer la forme des signaux, il est nécessaire de travailler avec des câbles blindés de type coaxial et systématiquement veiller à l'adaptation d'impédance en bout de ligne. Les mesures sont récupérées sur un oscilloscope dont la sortie est connectée à un PC.

c Variation de la largeur d'impulsion

Les deux paramètres déterminants pour une mesure en régime impulsionnel sont la durée de l'impulsion et la fréquence de répétition. La durée de l'impulsion est à comparer au temps mis par le composant pour s'échauffer localement tandis que la fréquence de répétition va influencer la puissance moyenne dissipée sur un cycle. Des mesures ont été réalisées sur un composant d'environ 6 μm de diamètre de diaphragme d'oxyde. Le résultat montre l'évolution de la $P(I)$ en fonction de la durée de l'impulsion sur une large gamme de courant. La même caractéristique réalisée en continu est superposée aux courbes de la figure 2.27.

L'échauffement de la zone active sous l'injection croissante de porteurs est clairement visible

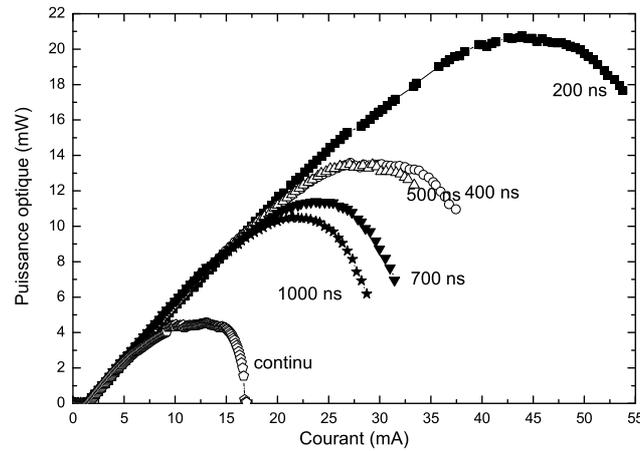
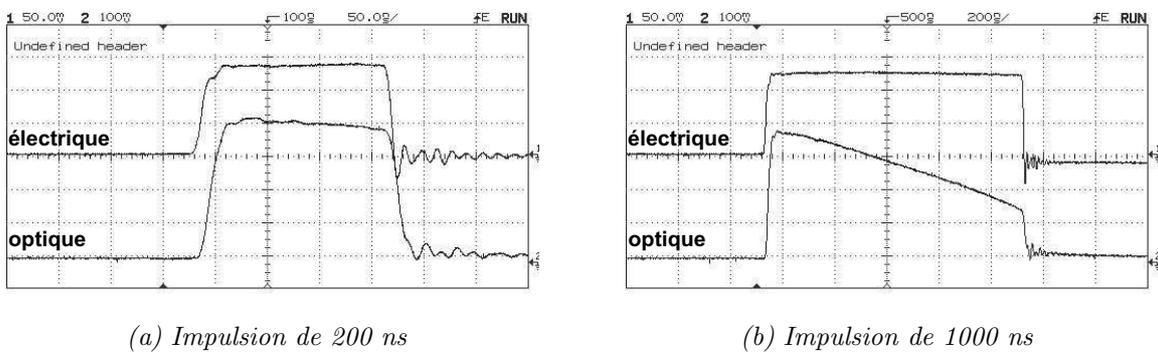


Figure 2.27. Influence de la largeur de l'impulsion sur la puissance émise.

sur la courbe du continu. Le régime impulsionnel retarde l'effet de la température mais même pour une impulsion de 200 ns, on voit encore apparaître la forme en cloche. Par contre, le seuil et le rendement quantique sont les mêmes en continu et en pulsé, il n'y a donc pas d'effet de lentille thermique sur ce composant.

L'échauffement de la zone des puits est mis en évidence lors de l'observation des chronogrammes acquis sur l'oscilloscope (figure 2.28).



(a) Impulsion de 200 ns

(b) Impulsion de 1000 ns

Figure 2.28. Allure de l'impulsion optique recueillie quand la durée de l'impulsion électrique est allongée. La fréquence de répétition est de 10 kHz.

Le signal sur la voie 1 (en haut) est l'impulsion électrique mesurée aux bornes du VCSEL. Le signal sur la voie 2 est la puissance recueillie par la photodiode. On voit nettement la dégradation de la puissance émise liée à la température le temps de l'impulsion entre les deux graphes. Pour des durées d'impulsions courtes (figure 2.28(a)), l'émission ne subit aucune dégradation car le temps d'établissement du régime thermique est plus long que l'impulsion. En augmentant cette valeur, on observe que la puissance recueillie par la photodiode n'est pas constante sur toute la durée de l'impulsion (figure 2.28(b)). La puissance émise décroît au fur et à mesure que les puits s'échauffent. L'échauffement du VCSEL est donc un phénomène très rapide dépendant de la densité de courant injectée.

d Mesures en température

Nous avons observé l'évolution du courant de seuil en fonction de la température appliquée au VCSEL. Les mesures ont été menées sur un composant de diaphragme d'oxyde de 2 μm environ, en régime continu et en régime impulsionnel. Les résultats sont représentés sur la figure 2.29.

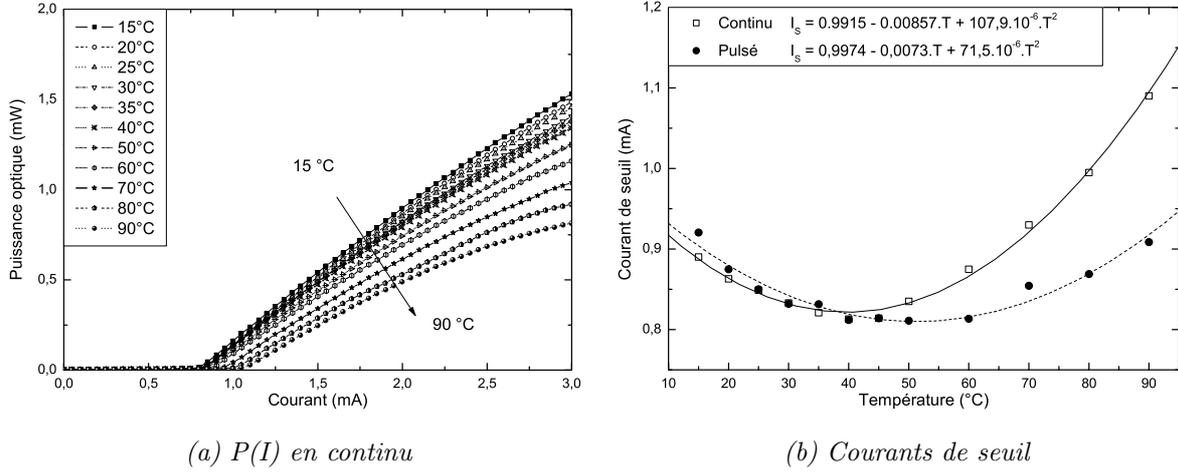


Figure 2.29. Effets de la température sur le seuil et la puissance émise.

Les points de mesures sont décrits par un polynôme d'ordre 2 dont la variation empirique avec la température est exprimée sur le graphe. Les minima obtenus avec les deux régimes ne sont pas à la même température. Pour le continu, le minimum est à 39,7 °C tandis que pour le pulsé, le minimum est trouvé à 51 °C. La différence de 11 °C semble représenter la température interne de l'échauffement de la zone active par l'injection des porteurs au niveau du seuil. En effet, pour le régime impulsionnel, on suppose que la cavité du VCSEL est à la température du support Peltier, l'échauffement n'étant pas observable avec les impulsions inférieures à 300 ns que nous utilisons. On peut calculer approximativement l'échauffement théorique à partir de l'impédance thermique Z_T de la structure sachant que [94] :

$$\Delta T = P_{Dissipée} \cdot Z_T \quad (2.2)$$

et que :

$$P_{Dissipée} = I_{Seuil} \cdot V_{Seuil} \quad (2.3)$$

Pour un VCSEL cylindrique de surface active S , Z_T est donnée de façon approchée par :

$$Z_T = \frac{1}{2\xi S} \quad (2.4)$$

En prenant $S = 2 \cdot 10^{-4} \cdot \pi \text{ cm}^2$ et $\xi = 0,4 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $P_{Dissipée} = 1,5 \text{ mW}$ alors $Z_T = 4200 \text{ K/W}$ et $\Delta T = 6,25 \text{ K}$. Ce résultat est comparable à la valeur mesurée (11 °C), la différence de minimum entre les deux courbes serait donc expliquée par l'échauffement interne.

L'évolution thermique du courant de seuil dans un VCSEL n'est pas monotone comme pour un laser ruban (caractéristique T_0) car le seuil laser dépend de la position spectrale de la résonance de la cavité sur la courbe de gain des puits. La résonance Fabry-Pérot varie avec la

température comme l'indice du matériau composant la cavité. Une valeur typique pour AlGaAs est de 0,06 nm/K. La dilatation intervient dans une moindre mesure. La courbe de gain se décale dans le même sens avec la température mais plus vite (0,25 nm/K), elle est directement reliée à la variation de la bande interdite en fonction de la température. De plus, la forme et l'intensité du spectre de gain sont aussi modifiées par les effets thermiques. Il s'ensuit que le seuil laser du VCSEL varie avec la température de façon non-linéaire, qui peut être approchée dans une étroite gamme de température par une parabole.

Dans le cas d'une émission à 850 nm, le décalage "à froid" entre le maximum du gain et la résonance Fabry-Pérot est de quelques nm. Cependant, pour des matériaux comme l'InP [95], le décalage est de -30 nm à cause des mauvaises propriétés thermiques des matériaux. Ce phénomène est illustré sur la figure 2.30.

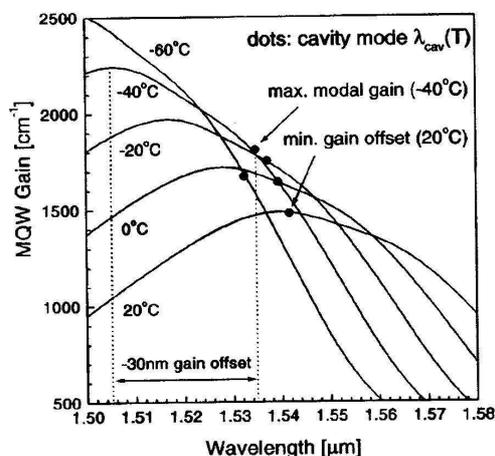


Figure 2.30. Courant de seuil et décalage en longueur d'onde en fonction de la température. Extrait de la référence [95].

4 Divergence des composants

a Méthodes de mesure

Nous avons utilisé deux méthodes pour mesurer la divergence de nos composants : l'imagerie du champ lointain et l'acquisition de la puissance sur un détecteur mobile.

i) Imagerie du champ lointain

L'imagerie du champ lointain [96] consiste à acquérir l'image de la figure de diffraction de la zone de Fraunhofer sur la caméra en éloignant l'objectif du VCSEL. Pour repérer la distance à partir de laquelle le faisceau se situe dans la région de diffraction, on observe l'évolution de l'intensité recueillie par la caméra à mesure que le plan d'observation s'éloigne de l'échantillon. La zone de diffraction est atteinte quand la répartition de l'intensité dans le plan n'est plus modifiée que par homothétie, d'une position à l'autre de l'objectif. La détermination de l'angle est réalisée en mesurant la distance parcourue par l'objectif et la largeur à mi-hauteur de l'intensité

sur la photo. Cependant, cette méthode est limitée par l'angle d'émission du VCSEL. En effet, l'ouverture numérique de l'objectif est de 0,3 ce qui correspond à un cône d'acceptance de 35° . Les divergences supérieures à cette valeur ne peuvent pas être mesurées.

ii) Détecteur mobile

Le détecteur mobile est une photodiode silicium de faible surface (typiquement $0,25 \text{ mm}^2$) positionnée dans un plan parallèle à l'échantillon, quelques centimètres au-dessus de lui. Elle est déplacée parallèlement au composant, de façon à relever la puissance le long d'un axe du composant. Cette mesure est effectuée pour deux hauteurs différentes. L'angle de divergence est obtenu par comparaison de ces deux niveaux afin de s'affranchir de la mesure précise de la hauteur absolue. Une correction en $\cos^4\theta$ est ensuite effectuée pour se ramener dans le cas du détecteur tournant.

b Résultats obtenus sur les barrettes Optonanogen

Le profil de l'intensité lumineuse mesuré avec un détecteur mobile est tracé sur la figure 2.31 pour les deux diamètres représentatifs des composants étudiés ($3,5$ et $5,5 \mu\text{m}$). Elle vaut respectivement 13° et 22° si on considère l'angle total à mi-hauteur. La divergence mesurée sur ces nouveaux composants est légèrement plus élevée que celle que nous avons obtenue sur la structure L (11°) par le passé. En effet, celle-ci comportait une couche d'oxyde plus épaisse plus favorable du point de vue de la divergence.

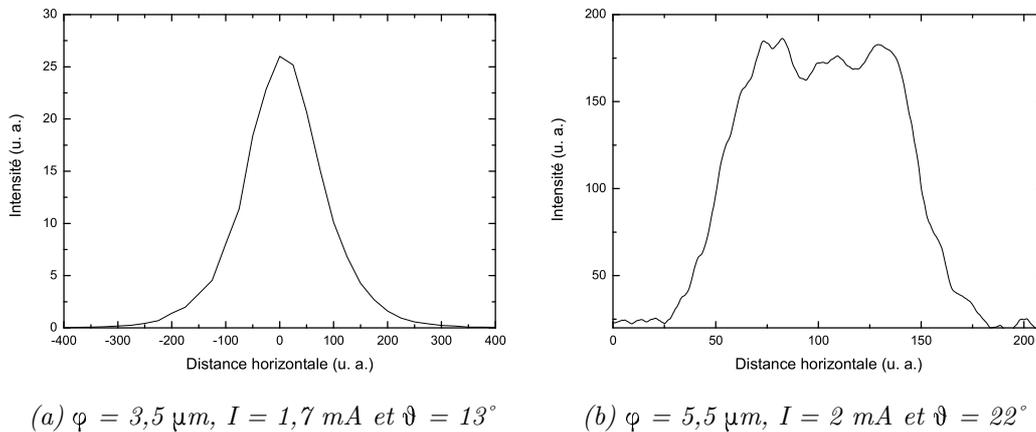


Figure 2.31. Profils de divergence.

c Réduction de la divergence

Pour utiliser des VCSELs dans le microsystème visé, il est nécessaire de corriger la divergence des faisceaux des VCSELs. En effet, dans le système de détection de l'hybridation de l'ADN, le faisceau ne doit éclairer qu'une seule poutre tout en produisant une tache de lumière maximale de $800 \mu\text{m}$ sur le photodétecteur. Ces critères se traduisent par une taille de waist de $20 \mu\text{m}$ au

maximum et une divergence inférieure à 0,01 rad. Des simulations de propagation de faisceau ont été réalisées pour les deux principales techniques de corrections de divergence envisagées : l'hybridation de microlentilles et le dépôt d'éléments micrométriques à la surface des composants.

i) Hybridation

L'hybridation d'une matrice de microlentilles intervient après le câblage des VCSELs. Il existe plusieurs types de microlentilles disponibles sur le marché, certaines sont directement usinées dans un matériau plastique, d'autres sont en polymère déposé sur un substrat de verre. Pour déterminer la courbure nécessaire et la distance aux VCSELs, la propagation du faisceau à travers les lentilles est optimisée de façon à respecter les critères précédemment cités. Suite aux calculs réalisés par C. Vergnenègre, des matrices de 20 microlentilles ont été acquises auprès de la société Epigem. Avec celles-ci, la section finale du faisceau prévue sur le détecteur est de 704 μm (resp. 671 μm) pour un diamètre de diaphragme d'oxyde de 3,5 μm (resp. 5,5 μm). Enfin, la divergence devrait être réduite à environ 0,1 $^\circ$.

Le positionnement de ces lentilles au-dessus des VCSELs est extrêmement délicat. La matrice doit être parallèle aux composants et centrée sur tous les diaphragmes d'oxyde. La tolérance au désalignement de ce système est de quelques μm en x, y mais de seulement 1 μm en hauteur. La solution que nous étudions actuellement est le report de tous les éléments à l'aide d'un équipement de type flip-chip. Nous évaluons les moyens de garantir la distance verticale entre les lentilles et les VCSELs.

ii) Micro-optique intégrée

Une autre voie consiste à intégrer des microlentilles directement sur la surface des VCSELs en les élaborant en fin de process avant la découpe. Un matériau de type polymère est déposé à la tournette sur les VCSELs puis est façonné à l'aide des techniques de microélectronique classiques pour obtenir une lentille de dimension choisie. Nous avons calculé la divergence de ce système optique et optimisé la taille du faisceau après propagation à l'aide du logiciel Synopsys (freeware). Pour des valeurs visées de 0,012 rad et de 22 μm (waist), la hauteur requise de piédestal du plot au-dessus du VCSEL est comprise entre 100 et 300 μm selon la géométrie de la lentille choisie tandis que le rayon de courbure est de l'ordre de 100 μm . Une étude sur la faisabilité de lentilles intégrées en résine épaisse sur les VCSELs va prochainement débiter.

V Conclusion sur la fabrication et la caractérisation

Ce chapitre a porté sur la **fabrication** et la **caractérisation** de **VCSELs monomodes à diaphragme d'oxyde enterré**. Ceux-ci sont destinés à être intégrés dans un système de détection optique de l'hybridation de brins d'ADN entraînant la déviation de micropoutres sondes. Le microsystème biologique devrait permettre à terme de dépister le cancer du sein.

Dans la première partie, nous avons répertorié les méthodes actuellement possibles pour contraindre un VCSEL à émettre sur son mode fondamental. Parmi celles-ci, nous avons étu-

dié la formation du diaphragme d'oxyde et le filtrage des modes par l'électrode supérieure.

Ensuite, nous avons présenté la fabrication des VCSELs au LAAS, en partant de la structure épitaxiale jusqu'au montage final. Ainsi, nous avons modifié la structure verticale du VCSEL pour améliorer les performances du composant et simplifier le process. Par exemple, le blocage d'oxyde intrinsèque, réalisé lors de l'épitaxie soulage le procédé technologique d'une étape supplémentaire. L'utilisation conjointe du dopage carbone et des gradualités adaptées aux interfaces promettent de minimiser la résistance série du miroir supérieur.

Pour réaliser des barrettes de 20 VCSELs monomodes destinées à être intégrées dans un microsystème biologique, nous avons conçu et réalisé un nouveau jeu de masques intégrant les modifications de la structure épitaxiale. Les étapes du process ont été améliorées et fiabilisées. Un soin particulier a porté sur le contrôle de l'oxydation thermique humide sélective de la couche d'AlAs. Nous avons étudié de façon systématique les paramètres influençant l'oxydation pour mettre au point une procédure reproductible. Celle-ci comprend une désoxydation à base d'ammoniaque dilué pour nettoyer les flancs des mesas sans les détériorer. Ensuite, en choisissant de réduire au minimum le délai entre l'enfournement de l'échantillon et le déclenchement de la réaction d'oxydation, nous obtenons une longueur d'oxydation uniforme sur 20 composants. Ainsi, la dispersion des valeurs mesurées est de 0,2 μm pour une épaisseur de 50 nm et de 0,5 μm pour 25 nm. Enfin, nous avons remplacé le BCB intervenant lors de l'étape d'isolation, par un dépôt PECVD d'oxyde de silicium à basse température. Ce changement permet notamment d'améliorer la définition des ouvertures dans l'isolant. De plus, l'adhérence du métal final sur l'isolant est renforcée.

Nous avons fabriqué plusieurs barrettes de 20 VCSELs émettant sur le mode fondamental quasiment identiques pour le projet Optonagen. Le courant de seuil mesuré est inférieur au mA réduisant la densité de courant de seuil à 700 A/cm². Cette performance est obtenue d'une part grâce à la faible résistance série du miroir supérieur des composants et d'autre part, par la stabilisation du procédé de fabrication. Le banc vertical sur lequel sont réalisées les caractérisations électriques et optiques des VCSELs a été doté de nouvelles possibilités. L'étude de l'évolution du courant de seuil en fonction de la température appliquée à l'échantillon montre que la température de la zone active s'élève de 11 °C au seuil laser par rapport à des mesures en régime impulsionnel. Par ailleurs, la divergence de ces nouveaux composants est supérieure à celle des précédents VCSELs (13° FWHM au lieu de 11°). Nous envisageons dans un premier temps d'assembler une matrice de microlentilles pour diminuer cette valeur. Dans un second temps, une étude plus poussée de l'intégration d'éléments optiques de taille micrométrique sur la surface émettrice des VCSELs devrait mener à la réalisation d'optiques parfaitement adaptées à l'application visée.

Chapitre 3

Détection en cavité verticale

Ce chapitre est consacré à l'étude de la détection en cavité verticale. Comme nous l'avons exposé dans l'introduction, le principe est de mettre à profit la structure électrique de la diode $p-i-n$ pour collecter le photocourant créé dans le matériau absorbant au centre de la structure résonante d'une microcavité. L'étude de la photodétection est découpée en trois grands pans, correspondants aux trois structures verticales que nous avons élaborées. Nos premiers essais ont été menés sur des **photodétecteurs à cavité massive** afin de valider le concept de détection résonante et de confronter les résultats des calculs avec les mesures. Ensuite, nous caractérisons le comportement spectral des **VCSELs** en détection. Nous calculons le gain théorique possible en sensibilité de détection à partir de modifications du miroir supérieur. Enfin, la dernière partie concerne les **BiVCSELs**, de la conception aux caractérisations optiques, tant en émission qu'en détection.

I Photodétecteur à cavité verticale

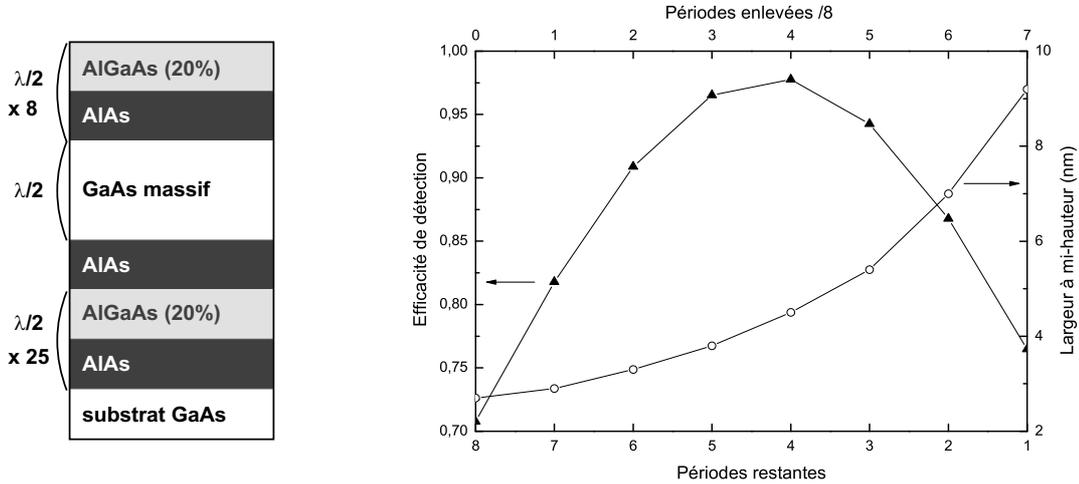
Les photodétecteurs présentés ici ont été développés dans le cadre de la réalisation d'une sonde granulométrique laser aéroportée en collaboration avec le CERT-ONERA dans un projet de Météo-France. Le but était de caractériser la distribution de tailles des particules de l'atmosphère. La conception du photodétecteur est détaillée dans la thèse de L. Averseng [87]. L'objectif de ces composants était d'obtenir une sensibilité de détection maximale à 808 nm avec une largeur spectrale de fonctionnement (largeur à mi-hauteur du spectre de photocourant) de l'ordre de 10 nm.

1 Optimisation de l'efficacité de détection

Nous avons évalué l'évolution de l'efficacité quantique de détection de ces structures verticales en fonction du nombre de périodes qu'elles comportent dans le miroir supérieur. Le principe du calcul est détaillé dans la section II.4, il est basé sur la modélisation de l'efficacité de détection η d'une cavité Fabry-Pérot [97]. L'efficacité de détection est gouvernée par la réflectivité des miroirs en jeu (avant et arrière), le déphasage à chaque réflexion sur le miroir, les dimensions de

la microcavité et l'absorption du matériau actif.

$$\eta = \frac{(1 - R_1)(1 - e^{-\alpha L_{FP}})(1 + R_2.e^{-\alpha L_{FP}})}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cdot \cos\left(\frac{4\pi n_{cavite} L_{FP}}{\lambda} + \varphi_1 + \varphi_2\right).e^{-\alpha L_{FP}} + R_1 R_2.e^{-2\alpha L_{FP}}} \quad (3.1)$$



(a) Structure du photodétecteur

(b) Valeurs théoriques de l'efficacité maximale et de la largeur à mi-hauteur en fonction du nombre de périodes dans le DBR supérieur

Figure 3.1. Schéma et résultats des calculs pour un photodétecteur comportant une microcavité en GaAs.

Les résultats de ces calculs sont représentés sur la figure 3.1(b). Pour comprendre l'évolution de cette courbe, nous appliquons le raisonnement qualitatif suivant. À mesure que le nombre de périodes se réduit, la réflectivité diminue elle aussi. Par conséquent, tout rayonnement provenant de l'extérieur a moins de chances d'être réfléchi et pénètre plus facilement dans la structure. La sensibilité augmente donc quand le nombre de périodes diminue. Par ailleurs, la détection est exacerbée par l'effet de cavité. Le photon incident effectue plusieurs passages avant d'être absorbé, ceci avec d'autant plus d'efficacité que les miroirs sont fortement réfléchissants. En gravant le miroir supérieur, cet effet s'estompe peu à peu. Il existe donc, pour une cavité donnée et en fonction du nombre de périodes enlevées, un **optimum** pour la détection.

Une cavité en GaAs d'épaisseur $\lambda/2$ associée à un miroir arrière de 25,5 périodes devrait donner l'efficacité de détection la plus élevée si le DBR supérieur comporte seulement 4 périodes. Cependant, les valeurs obtenues pour 4 et 5 périodes restent très proches, que ce soit pour la réflectivité ou pour l'efficacité de détection. De plus, ce calcul se révèle très sensible au modèle d'absorption choisi et aux erreurs d'élaboration. Pour ces deux raisons et en vue d'évaluer l'effet du nombre de périodes du DBR supérieur sur l'efficacité de détection, nous avons réalisé un échantillon comportant un nombre plus important de périodes (8) sur le miroir avant. Ainsi, nous avons quantifié expérimentalement l'évolution de la sensibilité de détection en gravant la surface des photodétecteurs [98]. Avant de présenter les résultats obtenus, les paragraphes suivants sont consacrés à la description de la conversion du banc vertical pour mesurer la photodétection puis du choix de la méthode pour graver le DBR supérieur.

2 Banc de mesure du spectre de détection localisée

La mesure du spectre de sensibilité consiste à recueillir aux bornes du composant le photocourant généré sous incidence d'une lumière monochromatique. Le schéma 3.2 ci-après donne une vue du montage. Pour cela, nous utilisons un laser titane : saphir accordable entre 750 et 920 nm, dont la largeur de raie est de 0,8 nm. Le faisceau laser est coupé par un hacheur optique puis focalisé sur l'entrée d'une fibre monomode par un objectif de microscope $\times 20$. En sortie de fibre, il traverse deux objectifs identiques qui le focalisent à la surface de l'échantillon. La taille minimale du spot sur le VCSEL est alors de $8 \mu\text{m}$. Le photocourant généré est transformé en tension par un convertisseur courant-tension puis recueilli par la détection synchrone. Ce signal est ensuite démodulé par comparaison avec le signal de référence et transmis à un ordinateur *via* une liaison RS 232. Enfin, les données sont normalisées avec la puissance du laser pour chaque longueur d'onde.

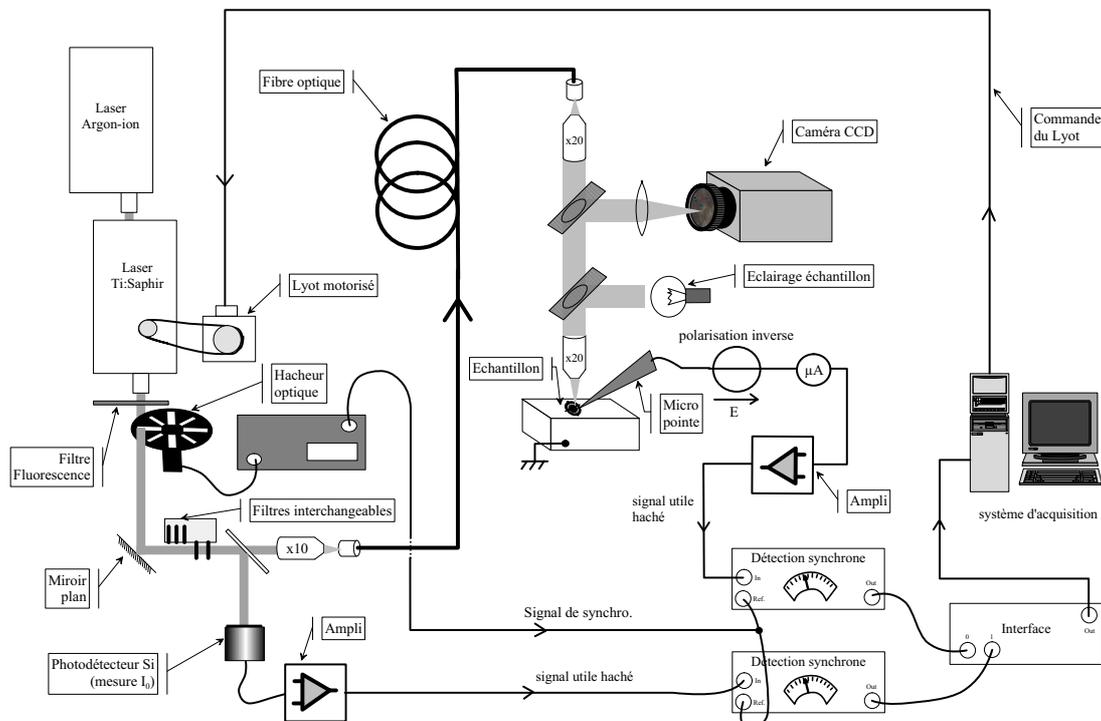


Figure 3.2. Schéma du banc de détection verticale.

3 Techniques de gravure du miroir supérieur

Plusieurs techniques de gravure des périodes du miroir de Bragg peuvent être mises en œuvre au laboratoire. Pour mener à bien cette opération, nous souhaitons maîtriser la profondeur attaquée tout en conservant une faible rugosité. Les critères du choix de cette technique sont résumés dans les points suivants :

- mise en œuvre facile et rapide
- reproductibilité des attaques

- conservation de l'état de surface
- respect des côtes définies
- maîtrise de l'arrêt de la gravure
- compatibilité avec une photolithographie

Il est nécessaire de conserver un état de surface sans défauts pour que les propriétés optiques ne soient pas altérées. De plus, la gravure doit s'arrêter au début de la couche d'AlGaAs de fort indice pour conserver l'empilement constructif du miroir de Bragg. Enfin, l'exposition à l'air ambiant des couches riches en aluminium doit être évitée (oxydation très rapide et de mauvaise qualité).

Les deux voies envisagées sont la gravure ionique réactive (RIE : Reactive Ion Etching) ou les attaques chimiques. Le procédé de RIE intervient déjà dans le process pour former le mesa des VCSELs. Cette technique répond à certains des critères cités plus haut mais la reproductibilité tout comme l'arrêt de la gravure sur une couche précise ne sont pas assurés. En effet, la taille de l'échantillon, le relief et les matériaux déposés induisent des variations localisées de vitesses de gravure. En outre, la profondeur attaquée n'est pas uniforme sur la surface entière de l'échantillon.

Les attaques chimiques présentent une vitesse de gravure en général plus lente et laissent une surface propre. L'arrêt de la gravure est obtenu en choisissant une solution sélective et en introduisant dans la structure du composant une couche d'arrêt. Le seul point critique est la gravure latérale sous-jacente qui intervient sous le masque (undercut). Il s'agit ici de ne pas détruire le contact électrique sous les plots de métallisation. Nous avons donc porté nos efforts sur la recherche de solutions chimiques pour graver le miroir de Bragg supérieur [99].

a Principe de l'attaque chimique sélective

Dans la plupart des processus d'attaque chimique des semiconducteurs, la réaction initiale est l'oxydation du matériau. En général, les atomes de la surface ne se dissolvent pas dans la solution à l'état d'oxyde et il est nécessaire qu'il y ait aussi dans la solution un composé qui réagisse avec le semiconducteur oxydé pour former un complexe soluble. Les solutions d'attaques contiennent donc à la fois un agent oxydant et un agent complexant.

Une attaque chimique sélective permet de graver préférentiellement un matériau par rapport à un autre. Pour les photodétecteurs de cette étude, nous avons besoin d'enlever les paires $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{AlAs}$. Nous cherchons donc deux solutions sélectives, une pour chaque couche :

- Pour graver l'AlGaAs, nous avons exploré plusieurs pistes. Le principe est d'utiliser une solution qui grave assez lentement pour homogénéiser la vitesse de gravure et qui ait un pH basique, car le pouvoir oxydant diminue quand le pH augmente. Pour cela, nous avons comparé deux solutions à base d'eau oxygénée et d'ammoniaque, faciles à mettre en œuvre au laboratoire.
- Le choix de la solution de gravure de l'AlAs est plus simple. En effet, ce binaire est très facilement gravé par l'acide fluorhydrique qui ne grave pas l' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. La gravure finale de l'AlAs se fera donc avec de l'acide fluorhydrique dilué.

i) Solution d'eau oxygénée à pH contrôlé

Cette première solution à base d'eau oxygénée est rendue basique par addition d'ammoniaque avec un pH fixé à 8,35. Les vitesses de gravure obtenues sur GaAs varient de 323 à 420 Å/s, ce qui donnerait un temps d'attaque très bref, de l'ordre de 2 s. Toutefois, cette solution qui convient bien à la gravure de GaAs réagit très mal en présence d'aluminium dans la couche. L'oxyde d'aluminium qui se forme se dissout très difficilement dans le bain et finit par inhiber la gravure. De plus, l'aspect visuel de la surface est mat donc la surface est très rugueuse, ce qui est confirmé par l'analyse effectuée à l'aide d'un profilomètre mécanique.

ii) Solution diluée d'ammoniaque et d'eau oxygénée

Cette solution ($\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 1 : 300$) est utilisée par l'équipe [100] dans le procédé de décapage des substrats de GaAs. Les gravures du ternaire AlGaAs comportant différents pourcentages d'aluminium n'abîment pas les surfaces exposées. Les vitesses mesurées augmentent avec la présence d'aluminium (en faible quantité). En effet, cette solution paraît suffisamment diluée pour parvenir à inverser la sélectivité. La faible quantité d'eau oxygénée réagit avec l'aluminium mais l'oxyde est immédiatement dissout, n'entravant pas la gravure du ternaire AlGaAs. La mesure de la vitesse donne 13,2 Å/s sur $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$, ce qui correspond à environ 45 s pour retirer entièrement la couche. Cependant, comme la vitesse de gravure augmente avec le taux d'aluminium, il y a un risque de gravure (ou d'oxydation) non-voulue de la couche d'AlAs sous-jacente. Le temps de cette première attaque devra donc être soigneusement contrôlé de façon à enlever uniquement la couche nécessaire.

b Gravure d'un miroir de Bragg

Cette technique de gravure par deux attaques successives donne de bons résultats sur les miroirs de Bragg. Le procédé, en terme de mise en œuvre, état de surface, temps d'attaque, est satisfaisant même s'il lui manque la sélectivité des couches d'AlGaAs par rapport à celle d'AlAs. L'ensemble des tests que nous avons réalisés nous a conduits à choisir la procédure suivante pour attaquer respectivement les couches minces d' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ (~60 nm) et d'AlAs (~70 nm) :

- $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 1 : 300$ pendant 40 s puis rinçage 2 min.
- $\text{HF} : \text{H}_2\text{O} = 1 : 20$ pendant 15 s puis rinçage 2 min.

Le rinçage à l'eau désionisée après chaque bain met fin à l'attaque.

Bien que la technique soit maintenant au point sur des surfaces assez grandes, l'uniformité sur de petites surfaces reste encore inconnue. Celle-ci dépend probablement du dénivelé présent à la surface de l'échantillon car la vitesse de gravure varie aux abords des reliefs. Toutefois, dans le cas des photodétecteurs à cavité verticale, le diamètre de la surface à attaquer est de l'ordre de 300 µm, ce qui devrait être assez large pour obtenir une bonne uniformité sur la surface de détection.

4 Mesures & Résultats

Les essais préliminaires d'attaques chimiques sur une structure non traitée confirment que les spectres de réflectivité s'élargissent avec la gravure et que la réflectivité à la résonance diminue. Cependant, la comparaison des minima théoriques et mesurés ne donne pas le même optimum : 5 périodes en théorie alors qu'en pratique, 4 seulement suffiraient.

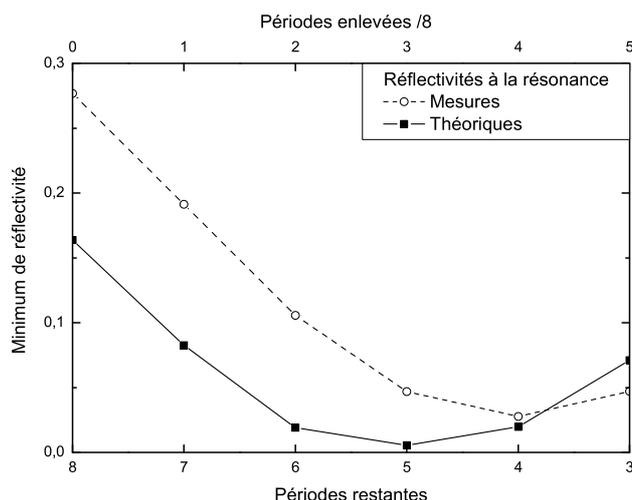


Figure 3.3. Comparaison des réflectivités théoriques et mesurées.

La détermination de l'optimum de détection est donc levée expérimentalement : les photodétecteurs sont séparés en deux lots, pour lesquels nous ne laissons que 4 et 5 périodes du miroir supérieur. Les spectres typiques de sensibilité obtenus avant et après attaque sont représentés sur la figure 3.4 ci-dessous.

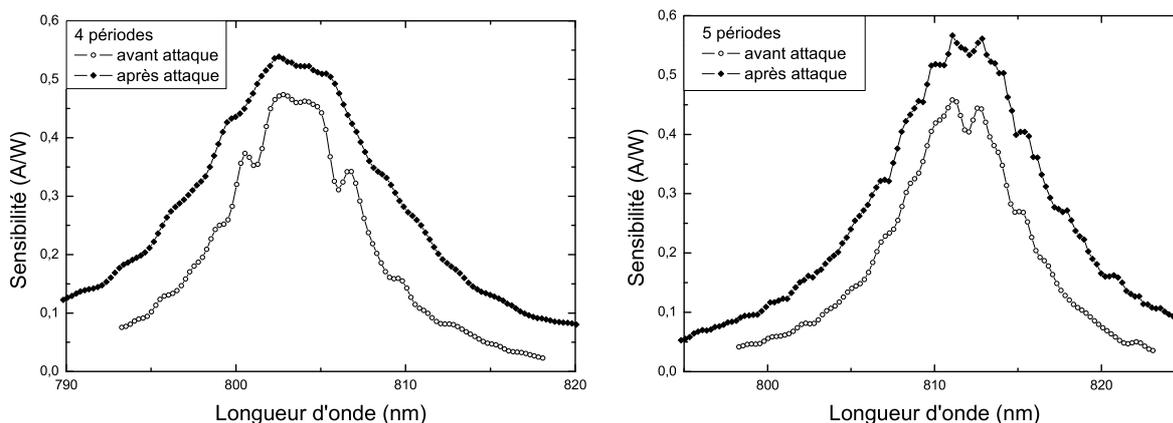


Figure 3.4. Spectres de sensibilité avant et après attaque pour les deux cas.

D'une manière générale, la sensibilité à la longueur d'onde de détection s'est améliorée pour tous les composants. En moyenne, elle passe de 0,42 à 0,57 A/W (l'efficacité quantique η de 64 à 88 % soit une progression de 24 %) pour les composants à cinq périodes et de 0,46 à 0,56 A/W

(l'efficacité quantique η de 71 à 87 %) pour les composants à quatre périodes. Comme prévu, la largeur à mi-hauteur augmente de 8 à 11 nm. Les deux valeurs atteintes sont très proches, il est donc difficile de conclure quant au modèle de calcul. La réflectivité a une grande importance sur la valeur de la détection car c'est le premier filtre que rencontre le faisceau incident.

La présence de défauts sur la surface de détection n'affecte que très peu le photocourant. Celui-ci subit une baisse de 5 %, quand on focalise le faisceau sur un défaut. Nous en concluons que l'état de surface n'a que peu d'influence sur les propriétés globales de photodétection du composant, contrairement au cas de l'émission, comme nous le verrons par la suite.

II Photodétection en cavité VCSEL

Après ces premiers résultats encourageants sur les photodétecteurs, nous avons caractérisé la sensibilité de détection des VCSELs. Nous avons vu dans le premier chapitre que cette microcavité se comportait comme un photodétecteur de faible sensibilité résonant à λ_{FP} . Dans le cadre d'une collaboration avec l'ONERA, nous avons caractérisé et amélioré cette caractéristique dans les VCSELs. Le but du projet est de construire un système d'imagerie : le faisceau laser émis par le VCSEL est collimaté, dirigé ensuite sur une cible puis réfléchi et renvoyé vers le composant. Entre-temps, la polarisation de celui-ci est renversée de façon à détecter le signal de retour.

L'objectif de l'étude est donc d'améliorer la sensibilité de détection dans nos diodes laser pour obtenir des composants émetteur-détecteur alternatifs auto-centrés. La surface de détection est définie par le diamètre intérieur des électrodes supérieures, puisque le diaphragme d'oxyde enterré est transparent à la lumière. L'intérêt d'utiliser la même cavité pour les deux fonctions réside dans la simplification de l'élaboration et de la réalisation du composant, qui sont déjà complexes en elles-mêmes. Ainsi, à partir d'une épitaxie classique, l'augmentation de la sensibilité de détection est-elle obtenue en diminuant la réflectivité du miroir avant.

1 Présentation de l'étude

Pour étudier l'amélioration de la photodétection dans les VCSELs, nous avons défini deux séries d'expériences (figure 3.5). La première concerne l'attaque de la surface entière du VCSEL (gravure étendue) tandis que la seconde se restreint à un anneau périphérique de la zone non-destinée à l'émission laser (gravure localisée).

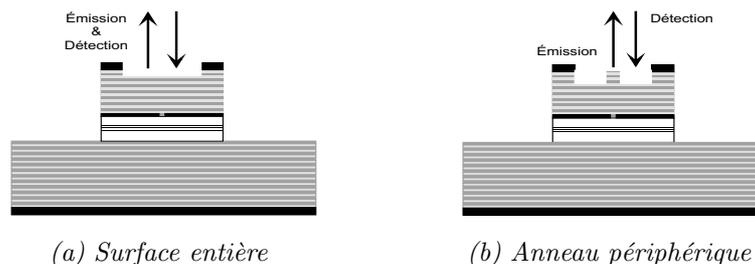


Figure 3.5. Modification de la surface pour la photodétection dans les VCSELs.

La gravure de la surface entière du VCSEL va entraîner une diminution de la réflectivité, bénéfique pour la détection mais néfaste pour l'émission. Un compromis sur le nombre de périodes doit donc être trouvé pour ménager les deux fonctions.

La formation d'un mesa localisé devrait découpler les zones d'émission et de détection. Ainsi, au centre, la réflectivité est conservée élevée pour favoriser l'émission d'un faisceau monomode. Sur la périphérie, le miroir gravé comporte moins de périodes pour améliorer la sensibilité de détection.

2 Modes d'oxyde

Les modes d'oxyde sont des modes d'émission indésirables [101] dans le spectre d'émission de VCSELs à diaphragme d'oxyde. Ils apparaissent dès le seuil laser et produisent un faisceau multimode très divergent, de longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde de fonctionnement visée. Ce phénomène se produit en particulier quand la courbe de gain des puits est trop décalée vers le bleu par rapport à la résonance. En effet, la présence d'un oxyde dans la structure décale le pic de résonance Fabry-Pérot vers le bleu de plusieurs nm ($\lambda_{FP_{O_x}}$). Ce décalage dépend de l'épaisseur optique de la couche oxydée. Il existe donc un mode de propagation périphérique autorisé. Si le maximum de la courbe de gain coïncide avec cette résonance alors la structure résonante va préférentiellement amplifier l'émission spontanée des modes correspondants. Ces modes ont par conséquent un seuil plus bas que le mode fondamental du VCSEL et sont excités en premier. Nous n'avons pas constaté expérimentalement la présence des modes d'oxyde dans le spectre d'émission de nos composants mais dans les spectres de détection et de réflectivité localisés [102].

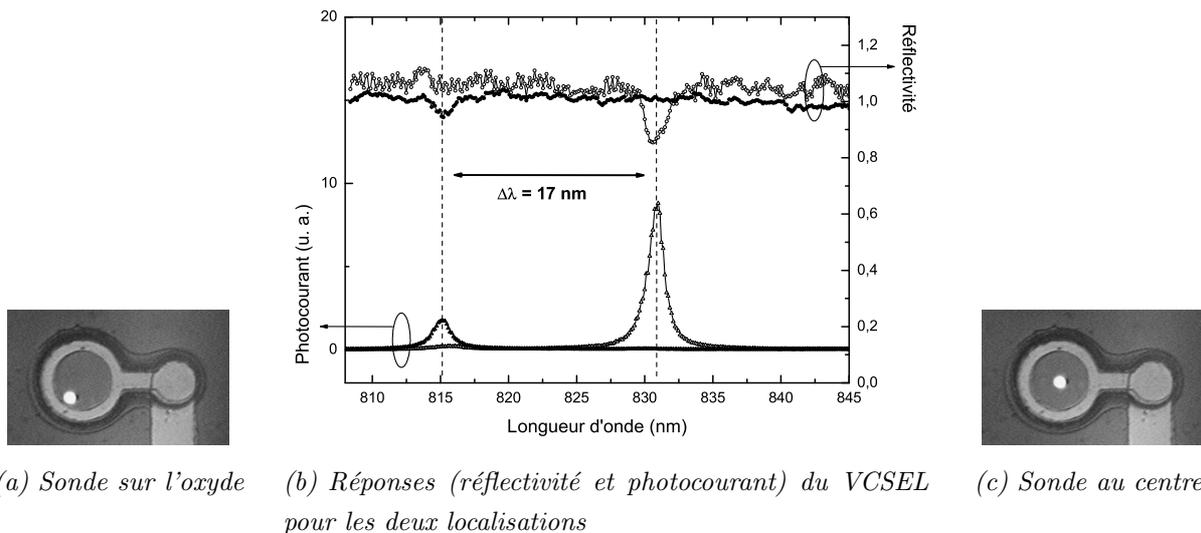


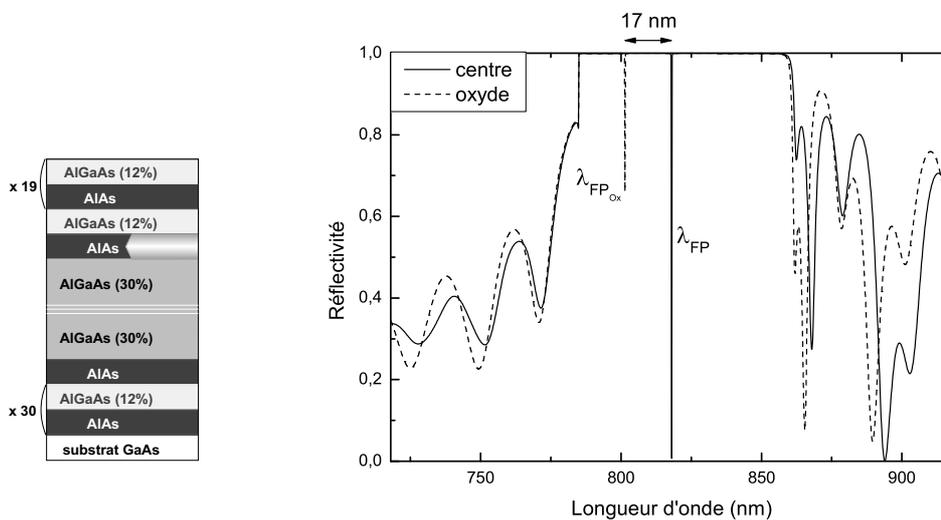
Figure 3.6. Modes d'oxyde en détection.

L'emplacement de la sonde laser est indiqué sur les photos 3.6(a) et 3.6(c) ainsi que les spectres enregistrés simultanément pour chacune des zones (figure 3.6(b)). La corrélation entre la réflec-

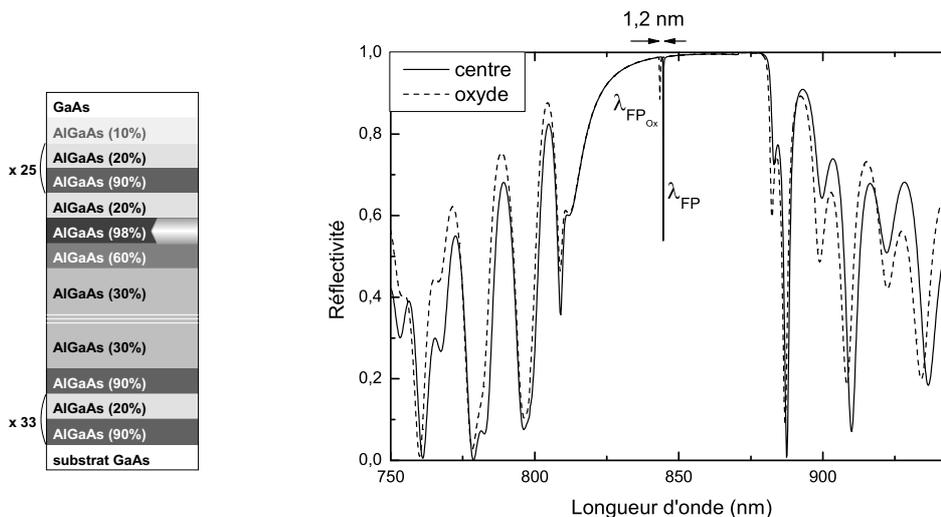
tivité et le photocourant recueilli aux bornes du composant est directe, ces deux caractéristiques sont intimement liées à la structure verticale sondée. Typiquement, nous mesurons un écart entre les modes résonants de l'ordre de 17 nm. Cet écart est bien reproduit dans les simulations de la réflectivité si on prend 12 % comme valeur de retrait de la couche oxydée par rapport à l'AlAs et un indice de 1,54.

3 Structures verticales étudiées

Deux structures verticales interviennent dans l'étude de la photodétection en cavité verticale. Elles ont déjà été présentées en détails dans le chapitre 2 (p. 26). Elles sont rappelées de façon simplifiée sur la figure 3.7 ainsi que les spectres de réflectivités calculés associés au centre et à l'oxyde.



(a) Structure L



(b) Structure A

Figure 3.7. Structure à gauche, spectre de réflectivité calculé correspondant à droite.

Dans la première, le diaphragme d'oxyde est formé à partir d'une couche quart d'onde d'AlAs, le blocage d'oxyde par recuit rapide empêchant l'oxydation des couches supérieures. Dans la seconde, l'AlAs est remplacé par $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ qui donne un meilleur oxyde (plus stable en température, avec un retrait moins fort) d'une épaisseur de 25 nm. Cette couche est placée à un nœud du champ optique ; les épaisseurs des couches de part et d'autre sont ensuite adaptées de façon à conserver une épaisseur optique équivalente (pour l'ensemble de ces trois couches) de $\lambda/2$. Comme le montrent les spectres de réflectivité calculés, l'écart spectral entre les zones centrale et périphérique est minimisé. De plus, on s'attend à ce que l'influence du diaphragme d'oxyde sur les performances du VCSEL soit aussi moins importante.

4 Calcul de l'efficacité de détection

a Principe du calcul

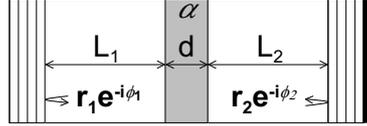


Figure 3.8. Schéma de la structure modélisée. Les grandeurs entrant en jeu dans le calcul sont représentées. r_1 et r_2 sont les coefficients de réflexion en amplitude, R_1 et R_2 en intensité.

Pour calculer le spectre de sensibilité de détection du VCSEL, nous utilisons la formule de l'efficacité de détection ($\eta = A = 1 - T - R$) d'une cavité Fabry-Pérot ([97], [103]). Cependant, comme l'épaisseur de la cavité n'est pas confondue avec celle de la zone absorbante, le formalisme est plus complexe. Les réflectivités R_1 et R_2 ainsi que les déphasages φ_1 et φ_2 sont respectivement liés aux miroirs supérieurs et inférieurs, comme indiqué sur la figure 3.8. La longueur de la cavité est $L_{FP} = L_1 + L_2 + d$ dans laquelle d est l'épaisseur de la couche absorbante, d'absorption α . Dans le cas des VCSELS, la zone absorbante est constituée uniquement de puits quantiques. L'efficacité de détection est alors donnée par :

$$\eta = A = \frac{(1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d})(1 + R_2.e^{-\alpha d})}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cdot \cos(\beta).e^{-\alpha d} + R_1 R_2.e^{-2\alpha d}} \quad (3.2)$$

$$\beta = 2kL_{FP} + \varphi_1 + \varphi_2 \quad (3.3)$$

$$k = \frac{2\pi n_{cavite}}{\lambda} \quad (3.4)$$

Les grandeurs (R_1 , R_2 , φ_1 et φ_2) sont calculées par la méthode des matrices d'Abelès [104], qui consiste à exprimer les caractéristiques optiques d'une couche mince par une matrice 2×2 . L'absorption des puits quantiques est calculée par ailleurs [105]. L'effet d'onde stationnaire (EOS) est intégré au niveau de l'absorption en remplaçant celle-ci par une absorption effective, bien que l'application de cette méthode soit encore discutée dans la littérature ([106], [107]). Elle est telle que :

$$\alpha_{eff} = \alpha.EOS = \frac{\frac{1}{d} \int_0^d \alpha(z) |E|^2(z, \lambda) dz}{\frac{2}{\lambda} \int_0^{\lambda/2} |E|^2(z, \lambda) dz} \quad (3.5)$$

Quand on remplace le champ électrique par sa valeur, cette équation se réduit à l'expression suivante, dépendant des paramètres de la cavité :

$$EOS = 1 + \frac{2r_2}{kd(1+r_2^2)} (\sin kd \cdot \cos \beta/2) \quad (3.6)$$

b Optimisation de la détection

Les spectres d'efficacité quantique de détection ont été calculés pour chacune des structures. Le maximum de détection ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic de photodétection sont reportés sur les figures 3.9 et 3.10. L'évolution du maximum relevé à la longueur d'onde de résonance est représentée en fonction du nombre de périodes du miroir supérieur. Il augmente progressivement au fur et à mesure que la réflectivité décroît, passe par une valeur maximale puis retombe. Pour chaque cas, il existe donc un nombre de périodes optimum pour lequel l'efficacité est maximale. D'autre part, les spectres montrent que la longueur d'onde diminue légèrement à mesure que la réflectivité est réduite. La largeur à mi-hauteur augmente significativement quand il ne reste que peu de périodes du DBR supérieur, c'est-à-dire que la finesse de la cavité est très détériorée.

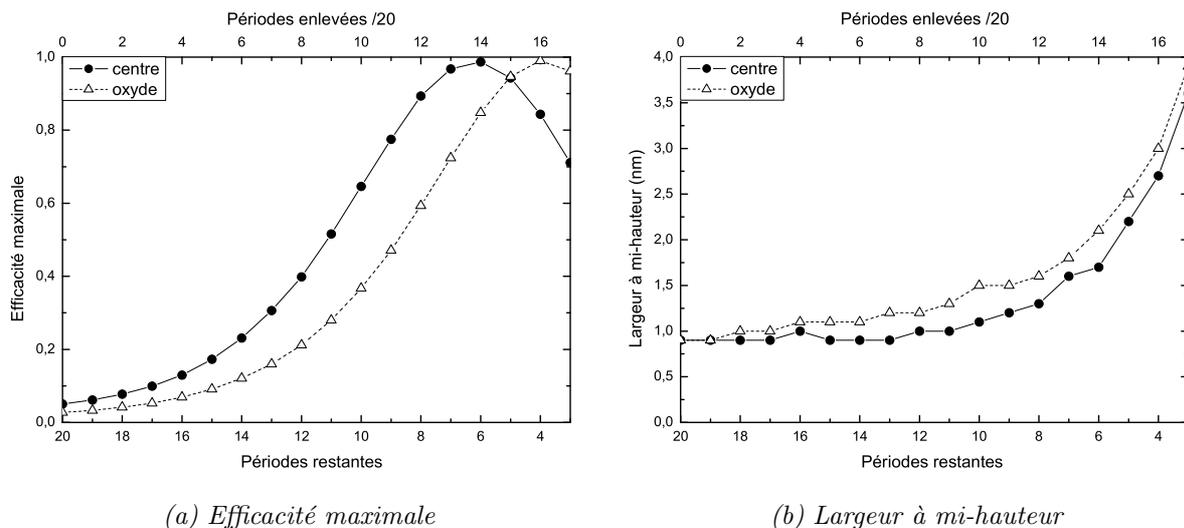


Figure 3.9. Structure L (20 paires) en fonction du nombre de périodes gravées du DBR supérieur.

Outre les considérations sur la zone centrale, ces calculs de détection sont aussi effectués pour la structure verticale comportant le diaphragme d'oxyde. Cette couche est modélisée par un indice constant sur toutes les longueurs d'onde du calcul et dont la valeur est fixée à 1,54 [108]. En effet, si on se réfère à la littérature, on constate que la valeur de l'indice de l'AlOx mesurée par différentes équipes ([109], [92]) pour des longueurs d'onde variant de 0,8 à 1,3 μm reste quasiment uniforme (1,61 à 1,54) sur tout ce spectre. L'optimum de photodétection calculé pour la zone oxydée est décalé par rapport à celui du centre. Ceci est expliqué par la chute de réflectivité à $\lambda_{FP_{Ox}}$ qui est moins prononcée qu'à λ_{FP} . Cet effet disparaît quand l'influence de la couche oxydée est minimisée (structure A).

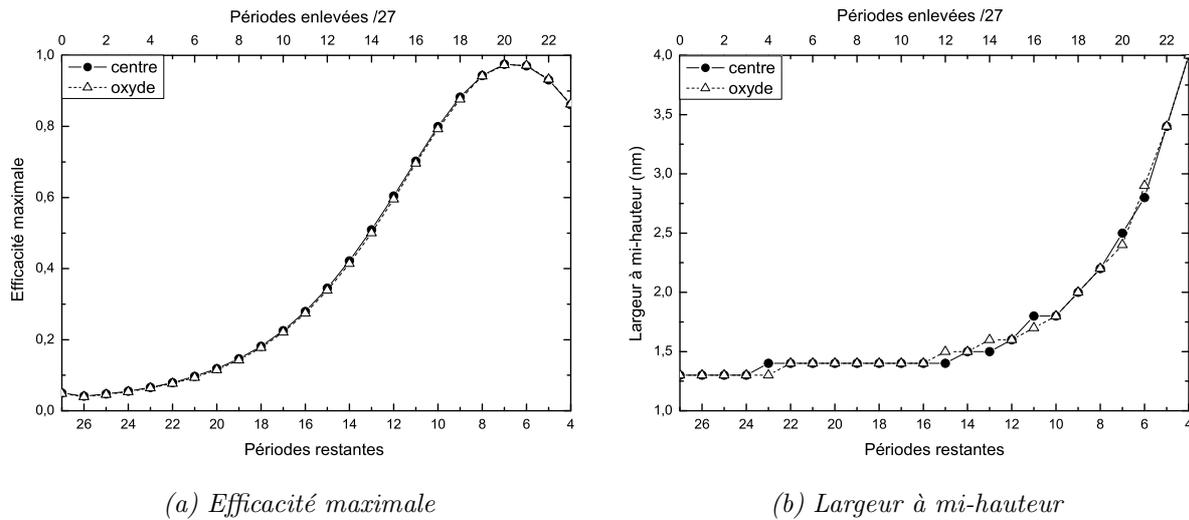


Figure 3.10. Structure A (27 paires) en fonction du nombre de périodes gravées du DBR supérieur.

c Influence du spectre d'absorption des puits

Nous avons reproduit les calculs d'efficacité précédents pour la structure L (pour seulement deux périodes enlevées) en décalant le spectre d'absorption des puits quantiques. Par rapport à un composant centré à $\lambda = 818$ nm, le pic d'absorption excitonique est ainsi déplacé de ± 5 nm entre 813 et 823 nm. Les valeurs calculées de l'efficacité maximale sont représentées sur la figure 3.11 pour les deux zones.

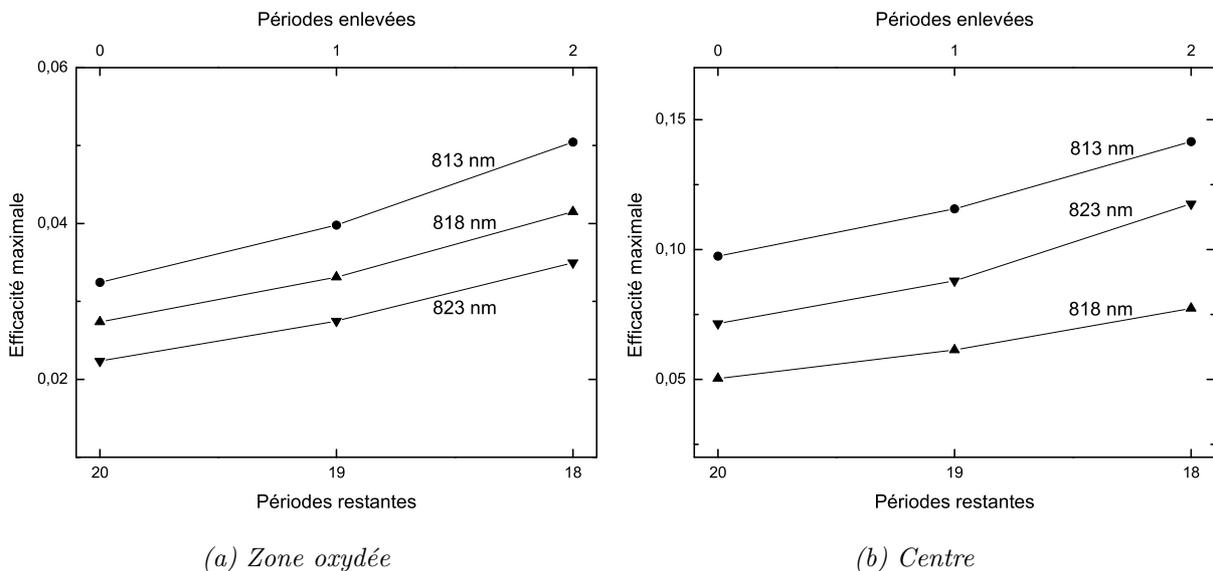


Figure 3.11. Évolution du maximum de l'efficacité en fonction du spectre d'absorption (structure L) pour les deux premières périodes enlevées.

Tout d'abord, nous retrouvons comme précédemment une valeur pour l'efficacité plus faible dans la zone oxydée que dans la zone centrale. De plus, l'influence de la variation de l'absorption des puits n'est pas aussi importante. Dans la zone oxydée, l'évolution de l'efficacité est monotone

(elle décroît) quand le pic d'absorption se décale vers le rouge, ce qui concorde avec la faible variation du spectre d'absorption dans cette zone. Par contre, la variation de l'absorption des puits à la longueur d'onde de résonance est très forte quand le spectre se décale de quelques nm et la valeur de l'efficacité passe par un minimum lorsqu'il y a coïncidence du maximum d'absorption avec le mode Fabry-Pérot.

D'autre part, des calculs de tolérance sur la structure A montrent que si une erreur de 1 % est commise sur la réflectivité (0,9872 au lieu de 0,9972), cela conduit à augmenter l'efficacité de 14,8 %. Enfin, nous avons effectué des calculs sur la profondeur de gravure d'une période non-entière. Tant que l'épaisseur réelle de la couche reste proche du quart d'onde, l'efficacité varie de quelques % mais cet écart devient de plus en plus important quand l'interface se rapproche de l'AlAs.

d Conclusion

On voit donc que le modèle utilisé permet de prévoir les tendances sans toutefois accéder à des valeurs quantitatives précises. En conclusion, dans la zone centrale, l'efficacité obtenue avant et après attaque sera très sensible à la valeur de l'absorption à la résonance. Dans la zone oxydée, on s'attend de plus à mesurer une sensibilité de détection plus faible qu'au centre et faiblement améliorée par les attaques. En ce qui concerne l'amélioration du recouvrement spectral entre les deux zones, le décalage dû à l'oxyde est *a priori* rédhibitoire dans la structure L alors qu'il pourrait être amélioré dans la structure A.

5 Gravure du miroir supérieur du VCSEL

Les deux séries d'expériences nécessitent de mettre en œuvre des techniques de gravure qui soient adaptées à la géométrie prévue.

a Gravure étendue

Pour l'attaque pleine plaque du miroir supérieur des VCSELS, nous avons décidé d'appliquer la même méthode que sur les photodétecteurs (voir p. 63). Cependant, la couche de fort indice dans les VCSELS a une teneur en aluminium plus faible (12 %) que celle des photodétecteurs (20 %), aussi les temps d'attaques des VCSELS sont-ils légèrement allongés :

- Pour $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$ (~ 60 nm), $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 1 : 300$ pendant 50 s
- Pour AlAs (~ 70 nm), $\text{HF} : \text{H}_2\text{O} = 1 : 20$ pendant 15 s

Nous avons successivement réalisé plusieurs attaques. Cependant, l'état de la surface n'est pas resté aussi propre que nous le souhaitions. En effet, les VCSELS présentent des surfaces gravées qui ne sont malheureusement pas totalement uniformes, comme on le constate sur la figure 3.12. Alors que les larges surfaces des photodétecteurs¹ précédemment étudiés gardent un aspect très homogène, celles des VCSELS, environ dix fois plus petites, ne produisent pas un résultat complètement satisfaisant. Cette technique donne donc de meilleurs résultats quand les dimensions à

¹Le diamètre passe de 300 à 30 μm donc la surface est 100 fois plus petite

graver sont relativement grandes.

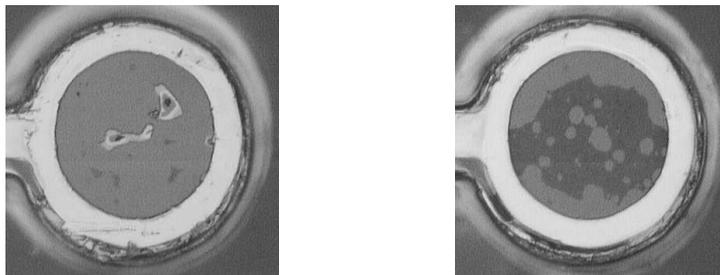


Figure 3.12. Photos prises après deux attaques ($\phi_{\text{detection}} = 34 \mu\text{m}$). On observe différentes dégradations intervenues pendant les gravures.

Au microscope optique, on associe les traces claires à des régions plus hautes car la mise au point est différente entre le fond et la tache. Ce sont donc des zones qui se sont mal gravées : si la première solution n'a pas entièrement terminé la gravure à la fin du bain, alors la couche restante sert de masque lors de la prochaine attaque et ainsi de suite. Ce phénomène s'amplifie à chaque étape. À l'inverse, les traces sombres de la seconde photo ont une épaisseur très fine : elles semblent diminuer un peu la valeur de la sensibilité de détection.

b Gravure localisée

De nouveaux essais de gravures de motifs de petite taille définis par photolithographie sur un miroir de Bragg simple montrent que le profil du flanc du mesa n'est pas vertical (figure 3.13). Au contraire, l'attaque s'est propagée latéralement dans une couche, creusant une cavité dans le motif. Les attaques chimiques ne semblent donc pas adaptées aux fins piliers que nous souhaitons laisser au centre de la surface des VCSELs. La formation de ces mesas sera par conséquent effectuée par gravure ionique réactive, qui est une attaque par voie sèche non-sélective.

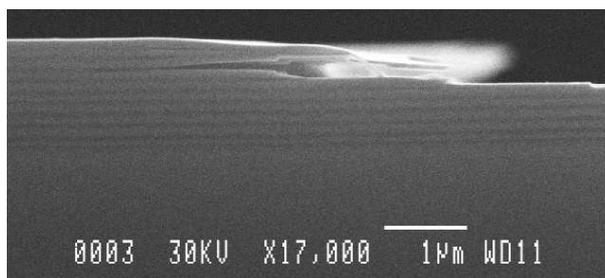


Figure 3.13. Image MEB d'un miroir de Bragg après attaques chimiques.

Ce procédé ne permet cependant pas de choisir avec précision la profondeur de gravure. En effet, la vitesse de gravure étant très sensible à la surface exposée au plasma, le temps de gravure pour une profondeur donnée est variable. De plus, dans le cas de la formation des piliers centraux, les motifs à graver sont trop petits pour utiliser le spot du contrôle optique.

Par conséquent, en choisissant la gravure par plasma, nous privilégions le transfert des motifs dans le miroir au détriment de la maîtrise de l'arrêt. C'est pourquoi une légère attaque dans une

solution d'acide fluorhydrique diluée est prévue après la gravure sèche. Ainsi, quelle que soit la couche dans laquelle se termine la gravure, cette attaque devrait niveler la surface de détection. En effet, si l'arrêt intervient dans l'AlAs, toute trace résiduelle possible sera enlevée tandis que si l'arrêt est dans l'AlGaAs, cette couche ne sera pas altérée par l'acide.

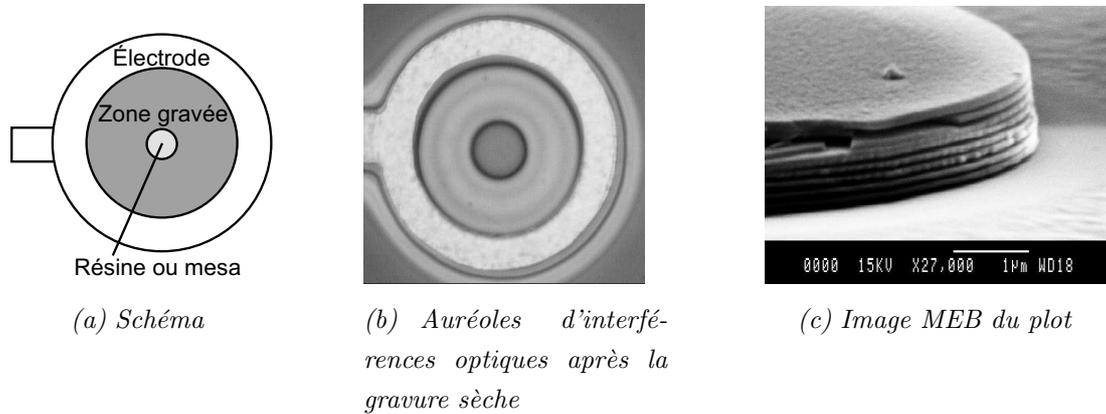


Figure 3.14. Surfaces après la gravure annulaire : progression du procédé. Le disque au centre est le mesa formé. Le diamètre intérieur de l'électrode est de $38 \mu\text{m}$.

Les photos des étapes de cette gravure annulaire sont reproduites sur la figure 3.14. La photo 3.14(b) montre l'aspect de la surface après gravure par plasma. Le disque central visible au centre du composant est le motif en résine. On distingue des auréoles concentriques autour du plot central qui révèlent que le fond du motif n'est pas horizontal. Cela traduit la non-uniformité du plasma pendant la gravure, celui-ci étant probablement perturbé par la proximité d'une part de la résine et de la métallisation annulaire d'autre part. La photo 3.14(c) montre le résultat après l'attaque finale à l'acide fluorhydrique. Le composant pris en photo a malheureusement été dégradé. Nous avons élaboré trois échantillons avec différentes profondeurs d'attaques mais un seul reste exploitable pour l'étude.

6 Mesures & Résultats

Les spectres de détection et d'émission des VCSELs sont acquis successivement sur le même banc de mesures. Le banc est reconfiguré entre chaque campagne de caractérisations. En effet, le signal émis par les VCSELs est recueilli en haut du banc soit par une photodiode (pour mesurer la puissance émise), soit focalisé par un objectif sur l'entrée d'une fibre multimode, elle-même reliée à un analyseur de spectres (pour analyser le spectre d'émission). Enfin, en mode détection, cette fibre est remplacée par le porte-fibre sur lequel est fixée la fibre monomode amenant le faisceau laser du Ti : Sa (§ I.2).

a Attaques étendues

L'étude expérimentale porte sur une barrette de composants multimodes processés à partir de la structure L qui a été attaquée successivement deux fois [110] sur toute la surface. Malheureusement, l'aspect des surfaces obtenu après celles-ci n'est pas assez lisse pour envisager de continuer

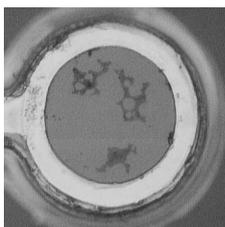


Figure 3.15. Composant étudié.

l'étude au-delà des deux gravures. La surface du VCSEL que nous avons étudié est reproduite sur la figure 3.15. On y observe quelques non-uniformités.

i) Evolution des photocourants

Les spectres des photocourants normalisés acquis dans chacune des deux zones à -5 V sont représentés sur les figures 3.16(a) (oxyde) et 3.16(b) (centre). L'écart spectral expérimental constaté entre les deux zones est plus grand que prévu, il est de l'ordre de 24 nm au lieu de 17 nm. Cependant, il correspond à une structure dans laquelle on aurait oxydé deux couches d'AlAs successives. Cette configuration est possible avec l'ancien procédé technologique où le nombre de couches oxydées dépend de la profondeur gravée par RIE lors des deux gravures. Les calculs ont donc été effectués sur cette structure corrigée.

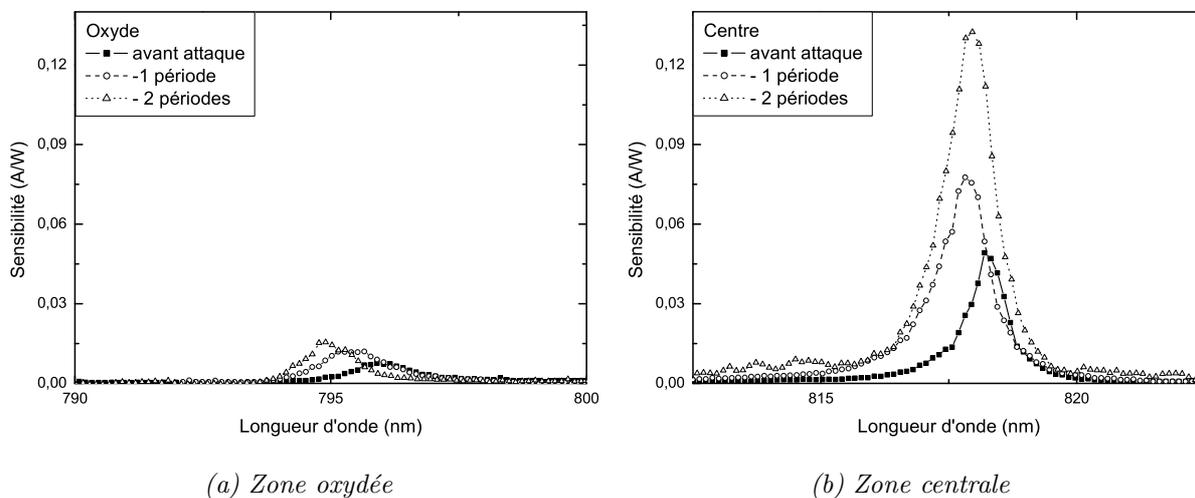


Figure 3.16. Sensibilité de détection expérimentale.

Pour chaque zone, la sensibilité est améliorée quand on enlève des périodes du miroir de Bragg supérieur. Les valeurs des efficacités théoriques et expérimentales ainsi que celles de la réflectivité sont reportées dans le tableau 3.1. Quand le spot est positionné au centre du VCSEL, l'efficacité augmente de 7,5 % à 20 % alors qu'elle passe de 1,2 à 2,4 % sur la partie oxydée. Cette différence de niveau de signal est expliquée par la réflectivité à la longueur d'onde de résonance, qui est plus faible dans la zone centrale que dans la zone oxydée. Les valeurs théoriques sont différentes des valeurs obtenues par la mesure. Outre le fait que la réflectivité réelle dans chaque

zone soit probablement surestimée, la courbe d'absorption effective insérée dans le calcul influence le résultat du calcul (§ 4.c). En effet, l'accord spectral entre la courbe d'absorption des puits et de la cavité n'est pas précisément connu. Nous avons donc fixé la position du pic d'absorption excitonique de façon à la faire coïncider avec la résonance Fabry-Pérot. Nous retrouvons que le pic de détection se décale avec les attaques vers le bleu, comme le prévoyaient les calculs.

| | Oxyde | | | Centre | | |
|--------------------------|-------|-------|-------|--------|-------|-------|
| Périodes enlevées | 0 | -1 | -2 | 0 | -1 | -2 |
| η théorique (%) | 2,7 | 3,3 | 4,2 | 5 | 6,1 | 7,7 |
| η expérimentale (%) | 1,2 | 1,9 | 2,4 | 7,5 | 11,8 | 20 |
| R_1 théorique (%) | 99,92 | 99,91 | 99,88 | 99,82 | 99,78 | 99,72 |

Tableau 3.1. Récapitulatif des valeurs mesurées et calculées à la résonance.

ii) Caractéristiques en émission

Les caractéristiques du même composant en émission sont reportées sur la figure 3.17. Le courant de seuil croît de 2,65 à 2,93 mA (8 %) pour la seconde attaque uniquement. Le rendement quantique s'améliore car on réduit les pertes optiques sur la face de sortie.

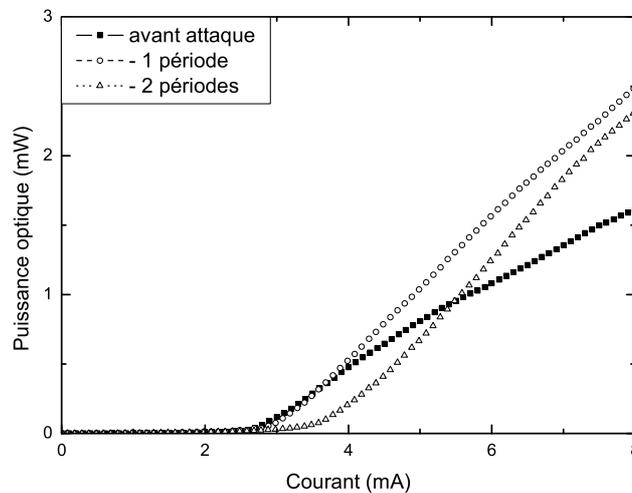


Figure 3.17. $P(I)$ à chaque étape.

iii) Conclusion

En conclusion, la technique d'attaques chimiques sélectives développée a permis d'enlever avec précision des périodes du miroir de Bragg supérieur du VCSEL. Cependant, l'étude n'a porté que sur deux périodes car l'aspect des surfaces de la plupart des composants commençait à se dégrader. En effet, si la révélation ponctuelle de défauts, comme on l'a constaté pour les photodétecteurs larges, ne modifie pas le fonctionnement du composant, par contre, la présence d'une fine couche

en surface perturbe la mesure et modifie les propriétés de détection. Ces modifications se traduisent clairement sur les caractéristiques en émission, qui sont alors fortement détériorées. Pour le composant étudié, le courant de seuil augmente de 8 %, ce qui est une valeur acceptable.

Nous avons confirmé que la sensibilité de détection augmentait quand la réflectivité du miroir supérieur diminuait. En gravant deux périodes, le gain est de 12 %. Les résultats des calculs ne correspondent pas aux valeurs mesurées mais les tendances sont retrouvées. Une estimation plus poussée de la valeur réelle du spectre de l'absorption des puits ainsi que de l'EOS devrait permettre de préciser ces résultats.

Enfin, les mesures localisées que nous avons effectuées montrent que les deux zones (oxydée et non-oxydée) restent spectralement séparées pour la structure L. L'élargissement des spectres expérimentaux de détection par les attaques n'est pas suffisant pour que les deux zones de détection (le centre et la périphérie) se recouvrent significativement. La zone de détection efficace (c'est-à-dire à la longueur d'onde d'émission du VCSEL) reste donc dimensionnée à la taille du diaphragme d'oxyde, qui lui, est nécessairement petit ($\sim 4 \mu\text{m}$) pour garantir une émission mono-mode. Le VCSEL n'est alors qu'un détecteur à deux zones associées à deux longueurs d'onde de résonance séparées de 24 nm. L'amélioration de ce détecteur passe donc par la réduction de cet écart spectral.

b Élimination des modes d'oxyde

La caractérisation en photodétection est ensuite reproduite sur des VCSELs dont la structure comporte une couche d'oxyde dont la position et l'épaisseur sont optimisées (structure A). Les spectres de photocourant mesurés dans les deux zones sont représentés sur la figure 3.18.

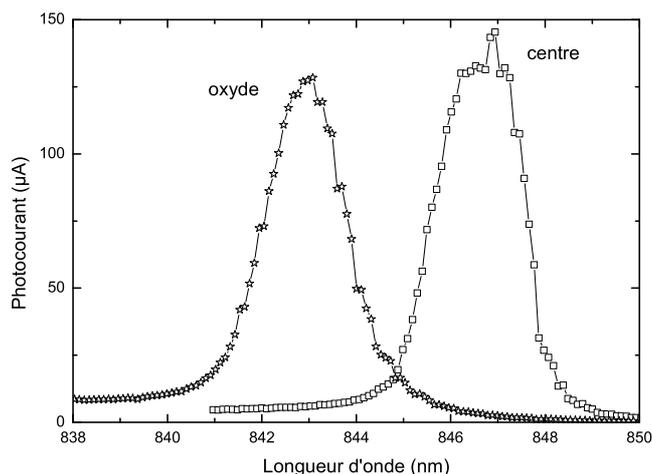


Figure 3.18. Spectres de photocourants de VCSELs de la structure A.

Comme prévu, les photocourants mesurés au centre et sous l'oxyde sont du même ordre de grandeur. L'écart spectral entre les deux régions est de 3,8 nm, légèrement plus élevé que le résultat des simulations des spectres de réflectivité. Toutefois, il existe maintenant dans cette

structure un recouvrement spectral entre les deux zones de détection. Grâce à celui-ci, la totalité de la surface du VCSEL participe à la détection à la même longueur d'onde.

c Attaques localisées

La seconde partie de l'étude concerne les attaques localisées. Sur ces composants (structure A), un pilier central (quelques μm) laissé au-dessus de la zone d'émission sépare les deux fonctions. Le schéma du composant est représenté sur la figure 3.19. Malheureusement, la fabrication de ces composants a eu lieu avant la phase d'optimisation de l'oxydation (§ III.1 du chapitre 2) et n'a pas pu être réitérée par la suite. La longueur d'oxydation des VCSELs étudiés ici a été plus courte que prévue de quelques μm , il y a donc trois zones de détection distinctes : la zone sous le plot, qui correspond à la configuration normale du VCSEL, la zone gravée au-dessus de la cavité et la zone gravée au-dessus de l'oxyde.

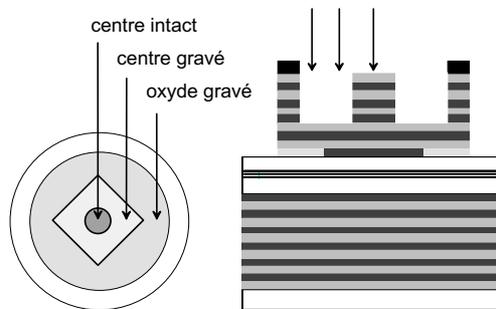


Figure 3.19. Schéma des zones sondées.

Ces composants sont donc trop complexes à analyser en émission comme en détection après la gravure du mesa car la zone d'émission est trop large. Cette étude sera par conséquent reprise ultérieurement sur des composants dont le diaphragme d'oxyde est de la taille souhaitée.

7 Conclusion sur la détection en cavité VCSEL

En conclusion, nous avons étudié le comportement des VCSELs en tant que photodétecteurs soumis à un rayonnement incident. Des calculs d'efficacité incluant le spectre d'absorption excitonique et l'EOS ont montré l'évolution du niveau de détection des composants en fonction du nombre de périodes du miroir de Bragg supérieur.

L'influence de la couche d'oxyde enterrée sur le spectre de détection du VCSEL a été également quantifiée théoriquement et expérimentalement. Ainsi, nous avons mis en évidence la présence de modes d'oxyde dans les spectres de détection et de réflectivité. Ils sont dus à l'écart spectral existant entre les différentes résonances liées à la différence d'indices entre l'AlAs et l'AlOx. L'influence de l'épaisseur de cette couche oxydée ainsi que sa position dans la structure est clairement apparue sur les spectres de photocourants. Nous avons montré que l'écart spectral est ainsi réduit de 17 à 3,8 nm quand on remplace la couche quart d'onde (70 nm) par une couche de 25 nm placée sur un nœud du champ optique.

Deux configurations de composants ont ensuite été mises en œuvre pour améliorer la sensibilité de détection des VCSELs. La première modification, une gravure de la surface du VCSEL par attaques chimiques, a confirmé que la sensibilité de détection peut être améliorée quand la réflectivité de la structure est diminuée sans perdre l'effet laser. Toutefois, cette technique de gravure montre ses limites après deux gravures, car la surface de faible taille des composants se détériore au fur et à mesure des essais.

La seconde modification proposée porte sur la gravure d'un anneau de gravure périphérique. Le but est de protéger la zone centrale émettrice de toute diminution de réflectivité et d'élever le niveau de détection dans la zone périphérique. Cette gravure est obtenue par voie sèche suivie d'une étape humide pour nettoyer d'éventuels résidus. Cependant, ce dernier nettoyage a posé problème sur certains composants et reste encore trop virulent. Un étalonnage préalable de la profondeur de gravure sur un échantillon similaire devrait résoudre ce problème.

Dans le cas de l'attaque de la surface entière du composant, la sensibilité de détection s'améliore à chaque étape et atteint 20 % après deux attaques. Les valeurs théoriques ne prédisent toutefois pas exactement les résultats expérimentaux. Ceci peut s'expliquer par les valeurs du modèle d'absorption choisi qui sont probablement surestimées. Des mesures du spectre réel de l'absorption permettraient de réduire cet écart.

L'analyse des composants ayant conservé un mesa au-dessus de la zone d'émission est plus délicate. Le diamètre du diaphragme d'oxyde est plus large que celui du mesa, ce qui complique le comportement du composant. En effet, trois structures verticales distinctes sont à prendre en compte.

L'application de ces méthodes au VCSEL à double fonction se révèle donc plus difficile que pour les photodétecteurs. De plus, le système envisagé avec ce seul composant réalisant deux fonctions d'émission et de détection ne fonctionne que de façon alternative. Nous allons voir dans la partie suivante les possibilités accrues liées à l'empilement vertical de deux cavités.

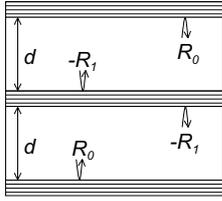
III Cavités couplées

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à un type de composant plus complexe, basé sur la structure du VCSEL : le BiVCSEL, dans lequel sont superposées deux cavités verticales. Le laser ainsi conçu comprend deux cavités Fabry-Pérot couplées, dont le miroir central fixe le degré de couplage. Le spectre de réflectivité d'une telle structure présente deux pics de résonance.

1 Deux modes longitudinaux

Le fonctionnement du composant est intimement lié au couplage entre les deux cavités. Ainsi, la réponse du système ne se réduit pas simplement à ajouter les contributions de chacune des deux cavités. En effet, un photon ne reste pas confiné dans une seule cavité mais est autorisé à passer d'une cavité à l'autre *via* le miroir central. Les modes résonants du système sont donc partagés entre les deux cavités.

a Modèle simple



Le comportement des cavités couplées est décrit de façon simple [111] par un système comportant deux cavités simples identiques accolées. Les deux modes sont obtenus en exprimant la transmission de la structure en fonction des coefficients de réflexion de chaque miroir. Pour une structure dont les réflectivités des miroirs sont R_0 , R_1 et R_0 (figure ci-contre) et l'épaisseur de la cavité est d , la transmission est telle que [111] :

$$T = \frac{(1 - R_0)^2(1 - R_1)}{1 + R_0^2 + 4R_0R_1 - 4\sqrt{R_0R_1}(1 + R_0)\cos(2\varphi) + 2R_0\cos(4\varphi)} \quad (3.7)$$

où $\varphi = 2\pi \cdot mnd/\lambda$ est le déphasage lié à la propagation à travers une cavité. Le terme $\cos(2\varphi)$ est associé à chaque cavité tandis que le terme $\cos(4\varphi)$ est la réponse des deux cavités. À la longueur d'onde de résonance de conception, ces termes sont maximaux donc la transmission passe par un minimum. Les modes optiques correspondent aux deux maxima de part et d'autre de ce minimum, donnés par [112] :

$$\varphi_{\pm} = 2\pi \pm \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 - \frac{\sqrt{R_0R_1}(1 + R_0)}{2R_0}\right)} \quad (3.8)$$

Quand les deux cavités Fabry-Pérot sont identiques, on observe dans le spectre de transmission deux modes décalés de part et d'autre de la résonance. L'ampleur de ce décalage dépend du degré de couplage entre les deux cavités, lui-même gouverné par la transmission du miroir central. Par exemple, si on fixe les conditions $R_0 = 1$ et $R_1 \sim 1$ alors on obtient $\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_- = \sqrt{T_1} = t_1$ qui est le coefficient de transmission du champ électrique à travers le miroir central. De plus, la condition d'existence du couplage se déduit de l'expression de $\Delta\varphi$:

$$R_1 \geq \frac{4R_0}{(1 + R_0)^2} \quad (3.9)$$

En choisissant une configuration telle que $R_1 < R_0$ alors le couplage est toujours assuré.

Le couplage implique que de l'énergie passe d'un mode à l'autre par absorption et ré-émission dans l'autre mode [113]. Si les cavités sont exactement les mêmes, les deux modes sont équitablement répartis sur les deux cavités [36]. Dans ce cas, la compétition entre les modes va favoriser l'émission préférentiellement à une longueur d'onde par rapport à l'autre et un comportement instable ou bistable est à prévoir. Si les cavités sont légèrement désaccordées (de longueurs différentes par exemple), chacun des modes couplés va être localisé dans sa cavité correspondante (la longueur d'onde la plus petite dans la cavité la plus courte et réciproquement). Ainsi, la compétition pour le gain sera moins forte et l'émission simultanée des deux modes devrait se stabiliser.

b Effets du désaccord des cavités sur les modes

Des calculs plus précis de la transmission de la structure BiVCSEL ont été réalisés en utilisant la méthode des matrices de transfert [56]. Dans ce modèle, les longueurs d'onde de conception correspondant aux miroirs de Bragg (λ_B) et aux cavités (λ_C) sont différentes, ce qui permet de quantifier l'effet du désaccord de ces paramètres sur les modes résonants.

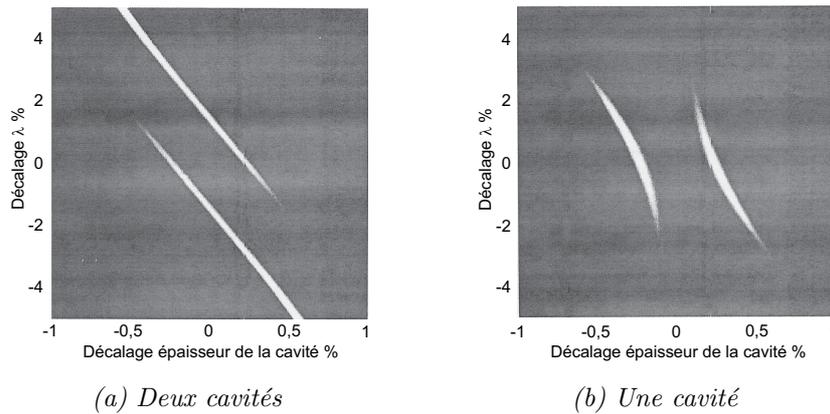


Figure 3.20. Décalage des longueurs d'onde d'émission (%) en fonction du désaccord (%) extrait de la référence [56].

Quand les deux cavités sont décalées (3.20(a)) de la même valeur algébrique par rapport aux DBRs ($\lambda_C = \lambda_B + \Delta\lambda_C$), les deux modes continuent à coexister et la fréquence de battement reste constante sur la plage de désaccord (2 %). Cependant, les intensités transmises ne sont pas identiques pour chacun des modes et un mode disparaît au profit de l'autre si le désaccord est encore augmenté.

Si une seule cavité est désaccordée (3.20(b)), par exemple la cavité supérieure, les deux modes sont toujours présents et plus marqués mais la fréquence de battement croît rapidement avec le désaccord. En conclusion, le fonctionnement de ces structures sera très sensible au décalage d'une cavité par rapport à l'autre.

2 Avantages des cavités couplées

L'insertion d'une deuxième cavité dans la structure verticale amène un degré de liberté supplémentaire lors de la conception des fonctions optiques, ouvrant la possibilité d'intégrer de nouvelles capacités jusque-là impossibles dans un VCSEL seul. Ainsi, cette géométrie générique laisse envisager des composants fonctionnant à deux longueurs d'onde, double émetteur, double détecteur ou émetteur/récepteur. D'autre part, dans la littérature sont cités l'accord de la longueur d'onde d'émission [114], le contrôle de la puissance du faisceau émis par la seconde cavité [115] ou le pompage optique d'une cavité par l'autre [116]. De plus, la bistabilité du signal émis diminue la puissance mise en jeu dans les systèmes de commutations et promet un contraste on/off important. Enfin, la génération de faisceaux lasers colinéaires émettant à deux longueurs d'ondes est intéressante pour le WDM (Wavelength Division Multiplexing), l'interférométrie à deux longueurs d'ondes ou encore la génération de fréquence TéraHertz.

Deux applications ont particulièrement motivé nos travaux sur ces composants :

- l'étude de la photodétection en cavités couplées pour étendre le travail de détection en cavité verticale
- la réalisation de composants originaux pour la génération d'onde TéraHertz.

3 État de l'art

Plusieurs équipes ont déjà validé expérimentalement le concept des cavités couplées basées sur la structure du VCSEL pour l'émission laser. La première réalisation présentant une émission à deux longueurs d'onde est dans une configuration de cavités dites active/passive [36]. La cavité dite active est pompée électriquement tandis que l'autre (passive) est pompée optiquement par la première. Chacune d'entre elles contient plusieurs puits quantiques et leurs épaisseurs optiques sont légèrement différentes de λ pour forcer la séparation spatiale entre les modes. L'écart mesuré sur le spectre de réflectivité est de 30 nm. Ce composant fonctionne uniquement en régime pulsé. La cavité pompée électriquement lase en premier et pompe efficacement la seconde. Une deuxième équipe [117] a réalisé un composant de la même forme (configuration active/passive) avec une cavité $\lambda/2n$ en GaAs massif. Cependant, le pompage optique n'est malheureusement pas suffisant pour déclencher l'effet laser dans la seconde cavité.

Le premier BiVCSEL fonctionnant en continu [113] comporte deux cavités λ actives, commandées séparément par des électrodes déposées sur chaque DBR. Une légère asymétrie dans le système permet de stabiliser les modes dans chacune des cavités. Le confinement électrique est obtenu *via* deux diaphragmes d'oxyde. La compétition entre les modes est clairement mise en évidence quand on fait varier les conditions d'injection. En effet, dans la plupart des composants, l'effet laser apparaît uniquement quand on injecte des porteurs simultanément dans les deux cavités. Ceci est attribué à l'emplacement des puits par rapport au champ stationnaire résonant. Ils sont généralement placés sur un ventre du champ pour augmenter leur interaction avec la structure. Ainsi, quand une seule cavité est polarisée, les puits de l'autre cavité absorbent la lumière émise et empêchent toute amplification du signal. Au fur et à mesure que la puissance optique intra-cavité devient suffisamment importante, ils arrivent à transparence puis commencent à participer à l'émission à partir de l'énergie absorbée. Les puits de la cavité pompée doivent donc franchir cette barrière avant d'atteindre l'effet laser. Si les deux cavités sont pompées simultanément, l'absorption des puits quantiques est diminuée jusqu'à la transparence.

La progression des spectres d'émission en fonction de l'injection retrace cette compétition. On y voit évoluer les pics d'émission en fonction du courant : soit une seule longueur d'onde, soit les deux simultanément. Cependant, la prédiction du comportement du BiVCSEL est encore peu connue. Les paramètres entrant en jeu sont en effet difficiles à évaluer (spectre du gain de chaque cavité, répartition des porteurs, confinement des modes,...) et la prépondérance de chacun d'entre eux est particulière à chaque structure.

4 Génération Laser Continue de TéraHertz (GELACOTE)

Le contexte de l'étude de BiVCSELs au LAAS intervient dans le cadre du projet GELACOTE² dont le but est de créer et de caractériser une source optoélectronique compacte émettant entre 1 et 3 THz. Ce domaine est en effet peu couvert par d'autres types de sources. Les ondes TéraHertz sont

²Étaient impliqués dans cette ACI le CEM2 à Montpellier, le LPL à Rennes et le LAHC à Chambéry. Cette action, dont le coordinateur est L. Chusseau, se poursuit dans le cadre d'une AS THz (n°207).

obtenues en créant des interférences entre deux signaux lasers couplés par la phase et de longueurs d'onde très proches. Le battement entre les ondes est alors dans la gamme des TéraHertz. La transformation de ce battement en onde propagative est effectuée soit par photo commutation dans des semiconducteurs ultrarapides, soit par redressement optique dans des cristaux non linéaires. Le signal THz est ensuite mis en forme par des antennes appropriées (figure 3.21).

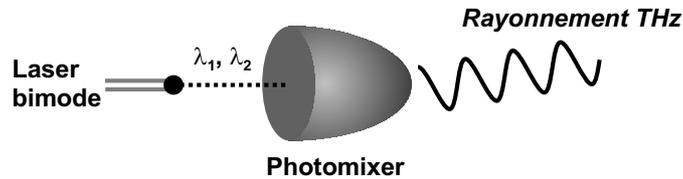


Figure 3.21. Schéma du principe de la source TéraHertz.

Deux voies peuvent être envisagées pour générer les interférences : se servir d'un laser solide bi-fréquences ou utiliser un BiVCSEL. L'intérêt de cette dernière configuration réside d'une part dans la compacité du système, et d'autre part dans le fait que les faisceaux émis soient coaxiaux. Cela réduit la nécessité d'implanter des contrôles externes du système pour réguler la température ou aligner les optiques par exemple. Le battement optique est alors indépendant d'une dérive en température raisonnable du composant. Les faisceaux sont ensuite collectés par un cristal à détection rapide de GaAs épitaxié à basse température et ré-émis via des antennes déposées sur ce même échantillon.

L'approche du projet pour fabriquer cette source est originale. En effet, parmi les équipes ayant déjà réalisé ce type de composant, aucune n'a démontré la possibilité d'une génération d'onde THz. L'ajustement du battement au THz est obtenu avec deux cavités identiques en choisissant soigneusement la réflectivité du miroir central. L'écart spectral correspondant est de quelques nm pour une longueur d'onde autour de 850 nm.

5 Conception

a Modélisation optique

La majeure partie de la conception de la structure verticale a été assurée par L. Chusseau au CEM2 (Montpellier). Le composant est quasiment symétrique par rapport aux cavités, les miroirs extérieurs comportent 21 et 23 paires. Le nombre de périodes sur la face de sortie est légèrement inférieur pour donner la prédominance au champ sortant sur la face supérieure. Le miroir central doit comporter entre 12,5 et 18,5 périodes qui correspondent aux valeurs extrêmes pour lesquelles le battement est compris entre 1 et 3 THz.

Nous avons calculé le spectre de réflectivité de la structure après adaptation technologique (§ suivant). Il est représenté sur la figure 3.22. On observe deux pics résonants à 848,4 et 851,8 nm, ce qui pourrait créer un battement à la fréquence de 1,4 THz. Les champs optiques à ces deux longueurs d'onde ont été calculés et sont représentés sur la figure 3.23. Ils sont répartis de façon équivalente dans les deux cavités et leurs intensités sont du même ordre de grandeur.

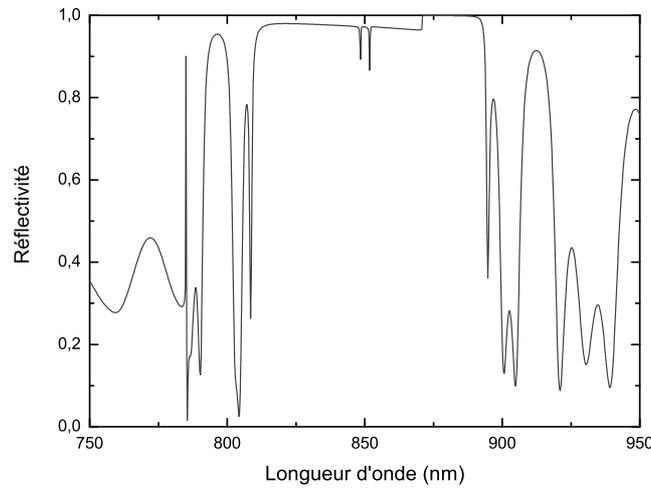


Figure 3.22. Spectre de réflectivité pour un miroir de couplage de 18,5 périodes (écart attendu de 1,4 THz). Le décrochement est lié à la couche absorbante de GaAs en surface.

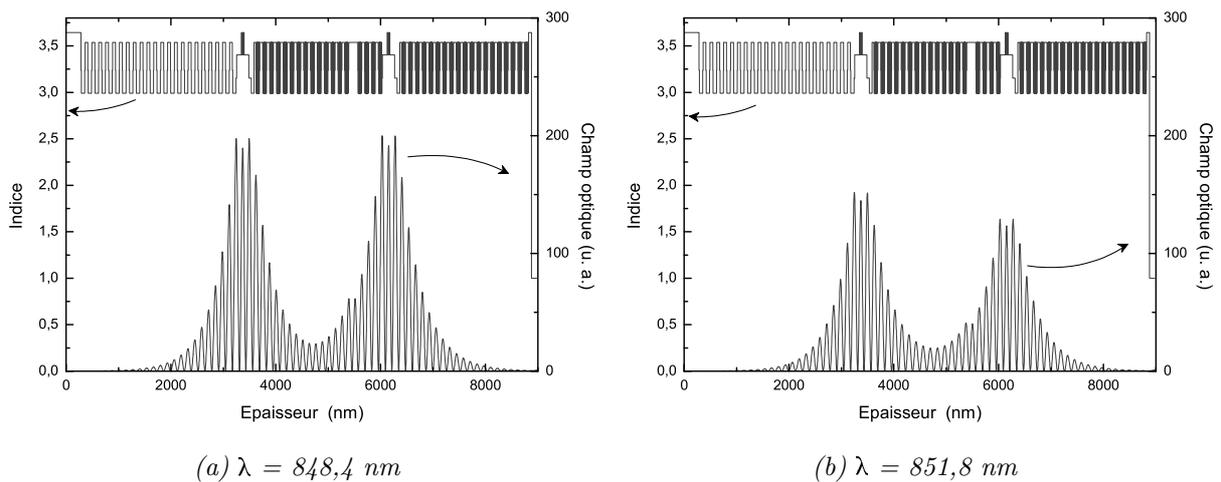


Figure 3.23. Répartition des champs optiques dans les deux cavités.

b Choix technologiques

Nous avons ensuite adapté la structure en fonction de nos équipements et de notre savoir-faire. Les choix et modifications apportés à la structure modélisée sont récapitulés ci-après :

- Deux cavités actives λ au centre desquelles sont placés des puits quantiques, de façon à pouvoir ajuster au mieux les gains dans chacune des cavités (gains égaux) et optimiser le fonctionnement du composant. Par conséquent, pour commander celles-ci, trois électrodes sont prévues : deux sur la face avant et une sur la face arrière.
- Trois croissances sont prévues avec des miroirs de couplage de 12,5 ; 14,5 et 18,5 périodes pour étudier l'effet du couplage sur le battement final.
- Les couches servant à former le diaphragme d'oxyde sont épaisses de 50 nm. Pour cette dimension, la vitesse d'oxydation est très peu sensible à une erreur (ou une non-uniformité)

sur l'épaisseur de l'AlAs.

- Le miroir de couplage est dopé p avec du béryllium.
- Le blocage d'oxyde est intrinsèque. Pour bloquer l'oxydation des couches à protéger, de fines couches d' $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$ sont intercalées dans les couches d'AlAs pour des raisons techniques liées à notre bâti d'épitaxie (cellule de gallium unique). La périodicité de ces couches de segmentation requise doit faciliter au mieux le passage des trous à chaque hétérojonction créée et bloquer suffisamment l'oxydation. Pour ces raisons, le compromis choisi est d'insérer 1 nm d' $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$ tous les 9 nm d'AlAs.
- Le contact électrique commun dans le miroir p est effectué sur une couche en $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}$ surdopée. Elle est placée aux deux-tiers de la hauteur du miroir, assez loin des cavités mais plus proche de la cavité supérieure dont toutes les couches contiennent le blocage d'oxyde. De plus, nous préférons augmenter son épaisseur à $3\lambda/4n$ ou $5\lambda/4n$, ce qui facilite la maîtrise de l'arrêt de la gravure.
- La période supérieure est modifiée pour favoriser le contact ohmique : la couche de contact est en GaAs très fortement dopé (10^{19} à 10^{20} cm^{-3}).

c Description du procédé de fabrication

Les détails du process sont présentés sur la figure 3.24. Les étapes sont conçues dans l'ordre suivant :

- métallisation AuGe/Ni/Au (sur type n) puis gravure par plasma SiCl_4 du premier miroir jusqu'à la couche de contact.
- métallisation AuZn/Au (sur type p) puis gravure par plasma SiCl_4 du deuxième miroir jusqu'à la cavité inférieure.
- oxydation latérale thermique humide de l'AlAs sur $15 \mu\text{m}$.
- dépôt de la couche isolante puis ouverture des contacts par plasma CF_4 .
- métallisation Ti/Au définissant les plots de contacts.

Pour la formation des deux mesas, nous avons choisi de déposer d'abord les électrodes annulaires puis de graver le mesa, afin d'utiliser le métal comme bord de masque. L'oxydation intervenant après les deux gravures, les deux diaphragmes ne sont donc pas de la même taille. Cependant, il ne nous est pas possible d'inverser l'ordre des étapes précédentes. La dimension du spot laser qui mesure la réflectivité au cours de la gravure mesure $2 \times 10 \text{ mm}^2$ environ, le contrôle optique donne donc une valeur moyenne de la profondeur de gravure et non une réponse locale.

Le métal utilisé pour le contact sur la couche intermédiaire est l'alliage AuZn/Au. Cet alliage diffuse dans le semiconducteur au moment de l'oxydation thermique et forme un contact allié. Le dépôt de Ti/Au ne conviendrait pas car s'établirait alors un contact Schottky.

d Jeu de masques BiVCSEL

Le masque BiVCSEL est représenté sur la figure 3.25. Les BiVCSELs sont groupés en barrettes de 8 composants. Les motifs de tests de process sont regroupés sur le haut du motif élémentaire ainsi que des motifs relatifs aux diodes de monitoring que nous verrons plus loin (chapitre 4 §

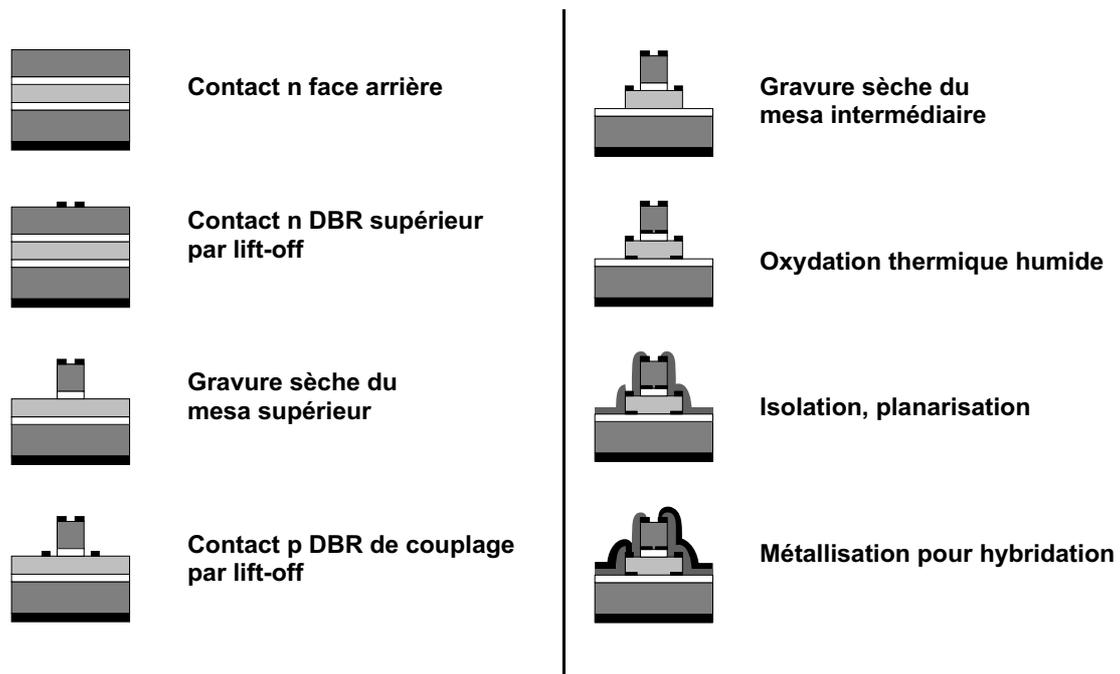


Figure 3.24. Étapes du process BiVCSEL.

VI). Les tests de process servent à évaluer la qualité du process en cours de réalisation (peigne pour la définition de la lithographie, marches pour mesurer la hauteur des gravures ou dépôts, mires d'alignement etc...). Des motifs de tests électriques devraient permettre de mettre au point la longueur d'oxydation pour chaque épitaxie. Les fines bandes qui séparent les barrettes servent à aligner rapidement les niveaux entre eux lors des photolithographies ou de la découpe.

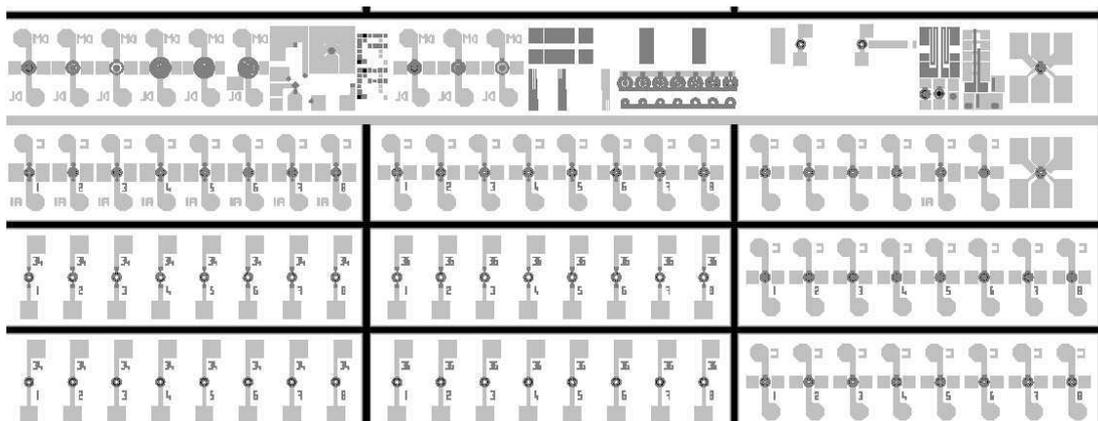


Figure 3.25. Motif élémentaire du jeu de masques BiVCSEL.

Les motifs BiVCSELs sont conçus sur plusieurs modèles (cf. figure 3.26). Contrairement au jeu de masques des VCSELs monomodes du projet Optonanogen, nous avons choisi de ne viser qu'une seule longueur d'oxydation, c'est-à-dire que les composants sont tous calibrés pour présenter un diamètre d'émission entre 4 et 6 μm . En procédant aux étalonnages de longueur d'oxydation, nous devrions obtenir la taille de diaphragme désirée sur l'ensemble des BiVCSELs.

Pour alimenter séparément les deux cavités actives, nous avons besoin de trois électrodes. La cathode du VCSEL inférieur est sur la face arrière du composant. Sur la face avant, il y a deux électrodes concentriques et donc deux plots de contacts : l'anode commune aux deux composants et la cathode du VCSEL supérieur. Nous avons relié les plots de contact aux électrodes de différentes manières.

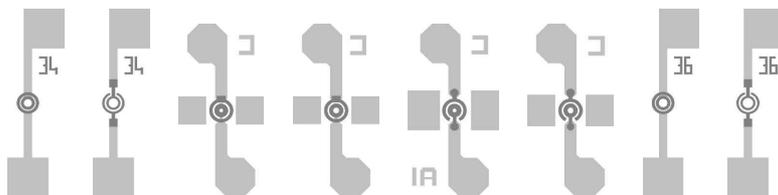


Figure 3.26. Motifs de 34, 35 et 36 μm .

Certains motifs ont encore une prise de contact déportée, tandis que sur les autres composants, la largeur de l'anneau métallique est agrandie pour y prendre le contact directement. L'intérêt de faire varier ces prises de contact est de prévenir la difficulté d'ouvrir de petites tailles de motifs dans la résine puis dans la couche isolante. Le plot déporté est plus large donc plus accessible mais il engendre une modification de la forme du diaphragme d'oxyde car le mesa n'est pas cylindrique.

6 Réalisation technologique

a Élaboration épitaxiale

Au total, trois structures BiVCSELs ont été élaborées par MBE au laboratoire par C. Fontaine et A. Arnoult. Les vitesses de croissance et les puits ont été calibrés préalablement aux épitaxies. Les temps de croissance étant très longs, chaque épitaxie a été réalisée sur deux jours. Pour plus de clarté dans la suite du manuscrit, elles seront dénommées BiA, BiB et BiC. Les différences de leurs structures réelles sont détaillées sur la figure 3.27.

Les observations de ces structures BiVCSELs au **MEB** sont exposées dans la figure 3.28. Les couches sombres correspondent à un alliage riche en aluminium, les couches claires à celles riches en gallium. Les deux cavités et la couche intermédiaire de contact ressortent davantage de l'ensemble car elles sont plus épaisses.

De plus, les échantillons ont été analysés par **SIMS** (Secondary Ion Mass Spectroscopy). Par ce biais, nous accédons à la composition réelle des couches et à leur dopage et vérifions ainsi qu'il n'y ait pas eu de problèmes lors de l'ouverture ou de la fermeture des caches.

Enfin, nous avons mesuré le **spectre de réflectivité** des structures avant de commencer le process. Les positions des pics de résonance acquis aux centres des plaquettes sont résumées dans le tableau 3.2. Le battement possible entre les deux modes est légèrement supérieur à la plage de fréquence recherchée.

On constate déjà que l'épitaxie BiB risque de ne pas convenir à nos composants. Elle possède des modes peu séparés à 855 nm. De plus, en examinant attentivement le relevé de l'analyse par SIMS, nous avons remarqué que le blocage d'oxyde sur les périodes supérieures du miroir de

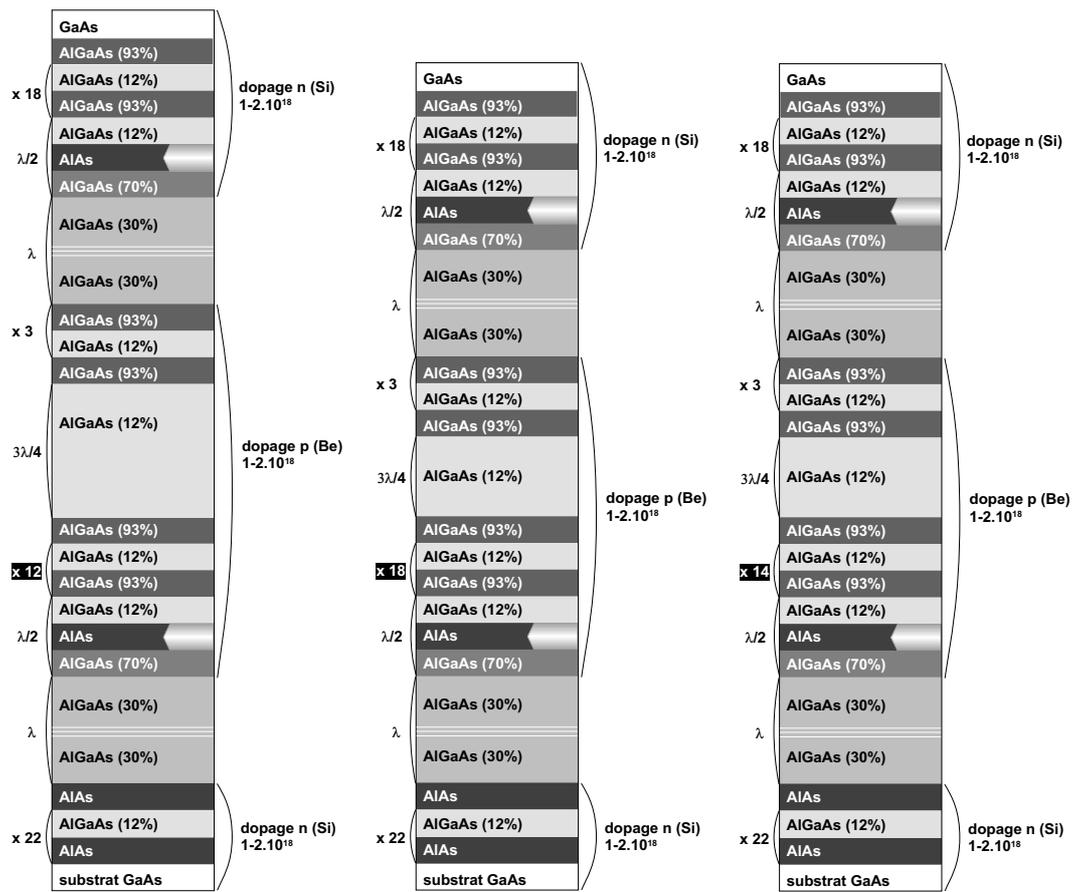


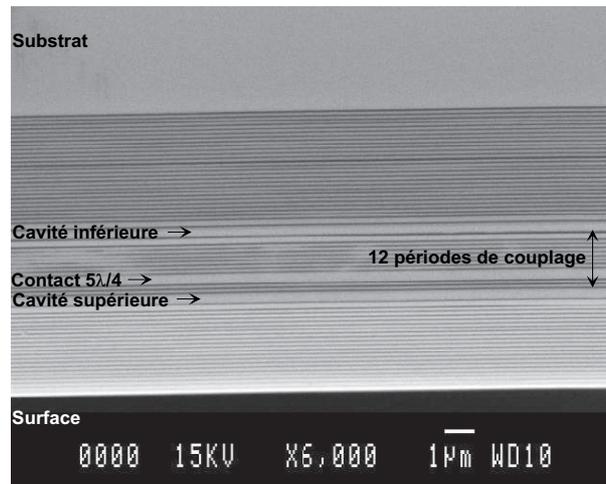
Figure 3.27. Description des structures réelles épitaxiées : (a) 12 périodes, (b) 18 périodes et (c) 14 périodes.

| Structure | BiA | BiB | BiC |
|--------------------------|-------|-------|-------|
| Résonance basse (nm) | 867,5 | 855,2 | 857,8 |
| Résonance haute (nm) | 881,9 | / | 867,6 |
| Fréquence attendue (THz) | 5,65 | / | 3,95 |

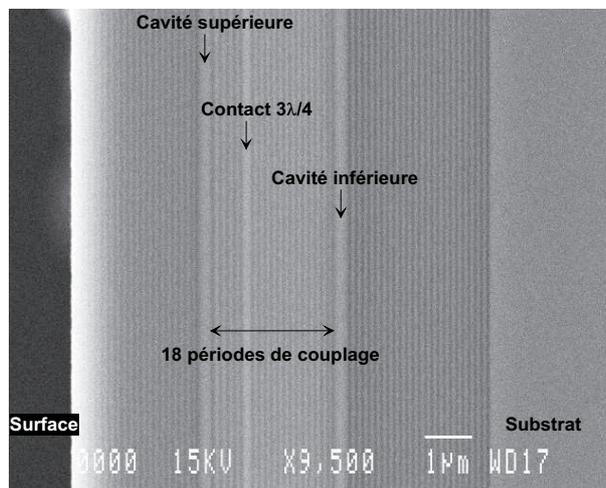
Tableau 3.2. Résonances et fréquences de battement associées.

couplage est moins efficace. D'autre part, la structure BiA a connu un problème de caches dans le DBR supérieur car la 10^{ème} couche s'oxyde lors de la formation du diaphragme d'oxyde. Ce problème devrait engendrer une tension plus élevée pour cette structure.

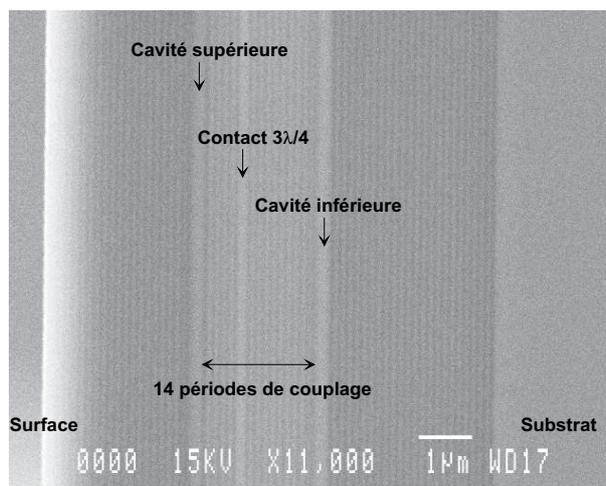
Les résultats des analyses de la structure la plus réussie (BiC) sont regroupés dans la figure 3.29. Toutefois, la position des pics est décalée vers le rouge par rapport à la longueur d'onde visée des puits. Ces différentes caractérisations avant process mettent en évidence que la croissance de structures aussi complexes est encore très difficile à maîtriser.



(a) 12 périodes de couplage

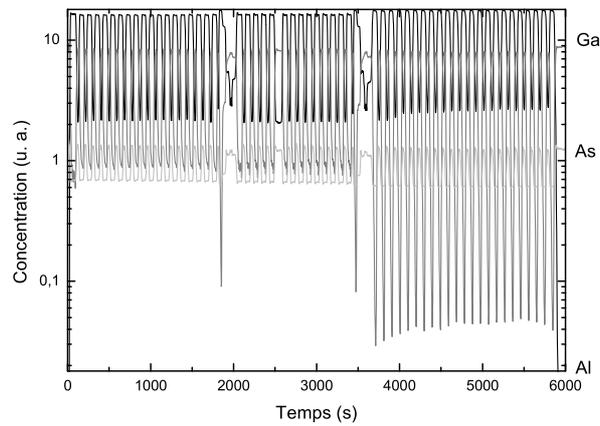


(b) 18 périodes de couplage

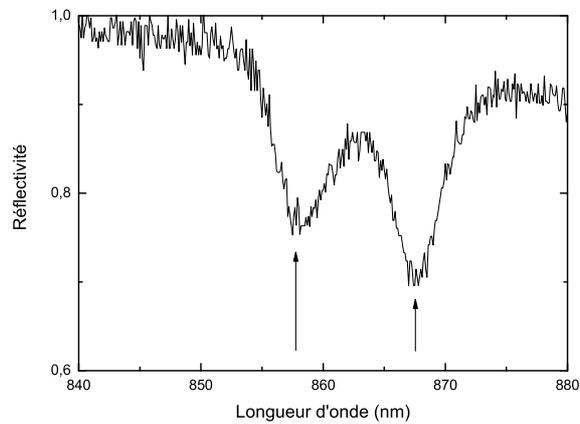


(c) 14 périodes de couplage

Figure 3.28. Images MEB des structures réalisées.



(a) Profil SIMS



(b) Réflectivité

Figure 3.29. Analyses de la meilleure structure (14 périodes).

b Fabrication des composants

Les trois plaques épitaxiées ont été processées avec le jeu de masques BiVCSEL. La réalisation des étapes d'oxydation et de passivation a été facilitée par les mises au point effectuées lors du process VCSEL. Les lift off sont toutefois plus délicats car le relief des composants est plus important (3,5 à 5 μm).

La figure 3.30 reproduit les observations au MEB des BiVCSELs après réalisation. Au centre du composant, on reconnaît la surface d'émission entourée de la première électrode (clair). La seconde électrode est sur le niveau inférieur, recouverte de passivant donc de couleur foncée. Le métal final apparaît en blanc. La délimitation de ce niveau n'est pas parfaite, on observe le soulèvement du métal contigu après le lift off. De plus, la continuité du pad entre les différents niveaux se rompt assez facilement. Ce problème a été réglé en utilisant un bâti de dépôt planétaire (l'échantillon tournant pendant le dépôt, le métal se dépose sur les flancs des mesas).

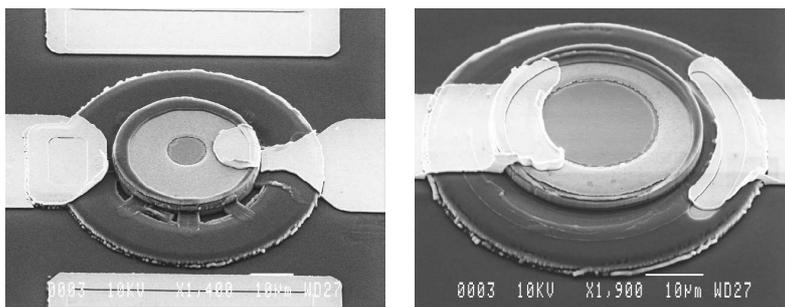


Figure 3.30. Images MEB des composants réalisés. Les configurations montrées ici n'ont pas de plot déporté.

7 Caractérisation des composants

Nous avons caractérisé les composants après leur fabrication. La plupart des résultats exposés dans ce paragraphe concerne la structure BiC, qui a donné les meilleurs résultats.

a Émission

La caractérisation des BiVCSELs en émission est réalisée sur le banc vertical à l'aide de deux tiroirs parallèles de l'alimentation en courant. Pour des raisons de commodité, la masse est connectée à l'anode commune. Malgré l'utilisation du module Peltier pour faire varier le décalage entre le gain et les modes résonants, nous n'avons pas mesuré d'effet laser sur la gamme de températures allant de 15 à 80 °C. La mesure de la puissance émise par la cavité supérieure de la structure BiC est représentée sur la figure 3.31 ainsi que la caractéristique $V(I)$. La forme de la courbe confirme qu'il s'agit d'électroluminescence (aucun seuil visible). De plus, le seuil électrique n'est pas clairement marqué. La montée en tension assez arrondie est liée à la présence de nombreuses hétérojonctions dans la structure. Toutefois, malgré la multiplication des hétérojonctions causée par le blocage d'oxyde intrinsèque (insertion de fines couches dans l'AlAs), la tension mesurée n'est pas rédhibitoire (~ 6 V). Le niveau du signal émis est trop faible pour qu'on parvienne à coupler le faisceau dans une fibre et analyser le spectre émis.

b Photodétection interne

Bien que le BiVCSEL ne fonctionne pas en régime laser, nous avons qualifié le comportement du composant en émetteur-détecteur, c'est-à-dire sa capacité de détecter le faisceau émis. Pour cela, des porteurs sont injectés dans une cavité tandis que le photocourant généré aux bornes de la seconde cavité polarisée à -5 V est enregistré. Pour comparer cette mesure avec l'émission verticale, nous avons tracé les deux signaux (photocourant et signal de la photodiode externe) sur le même graphe (figure 3.32). Les formes des deux signaux étant superposées, la cavité inférieure détecte l'intégralité du signal émis par la cavité supérieure. Ce type de résultats a déjà été obtenu sur un composant présentant une émission laser [55] par une équipe américaine.

La même caractérisation a été réalisée sur la cavité supérieure mais le niveau du photocourant recueilli est 60 fois moins important. Deux facteurs potentiels pourraient expliquer cette différence.

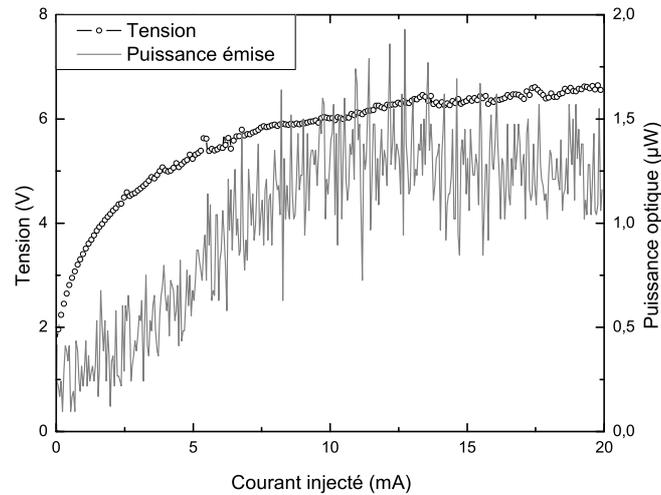


Figure 3.31. Caractéristiques en émission d'un BiVCSEL de la structure C : courbes $V(I)$ et $P(I)$ pour la cavité supérieure.

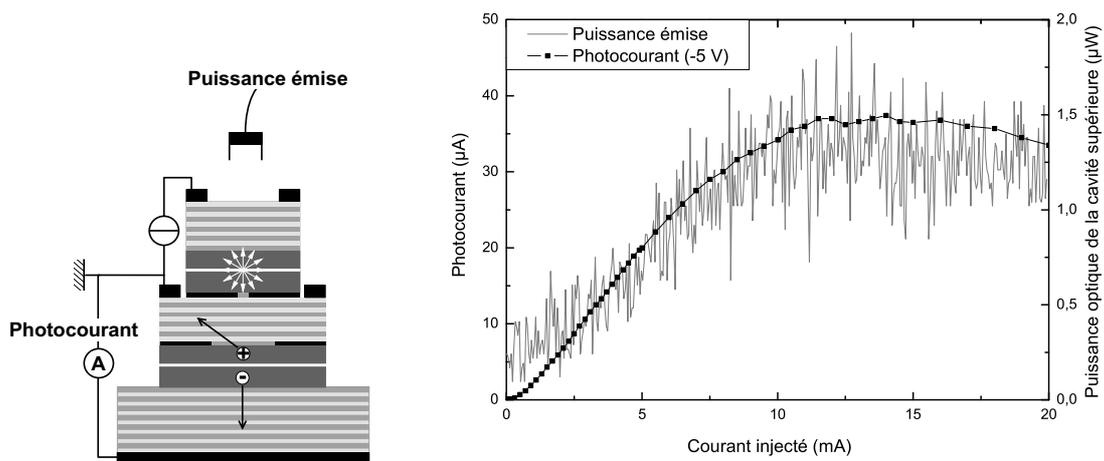


Figure 3.32. Photocourant détecté par la cavité inférieure. Comparaison avec la puissance émise par la cavité supérieure.

D'une part, la géométrie du composant fait que la cavité du bas recueille l'émission sur un plus grand angle que celle du haut. En effet, les diaphragmes d'oxyde n'étant pas identiques, il y a une dissymétrie entre les cavités. Par conséquent, la cavité supérieure filtre davantage le signal émis par la cavité inférieure que l'inverse. D'autre part, si les puits ne sont pas rigoureusement les mêmes, il est possible que le gain ne soit pas le même dans chaque cavité.

De plus, nous avons étudié l'effet de la température sur cette caractéristique. Les photocourants relevés pour des températures entre 15 et 85 °C sont représentés sur la figure 3.33. Le signal détecté diminue régulièrement quand la température augmente, suivant ainsi l'évolution de l'intensité émise avec la température.

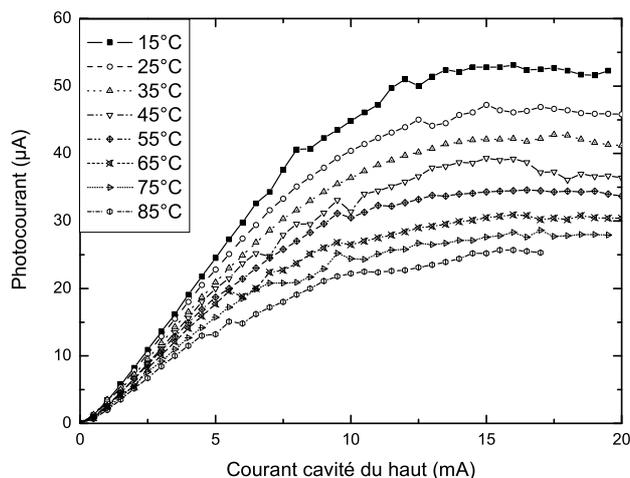


Figure 3.33. Photocourant interne en fonction de la température.

c Détection externe

Des mesures localisées de photocourants aux bornes de la cavité supérieure ont été réalisées sur les composants en utilisant le montage expérimental décrit précédemment (p. 61). Les mesures en température révèlent un comportement de photodétection différent de la photodétection interne (figure 3.34). En effet, dans ce cas, le niveau de signal augmente avec la température car on modifie l'accord en longueur d'onde entre l'absorption des puits et la raie Fabry-Pérot.

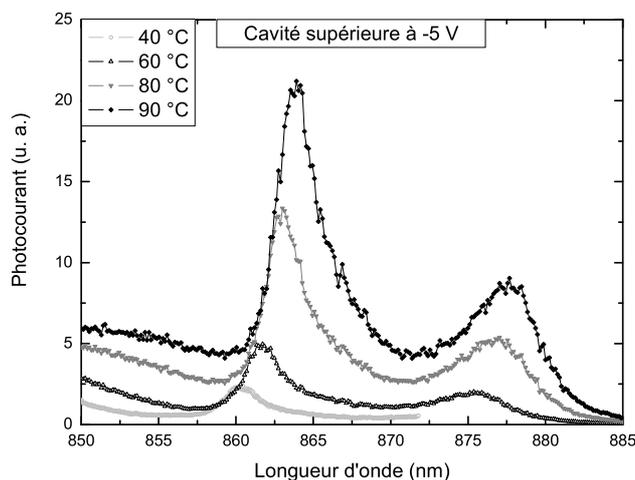


Figure 3.34. Photocourant en fonction de la température dans la cavité supérieure sous excitation externe (laser Ti : Sa).

Les résultats des mesures sous polarisation électrique inverse sont reproduits sur la figure 3.35. Deux pics sont visibles dans le spectre de photocourant, correspondant aux deux modes résonants. À mesure que la tension appliquée en inverse est augmentée, les rapports entre les intensités respectives de ces deux pics se trouvent modifiés. De plus, on observe une saturation

des intensités pour les tensions élevées. Grâce aux outils de caractérisation déjà développés, une étude plus poussée sera prochainement menée pour interpréter plus précisément les phénomènes sur des BiVCSELs optimisés et présentant un effet laser dans chaque cavité.

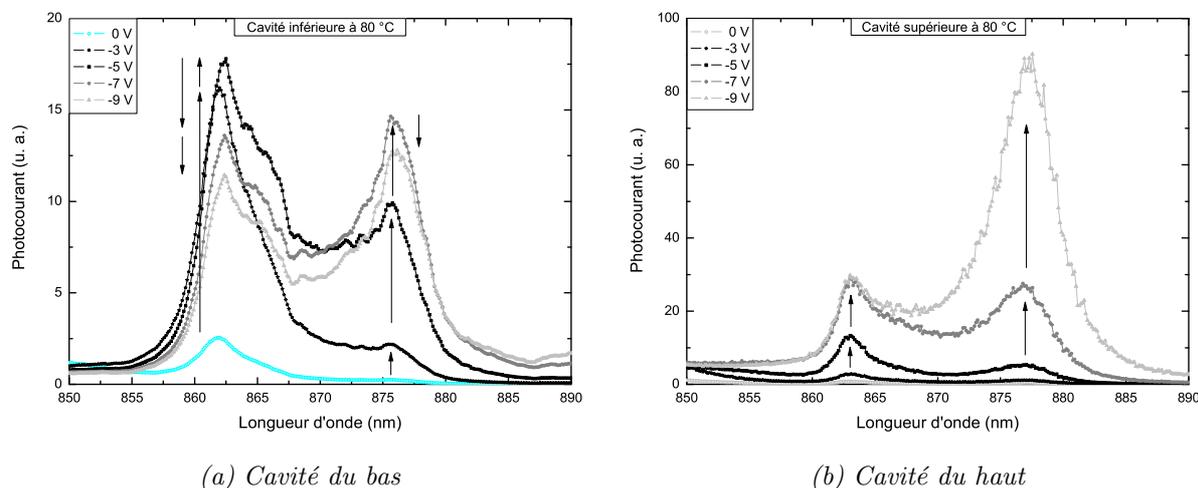


Figure 3.35. Spectres de photocourants en fonction de la tension en inverse.

8 Conclusion sur les BiVCSELs

Nous avons conçu et réalisé une première série de structure VCSEL à cavités couplées. Les composants fabriqués n'atteignent malheureusement pas l'effet laser ; par conséquent, l'étude sur la génération de signal THz n'a pu être poursuivie. Bien que la mesure de la puissance émise ne montre que de l'électroluminescence, nous avons caractérisé ces structures en détection. La configuration émetteur-détecteur, où une cavité est émettrice tandis que la seconde est polarisée en inverse, a montré que chaque cavité est sensible à l'émission de l'autre cavité. Le photocourant collecté suit exactement l'évolution de la puissance émise par la face supérieure. La différence de niveau de signal entre les deux cavités pourrait être simplement due à la géométrie du composant.

Les mesures de photodétection externe réalisées sur chacune des cavités à l'aide d'un laser accordable ont mis en évidence la présence de deux pics dans le spectre de détection. Le rapport d'intensité entre ceux-ci varie avec la tension appliquée. Cette étude va être poursuivie sur de nouvelles croissances dont les caractéristiques avant process ont été optimisées.

IV Conclusion générale sur la détection verticale

Tout au long de ce chapitre, nous avons exploré différentes voies pour intégrer la détection dans une structure VCSEL. Les études préliminaires ont consisté à caractériser un photodétecteur simple en GaAs renforcé par effet de cavité. Nous avons ainsi mis au point une technique d'attaques chimiques du miroir supérieur sur ces structures pour modifier leur réflectivité ainsi que leur sensibilité de détection et atteindre un optimum.

Par ailleurs, des calculs d'efficacité de détection ont été menés pour estimer l'amélioration possible en sensibilité de détection dans une structure VCSEL. Le calcul se révèle être assez sensible à la valeur de l'absorption des puits quantiques. Les valeurs obtenues ne permettent pas de conclure sur le modèle à utiliser mais prévoient une amélioration de la sensibilité de détection si la réflectivité du miroir supérieur est optimisée (entre 15 et 20 périodes enlevées). Néanmoins, l'effet laser n'aura plus lieu et il faut vraisemblablement réaliser un compromis.

Nous avons mis en place un dispositif expérimental de mesure localisée du photocourant avec un laser titane : saphir accordable. La taille du spot sonde atteint 8 μm sur l'échantillon. La séparation spatiale des zones centrale et oxydée d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde est alors possible. Ceci nous a conduits à mettre en évidence la présence de "modes d'oxyde" en détection. Les spectres de photocourant mesurés sur chacune des régions sont séparés de 17 nm, confirmant la différence d'indices entre l'AlAs et l'oxyde qui le remplace. Cette différence a été réduite à quelques nm quand l'épaisseur et l'emplacement de la couche oxydée ont été optimisés pour minimiser son interaction avec le champ optique, ce qui devrait améliorer grandement le fonctionnement dual du composant émetteur/détecteur.

Deux séries de gravures ont été ensuite mises en œuvre pour étudier deux types de configurations : la gravure de la surface entière du VCSEL sur quelques périodes d'une part et la gravure d'un anneau périphérique sur davantage de périodes dans l'autre cas. Les attaques chimiques de la surface entière ont permis d'augmenter expérimentalement la sensibilité de détection à 20 %. Toutefois, cette technique de gravure présente des limites dès la deuxième gravure car la surface à attaquer est très faible et se détériore au fur et à mesure des essais. La formation d'un mesa intact au centre du VCSEL est quant à elle réalisée par gravure sèche. Cependant, cette technique ne permet pas de choisir la profondeur de gravure avec exactitude. Cette étude n'a pu être poursuivie en raison du diamètre trop important du diaphragme d'oxyde par rapport à celui du mesa.

L'application de ces techniques d'attaque pour réaliser un VCSEL dual se révèle donc relativement difficile. L'utilisation de deux cavités empilées pourrait résoudre ces problèmes. Dans ce but, nous avons conçu et réalisé des BiVCSELs dont l'utilisation comme sources THz est également envisagée. Les structures élaborées puis processées ne présentent hélas pas d'effet laser car ce sont des composants très délicats à réaliser avec nos moyens d'élaboration actuels. Toutefois, nous avons effectué des mesures de détection interne ainsi que de spectres de photocourant sur ces structures. L'allure du photocourant collecté en interne suit l'allure de la puissance émise par la surface. Le comportement spectral en détection externe montre deux pics de photocourant dont l'intensité relative varie avec la polarisation électrique.

Ces premières mesures montrent toute la difficulté d'analyse de ces composants complexes. Cette étude sera poursuivie sur des structures optimisées mais elle nous a amenés à explorer une voie différente de l'empilement vertical de fonctions : la détection latérale intégrée.

Chapitre 4

Détection latérale

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'émission spontanée émise latéralement par les puits dans les VCSELs. Le terme "détection latérale" regroupe les méthodes que nous avons employées pour recueillir cette émission et la caractériser. Le but est de trouver un moyen simple et efficace de détection du signal pour asservir le VCSEL.

Dans un premier paragraphe, nous présentons les mesures réalisées sur des VCSELs standards après propagation du signal dans l'air. Ensuite, nous exposons le principe du guidage optique entre VCSELs en préservant la cavité lors de la gravure et vérifions théoriquement la possibilité de propagation du mode fondamental. Le guidage optique est estimé à partir d'un modèle simple basé sur le calcul des indices effectifs de la structure et des profils de modes associés.

Les paragraphes suivants décrivent les expériences menées sur des barrettes de VCSELs. Nous étudions d'une part la propagation de l'émission des puits guidée par le plan de la cavité. Le signal optique est récolté sur la face clivée des barrettes puis analysé spectralement. D'autre part, des mesures électriques mettant en jeu plusieurs VCSELs ont été réalisées. Nous corrélons les courbes de "photo"courants obtenues avec la puissance émise par le laser et proposons un modèle électrique pour extraire du courant mesuré la partie correspondant réellement au photocourant. Ensuite, la conception et réalisation de nouveaux formats de composants permet d'extraire le signal utile. Enfin, nous concluons sur les améliorations à apporter sur la conception des composants pour recueillir uniquement le signal utile.

I Contexte de l'étude

L'idée qui nous a amenés à réaliser cette étude optique de la propagation latérale puis celle du photocourant est la suivante : peut-on contrôler le fonctionnement du VCSEL en temps réel en se servant d'un signal émis latéralement et perdu par le composant ?

En effet, dans les systèmes photoniques intégrant des VCSELs, le contrôle de la puissance émise se fait en général grâce à une photodiode externe qui capte le faisceau réfléchi par la vitre de protection de la puce. Toutefois, cette configuration n'est pas toujours possible et l'assemblage gagnerait en compacité et simplicité si cette mesure pouvait directement être intégrée au composant. Les solutions d'intégration verticale, comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre,

présentent de réelles difficultés de réalisation. Remplacer la photodiode de contrôle de la puissance de sortie par un détecteur latéral intégré permettrait de plus de bénéficier de la technologie d'assemblage flip-chip.

Dans le cadre du projet RMNT **OSA 131**¹, nous souhaitons mettre en œuvre ce principe de détection latérale. En effet, l'objectif du programme est de construire un sous-ensemble optique fortement intégré fonctionnant à 1,31 μm pour un débit de 10 Gbit/s et compatible avec divers formats de transceivers (émetteur/détecteur).

II Mesures avec des VCSELS standards

Dans un premier temps, nous nous proposons de quantifier la possibilité de détecter l'émission spontanée d'un VCSEL émetteur en utilisant un composant voisin de façon simple, en collectant le courant créé dans le détecteur après la propagation du signal dans l'air. Avant de présenter nos résultats expérimentaux, nous allons passer en revue les expériences de détection de l'émission spontanée émise par le mesa déjà publiées dans la littérature.

1 Résultats issus de la littérature

La caractérisation de l'émission latérale a déjà été réalisée par quelques équipes de recherche, soit par voie optique [61] et [119], soit par voie électrique [60]. La figure 4.1 décrit les deux configurations de détection correspondantes.

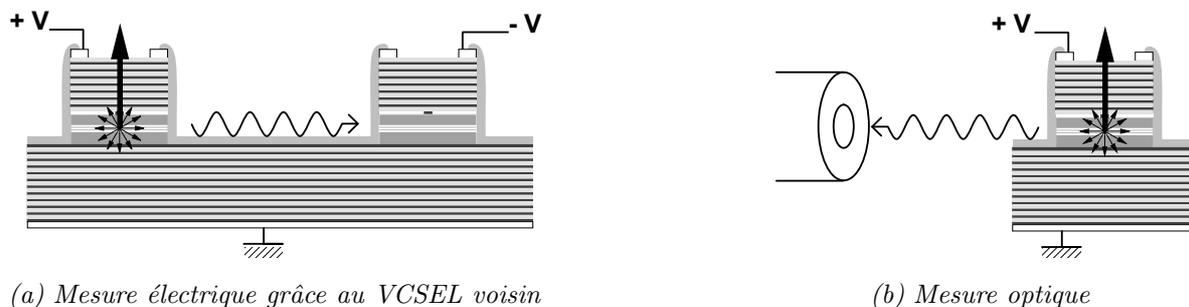
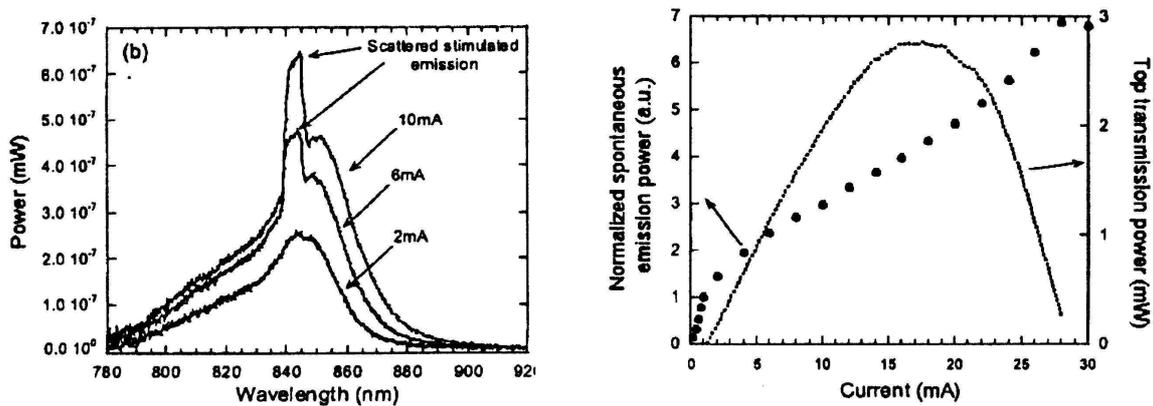


Figure 4.1. Détection latérale de l'émission spontanée.

L'expérience menée par Shin *et al.* [60] pour déterminer le coefficient de recombinaison non-radiative d'un VCSEL met en jeu deux VCSELS. Le principe est représenté sur la figure 4.1(a) : on injecte des porteurs dans un premier VCSEL tandis qu'un second est polarisé en inverse. Aux bornes de ce dernier apparaît un courant en relation avec l'injection croissante dans le premier VCSEL. Ce photocourant est directement proportionnel à l'émission qui s'échappe latéralement du mesa et s'élève à 120 nA au seuil laser.

¹Le LAAS est impliqué dans ce projet avec IntexyS Photonics, le CEA-LETI DOPT et Infineon Technologies [118]

La même équipe a ensuite mesuré cette émission latérale à l'aide d'une fibre optique [61] reliée à un analyseur de spectres. Les spectres relevés sont larges de plusieurs dizaines de nanomètres et décrivent l'évolution de l'émission spontanée sous injection croissante. Toutefois, ces mesures ne concernaient que le régime d'électroluminescence. Hsu *et al.* ont prolongé cette expérience [119] au-delà du seuil et montrent qu'une partie de l'émission stimulée apparaît dans les spectres : un pic se dégage autour de la longueur d'onde de l'émission laser (figure 4.2(a)). Cet effet est attribué à la diffusion d'une partie de l'émission stimulée sur le diaphragme d'oxyde vers les bords du composant.



(a) Spectres mesurés au seuil laser et au-dessus (b) Intensité intégrée comparée à la puissance émise

Figure 4.2. Mesures optiques de l'émission latérale par le mesa, issues de la référence [119].

L'intégration de ces spectres après suppression de la composante d'émission laser est représentée sur la figure 4.2(b) ainsi que la puissance émise par le composant. L'émission spontanée n'est pas saturée au-dessus du seuil laser comme le prévoit la théorie. Une explication de ce phénomène est proposée dans le paragraphe suivant.

2 Mesures électriques sans guidage

Nos premières mesures ont été réalisées dans la configuration ci-dessus c'est-à-dire sans guidage optique (figure 4.1(a)) avec des VCSELs distants de 250 μm . La gravure d'isolation électrique s'arrête au niveau du miroir inférieur, la cavité étant ainsi entièrement gravée. Il n'y a donc pas de guide optique entre les deux composants. Le photocourant recueilli aux bornes du VCSEL voisin est superposé à la P(I) du laser sur la figure 2.

Comme dans la référence [60], les deux courbes ne présentent pas la même allure. On ne retrouve pas la forme caractéristique de la P(I) dans la courbe du photocourant, ce qui confirme que le signal collecté n'est pas une partie du faisceau laser (après une réflexion par exemple) mais bien de l'émission spontanée. Par contre, on observe une première modification de la pente du photocourant coïncidant avec le seuil laser. Au-dessus du seuil, le photocourant n'est pas constant mais continue à croître. De plus, nous avons poursuivi l'acquisition du photocourant

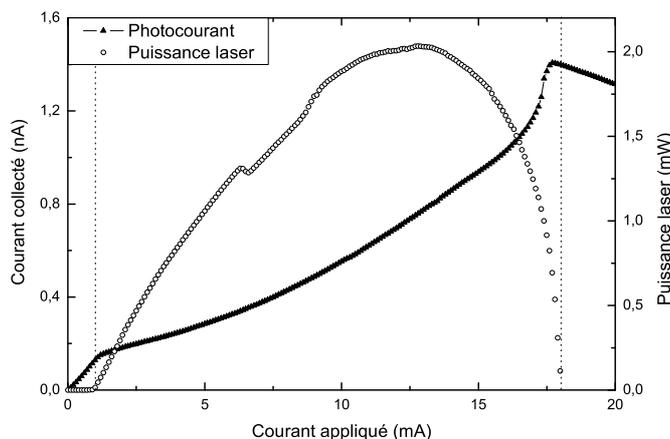


Figure 4.3. Photocourant recueilli par le VCSEL voisin en fonction du courant injecté et $P(I)$ correspondante. Les sauts observés dans la $P(I)$ proviennent de l'ouverture numérique de l'objectif utilisé.

jusqu'à l'extinction du laser et même au-delà. Cette mesure nous permet de mettre en évidence une seconde rupture de pente aux alentours de l'extinction du laser. Ensuite, on observe une décroissance linéaire. Le niveau de signal au seuil est inférieur à 0,2 nA ce qui est nettement inférieur à la valeur publiée par Shin *et al.* Cet écart entre les niveaux de signaux s'explique par la différence de l'angle d'interception du faisceau et/ou de procédé de fabrication. Quoiqu'il en soit, un signal minimum de 50 μ A est nécessaire dans le système de contrôle envisagé.

Une particularité de cette mesure est qu'il n'existe pas de saturation du photocourant recueilli après le début de l'émission laser. Or, nous supposons collecter l'émission spontanée perdue latéralement par le mesa. Le comportement de celle-ci, une fois que l'émission laser est déclenchée, est *a priori* simple : puisque les porteurs en excès vont uniquement alimenter l'émission stimulée, l'émission spontanée sature. Ceci n'est cependant vérifié qu'aux endroits où le faisceau laser est localisé. Or, à mesure que le courant de pompe s'accroît, tous les porteurs ne sont pas confinés au centre du composant où a lieu l'émission laser mais tendent à se répartir vers les zones périphériques, au-dessous de l'oxyde par exemple. Cet étalement des lignes de courant vers les régions latérales se traduit par une augmentation de l'émission spontanée globale. En effet, dans ces régions où l'inversion de population n'est pas assez efficace pour générer l'effet laser, l'émission spontanée peut encore s'accroître avec l'arrivée de nouveaux porteurs. La non-saturation du photocourant au-dessus du seuil laser serait donc le reflet de l'étalement des lignes de courant sous l'oxyde dans le VCSEL.

En outre, les effets thermiques sur l'émission spontanée n'interviennent pas de la même manière que sur l'effet laser. Ainsi, la pente du photocourant s'accroît continûment au fur et à mesure que le courant d'injection augmente, et continue à croître alors que la puissance laser chute (désaccord de la résonance Fabry-Pérot et de la courbe du gain). La non-saturation de l'émission spontanée pourrait être attribuée d'une part à l'affaiblissement du SHB (Spatial Hole Burning). Il s'agit de l'appauvrissement localisé en porteurs là où est produit l'effet laser. D'autre

part, elle pourrait être expliquée par le fort gradient thermique qui règne entre le centre et la périphérie du VCSEL [120] à ces niveaux d'injection. En effet, sous l'effet de la température, les porteurs sont excités thermiquement et redistribués vers des niveaux d'énergie supérieure. La température étant plus élevée au centre du composant, la distribution des porteurs présente y est plus faible et les porteurs alimenteraient l'émission spontanée à la périphérie.

Enfin, la quasi-correspondance de la baisse du signal collecté observée après l'extinction du faisceau laser provient probablement de la même origine que celle-ci : les effets thermiques sur les puits conduisent à réduire le gain disponible. L'absorption par les puits limite donc tout accroissement de l'émission spontanée.

III Guidage optique

1 Principe de l'étude

Nous venons donc de voir que la détection indirecte à distance des points principaux de fonctionnement de l'émission d'un VCSEL par un autre VCSEL est possible en espace libre. L'étude que nous avons menée sur les barrettes de VCSELs dans la suite de ce chapitre s'appuie sur cette première mesure. Toutefois, le niveau du photocourant récolté est trop faible pour contrôler le VCSEL au cours de son fonctionnement. Nous avons donc choisi de prévenir la chute du signal liée à l'interface mesa/air en tirant parti du **guidage optique par la cavité**. Ainsi, en préférant préserver la cavité lors de la gravure du mesa, nous conservons la structure d'un guide planaire horizontal, dont la couche de fort indice (la cavité) est entourée de part et d'autre de couches d'indices plus faibles (l'AlAs au-dessous et le matériau isolant au-dessus). Ce guide d'onde sert donc à guider la propagation de la lumière émise par les puits lors de l'émission du VCSEL. On crée ainsi un système de détection déportée de l'émission spontanée des puits (figure 4.4).

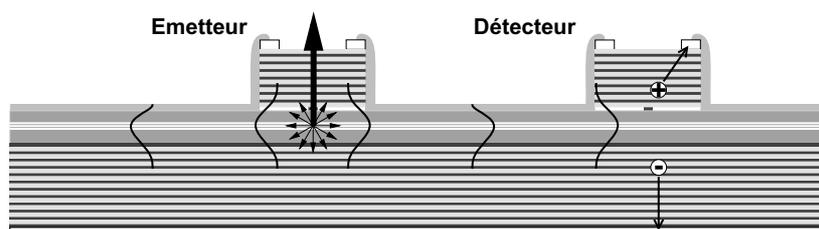


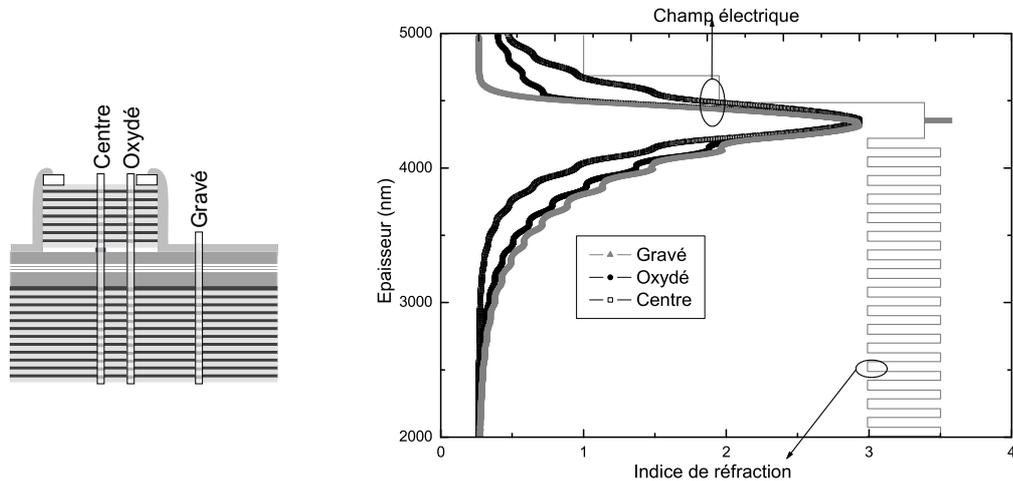
Figure 4.4. Schéma du guidage par la cavité.

2 Calculs des profils du mode fondamental

Les calculs que nous présentons ici ne se rapportent pas aux modes d'émission transverses des VCSELs [63] mais aux modes guidés se propageant dans le plan horizontal.

Nous avons calculé les modes confinés dans la zone active et négligé par la suite les pseudo-modes se propageant dans le miroir inférieur. Un programme de calcul matriciel écrit en Visual

Basic (Matrice) nous donne les indices effectifs et les profils de modes correspondants. Le modèle sur lequel est basé ce calcul est un modèle à une dimension qui prend en compte les multicouches. La propagation est étudiée dans trois sections verticales distinctes : le centre du VCSEL, au-dessus de la zone oxydée et sous la zone gravée, comme le montre le schéma de la figure 4.5(a).



(a) Définitions des différentes zones de calcul

(b) Profils de modes dans les trois zones

Figure 4.5. Modélisation du guidage optique.

La structure modélisée ici correspond à la structure L (p. 26) pour une longueur d'onde de 840 nm mais le calcul sur la structure A donne des résultats similaires. Les indices effectifs obtenus (3,297, 3,270 et 3,266) sont très proches, ce qui laisse espérer un bon recouvrement des modes entre les différentes régions. Pour chaque section, seul le mode fondamental TE₀ se propage dans le guide. Les profils obtenus sont tracés sur la figure 4.5(b). Nous supposons donc qu'une part de l'émission des puits pourra être guidée dans la plan de la cavité. Ce résultat est confirmé par les valeurs des indices effectifs calculées à l'aide d'un logiciel commercial (Fimmwave, Photon Design) qui sont les mêmes à 1 % près. De plus, ce calcul donne un couplage de 86 % entre le centre du VCSEL et la zone gravée (1D).

Enfin, la valeur de l'épaisseur du matériau restant après gravure au-dessus de la cavité détermine les propriétés du guidage. Ainsi, nous avons calculé que s'il reste moins de 80 nm au-dessus des puits alors la lumière ne sera plus guidée (figure 4.6). De plus, on obtient un confinement optique de l'onde de 5,5 % dans les seuls puits quantiques de la zone gravée, valeur à comparer avec les 60 % de recouvrement dans la cavité entière. L'absorption du guide entre deux composants reste donc négligeable car le facteur de recouvrement est très faible entre les puits et le mode guidé. Les pertes par absorption sont donc supposées faibles sur les distances considérées. Des calculs en 3D avec des logiciels plus adaptés (FullWave basé sur des calculs numériques (FDTD)) devraient donner des résultats plus précis sur l'absorption.

Ces calculs simples montrent donc qu'une partie de l'émission spontanée des puits, émise latéralement, va être guidée horizontalement le long de la cavité. Les paragraphes suivants retracent

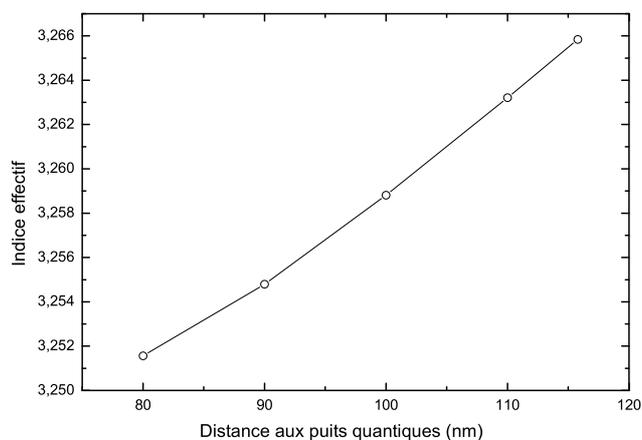


Figure 4.6. Influence de l'épaisseur de la cavité sur l'indice effectif du mode guidé.

les études menées pour recueillir ce signal guidé soit de façon optique à l'aide d'une fibre optique, soit électriquement en se servant d'un VCSEL voisin.

IV Étude de l'émission par la tranche

1 Dispositif expérimental

Nous avons étudié la propagation de l'émission émise par les puits et guidée dans le plan de la cavité. Il s'agit de recueillir et d'analyser la lumière qui se propage horizontalement dans l'échantillon puis atteint la face clivée. L'échantillon est clivé de façon à s'assurer de la propreté de la face. L'émission par la tranche est captée par une fibre optique monomode lentillée ($\varphi = 20 \mu\text{m}$) et transmise à un analyseur de spectres (figure 4.7). Les réglages sont optimisés pour recueillir le maximum du signal optique, le bord de l'échantillon étant situé à la focale de la lentille.

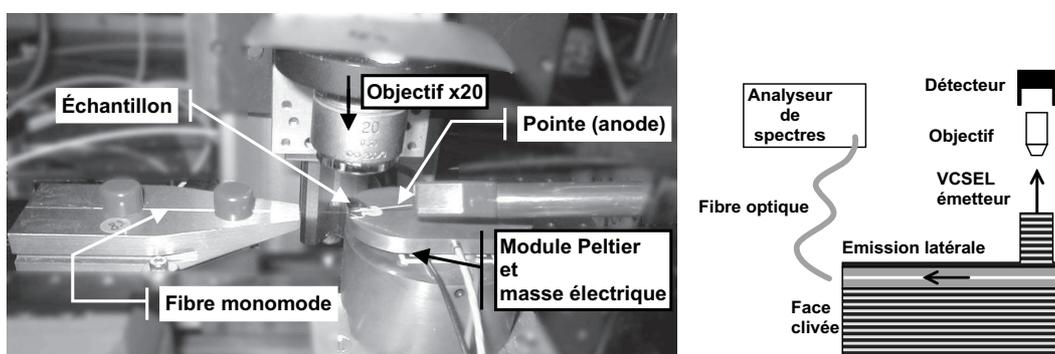


Figure 4.7. Photo du montage optique et schéma de principe.

Pour comparer ces mesures avec le faisceau émis verticalement par le VCSEL, l'émission laser est aussi collectée par une fibre multimode *via* un objectif de microscope et analysée par le même appareil. Dans les deux cas, les émissions spontanée et laser sont mesurées en fonction du courant

d'injection.

Au cours de cette étude, les spectres ont été réalisés sur des VCSELs situés soit en bord d'échantillon, soit plus en retrait par rapport au bord de clivage, comme le suggère la figure 4.8. Pour tous les VCSELs situés au-delà du premier (le plus proche de la face clivée), nous retrouvons des résultats similaires et reproductibles. Par contre, l'analyse du signal émis par le premier VCSEL s'est révélée difficile. En particulier, nous avons remarqué que la position de la fibre par rapport au plan de la cavité influençait la forme du spectre relevé. Par conséquent, il est possible que le mesa supérieur participe aussi à l'émission latérale ; ainsi le niveau du signal guidé par la cavité entre en compétition avec cette émission indésirable. Le spectre obtenu correspondant n'est alors pas représentatif de l'émission guidée. Toutes les mesures analysées ici ont été réalisées dans le cas le plus favorable, c'est-à-dire sur des composants dont l'émission issue du mesa ne pouvait pas être collectée par la fibre lentillée.

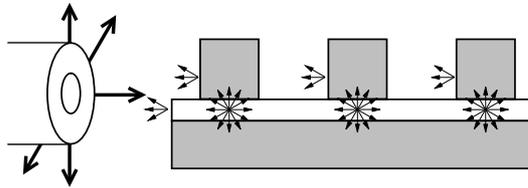


Figure 4.8. Configurations des mesures optiques sur la tranche.

2 Mesures optiques

a Spectres sur la tranche

Nous avons analysé le signal optique guidé par la cavité jusqu'au bord clivé issu de différents VCSELs. Les spectres mesurés sont tracés sur la figure 4.9. Des résultats comparables ont été obtenus sur les deux épitaxies étudiées dans cette thèse. Les spectres issus de la face clivée sont très larges quelle que soit la valeur du courant. Il n'y a pas de pic étroit à la longueur d'onde de résonance du laser comme c'était le cas pour les VCSELs gravés [119]. La lumière captée sur le côté provient donc uniquement de la cavité, il n'y a apparemment pas de composante liée à une diffusion du faisceau laser rasante sur le diaphragme d'oxyde. Les modulations présentes sur certaines courbes s'expliquent par un effet de cavité horizontale lié au diaphragme d'oxyde. Bien que les deux épitaxies ne soient pas rigoureusement les mêmes, on note que l'évolution des spectres émis par la tranche avec le courant est similaire. Dans les deux cas, à mesure que le niveau d'injection est accru, on observe qu'il n'y a pas d'étalement du spectre du côté bleu alors que le pic s'étend de plus en plus loin vers le rouge.

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer le décalage des spectres vers le rouge. La principale raison est toutefois l'étalement des lignes de courant sous l'oxyde. En effet, une partie des porteurs est perdue sous l'oxyde et ne participe pas à la production de l'émission stimulée puisque l'effet laser n'intervient pas sous l'oxyde. L'émission spontanée qui en découle est donc amplifiée dans cette zone. De plus, le gain est décalé vers le rouge en raison des effets

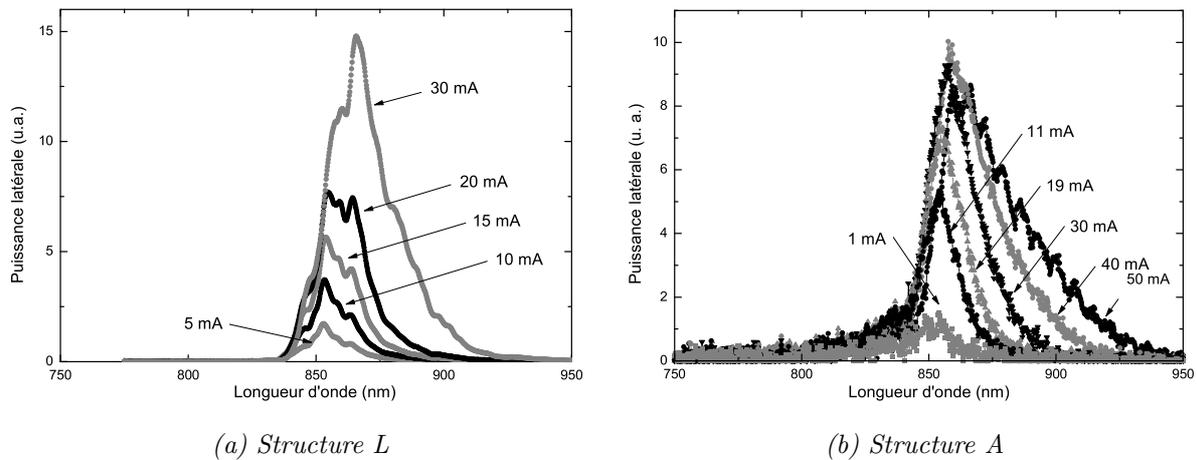


Figure 4.9. Spectres mesurés sur la face clivée sous injection croissante.

thermiques : l'absorption dans le bleu est plus forte tandis que le gain est plus efficace dans le rouge. Certains photons émis au centre du VCSEL peuvent être réabsorbés puis réémis avec une énergie plus faible par ces zones périphériques pompées. Le décalage vers le rouge serait alors lié à la ré-émission vers une longueur d'onde plus élevée des photons traversant les régions faiblement pompées.

b Comparaison des intensités intégrées

À partir des spectres mesurés précédemment, les intensités intégrées récoltées par la surface et par la tranche en fonction du courant d'injection sont représentées sur le même graphe (figure 4.10) de façon à corréliser les deux émissions. La progression du signal autour du seuil est bien visible sur la première figure 4.10(a) tandis que l'évolution du signal latéral autour de l'extinction du laser est reportée sur la figure 4.10(b).

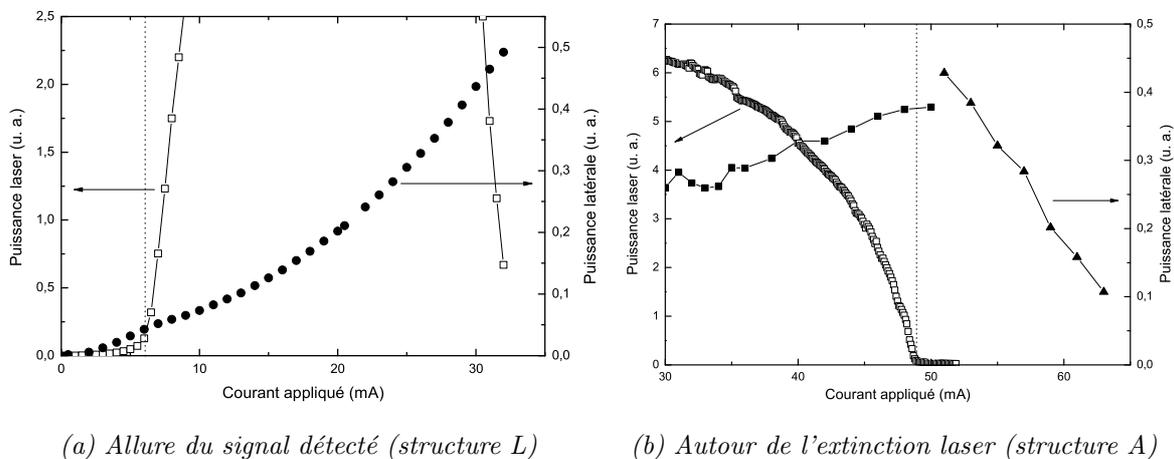


Figure 4.10. Comparaison des intensités intégrées (verticale et latérale) en fonction du courant. Le décrochement de la figure (b) correspond à une seconde série de mesures.

On observe une nette cassure de pente au niveau du seuil puis la courbe continue à monter jusqu'à l'extinction du laser. Ensuite, la puissance recueillie diminue comme le laser s'éteint. On retrouve globalement la même allure que dans le cas non-guidé (photocourant créé par un VCSEL aux bornes d'un autre) : il n'y a pas de plateau de saturation au-dessus du seuil. Cette absence de saturation témoigne là encore de l'étalement des lignes de courant dans la structure VCSEL. La croissance observée est liée à l'émission spontanée produite sous l'oxyde. D'autre part, dans la gamme de fonctionnement laser, il semblerait qu'il y ait deux régimes d'émission spontanée. En effet, une seconde pente apparaît au-delà du maximum laser, témoin d'une possible recrudescence de l'émission spontanée. Pour des valeurs de courant appliqué plus élevées, la chute du signal semble liée à la fin de l'émission laser, bien qu'elle ne coïncide pas exactement avec celle-ci.

3 Conclusion

En conclusion, les mesures spectrales de l'émission par la face clivée de l'échantillon montrent qu'une part de l'émission spontanée issue des puits est guidée le long de la cavité. L'allure des spectres recueillis évolue à mesure que l'injection augmente : les spectres d'émission se décalent vers le rouge tout en s'élargissant. La forme du signal intégré met en évidence certains points de fonctionnement du VCSEL. Il y a un premier changement de pente correspondant au seuil laser, puis un second semble coïncider avec le maximum de la puissance émise. De plus, la diminution de l'émission latérale se produit aux alentours de l'extinction du laser. Des mesures supplémentaires vont être réalisées dans le futur pour confirmer ces résultats.

Les pertes optiques liées à la propagation du faisceau dans le plan de la cavité semblent faibles sur les distances considérées. Un banc de caractérisation horizontal adapté, comportant une source laser accordable en entrée et une fibre optique reliée à un analyseur de spectres en sortie, permettrait d'évaluer leurs valeurs.

V Mesures électriques entre VCSELs avec guidage

Les mesures optiques précédentes ont confirmé la possibilité de guidage de l'émission spontanée des puits dans le plan horizontal lors du fonctionnement du VCSEL. Cette section regroupe les mesures électriques de photocourants réalisées aux bornes de composants voisins (dédiés ou non à la détection). Tandis qu'on injecte des porteurs dans un VCSEL, un courant est mesuré aux bornes des plus proches voisins. L'ensemble des mesures a été effectué sans appliquer de tension inverse aux détecteurs. La forme brute des courants obtenus pour plusieurs distances est représentée sur la figure 4.11. L'échelle des abscisses est logarithmique pour faire apparaître les variations de pentes. Le niveau de signal est bien plus élevé dans ce cas guidé que dans celui de la configuration non-guidée [121].

L'allure de cette courbe est différente de celles que nous avons déjà rencontrées lors des mesures optiques. En effet, le signal recueilli est modifié par le filtrage spectral des puits absorbants du photodétecteur. Les longueurs d'onde supérieures à 850 nm ne sont par conséquent pas détectées [122]. De plus, le courant collecté ne comporte pas uniquement le photocourant généré dans le

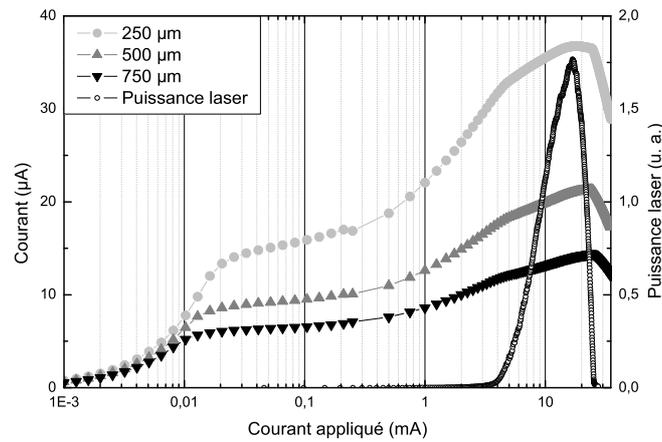


Figure 4.11. Allure des courants mesurés aux bornes de VCSELs photodétecteurs successifs. L'échelle logarithmique met en valeur les variations du courant détecté.

VCSEL voisin mais aussi une fraction d'un courant de fuite issu du VCSEL émetteur. L'analyse de la structure électrique du système émetteur-détecteur met en évidence qu'un courant de fuite a la possibilité de circuler entre les deux composants. Le paragraphe suivant présente ainsi cette analyse et le moyen d'extraire le photocourant recherché.

1 Présence d'un courant parasite

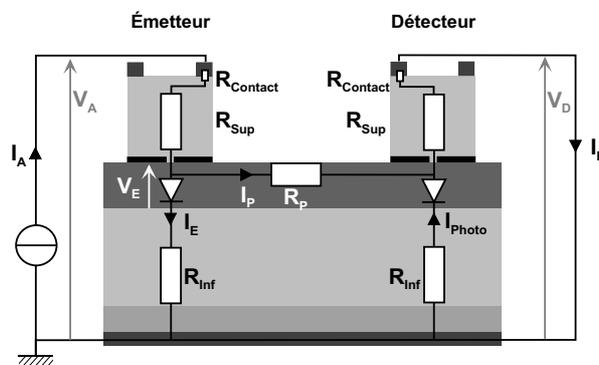


Figure 4.12. Schéma électrique simplifié. L'émetteur est à gauche, le détecteur à droite.

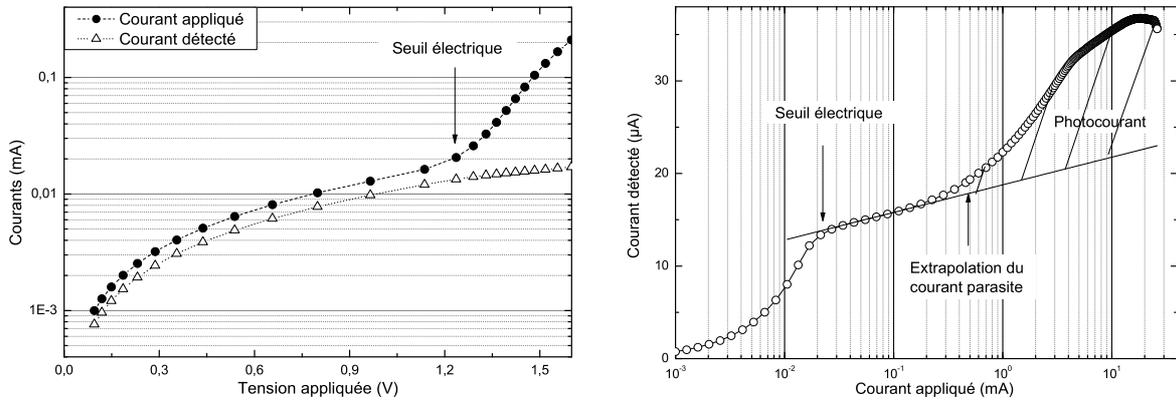
La figure 4.12 décrit succinctement le schéma électrique équivalent du système émetteur-détecteur. V_A , V_D et V_E sont les tensions présentes respectivement aux bornes de l'émetteur, du détecteur et de part et d'autre de la cavité de l'émetteur. Le courant appliqué (I_A) se rapporte à l'émetteur, le courant (I_D) est collecté aux bornes du détecteur. Ces deux courants ne sont pas indépendants l'un de l'autre. En effet, comme on peut le voir sur le schéma, la cavité non-gravée ne permet pas d'isoler électriquement les deux composants de façon efficace, bien que cette couche ne soit pas intentionnellement dopée. Un courant parasite (I_P) circulant entre les deux mesas relie donc les deux courants. Cette fuite a été vérifiée en imposant la circulation d'un courant entre les deux anodes des VCSELs : la caractéristique $I(V)$ correspondante est linéaire et présente une

résistance (R_P) d'une centaine de $k\Omega$. Finalement, on peut donc écrire les relations suivantes pour chaque composant (émetteur et détecteur) :

$$I_A = I_E + I_P \quad (4.1)$$

$$I_D = I_{Photo} + I_P \quad (4.2)$$

où I_E est le courant traversant réellement la diode VCSEL et I_{Photo} est le photocourant généré par la propagation de l'émission spontanée. Les évolutions de ces deux courants en fonction de la tension aux bornes de l'émetteur (V_A) sont représentées sur la figure 4.13(a).



(a) Comparaison de $I_A(V_A)$ et de $I_D(V_A)$

(b) $I_D(I_A)$ à l'échelle semi-logarithmique et extrapolation du courant parasite I_P

Figure 4.13. Analyse du courant détecté.

Le fait que ces courbes soient quasiment confondues montre que la plus grande part du courant appliqué est dérivée vers le détecteur avant que la diode ne devienne passante ($I_A = I_P = I_D$). Par conséquent, dans cette zone où I_E est négligeable, aucune lumière n'est émise puisque les puits ne sont pas pompés. De plus, en traçant I_D en fonction de I_A (figure 4.13(b)), on voit apparaître deux régimes :

- pour $I_A < 20 \mu\text{A}$, la diode ne conduit pas encore et le courant appliqué est dérivé entièrement par le détecteur soit $I_A = I_P$. La tension supportée par la cavité est alors sensiblement égale à celle appliquée à l'émetteur ($V_E \simeq V_A$). On obtient alors la relation suivante :

$$I_D \simeq I_P = \frac{V_E}{R_P} \quad (4.3)$$

- pour $I_A > 20 \mu\text{A}$, la diode devient passante. Elle est rapidement régie par la relation [44] :

$$I_E = I_{Sat} \exp^{eV_E/kT} \quad (4.4)$$

ce qui revient à

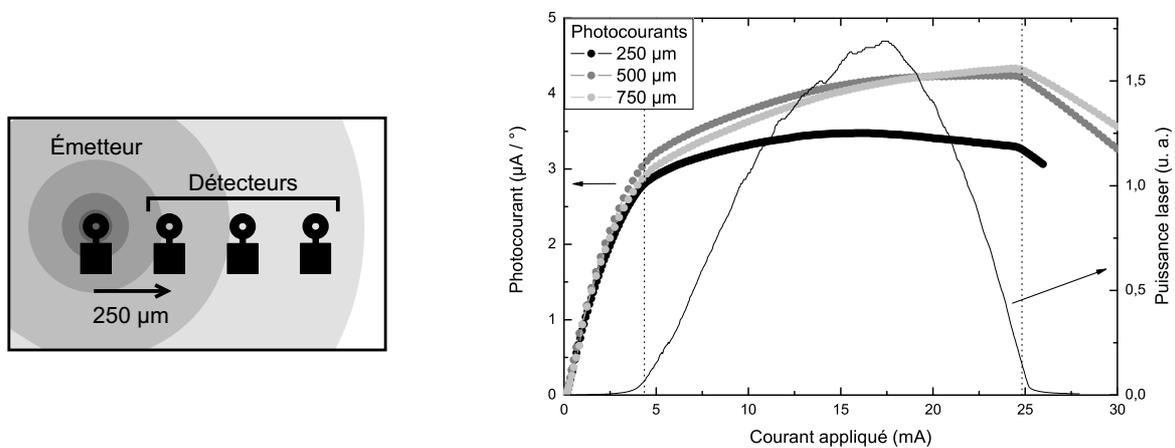
$$V_E = \frac{kT}{e} \ln \frac{I_E}{I_{Sat}} \quad (4.5)$$

La tension aux bornes de la cavité évolue comme le logarithme du courant appliqué. Le courant parasite peut donc être extrapolé à partir de sa valeur au seuil électrique de la diode.

L'extrapolation de I_P correspond à la droite et est aussi représentée sur la figure 4.13(b). On obtient le photocourant réel en soustrayant à la courbe expérimentale, la composante parasite (zone hachurée sur la figure).

2 Effet de la distance et de l'angle

Nous avons ainsi traité et extrait les photocourants des trois premiers VCSELs voisins. En outre, pour s'affranchir de la différence de niveau de signal liée à la diminution de l'angle d'interception à mesure que le VCSEL détecteur est éloigné de la source, les photocourants sont rapportés à un angle de 1° . La figure 4.14(a) illustre schématiquement l'effet de l'éloignement des VCSELs entre eux. Les photocourants obtenus sont représentés sur la figure 4.14(b), ainsi que la puissance laser du VCSEL émetteur. Les trois courbes sont quasiment superposées, montrant ainsi que la diminution du signal avec la distance n'est pas due aux pertes optiques dans le guide d'onde, mais semble liée à la diminution de la densité de photocourant interceptée. Le niveau de signal est de $4 \mu\text{A}/^\circ$, ce qui est nettement supérieur aux valeurs obtenues sans guidage par la cavité.



(a) Élargissement du front d'onde

(b) Courants en fonction de la distance pour un angle de 1°

Figure 4.14. Mesures en fonction de la distance rapportées à un angle de 1° .

À l'instar des mesures optiques, plusieurs points remarquables se dégagent sur la courbe : une cassure de pente autour du seuil laser puis une autre au niveau de l'extinction du laser. Entre ces deux points, il n'y a pas de saturation du signal, il est constamment croissant. Toutefois, la progression est plus faible que dans le cas optique car l'absorption des puits diminue rapidement au-dessus de 850 nm. La légère différence de forme observée entre le signal du VCSEL situé à 250 µm et les deux suivants pourrait s'expliquer par les parts respectives de I_P et de I_{Photo} dans

I_D . En effet, pour une distance de 250 μm , la résistance R_P correspondante est plus faible que dans les autres cas, ce qui produit un courant parasite plus élevé. I_P est donc prédominant dans le signal recueilli, rendant son extrapolation puis son élimination plus délicates.

3 Sensibilité du système aux paramètres géométriques

Les courbes de détection mesurées sur les VCSELs élaborés à partir de la structure A sont légèrement différentes de celles qui viennent d'être présentées sur la couche L. Plusieurs campagnes de mesures ont été menées mais sans succès pour dégager le photocourant du courant collecté : la structure de ces composants paraît être davantage sensible à la profondeur de gravure. En effet, lors d'une première série de mesures, le niveau du courant collecté était de l'ordre de 250 μA , traduisant la fuite des porteurs le long de la zone p. L'estimation de la résistance de la "cavité" était alors de 5 $\text{k}\Omega$.

Des mesures sur un nouvel échantillon (figure 4.15) présentent une allure assez similaire à celles que nous avons déjà obtenues sur la structure L. De plus, le niveau de signal est raisonnable, 10 μA sont collectés pour une distance de 250 μm . Les courbes de la figure 4.15 sont donc à comparer avec celles de la figure 4.11 (p. 105). Cependant, l'extraction du photocourant ne donne pas le résultat escompté.

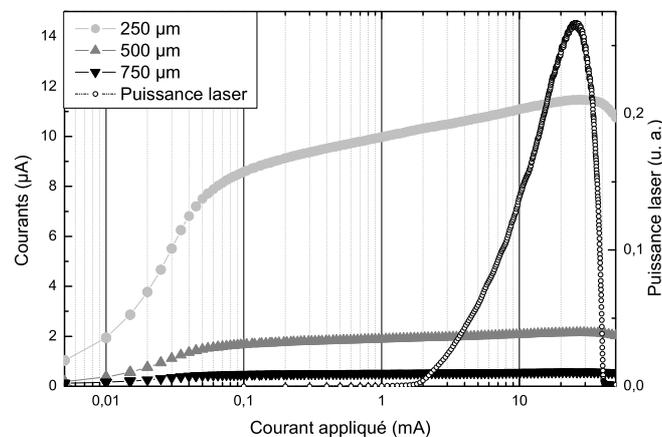


Figure 4.15. Courants mesurés aux bornes de VCSELs de la structure A. Échelle logarithmique.

En analysant attentivement la forme des courbes dans les deux cas, on observe plusieurs différences significatives. Tout d'abord, les seuils électrique et optique n'apparaissent plus sur les courbes de la structure A. En outre, pour des valeurs de courant d'injection élevées, il n'y a pas de progression significative du courant au-delà du seuil laser. Par conséquent, la part du photocourant dans le courant détecté est très faible dans ce dernier cas.

Les évolutions des tensions en fonction du courant appliqué sont comparées sur un même graphe (figure 4.16). La présence de la pointe sur un VCSEL voisin se traduit par un premier changement de pente pour les faibles courants, révélant le drain des porteurs le long de la cavité. La valeur de la tension devrait être plus élevée dans cette région-là. La comparaison des deux

caractéristiques montre que ce décrochement de la courbe $V(I)$ pour des valeurs de courants très faibles n'est pas le même dans les deux cas : 0,02 mA pour la structure L et 0,04 mA pour la structure A. Ceci traduit la différence de résistance de la cavité entre les deux croissances : le dopage résiduel lié au mode de croissance par MOCVD (structure A) réduit la résistance de cette couche, la conduction est donc plus importante entre les deux VCSELS.

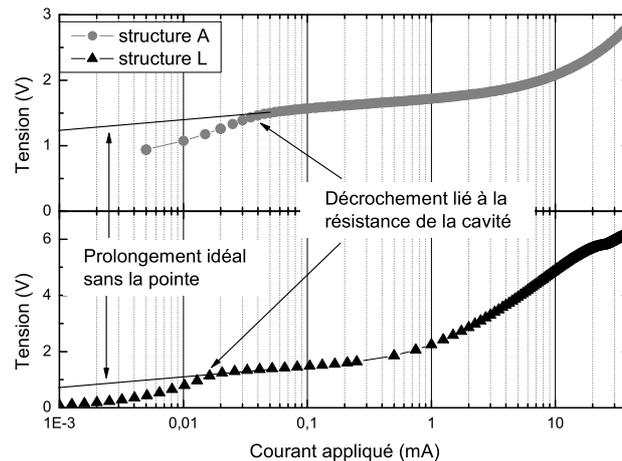


Figure 4.16. Comparaison des tensions supportées par le VCSEL émetteur lors de la mesure du photocourant pour les deux croissances.

Pour comparer les deux croissances et évaluer la conduction dans la cavité supposée intrinsèque, nous avons mesuré les caractéristiques $I(V)$ en imposant une tension entre les anodes des composants. Les courbes correspondantes sont reproduites sur la figure 4.17. Pour 1 V, les résistances sont du même ordre de grandeur. Toutefois, quand la tension imposée est augmentée, la résistance de la structure A ne suit plus un comportement linéaire. À 1,5 V, le rapport est de 4. En effet, dans cette structure-là et pour cette tension, les porteurs, qui fuyaient principalement le long de la cavité, commencent à conduire verticalement. Cependant, la résistance de la cavité élaborée par MOCVD n'est pas aussi faible que supposée, ceci n'explique donc pas les résultats obtenus sur cette structure.

Nous supposons que la raison de la quasi-absence de photocourant dans le courant détecté est l'altération du guidage optique entre VCSELS voisins. En effet, la maîtrise de la profondeur de gravure du mesa est insuffisante pour garantir l'arrêt précis au début de la cavité. Or, le guidage du mode fondamental est particulièrement sensible à l'épaisseur la cavité. Nous avons vu (§ III.2) qu'avec un guide trop fin, le couplage de la lumière ne serait plus optimal jusqu'au VCSEL voisin.

Par conséquent, le profil de dopage du miroir supérieur est important pour ces structures. En effet, le but principal de la gravure des mesas est d'isoler électriquement les VCSELS. Dans la structure A, le dopage p est de 10^{18} cm^{-3} dans la totalité du miroir supérieur. Il s'ensuit que la profondeur de gravure devient un paramètre critique pour le guidage : soit la gravure n'est pas assez profonde pour retirer toute la région p et le signal collecté comporte un courant de fuite très élevé, soit elle atteint le haut de la cavité ou même entre dans celle-ci et elle altère la

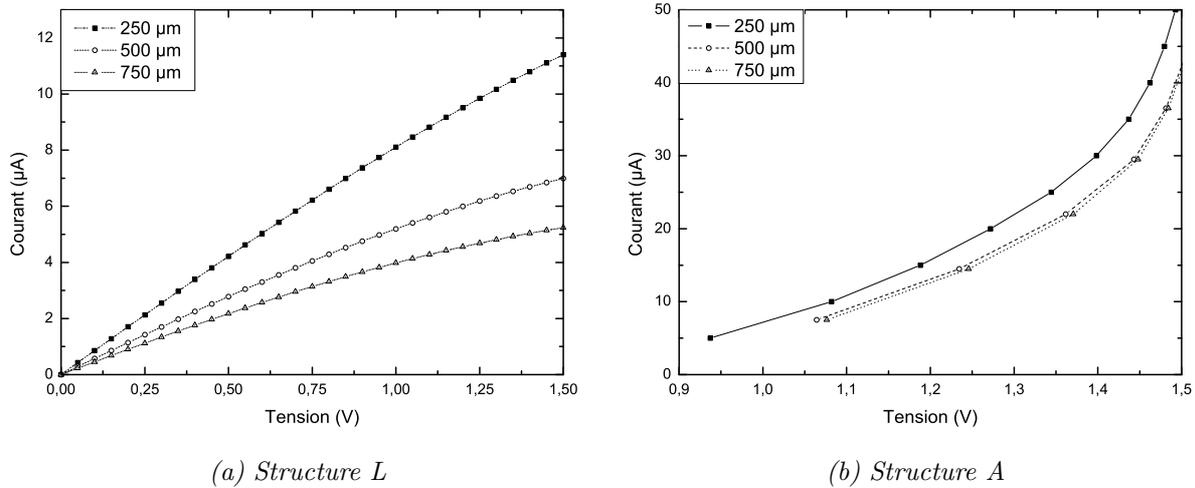


Figure 4.17. $I(V)$ entre les anodes de VCSELs voisins.

propagation du signal. Dans la structure L, ce paramètre n'est pas prépondérant car le dopage des trois périodes les plus proches de la cavité a été réduit à 10^{17} cm^3 pour éviter la diffusion du béryllium jusqu'aux puits.

4 Conclusion sur les mesures électrique avec guidage

Les mesures de photodétection à l'aide d'un VCSEL voisin ont montré que le courant collecté est lié à l'émission latérale des puits du VCSEL émetteur. Cependant, une part du signal mesuré ne provient pas de la conversion des photons perdus dans le plan de la cavité mais d'un courant de fuite circulant entre les composants. Celui-ci est clairement mis en évidence quand on compare les niveaux des courants appliqué et recueilli en-deçà du seuil électrique de la diode. L'obtention du photocourant à partir du courant détecté est réalisée à partir des mesures effectuées à bas niveau. On retrouve sur ces courbes les points remarquables de la caractéristique $P(I)$ du VCSEL, comme dans le cas des mesures optiques à savoir : détection du seuil laser par changement de pente et détection de l'extinction du laser par diminution du signal.

L'application de cette méthodologie sur des VCSELs épitaxiés par MOCVD s'est avérée délicate. En effet, le profil du dopage p dans le miroir supérieur est optimisé pour faciliter la conduction des trous jusqu'aux puits. Cependant, la profondeur de gravure d'isolation des mesas doit être très précise pour d'une part isoler les mesas et d'autre part préserver le guide d'onde. Ceci est difficilement réalisable par gravure sèche. Des solutions (gravure chimique sélective de la dernière couche par exemple) devront être trouvées pour améliorer la précision de la gravure.

La présence du courant parasite perturbe les mesures et est préjudiciable aux performances des VCSELs. Elle n'est bien entendu pas souhaitable dans les applications. Dans cette optique, nous avons conçu des composants spécifiques pour la détection latérale intégrée.

VI Composants spécifiques

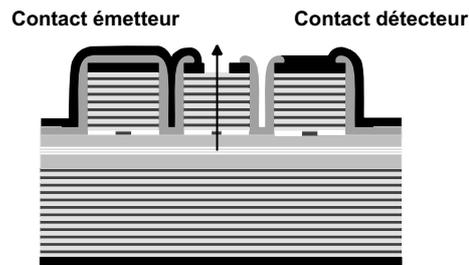
Dans cette partie, nous proposons de nouvelles configurations émetteur-détecteur latéral dédiées à l'étude et la compréhension de la détection latérale. Au total, trois séries se proposent de compenser les effets non-désirés auxquels nous avons été confrontés. Il s'agit dans un premier temps d'**augmenter le niveau de signal** en rapprochant et élargissant la zone qui capte le photocourant. En effet, utiliser le VCSEL voisin est astucieux et ne nécessite aucune étape technologique supplémentaire. Cependant, un composant laser est monopolisé par la mesure et se trouve indisponible en tant que laser. Par ailleurs, la compacité est améliorée en rapprochant l'électrode de mesure. L'idée est donc d'ajouter une électrode annulaire de façon à capter le signal émis par les puits sur 360° .

1 Détecteurs de type VCSEL

a Géométrie



(a) Photo d'un composant



(b) Vue en coupe du composant central

Figure 4.18. *Détecteurs de type VCSEL.*

Sur cette première série (figure 4.18), l'électrode du détecteur est déposée en même temps que l'anode du VCSEL sur le miroir supérieur. La séparation électrique entre les deux électrodes est réalisée lors de l'étape de gravure. La structure verticale du détecteur est donc exactement celle d'un VCSEL. Nous avons exposé le fonctionnement d'un tel détecteur dans le paragraphe précédent (§ V.1).

b Mesures

L'observation des composants au microscope optique montre que le fond de la gravure entre les plots de l'émetteur et ceux du détecteur n'est pas lisse. Cette constatation est confirmée par les mesures électriques qui mettent en évidence que la zone p n'est pas entièrement gravée entre le VCSEL et l'anode du détecteur.

Comme le montre le graphe 4.19(a), les courants appliqué et détecté sont confondus jusqu'à 24 mA. Il y a donc une forte dérivation du courant appliqué par la pointe posée sur le détecteur. Le recul du seuil associé à ce drain est nettement marqué sur la P(I) (figure 4.19(b)). De plus, la mesure de la résistance entre ces plots est de 72Ω . La configuration actuelle de notre bâti de

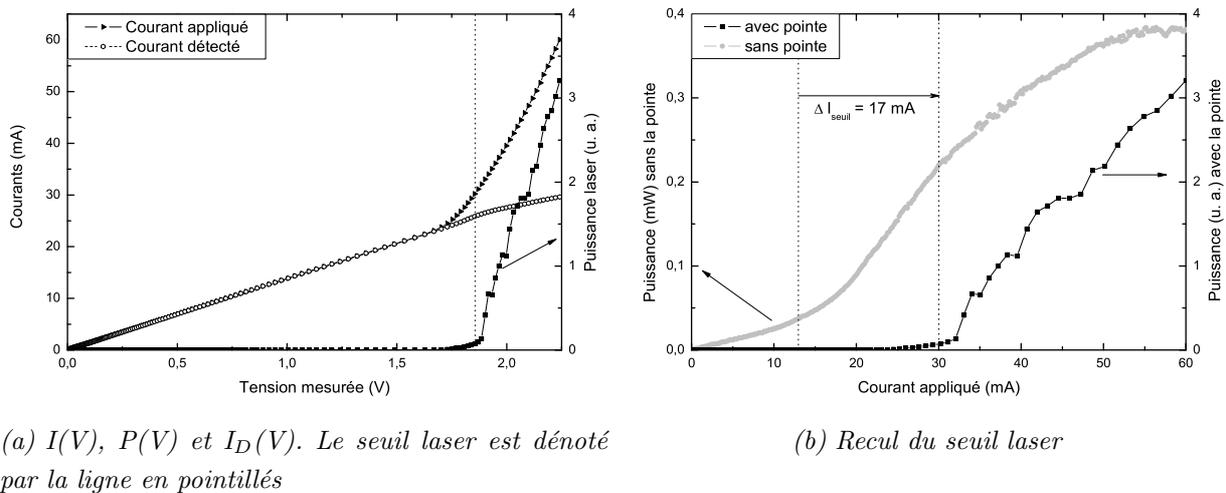


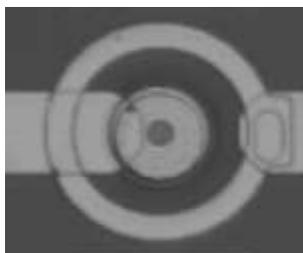
Figure 4.19. Mesures sur un détecteur de type VCSEL.

gravure ne permet pas d'obtenir une profondeur de gravure uniforme sur des motifs étroits. Ce phénomène devrait être supprimé en éloignant l'électrode du détecteur du VCSEL.

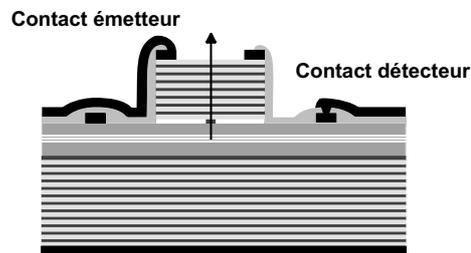
2 Détecteurs de type diode Schottky

a Géométrie

Nous avons conçu deux autres séries de détecteurs dans lesquels le miroir de Bragg supérieur a été supprimé (figures 4.20 et 4.21). Dans celles-ci, l'électrode collectant le photocourant est déposée sur la cavité. Le métal employé étant le Ti/Au, le contact établi sur la cavité non-dopée est donc de type Schottky. Ce contact crée une barrière de potentiel importante s'opposant à la conduction parasite. Par conséquent, ce système devrait **diminuer une partie du courant parasite**, voire le rendre négligeable dans le signal recueilli. Le détecteur est alors dit de type diode Schottky.



(a) Photo d'un composant



(b) Vue en coupe du système

Figure 4.20. Détecteurs de type diode Schottky.

Nous avons fait varier la distance séparant l'électrode du détecteur du mesa du VCSEL en plaçant celle-ci à 4, 8 et 15 μm du pied du mesa pour étudier l'effet de la distance sur le niveau du

signal. De plus, pour éviter de collecter avec le détecteur un éventuel signal optique importun dû par exemple à des réflexions sur les optiques du montage, le métal final de la série 4.21 recouvre les zones entre le VCSEL et son détecteur.

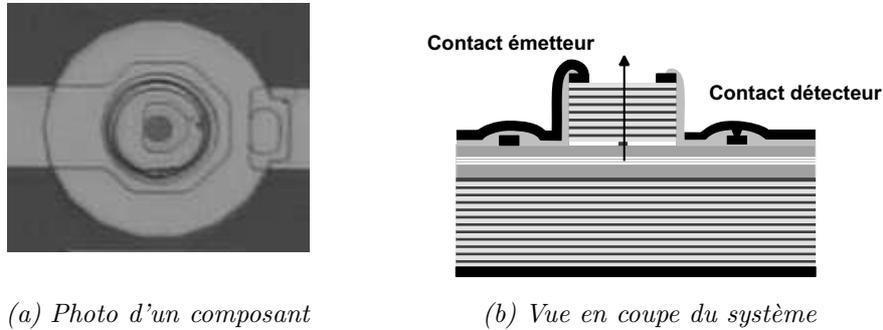


Figure 4.21. Détecteurs de type diode Schottky sans réinjection optique possible.

b Intérêt et fonctionnement électrique

Le schéma électrique du composant et du contact Schottky est résumé sur la figure 4.22(a) [123]. Les grandeurs mises en jeu sont les mêmes que dans le cas du détecteur de type VCSEL. $V_{Schottky}$ est la tension qui est créée à l'interface du métal déposé sur la cavité par la diffusion des porteurs. La caractéristique électrique typique d'une diode Schottky est aussi reportée sur la figure 4.22(b). Sur le schéma électrique apparaît la variation de I_P :

$$I_P = \frac{V_E - V_{Schottky}}{R_P} \quad (4.6)$$

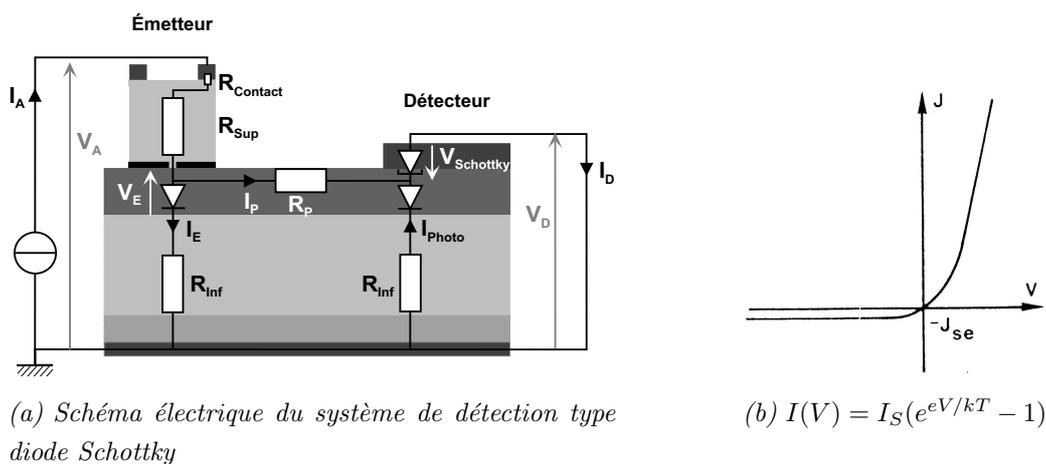


Figure 4.22. Contact de type diode Schottky.

Le courant parasite est fonction de la différence des tensions entre la cavité VCSEL et le contact Schottky. Comme dans le cas du détecteur VCSEL, le courant détecté I_D représente la somme du courant parasite et du photocourant. On peut difficilement déterminer les évolutions

de V_E et de $V_{Schottky}$ en fonction du courant appliqué. Cependant, l'accroissement de $V_{Schottky}$ est piloté par celui de I_D . De plus, la tension effective aux bornes de la cavité V_E va augmenter très légèrement. La différence $V_E - V_{Schottky}$ devrait rester assez stable quand le courant d'injection augmente. En faisant l'hypothèse que le courant parasite est pratiquement constant, on voit que tout accroissement de l'injection va renforcer la part du photocourant au détriment du courant parasite dans le courant détecté. L'évolution du photocourant est alors simplement calquée sur celle de I_D , avec un décalage positif en courant du courant appliqué au seuil.

c Étude en distance

Les résultats des mesures électriques effectuées sur un détecteur placé à $4 \mu\text{m}$ du VCSEL sont tracés sur les figures 4.23 et 4.24. L'électrode est placée assez près du mesa ce qui entraîne une forte dérivation de courant comme nous le constatons expérimentalement. En effet, le fond de gravure étant légèrement incurvé au pied du mesa, le contact Schottky n'est pas établi sur la zone isolante mais sur la fin de la zone p. Toutefois, ceci ne gêne pas l'analyse du courant collecté.

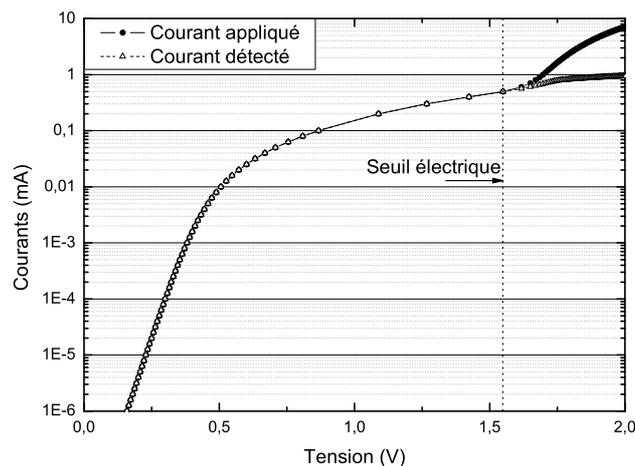


Figure 4.23. Extraction du seuil électrique : $I_A(V_A)$ et $I_D(V_A)$.

Le niveau de signal de 1 mA mesuré ici est à reporter au niveau de courant parasite traversant le détecteur. Jusqu'à $V_A = 1,54 \text{ V}$, le courant appliqué au VCSEL traverse entièrement la diode Schottky puisque les courbes sont confondues. Le niveau du courant parasite au seuil est alors de 0,5 mA. Cette valeur est soustraite au courant détecté pour en déduire le photocourant.

Sur la figure 4.24, nous avons superposé l'évolution du photocourant et de la puissance laser émise par le VCSEL en fonction du courant appliqué. Le photocourant apparaît à partir du seuil électrique de la diode VCSEL. Un changement de pente intervient ensuite au niveau du seuil laser. Comme nous l'avons déjà vu dans les cas de la propagation du signal optique dans la cavité ainsi que dans l'air (sans guidage), le photocourant continue ensuite à croître. Enfin, la fin de l'émission laser est elle aussi marquée par une décroissance linéaire du signal.

Les mêmes expériences ont été répétées sur des détecteurs éloignés de 8 et de $15 \mu\text{m}$. Les mesures sont regroupées dans le tableau 4.1. La valeur du seuil électrique (V_A seuil) est la même

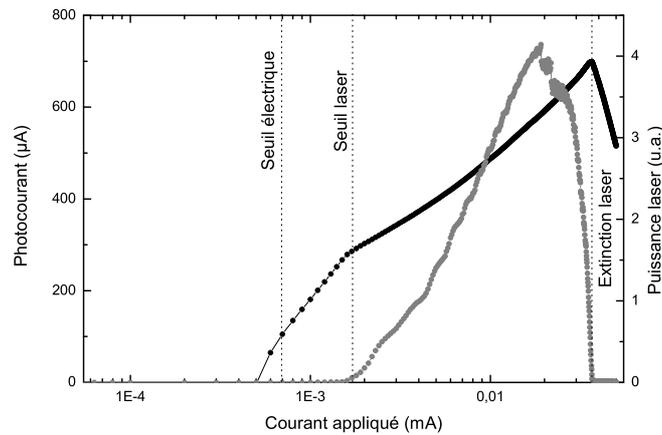


Figure 4.24. Photocourant après traitement. Les différents seuils sont signalés par une ligne en pointillés.

pour les trois configurations, elle est liée à la structure épitaxiale du VCSEL. Les courants parasites mesurés au seuil électrique sont de plus en plus faibles, ce qui correspond à l'augmentation de la résistance à mesure que l'on s'éloigne. Par conséquent, les niveaux de signaux collectés sont plus faibles aussi.

| Distance VCSEL-détecteur | 4 μm | 8 μm | 15 μm |
|--|-----------------|-----------------|------------------|
| V_A seuil électrique (V) | 1,55 | 1,56 | 1,46 |
| Signal brut max (μA) | 1200 | 435 | 190 |
| I_P seuil électrique (μA) | 496 | 210 | 87 |
| Signal utile max (μA) | 704 | 225 | 103 |
| Rapport utile/max | 0,58 | 0,51 | 0,54 |

Tableau 4.1. Influence de la distance VCSEL-détecteur sur le courant détecté.

d Comportement en température

Un des inconvénients de la diode Schottky est la forte dépendance en température de sa caractéristique électrique en inverse [44]. Nous avons donc étudié expérimentalement le comportement du couple émetteur/détecteur entre 20 et 100 °C. Dans un premier temps, a été caractérisée la conduction entre l'anode du VCSEL et l'électrode du détecteur Schottky (cas 15 μm). Les courbes $I(V)$ correspondantes sont représentées sur la figure 4.25.

Toute augmentation de température implique l'augmentation du courant de saturation de la barrière Schottky. Ainsi, pour une même tension, il y a davantage de courant qui la traverse. Pour nos composants, cela signifie que, pour un courant donné, $V_{Schottky}$ est plus faible donc le courant parasite est plus important. Or, dans le même temps, les courbes $V(I)$ mesurées aux bornes du VCSEL montrent que, pour un courant donné, la tension appliquée chute avec l'accroissement de la température. Il en est donc de même pour la tension effective. Par conséquent, la valeur du

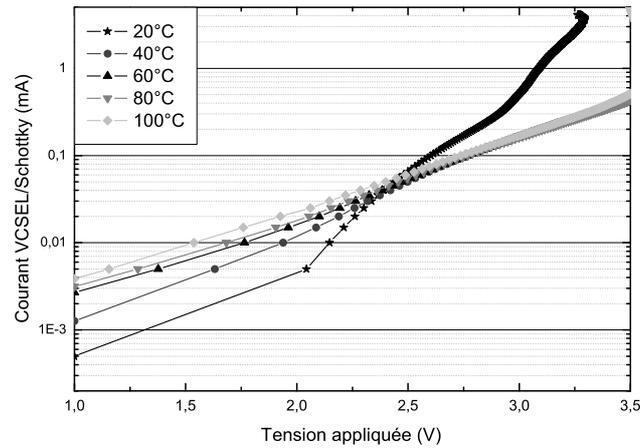


Figure 4.25. Évolution de la caractéristique en inverse de la diode Schottky en fonction de la température ($15 \mu\text{m}$).

courant parasite ne devrait pas augmenter avec la température. Les courants parasites mesurés au seuil électrique en fonction de la température sont représentés dans le tableau 4.2.

| | 20 °C | 40 °C | 60 °C | 80 °C | 100 °C |
|--|--------|--------|--------|--------|--------|
| V_A seuil électrique (V) | 1,4549 | 1,3731 | 1,3364 | 1,2829 | 1,243 |
| I_P seuil électrique (μA) | 110 | 89 | 80 | 68 | 62 |

Tableau 4.2. Courant parasite au seuil en fonction de la température ($15 \mu\text{m}$).

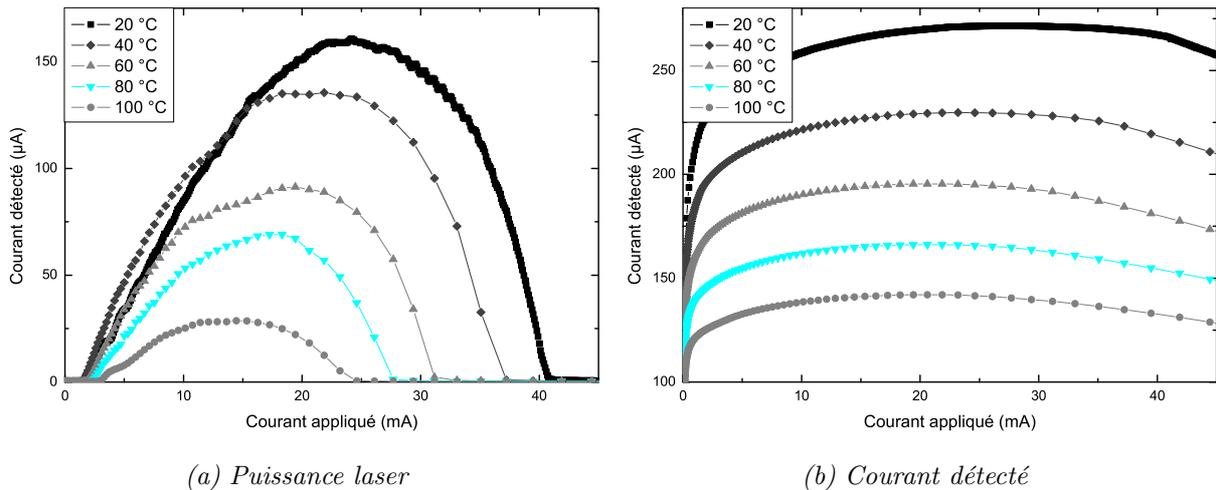


Figure 4.26. Effet de la température sur les caractéristiques du système ($15 \mu\text{m}$).

Le niveau du courant détecté a été relevé dans la même gamme de température entre 20 et 100 °C. Les résultats des mesures sont tracés sur la figure 4.26. La puissance émise diminue entraînant la baisse du niveau de courant détecté. À 100 °C, le signal n'est pas encore totalement

détruit mais les changements de pentes s'estompent. Nous avons donc vérifié que dans la gamme des températures d'utilisation courante, le fonctionnement du composant est conservé.

VII Discussion

Au vu des bonnes performances du couple VCSEL/détecteur en continu et en température, le système d'asservissement du VCSEL pourrait maintenant être développé. Il s'agit d'établir une table de correspondance unique entre le courant mesuré aux bornes du détecteur et la puissance laser. Ainsi, par simple comparaison entre la valeur mesurée et la valeur attendue, la puissance est ajustée à la valeur fixée pour l'utilisation. Pour compléter la faisabilité du détecteur intégré, le comportement du composant lors de son vieillissement et de la dérive des signaux engendrés sont à étudier plus particulièrement.

Bien que le fonctionnement du système émetteur/détecteur ait fait ses preuves en continu, un inconvénient prévisible de la diode Schottky est son comportement en **régime dynamique**. En effet, à haute fréquence, le métal se comporte comme une capacité ; par conséquent, il agit comme un court-circuit. La présence d'une électrode proche du laser va donc entraîner une forte dérivation du courant appliqué au VCSEL et une probable dégradation des performances du composant. Pour limiter cet effet, on envisage d'insérer une inductance dans le circuit de détection. Celle-ci augmenterait l'impédance en hyperfréquence sans modifier le circuit électrique de détection qui, lui, fonctionne en continu.

Quel que soit le système adopté (type VCSEL ou type Schottky), la présence d'un **courant parasite** n'est pas souhaitable pour un système de détection électrique. En effet, la part de courant drainé par la pointe est variable d'un composant à l'autre et il n'est pas facile de s'en affranchir. De plus, la profondeur de gravure du mesa supérieur doit être contrôlée pour ne pas détruire le guidage dans la zone isolante. Malgré ces difficultés technologiques, l'apport du guidage de l'émission spontanée dans le plan de la cavité est essentiel : le signal électrique mesuré dans ce cas est 1000 fois plus important que celui obtenu sans guidage.

La réduction du courant parasite permettrait donc à ce système de détection de gagner en stabilité. Pour cela, on se propose de graver un sillon de séparation électrique entre l'émetteur et le détecteur. La véritable suppression du courant passe par une gravure qui traverserait la cavité et irait jusqu'à la zone dopée n. Toutefois, cette gravure réduirait drastiquement la possibilité de guidage dans le plan horizontal. En effet, les premières modélisations optiques de propagation en 2D réalisées par O. Gauthier-Lafaye à l'aide du logiciel Camfr ne donnent pas un résultat encourageant. Les deux facteurs étudiés (largeur et profondeur) modifient dans une large part le couplage entre les sections. Plus le sillon est large et profond, plus les pertes optiques sont importantes. Pour réduire au mieux le courant parasite sans perdre complètement la puissance optique, la configuration la plus judicieuse serait de graver la moitié de la cavité sur une largeur de 1 μm .

VIII Conclusion sur la photodétection latérale

Dans ce chapitre, nous avons présenté nos travaux sur la caractérisation de la propagation latérale de l'émission des puits et de la détection du signal. La détection a concerné aussi bien des VCSELS gravés au-delà de la cavité que des lasers dont la cavité avait été préservée pour former un guide d'onde entre composants. Les premières mesures ont consisté à collecter le photocourant créé lors du fonctionnement d'un VCSEL par un VCSEL voisin.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la propagation de l'émission des puits dans le plan de la cavité. Nous avons tout d'abord théoriquement étudié le guidage de la lumière latéralement dans le plan de la cavité d'un VCSEL. Ce plan est séparé en trois sections verticales : la structure équivalente du centre du VCSEL, celle qui correspond au diaphragme d'oxyde et la zone gravée. Les calculs de modes dans les trois régions mettent en évidence que les profils du mode fondamental se recouvrent. La modélisation de la propagation des modes le long de la cavité montre qu'il y a très peu de pertes entre les sections.

Nous avons mis en place un banc de caractérisation horizontal pour détecter le signal optique guidé par la cavité. La comparaison des spectres d'émission mesurés sur la tranche avec l'émission verticale met en évidence que nous recueillons essentiellement de l'électroluminescence des puits. Les spectres sont larges et présentent des pics qui pourraient être attribués à des résonances horizontales. On retrouve sur les courbes de l'intensité intégrée les points de fonctionnement du VCSEL, à savoir le seuil laser et l'extinction du faisceau laser. Cette émission latérale, qui correspond à la partie guidée de l'émission spontanée, peut être reliée à l'émission stimulée. Ainsi, ces mesures ont montré qu'un système de contrôle indirect du VCSEL, basé sur la détection latérale paraît viable.

Des mesures de courants entre VCSELS voisins dont la cavité avait été conservée lors de la gravure ont ensuite montré que ce signal lumineux est aussi détecté électriquement. Cependant, le courant mesuré comporte aussi une part de courant dérivé du courant appliqué circulant le long de la cavité. Après l'élimination mathématique du courant parasite, le seuil laser ainsi que l'extinction laser apparaissent clairement sur la courbe du photocourant. Le niveau de signal ainsi obtenu est de $4 \mu\text{A}/^\circ$ quel que soit l'éloignement du VCSEL concerné. Cette valeur est à comparer avec le niveau du photocourant mesuré après propagation dans l'air qui est inférieur à $0,2 \mu\text{A}$ ($0,15 \mu\text{A}/^\circ$).

Puis, nous avons proposé de nouvelles configurations de détection en fabriquant des composants originaux. Le principe de détection par une structure VCSEL est étendu aux 360° latéraux pour augmenter le niveau de signal mais nous n'avons pas pu conclure sur les mesures suite à un problème de process. Celui-ci peut être réglé en éloignant le détecteur du VCSEL. Dans cette configuration, le courant parasite constitue une part non négligeable du courant détecté. Nous envisageons de le supprimer soit en gravant un très fin sillon jusqu'au centre de la cavité, soit en isolant électriquement l'émetteur du détecteur par du protonage.

Un autre type de détection, basé sur le contact métal-semiconducteur établi sur la cavité a également été proposé. Ce contact Schottky filtre la part de courant parasite qui le traverse

et augmente la part de photocourant dans le signal finalement recueilli. Il en résulte que la part de l'émission spontanée dans le signal croît : on obtient ainsi 0,25 mA de signal utile au seuil laser quand l'électrode est placée à 4 μm du VCSEL. De plus, le traitement du signal détecté dans ce cas n'est pas nécessaire et la fabrication du composant est réalisée lors de celle des VCSELS. Enfin, la détérioration des performances lors de la montée en température semble davantage liée à la chute de l'émission laser (et donc du gain disponible) qu'à la dégradation du fonctionnement de la diode Schottky en inverse. Pour étendre les possibilités de ce système fonctionnant en continu vers le domaine hyperfréquence, les performances du composant et de sa détection devront être caractérisées à haute fréquence. Le risque de court-circuit alors encouru par la proximité du détecteur Schottky devrait être neutralisé par l'insertion d'une inductance dans le circuit de détection. Les applications potentielles de cette approche dans les microsystèmes vont de la mesure de la réinjection optique dans un VCSEL jusqu'aux transceivers haut débit.

Conclusion générale

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes appliqués à atteindre un double objectif : optimiser le procédé de fabrication des VCSELS à diaphragme d'oxyde enterré élaborés dans l'équipe et étudier l'intégration de la photodétection dans les lasers ainsi réalisés pour étendre les capacités d'applications de ces composants.

*Dans le premier chapitre, nous avons commencé par rappeler brièvement le principe de fonctionnement d'un VCSEL et d'un photodétecteur à cavité résonante. Après avoir retracé l'histoire du VCSEL, nous avons ensuite exposé les directions principales des recherches actuelles. D'un côté, se développent des filières ainsi que la croissance de matériaux nouveaux pour étendre la longueur d'onde d'émission vers le visible et l'infrarouge ; d'un autre côté, l'intégration du VCSEL en tant qu'élément de base dans des systèmes réalisant des fonctions plus complexes est intensivement étudiée. Dans le cadre de la réalisation de nouvelles fonctionnalités dans un même composant, nous nous sommes intéressés à **l'intégration de la photodétection** dans la structure émettrice du VCSEL. Selon l'application désirée, plusieurs voies sont envisageables pour associer émission et détection dans une même structure. Ces différentes approches ne présentent pas les mêmes difficultés de réalisation. Quatre configurations se dégagent : l'intégration horizontale, la cavité duale, l'intégration verticale et l'intégration latérale.*

Au LAAS, nous avons travaillé sur les trois dernières méthodes dont les résultats expérimentaux sont présentés dans les chapitre 3 et 4. Nous avons cherché à favoriser les solutions simples qui génèrent peu de modifications de la structure ou du process. En effet, la généralisation du résultat à tous les types de VCSELS (matériaux et technologies différentes) est immédiate si les changements ne concernent pas la structure verticale du VCSEL standard (procédé générique).

La première étape de ce travail a consisté à établir un procédé de fabrication stable pour réaliser des VCSELS émettant à 850 nm avec des caractéristiques optiques et électriques satisfaisantes. En effet, ces lasers sont destinés à faire partie d'un système de détection optique dans un microsystème biologique de dépistage du cancer du sein.

*Pour obtenir les performances visées, nous avons fait évoluer la **structure épitaxiale du VCSEL** étudié jusqu'alors. Ainsi, la conduction électrique dans le miroir supérieur a été améliorée par l'utilisation du dopage carbone. En effet, le dopant employé au laboratoire était le béryllium, qui présente l'inconvénient de diffuser vers les couches à forte teneur en aluminium. Malgré les delta-dopages introduits aux interfaces, le profil de dopage visé était modifié par la diffusion du béryllium. Le profil de dopage obtenu avec le carbone est donc mieux contrôlé. En outre, les inter-*

faces digitales de 10 nm insérées à chaque demi-période sont avantageusement remplacées par des interfaces graduelles de 20 nm. De plus, la possibilité de modulation du pourcentage d'aluminium lors de la croissance MOCVD pour des valeurs autour de 90 % simplifie la conception de la structure. Ainsi, le blocage d'oxyde est réalisé lors de l'épitaxie, ce qui réduit les étapes technologiques ultérieures. Enfin, pour minimiser l'influence du diaphragme d'oxyde sur les caractéristiques optiques, la couche quart d'onde à oxyder est remplacée par une couche de 25 nm en $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ mieux positionnée.

Nous avons ensuite présenté le **procédé de fabrication des VCSELs**, de la première métallisation jusqu'au montage final. Nous avons conçu et réalisé un jeu de masques adaptés intégrant les modifications de la structure épitaxiale. Chaque étape du procédé de fabrication a été vérifiée de façon à garantir la reproductibilité du process. Notre attention s'est plus particulièrement focalisée sur les étapes d'oxydation et d'isolation. L'oxydation est particulièrement critique car de sa réussite dépendent les caractéristiques finales du laser. Nous avons étudié de façon systématique les paramètres influençant l'oxydation pour mettre au point une procédure reproductible. Celle-ci comprend une désoxydation à base d'ammoniaque dilué pour nettoyer les flancs des mesas sans les détériorer. Ensuite, nous parvenons à uniformiser la longueur d'oxydation en réduisant au minimum le délai entre l'enfournement et le déclenchement de la réaction. D'autre part, pour réduire les dimensions des motifs à ouvrir dans l'isolant et améliorer l'adhérence du plot final, nous avons remplacé le BCB par un dépôt PECVD d'oxyde de silicium à basse température. Les essais de découpe et de soudure montrent que les deux dernières étapes sont moins contraignantes.

Nous avons ainsi fabriqué plusieurs barrettes de 20 VCSELs émettant sur le mode fondamental quasiment identiques pour le projet Optonanogen. Le courant de seuil mesuré est inférieur au mA pour une densité de courant de seuil de 700 A/cm^2 . Cette performance est obtenue grâce à la faible résistance série du miroir supérieur des composants. Le banc vertical sur lequel sont réalisées les caractérisations électriques et optiques des VCSELs a été doté de nouvelles possibilités. Les mesures en température comme en régime impulsionnel sont désormais accessibles. L'étude de l'évolution du courant de seuil en fonction de la température appliquée à l'échantillon montre que la température de la zone active s'élève de 11°C au seuil laser par rapport aux mêmes mesures en régime impulsionnel. Par ailleurs, la divergence de ces nouveaux composants est légèrement supérieure à celle des précédents VCSELs étudiés au laboratoire (13° FWHM au lieu de 11°) qui devait déjà être réduite pour l'application visée. Pour intégrer les VCSELs dans le système de détection optique, nous souhaitons donc minimiser la taille du faisceau. Dans un premier temps, nous envisageons d'assembler une matrice de microlentilles commerciales à la matrice de VCSELs. Dans un second temps, une étude plus poussée sur l'intégration d'éléments micrométriques en polymère sur la surface émettrice des VCSELs devrait mener à la réalisation d'optiques parfaitement adaptées et centrées.

Les deux derniers chapitres ont présenté les **résultats théoriques et expérimentaux de photodétection** obtenus sur des structures VCSELs et BiVCSELs.

Dans le troisième chapitre ont été rapportées les mesures effectuées sur la **photodétection en cavité verticale**. Nous avons mis en place un dispositif expérimental de mesure du photo-

courant généré sous l'excitation du faisceau laser accordable. La taille du spot sonde atteint $8\ \mu\text{m}$ sur l'échantillon. La distinction spatiale des zones centrale et oxydée d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde est alors possible. Pour la première fois, notre équipe a mis en évidence la présence des modes d'oxyde en détection. Les spectres de photocourants mesurés sur chacune des régions sont séparés de $17\ \text{nm}$, du fait de la différence d'indices entre l'AlAs et l'oxyde qui le remplace. Cette différence a pu être réduite à quelques nm quand l'épaisseur et l'emplacement de la couche oxydée ont été optimisées pour minimiser son interaction avec le champ optique.

Des calculs d'efficacité de détection ont été menés pour estimer l'amélioration possible en sensibilité dans la structure VCSEL. Le calcul se révèle être assez sensible à la valeur de l'absorption des puits quantiques, plus particulièrement pour le spectre de détection. Les valeurs obtenues prévoient une amélioration de la sensibilité de détection si la réflectivité du miroir supérieur est dégradée.

Nous avons étudié deux type de configurations : la gravure de la surface entière du VCSEL sur quelques périodes d'une part et la gravure d'un anneau périphérique dans l'autre cas.

La mise en œuvre des attaques chimiques de la surface entière a expérimentalement montré l'augmentation de la sensibilité de détection à $20\ \%$ après l'attaque de deux périodes. Toutefois, cette technique de gravure montre ses limites après deux gravures car la dimension de la surface à attaquer est très faible et la surface se détériore au fur et à mesure des essais. Ensuite, pour augmenter la sensibilité de détection dans la zone de détection (hors zone laser), nous avons gravé un mesa au centre du VCSEL par gravure sèche. Toutefois, cette étude n'a pu être achevée. En effet, le diaphragme d'oxyde formé sur ces VCSELs est trop large par rapport au diamètre du mesa central. L'application de ces techniques d'attaque au VCSEL dual s'est donc révélée délicate.

Nous avons ensuite conçu et réalisé des BiVCSELs. Plusieurs structures ayant des miroirs de couplage différents ont été élaborées par MBE. Les composants caractérisés après le process ne présentent malheureusement pas d'effet laser. Nous avons tout de même caractérisé leur comportement en photodétection. Dans un premier temps, nous avons relevé le photocourant créé aux bornes d'une cavité par l'émission spontanée générée dans la seconde cavité. Cette mesure de détection interne confirme que chaque cavité est effectivement sensible à l'émission de l'autre cavité car le photocourant collecté suit exactement l'évolution de la puissance émise par la surface.

Dans un second temps, nous avons caractérisé le comportement spectral du BiVCSEL soumis à un rayonnement extérieur. Le spectre de photocourant présente deux pics correspondant aux deux modes de la structure. Ceci est vérifié pour les deux cavités. De plus, nous avons constaté que les rapports en intensité de ces pics variaient quand on modifiait la tension appliquée à leurs bornes.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous avons présenté nos travaux sur la **détection latérale intégrée** de l'émission des puits de la cavité d'un VCSEL standard. Cette détection a concerné aussi bien des VCSELs gravés au-delà de la cavité que des lasers dont la cavité avait été préservée pour former un guide d'onde entre composants, ce qui constitue une approche originale.

Nous avons tout d'abord étudié théoriquement le guidage latéral de la lumière dans le plan de la cavité d'un VCSEL. Les profils calculés du mode fondamental dans les différentes régions

traversées se recouvrent. La modélisation de la propagation des modes le long de la cavité montre qu'il y a très peu de pertes entre les sections. Pour réaliser les mesures optiques associées à ces calculs, nous avons mis en place un banc de caractérisation horizontal pour détecter le signal optique guidé par la cavité. La comparaison des spectres d'émission mesurés sur la tranche avec l'émission verticale met en évidence que nous recueillons essentiellement l'électroluminescence des puits. Les spectres sont larges et présentent des pics qui pourraient être attribués à des résonances horizontales. Sur les courbes de l'intensité intégrée, les points de fonctionnement du VCSEL apparaissent clairement, à savoir le seuil laser et l'extinction du faisceau laser. Cette émission latérale, qui correspond à la partie guidée de l'émission spontanée, pourrait être mise à profit pour contrôler indirectement le VCSEL.

Des mesures électriques de courant entre VCSELS voisins dont la cavité avait été conservée lors de la gravure ont également été effectuées. Les courbes obtenues montrent que l'émission latérale est collectée électriquement. Cependant, le courant détecté comporte une part de courant dérivé du courant appliqué circulant le long de la cavité. Après l'élimination mathématique du courant parasite, le seuil laser ainsi que l'extinction laser apparaissent clairement sur la courbe du photocourant. Le niveau de signal ainsi obtenu est de $4 \mu\text{A}/^\circ$ quel que soit l'éloignement du VCSEL concerné. Cette valeur est à comparer avec le niveau du photocourant mesuré sans guidage qui est inférieur à $0,2 \mu\text{A}$ ($0,15 \mu\text{A}/^\circ$).

Enfin, nous avons proposé des composants originaux, conçus pour recueillir le photocourant désiré. Dans un premier temps, la photodétection électrique par une structure VCSEL est élargie latéralement sur 360° pour augmenter le niveau de signal. Toutefois, nous n'avons pas pu conclure sur l'intérêt de ce composant suite à un problème de process. Dans un second temps, un autre type de détection, basé sur le contact métal-semiconducteur établi sur la cavité a également été proposé. Ce contact Schottky filtre la part de courant parasite qui le traverse et accentue le pourcentage de photocourant dans le signal mesuré. Il en résulte que la part de l'émission spontanée est augmentée dans le signal : on obtient ainsi $0,25 \text{ mA}$ de signal utile au seuil laser quand l'électrode est placée à $4 \mu\text{m}$ du VCSEL. Avec ce type de contact, le traitement du signal détecté dans ce cas n'est maintenant plus nécessaire et la fabrication du composant est réalisée lors de celle des VCSELS. Enfin, la détérioration des performances lors de la montée en température que nous avons observée semble davantage liée à la chute de l'émission laser (et donc du gain disponible) qu'à la dégradation du fonctionnement de la diode Schottky en inverse.

Pour étendre les possibilités de ce système émetteur/détecteur Schottky fonctionnant en continu vers le domaine hyperfréquence, les performances du composant et de sa détection devront être caractérisées à haute fréquence. Nous pensons que le risque de court-circuit alors encouru par la proximité du détecteur Schottky devrait être neutralisé par l'insertion d'une inductance dans le circuit de détection. Les applications potentielles de cette approche dans les microsystèmes vont de la mesure de la réinjection optique dans un VCSEL jusqu'aux transceivers haut débit, pour lesquels l'asservissement de la puissance optique des VCSELS est un des verrous à lever.

Bibliographie

- [1] D. DANGOISSE, D. HENNEQUIN et V. ZEHNLÉ-DHAOUI, *Les lasers*. Cours, Paris, France : DUNOD, 1998.
- [2] Y. J. YANG, T. G. DZIURA, T. BARDIN, S. C. WANG et R. FERNANDEZ, ‘ Continuous wave single transverse mode vertical-cavity surface-emitting lasers fabricated by helium implantation and zinc diffusion ’, *Electronics Letters*, vol. 28, no. 3, p. 274–6, 1992.
- [3] H. SAITO, K. NISHI, I. OGURA, S. SUGOU et Y. SUGIMOTO, ‘ Room-temperature lasing operation of a quantum-dot vertical-cavity surface-emitting laser ’, *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 21, p. 3140–2, 1996.
- [4] D. L. HUFFAKER, D. G. DEPPE, K. KUMAR et T. J. ROGERS, ‘ Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers ’, *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 1, p. 97–9, 1994.
- [5] S. F. YU, *Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. Wiley Series in Lasers and Applications, Hoboken, New Jersey, USA : John Wiley & Sons, 2003.
- [6] H. SODA, K. IGA, C. KITAHARA et Y. SUEMATSU, ‘ GaInAsP/InP surface emitting injection lasers ’, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 18, no. 12, p. 2329–2330, 1979.
- [7] K. IGA, S. ISHIKAWA, S. OHKOUCHI et T. NISHIMURA, ‘ Room-temperature pulsed oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser ’, *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 4, p. 348–50, 1984.
- [8] M. OGURA, W. HSIN, M.-C. WU, S. WANG, J. R. WHINNERY, S. C. WANG et J. J. YANG, ‘ Surface-emitting laser diode with vertical GaAs/GaAlAs quarter-wavelength multilayers and lateral buried heterostructure ’, *Applied Physics Letters*, vol. 51, no. 21, p. 1655–7, 1987.
- [9] F. KOYAMA, S. KINOSHITA et K. IGA, ‘ Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser ’, *Applied Physics Letters*, vol. 55, no. 3, p. 221–2, 1989.
- [10] G. M. YANG, M. H. MACDOUGAL et P. D. DAPKUS, ‘ Ultralow threshold current vertical-cavity surface-emitting lasers obtained with selective oxidation ’, *Electronics Letters*, vol. 31, no. 11, p. 886–8, 1995.
- [11] R. P. J. SCHNEIDER, M. HAGEROTT-CRAWFORD, K. D. CHOQUETTE, K. L. LEAR, S. P. KILCOYNE et J. J. FIGIEL, ‘ Improved AlGaInP-based red (670–690 nm) surface-emitting lasers with novel C-doped short-cavity epitaxial design ’, *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 3, p. 329–34, 1995.
- [12] H. JEON, V. KOZLOV, P. KELKAR, A. V. NURMIKKA, C.-C. CHU, D. C. GRILLO, H. HAN, G. C. HUA et R. L. GUNSHOR, ‘ Room-temperature optically pumped blue-green vertical cavity surface emitting laser ’, *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 12, p. 1668–70, 1995.
- [13] I. L. KRESTNIKOV, W. V. LUNDIN, A. V. SAKHAROV, V. A. SEMENOV, A. S. USIKOV, A. F. TSATSUL’NIKOV, Z. I. ALFEROV, N. N. LEDENTSOV, A. HOFFMANN et D. BIMBERG, ‘ Room-temperature photopumped InGaN/GaN/AlGaN vertical-cavity surface-emitting laser ’, *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 9, p. 1192–4, 1999.
- [14] Y.-K. SONG, H. ZHOU, M. DIAGNE, I. OZDEN, A. VERTIKOV, A. V. NURMIKKA, C. CARTER-COMAN, R. S. KERN, F. A. KISH et M. R. KRAMES, ‘ A vertical cavity light emitting InGaN quantum well heterostructure ’, *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 23, p. 3441–3, 1999.
- [15] J. K. KIM, E. HALL, O. SJÖLUND, G. ALMUNEAU et L. A. COLDREN, ‘ Room-temperature, electrically-pumped multiple-active-region VCSELs with high differential efficiency at 1.55 μm ’, *Electronics Letters*, vol. 35, no. 13, p. 1084–5, 1999.

- [16] E. HALL, G. ALMUNEAU, J. K. KIM, O. SJÖLUND, H. KROEMER et L. A. COLDREN, ‘ Electrically-pumped, single-epitaxial VCSELs at 1.55 μm with Sb-based mirrors ’, *Electronics Letters*, vol. 35, no. 16, p. 1337–8, 1999.
- [17] J. BOUCART, C. STARCK, F. GABORIT, A. PLAIS, N. BOUCHÉ, E. DEROUIN, L. GOLDSTEIN, C. FORTIN, D. CARPENTIER, P. SALET, F. BRILLOUET et J. JACQUET, ‘ 1-mW CW-RT monolithic VCSEL at 1.55 μm ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 6, p. 629–31, 1999.
- [18] P. SALET, F. GABORIT, P. PAGNOD-ROSSIAUX, A. PLAIS, E. DEROUIN, J. PASQUIER et J. JACQUET, ‘ Room-temperature pulsed operation of 1.3 μm vertical-cavity lasers including bottom InGaAsP/InP multilayer Bragg mirrors ’, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 24, p. 2048–9, 1997.
- [19] T. BABA, Y. YOGO, K. SUZUKI, F. KOYAMA et K. IGA, ‘ Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser ’, *Electronics Letters*, vol. 29, no. 10, p. 913–4, 1993.
- [20] H. W. SONG, D. S. SONG, I. Y. HAN, C. K. KIM, H. Y. RYU et Y. H. LEE, ‘ 1.5 μm vertical-cavity surface-emitting lasers utilising low loss $\text{Al}_x\text{O}_y/\text{GaAs}$ mirrors ’, *Electronics Letters*, vol. 35, no. 4, p. 296–7, 1999.
- [21] L. GOLDSTEIN, C. FORTIN, C. STARCK, A. PLAIS, J. JACQUET, J. BOUCART, A. ROCHER et C. POUSSOU, ‘ GaAlAs/GaAs metamorphic Bragg mirror for long wavelength VCSELs ’, *Electronics Letters*, vol. 34, no. 3, p. 268–70, 1998.
- [22] Y. OHISO, C. AMANO, Y. ITOH, K. TATENO, T. TADOKORO, H. TAKENOUCI et T. KUROKAWA, ‘ 1.55 μm vertical-cavity surface-emitting lasers with wafer-fused InGaAsP/InP-GaAs/AlAs DBRs ’, *Electronics Letters*, vol. 32, no. 16, p. 1483–4, 1996.
- [23] N. M. MARGALIT, K. A. BLACK, Y. J. CHIU, E. R. HEGBLOM, K. STREUBEL, P. ABRAHAM, M. ANZLOWAR, J. E. BOWERS et E. L. HU, ‘ Top-emitting double-fused 1.5 μm vertical cavity lasers ’, *Electronics Letters*, vol. 34, no. 3, p. 285–7, 1998.
- [24] M. KONDOW, T. KITATANI, S. NAKATSUKA, M. C. LARSON, K. NAKAHARA, Y. YAZAWA, M. OKAI et K. UOMI, ‘ GaInNAs : A novel material for long-wavelength semiconductor lasers ’, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 3, p. 719–30, 1997.
- [25] F. GENTY, L. CERUTTI, A. GARNACHE, E. PICARD, E. HADJI, D. ROMANINI, F. BOURNAZAUD, P. GRECH, S. GAILLARD et C. ALIBERT, ‘ Type-I quantum-well VCSEL structure on GaSb emitting in the 2-2.5 μm range ’, in *Mid-infrared Optoelectronics : Materials and Devices*, vol. 149, p. 22–6, IEE Proceedings Optoelectronics, 2002.
- [26] M. ORTSIEFER, R. SHAU, G. BÖHM, F. KÖHLER, G. ABSTREITER et M.-C. AMANN, ‘ Low-resistance InGa(Al)As tunnel junctions for long wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers ’, *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1*, vol. 39, no. 4A, p. 1727–9, 2000.
- [27] U. FIELDER, G. REINER, P. SCHNITZER et K. J. EBELING, ‘ Top surface-emitting vertical-cavity laser diodes for 10-Gb/s data transmission ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 6, p. 646–8, 1996.
- [28] D. V. PLANT, M. B. VENDITTI, E. LAPRISE, J. FAUCHER, K. RAZAVI, M. CHÂTEAUNEUF, A. G. KIRK et J. S. AHEARN, ‘ 256-channel bidirectional optical interconnect using VCSELs and photodiodes on CMOS ’, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no. 8, p. 1093–1103, 2001.
- [29] J. GESKE, V. JAYARAMAN, T. GOODWIN, M. CULICK, M. MACDOUGAL, T. GOODNOUGH, D. WELCH et J. E. BOWERS, ‘ 2.5-Gb/s transmission over 50 km with a 1.3- μm vertical-cavity surface-emitting laser ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 12, p. 1707–9, 2000.
- [30] M. ORTSIEFER, R. SHAU, J. ROSSKOPF, M. FURFANGER, M.-C. AMANN, C. LAUER, M. MAUTE, G. BOHM, M. LACKNER et F. WINTER, ‘ InP-based VCSELs in the 1.4 to 2 μm wavelength range for optical communication and absorption spectroscopy ’, in *The 16th Annual Meeting of the IEEE*, vol. 2, p. 505–6, Lasers and Electro-Optics Society, 2003.
- [31] R. L. THORNTON, ‘ Vertical cavity lasers for printing ’, in *Digest of the IEEE/LEOS Summer Topical Meetings*, vol. Vertical-Cavity Lasers, Technologies for a Global Information Infrastructure, WDM Components Technology, Advanced Semiconductor Lasers, p. 71–2, 1997.
- [32] M. MANSURIPUR et G. SINCERBOX, ‘ Principles and techniques of optical data storage ’, *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, no. 11, p. 1780–96, 1997.

- [33] M. BRUNNER, K. GULDEN, R. HÖVEL, M. MOSER et M. ILEGEMS, ‘ Thermal lensing effects in small oxide confined vertical-cavity surface-emitting lasers ’, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 1, p. 7–9, 2000.
- [34] F. SUGIHWO, M. C. LARSON et J. S. J. HARRIS, ‘ Micromachined widely tunable vertical cavity laser diodes ’, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 7, no. 1, p. 48–55, 1998.
- [35] A. FIORE, Y. A. AKULOVA, J. KO, E. R. HEGBLOM et L. A. COLDREN, ‘ Postgrowth tuning of semiconductor vertical cavities for multiple-wavelength laser arrays ’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 4, p. 616–23, 1999.
- [36] J. F. CARLIN, R. P. STANLEY, P. PELLANDINI, U. OESTERLE et M. ILEGEMS, ‘ The dual wavelength bi-vertical cavity surface-emitting laser ’, *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 7, p. 908–10, 1999.
- [37] D. K. SERKLAND, K. D. CHOQUETTE, G. R. HADLEY, K. M. GEIB et A. A. ALLERMAN, ‘ Two-element phased array of antiguided vertical-cavity lasers ’, *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 24, p. 3754–6, 1999.
- [38] S. F. LIM, J. A. HUDGINGS, G. S. LI, W. YUEN, K. Y. LAU et C. J. CHANG-HASNAIN, ‘ Self-pulsating and bistable VCSEL with controllable intracavity quantum-well saturable absorber ’, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 20, p. 1708–10, 1997.
- [39] T.-W. LEE, S. C. HAGNESS, D. ZHOU et L. J. MAWST, ‘ Modal characteristics of ARROW-type vertical-cavity surface-emitting lasers ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 8, p. 770–2, 2001.
- [40] Y.-G. JU, D. LOFGREEN, A. FIORE, S.-Y. HU, E. HEGBLOM, D. LOUDERBACK, O. SJOLUND, A. HUNTINGTON et L. A. COLDREN, ‘ Densely packed pie shaped vertical-cavity surface-emitting laser array incorporating a tapered one-dimensional wet oxidation ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 5, p. 462–4, 2000.
- [41] R. PU, E. M. HAYES, R. JURRAT, C. W. WILMSEN, K. D. CHOQUETTE, H. Q. HOU et K. M. GEIB, ‘ VCSEL’s bonded directly to foundry fabricated GaAs smart pixel arrays ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 12, p. 1622–4, 1997.
- [42] D. HEINIS, C. GORECKI, C. BRINGER, V. BARDINAL, T. CAMPS, J.-B. DOUCET, P. DUBREUIL et C. FONTAINE, ‘ Miniaturized scanning near-field microscope sensor based on optical feedback inside a single-mode oxide-confined vertical-cavity surface-emitting laser ’, *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters*, vol. 42, no. 12A, p. L1469–71, 2003.
- [43] C. GORECKI, D. HEINIS et B.-E. BENKELFAT, ‘ A miniaturized SNOM sensor based on the optical feedback inside the VCSEL cavity ’, in *Optical MEMS*, vol. 2, p. 61–2, Lasers and Electro-Optics Society, 2003.
- [44] H. MATHIEU, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Enseignement de la PHYSIQUE, Paris, France : Masson, 1998.
- [45] I.-H. TAN, E. L. HU, J. E. BOWERS et B. I. MILLER, ‘ Modeling and performance of wafer-fused resonant-cavity enhanced photodetectors ’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 10, p. 1863–75, 1995.
- [46] H. KOSAKA, K. KURIHARA, M. SUGIMOTO et K. KASAHARA, ‘ Detector characteristics of a vertical-cavity surface-emitting laser ’, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 7A, p. L 1172–4, 1991.
- [47] B. ROSINSKI, J. CHI, Y. BOUCHER et J. L. BIHAN, ‘ Photodetection with VCSEL ’, in *Semiconductor and integrated opto-electronics conference*, IEE SIOE, 1996.
- [48] T. KNÖDL, H. K. H. CHOY, J. L. PAN, R. KING, R. JÄGER, G. LULLO, J. F. AHADIAN, R. J. RAM, C. G. F. JR. et K. J. EBELING, ‘ RCE photodetectors based on VCSEL structures ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 10, p. 1289–91, 1999.
- [49] M. DRAGAŠ, I. H. WHITE, R. V. PENTY, J. RORISON, P. J. HEARD et G. PARRY, ‘ Dual-purpose VCSEL’s for short-haul bidirectional communication links ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 12, p. 1548–50, 1999.
- [50] M. DRAGAŠ, I. H. WHITE, R. V. PENTY, P. J. HEARD et G. PARRY, ‘ Vertical-cavity based optoelectronic transceivers ’, in *Summaries of Papers Presented at the Conference on*, p. 174, Lasers and Electro-Optics, CLEO’99, 1999.

- [51] J. A. LOTT, ‘ Design of vertical cavity lasers with intracavity photodetectors ’, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 11, p. 955–7, 1997.
- [52] S. F. LIM, J. A. HUDGINGS, L. P. CHEN, G. S. LI, W. YUEN, K. Y. LAU et C. J. CHANG-HASNAIN, ‘ Modulation of a vertical-cavity surface-emitting laser using an intracavity quantum-well absorber ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 3, p. 319–21, 1998.
- [53] S. F. LIM, G. S. LI, W. YUEN et C. J. CHANG-HASNAIN, ‘ Intracavity resonant quantum-well photodetection of a vertical-cavity surface-emitting laser ’, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 7, p. 597–8, 1997.
- [54] G. HASNAIN, K. TAI, Y. H. WANG, J. D. WYNN, K. D. CHOQUETTE, B. E. BEIR, N. K. DUTTA et A. Y. CHO, ‘ Monolithic integration of photodetector with vertical cavity surface emitting laser ’, *Electronics Letters*, vol. 27, no. 18, p. 1630–2, 1991.
- [55] G. STEINLE, H. D. WOLF, M. POPP et K.-J. EBELING, ‘ Vertical-cavity surface-emitting laser monolithically integrated with intracavity-monitor diode with temperature-insensitive responsivity ’, *Electronics Letters*, vol. 37, no. 1, p. 34–6, 2001.
- [56] L. CHUSSEAU, G. ALMUNEAU, L. A. COLDREN, A. HUNTINGTON et D. GASQUET, ‘ Coupled-cavity vertical-emitting semiconductor laser for continuous-wave terahertz emission ’, *IEE Proceedings Optoelectronics*, vol. 149, no. 3, p. 88–92, 2002.
- [57] G. G. ORTIZ, C. P. HAINS, J. CHENG, H. Q. HOU et J. C. ZOLPER, ‘ Monolithic integration of $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ vertical-cavity surface-emitting lasers with resonance-enhanced quantum well photodetectors ’, *Electronics Letters*, vol. 32, no. 13, p. 1205–7, 1996.
- [58] O. SJÖLUND, D. A. LOUDERBACK, E. R. HEGBLOM, J. KO et L. A. COLDREN, ‘ Monolithic integration of substrate input/output resonant photodetectors and vertical-cavity lasers ’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 7, p. 1015–23, 1999.
- [59] E. THRUSH, O. LEVI, W. HA, G. CAREY, L. J. COOK, J. DEICH, S. J. SMITH, W. E. MOERNER et H. J. S. JR., ‘ Integrated semiconductor vertical-cavity surface-emitting lasers and PIN photodetectors for biomedical fluorescence sensing ’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 5, p. 491–8, 2004.
- [60] J.-H. SHIN et Y. H. LEE, ‘ Determination of nonradiative recombination coefficients of vertical-cavity surface-emitting lasers from lateral spontaneous emission ’, *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 3, p. 314–6, 1995.
- [61] J. H. SHIN, H. E. SHIN et Y. H. LEE, ‘ Effect of carrier diffusion in oxidized vertical-cavity surface-emitting lasers determined from lateral spontaneous emission ’, *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 20, p. 2652–4, 1997.
- [62] P. R. CLAISSE, W. JIANG, P. A. KIELY, B. GABLE et B. KOONSE, ‘ Single high order mode VCSEL ’, *Electronics Letters*, vol. 34, no. 7, p. 681–2, 1998.
- [63] P. BIENSTMAN, R. BAETS, J. VUKUŠIĆ, A. LARSSON, M. J. NOBLE, M. BRUNNER, K. GULDEN, P. DEBERNARDI, L. FRATTA, G. P. BAVA, H. WENZEL, B. KLEIN, O. CONRADI, R. PREGLA, S. A. RIYOPOULOS, J.-F. P. SEURIN et S. L. CHUANG, ‘ Comparison of optical VCSEL models on the simulation of oxide-confined devices ’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 12, p. 1618–31, 2001.
- [64] K. Y. CHANG, J. WOODHEAD, J. ROBERTS et P. N. ROBSON, ‘ A scalar variational method for resonant modes of oxide-apertured vertical-cavity surface-emitting lasers ’, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 1, p. 10–21, 2000.
- [65] C. JUNG, R. JÄGER, M. GRABHERR, P. MICHALZIK, B. WEIGL, S. MÜLLER et K. J. EBELING, ‘ 4.8 mW singlemode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diodes ’, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 21, p. 1790–1, 1997.
- [66] R. A. MORGAN, G. D. GUTH, M. W. FOCHT, M. T. ASOM, K. KOJIMA, L. E. ROGERS et S. E. CALLIS, ‘ Transverse mode control of vertical-cavity top-surface-emitting lasers ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 4, p. 374–7, 1993.
- [67] N. UEKI, A. SAKAMOTO, T. NAKAMURA, H. NAKAYAMA, J. SAKURAI, H. OTOMA, Y. MIYAMOTO, M. YOSHIKAWA et M. FUSE, ‘ Single-transverse-mode 3.4 mW emission of oxide-confined 780-nm VCSEL’s ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 12, p. 1539–41, 1999.

- [68] B. J. KOCH, J. R. LEGER, A. GOPINATH, Z. W. ROBERT et A. MORGAN, ‘ Single-mode vertical cavity surface emitting laser by graded-index lens spatial filtering ’, *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 18, p. 2359–61, 1997.
- [69] T. KNÖDL, M. GOLLING, M. KICHERER, R. MICHALZIK et K. J. EBELING, ‘ Three-terminal dual-stage vertical-cavity surface-emitting laser ’, *Electronics Letters*, vol. 38, no. 6, p. 278–80, 2002.
- [70] D. ZHOU et L. J. MAWST, ‘ High-power single-mode antiresonant reflecting optical waveguide-type vertical-cavity surface-emitting lasers ’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 12, p. 1599–1606, 2002.
- [71] P. DOWD, L. RADDATZ, Y. SUMAILA, M. ASGHARI, I. H. WHITE, R. V. PENTY, P. J. HEARD, G. C. ALLEN, R. P. SCHNEIDER, M. R. T. TAN et S. Y. WANG, ‘ Mode control in vertical-cavity surface-emitting lasers by post-processing using focused ion-beam etching ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 9, p. 1193–5, 1997.
- [72] H. MARTINSSON, J. A. VUKUŠIĆ, M. GRABHERR, R. MICHALZIK, R. JÄGER, K. J. EBELING et A. LARSSON, ‘ Transverse mode selection in large-area oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers using a shallow surface relief ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 12, p. 1536–8, 1999.
- [73] J. A. VUKUŠIĆ, H. MARTINSSON, J. S. GUSTAVSSON et A. LARSSON, ‘ Numerical optimization of the single fundamental mode output from a surface modified vertical-cavity surface-emitting laser ’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 1, p. 108–17, 2001.
- [74] Å. HAGLUND, J. S. GUSTAVSSON, J. VUKUŠIĆ, P. MODH et A. LARSSON, ‘ Single fundamental-mode output power exceeding 6 mW from VCSELs with a shallow surface relief ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, p. 368–70, 2004.
- [75] A. E. BOND, P. D. DAPKUS et J. D. O’BRIEN, ‘ Aperture placement effects in oxide-defined vertical-cavity surface-emitting lasers ’, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 10, p. 1362–4, 1998.
- [76] K. D. CHOQUETTE, W. W. CHOW, G. R. HADLEY, H. Q. HOU et K. M. GEIB, ‘ Scalability of small-aperture selectively oxidized vertical cavity lasers ’, *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 7, p. 823–5, 1997.
- [77] C. VERGNENÈGRE, C. BRINGER, V. BARDINAL, T. CAMPS, C. FONTAINE et A. MUÑOZ-YAGÜE, ‘ Integrated optical coupling element for functional genomic analysis biosensor ’, in *Optical Design and Engineering*, vol. 5249, p. 648–656, SPIE, 2004.
- [78] F. V. DIJK, *Conception, élaboration sous contrôle optique en temps réel, fabrication et caractérisation de lasers à cavité verticale (VCSELs) pour l’émission à 840 nm*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 1999.
- [79] O. BLUM, I. H. ASHBY et H. Q. HOU, ‘ Barrier-layer-thickness control of selective wet oxidation of AlGaAs for embedded optical elements ’, *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 21, p. 2870–2, 1997.
- [80] G. W. PICKRELL, J. H. EPPLE, K. L. CHANG, K. C. HSIEH et K. Y. CHENG, ‘ Improvement of wet-oxidized $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ through the use of AlAs/GaAs digital alloys ’, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 18, p. 2544–6, 2000.
- [81] K. D. CHOQUETTE, K. M. GEIB, C. I. H. ASHBY, R. D. TWESTEN, O. BLUM, Q. HOU, D. M. FOLLSTAEDT, B. E. HAMMONS, D. MATHES et R. HULL, ‘ Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys ’, *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 3, p. 916–26, 1997.
- [82] K. D. CHOQUETTE, K. M. GEIB, H. C. CHUI, H. Q. HOU, T. J. DRUMMOND et R. HULL, ‘ Selective oxidation of buried AlGaAs versus AlAs layers ’, *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 10, p. 1385–7, 1996.
- [83] K. J. KNOPP, R. P. MIRIN, D. H. CHRISTENSEN, K. A. BERTNESS, A. ROSHKO et R. A. SYNOWICKI, ‘ Optical constants of $(\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02})_x\text{O}_y$ native oxides ’, *Applied Physics Letters*, vol. 73, no. 24, p. 3512–4, 1998.
- [84] H. K. BISSESSUR, F. KOYAMA et K. IGA, ‘ Modeling of oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers ’, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 2, p. 344–52, 1997.
- [85] M. OSIŃSKI, V. A. SMAGLEY, M. LU, G. A. SMOLYAKOV, P. G. ELISEEV, B. P. RIELY, P. H. SHEN et G. J. SIMONIS, ‘ Self-consistent calculation of current self-distribution effect in GaAs-AlGaAs oxide-confined VCSELs ’, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, p. 1422–30, 2003.

- [86] E. HAVARD, ‘ Étude de la conduction électrique dans les VCSELs ’, rapport de DEA, Université Paul Sabatier, 2004.
- [87] L. AVERSENG, *Conception, réalisation et caractérisation de dispositifs à microcavité verticale III-V pour la photodétection et l’émission-détection duale*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 2002.
- [88] P. DUBREUIL, ‘ Oxydation thermique humide contrôlée de multicouches de GaAlAs. Application aux lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs) ’, mémoire, Conservatoire National des Arts et Métiers, 2000.
- [89] T. LANGENFELDER, S. SCHRÖDER et H. GROTHE, ‘ Lateral oxidation of buried oxide $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layers in a wet ambient ’, *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 7, p. 3548–51, 1997.
- [90] A. C. ALONZO, X. C. CHENG et T. C. MCGILL, ‘ Effect of cylindrical geometry on the wet thermal oxidation of AlAs ’, *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 12, p. 6901–5, 1998.
- [91] G. M. YANG, D. H. L. LIM, J.-H. KIM, K. Y. LIM et H. J. LEE, ‘ Selective oxidation of AlGaAs/GaAs structure and its application to vertical cavity lasers ’, *Japanese Journal of Applied Physics, part 1*, vol. 37, no. 3B, p. 1391–3, 1998.
- [92] F. SFIGAKIS, P. PADDON, V. PACRADOUNI, M. ADAMCYK, C. NICOLL, A. R. COWAN, T. TIEDJE et J. F. YOUNG, ‘ Near-infrared refractive index of thick, laterally oxidized AlGaAs cladding layers ’, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, no. 2, p. 199–202, 2000.
- [93] O. UGO, ‘ Caractérisation optique et électrique de VCSELs ’, rapport de DEA, École Nationale Supérieure d’Ingénieurs de Caen, 2004.
- [94] H. LI et K. IGA, *Vertical-cavity surface-emitting laser devices*, vol. 6 in *Springer series in Photonics*. Berlin, Germany : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
- [95] J. PIPREK, Y. A. AKULOVA, D. I. BABIC, L. A. COLDREN et J. E. BOWERS, ‘ Minimum temperature sensitivity of $1.55\ \mu\text{m}$ vertical-cavity lasers at $-30\ \text{nm}$ gain offset ’, *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 15, p. 1814–6, 1998.
- [96] J. POLESEL-MARIS, ‘ Caractérisation de composants à cavité verticale. Mise au point d’une méthode d’imagerie champ proche-champ lointain de VCSELs ’, rapport de maîtrise, Université Paul Sabatier, 2001.
- [97] M. S. ÜNLÜ et S. STRITE, ‘ Resonant cavity enhanced photonic devices ’, *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 2, p. 607–639, 1995.
- [98] C. BRINGER, L. AVERSENG, J. POLESEL-MARIS, T. CAMPS, P. DUBREUIL et V. BARDINAL, ‘ Amélioration de la photodétection en cavité verticale par attaques chimiques sélectives de multicouches alternées (AlGaAs/AlAs) ’, OPTIX’2001, 2001.
- [99] C. BRINGER, ‘ Techniques d’attaques sélectives de multicouches AlAs/AlGaAs en vue de l’amélioration de dispositifs à cavité verticale en régime de photodétection ’, rapport de DEA, Université Paul Sabatier, 2001.
- [100] F. NEGRI, *Traitement des plaquettes de GaAs (100) de grand diamètre : mise au point du procédé, préparation et caractérisations de surface pour l’épitaxie par jets moléculaires*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 2001.
- [101] K. D. CHOQUETTE, K. L. LEAR, J. R. P. SCHNEIDER et M. GEIB, ‘ Cavity characteristics of selectively oxidized vertical-cavity lasers ’, *Applied Physics Letters*, vol. 66, no. 25, p. 3413–5, 1995.
- [102] V. BARDINAL, L. AVERSENG, C. BRINGER, T. CAMPS, J. POLESEL-MARIS, P. DUBREUIL, C. FONTAINE, E. BEDEL-PEREIRA, C. VERGNENEGRE et A. MUÑOZ-YAGÜE, ‘ Experimental demonstration of oxide-mode influence in a dual-purpose oxide-confined vertical-cavity surface-emitting laser/resonator detector ’, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 10, p. 1771–2, 2002.
- [103] A. M. GREEN, D. G. GEVAUX et C. C. PHILLIPS, ‘ Analytical method for the optical modelling of resonant-cavity-enhanced photodiodes ’, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 19, p. 673–9, 2004.
- [104] V. BARDINAL, *Conception, élaboration sous contrôle optique et caractérisation de modulateurs à microcavité Fabry-Pérot*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 1995.

- [105] V. POYDENOT, 'Modélisation des propriétés optoélectroniques des microcavités verticales à puits quantiques', rapport de DEA, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 1998.
- [106] A. L. KOROTKOV, 'Comment on "Study on the quantum efficiency of resonant cavity enhanced GaAs far-infrared detectors"', *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 1, p. 786–7, 2003.
- [107] H. T. LUO, Y. H. ZHANG et W. Z. SHEN, 'Response to "Comment on "Study on the quantum efficiency of resonant cavity enhanced GaAs far-infrared detectors" "', *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 1, p. 788, 2003.
- [108] T. KITATANI et M. KONDOW, 'Characterization of the refractive index of lateral-oxidation-formed Al_xO_y by spectroscopic ellipsometry', *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1*, vol. 41, no. 5A, p. 2954–7, 2002.
- [109] O. DURAND, F. WYCKZISK, J. OLIVIER, M. MAGIS, P. GALTIER, A. de ROSSI, M. CALLIGARO et V. ORTIZ, 'Contraction of aluminium oxide thin layers in optical heterostructures', *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 13, p. 2554–6, 2003.
- [110] C. BRINGER, V. BARDINAL, T. CAMPS, P. DUBREUIL et C. FONTAINE, 'Effects of selective wet etching on the spectral properties of a vertical-cavity surface-emitting laser/detector', in *Lasers and Electro-Optics Europe*, p. 133, CLEO/Europe, 2003.
- [111] R. P. STANLEY, R. HOUDRÉ, U. OESTERLE, M. ILEGEMS et C. WEISBUCH, 'Coupled semiconductor microcavities', *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 16, p. 2093–5, 1994.
- [112] M. BRUNNER, *Design and characterization of single and dual cavity oxide-apertured VCSELs*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2000.
- [113] M. BRUNNER, K. GULDEN, R. HÖVEL, M. MOSER, J. F. CARLIN, R. P. STANLEY et M. ILEGEMS, 'Continuous-wave dual-wavelength lasing in a two-section vertical-cavity laser', *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 10, p. 1316–8, 2000.
- [114] M. C. LARSON et J. J. S. HARRIS, 'Wide and continuous wavelength tuning in a vertical-cavity surface-emitting laser using a micromachined deformable-membrane mirror', *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 7, p. 891–3, 1996.
- [115] S. F. LIM, G. S. LI, W. YUEN et C. J. CHANG-HASNAIN, 'Vertical-cavity lasers with an intracavity resonant detector', *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 2, p. 416–21, 1997.
- [116] V. JAYARAMAN, J. C. GESKE, M. H. MACDOUGAL, F. H. PETERS, T. D. LOWES et T. T. CHAR, 'Uniform threshold current, continuous-wave, singlemode 1300 nm vertical cavity lasers from 0 to 70 °C.', *Electronics Letters*, vol. 34, no. 14, p. 1405–7, 1998.
- [117] A. J. FISCHER, K. D. CHOQUETTE, W. W. CHOW, H. Q. HOU et K. M. GEIB, 'Coupled resonator vertical-cavity laser diode', *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 19, p. 3020–2, 1999.
- [118] R. HAMELIN, P. GROSSE, C. FONTAINE et F. LÉGER, 'Micro module d'émission 1,31 μm à 10 Gbit/s multi-standards : OSA 131', in *Journées RMNT'04*, JRMNT, 2004.
- [119] A. HSU et S. L. CHUANG, 'Measurement of spontaneous emission spectrum in vertical-cavity surface-emitting lasers', in *Summaries of Papers Presented at the*, vol. 1, p. 469, Lasers and Electro-Optics, 2002.
- [120] C. DEGEN, I. FISCHER et W. ELSÄßER, 'Transverse modes in oxide confined VCSELs : Influence of pump profile, spatial hole burning, and thermal effects', *Optics Express*, vol. 5, no. 3, p. 38–47, 1999.
- [121] C. BRINGER, V. BARDINAL, E. DARAN, T. CAMPS, P. DUBREUIL, Y. G. BOUCHER, G. ALMUNEAU, O. GAUTHIER-LAFAYE, P. DUBREUIL, J.-B. DOUCET et C. FONTAINE, 'Detection of lateral spontaneous emission for VCSEL monitoring', in *Micro-Optics, VCSELs and Photonics Interconnects*, vol. 5453, p. 209–16, SPIE, 2004.
- [122] K. D. CHOQUETTE, N. TABATABAJE et R. E. LEIBENGUTH, 'Detector-enclosed vertical-cavity surface emitting lasers', *Electronics Letters*, vol. 29, no. 5, p. 466–7, 1993.
- [123] T. CAMPS, C. BRINGER, V. BARDINAL, G. ALMUNEAU, C. AMAT, E. DARAN, J. B. DOUCET, P. DUBREUIL et C. FONTAINE, 'High sensitivity integrated lateral detection in VCSELs', *Electronics Letters*, vol. 41, no. 3, p. 129–31, 2005.

Technologie des VCSELs à diaphragme d'oxyde Application à la détection en cavité verticale

Ce travail de thèse porte sur la fabrication et la caractérisation de lasers à cavité verticale émettant par la surface à diaphragme d'oxyde enterré (VCSELs AlOx) pour les communications optiques et les microsystèmes. Ces composants deviennent de sérieux concurrents aux diodes laser classiques dans les liens de communications à courte distance. De plus, la réalisation de microsystèmes optiques intelligents nécessite de créer des composants photoniques qui soient multifonctions. Ainsi, nos travaux concernent-ils plus particulièrement l'intégration de la photodétection dans une structure VCSEL. Après un rappel sur les fonctions optiques dans les VCSELs, nous discutons des différentes possibilités d'intégration de la détection en cavité verticale.

Nous nous penchons ensuite sur la réalisation de sources monomodes émettant à 850 nm pour ces applications. La conception de la structure ainsi que le procédé de fabrication détaillé. Nous insistons sur l'étude des paramètres expérimentaux influençant la qualité de l'oxydation thermique humide, étape technologique cruciale servant à créer le diaphragme d'oxyde enterré. Nous exposons les choix technologiques effectués puis nous présentons les bancs de mesures utilisés. Les caractérisations optiques et électriques permettent de mettre en évidence l'amélioration des performances de ces composants et d'identifier les limitations actuelles.

Nous exposons le principe des détecteurs en cavité résonante puis déclinons chaque géométrie verticale explorée : photodétecteur simple, VCSEL standard et BiVCSEL. Le comportement spectral mesuré sur chacun de ces composants est rapporté et discuté.

La détection latérale entre VCSELs voisins est ensuite étudiée du point de vue théorique et expérimental. Le principe physique mis en jeu dans cette étude originale est le guidage optique de l'émission spontanée entre VCSELs voisins partageant la même cavité. Les résultats de nos mesures électriques et optiques sont exposés. La principale application de ce nouveau système de détection concerne l'asservissement de la puissance émise par le VCSEL.

Enfin, nous concluons sur les apports des diverses géométries adoptées et ouvrons sur les perspectives.

Mots-clefs : semiconducteurs III-V, laser à cavité verticale émettant par la surface, émission monomode, attaques chimiques humides sélectives, microsystème optique, oxydation thermique humide, émission spontanée, photodétection en cavité verticale, détection intégrée.

Oxide-confined VCSELs technology Application to vertical-cavity photodetection

This work deals with the fabrication and the characterization of buried oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers for optical communications and microsystems.

The introduction presents a review on current research topics on materials as well as VCSEL integration in microsystems. Several ways to associate the photodetection function in the vertical structure of a VCSEL are then detailed.

We first focus on the realization of single mode sources laser at 850 nm for these applications. Vertical structure design and process are detailed. We expose our technological choices for the fabrication of the devices, especially on the realization of the oxide aperture, and present the experimental set-up used for the characterizations. Optical and electrical measurements show the improvements of the VCSELs characteristics and allows for identify current limitations.

Further, we explain the principle of resonant cavity enhanced detector and then describe each detailed vertical geometry : single photodetector, VCSEL and BiVCSEL. Measured spectral behaviors on each device are shown and discussed.

Lateral detection is then theoretically and experimentally studied. The physical principle involved in this original study is the optical waveguiding of spontaneous emission between neighboring VCSELs sharing the same cavity. Results of our electrical and optical measurements are exhibited. The main application of this new detection system concerns the VCSEL power monitoring.

Finally, we conclude on the results obtained and on further improvements of this work.

Keywords : semiconductor III-V, vertical-cavity surface-emitting laser, single mode emission, selective chemical wet etchings, optical microsystem, wet thermal oxidation, spontaneous emission, vertical-cavity photodetection, integrated detection.