

Contribution à l'étude de l'injection électrique dans les VCSEL de grandes dimensions

Eric Havard

▶ **To cite this version:**

Eric Havard. Contribution à l'étude de l'injection électrique dans les VCSEL de grandes dimensions. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT : . tel-00353238

HAL Id: tel-00353238

https://theses.hal.science/tel-00353238

Submitted on 15 Jan 2009

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.

Année 2008

UNIVERSITE TOULOUSE III – PAUL SABATIER

U.F.R Physique Chimie Automatique

T H E S E

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE

délivré par l'Université Toulouse III – Paul Sabatier

Discipline : Optoélectronique, technologie et composants de l'électronique

par

Eric HAVARD

Contribution à l'étude de l'injection électrique dans les VCSEL de grandes dimensions

_____

Directeurs de thèse :
T. CAMPS
V. BARDINAL

_____

Soutenue le 21 mai 2008 devant le jury composé de :

Pr . N . Nolhier	**président**
Dr. R. Kuszelewicz	**rapporteur**
Pr. A. Le Corre	**rapporteur**
Pr. J. Jacquet	**examinateur**

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au LAAS-CNRS au sein du groupe Photonique de 2004 à 2008. Je remercie les directeurs qui se sont succédés durant cette période, Malik Ghallab et Raja Chatila, pour m'avoir accueilli au laboratoire comme allocataire de recherche.

Je tiens à remercier Françoise Lozes, responsable du groupe photonique.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance aux membres du jury pour avoir examiné ce travail : Robert Kuszelewicz, Alain Le Corre, Joël Jacquet ainsi que le président du Jury Nicolas Nolhier.

Mes co-directeurs de thèse Thierry Camps et Véronique Bardinal sont vivement remerciés pour leur disponibilité et pour leur attention particulière pendant le déroulement de cette thèse. Sans plus attendre, je n'oublierai pas le reste des permanents « VCSEL », Chantal Fontaine et Guilhem Almuneau qui sont largement intervenus dans ce travail. Collaborer avec vous tous a été très enrichissant. Du reste, les moments de pauses ont été très agréables par la variété des sujets abordés, toujours dans une ambiance joviale (hormis quelques désaccords politiques…).

Par ailleurs, la fabrication de composant m'a fait découvrir ce lieu étrange du laboratoire, dans lequel les gens sont déguisés (en Schtroumpf(e)s pour certain(e)s !) : je remercie l'équipe TEAM et particulièrement Jean-Baptiste Doucet (potion magique), Ludovic Salvagnac et Sébastien Pinaud (orfèvres), Laurent Jalabert et Pascal Dubreuil (tailleurs de pierre) et Laurent Bouscayrol (au fourneau quand il ne cueille pas les champignons).

Merci à mes camarades durant ces années de labeur pour leur sympathie ; je pense tout d'abord à nos prédécesseurs doctorants qui, eux aussi, nous ont accueilli en tant que stagiaires et qui nous ont enseigné tant d'astuces de « manip » : Charlotte Bringer, Pascal Gallo et Cédric Amat. Durand la thèse, merci à Moustapha, Olivier D., Olivier B., Alexandre, Stéphane, Mathieu et Kostas.

Merci aux anciens de promotions de faculté, ainsi que ceux qui ont continué sur la voie du doctorat et plus particulièrement Chloé, Jean-Luc, Habib, Axel, Vincent, Taoufik et Gustavo.

Enfin, je remercie toutes les personnes que j'ai rencontrées au laboratoire.

Sommaire

Introduction générale……..1

Chapitre 1 Contexte et objectifs de la thèse 3

1.1 Rappels sur les VCSEL 3
1.1.1 Bref historique 3
1.1.2 Description et caractéristiques 3
1.1.3 Méthodes de confinement transverse 5
1.1.4 Principaux avantages des VCSEL 6
1.2 Applications 7
1.2.1 Longueurs d'onde d'émission : Du bleu jusqu'à l'infrarouge 7
1.2.2 Exploitation des VCSEL dans les systèmes optiques 9
1.3 Solitons spatiaux de cavité dans les structures à base de VCSEL 9
1.3.1 Principe 9
1.3.2 VCSEL à émission par le substrat (bottom-emitting) 10
1.3.3 Démonstration expérimentale des solitons de cavités 11
1.3.4 De la démonstration vers les applications 12
1.3.5 Intérêt des VCSEL à émission par la surface pour la manipulation des solitons de cavité 13
1.4 Problématique de l'injection dans les VCSEL à émission par la surface 13
1.4.1 Etat de l'art sur la maîtrise de l'injection dans les VCSEL à émission par la surface 14
1.4.1.1 Ingénierie de l'injection dans la structure épitaxiale 14
1.4.1.2 Ingénierie de l'injection sur des structures épitaxiales standard 16
1.4.2 Conclusions sur la maîtrise de l'injection dans les VCSEL 18
Conclusions 21

Chapitre 2 Modélisation électrique 27

2.1 Modèles mis en jeu et limites des simulations 27
2.1.1 Equations simples 27
2.1.2 Modélisations exhaustives 2D (ou quasi-3D) 28
2.1.3 Etude des composants de grandes dimensions, choix d'une simulation partielle 30
2.1.4 Logiciels testés 31
2.1.5 Conclusions 32
2.2 Mécanismes considérés 33
2.3 Paramètres intégrés dans le logiciel 39
2.4 Simulations électriques des solutions technologiques 40
2.4.1 Etude préliminaire d'un composant de petite taille 40
2.4.2 Composant de grande dimension non optimisé ($\Phi = 100\mu m$) 43
2.4.3 Composant avec une électrode transparente en ITO (Indium Tin Oxide) 45
2.4.4 Composant incorporant une jonction Zener en surface 48
2.4.5 Composant à injection localisée 50
2.4.6 Caractéristiques électriques et facteurs d'uniformité des différentes solutions technologiques 54
2.5 Considérations optiques 56
2.5.1 Composant avec une jonction Zener en surface 56
2.5.2 Composant avec électrode transparente en ITO 56
2.5.3 Composant avec injection localisée et électrode transparente en ITO 56
Conclusions : 58

Chapitre 3 Mise au point technologique et fabrication de VCSELs de grandes dimensions 61

3.1 Jonction Zener 61
3.1.1 Jonction P^+N^+ testées 61
3.1.2 Caractérisations électriques des jonctions PN réalisées 62
3.1.3 Comparaison simulations/mesures 62
3.1.4 Conclusion sur les jonctions Zener 64
3.2 Electrode conductrice transparente en ITO (Indium Tin Oxide) 65

3.2.1 Conditions expérimentales du dépôt 65
3.2.2 Propriétés des couches d'ITO sur verre 66
3.2.2.1 Epaisseur et rugosité 66
3.2.2.2 Indices et transmission optique 67
3.2.2.3 Résistivité 67
3.2.3 Etude de l'influence du recuit sur les propriétés de l'ITO sur verre 67
3.2.3.1 Propriétés électriques de l'interface ITO/GaAs dopée Be 68
3.2.4 Analyse SIMS de la diffusion des espèces à l'interface ITO/GaAs (Be) lors du recuit 71
3.2.5 Analyse TEM de l'interface ITO/GaAs 72
3.2.5.1 Observation TEM de l'interface 72
3.2.5.2 Analyse chimique de l'interface 73
3.2.6 Conclusions sur l'ITO 74
3.3 Injection localisée : gravure du cap suivi d'un dépôt d'ITO 74
3.3.1 Principe 74
3.3.2 Contraste d'injection entre l'interface ITO/GaAs et celle ITO/$Al_{20}Ga_{80}As$ 75
3.4 Fabrication de VCSEL de grandes dimensions 76
3.4.1 Description de la structure verticale 76
3.4.2 Composants. Première génération 77
3.4.2.1 Jeu de masques 77
3.4.2.2 Description du processus de fabrication 79
3.4.2.3 Problèmes mis à jour lors de la première réalisation 80
3.4.3 Composants de seconde génération 81
3.4.3.1 Description du process 81
3.4.3.2 Contraintes de la précision de l'attaque pour l'injection localisée 83
3.4.3.3 Contraintes sur l'enchaînement des étapes 83
3.4.3.4 Ponts à air 84
3.4.3.5 Amincissement et métallisation de cathode face arrière 84
3.4.3.6 Mise en boîtier optimisée 85
Conclusions : 86

Chapitre 4 Caractérisations des VCSELs réalisés 91

4.1 Description des équipements utilisés 91
4.1.1 Testeurs sous pointes automatisés 91
4.1.2 Banc de caractérisation électro-optique des VCSEL 91
4.1.2.1 Description 91
4.1.2.2 Caractéristiques P-I-V en régime continu 92
4.1.2.3 Caractéristiques P-I-V en régime impulsionnel 93
4.2 Caractérisations des VCSELs réalisés 94
4.2.1 Calibration et validation du modèle électrique sur des composants monomodes de référence 94
4.3 Influence du désaccord spectral gain/cavité 95
4.3.1 Composants avec et sans ITO 96
4.3.1.1 Mesure de la résistance d'interface ITO/GaAs 96
4.3.1.2 Composants de taille standard 97
4.3.1.3 Composants de grandes dimensions 97
4.3.1.4 Composants à microstructuration associée à l'ITO 100
4.3.1.5 Composants linéaires avec injection localisée (1D) 102
4.3.2 Perspectives d'amélioration 103
4.3.2.1 Minimisations des contraintes de l'ITO 103
4.3.2.2 Emploi du ZnO 104
Conclusions : 106

Conclusion générale……...109

Symboles et abréviations……..114

Introduction Générale

Le concept de laser à cavité verticale (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) a été proposé par K. Iga il y a maintenant trente ans et a suscité depuis lors des recherches considérables, à l'origine de nombreuses innovations technologiques pour obtenir des composants performants et à présent mâtures. Un tel engouement s'explique par les performances prometteuses que peuvent atteindre ces composants à microcavité grâce leurs propriétés : réalisation matricielle, émission monomode, faible courant de seuil laser, bande passante étendue, compacité, qualité du faisceau.

Les VCSEL occupent aujourd'hui de nombreux secteurs d'application qui couvrent des domaines aussi variés que les télécommunications, le stockage de données, les souris optiques…

De nouveaux champs d'application se sont récemment ouverts pour ces composants : instrumentation, intégration dans les MOEMS pour la biologie, affichage, détection de gaz.

De plus, bien qu'originellement limités aux seules applications basse puissance (<1mW), ils peuvent à présent être avantageusement exploités pour la génération de puissance avec une émission par le substrat et/ou un arrangement matriciel (>100W). Toutefois, les composants émettant par la surface souffrent toujours du couplage électro-thermo-optique liés à l'autoéchauffement sous forte injection électrique.

En particulier, il demeure toujours difficile de réaliser des VCSEL émettant uniformément par la surface à 850nm avec de grandes dimensions transverses (>100x100µm²). Or, si ce type de composant existait, il serait attractif pour réaliser des mémoires optiques ou des registres à décalage, en exploitant le maintien et la manipulation de solitons de cavité dans ce type de résonateur non linéaire. Les démonstrations de ces phénomènes reposent pour le moment sur des structures pompées optiquement ou sur des VCSEL pompés électriquement à émission par le substrat ; l'utilisation de dispositifs émettant par la surface donnerait donc un degré de liberté supplémentaire pour la manipulation électrique de solitons. Cependant, dans ces dispositifs, l'injection du courant par l'anode supérieure de géométrie annulaire entraîne inévitablement une inhomogénéité rédhibitoire. Il faut trouver de nouvelles approches permettant d'améliorer l'uniformité de l'émission.

C'est dans ce contexte que se sont déroulés les travaux présentés dans ce mémoire : ils visent à proposer et à évaluer des solutions technologiques pour atteindre une uniformité optimale par la simulation puis expérimentalement.

Ce manuscrit comporte quatre chapitres :

Le premier chapitre présente de façon plus détaillée le contexte et les objectifs dans lesquels s'inscrivent ces travaux de thèse. Nous rappelons tout d'abord brièvement le principe et les propriétés des VCSEL ainsi que leurs principales applications. Puis nous abordons le cas spécifique des VCSEL de grandes dimensions ainsi que les contraintes liées à la manipulation des solitons de cavité, s'inscrivant en particulier dans les objectifs du projet européen FunFACS dans lequel nous sommes impliqués. Nous décrivons ensuite les solutions présentées dans la littérature pour contrôler l'injection électrique ainsi que celles nous proposons pour remédier au problème d'inhomogénéité de l'émission.

Le deuxième chapitre est consacré à l'évaluation par la simulation des solutions technologiques que nous nous proposons d'approfondir. Avant d'aborder l'étape de simulation proprement dite, nous présentons brièvement quelques éléments théoriques ainsi qu'un état de l'art succinct sur les modélisations électriques et/ou optiques des VCSELs. Sur cette base, nous justifions ensuite les hypothèses simplificatrices que nous avons dû considérer pour pouvoir modéliser sans simplification des structures l'injection bi-

dimensionnelle (ou quasi 3D) dans les empilements multicouches constituant les VCSEL. Nous expliquons comment nous avons été conduits à restreindre la simulation à la seule conduction électrique ainsi que notre choix du logiciel « Blaze » de Silvaco. Les aménagements des modèles issus de la physique du semiconducteur que nous avons intégrés dans ce logiciel seront également détaillés. Nous présentons ensuite l'étude que nous avons pu mener successivement sur un VCSEL de taille standard puis des composants de grande taille en évaluant l'amélioration sur la répartition de la densité des porteurs dans le plan des puits quantiques pour chacune des solutions envisagées (couche d'étalement, barrière de potentiel et injection localisée).

Le troisième chapitre est consacré à la description des procédés de réalisation technologique développés pour mettre en œuvre les solutions identifiées comme les plus pertinentes après la phase de simulation. Parmi elles, la réalisation et la caractérisation de jonctions PN de type Zener sont détaillées plus particulièrement, ainsi que l'étude que nous avons développée pour la réalisation d'électrodes semi-transparentes en ITO. Des études préliminaires visant à évaluer expérimentalement l'injection localisée multipoints par microstructuration de surface sont également présentées. Cette dernière solution semble constituer le moyen le plus efficace pour parvenir à une ingénierie de la répartition du courant dans la zone active Enfin, les procédés complets de fabrication de VCSELs exploitant les résultats de ces études préalables sont détaillés.

Le quatrième chapitre est consacré à la caractérisation optique et électrique des composants VCSEL réalisés.

Nous présentons tout d'abord la calibration et la validation électriques de notre outil de simulation sur un composant de taille standard. L'influence du désaccord spectral cavité/gain sur le fonctionnement optimal est ensuite mise en évidence dans les conditions d'échauffement comparables à celles des applications visées ici.

Nous présentons ensuite les caractérisations que nous avons pu effectuer sur des composants dédiés comportant des électrodes en ITO. Nous comparons ainsi les propriétés électriques et optiques de dispositifs avec et sans cette couche additionnelle en régime continu et impulsionnel.

Nous présentons également les résultats de caractérisation des composants à injection localisée, qui nous ont permis d'obtenir des émissions supérieures à 50mW en continu à l'ambiante sur des composants de large surface mais de géométrie linéique. En effet, ces études nous ont conduits à identifier des problèmes liés à la mise en œuvre de l'approche « microstructuration de surface » lorsqu'elle est associée à de l'ITO sur des motifs bidimensionnels. Nous détaillons ces problèmes et dégageons ensuite des pistes d'améliorations pour y remédier.

Chapitre 1 Contexte et objectifs de la thèse

Ce premier chapitre décrit le contexte et les objectifs dans lesquels s'inscrivent ces travaux de thèse. Tout d'abord il présente brièvement le principe et les propriétés des diodes laser à cavité verticale à émission par la surface ou VCSEL (Vertical Surface Emitting Lasers). Puis nous abordons les applications, les évolutions à venir et les problématiques actuelles de ces composants. Ainsi, l'augmentation de la puissance émise et le contrôle des propriétés du faisceau sont au cœur de nombreuses recherches actuelles. Par ailleurs, la manipulation de solitons de cavité générés dans les VCSEL semble constituer une thématique prometteuse qui permettrait à terme d'envisager la réalisation un traitement tout-optique de l'information binaire : mémoires, registres à décalage. Cependant, ces applications nécessitent des adaptations des composants standards émettant par la surface : une émission homogène de la lumière sur une grande surface (>100x100µm²) est requise. Or la tendance naturelle lorsque l'on augmente les dimensions du composant est l'apparition d'une intensité lumineuse décroissante de la périphérie vers le centre (électrode annulaire). Des solutions présentées dans la littérature ou que nous proposons pour remédier à ce problème seront exposées et discutées dans le cadre d'une application à la manipulation de solitons et/ou à la génération de puissance.

1.1 Rappels sur les VCSEL

1.1.1 Bref historique

En 1962 apparaît le premier laser à semiconducteur émettant par la tranche [1]. En 1977 Iga propose un nouveau concept basé sur un laser émettant par la surface [2]. Une année plus tard, il présente la réalisation d'un composant basé sur ce concept avec un effet laser à basse température (T=77K) en régime pulsé [3]. Une amélioration majeure a par la suite consisté à réaliser en 1989 un composant en GaAs à base de puits quantiques de $Ga_{0.8}In_{0.2}As$ fonctionnant à température ambiante [4]. De nombreuses autres améliorations se sont ensuite succédées : les deux avancées majeures étant d'une part sur l'ingénierie de diagramme de bandes dans les réflecteurs de Bragg distribués (DBRs) [5] et d'autre part l'insertion d'un diaphragme d'oxyde enterré. Cette dernière innovation a permis d'atteindre des performances accrues en terme de rendement et d'émission monomode transverse [6] ainsi que de fiabiliser le composant pour autoriser un transfert industriel et une production de masse à bas prix. Les avancées technologiques liées à ce composant ont également donné naissance à plusieurs dispositifs nouveaux de géométries proches comme les VeCSELs ou lasers à cavité externes [7] ou encore les VCSEL à cavités couplées (BiVCSEL) [8].

1.1.2 Description et caractéristiques

Un VCSEL standard à injection électrique est constitué d'une zone active (cavité contenant des puits quantiques et entourée de deux miroirs de Bragg distribués (DBR) (Fig. 1.2). Les miroirs sont dopés de manière à former une diode PIN et à injecter des électrons et des trous dans les puits quantiques où ils sont piégés et se recombinent. Les photons ainsi générés effectuent de multiples allers-retours dans la cavité. Pour obtenir l'effet laser, les pertes de la cavité et des miroirs doivent être inférieures au gain optique dans la cavité. Dans un VCSEL, ce dernier est faible en raison de la faible épaisseur de la cavité (épaisseur optique égale en général à la longueur d'onde). Pour compenser celui-ci, des miroirs de très haute réflectivité sont donc nécessaires. Les DBRs sont constitués de plusieurs dizaines de périodes

de couches d'indice alterné et d'épaisseur quart d'onde qui permettent d'atteindre plus de 99% de réflectivité. Le faisceau laser est émis verticalement, en général à travers le miroir supérieur de type p qui possède une réflectivité légèrement inférieure à celle du miroir de type n et sur lequel est déposée une électrode annulaire.

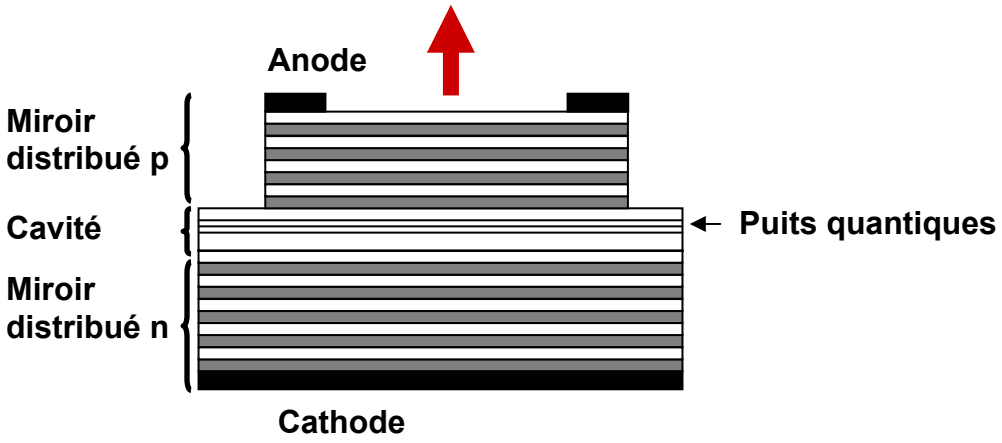


Figure 1.2. Schéma d'un VCSEL standard à pompage électrique

La figure 1.3 montre une caractéristique typique de la puissance optique en fonction du courant injecté. On remarque trois régimes de fonctionnement. Tout d'abord un régime d'électroluminescence à bas niveau de courant. Au-delà du courant de seuil I_{th}, lorsque la pente est positive, on observe un effet laser qui est le régime de fonctionnement normal du composant. Enfin, la chute de la puissance optique alors que le courant augmente témoigne de l'échauffement du composant (« thermal roll-over » en anglais). Ce phénomène est causé par le désalignement du spectre de gain et de la résonance de la cavité.

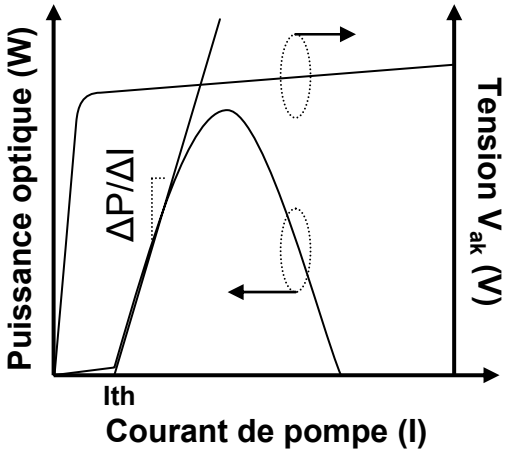


Figure 1.3. Courbes typiques P-I-V

Le courant de seuil laser est donné par la relation suivante:

$$I_{th} \cong \frac{qV_a BN_{tr}^{\ 2}}{\eta_i} e^{2(<\alpha_i>+\alpha_m)/\Gamma g_0} \quad (1.1)$$

avec:
q : Charge élémentaire
V_a : Volume de la zone active
B : Coefficient de recombinaison bimoléculaire

N_{tr} : Densité de porteurs à la transparence
η_i : Rendement interne
$<\alpha_i>$: Pertes modales dans la cavité
α_m: Pertes dues au miroirs
Γ : Facteur de confinement longitudinal
et g_0 : Coefficient de gain, c'est-à-dire est le gain lorsque $N=eN_{tr}$

Le rendement différentiel s'exprime quant à lui par :

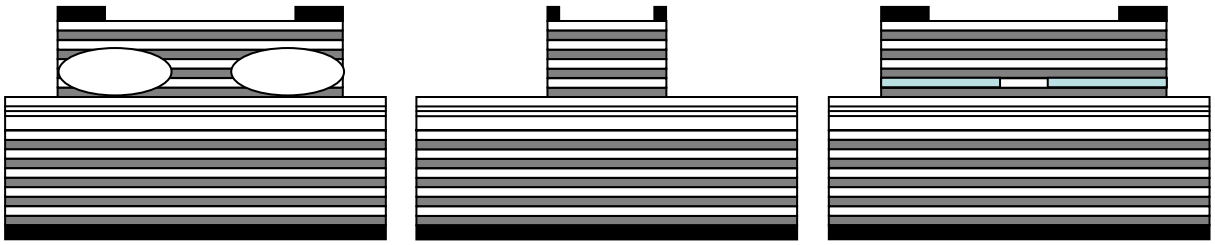
$$\eta_d = \left[\frac{q}{h\nu}\right]\frac{dPo}{dI} \quad (I>I_{th}) \qquad (1.2)$$

Le terme $\frac{dPo}{dI}$ représente la pente de la courbe P(I) lorsque l'effet laser est obtenu, h est la constante de Planck et ν est la fréquence.

1.1.3 Méthodes de confinement transverse

Le confinement transverse a deux rôles principaux : le guidage par le gain et la réduction des pertes. Autrement dit, le profil radial de la densité de porteurs doit se superposer à celui de l'intensité du champ optique transverse d'une part pour stabiliser les modes optiques, et d'autre part pour obtenir un rendement le plus élevé possible.

La technique de confinement transverse est un point clef pour obtenir une source monomode et performante. Les figures 1.4) présentent les trois principales méthodes de confinement successivement développées pour les VCSEL.



a) Implantation ionique b) Gravure de Mesa c) AlOx enterré

Figure 1.4. Différentes méthodes de confinement

La figure 1.4.a) illustre la structure d'un VCSEL réalisé par implantation ionique [9]. Pour confiner transversalement les lignes de courant électrique, on peut implanter des ions dans le miroir supérieur ou bien dans les puits quantiques. Dans le premier cas, on crée un goulot pour les lignes de courants. Au niveau des puits quantiques, les porteurs diffusent latéralement (current spreading), et se recombinent d'une part dans la zone active et d'autre part sous la zone implantée. Cette partie des porteurs ne participe pas à l'effet laser et constitue donc des pertes. A l'opposé, l'implantation dans les puits quantiques permet à priori un confinement latéral des porteurs en évitant leur fuite. Malheureusement, un phénomène de recombinaison dans le volume implanté consomme les porteurs et, de fait, détruit l'effet désiré. Il est important de noter que pour cette technique planaire, il n'y a pas de guidage par l'indice, des modes d'ordres élevés peuvent donc apparaître à forte polarisation.

Sur la figure 1.4b), une structure dite 'mesa' est représentée [10]. Ce motif gravé permet de confiner le courant ainsi que le mode optique, puisqu'il y a une forte variation d'indice entre le semiconducteur et l'air ou le passivant qui l'entourent. Le guidage grâce au mesa

n'est pas toujours responsable à elle seule du confinement optique, l'effet de lentille thermique joue aussi un rôle dans la stabilisation du mode. [11]. Dans le cas de l'émission par le haut, la présence de l'électrode annulaire cache cependant une part du faisceau émis, notamment dans le cas des petits diamètres.

La technologie AlOx, en Figure 1.4c) est à ce jour la plus performante et a permis d'établir des records en termes de rendement quantique (57%) [12] et de seuil [13]. Elle consiste à oxyder latéralement une couche riche en Aluminium située près de la zone active de façon à créer un diaphragme d'oxyde enterré. Elle permet donc d'obtenir à la fois un confinement électrique et un filtrage optique pour des zones actives de taille réduite et par conséquent d'éliminer les modes laser d'ordre supérieur. Les composants à diamètres d'ouverture plus élevés font en effet apparaître plusieurs modes lasers selon le niveau de pompage, qui sont aussi favorisés par une densité de porteurs non uniforme du à l'injection annulaire. Dans le cas de l'AlOx, la configuration de l'électrode annulaire supérieure tend à augmenter le flux de porteurs sur le pourtour du diaphragme (current crowding). Un autre phénomène prend place sous l'AlOx : la diffusion latérale des porteurs vers la périphérie (current spreading) du composant. Dans cette zone, les électrons et les trous qui se recombinent radiativement ou non contribuent aux pertes. A celles-ci, s'ajoutent des recombinaisons de surface sur le bord de la mesa. Pour éviter ces dernières, l'AlOx crée une marge périphérique à la zone de gain, ce qui est nécessaire lorsque le rapport du volume pompé sur la surface de recombinaison est critique [15]. Finalement, l'AlOx réduit donc les recombinaisons de surfaces mais n'élimine pas les fuites latérales des porteurs. En conséquence, pour un rayon de zone active donné, un compromis doit être trouvé sur la taille du mesa. Il faut rappeler ici que l'implantation ionique dans les puits quantiques ne résout pas non plus ce problème de fuite : elle crée aussi des centres de recombinaison qui sont préjudiciables au but initial.

A coté des VCSEL monomodes de petits diamètres, quelques VCSEL de grand diamètre monomodes d'ordre élevé ont été aussi développés [14]. L'idée est que plutôt que de concentrer un spot au centre du composant, on privilégie par un confinement optique l'effet laser sur une partie étroite de la périphérie où la proximité de l'électrode annulaire facilite le pompage électrique.

Enfin, un autre moyen de confinement électrique (du courant pour être précis) repose sur la jonction tunnel très utilisée sur les composants à contacts intracavité [16]. Le recours à cette méthode provient du fait que pour certains systèmes de matériaux, il est impossible de recourir à un diaphragme d'oxyde enterré. Le but est de réaliser une zone passante au courant (effet tunnel) au centre et une zone isolante (diode bloquée) à la périphérie du composant.

Pour conclure, les performances des VCSEL dépendent largement de la qualité du confinement électrique latéral puisque celui-ci agit directement (avec le confinement longitudinal) sur le rendement interne η_i. Le confinement par diaphgragme d'AlOx, bien qu'il n'élimine pas les courants de fuites latérales, est celui qui a permis d'obtenir les meilleurs rendements à ce jour.

1.1.4 Principaux avantages des VCSEL

La géométrie spécifique des VCSEL leur confère des propriétés particulières. Ainsi leur cavité courte permet d'obtenir par construction un seul mode longitudinal. Des techniques de confinement transverse (cf. paragraphe précédent) peuvent être de plus mises en œuvre pour obtenir un faisceau monomode transverse. Grâce à la forte réflectivité des miroirs

et aux progrès des technologies d'oxydation enterrée, le VCSEL peut présenter des densités de seuil laser faibles (~1kA/cm²) et des rendements de puissance élevés (50%).

Par ailleurs, ces sources émettent des faisceaux circulaires, symétriques et de divergence relativement faible. L'émission par la surface permet en outre de tester les composants sur plaque et de réaliser facilement des matrices de composants émettant en parallèle. Les VCSEL sont donc facilement intégrables dans les microsystèmes.

Enfin, la fréquence de coupure de ces composants peut dépasser 10 GHz, ce qui peut être mis à profit pour la modulation de signaux de communication optique (>20 Gbits/s).

Nous allons maintenant passer en revue les principales applications des VCSEL.

1.2 Applications

1.2.1 Longueurs d'onde d'émission : Du bleu jusqu'à l'infrarouge

Un laser à semiconducteur est constitué de matériaux différents (double hétérojonction) pour confiner les porteurs et les faire se recombiner dans une région faible énergie de gap, les puits quantiques ou les boites quantiques. Parmi l'éventail de matériaux disponibles pour les puits et les barrières, seuls certains sont compatibles, c'est-à-dire en accord de maille ou faiblement contraints. L'obtention de lasers performants à une longueur d'onde est donc tout d'abord liée à la technique possible de croissance de couples puits quantiques/barrières émettant efficacement à cette longueur d'onde (figure 1.5).

Outre ce nécessaire confinement des porteurs, les VCSEL requièrent de plus la réalisation de miroirs de forte réflectivité, typiquement 99%, à cause du faible gain apporté par le volume actif. Or la réflectivité des DBR, alternances périodiques de matériaux d'indices différents, augmente avec la différence d'indice des matériaux mis en jeu et avec le nombre de périodes empilées. Ainsi, un DBR composé d'AlAs et de GaAs d'un VCSEL nécessite typiquement d'une vingtaine de périodes, alors que pour d'autres systèmes de matériaux (GaInP), les composés remplissant les conditions d'accord de maille présentent un faible contraste d'indice et imposent donc un nombre beaucoup plus élevé de périodes.

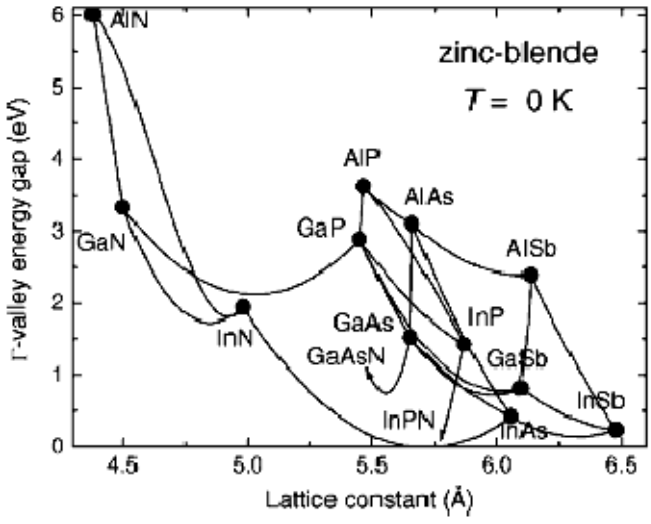


Figure 1.5. Energie de bande interdite en fonction de la longueur de maille des matériaux semiconducteurs III-V

L'optimisation des DBRs est un point majeur, car les propriétés des miroirs déterminent également les résistivités électrique et thermique. En effet, une résistance électrique trop élevée d'un DBR conduira à une dissipation d'énergie inutile et à un échauffement de la zone

active, sa résistance thermique empêchant l'évacuation de la chaleur et l'émission en régime continu à l'ambiante.

Les problèmes de technologie et de performance des VCSEL soulevés ci-dessus concernent les composants fabriqués en une seule fois par épitaxie. D'autres procédés technologiques permettent de s'en affranchir au prix d'une fabrication non monolithique et plus complexe. Dans ce cas, on associe les avantages respectifs de familles de matériaux différents: du substrat (soutien mécanique, conductivité électrique et dissipation de chaleur), aux DBRs (faible nombre de périodes, conducteurs électrique on non), jusqu'à la cavité contenant les puits quantiques. Par exemple, des DBRs diélectriques peuvent être utilisés, ceux-ci sont avantageux car peu de périodes sont requises, mais ils présentent l'inconvénient d'être isolants par nature et un contact intracavité doit être alors réalisé pour alimenter le dispositif [18]. Un autre moyen de fabrication est la soudure de jonction qui permet d'accoler deux matériaux de mailles incompatibles [20].

Le tableau 1.6 donne un bref aperçu des principaux matériaux et des choix technologiques mis en oeuvre pour couvrir la gamme de longueur du visible jusqu'à l'infrarouge avec des VCSEL à pompage électrique.

Longueur d'onde	Matériaux du puit/barrière	Matériaux des miroirs	Substrat	Remarques	Ref
1.55µm	$In_{80}Ga_{20}As_{78}P_{22}$/ $In_{80}Ga_{20}As_{38}P_{62}$	DBR sup : GaAs/AlAs DBR inf : InP/InGaAsP	InP	Monolithique Bottom-Emitting Jonction-tunnel Implantation ion.	[19]
1.55µm	InGaAlAs/ InP	$Al_{15}Ga_{85}As_{58}Sb_{42}$/ $AlAs_{46}Sb_{44}$	InP	Bottom-Emitting	[21]
1.3µm	InGaAsP/ InP	DBR sup. Si/SiO_2 DBR inf. AlAs/GaAs	GaAs	Wafer fusion Cavité/DBR inf.	[20]
850nm	GaAs/GaAlAs	$Al_{20}Ga_{80}As$/ $Al_{90}Ga_{10}As$	GaAs	Technique la plus mature	[11]
700nm rouge profond	$Al_{24}Ga_{76}As$/ $Al_{40}Ga_{60}As$	$Al_{40}Ga_{60}As$/ $Al_{96}Ga_{4}As$	GaAs	Limite d'utilisation de AlGaAs	[22]
680nm rouge	GaInP/ $(Al_{50}Ga_{50})_{50}In_{50}P$	$Al_{50}Ga_{50}As$/ AlAs	GaAs	Nbre de périodes DBR élévé	[23]
484nm Bleu/Vert	$Cd_{20}Zn_{80}Se$/ ZnSe	Diélectriques SiO_2/TiO_2	GaAs gravé par suite	T=77K Bottom Emiting	[18]

Tableau 1.1. Principales technologies et principaux matériaux mis en oeuvre dans les VCSEL pour couvrir la bande spectrale visible et infrarouge

Les applications visées motivent le choix de certaines longueurs d'onde; l'infrarouge pour les télécommunications avec les fenêtres pour les fibres à base de silice, le secteur de stockage de données étant quant à lui de plus en plus demandeur en sources lumineuses à courtes longueurs d'ondes pour s'affranchir des phénomènes de diffraction. Enfin, l'affichage de données et la détection d'espèces atomiques par absorption ou par luminescence justifient l'extension du domaine des longueurs d'ondes vers le moyen IR.

1.2.2 Exploitation des VCSEL dans les systèmes optiques

La géométrie verticale et la compacité des VCSEL leur confèrent des avantages stratégiques face aux lasers émettant par la tranche. Grâce à la forme du faisceau émis (circulaire, peu divergent), les VCSEL permettent un couplage direct à une fibre optique. C'est pourquoi cette technologie a trouvé sa place pour les télécommunications de type réseaux locaux. Des travaux sont actuellement menés pour augmenter la bande passante compte tenu de la demande toujours plus élevée de débit [24]. Pour les longueurs d'ondes de communication à longue distance, les VCSEL sont moins développés car le coût du montage en boîtier est important et la puissance de sortie reste encore modeste. Cependant, quelques firmes (Finisar) continuent à miser sur ce type de composant.

Plus récemment, le marché des souris optiques sans fil a donné un nouveau souffle à l'industrie du VCSEL. L'utilisation de ce composant permet en effet d'augmenter l'autonomie des batteries et la précision quelque soit la surface où repose la souris [25].

Le secteur automobile est aussi concerné par les VCSEL, pour la réalisation de réseaux locaux répondant au flux croissant de données circulant à l'intérieur d'un véhicule [25].

Les VCSEL trouvent également leur place pour le nouveau standard de télévision haute définition (HDTV), où ils sont utilisés comme sources lumineuses car ils permettent d'obtenir une large palette de couleurs et des contrastes inégalés [26].

Grâce à l'émission monomode et au contrôle de polarisation, la détection de certains gaz est également développée avec des VCSEL et VECSEL bien qu'elle nécessite souvent des longueurs d'ondes d'émission moins conventionnelles (moyen infra-rouge) [27].

L'horloge atomique [28] est un autre exemple où les avantages des VCSEL en terme de compacité, d'intégration et de rendement permettent d'envisager des applications grand public (GPS).

Enfin la mise au point de VCSEL dans les systèmes d'analyse biologique se développe de plus en plus, ainsi des pinces optiques à base de VCSEL [29] permettent de manipuler des objets nanoscopiques sans contact à l'intérieur de dispositifs microfluidiques.

Enfin, les VCSEL sont aussi étudiés pour des applications plus prospectives comme la réalisation de fonctions optiques non linéaires pour le routage optique de données. Le paragraphe suivant traite plus particulièrement de cette application, basée sur la manipulation de solitons de cavité et dans le cadre de laquelle ces travaux se sont plus particulièrement déroulés.

1.3 Solitons spatiaux de cavité dans les structures à base de VCSEL

1.3.1 Principe

Lors d'une propagation d'une onde guidée dans une fibre optique, on observe sa déformation spectrale et temporelle à cause de la dispersion et de l'auto-modulation de phase. Dans certaines conditions, la dispersion et les effets non-linéaires peuvent se compenser : l'impulsion garde sa forme initiale. On appelle cette onde soliton temporel ou soliton de propagation.

De manière similaire, dans les microcavités, des phénomènes d'étalement (diffraction, diffusion) et des phénomènes de focalisation (autofocalisation, saturation de l'absorption) peuvent aboutir à une structuration lumineuse spatiale stable. L'autofocalisation repose

principalement sur les propriétés non-linéaires de matériau : l'amplitude optique fait varier localement l'indice.

En d'autres termes, on peut définir les solitons de cavité comme des ondes isolées auto-localisées spatialement dans un milieu non-linéaire.

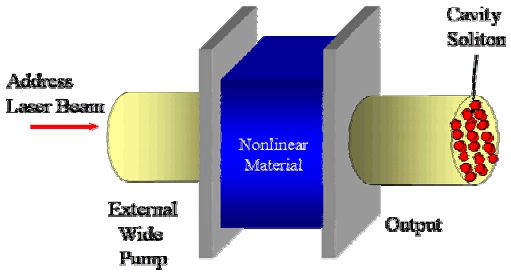


Figure 1.7. Schéma d'un dispositif pour créer des solitons de cavité

Les principales propriétés de ces ondes sont les suivantes:

- Les solitons de cavités sont auto-maintenus dans l'espace dans une cavité homogène (ou avec des motifs uniformes).
- Les solitons de cavités sont auto-localisés et ne dépendent pas des conditions aux limites, ils n'ont pas la même origine que les modes transverses.
- Les solitons de cavité sont confinés dans les trois dimensions, c'est à dire dans le plan transverse mais aussi dans la direction longitudinale à la cavité. Ce phénomène se produit dans certains cas, pour des lasers à modes bloqués qui génèrent des impulsions pouvant être interprétées comme des solitons de cavité.
- Les solitons de cavité sont bistables : pour un champ donné, un soliton de cavité peut exister ou non. Ces deux états binaires constituent l'information fondamentale du traitement logique.
- Une modification du champ électromagnétique -par des modulations et des gradients transverses induits- permet de manipuler et/ou de perturber les solitons de cavité. Dans ces cas, on peut observer une dérive spatiale du soliton. Il y a aussi des interactions produites par la proximité d'autres solitons.
- Pour des paramètres fixés, les solitons ont une taille et une amplitude fixée. Dans le cas de microcavités, leur taille peut être de **quelques microns et atteindre de 10 ou 20 microns.** Ceci explique la nécessité de travailler sur des microcavités de grande surface, de plusieurs dizaines de microns au moins.

Les lasers de type micro-cavité non-linéaires utilisés jusqu'à ce jour pour manipuler les solitons de cavités sont de deux catégories : les VCSEL à pompage optique [30], ou bien des diodes VCSEL émettant par le substrat. La première démonstration de manipulation de solitons de cavité dans les microcavités à base de semiconducteurs à pompage électrique a été réalisée par Barland et al [31] sur un VCSEL bottom-emitting, que nous allons tout d'abord décrire.

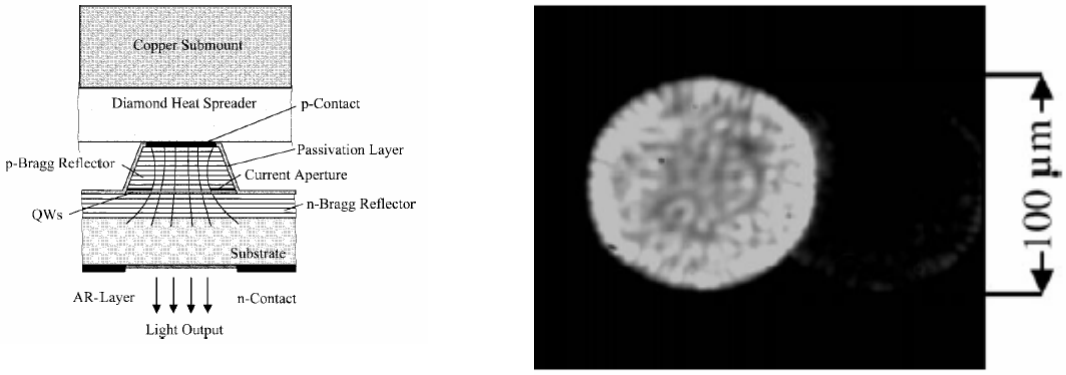
1.3.2 VCSEL à émission par le substrat (bottom-emitting)

Les lasers du type Bottom-Emitting (émettant par le substrat) sont des lasers monolithiques permettant l'émission de fortes puissances (350mW pour [32], 231W pour [33]). L'électrode supérieure couvre toute la surface du miroir supérieur qui est généralement en contact avec un dissipateur thermique. Ce dernier est particulièrement efficace de par sa proximité à la zone active (séparée seulement par le DBR supérieur), ce qui permet de limiter

les phénomènes liés à l'auto-échauffement, souvent préjudiciables à l'émission laser sur de larges surfaces compte tenu du niveau de densité de puissance nécessaire pour les VCSEL (plusieurs kA/cm²).

Par ailleurs, l'électrode inférieure, de type annulaire pour permettre l'émission du faisceau, est déposée sur le substrat préalablement aminci. L'uniformité de l'injection électrique est satisfaisante car l'électrode est déposée sur un matériau de type N (donc bon conducteur) et à cause de la distance entre cette électrode et la zone active. En effet, si on représente à l'échelle le composant, les lignes de courant sont quasi-normales au niveau de la zone active même si elles sont courbées près de la cathode.

La technologie des VCSEL bottom-emitting est donc la plus adaptée au regard des performances requises pour l'observation de solitons de cavité.



a) b)

Figure 1.8. VCSEL émettant par le substrat [32]: a) schéma de principe b) champ proche d'une émission au dessus du seuil d'un composant de 100µm de diamètre.

1.3.3 Démonstration expérimentale des solitons de cavités

L'écriture de solitons de cavité dans un VCSEL à injection électrique Bottom-Emitting a été démontrée pour la première fois en 2002 [31]. Le VCSEL était pompé au dessus du seuil de transparence, mais en dessous du seuil laser. Dans cette expérience, la possibilité d'inscrire un spot (pixel) d'intensité plus élevée que le fond dans le composant a été démontrée à l'aide d'un faisceau laser de faible diamètre. Ce spot lumineux persiste dans le temps même après avoir interrompu le faisceau qui lui a donné naissance (Figure 1.9). Par ailleurs, en changeant la phase du faisceau d'écriture, le pixel peut être éteint. Deux pixels ont été inscrits, ont cohabité et ont pu être aussi éteints indépendamment. A la fin de l'expérience, la même distribution lumineuse qu'au début a été retrouvée, démontrant la réversibilité de ces phénomènes.

Cette première expérience a permis de montrer la faisabilité d'un processeur d'information de deux bits monolithique et tout-optique. De nombreux travaux théoriques ont été menés pour interpréter ces résultats. Les développements actuels consistent à travailler sur un nombre de solitons de cavité plus élevés et à contrôler leur mouvement, ce qui implique de disposer de structures VCSEL présentant une meilleure homogénéité du pompage optique et électrique. C'est dans le cadre du projet européen FunFACS (**Fun**damentals, **F**unctionalities and **A**pplications of **C**avity **S**oliton)[1] que ces recherches se poursuivent actuellement.

[1] FunFacs (**Fun**damentals, **F**unctionalities and **A**pplications of **C**avity **S**oliton)
Partenaires : Laboratoire de Physique et Nanostructures LPN, Institut Non Linéaire de Nice INLN, Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes LAAS, Universita dell'Insubria

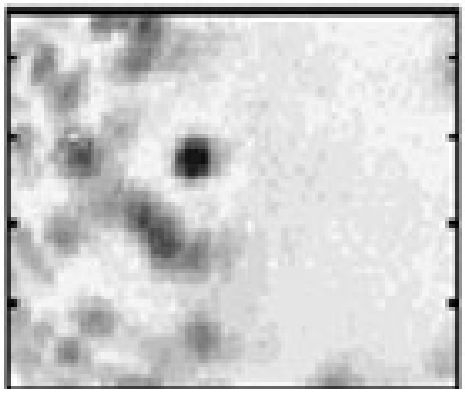


Figure 1.9. Photo de champ proche en intensité inversée mettant en évidence un soliton de cavité (point sombre).

1.3.4 De la démonstration vers les applications

Un des objectifs du projet FunFACS vise à réaliser un laser à soliton de cavité en régime continu et à explorer ses applications potentielles. Il s'agit d'étudier les solitons de cavité en dessous et au dessus du seuil, mais aussi d'éliminer le faisceau de maintien pour simplifier la manipulation.

Les études portent également sur les VCSEL associés à un absorbant saturable externe ou un réseau de diffraction induisant une rétroaction sélective en fréquence, ces configurations permettant également l'observation de motifs auto-localisés. De plus, en vue d'un traitement logique des données optiques binaires, les comportements transitoires comme les temps de commutations d'un état à un autre et les interactions des bits représentés par les solitons dans l'espace sont étudiés.

Un autre objectif vise à prouver expérimentalement les principes de base d'un traitement tout-optique. Les applications envisagées sont les mémoires et les registres à décalage. Cette fonction est envisageable car les solitons de cavités peuvent dériver sous l'action d'un gradient transverse (phase du faisceau de maintien par exemple). Ainsi, une séquence de bits en série peut être écrite d'un côté de la surface d'émission du laser et pourra être lue sur le coté opposé avec un temps de retard. Une autre application vise la conversion série vers parallèle et la duplication de flux de données.

Enfin, un des axes importants du projet vise la réalisation d'un laser à soliton de cavité en régime auto-pulsé. Le but est la localisation de la lumière dans trois dimensions (transverses plus temporelle) et la réalisation de « balles de lumière ».

En conclusion, les travaux réalisés dans le cadre de ce projet permettront de mieux comprendre les phénomènes qui régissent les solitons de cavités pour concevoir et optimiser des circuits logiques « tout optiques ».

Toutefois, pour répondre aux objectifs du projet, la conception et l'obtention de nouvelles sources VCSEL à émission par la surface de grande dimension sont des points déterminants qui conditionneront les performances de ces processeurs d'information de nouvelle génération.

(Como), Politecnico di Bari (Bari), University of Strathclyde USTRAT, Computational Nonlinear Optics Group (CNQO), Photonic Group (Photonics), ULM Photonics UP.
Site web : www.funfacs.org

1.3.5 Intérêt des VCSEL à émission par la surface pour la manipulation des solitons de cavité

Disposer d'un dispositif de grande dimension émettant par la surface serait un atout et même un impératif dans le cas d'un fonctionnement à 850nm, longueur d'onde à laquelle le substrat n'est pas transparent mais pour laquelle la technologie VCSEL est la plus mature. De plus, la technologie émettant par la surface autorise plus de degrés de liberté sur la définition des motifs, ce qui serait propice à une diminution de l'énergie d'écriture et/ou de maintien et à une meilleure localisation des faisceaux.

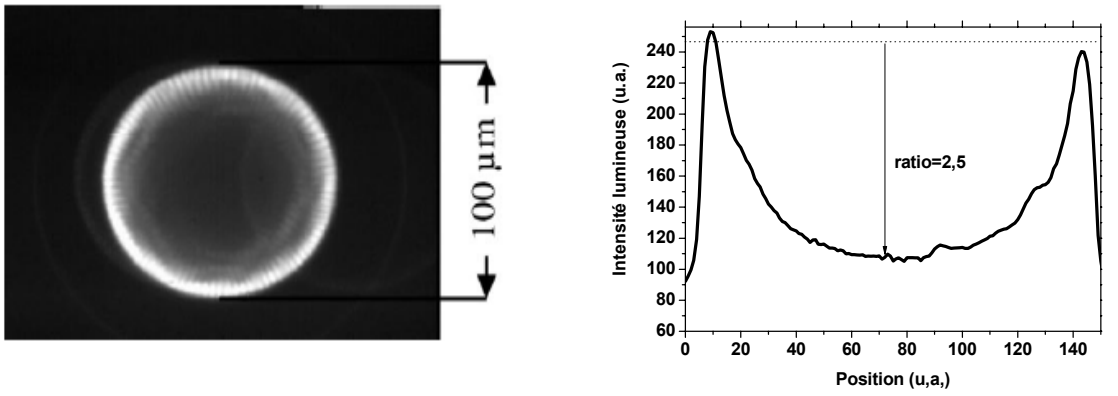
Néanmoins ce type de composants doit présenter de larges surfaces à émission uniforme et n'est pas disponible à notre connaissance. Notre implication dans le projet FunFacs vise à lever les verrous technologiques pour les concevoir et les réaliser. Au-delà de ce projet, disposer de tels composants ouvrirait des nouvelles applications dans le domaine de la puissance et pour les VCSEL à cavité externe (VECSELs).

1.4 Problématique de l'injection dans les VCSEL à émission par la surface

Les VCSEL émettant par la surface ne lasent pas en leur centre lorsque leur diamètre devient trop important en raison de l'électrode périphérique de l'anode et des problèmes thermiques, comme le montre la figure 1.10 extraite de la réf. [32]. Le champ proche d'un VCSEL de grande dimension émettant à 980nm y est représenté : on observe une émission périphérique avec de nombreux modes d'ordre élevé. Ce composant dédié à l'émission de puissance affiche tout de même une puissance de 130mW et un rendement différentiel de 26%.

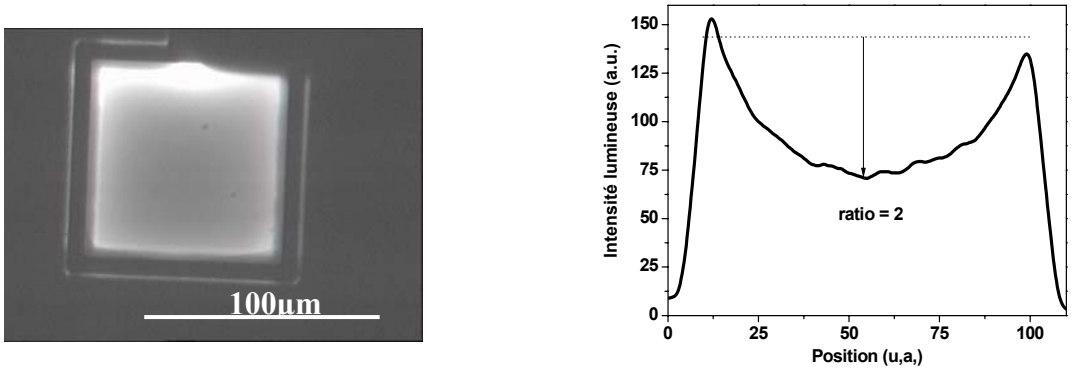
Par ailleurs, le champ proche d'un VCSEL émettant à 850nm fabriqué au LAAS est représenté sur la figure 1.12. A partir de cette image -acquise pour un courant appliqué inférieur au seuil- nous avons tracé le profil d'intensité d'un bord d'électrode à l'autre, mettant là encore en évidence l'inhomogénéité d'injection dont souffrent ces composants. On remarque aussi une sur-intensité du coté ou la pointe d'alimentation est posée.

L'ensemble de ces observations nous a conduits dans la phase de simulation et d'optimisation, que nous verrons par la suite, à tracer systématiquement le profil radial de répartition des porteurs dans la zone active de manière à vérifier l'uniformité du faisceau potentiellement émis.



a) b)

Figure 1.10. a) Champ proche d'un VCSEL émettant par le haut [32], b) coupe transversale de l'intensité émise.



a) b)

Figure 1.11. a) Champ proche d'un VCSEL (LAAS), b) coupe transversale de l'intensité émise

1.4.1 Etat de l'art sur la maîtrise de l'injection dans les VCSEL à émission par la surface

Nous allons maintenant passer en revue les différentes solutions possibles pour améliorer l'injection dans les VCSEL émettant par la surface en nous basant sur les résultats de la littérature ou sur des solutions originales que nous proposons. Parmi ces solutions visant une injection localisée et contrôlée, nous distinguerons le cas des techniques qui nécessitent une modification de la structure dans la phase d'épitaxie initiale ou qui exigent une reprise d'épitaxie de celles qui sont directement applicables sur des structures VCSEL standard.

1.4.1.1 Ingénierie de l'injection dans la structure épitaxiale

- Exploitation d'une jonction Esaki

L'injection localisée peut être réalisée à l'intérieur même du semi-conducteur dans la couche épitaxiale. Ceci est communément réalisé lors de la fabrication d'une jonction tunnel spécifique appelée jonction Esaki: c'est une jonction PN dans laquelle les deux zones de part et d'autre de l'interface sont dopées au-delà de la dégénérescence du semiconducteur ($N_A >> N_V$ et $N_D >> N_C$). Ainsi, un courant dû à l'effet tunnel bande à bande traverse la barrière de la bande interdite : la jonction a alors un comportement ohmique [19, 34, 35, 36].

L'intégration de ce type de jonction dans un VCSEL consiste à épitaxier partiellement la structure jusqu'à une couche fortement dopée de type P++ située au dessus de la zone active, puis à la graver jusqu'à atteindre la couche inférieure plus faiblement dopée P. On réalise ensuite une reprise d'épitaxie avec une couche N++ pour former la jonction suivie éventuellement de la croissance du DBR supérieur. Ainsi on obtient deux zones : une zone conductrice : la jonction Esaki P++/N++ et une zone isolante : une diode standard PN++ en inverse (figure 1.12).

Ce concept est très souvent utilisé pour les composants à contact intra-cavité dans un système de matériau ou la réalisation d'un diaphragme d'oxyde est impossible. [37]. Un plot central est conducteur alors que le reste de la structure est isolante, de manière à réaliser une sélection transverse du mode fondamental. Par cette méthode, on peut tout à fait imaginer la réalisation de motifs plus complexes sans difficultés technologiques supplémentaires. Ce concept de jonction tunnel pourrait donc être tout à fait envisageable pour les VCSEL de grandes dimensions que nous souhaitons concevoir.

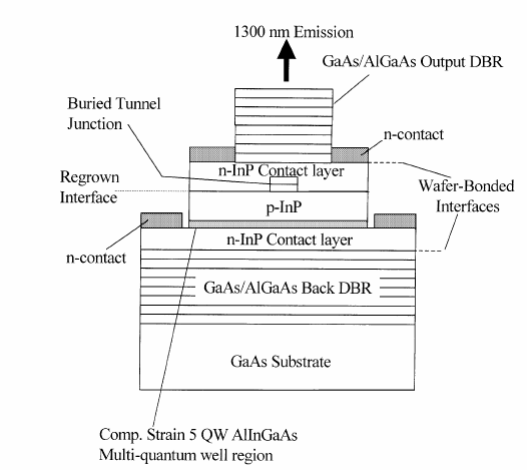


Figure 1.12. VCSEL incorporant une jonction tunnel dans la cavité. [34]

Néanmoins, l'épaisseur et le placement de cette jonction dans l'empilement multicouche devront être précisément étudiés pour limiter la zone de charge d'espace et les pertes optiques dans les zones fortement dopées [37]. Il faut noter que cette approche peut conduire à une altération locale des propriétés de résonance verticale, pouvant également être exploitée comme un outil supplémentaire de sélection spatiale du mode.

- Injection localisée par gravure enterrée

L'injection localisée peut être également obtenue en exploitant les propriétés de conduction variable des hétérojonctions isotypes selon les matériaux mis en jeux. Comme dans le cas de la jonction tunnel, une gravure préalable pour localiser les zones d'injection permet d'atteindre une couche différente (en termes de composition du matériau ou de dopage) de celle de la surface initiale. Une reprise d'épitaxie suit cette étape pour compléter la jonction et le miroir. Le VCSEL réalisé par Gazula et al. [38] en est un exemple (figure 1.13.). La profondeur de la gravure peut bloquer le mode (par changement de phase ou plus encore par antirésonance) ou le sélectionner (par résonance, bien que la réflectivité soit modifiée). Dans le cas de travaux cités ici, le réseau de diffraction enterré défini par cette technique est exploité pour modifier les propriétés d'émission du VCSEL (figure 1.14). Ce type de réseau enterré a été également exploité pour le faire émettre un VCSEL simultanement par la surface et par la tranche [39]

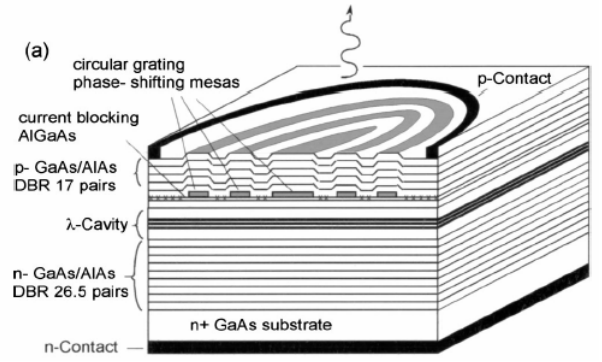


Figure 1.13. Principe du "Grating-Confined" VCSEL ou VCSEL à réseau de diffraction intégré [38]

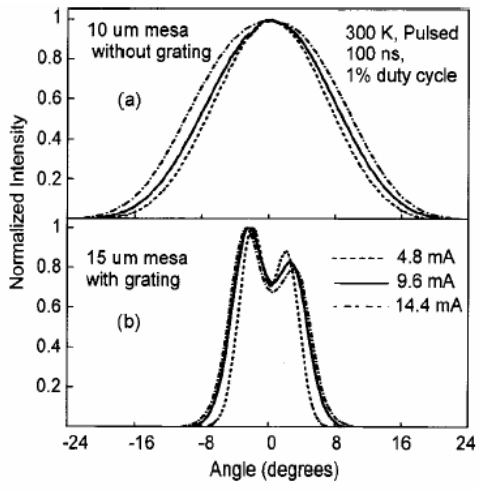
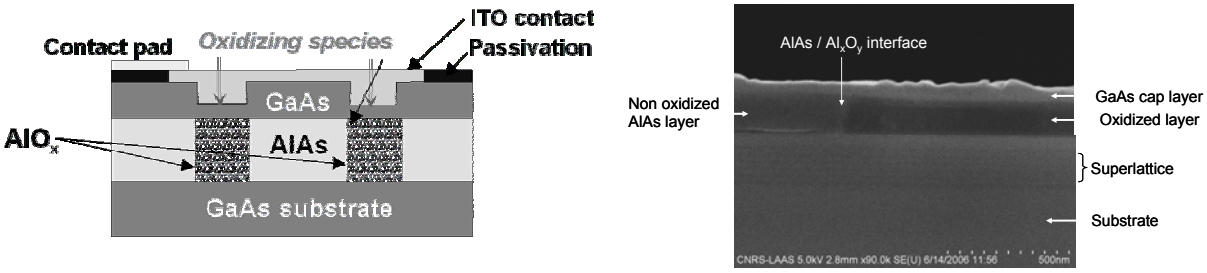


Figure 1.14. Profils comparés des modes émis par un VCSEL avec et sans réseau de diffraction intégré [38]

- Injection localisée par oxydation

Une autre alternative est le PAlOx (brevet CNRS WO/2006/082322) [40]. Cette méthode originale permet de localiser latéralement l'injection de porteur. Contrairement à l'AlOx, qui consiste en une oxydation latérale conduisant à la formation d'un diaphragme au centre, le PAlOx permet, par une technique d'oxydation par la surface à travers une fine couche de GaAs (Figure 1.15a), de réaliser des motifs isolants plus complexes mais proches de la surface. Une reprise d'épitaxie peut être envisagée par la suite puisqu'il a été vérifié que le GaAs reste cristallin durant l'opération d'oxydation de la couche inférieure Figure 1.15b) (cf. chap. 3.3.1).

Ce procédé pourrait être utilisé pour des VCSEL monomodes et de grande surface, sachant que la couche oxydable peut être placée près des puits quantiques ou à la surface. Ce dernier cas semble être plus aisé car les défauts induits par le procédé PAlOx et la reprise d'épitaxie auront moins d'influence sur la qualité optique du miroir supérieur.



a) b)

Figure 1.15. a) Schéma de principe du PAlOx, b) photo MEB d'une couche d'AlAs oxydée par ce procédé [40]

1.4.1.2 Ingénierie de l'injection sur des structures épitaxiales standard

Nous allons décrire maintenant les solutions qui ne nécessitent pas de reprise d'épitaxie.

- Géométrie des électrodes métalliques

Les VCSEL comportent généralement une électrode métallique annulaire de manière à laisser une ouverture par laquelle le faisceau peut sortir. Une électrode en forme de grille métallique permet d'homogénéiser l'injection électrique sur la surface, tout en localisant l'émission laser [41] (Figure 1.16). Le métal présente une forte absorption, ce qui limite la surface d'émission. De plus, l'injection électrique est favorisée sous le métal, précisément là ou l'effet laser est impossible. Ce concept présente donc des inconvénients inhérents à sa structure puisqu'il n'y a pas de confinement électrique efficace.

.

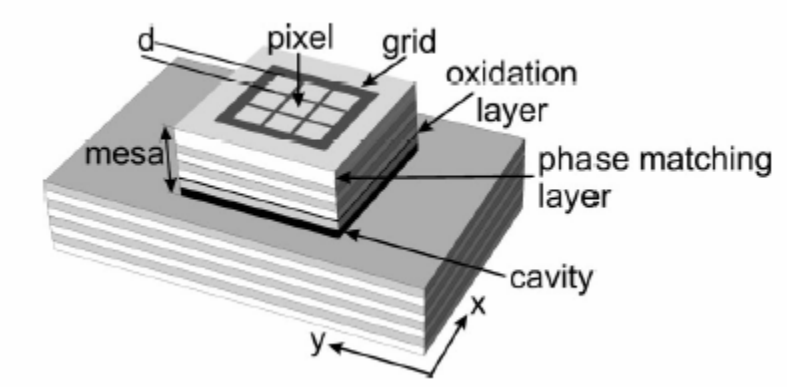


Figure 1.16. VCSEL couplés en matrice [41]

Un point remarquable est qu'un phénomène de couplage de la phase peut se produire sur l'ensemble des zones d'émission. Ce couplage est dépendant de la largeur de métal qui sépare les pixels adjacents. Ce concept d'électrode métallique pourrait être utilisé pour des composants de grande surface et n'ajoute aucune étape technologique supplémentaire. La taille des ouvertures et des rubans métalliques peut certainement aboutir à une émission multimode (et/ou d'ordre élevé) à l'intérieur d'un pixel, sans couplage avec son voisin.

Dans le cas d'application aux solitons, la surface du composant discrétisée définie clairement la position des pixels de données. Dans le cas d'une mémoire, ce dispositif peut être avantageux. Par contre, cette discrétisation dans les deux dimensions interdit tout mouvement des solitons requis pour réaliser un registre à décalage.

- Electrodes conductrices transparentes

Idéalement, une électrode déposée entièrement sur la couche épitaxiale supérieure appelée également cap permettrait d'obtenir une densité latérale de porteurs constante dans les puits quantiques. Or deux contraintes doivent être considérées, l'une sur la transparence de l'électrode et l'autre sur la résistivité de celle-ci. L'ITO (Indium Tin Oxide) est un matériau de choix puisque celui-ci présente à la fois une forte transparence et une relative bonne continuité électrique. Toutefois, l'épaisseur de cette couche doit être calculée de manière à ne pas perturber la réflectivité du miroir supérieur.

Cette couche conductrice a déjà été utilisée sur des VCSEL de faible diamètre [42, 43]. L'introduction de cette couche augmente généralement la résistance différentielle du composant en raison de la résistance spécifique du contact de l'interface ITO/GaAs.

En conséquence, Les champs proches des composants avec/sans ITO en régimes pulsé et continu peuvent être altérés par cette couche additionnelle [44].

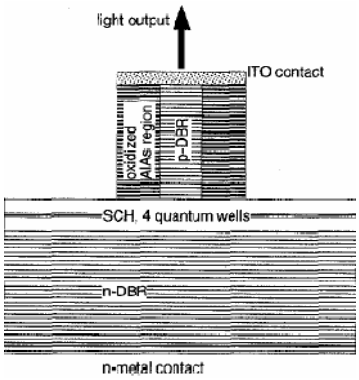
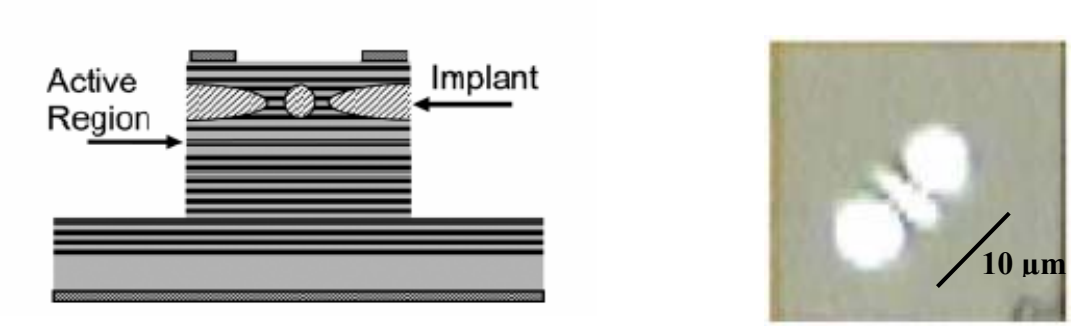


Figure 1.17. VCSEL avec électrode transparente en ITO [42]

- Injection localisée par implantation ionique

La technique d'implantation ionique permet de modifier localement les propriétés électriques du semi-conducteur. Généralement, pour réaliser un confinement électrique efficace, on implante des ions près de la zone active. Lehman et al [45] ont montré que l'on pouvait aussi créer des régions implantées avec des motifs relativement complexes près de la surface du composant pour localiser l'injection (figures 1.18). Dans cet exemple, le diamètre des zones d'ouverture est de 5.3µm ; il semble envisageable de réaliser des motifs de quelques microns par cette technique.



a) b)

Figure 1.18. a) VCSEL à confinement électrique par implantation ionique, b) Champ proche du faiscau émis par ce type de composant [45]

Ces travaux ont permis de mettre en évidence des phénomènes de couplage de phase entre les zones d'émission comme pour les matrices de VCSEL à grille métallique. L'introduction de plusieurs électrodes métalliques permet d'injecter indépendamment les porteurs dans chacune des régions non-implantées. Le contrôle du courant de ces électrodes permet de plus de dévier le faisceau dans les deux dimensions [46].

- Injection localisée par gravure en surface

Beaucoup de travaux sur la gravure en surface du DBR supérieur après croissance épitaxiale ont été rapportés dans la littérature. Ils visent le contrôle de la polarisation [47] (figure 1.19), le contrôle de modes [48] ou encore l'amélioration des propriétés de photodétection [49]. Ces techniques pourraient également être mises à profit pour le contrôle de l'injection électrique en surface.

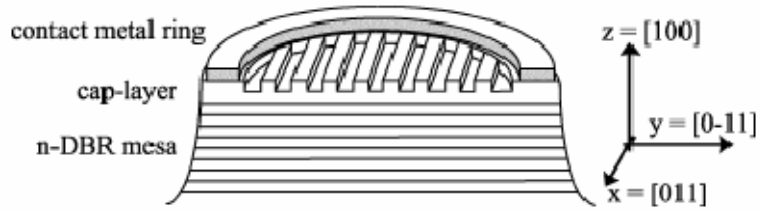


Figure. 1.19. VCSEL permettant le contrôle de la polarisation du faisceau [47]

En effet, grâce à la gravure, deux matériaux différents (composition, dopage) font surface et au même titre que pour les jonctions tunnels, le recouvrement avec un matériau peut créer des jonctions qui peuvent aboutir localement à un contact soit conducteur soit isolant. Pour ce faire, il faut associer cette gravure en surface au dépôt une électrode semi-transparente. Ceci est donc une alternative à la reprise d'épitaxie bien que dans ce cas, l'injection localisée prenne obligatoirement place à la surface du composant, donc loin de la zone active.

1.4.2 Conclusions sur la maîtrise de l'injection dans les VCSEL

Pour résoudre le problème de l'injection électrique non homogène, on peut proposer une solution simple qui consisterait à réaliser une électrode idéale, c'est-à-dire une équipotentielle à la surface du composant. De nombreuses voies technologiques peuvent être utilisées pour améliorer la conductivité latérale pour des composants de grande dimension, mais on peut

objecter dès lors que la tendance de décroissance de la concentration de porteurs vers le centre apparaîtra, malgré l'amélioration que l'on cherchera à quantifier dans le chapitre 2.

Par ailleurs, une autre idée consiste à donner une liberté complète sur le profil de la concentration de porteurs. Le cas de l'implantation ionique en est une démonstration.

Le principe que l'on propose est donc de réguler l'injection du courant en faisant varier la résistance localement dans la dimension transversale. On peut imaginer cette variation de conductivité continue ou au contraire discrétisée par des alternances de zones passantes et isolantes. Ainsi, si un plot d'injection est d'une surface relativement grande par rapport aux autres, le courant circulera par celui-ci de manière privilégiée. Le problème essentiel est de réussir à réaliser des zones localement isolantes et d'autres particulièrement conductrices tout en garantissant la réflectivité vue de la zone active et la transmission du faisceau dans le milieu.

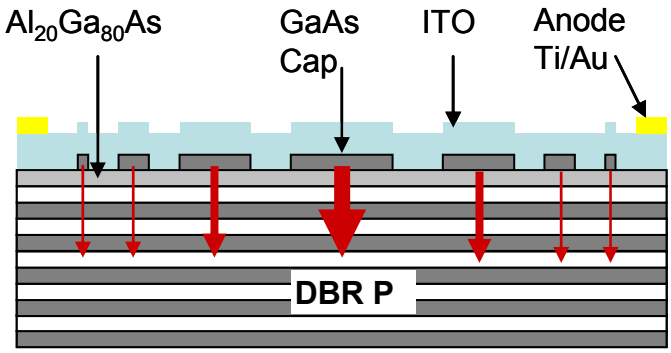


Figure 1.22. Principe de l'injection localisée multipoints

Pour résumer, voici les techniques que nous envisageons et leurs principaux avantages et inconvénients :

Electrodes

Solution	Avantages	Inconvénients
ITO	Transparence	Résistivité élevée
Grille métallique	Résistivité faible	Zones d'émission discrètes

Tableau 1.23. Récapitulatif des technologies à base d'électrodes

Techniques de localisation de l'injection

Solution	Avantages	Inconvénients
Implantation ionique	Simple, planaire	Résolution limite
Jonction Esaki / PN	Fort contraste d'injection Faible chute de tension	Inadaptée au GaAs (dopage insuffisant) Reprise épitaxie nécessaire
Diode Zener/ PN	Fort contraste d'injection	Chûte de tension élevée Reprise épitaxie nécessaire
Micro-structuration	Contraste d'injection moyen	Reprise épitaxie nécessaire

enterrée		perturbation optique
PAlox	Excellent contraste d'injection	Reprise épitaxie nécessaire perturbation optique
Gravure en surface + ITO	simple	perturbation optique

Tableau 1.24. Récapitulatif des technologies mettant en œuvre l'injection localisée

On peut tout d'abord distinguer les méthodes mettant en œuvre des **électrodes** structurées ou non sur la surface. Un matériau transparent tel que l'**ITO** peut être déposé sur la surface avec ou sans une structuration. Néanmoins, compte tenu de la résistivité du matériau qui est plus proche du semiconducteur que du métal, l'intérêt de cet électrode seule est à nuancer. Le recours à une **Grille métallique** a pour principal inconvénient le fait que les zones métalliques absorbent à l'endroit le plus favorable à l'injection électrique. Les motifs en grille de tailles particulières peuvent faire apparaître un phénomène de couplage entre 'pixels'. Des motifs autres que les grilles n'ont à priori aucun intérêt du point de vue de l'injection électrique.

D'autres méthodes permettraient de **localiser librement l'injection électrique,** les motifs étant définis par lithographie sans (trop) altérer (dans certains cas) les propriétés optiques. **L'implantation ionique** en surface permet de créer de petits motifs isolants pour contrôler complètement la répartition des porteurs. Cette technique a démontré de bons résultats. Les **microstructurations** et les **jonctions Esaki** sont des technologies très proches qui peuvent être réalisées à priori n'importe où dans la structure épitaxiale (à l'intérieur de la cavité ou près de la surface). La jonction tunnel augmente quant à elle la conduction transversale. Elle induit une chûte de potentiel parasite, mais elle apporte un fort contraste d'injection entre les parties conductrices et isolantes. Quant à la gravure localisée enterrée au début du miroir supérieur, elle ne permet pas d'augmenter la conduction transversale (les matériaux dopés P ayant une mobilité réduite). Ces deux dernières méthodes demeurent complexes à réaliser en pratique puisque l'on doit réaliser une gravure avec une précision de quelques nanomètres et effectuer ensuite une reprise d'épitaxie, tout en garantissant un matériau de qualité. Enfin, le **PAlOx** est une méthode d'oxydation originale qui permet de définir par la surface des zones conductrices et isolantes (oxyde). Une reprise d'épitaxie est cependant également nécessaire pour poursuivre la croissance de la structure supérieure (DBR ou cap layer).

Par ailleurs, une **structuration en surface** constitue une solution originale applicable à une couche épitaxiale standard. Elle consiste à graver le Cap P+ pour atteindre une zone moins dopée et recouvrir la surface avec un matériau conducteur isolant (ITO ou ZnO). Certaines zones seront conductrices, d'autres moins.

C'est cette dernière méthode qui semble être la plus simple à mettre en œuvre : une combinaison d'injection localisée par gravure en surface avec une électrode semi-transparente évite l'étape difficile de reprise d'épitaxie. Avant de décrire plus précisément la réalisation technologique de toutes les solutions que nous avons testées, nous allons présenter une évaluation par la simulation de l'ensemble de ces solutions.

Conclusions :

Fruits d'une trentaine d'années de recherche, les diodes lasers à cavité verticale ont démontré leurs avantages pour les communications et les nano-micro-technologies. Leur domaine d'application est très vaste, des applications grand public (souris optique et systèmes pour l'automobile) aux dispositifs de laboratoires (pinces optiques) en passant par les réseaux locaux (LAN). D'une curiosité de laboratoire il y a encore une quinzaine d'années, ils sont devenus des produits industrialisés performants, fiables et économiques. Les travaux pour y parvenir ont concerné tout d'abord les propriétés optiques et électriques des matériaux semiconducteurs pour étendre les longueurs d'onde d'émission et résoudre les problèmes d'injection interdisant l'effet laser à température ambiante. Par la suite, la technologie AlOx a été déterminante puisqu'elle a permis d'obtenir des composants monomodes et des rendements élevés grâce à des confinements électrique et optique efficaces. Dans le cas des réalisations ou l'oxydation n'est pas possible (substrat InP ou GaSb), la gravure localisée d'une jonction esaki, suivie d'une reprise d'épitaxie permet ce confinement électrique et optique. Néanmoins, cette approche reste complexe et délicate à mettre en œuvre.

Actuellement, les principales thématiques de recherche visent l'optimisation de la bande passante, du rendement et de la puissance optique émise. Pour ce dernier cas, les effets thermiques limitent la puissance maximale émissible ; la prise en compte de ceux-ci devient donc un défi scientifique à relever de même que l'augmentation de la surface d'émission. Les VCSEL de grandes dimensions sont étudiés pour la génération de puissance mais aussi pour la manipulation de solitons de cavité. Les solitons de cavité correspondent à des ondes auto-maintenues pouvant être considérées comme des bits d'information écrits sur la surface d'un VCSEL. L'extension spatiale d'un soliton est comprise entre 10 et 20µm et, il est donc nécessaire de disposer de composants dont la taille d'émission est de l'ordre de 100µm pour envisager la manipulation de plusieurs bits.

La démonstration d'écriture et d'effacement de solitons a déjà été réalisée dans un VCSEL à pompage électrique émettant par le substrat. En effet, la configuration de l'injection électrique et de l'extraction de la chaleur dans ce type de composant permet d'obtenir des puissances élevées ainsi qu'une illumination homogène sur la surface. En revanche, cette technologie n'est pas compatible avec certaines gammes de longueurs d'ondes où le substrat est absorbant. De plus, la technologie des VCSEL émettant par la surface est plus mature et laisserait plus de liberté sur la définition des motifs : électrodes en forme de grilles, alimentations indépendantes de pixels, permettant d'induire des gradients de porteurs. Cependant, cette technologie souffre d'une inhomogénéité de l'émission inhérente à l'injection électrique par une électrode annulaire favorisant le pompage électrique périphérique au détriment du centre.

Pour pallier ce problème, nous avons passé en revue et analysé les différentes approches d'amélioration de l'injection électrique possibles. Parmi celles-ci, on peut distinguer l'ingéniérie des électrodes supérieures (tranparentes ou métalliques) des méthodes de localisation de l'injection (par implantation ionique, AlOx, PAlOx, jonction tunnel et microstructurations). L'analyse comparative de ces différentes solutions nous a permis de lister les plus pertinentes pour rémédier au problème posé avec nos moyens technologiques, avec notamment l'insertion d'une jonction Zener et l'emploi d'une électrode transparente associée à une injection localisée multipoints. Dans le chapitre suivant, nous nous proposons donc d'évaluer ces approches par la simulation, afin de choisir la solution la plus simple et la plus efficace pour obtenir une répartition homogène des porteurs dans des couches VCSEL d'épitaxie standard.

Références bibliographiques :

[1] **Coherent Light Emission From GaAs Junctions** R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson.. *Physical Review Letters* 9 (9) Nov. 1962 pp. 366–369

[2] K. Iga, T. Kambayashi, and C. Kitahara: *Ext. Abstr. (26th Spring Meet., 1978); Japan Society of Applied Physics and Related Societies*, 27p-C-11 [in Japanese].

[3] **GaInAsP/InP surface emitting laser injection lasers**. H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu: *Jpn. J. Appl. Phys.* 18 (1979) pp. 2329-30.

[4] **Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers** J. L. Jewell, A. Scherer, S**.** L. McCall, Y. H. Lee, **S.** Walker, J. P. Harbison, L. T. Florez *ELECTRONICS LETTERS* 1989 Vol. 25 pp. 1123-24

[5] **Growth of beryllium doped $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs mirrors for vertical-cavity surface-emitting lasers**. M. G. Peters, B. J. Thibault, D. B. Young, A. C. Gossard L. A. Coldren. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*. 1994 Volume **12** pp. 3075-83

[6] **Record low-threshold index-guided InGaAs/GaAlAs vertical-cavity surface-emitting laser with a native oxide confinement structure** Y. Hayashi, T. Mukaihara, N. Hatori, N.Ohnoki, A. Matsutani, F. Koyama and K. Iga *ELECTRONICS LETTERS* 1995 Vol.**31** pp. 560-2

[7] **High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser** W.J. Alford, T.D. Raymond and A.A. Allerman *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 19, 2002 pp. 663-666

[8] **Continuous-Wave Dual-Wavelength Lasing in a Two-Section Vertical-Cavity Laser** M. Brunner, K. Gulden, R. Hövel, M. Moser, J.F. Carlin, R.P. Stanley, and M. Ilegems *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. 12, 2000 pp. 1316-8

[9] **Vertical Cavity Surface Emitting Lasers With 21% Efficiency by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy** K.L. Lear, R.P. Schneider, K.D. Choquette, S.P. Kilcoyne, J.J. Figiel, and I.C. Zolper *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. **6.** 1994 pp. 1053-1055

[10] **Evaluating the effects of optical and carrier losses in etched-post vertical cavity lasers**. B.J. Thibeault, T.A. Strand, T. Wipiejewski, M.G. Peters, D.B. Young, S.W. Corzine, L.A. Coldren and J.W. Scott. *J. Appl. Phys.* Vol. **78** 1995 pp. 5871-5

[11] **17.3% Peak Wall Plug Efficiency Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Using Lower Barrier Mirrors M.** G. Peters, D.B. Young, F.H. Peters, J.W. Scott, B.J. Thibeault, and L.A. Coldren, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS***,** VOL. **6**, 1994 pp. 31-3

[12] ***57*** % **wallplug efficiency oxide-confined 850nm wavelength GaAs VCSEL** R. Jager, M. Grabherr, C. Jung, R. Michalzik, G. Reiner, B. Weigl and K.J. Ebeling. *ELECTRONICS LETTERS* 13th February 1997 Vol. **33** No. 4 pp. 330-1

[13] **Very-Low-Threshold Index-Confined Planar Microcavity Lasers** D. G. Deppe**,** D. L. Huffaker, J. Shin, and Q. Deng. IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. **I,** 1995 pp. 965-7

[14] **Single high order mode VCSEL** P.R. Claisse, W. Jiang, P.A. Kiely, B. Gable and B. Koonse *ELECTRONICS LETTERS* 1998 Vol. **34** No. 7 pp. 681-2

[15] **Diode lasers and photonic integrated circuits** L.A. Coldren, S.W. Corzine. §4.5.2 Surface and interface recombination, Wiley-Interscience

[16] **High-Performance Single-Mode VCSEL in the 1310-nm Waveband** V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Mereuta, A. Mircea, C.-A. Berseth, A. Syrbu, A. Rudra, and E. Kapon, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. **17**, NO.5, 2005 pp.947-9

[17] **Thermal lensing effects in small oxide confined vertical-cavity surface-emitting lasers** M. Brunner, K. Gulden, R. Hövel, M. Moser and M. Ilegems *APPLIED PHYSICS LETTERS* 2000 Vol. **76**,

[18] **Electrically Pumped CdZnSe/ZnSe Blue-Green Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers**, T. Yokogawa, S. Yoshii, A. Tsujimura, Y. Sasai, J. Merz *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. **34**, 1995 pp. 751-753

[19] **Metamorphic DBR and Tunnel-Junction Injection : A CW RT Monolithic Long-Wavelength VCSEL** J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouché, E. Derouin, J.C. Remy, J. Bonnet-Gamard, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, and J. Jacquet *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. **5**, 1999 pp. 520-529

[20] **Low threshold, wafer fused long wavelength vertical cavity lasers** J. J. Dudley, D. I.. Babic, R. Mirin, L. Yang B. I. Miller R. J. Ram, T. Reynolds, E. L. Hu, and J. E. Bowers *Appt. Phys. Lett.* Vol. **64** 1994 pp. 1463-5

[21] **1.55-µm InP-lattice-matched VCSEL with AlGaAsSb–AlAsSb DBRs** S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J. K. Kim, D. A. Buell, H. Kroemer and Larry A. Coldren, *IEEE JOURNAL ON SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. **7** pp. 224-30

[22] **Room-temperature continuous wave operation of all-AIGaAs visible (700nm) vertical-cavity surface emitting lasers** H.Q. Hou, M. Hagerott Crawford, R.J. Hickman and B.E. Hammons, *ELECTRONICS LETTERS 10th October 1996* Vol. **32** No. 21 pp 1986-7

[23] **Improved AlGaInP-based red (670–690 nm) surface-emitting lasers with novel C-doped short-cavity epitaxial design** R.P. Schneider, H. Crawford, K.D. Choquette, K.L. Lear, S.P. Kilcoyne, and J.J. Figiel, *Appl. Phys. Lett.* Vol. **67**, 1995

[24] **100GBE- OPTICAL LAN TECHNOLOGIES** C. Cole, D. Allouche, F. Flens, B. Huebner, and T. Nguyen, Finisar Corp. *IEEE Applications & Practice* December 2007 Vol. **45** pp. 12-19

[25] **VCSEL proliferation**. Jim Tatum. *Proceedings of SPIE* Vol. **6484** (Feb. 7, 2007)

[26] http://www.novalux.com/display/

[27] **High-speed vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) absorption spectroscopy of ammonia (NH3) near 1.54 µm**. G. Totschnig, M. Lackner, R. Shau, M. Ortsiefer, J. Rosskopf, M.C. Amann and F. Winter *Applied Physics B: Lasers and Optics* Vol. **76** 2003 pp. 603-608

[28] **VCSEL for Atomic Clocks** Darwin K. Serkland, Gregory M. Peake, Kent M. Geib, Robert Lutwak, R. Michael Garvey, Mathew Varghese, Mark Mescher. *Proceedings of SPIE* Vol. **6132** Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers X 2006

[29] **VCSEL arrays as micromanipulators in Chip-based microsystems** A. L. Birkbeck, R.A. Flynn, M. Ozkan, D. Song, M. Gross and S. C. Esener, *Biomedical Microdevices* Vol. **5** num.1 2003, pp. 47-54

[30] **Incoherent and coherent writing and erasure of cavity solitons in anoptically pumped semiconductor amplifier** S. Barbay, Y. Ménesguen, X. Hachair, L. Leroy, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz OPTICS LETTERS Vol. 31, No. 10 2006

[31] **Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities** S. Barland, J.R. Tredicce, M. Brambilla, L.A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Miller and R. Jäger *Nature* **419**, pp. 699-702

[32] **High-Power VCSEL's: Single Devices and Densely Packed 2-D-Arrays** M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H.J. Unold, and K.J. Ebeling, *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. **5**, NO. 3, MAY/JUNE 1999 495-502

[33] **High power vertical cavity surface-emitting arrays** J.F Seurin, C.L. Gosh, Viktor Khalfin, A. Miglo, G. Xu, J.D. Wynn, Prachi Pradhan and A. D'Asaro. *Proc. of SPIE* Vol. **6876** 2008

[34] **High-Power 1320-nm Wafer-Bonded VCSEL With Tunnel Junctions** V. Jayaraman, M. Mehta, A.W. Jackson, S. Wu, Y. Okuno, J. Piprek and J.E. Bowers. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. **15**, NO. 11, 2003 pp 1495-1497

[35] **Multistage Bipolar Cascade Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Theory and Experiment** T. Knödl, M. Golling, A. Straub, R. Jäger, R. Michalzik, and K.J. Ebeling, *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. **9**, 2003

[36] **Epitaxially stacked lasers with Esaki junctions: A bipolar cascade laser**, J.C. Garcia, E. Rosencher, Ph. Collot, N. Laurent, J.L. Guyaux, B. Vinter, and J. Nagle *Appl. Phys. Lett.* Vol. **71** 1997 pp. 3752-4

[37] **Electrical Design Optimization of Single-Mode Tunnel-Junction-Based Long-Wavelength VCSEL** M. Mehta, D. Feezell, D.A. Buell, A.W. Jackson, L.A. Coldren and J.E. Bowers *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. 42, 2006 pp. 675-682

[38] **Intracavity grating-confined all-epitaxial vertical-cavity surface-emitting laser based on selective interface Fermi-level pinning**. D. Gazula, J. Ahn, D. Lu, H. Huang, and D.G. Deppe. *APPLIED PHYSICS LETTERS* Vol. **86**, 2005

[39] **Monolithic integration of microlensed resonant photodetectors and vertical cavity lasers** O. Sjolund, D.A. Louderback, E.R. Hegblom, J. Ko, L.A. Coldren, Vol. **34**, 3 1998 pp. 1742-3

[40] **Free engineering of buried oxide patterns in GaAs=AlAs epitaxial structures** C. Amat, G. Almuneau, P. Gallo, L. Jalabert, S. Moumdji, P. Dubreuil, T. Camps, J.B. Doucet, E. Havard, V. Bardinal, C. Fontaine and A. Munoz-Yague, *ELECTRONICS LETTERS* 2007 Vol. **43**

[41] **Continuous-wave operation of phase-coupled vertical-cavity surface-emitting laser** arrays F. Monti di Sopra, M. Brunner, H.-P. Gauggel, H.P. Zappe, M. Moser, and R. Hövel**,** E. Kapon. *APPLIED PHYSICS LETTERS* Vol. **77**, 2000.

[42] **Indium Tin Oxide Transparent Electrodes for Broad-Area Top-Emitting Vertical-Cavity Lasers Fabricated Using a Single Lithography Step**. C. L. Chua, R. L. Thornton, D. W. Treat, V. K. Yang and C. C. Dunnrowicz. *IEEE Photonics Technology Letters* Vol. **9**, 1997.

[43] **The effect of indium tin oxide as an ohmic contact for the 850 nm GaAs oxide-confined VCSEL** W.J. Jiang, M.C Wu, H.C. Yu, C.Y. Huang, C.P. Sung and J.Y Chi. *Solid-State Electronics* **46** 2002 pp. 1945-8

[44] **Improvement of kink characteristics performance of GaAs VCSEL with a indium-tin-oxide top transparent overcoating** F.-I. Lai, Y.-H. Chang, T.H. Hsueh, H.W. Huang, L.H. Laih, H.C. Kuo, S.C. Wang and T.-C. Guung *Materials Science and Engineering B* Vol. **113** 2004, pp 203-206

[45] **One- and Two-Dimensional Coherently Coupled Implant-Defined Vertical-Cavity Laser Arrays**. A.C. Lehman and K.D. Choquette. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. **19**, 2007.

[46] **Two-dimensional electronic beam-steering with implant-defined coherent VCSEL arrays** A.C. Lehman, D.F. Siriani and K.D. Choquette. *ELECTRONICS LETTERS* Vol. **43** 2007

[47] **Reliable Polarization Control of VCSEL Through Monolithically Integrated Surface Gratings: A Comparative Theoretical and Experimental Study,** P. Debernardi, J. M. Ostermann, M. Feneberg, C. Jalics, and R. Michalzik *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. 11, 2005 pp 107-117

[48] **High-power fundamental-mode and polarisation stabilised VCSEL using sub-wavelength surface grating**. A. Haglund, S.J. Gustavsson, J. Vukusic, P. Jedrasik and A. Larsson *ELECTRONICS LETTERS*. 2005, Vol. 41

[49] **Effects of selective wet etching on the spectral properties of a vertical-cavity surface-emitting laser/detector**. C. BRINGER, V. BARDINAL, T. CAMPS, P. DUBREUIL, C. FONTAINE 2003 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (*CLEO EUROPE'2003*), Munich (Allemagne), 23-27 Juin 2003.

Chapitre 2 Modélisation électrique

Dans le chapitre précédent, les solutions reportées dans la littérature ainsi que celles que nous proposons de mettre en oeuvre pour mieux contrôler l'injection électrique dans les composants de grandes surfaces d'émission ont été présentées.

Comme nous avons pu le voir, les travaux publiés portent généralement sur des composants de faible taille, car leur objectif premier est d'optimiser le confinement optique pour améliorer les performances d'émission (faisceau monomode, contrôle du mode TE ou TM, rendement, bande passante). Pour les composants de grande dimension, la problématique s'inscrit dans tout autre un cadre : on cherche à améliorer l'uniformité des porteurs dans les puits quantiques en compensant la tendance naturelle à l'injection périphérique du courant, liée à la géométrie annulaire de l'électrode d'anode placée dans notre cas en haut du DBR (P) supérieur.

La solution la plus simple pour favoriser la conduction latérale dans la couche de surface revient à adapter celle-ci pour la rendre nettement plus conductrice et ainsi améliorer l'étalement radial du courant. En tout premier lieu, on peut songer à augmenter l'épaisseur et le dopage de la couche de contact. Cette approche se heurte non seulement à la limite d'incorporation du dopant lors de la croissance MBE dans certains cas (N_{Amax} (Be) ~ $4.10^{19}cm^{-3}$), cependant, même dans le cas plus favorable du dopage au Carbone (N_{Amax} (C) ~ $2.10^{20}cm^{-3}$), la forte absorption optique résultante dégraderait l'émission. D'autres solutions s'offrent à nous, parmi lesquelles figure la mise en oeuvre d'une électrode transparente en ITO ou encore l'insertion d'une jonction Zener. Nous avons proposé également une nouvelle approche basée sur une injection distribuée (injection localisée multipoints) susceptible de nous permettre de mieux maîtriser le pompage électrique et donc à terme l'émission laser sur ces dispositifs de grande taille.

Pour guider le choix de l'une d'entre elles, une évaluation par la simulation doit être menée afin de quantifier l'amélioration apportée sur le profil de répartition des porteurs dans la couche active. Nous allons présenter dans ce chapitre les modèles généralement mis en jeu dans la modélisation des VCSEL, leurs limites, ainsi que les tests que nous avons effectués à l'aide de différents logiciels commerciaux. Nous expliquerons le choix du logiciel « Blaze » de Silvaco pour notre problématique ainsi que les modèles retenus et les résultats que nous avons pu ainsi obtenir.

2.1 Modèles mis en jeu et limites des simulations

2.1.1 Equations simples

L'effet laser en régime permanent est régi par les équations (2.1) qui décrivent d'une part les phénomènes électriques (G-R=0) des porteurs dans les puits quantiques et d'autre part les phénomènes optiques de la cavité [1].

$$\begin{aligned} \frac{\eta_i . J}{qT_{qw}} &= AN + BN^2 + CN^3 + v_g g(N) N_P \\ \frac{N_P}{\tau_P} &= \Gamma v_g g(N) N_P + \Gamma \beta_{sp} BN^2 \end{aligned} \qquad (2.1)$$

Dans la première équation, le terme η_i est le rendement interne ; c'est la fraction du courant traversant le composant qui génère des porteurs dans la zone active. T_{qw} est la somme des épaisseurs des puits quantiques et J est la densité de courant. A, B et C sont respectivement les termes de recombinaison SRH (Shockley Read Hall), bimoléculaire (ou spontanée) et enfin Auger.

Le terme $v_g g(N) N_p$ correspond au terme de recombinaison stimulée qui fait intervenir le nombre de photon N_p, la vitesse de groupe v_g et enfin le gain g dépendant de la quantité de porteurs.

Dans la seconde équation, τ_p est la durée de vie des photons (exprimant les pertes de la cavité), Γ est le facteur de confinement (rapport du volume de la cavité par le volume actif), et β_{sp} est le facteur d'émission spontanée.

Sous le seuil laser, on distingue deux régimes de gain en fonction du niveau pompage électrique. En effet, le gain est tout d'abord négatif jusqu'au seuil de transparence.

Dans ce cas, le terme de densité de photons N_p est relativement faible et est seulement due à la contribution de l'émission spontanée. Par conséquent, le terme de recombinaison stimulée $v_g g(N) N_p$ peut être négligé dans le système d'équations. On peut alors considérer seulement les trois premiers termes de recombinaison à savoir, les recombinaisons non radiative SRH, bimoléculaire et Auger. Les deux équations (2.1) ne sont plus interdépendantes, c'est-à-dire que l'équation des photons est directement reliée à celle des porteurs.

Pour le courant à la transparence, $g(N_{tr})$ est nul puis devient positif au-delà jusqu'à atteindre le gain suffisant pour l'apparition de l'effet laser. Au-delà du seuil laser, il faut bien évidement inclure dans l'équation (2.1) les termes de recombinaison stimulée correspondants. Pour des courants supérieurs à I_{th}, la densité de porteurs reste presque constante (clamping), la puissance de l'émission spontanée devient constante et seule la proportion d'émission stimulée augmente.

Ce système d'équation (2.1) est utilisé pour des modélisations simples des lasers à une dimension. D'autres points sont à prendre en compte puisque le modèle 1D occulte par nature certains phénomènes complexes en 2D (modes transverses). Les phénomènes thermiques jouent également un rôle. De nombreux raffinements supplémentaires des modèles existent (calcul du gain k.p, …).

2.1.2 Modélisations exhaustives 2D (ou quasi-3D)

Pour décrire le comportement réel des VCSEL, il est nécessaire de prendre en compte plusieurs aspects complémentaires de la physique [2]. Par exemple, il est bien connu que la température a un effet sur le gain des puits quantiques et sur le spectre de réflectivité des miroirs de Bragg. De nombreux autres phénomènes sont intercorrélés et exigent une simulation couplée auto-consistante pour prendre en compte véritablement l'effet de chacun d'entre eux. La figure 2.1 résume les principales interactions qui se produisent dans les lasers.

Un VCSEL est composé d'un empilement d'une centaine de couches de matériaux semiconducteur séparées elles mêmes par des couches à gradualités d'interface. Pour prendre en compte les phénomènes physiques qui y ont lieu, la méthode des élements finis (FEM) est généralement utilisée. La discrétisation spatiale ou maillage aboutit alors à un nombre très élevé de domaines pour lesquels les équations seront appliquées.

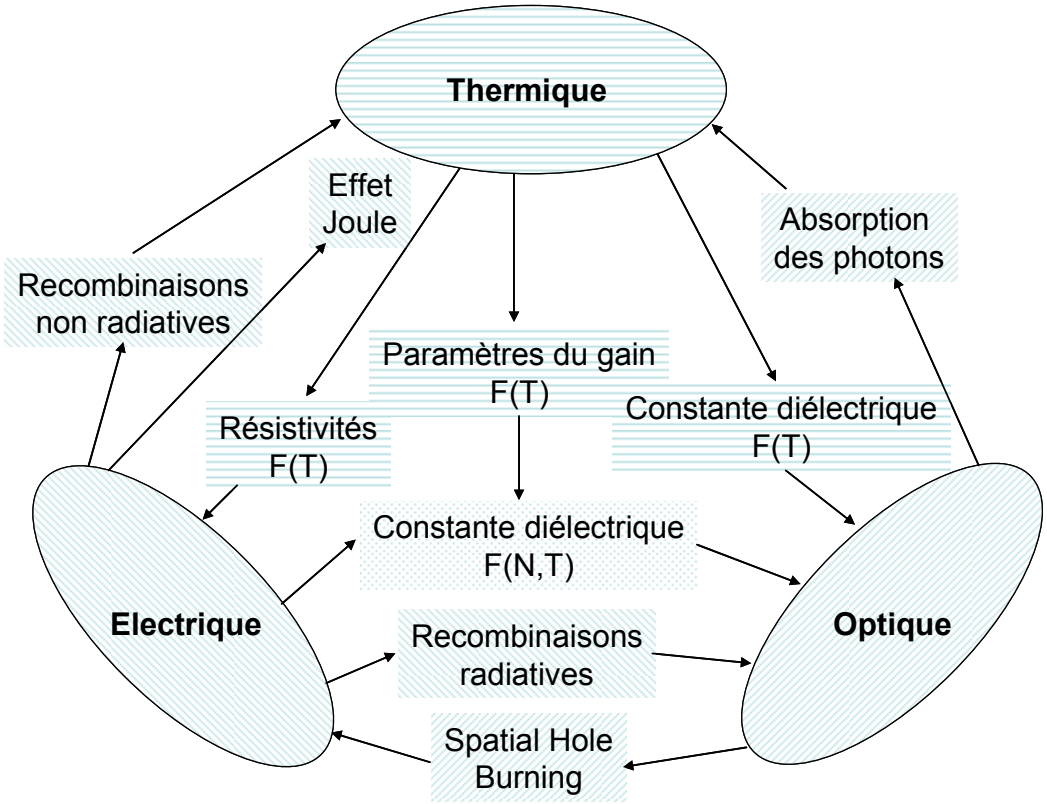


Figure 2.1. Phénomènes physiques couplés impliqués dans les lasers

Pour modéliser numériquement les VCSEL, la méthode appliquée consiste à calculer les phénomènes couplés par itérations successives à partir des conditions initiales comme le décrit la figure 2.2. On peut mettre en rapport celle-ci avec l'équation simple (2.1) qui est principalement issue de l'équation de continuité et de l'équation des photons. Du reste, l'équation de Poisson traite les potentiels dans l'ensemble de l'hétérostructure. Les équations de Maxwell permettent de déterminer les modes de la cavité et leurs pertes. Le calcul du gain est obtenu par la résolution de l'équation de Schrödinger. Enfin, la température influence la majorité des paramètres optiques et électriques, avec pour contributions principales l'effet Joule et les recombinaisons non radiatives.

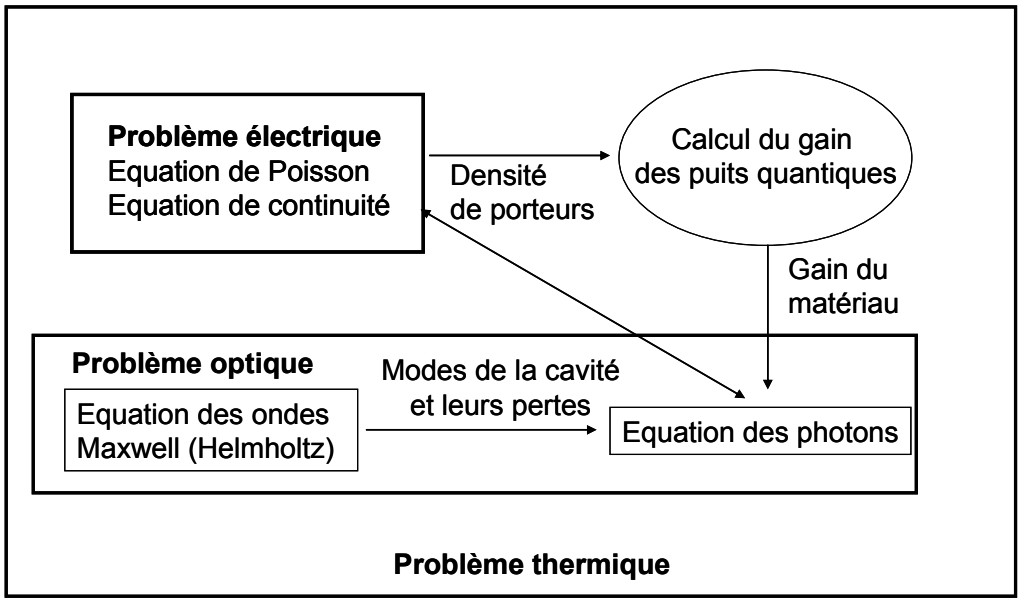


Figure 2.2. Modèles fondamentaux utilisés pour les simulations exhaustives des VCSELs

Il faut insister sur le fait que la modélisation est toujours le fruit d'un compromis pratique à cause des limitations de calcul numérique, le choix des modèles est souvent réduit aux plus pertinents pour optimiser une thématique spécifique que l'on souhaite traiter. Par exemple, si l'on souhaite considérer un effet de lentille thermique, les modes de la cavité devront être calculés à chaque itération ainsi que leurs pertes respectives. On comprend alors la complexité du problème qui doit résoudre en même temps toutes les autres équations.

Nous souhaiterions souligner que, compte tenu de la complexité de leur structure épitaxiale et des phénomènes mis en jeu, la description des VCSEL dans les simulateurs ne peut être que fortement simplifiée pour favoriser la convergence et diminuer les temps de calculs. On rencontre ainsi de nombreuses hypothèses simplificatrices dans les simulations électro-optiques de structure VCSEL. Le logiciel Blaze de Silvaco propose l'exemple de l'étude d'un VCSEL émettant à 1.55µm en 2 dimensions. Au niveau de la cavité, la structure est fidèlement décrite pour déterminer les diagrammes de bande précisément en intégrant les mécanismes quantiques présents et prédominant dans les puits quantiques. Cependant, en étudiant plus précisément le fichier de déclaration de la structure, on constate que les phénomènes électriques dans les miroirs sont négligés (on impose par exemple des valeurs identiques aux paramètres électriques des couches des DBRs), seul l'indice optique change d'un matériau à un autre. Les couches graduelles dans les miroirs, nécessaires pour limiter les résistances d'interface et par la suite la résistance série des miroirs, sont négligées sur le plan électrique et optique.

Les pertes du VCSEL (durée de vie des photons ou différentes absorptions) sont souvent utilisées comme paramètres ajustables pour calibrer et faire coïncider les caractéristiques obtenues par simulation à celles mesurées sur le composant. On se trouve généralement face à un dilemme : utiliser une description discrète (ou locale) de chacune des couches ou bien utiliser un modèle comportemental équivalent du système (valeur moyenne d'une zone ou d'un empilement de couches).

En résumé, on peut dire que la difficulté de la simulation réside dans la cohérence entre la structure (plus ou moins simplifiée), les paramètres de matériaux (locaux ou macroscopiques), les modèle physiques impliqués et enfin les phénomènes étudiés.

A cela s'ajoute le choix des méthodes de résolution numérique le plus pertinentes pour favoriser la convergence avec des temps de calcul raisonnables.

Ces simulations permettent de prendre en compte des phénomènes complexes ainsi que leurs interactions. Néanmoins, les études qu'elles ont permises concernent principalement les VCSELs de faible taille. En ce qui concerne notre problématique des VCSEL de grande dimension, les phénomènes impliqués, bien qu'exacerbés, sont à priori identiques. Néanmoins, le paragraphe suivant présente les problèmes spécifiques de ces composants qui justifient l'utilisation d'une simulation purement électrique.

2.1.3 Etude des composants de grandes dimensions, choix d'une simulation partielle

Comme mentionné précédemment, la simulation à éléments finis demande des ressources de calcul importantes qui sont limités par le nombre maximum de nœuds de maillage (fixé par le logiciel). Ceci est d'autant plus le cas pour des composants de grand diamètre. En effet, si l'on considère seulement le problème optique, le maillage est déterminé en rapport avec la longueur d'onde d'émission. Les VCSEL de grande dimension (latérale) que l'on souhaite modéliser nécessite plus de 20 fois plus de nœuds de maillage.

Les travaux expérimentaux sur les interactions optique/électrique/thermique au dessus du seuil laser menés par Degen et al [3], portent sur le comportement multimode des

VCSELs. Ces auteurs ont observé les champs proches de l'émission spontanée et stimulée en régime laser de VCSELs pour deux diamètres de zones actives (6 et 11µm) en fonction du courant appliqué. L'émission spontanée à une longueur d'onde donne une image de la concentration de porteurs d'énergie correspondante et permet d'établir la distribution spatiale du gain. Les auteurs en ont conclu que la distribution des porteurs en régime laser était principalement pilotée par l'injection électrique et que les effets thermiques et de spatial hole burning restaient secondaires.

Pour des composants de taille supérieure, nous avons présenté dans le paragraphe 1.4 du premier chapitre l'influence de la dimension transversale (diamètre~100µm) sur l'apparition de modes lasers d'ordre élevé (type LP_{L1}). Il semble évident que l'injection des porteurs y joue également un rôle primordial.

De plus, la simulation des VCSEL de petite dimension se restreint aux solutions des modes d'ordre peu élevés. Or, les VCSEL de grandes dimensions émettent de très grand nombre de modes d'ordre élevé. En conséquence, la prise en compte des effets optiques induit des temps de calcul prohibitifs [4].

Etant donné la complexité des phénomènes physiques mis en jeu, mais également de la difficulté de modéliser leur couplage, nous nous sommes concentrés sur l'étude et l'optimisation de l'injection électrique. En effet, compte tenu de la géométrie annulaire de l'électrode d'injection électrique dans ces VCSELs à rapport de forme élevé (100µm transversal, contre ~4µm vertical) la première problématique est l'inhomogénéité de l'injection électrique. A partir de cette hypothèse, nous nous proposons d'évaluer des solutions technologiques susceptibles de limiter cette dernière en nous appuyant sur des simulations électriques 2D. L'optimisation de la répartition transversale des porteurs dans les puits en régime d'électroluminescence correspond à une première étape pour obtenir des composants plus performants.

Notre contribution s'appuie sur l'hypothèse qu'il y a peu d'interactions électro-optiques sous le seuil laser, que les effets thermiques dans ce régime sont à priori réduits et leurs impacts seront supposés négligeables. C'est pour l'ensemble de ces raisons nous avons choisi d'utiliser un simulateur électrique.

2.1.4 Logiciels testés

Dans le cadre de ces travaux de simulation, plusieurs logiciels à éléments finis (FEM) ont été testés : *Dessis* (ISE, puis Synopsys maintenant), *Lasermod* (RSoft) et enfin *Blaze* (Silvaco). Les logiciels de ISE et de Silvaco étaient disponibles au LAAS au début de ce travail car ils étaient utilisés pour la modélisation de composants à base de Silicium.

Le logiciel *Lasermod* de chez RSoft est dédié comme son nom l'indique à la simulation de laser et de VCSEL en prenant en compte les phénomènes électro-opto-thermiques. Ce logiciel a été testé en version de démonstration sur une structure VCSEL standard (commercialisée par Avalon). De nombreux problèmes de convergence sont rapidement apparus lors de la simulation électro-optique d'un composant standard monomode avec diaphragme enterré d'AlOx de 3µm. La simulation n'a pas permis d'atteindre le régime laser, c'est pourquoi après de multiples tests et échanges avec l'interlocuteur de chez Rsoft, nous avons renoncé à son utilisation. De plus, ce logiciel spécifique aux lasers n'est pas particulièrement adapté à l'étude des phénomènes électriques comme le sont originellement Silvaco et Dessis. Enfin, l'utilisation du logiciel PICS3D (Crosslight Software), qui semble le plus complet, n'a pas été possible en raison de son coût très élevé.

J'ai pu par contre tester le simulateur *Dessis* lors d'un séjour de 1 mois à l'ETH à Zurich dans l'équipe de B. Witzigmann pendant la première année de cette thèse. Des simulations électro-optiques de VCSEL standard ont pu être menées dans un premier temps. Puis, la simulation d'une homojonction abrupte PN sur GaAs/AlAs a montré que l'émission thermoionique n'était pas correctement prise en compte. De plus, des problèmes d'exécution du logiciel apparaissaient lorsque nous définissons les paramètres de matériaux plus précisément (variation de la largeur de bande interdite en fonction de la composition). Ces problèmes ont été signalés à Synopsys, mais il n'y pas eu de retour dans les mois qui ont suivi ce stage. Malgré ces différences dans les définitions des paramètres des semiconducteurs et de la structure verticale, la simulation électrique de composants de grandes dimensions sous *Dessis* a finalement donné des résultats d'allure similaires à ceux que nous avons obtenus à l'aide de *Blaze*.

Lors de mon stage de DEA, j'ai mené une étude poussée de la conduction électrique dans le mirroir de Bragg de type P, à l'aide du module « *Blaze* » de *Silvaco*. Grâce à une déclaration rigoureuse de la structure (dopage, composition et gradualité) d'une part, et d'une définition des paramètres des semiconducteurs d'autre part, l'écart mesuré de résistivité obtenu avec un DBR dopé Carbone et Béryllium a ainsi pu être illustré [5].

Cependant, la définition des paramètres des semiconducteurs $Al_xGa_{(x-1)}As$ est incomplète dans ce logiciel pour nos applications (quoique adaptée pour les TBH) et est laissée au soin de l'utilisateur. Les VCSEL que nous étudions comportent plus d'une centaine de couches de composition (x) et de dopages (N_A, N_D) variables et incluent également des gradualités. Par souci de simplification de la déclaration de la structure et pour améliorer la précision du calcul, les paramètres des diagrammes de bandes et de mobilités des porteurs sont calculés par des expressions analytiques que nous avons définies en fonction de (x, N_A, N_D). Plus précisément, grâce au module « C-Interpreter », les lois des mobilités (affectant les coefficients de diffusion), des densités d'états, des énergies du vide et de la bande interdite sont décrites. Cette manière de procéder est particulièrement efficace pour les variations continues (gradings), mais est peu commode pour permettre d'ajuster et/ou de voir l'influence locale d'un paramètre.

Plus récemment, ce logiciel a intégré comme ses concurrents des modules supplémentaires de modélisation thermique et optique pour tenir compte des phénomènes couplés dans les composants optoélectroniques.

2.1.5 Conclusions

La simulation exhaustive (ou *Comprehensive simulation* en anglais) des VCSEL reste très délicate et nécessite d'abord de longues phases d'études des phénomènes découplés pour pouvoir ensuite simuler efficacement leur couplage. A plus long terme, cette approche globale devrait permettre de prédire les performances des dispositifs optoélectroniques et deviendra enfin un outil fiable de conception.

Dans le cadre de notre étude, il nous a semblé irréaliste d'effectuer des simulations globales intégrant le couplage électro-thermo-optique sur des composants de grandes dimensions. En effet, la complexité du maillage liée aux dimensions et -à la prise en compte du nombre élevé de modes transverses- devient rédhibitoire.

C'est pourquoi dans le but de progresser pas à pas, nous nous sommes focalisés sur l'étude électrique seule sans la prise en compte des phénomènes couplés (optique et thermique). De plus, cette étude simplifiée semble valide si l'on se restreint au régime d'électroluminescence du composant (sous le seuil laser) où les effets thermiques sont à priori

réduits. En pratique pour respecter ces hypothèses sur les effets thermiques, on veillera lors du conditionnement en boîtier à optimiser l'extraction de la chaleur pour limiter l'auto-échauffement des dispositifs (packaging thermique). L'optimisation de l'injection électrique sous le seuil laser nous a paru être une première étape vers l'amélioration du fonctionnement laser. Enfin, étant donné les problèmes rencontrés à l'utilisation de *Dessis* (ISE), nous avons décidé de poursuivre notre travail de simulation à l'aide du logiciel *Blaze* (Silvaco).

Le paragraphe suivant présente brièvement les mécanismes électriques des semiconducteurs que nous avons considérés. On notera la prise en compte de l'influence de la température sur les équations et les paramètres des matériaux, même si par la suite de nos calculs, elle sera considérée constante et ne sera donc pas une variable.

2.2 Mécanismes considérés

Ce paragraphe présente de façon non exhaustive les mécanismes de conduction des porteurs pris en compte dans les simulations.

- a- Conduction /diffusion

Les courants de porteurs sont provoqués par un champ électrique (F) ou par un gradient de porteurs (n, p). Les mobilités des porteurs (μ_n, μ_p) et les coefficients de diffusions (D_n, D_p), qui sont principalement fixés par les matériaux, ont une incidence directe sur les phénomènes de conduction et de diffusion. L'expression mathématique pour les électrons et les trous est la suivante :

$$\begin{aligned} \vec{j}_n &= q\mu_n \vec{F} + qD_n \nabla n \\ \vec{j}_p &= q\mu_p \vec{F} - qD_p \nabla p \end{aligned} \tag{2.2}$$

Un changement de la concentration locale de porteurs dans le temps est accompagné par un changement spatial du courant et/ou de génération (G) ou de recombinaison (R) de porteurs. Cette relation est l'équation de continuité et existe pour les deux types de porteurs :

$$\begin{aligned} q\frac{dn}{dt} &= \nabla.\vec{j}_n - q(R-G) \\ q\frac{dp}{dt} &= -\nabla.\vec{j}_p - q(R-G) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Enfin, le champ électrique dépend de la distribution des charges fixes et mobiles. C'est l'équation de poisson :

$$\nabla.(\varepsilon_0 \varepsilon_{st} \vec{F}) = q(p - n + p_D - n_A) \tag{2.4}$$

- b- Diagramme de bande

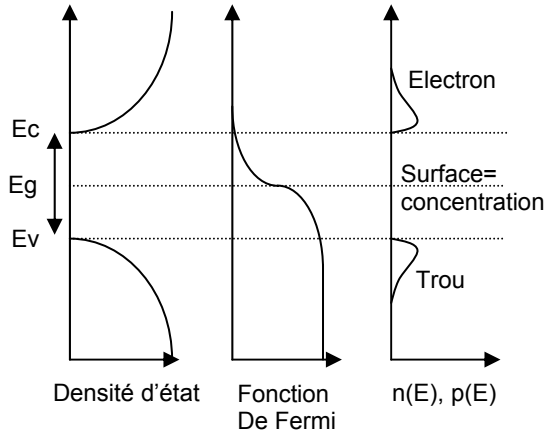


Figure 2.3. Illustration de l'occupation des porteurs

La figure 2.3 représente les évolutions de la densité d'état, de la fonction de Fermi et enfin de la répartition des porteurs en fonction de l'énergie dans un semiconducteur intrinsèque. La fonction de Fermi est la probabilité de présence d'un électron dans la bande de conduction. Elle est dépendante de la température : plus la température est élevée et plus la quantité de porteurs libres dans le matériau est importante. Ce diagramme permet aussi de comprendre l'effet du dopage : un dopage de type p translate la fonction de Fermi vers le bas et, inversement, un dopage n vers le haut. Ceci a une répercussion directe sur l'occupation des porteurs, puisque, comme l'indiquent les équations (2.4), elle est le produit de la densité d'état et de la fonction de Fermi translatée, favorisant ainsi un type de porteurs.

$$\begin{aligned} n(E) &= D_C(E)\, f(E) \\ p(E) &= D_V(E)[1 - f(E)] \end{aligned} \tag{2.5}$$

Le dopage fixe le niveau de Fermi ($f(E_F)=1/2$), comme indiqué par (2.5), d'abord pour un dopage de type N (N_D), puis un dopage de type P (N_A). n_i et E_{FI} sont respectivement la concentration intrinsèque et l'énergie de Fermi lorsque le semiconducteur n'est pas dopé (intrinsèque).

$$\begin{aligned} E_F &= E_{FI} + KT \ln(N_D / n_i) \\ E_F &= E_{FI} + KT \ln(n_i / N_A) \end{aligned} \tag{2.6}$$

L'énergie de bande interdite E_g est fixée par le matériau et est l'énergie qui sépare la bande de conduction de celle de valence.

Les équations suivantes permettent de connaître la quantité de porteurs :

$$n \approx N_C \exp\frac{E_F - E_C}{k_B T} \quad \text{et} \quad p \approx N_V \exp\frac{E_V - E_F}{k_B T} \tag{2.7}$$

$$N_C = 2\left(\frac{m_C k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \quad \text{et} \quad N_V = 2\left(\frac{m_V k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \tag{2.8}$$

Pour l'$Al_xGa_{(1-x)}As$, nous avons intégré les paramètres suivants pour les densités d'états effectives ; ils sont calculés en C-interpreter en fonction de la composition (pour simplifier, les équations complètes dépendantes de la température ne sont pas mentionnées ici) :

Bande de conduction (cm^{-3}) : $2.5\cdot10^{19}\cdot(0.063+0.083x)^{3/2}$ pour $x<0.41$ (2.9)

$2.5\cdot10^{19}\cdot(0.85-0.14x)^{3/2}$ pour $x>0.45$ (2.10)

Bande de valence (cm^{-3})**:** $2.5\cdot10^{19}\cdot(0.51+0.25x)^{3/2}$ (2.11)

- c- Hétérojonctions

La figure 2.4 représente les diagrammes des bandes de deux matériaux à largeur de bande interdite différente et de dopage distinct (P et N) référencé par rapport au niveau du vide E_0 (à gauche). On appelle cette configuration une hétérojonction anisotype. Lorsque l'on réalise une jonction de ces deux matériaux, le niveau de Fermi des deux matériaux s'aligne et fait apparaître des discontinuités sur les bandes de valence et de conduction. Celles-ci sont entièrement définies lorsque l'on fixe l'affinité électronique des deux matériaux. Or, pratiquement, on préfère définir un paramètre de décalage de bande de conduction et de valence, ΔEc/ΔEv. Ce paramètre a des valeurs variables selon la source de publication et joue un rôle prépondérant sur la caractéristique I(V) d'une jonction [6].

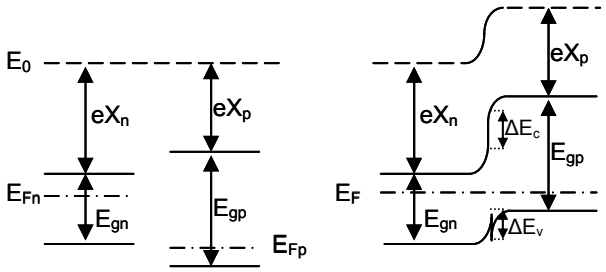


Figure 2.4. Construction du diagramme des bandes d'une hétérojonction p-n

Pour le $Ga_xAl_{(1-x)}As$, nous avons intégré les paramètres de diagramme de bandes suivants (via le C-Interpreter) :

Affinité électronique

x<0.45 $\chi=4.07-0.7482x$ (2.12)

x>0.45 $\chi=3.594+0.3738x-0.143x^2$ (2.13)

Energie de bande interdite

x<0.45 $1.424+1.247x$ (2.14)

x>0.45 $1.9+0.125x+0.143x^2$ (2.15)

- Mobilités et coefficients de diffusion

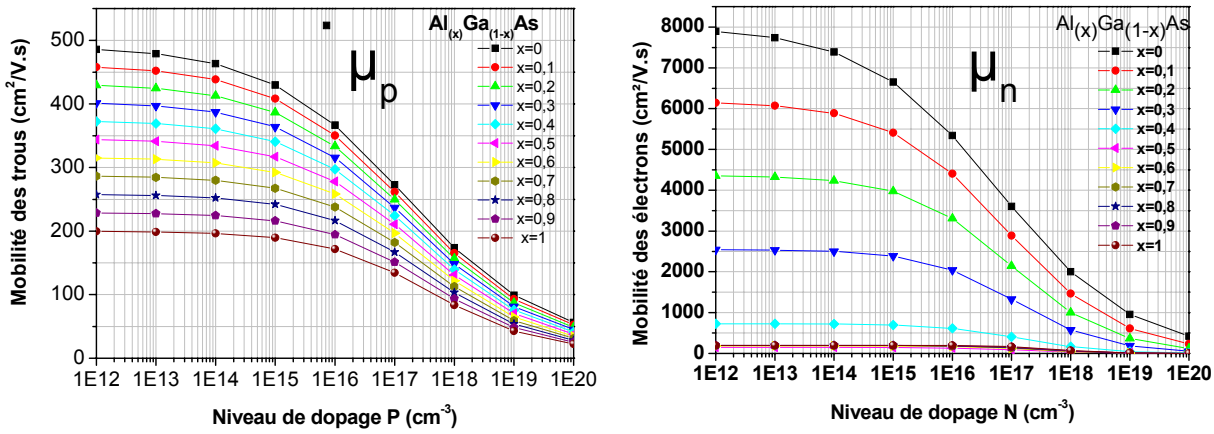
Dans le cas du composé ternaire $Al_{(x)}Ga_{(x-1)}As$, les mobilités des porteurs (électrons et trous) dépendent du niveau de dopage, de la température et de la composition (taux d'aluminium) comme le montre les Figures 2.5.a et b, en considérant que le champ électrique reste faible.

$$\mu(N_{A,D},T)=\mu_{\min}+\frac{\mu_{\max}\left(\frac{300}{T}\right)^{\theta 1}-\mu_{\min}}{1+\left(\frac{N_{A,D}}{N_{ref}\left(\frac{T}{300}\right)^{\theta 2}}\right)^{\lambda}} \quad (2.16)$$

Les paramètres θ1, θ2 sont des paramètres traduisant la dépendance en température. N_{ref} est la concentration qui influence la réduction de la mobilité à forte concentration de dopant.

μ_{min} et μ_{max} sont respectivement les valeurs asymptotiques de mobilités à faible et à forte concentration de dopant.

Les coefficients de diffusion D_n et D_p sont des paramètres importants qui interviennent dans l'équation des courants (2.2). Il est important que ceux-ci soient des fonctions de la quantité de porteurs, car dans le cas des puits quantiques, le confinement aboutit à une forte concentration de porteurs affectant les courants de diffusion [7].



a) b)

Figure 2.5. Mobilité des porteurs en fonction du niveau de dopage et de la composition a) trous, b) électrons

- d- Transport à travers une barrière de potentiel, émission thermoionique et effet tunnel

L'émission thermoionique correspond au passage d'un électron au dessus d'une barrière quand son énergie est suffisante (énergie thermique) (figure 2.6). C'est généralement ce modèle que l'on utilise pour simuler une hétérojonction abrupte ou un contact Schottky. La densité de courant j_n correspondante est donnée par la relation suivante :

$$j_n = A_n^* T^2 \left\{ \exp \frac{\left[E_{Fgauche} - E_{Fdroite} - \Phi_b \right]}{k_B T} \right\} \qquad (2.17)$$

Où Φ_b est le potentiel de la barrière, $E_{Fgauche}$ et E_{Fdroit} étant les niveaux de Fermi de part et d'autre de la barrière

Avec A_n^*, la constante de Richardson qui définie la jonction : $A_n^* = \frac{q m_c k_B^2}{2\pi^2 \hbar^3}$ (2.18)

L'effet tunnel est un phénomène de mécanique quantique qui provient de la nature ondulatoire des électrons. Quand une onde d'électron rencontre une barrière d'énergie supérieure, une part est réfléchie et une part est transmise. En effet sous l'influence d'un champ électrique l'électron a assez d'énergie pour passer à travers la barrière, pour peu que cette dernière soit réduite. On définit alors un coefficient de transmission de l'interface. Le modèle utilisé généralement n'est pas détaillé ici [8].

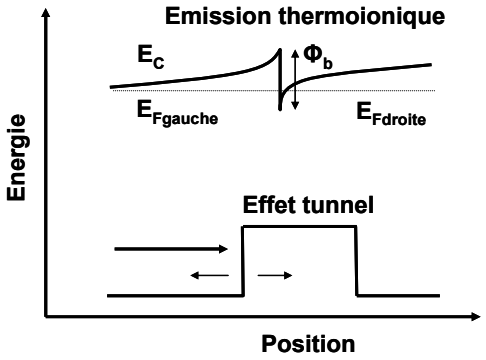


Fig 2.6. Emission thermoionique et effet tunnel

- e- Jonction tunnel (Esaki), effet tunnel bande à bande

Comme dans le cas précédent de la conduction tunnel, une paire électron trou peut être générée sous l'effet d'un fort champ électrique E dans une zone de transition d'une jonction polarisée en inverse,. Dans le cas particulier d'une jonction tunnel Esaki, ce sont les très forts niveaux de dopage N^{++} et P^{++} qui limitent l'extension de la charge d'espace correspondante, ce qui accroît le champ à l'interface et se traduit par une conduction I(V) linéaire. Le taux de génération est noté G_{bbt}. Ce phénomène est d'autant plus important que les matériaux P et N de la diode sont dopés. En effet, la barrière de potentiel que voient les porteurs est amoindrie dans la zone de charge d'espace, ce qui augmente leurs probabilités de passage (Figure 2.7). Le profil de dopage est à considérer en pratique puisque celui-ci influence fortement le champ électrique de la zone de charge d'espace.

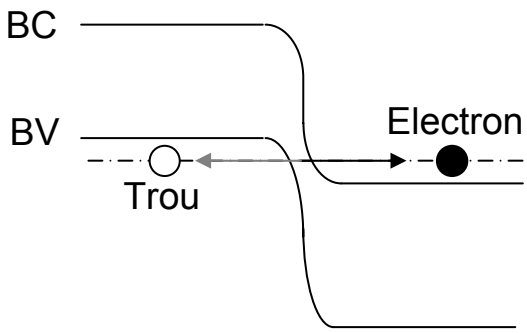


Fig. 2.7. Effet tunnel bande à bande

Le taux de génération "G_{bbt}" de paire electron-trou est donné par la relation suivante :

$$G_{bbt}(F) = A_{bbt} F^{\gamma_{bbt}} e^{-B_{bbt}/F} \tag{2.19}$$

$$A_{bbt} = \frac{q^2\sqrt{2m_{bbt}}}{\pi h^2 Eg^{1/2}} \quad \text{et} \quad B_{bbt} = \frac{\pi\sqrt{m_{bbt}}Eg^{3/2}}{\sqrt{2}qh} \tag{2.20}$$

où A_{bbt} et B_{bbt} sont des variables non explicitées ici [9], γ_{bbt} est un paramètre valant 2 pour les semiconducteurs à bande interdite directe et m_{bbt} est le paramètre de contrôle qui permet d'ajuster les caractéristiques électriques de la diode.

- f- Recombinaisons des porteurs

Les électrons et les trous peuvent interagir de différentes façons (figure 2.8) et font intervenir plusieurs phénomènes physiques de recombinaisons comme la création de photons ou de phonons (vibration du cristal).

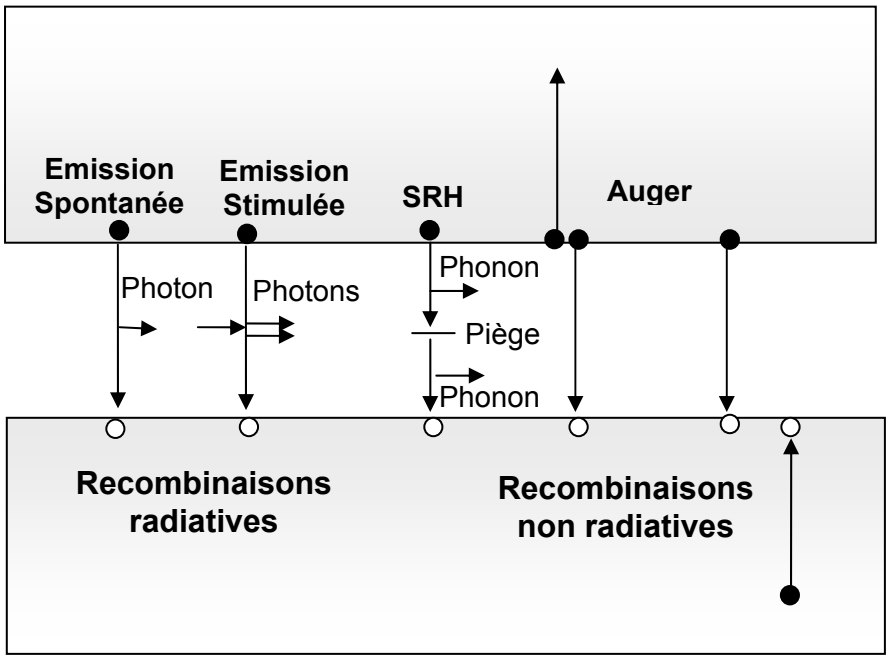


Figure 2.8. Différents types de recombinaison

La recombinaison radiative spontanée s'accompagne de l'émission isotrope d'un photon (direction aléatoire). Le taux de recombinaison radiative dépend du produit des deux types de porteurs n.p et de son coefficient de recombinaison B. n_0 et p_0 quant à eux correspondent aux quantités de porteurs à l'équilibre [10].

$$R_{spon} = B(np - n_0 p_0) \tag{2.21}$$

La recombinaison stimulée fait, quant à elle, intervenir un photon incident qui provoque l'émission d'un second photon. L'émission stimulée est proportionnelle à l'intensité optique I_{opt} et est aussi fonction, à travers terme de gain optique g, de la quantité de porteur [10].

$$R_{stim} = g\frac{I_{opt}}{\hbar\omega} \tag{2.22}$$

La recombinaison non radiative SRH (Shockley-Read-Hall) est imputable à des centres de recombinaison profonds dus à des défauts dans le cristal. Ces niveaux profonds d'énergie peuvent capturer des électrons de la bande de conduction et des trous de la bande de valence (centres de recombinaisons). Le taux de recombinaison est proportionnel à la quantité de porteurs x [8]. L'équation fait intervenir la densité de défaut N_t, la quantité de porteurs piégés n_1, p_1 dépendant eux même de l'énergie de piège E_t. L'approximation qui suit est valide lorsque $n \sim p > n_i$ et fait intervenir les durées de vie SRH:

$$R_{SRH} = N_t \frac{c_n c_p (np - n_0 p_0)}{c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1)} \approx n.p\left(\frac{1}{\tau_{n\,SRH}} + \frac{1}{\tau_{pSRH}}\right) \tag{2.23}$$

Enfin, la recombinaison Auger est due à un excès d'énergie transféré à un autre porteur à l'intérieur de la bande de conduction ou de valence. Ce taux de recombinaison est

proportionnel à N^3 et est généralement élevé pour les semiconducteurs de faible band-gap. Il est fonction du matériau impliqué par ses coefficients Auger C_n et C_p [10].

$$R_{Aug} = (C_n n + C_p p)(np - n_0 p_0) \tag{2.24}$$

2.3 Paramètres intégrés dans le logiciel

Le tableau 2.1 résume les valeurs des paramètres que nous avons du intégrer dans le logiciel pour la simulation. La majorité des couches sont en AlGaAs et les paramètres sont calculés via le C-Interpreter. Les puits quantiques en GaAs ont leurs paramètres déclarés séparément. On applique dans l'ensemble de la région de la cavité les phénomènes de recombinaisons.

Symboles	paramètres	Valeurs
Matériau $Al_{(x)}Ga_{(1-x)}As$		
χ	Affinité électronique	I Calculées avec le C-Interpreter en fonction du %Al
E_g	Bande interdite	
N_c (m_c), N_v (m_v)	Densités d'états et masses effectives de valence et de conduction	
μ_n, μ_p	Mobilités des électrons et des trous	
D_n, D_p	Coefficients de diffusion des électrons et des trous	
Puits Quantiques GaAs		
χ	Affinité électronique	4,07eV
E_g	Bande interdite	1,42eV
N_c	Densité d'état de valence	$0{,}4.10^{18}cm^{-3}$
N_v	Densité d'état de conduction	$9{,}41.10^{18}cm^{-3}$
μ_n	Mobilité des électrons	5000cm²/Vs
μ_p	Mobilité des trous	400cm²/Vs
D_n, D_p	Coefficients de diffussion	F($\mu_{n,p}$, n, p)
τ_{nRSH}, τ_{pRSH}	Durée de vie des recombinaisons SRH	$1.10^{-9}s$
B	Coefficient de recombinaison bimoléculaire	$1.10^{-10}cm^3/s$
$C_{n,p}$	Coefficient de recombinaison Auger	$1.10^{-29}cm^6/s$
Cavité		
τ_{RSH}	Durée de vie des recombinaisons SRH	$1.10^{-9}s$
B	Coefficient de recombinaison bimoléculaire	$1.10^{-10}cm^3/s$
$C_{n,p}$	Coefficient de recombinaison Auger	$1.10^{-29}cm^6/s$
ITO		
μ_p	Mobilité équivalente	60cm²/Vs
N_A	Dopage équivalent	$1.10^{20}cm^{-3}$
$\mu_{p\ interface}$	Mobilité équivalente de l'interface	0.0019cm²/Vs pour 10nm
$N_{A\ interface}$	Dopage équivalent de l'interface	$1.10^{20}cm^{-3}$
Zener		
m_{bbt}	Masse de l'effet tunnel	0.112 théorie /GaAs
		0.095 après calibration

Tableau 2.1. Valeurs des paramètres intégrés dans le logiciel pour la simulation

L'ITO est un matériau qu'il faut également déclarer dans le logiciel. En effet, les électrodes sont supposées idéales, c'est-à-dire de résistivité nulle et ne conviennent pas pour

décrire ce matériau. Nous sommes obligés d'utiliser un semiconducteur et de forcer sa mobilité pour obtenir une résistivité $\rho=1,1.10^{-3}\Omega.cm$ (cf. paragraphe 3.2). Par ailleurs, le dopage est forcé à une valeur identique à celle du semiconducteur en jonction pour ne pas créer une barrière de potentiel à l'interface (hypothèse d'un contact ohmique). De plus, une couche intermédiaire de 10nm a été introduite pour tenir compte de la résistance d'interface ITO/GaAs. Sa valeur de mobilité a été calculée pour obtenir une résistance spécifique d'interface $\rho_C=32\ \mu\Omega.cm^2$.

Pour la jonction Zener, la valeur théorique de la masse de l'effet tunnel m_{bbt} a été utilisée dans un premier temps. Suite à une caractérisation d'échantillons tests, nous avons calibré cette donnée (cf. 3.1.3).

2.4 Simulations électriques des solutions technologiques

Ce paragraphe est consacré à l'évaluation des différentes solutions technologiques proposées pour améliorer l'homogénéité de l'injection électrique dans le plan des puits quantiques de composants de grande dimension. C'est à l'aide de l'outil de simulation précédemment décrit que nous avons cherché à quantifier le bénéfice apporté par l'ajout d'une électrode en ITO, d'une jonction Zener et enfin l'intérêt de l'injection localisée.

Une étude préliminaire sur un VCSEL monomode standard ($\Phi=3\mu m$), puis sur un VCSEL large (100µm) non optimisé, permet de comprendre les phénomènes présents et leur évolution avec l'augmentation de la zone d'émission.

Avant d'examiner chacun de ces cas, il faut rappeler les conditions de simulation. Les VCSEL sont souvent des composants à géométrie circulaire (symétrie de révolution) et par conséquent, il est commode de se placer dans un repère cylindrique pour résoudre les équations. Les résultats de simulation sont donc représentés en fonction du rayon. Rappelons aussi que ces simulations prennent en compte uniquement les phénomènes électriques. De plus, les recombinaisons de surface ne sont pas intégrées et les effets thermiques sont aussi négligés dans ces calculs.

Les miroirs sont composés de nombreuses hétérointerfaces dans le plan de la croissance. Une description sans simplification est nécessaire notamment pour les VCSEL de grands diamètres où la compétition entre la conduction horizontale et verticale peut être exacerbée au regard de la longueur du parcours des lignes de courant.

2.4.1 Etude préliminaire d'un composant de petite taille

Avant de considérer des dispositifs de grandes dimensions et la complexité qu'induit leur maillage, commençons par l'étude du fonctionnement d'un VCSEL standard ($\Phi=3\mu m$) polarisé à $10kA/cm^2$.

Le rayon du mesa est de 16.5µm et la position de l'électrode laisse une fenêtre de sortie du faisceau de 5µm de rayon. Le diaphragme d'oxyde enterré de 1.5µm de rayon conduit typiquement à une émission monomode.

La figure 2.9 montre le module du vecteur densité de courant simulée (échelle logarithmique) suivant une coupe transversale que nous appellerons par la suite densité de courant.

A partir de cette figure, on peut observer plusieurs phénomènes. On note tout d'abord la forte densité de courant près du bord injectant du contact annulaire. On note aussi l'importance du courant près du bord du diaphragme d'oxyde enterré, susceptible à nouveau d'induire un auto-échauffement dans la zone active, lequel est préjudiciable à l'émission laser.

Nous imputons cette densification de la densité de courant aux mécanismes de diffusion des porteurs depuis la zone pompée vers la zone non pompée sous le diaphragme d'oxyde.

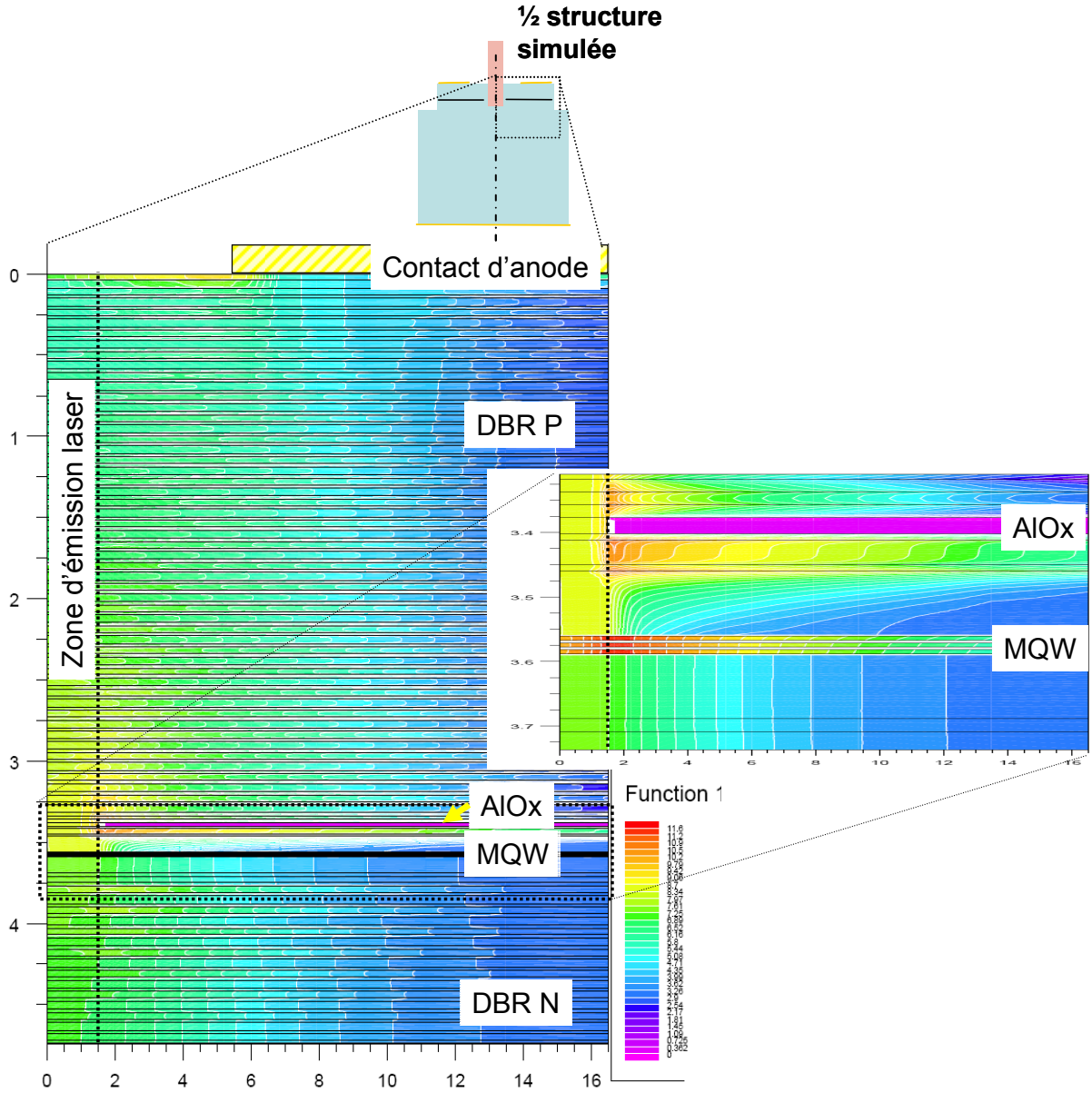


Figure 2.9 : Densité de courant dans un composant de petite taille à 10KA/cm² (échelle en Ln(J en A/cm^2)).

Pour mieux évaluer l'impact de cette injection non uniforme du courant, nous avons tracé sur la figure 2.10 l'évolution des différentes composantes de la densité de courant (J, J_y et J_x) et la densité de porteurs déterminée au niveau du plan des puits quantiques.

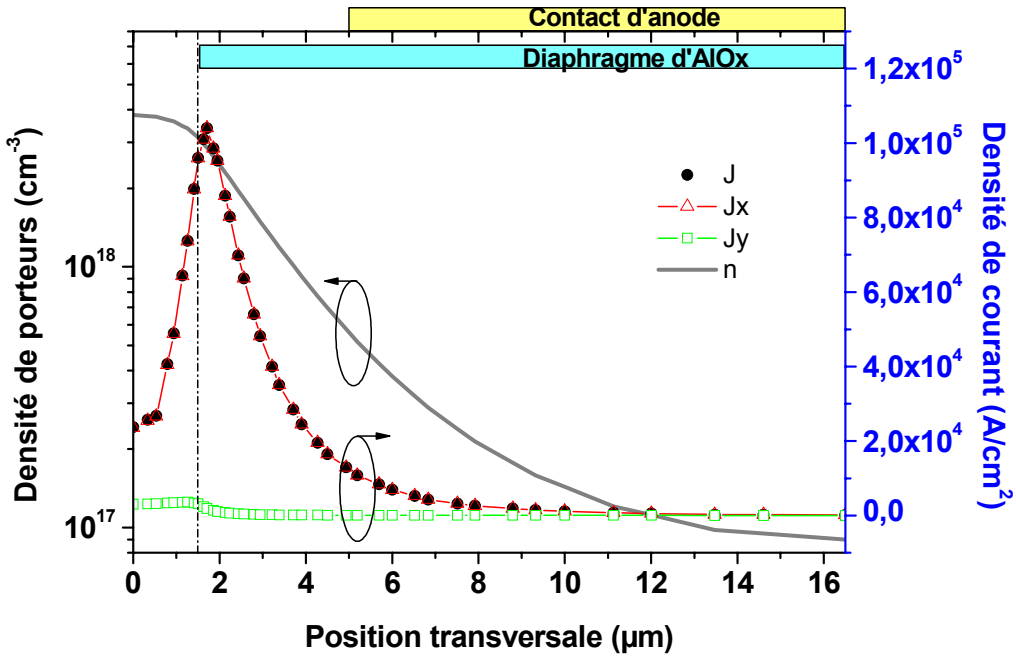


Figure 2.10 : Densités de courant et de porteurs calculées dans les puits quantiques d'un composant de petite taille à 10KA/cm².

L'interprétation de ces courbes est la suivante : le courant injecté depuis l'électrode annulaire supérieure d'anode, après conduction dans le DBR P supérieur, se focalise grâce au goulot d'étranglement que constitue le diaphragme d'AlOx dans la région active (cavité). La très forte mobilité des porteurs dans les puits quantiques, liée entre autres à l'absence de dopant dans cette couche de GaAs et conjugée au grandient de porteurs, induisent une très importante diffusion radiale des porteurs sous le diaphragme. Il en découle une densité de courant de composante radiale "J_x" extrêmement importante, dépassant 100kA/cm². Ceci s'explique aussi par le terme de diffusion dans l'équation du courant. La valeur positive de cette composante Jx traduit le fait que les vecteurs de courant sont orientés vers l'extérieur du composant. La composante longitudinale (verticale) "Jy" est quand à elle nettement plus réduite et semble quasiment constante dans la zone active, sa valeur correspond à la densité de courant moyenne (3kA/cm²) lorsque on l'intègre sur le rayon. On notera que la densité de courant globale "J" est quasiment confondue avec la seule composante transversale "Jx", ce qui traduit que le courant est dicté par de la diffusion. D'ailleurs, cela entraîne des valeurs extrême (J>100 kA/cm²).

Enfin, concernant la répartition des porteurs, on note que dans la zone d'émission (x=0 et 1.5µm) la densité des porteurs est quasiment uniforme et atteint une valeur $3{,}8.10^{18}$ cm^{-3}. Une telle densité de porteurs permet de conclure que l'on est proche du seuil effet laser car on est bien au niveau d'une densité seuil que nous estimons comprise entre n=4 à 6.10^{18} cm^{-3}. On peut être surpris que le seuil laser apparaisse à une densité de courant relativement élevée de 10kA/cm^2. Cette valeur est pourtant typique des VCSEL monomodes et correspond à un courant aux bornes de seulement 0.8mA. On explique l'importante de la densité de courant de seuil par la fuite des porteurs sous le diaphragme diélectrique qui ne contribueront pas à l'émission laser.

2.4.2 Composant de grande dimension non optimisé (Φ = 100µm)

Afin de bien montrer l'intérêt de chacun des aménagements technologiques sur la répartition des porteurs dans les puits, une simulation préliminaire d'un VCSEL standard de grande dimension (Φ = 100µm) est nécessaire. La figure 2.11 représente la densité de courant dans ce VCSEL de grand diamètre sous une polarisation de J_A=3kA/cm². En tout point semblable au VCSEL monomode précédemment simulé (absence d'aménagement technologique), aux dimensions transversales près, ce composant sera qualifié par la suite de VCSEL Large référent.

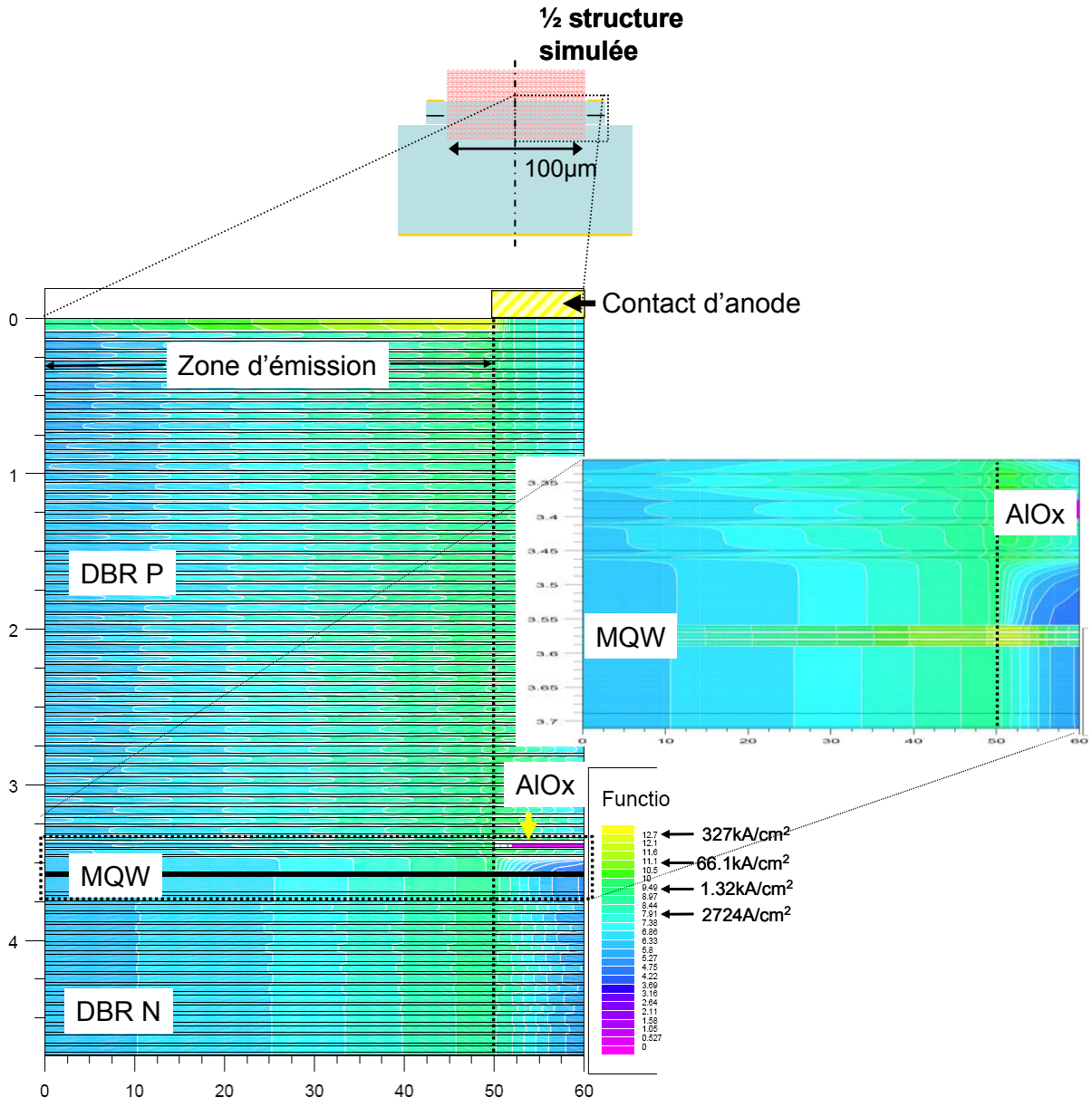


Figure 2.11 : Densité de courant d'un composant de grandes dimensions à 3KA/cm² (échelle en Log)

De façon semblable au cas précédent, mais dans une moindre mesure, on note l'importance du courant près du bord injectant de l'électrode d'anode. On retrouve également la focalisation des lignes de courant liée à l'insertion du diaphragme diélectrique.

Pour mieux quantifier le mécanisme de diffusion et son impact sur la répartition des porteurs, le profil radial de la densité de courant de la composante radiale J_x est tracé sur la figure 2.12 ainsi celle des porteurs au niveau des puits quantiques. Nous remarquons tout d'abord le pic de densité de courant J_x très intense sous l'AlOx (et sous l'électrode d'anode). Ces valeurs dépassant 150 kA/cm² traduisent la prépondérance des phénomènes de diffusion vers les zones plus pauvres en porteurs. On observe sous le diaphragme diélectrique (50µm<x<60µm) que la composante transversale J_x est positive, ce qui signifie que les porteurs se dirigent vers l'extérieur (vers le mésa). A contrario, dans la zone d'émission (0<x<50µm), les porteurs se dirigent vers le centre de la structure.

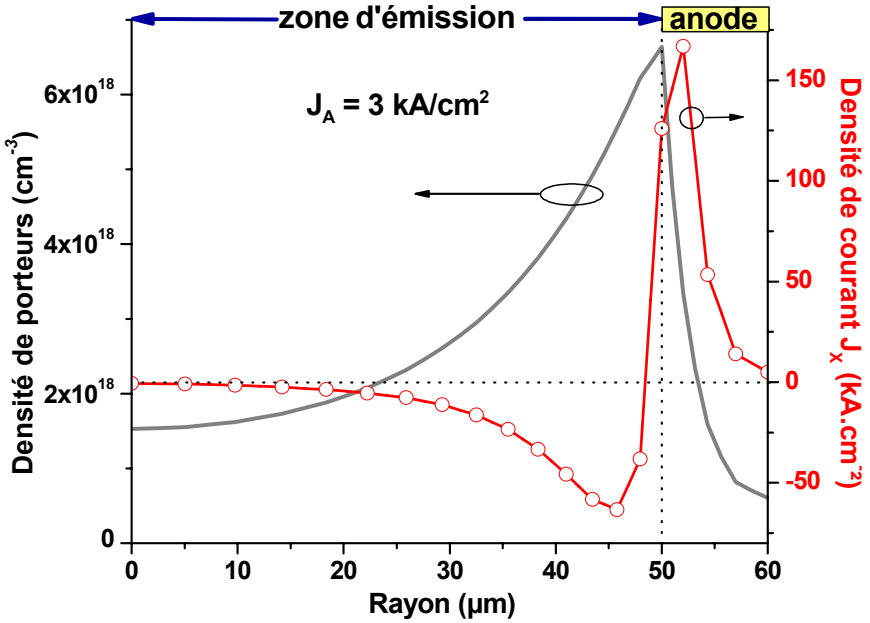


Figure 2.12 : Densités de courant et profil des porteurs dans les puits quantiques d'un composant de grandes dimensions à 3KA/cm²

Dans cette configuration standard (VCSEL Large réf.), on note l'importante décroissance de la densité de porteurs vers le centre de la structure. Sans entrer dans des critères liés à la densité de porteurs au seuil laser, il est clair que ce type de dispositif n'est susceptible de laser qu'à la périphérie prés du bord du diaphragme diélectrique. Pour quantifier cette tendance naturelle à la répartition non uniforme des porteurs, définissons un facteur d'uniformité " F.U." comme étant le rapport entre la densité de porteur maximale (sur le bord dans ce cas) et minimale ($F.U.= n_{max}/n_{min}$). Dans le cas référent, ce facteur est de F.U.=4.3 pour une polarisation de 3kA/cm².

La figure 2.13 montre l'évolution de ce profil radial de la densité de porteurs avec le niveau du courant de polarisation. On constate que l'augmentation de la polarisation accentue l'inhomogénéité de l'injection et par conséquent l'accroissement du facteur d'uniformité. De même, dans la mesure du possible on limitera la densité de courant de fonctionnement de ces dispositifs soit en travaillant prés du seuil laser ou en réduisant la densité de courant au seuil laser (matériau de la zone de gain optique) pour réduire la non uniformité. Ainsi en polarisant à 1kA/cm² on réduit le facteur à F.U.=2,9, contre F.U.=4,3 à 3kA/cm².

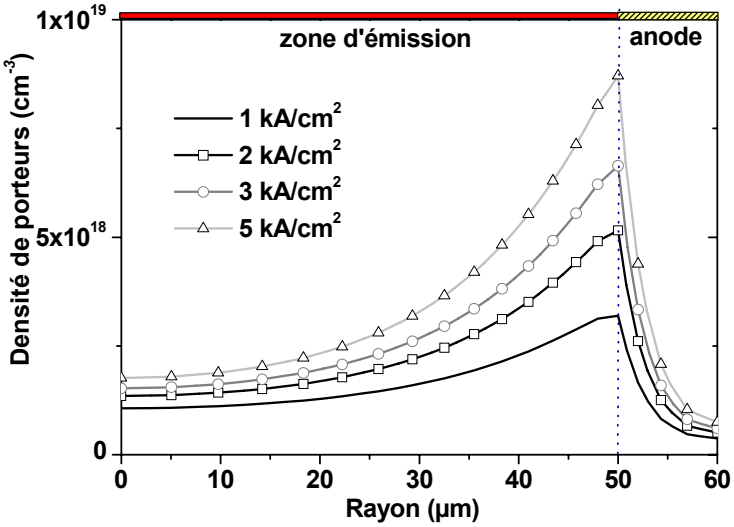


Figure 2.13 : Densités de porteurs dans les puits quantiques d'un composant de grandes dimensions en fonction de la polarisation.

Pour conclure sur cette structure de référence, l'ensemble des simulations illustre clairement l'impossibilité d'obtenir un effet laser uniforme sur l'ensemble de la surface d'émission avec l'approche technologique classique directement issue de la technologie de fabrication des VCSEL monomodes (petit diamètre). Les paragraphes suivants proposeront et évalueront différentes solutions en vue d'améliorer l'homogénéité des porteurs (F.U.≈1).

2.4.3 Composant avec une électrode transparente en ITO (Indium Tin Oxide)

La solution la plus évidente pour améliorer l'uniformité de l'injection électrique consiste à augmenter la conduction transversale dans la couche supérieure avant la conduction longitudinale (verticale) vers les puits quantiques. En effet, sur cette géométrie de composant de grand diamètre, le faible facteur de forme est très pénalisant et correspond au rapport entre la dimension verticale (3,5µm DBR P) et les 50µm du rayon de la zone d'émission pour injecter des porteurs au centre. Pour des considérations liées à l'absorption, l'épaisseur de la couche de contact (cap layer) est réduite (50nm) et présente une résistance par carré de couche d'environ R_{SH}~200Ω/□. Evidement, une électrode métallique classique y parviendrait mais interdirait toute émission de lumière. Il existe des électrodes transparentes à base d'oxydes métalliques transparents, appelés aussi TCO (Oxydes Conducteurs Transparents). L'un de ces TCO le plus utilisé est l'ITO (Indium Tin Oxide).

La figure 2.14 représente la simulation d'un composant en tout point semblable à celui précédent étudié, mais à la surface duquel a été ajoutée une couche d'ITO, d'épaisseur accordée à la longueur d'onde (λ/2) et de faible résistivité. Pour prendre en compte la résistance d'interface liée au contact ITO sur GaAs, une couche de 10nm a été ajoutée et la mobilité de celle-ci a été ajustée de manière à rendre compte de cet effet (cf. 2.3 et 3.3). On note une uniformisation de la densité de courant dans la structure et la couche d'ITO semble jouer son rôle d'étalement des lignes de courant.

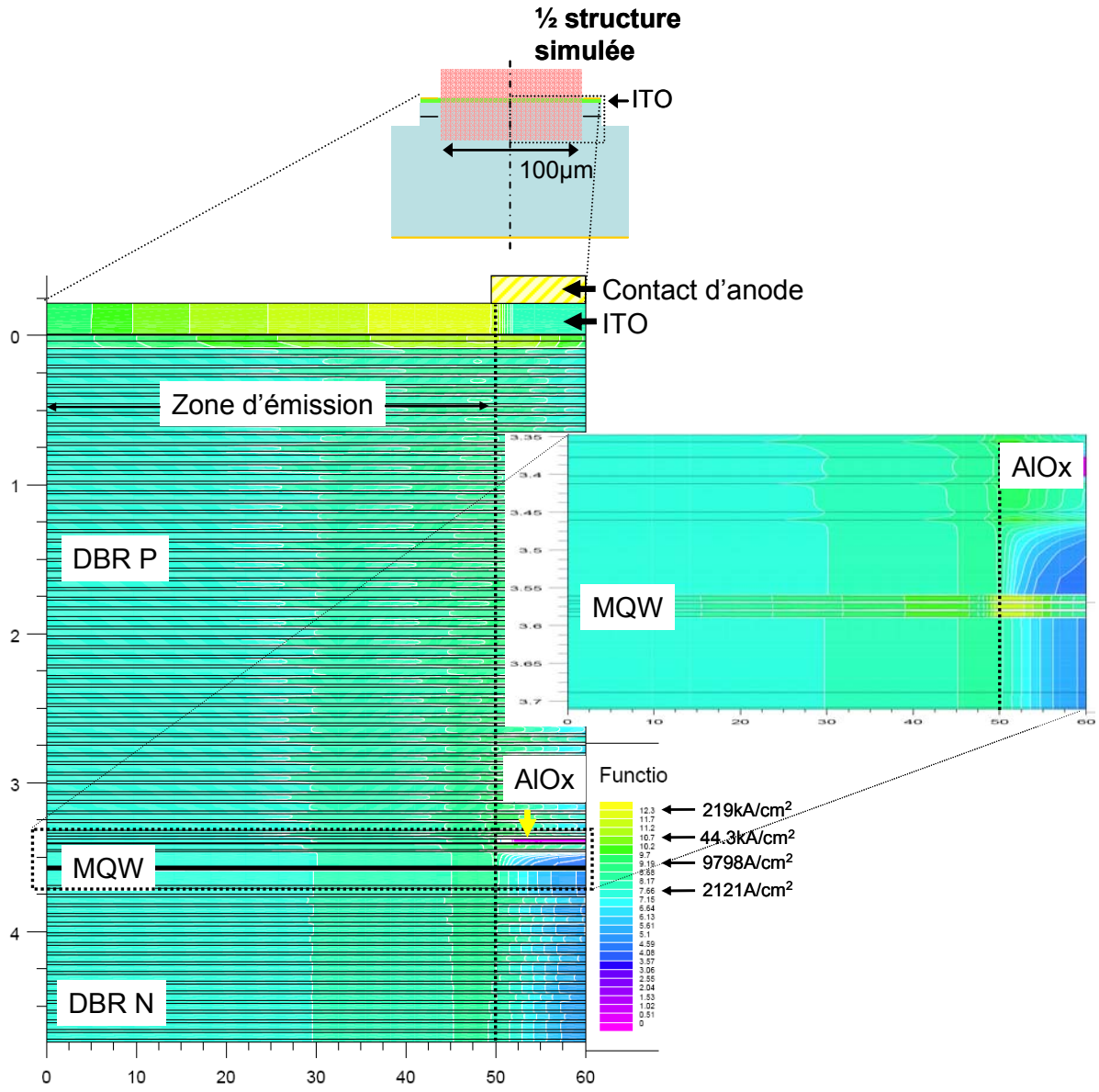


Figure 2.14 : Densité de courant dans la structure avec cap ITO (échelle en logarithmique)

Le tracé des profils de la composante transversale J_x et de la densité des porteurs n, présentés sur la figure 2.15, permet de confirmer la tendance observée. Certes, on retrouve un profil semblable de la composante Jx, avec une réduction de 25% du pic, mais c'est surtout sur le profil des porteurs que l'amélioration est la plus nette. On obtient une densité plus importante au centre (courbe avec carrés) et on passe de $n=1,6.10^{18}$ cm^{-3} à plus de $n=2,2.10^{18}$ cm^{-3}, à comparer à celle obtenue pour le VCSEL Large référent (courbe en pointillés).

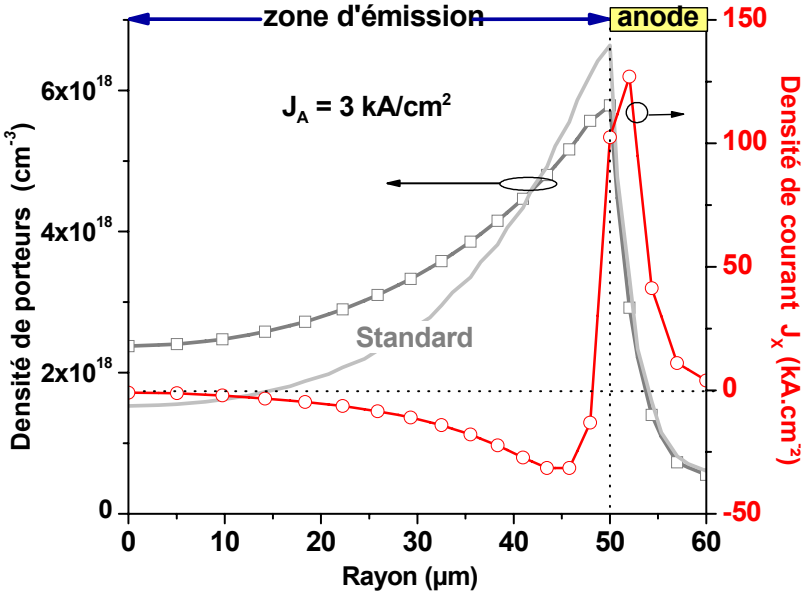


Figure 2.15 : Densités de courants et de porteurs dans les puits quantiques de la structure avec cap ITO

L'apport de cette couche d'ITO est donc confirmé avec une réduction du facteur d'uniformité à F.U.=2.4 (contre 4.3 sans ITO) toujours pour une polarisation de 3kA/cm². Comme dans le cas référent, une émission laser uniforme ne peut être obtenue, mais la zone susceptible de laser est accrue ($n > 4.10^{18} cm^{-3}$).

La figure 2.16 décrit l'évolution du profil radial de la densité de porteurs en fonction du courant de polarisation. Nous observons une amélioration par rapport au cas précédent ; l'influence du courant de polarisation sur le facteur d'uniformité est elle aussi réduite.

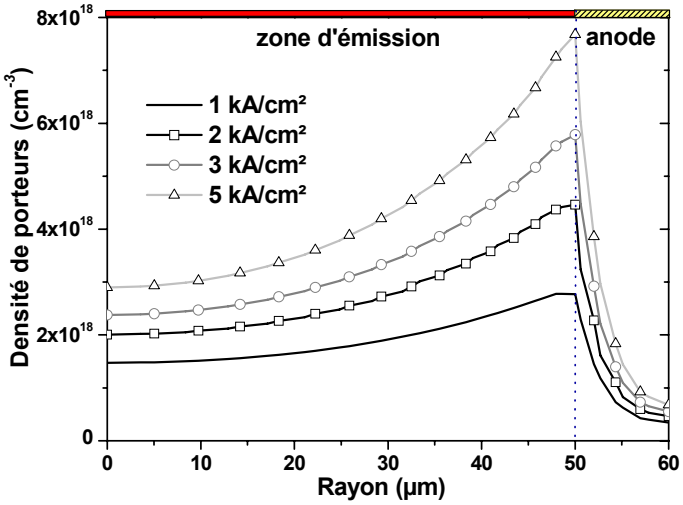


Figure 2.16 : Densités de porteurs dans les puits quantiques de la structure avec cap ITO en fonction de la polarisation.

Malgré l'amélioration constatée, cette approche seule ne permet pas d'atteindre notre objectif d'uniformisation des porteurs. Il est possible de réduire la résistance par carré de la couche d'ITO en optimisant sa résistivité par un traitement post dépôt, ou plus simplement en augmentant son épaisseur. Néanmoins, nous verrons qu'il faut rester vigilant pour limiter l'absorption de la couche et surtout les contraintes thermomécaniques internes (tenue mécanique).

2.4.4 Composant incorporant une jonction Zener en surface

Cette structure intègre en surface du VCSEL une couche de type N++ formant avec la couche P+ inférieure une jonction Zener (figure 2.17). Le cap d'un VCSEL standard étant très fortement dopé P (N_{Acap}(Be)~2.10^{19} at/cm^3, N_{Acap}(C)~2.10^{19} at/cm^3), une reprise d'épitaxie d'une couche de GaAs elle aussi très fortement dopée N+ permettrait de réaliser une jonction Zener à seuil réduit (V_Z~1V). Outre la barrière de potentiel ainsi formée et limitant la conduction longitudinale, on propose une couche N+ présentant une faible résistance par carré (R_{SHN+}~10Ω/□) favorable à l'étalement transversal du courant. Néanmoins, il faut noter que cette jonction Zener induira une chute de tension série supplémentaire et susceptible de dégrader le comportement électrothermique global (la puissance à dissiper peut être quasiment doublée).

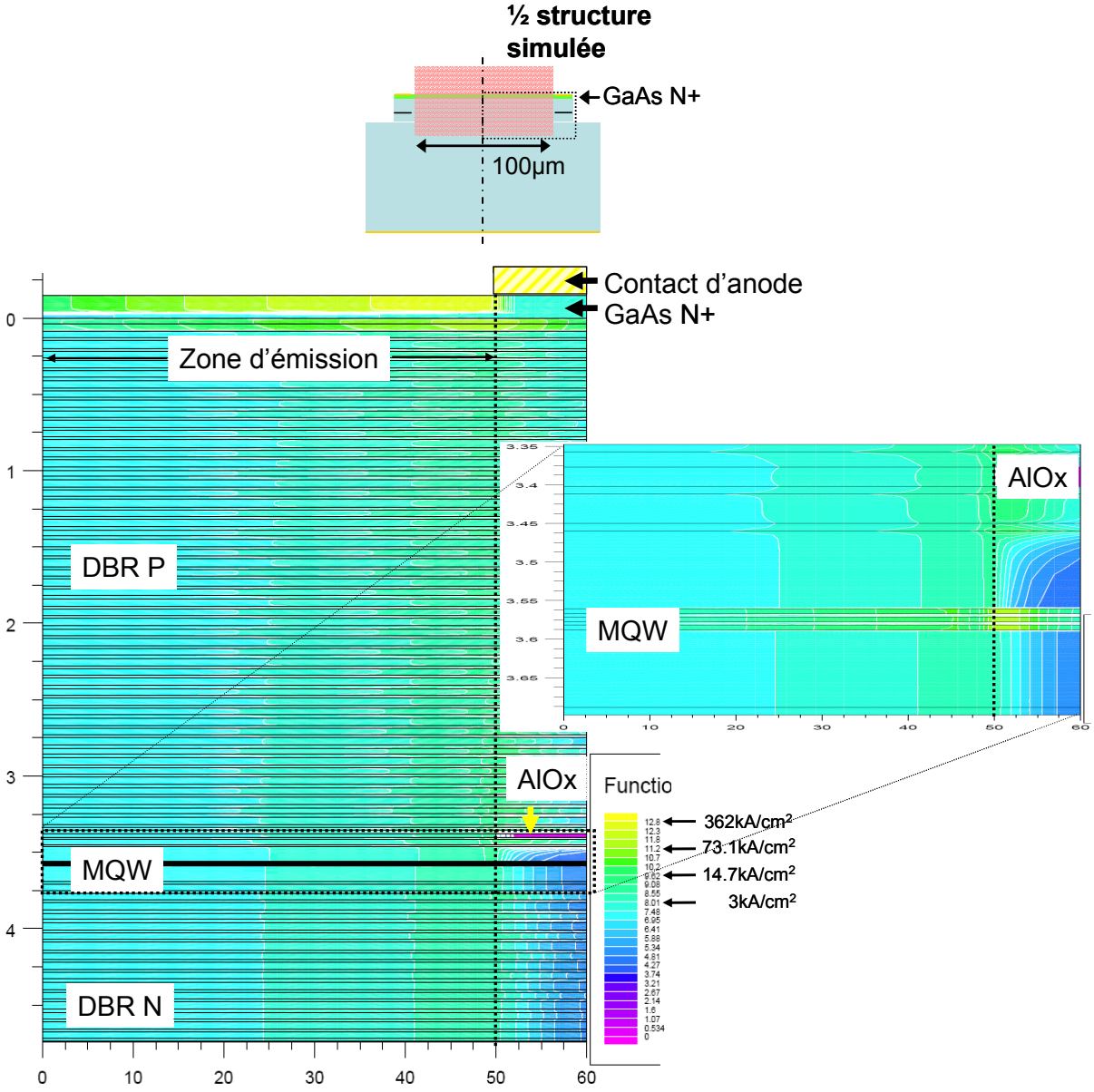


Figure 2.17. Densité de courant dans la structure avec diode Zener (échelle en logarithmique)

Plusieurs compromis sont à considérer :
- l'épaisseur de la couche N doit être calculée de manière à préserver les caractéristiques du miroir de bragg supérieur et ainsi ne pas perturber l'effet laser.
- le fonctionnement en inverse de la jonction PN implique la présence d'une zone de charge d'espace, d'autant plus faible que les dopages sont élevés, mais qui se traduit par une réduction de l'épaisseur possible de cette couche N+.

Le paragraphe 2.2.e traite des modèles utilisés dans ce cas par la simulation. Cette simulation du VCSEL incorporant la jonction Zener utilise la masse tunnel comme paramètre de validation avec les mesures expérimentales.

La figure 2.17 présente la simulation de cette structure VCSEL Large surmontée d'une diode Zener. L'effet sur la répartition semble comparable à l'approche précédente et traduit une amélioration de l'uniformité.

La tendance à l'uniformisation reste bien présente (figure 2.17), même si elle s'avère toujours insuffisante pour notre objectif d'émission uniforme.

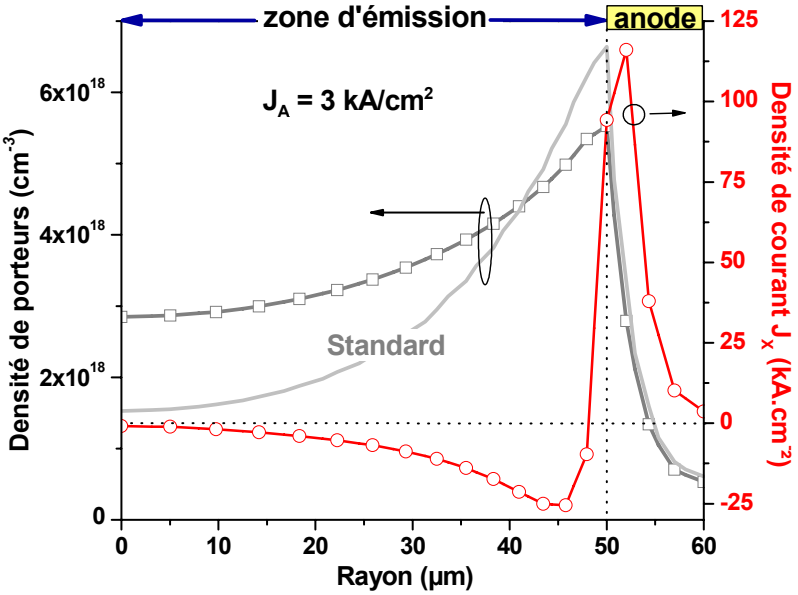


Figure 2.18 : Densités de courants et de porteurs dans les puits quantiques de la structure avec diode Zener.

Le facteur d'uniformité obtenu est à présent de F.U.=1.94 pour une polarisation de 3kA/cm². L'influence du courant de polarisation sur le profil des porteurs (figure 2.19) montre que l'amélioration est sensible, mais demeure insuffisante au regard de nos attentes. D'autant que l'on ne peut négliger l'accroissement de 50% à 100% de la puissance à dissiper due à la chute de potentiel dans la jonction Zener (cf. 2.4.6). Le chapitre 3 présentera les résultats expérimentaux obtenus sur ces jonctions Zener en GaAs pour les comparer aux résultats de la simulation.

Pour conclure, ces deux premières approches -ITO et diode Zener- ne peuvent donc répondre de façon satisfaisante à nos attentes en termes d'uniformité. Nous allons donc proposer l'évaluation d'une approche que nous qualifions "d'injection localisée" qui utilise l'ITO pour amener le courant dans des zones définies.

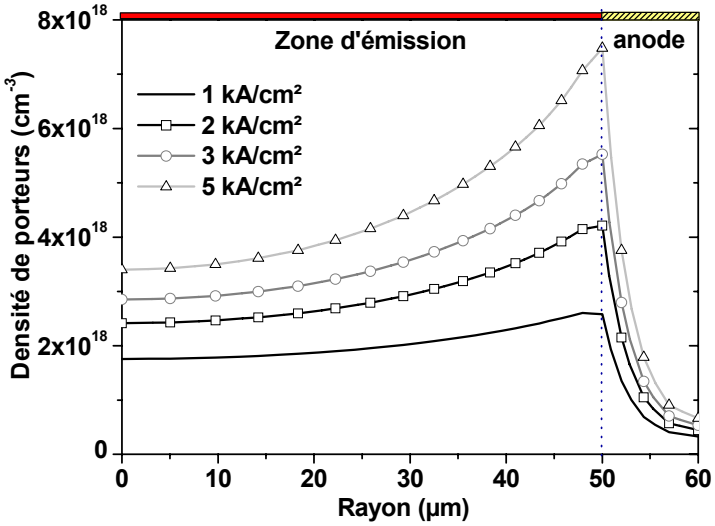


Figure 2.19 : Densités de porteurs dans les puits quantiques de la structure avec diode Zener en fonction de la polarisation.

2.4.5 Composant à injection localisée

Le principe proposé ici consiste à introduire des masques d'injection sous la couche d'étalement (cap layer ou ITO) pour maîtriser localement l'injection du courant (cf. paragraphe 1.4.2). La dimension des zones d'injection a une incidence directe sur la distribution radiale du courant. On compte ensuite sur l'étalement latéral du courant dans les 3,5µm du DBR P supérieur pour obtenir au final une densité de porteurs constante au niveau des puits quantiques.

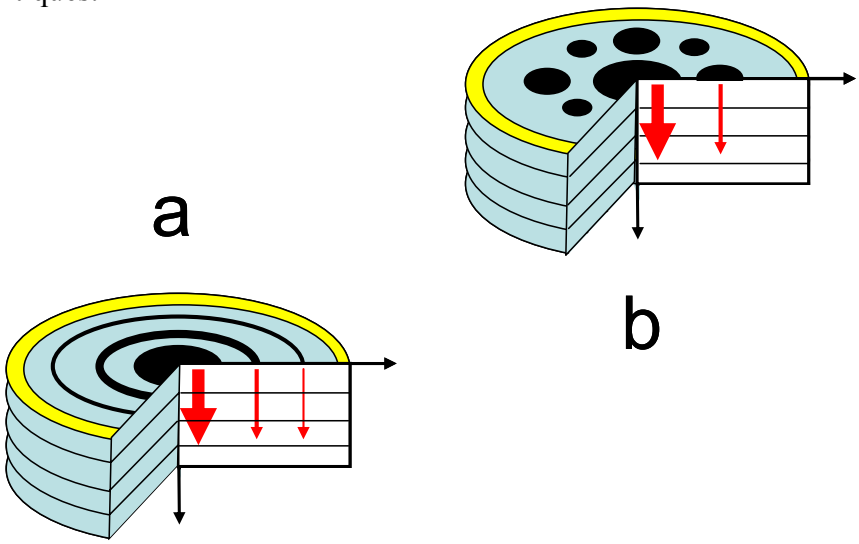


Figure 2.20 : Schéma de principe de l'injection localisée, deux motifs sont proposés ici, zones d'injection (en noir) a) concentriques, b) disques de différentes tailles.

Par nature, ce masque discrétisera la surface d'émission et une infinité de type de motifs est envisageable. La figure 2.20 illustre deux exemples de motifs d'injection, l'un grâce à des anneaux concentriques (2.20.a), l'autre par des disques de diamètres différends (2.20.b).

On s'intéressera particulièrement par la suite au motif 2.20.a car celui-ci présente une symétrie de révolution qui peut être modélisée par le logiciel Silvaco.

C'est en jouant sur le rapport des largeurs des zones d'injection sur celles des zones isolantes que nous modulons l'injection pour distribuer équitablement le courant dans les puits quantiques.

$$Fonction(x) = e^{-kx} = \frac{L_{conductrice}}{L_{isolante}} \tag{2.25}$$

$$Période = L_{conductrice} + L_{isolante} = cte \tag{2.26}$$

La figure 2.21 illustre la loi de variation exponentielle (2.25) de la largeur des zones d'injection que nous nous sommes fixée dans nos simulations. Nous avons défini une période constante $L_{conductrice}+L_{isolante}$=cte=10µm (2.26). (2.25) vaut *Fonction(0µm)=1*, ce qui implique que la période au centre du composant est entièrement conductrice et *Fonction(40µm)=0.1* qui signifie que la largeur de la zone d'injection périphérique est de 1µm. Cette valeur est un paramètre que l'on peut ajuster, mais, comme on va le voir, la valeur arbitraire de 0.1 a donné de bons résultats.

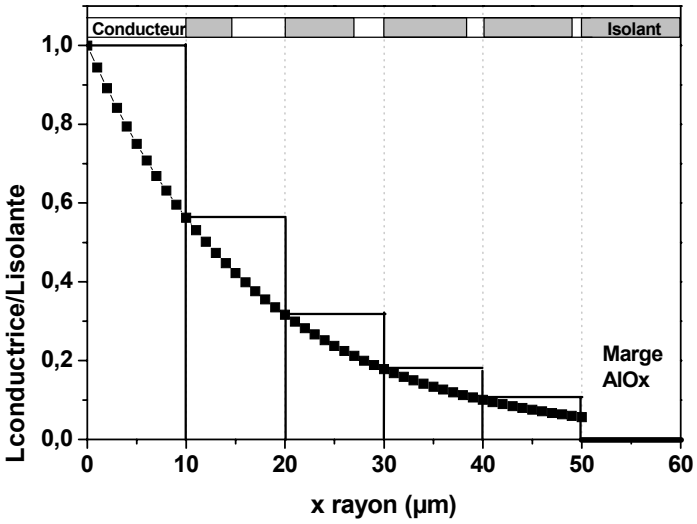


Figure 2.21. Loi de variation de la largeur des zones d'injection et isolantes

Les dimensions du motif décrit ci-dessus prennent en compte à la fois les contraintes de la simulation et celles de la réalisation technologique par photolithographie.

Le concept d'injection localisée peut en pratique mettre en jeu des pas plus réduits (c'est-à-dire la période) qui sont dans notre cas limités par la quantité de nœuds de maillage de la structure, et garantir ainsi le profil de porteur escompté.

Pour simuler au mieux cette configuration, le maillage transversal de la structure doit être augmenté (~100 points en x) pour s'adapter à cette injection multi-points. Cette modification a impliqué une réduction du maillage longitudinal (200 en y), par une simplification de la définition des miroirs supérieur et inférieur remplacés par deux couches équivalentes.

La figure 2.22 montre la répartition de la densité globale de courant J dans une telle structure. A présent, les zones d'injection imposent une localisation de conduction longitudinale associée à une légère diffusion transversale lors de la conduction dans le DBR. Le choix de simplification de la structure verticale se justifie donc puisque la conduction est bien majoritairement longitudinale. Ainsi, en parvenant dans le plan des puits quantiques, les faibles gradients de porteurs n'induisent plus des courants de diffusion aussi importants que

dans le cas du VCSEL de référence. Il faut tout de même constater que lors de la conduction radiale dans la couche d'ITO, les zones proches du bord injectant de l'électrode d'anode sont fortement sollicitées.

La figure 2.23 confirme les observations précédentes et permet même de conclure que cette approche répond de façon satisfaisante à nos attentes. En effet, en observant l'évolution de J_x, on confirme que la structure n'est plus le siège de diffusion importante, sauf sous le diaphragme diélectrique. Enfin, on obtient bien un profil de porteurs quasiment uniforme et un positionnement astucieux du premier point d'injection permet de limiter le pompage électrique perdu sous le diaphragme d'AlOx. On observe également des ondulations modérées (7%) qui coïncident avec les zones d'injection (discrétisation radiale). Comme nous le précisions en préambule, nous avons choisi ici un pas grossier de 10µm pour des soucis de maillage transversal, mais ces ondulations peuvent être fortement réduites en réduisant la taille des zones d'injection tout en en augmentant le nombre.

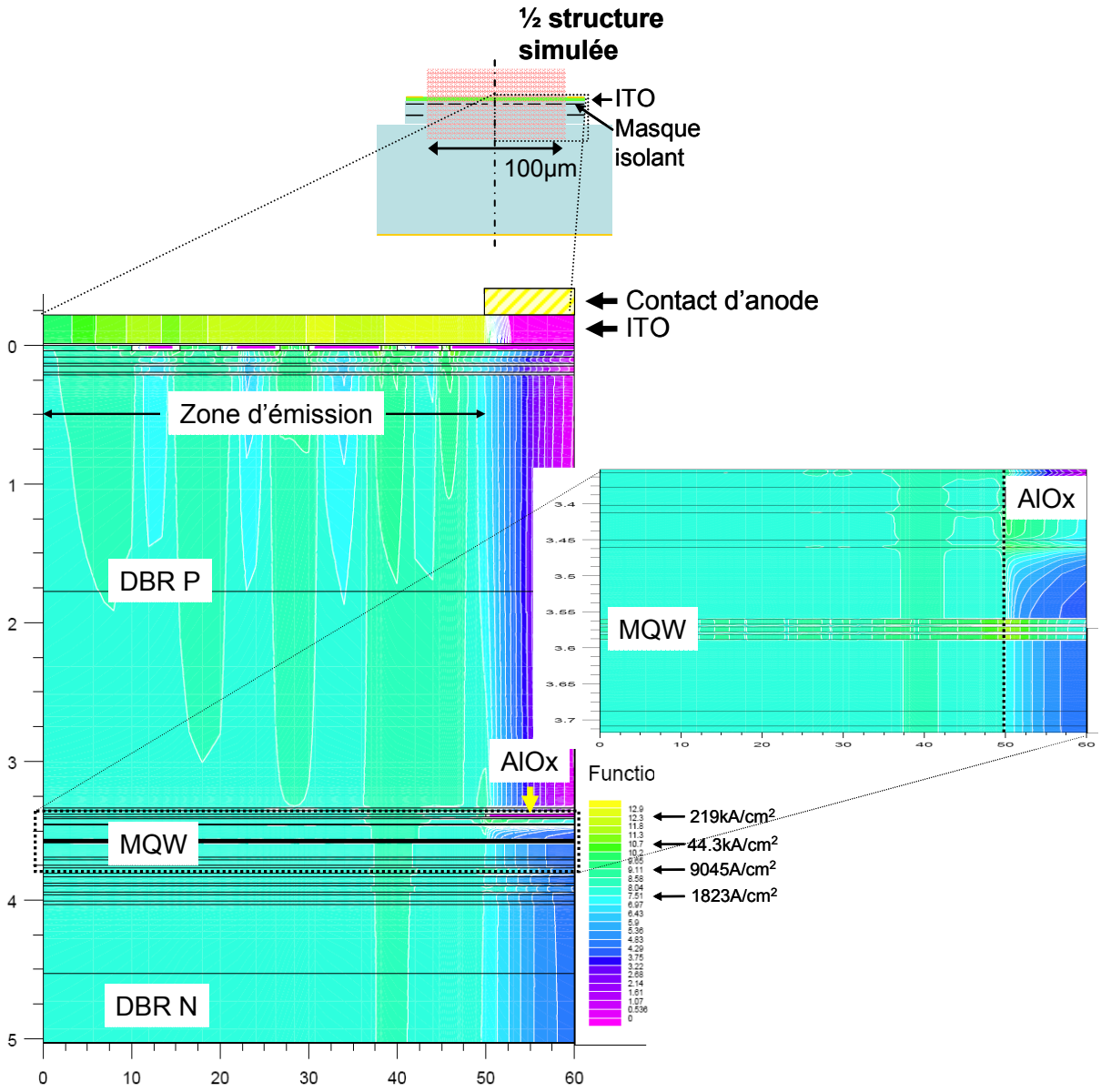


Figure 2.22 : Densité de courant dans la structure à injection localisée (échelle en logarithmique)

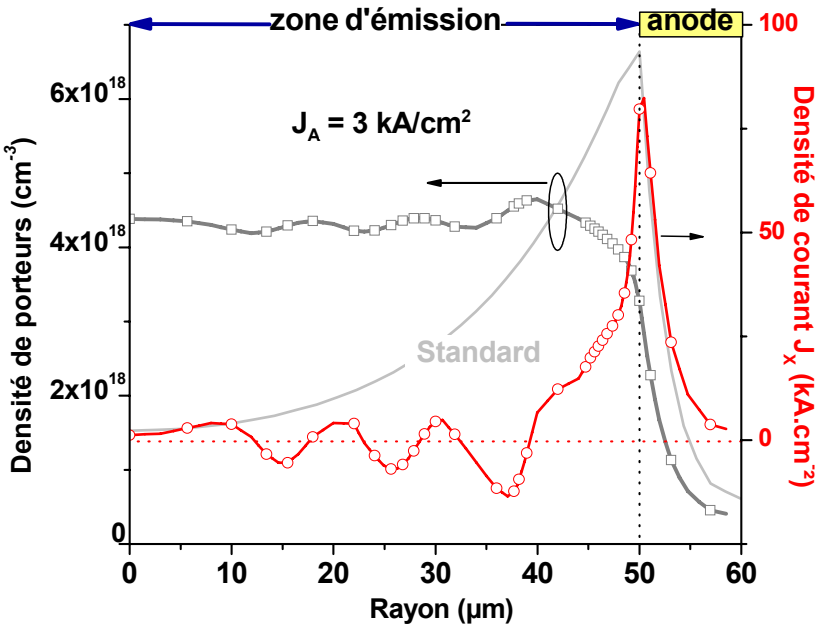


Figure 2.23 : Densités de courants et de porteurs dans les puits quantiques de la structure à injection localisée.

Enfin on peut apprécier la faible sensibilité du profil de porteurs au niveau de la polarisation en courant sur la figure 2.24. Même quand le courant de polarisation varie, la densité moyenne de porteurs reste quasi constante. Pour 1kA/cm², correspondant à une polarisation proche du seuil laser, l'ondulation observée se voit réduite à 3%.

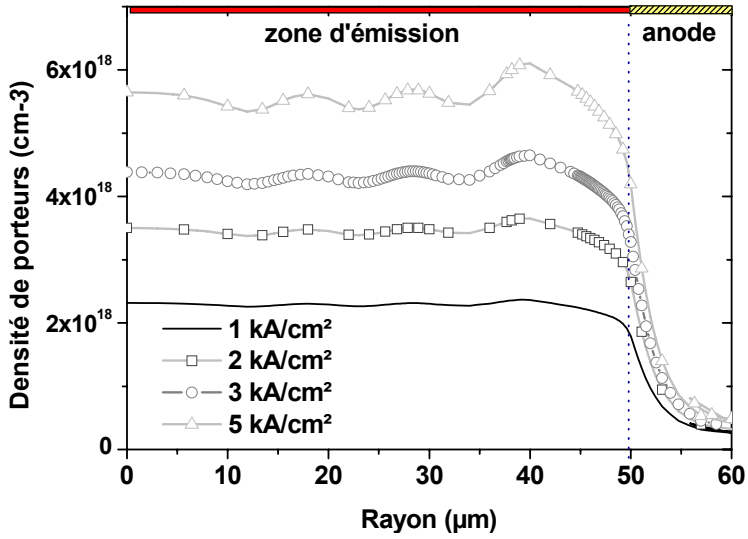


Figure 2.24 : Densités de porteurs dans les puits quantiques de la structure à injection localisée en fonction de la polarisation.

En se plaçant à 3kA/cm² le facteur d'uniformité vaut 1.095 et permet de valider le choix de cette approche ainsi que la loi de dimensionnement des zones d'injection / isolantes qui a été choisie pour obtenir une densité de porteurs constante.

Par ailleurs, les valeurs de la résistance par carré de la couche d'étalement d'ITO (ITO) rapportées par la littérature sont variables : elles sont en moyenne de l'ordre de ~20Ω/□ pour une épaisseur de 220nm. Comme nous le verrons dans le chapitre consacré à la technologie (chap.3), celle que nous obtenons sur nos couches est plutôt de 50Ω/□. Enfin, on peut espérer

réduire cette valeur en augmentant l'épaisseur de la couche. Il nous a donc paru intéressant d'évaluer la sensibilité du profil de densité de porteurs à la variation de la résistance par carré de la couche d'étalement d'ITO dans la gamme [10-50 Ω/□]. L'évolution du profil transversal des porteurs obtenus est présentée sur la figure 2.25.

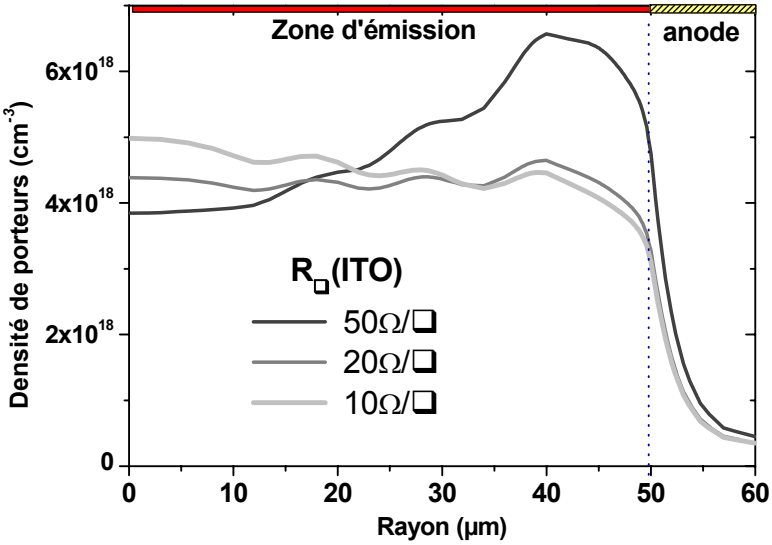


Figure 2.25 : Influence de la résistance par carré de l'ITO sur le profil des porteurs

Alors qu'on obtient un profil quasiment uniforme pour le cas standard correspondant à 20Ω/□, on retrouve une tendance à l'émission périphérique avec une valeur supérieure (50Ω/□). Enfin, le profil est carrément inversé dans le cas d'une couche optimale ou la résistance serait réduite à 10Ω/□ : la densité de porteur est plus élevée au centre que sur la périphérie. Une telle répartition pourrait être exploitée expérimentalement pour compenser les éventuelles dégradations de l'homogénéité de l'émission induites par le couplage électro-thermo-optique.

2.4.6 Caractéristiques électriques et facteurs d'uniformité des différentes solutions technologiques

Comparons tout d'abord la chute de potentiel globale "V_{AK}" entre anode et cathode pour les différentes solutions technologiques (Fig.2.26). On note que les caractéristiques I(V) de la structure standard et celle avec l'ITO semblent confondues. En revanche, celle avec jonction Zener présente une tension nettement plus importante avec un accroissement de 3V par rapport au cas référent. Dans ces conditions, la puissance dissipée est accrue de 150%, ce qui rend cette approche thermiquement inappropriée. Enfin, l'emploi de l'injection localisée associée à la couche d'étalement en ITO se traduit par une légère augmentation de la résistance série, mais son incidence sur la tension V_{AK} reste très acceptable au regard de l'amélioration significative sur l'uniformité de l'injection électrique apportée.

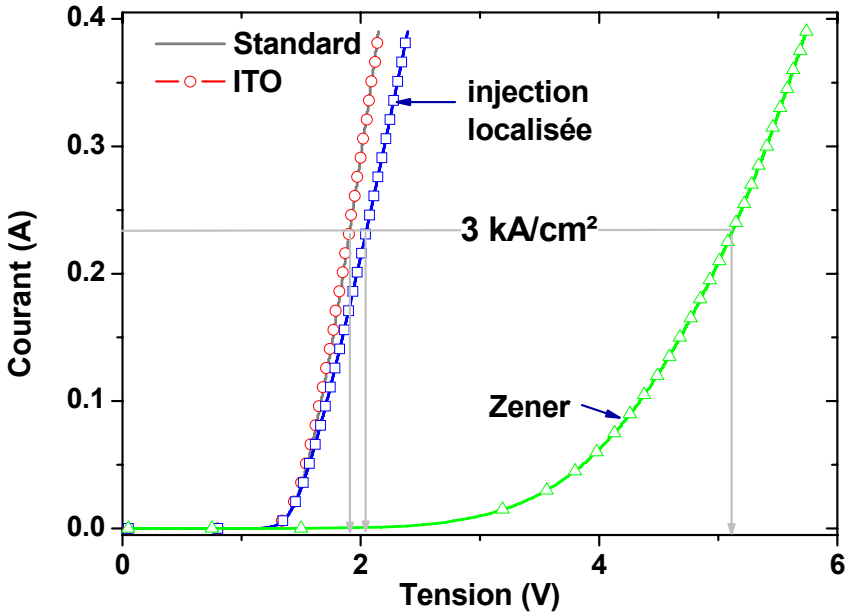


Figure 2.26 : Comparaison de la caractéristique I(V) pour chaque approche technologique

Enfin, pour conclure ce paragraphe comparatif, analysons l'évolution du facteur d'uniformité F en fonction de la densité moyenne de courant appliquée J_A (figure 2.27). On note la forte sensibilité à la polarisation de la structure référente ne comportant pas d'aménagement technologique. On passe de 3 à près de 5 en faisant varier la densité de courant appliquée de J_A=1kA/cm² à 5kA/cm².

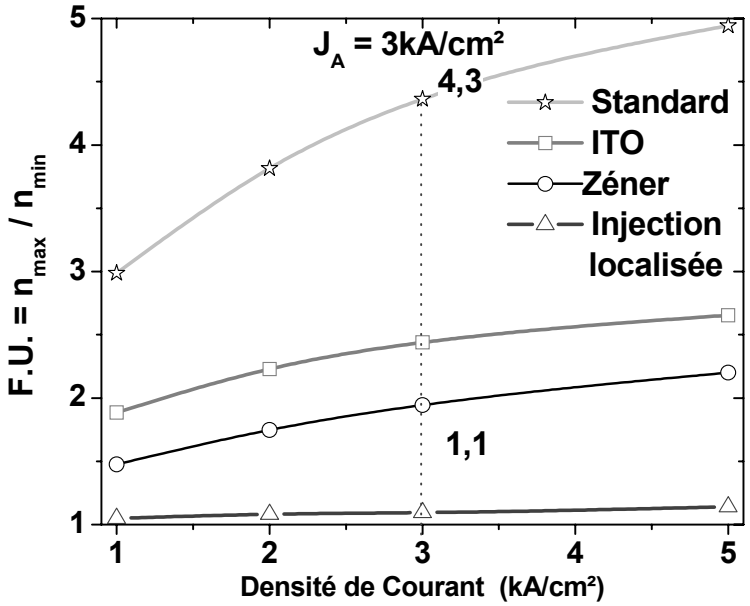


Figure 2.27 : Evolution du facteur d'uniformité avec la densité du courant appliqué J_A pour les différentes approches

Pour conclure, l'ajout d'une couche d'ITO ou d'une diode Zener améliore l'uniformité et la rend moins sensible à la polarisation électrique. Toutefois, la solution d'injection localisée permet non seulement d'atteindre un facteur d'uniformité proche de l'unité, mais aussi et surtout rend la structure quasi insensible à la polarisation.

2.5 Considérations optiques

Nous allons maintenant présenter pour chacune des solutions technologiques envisagées l'ajustement des structures verticales nécessaire pour ne pas modifier le fonctionnement optique global du VCSEL. L'objectif est de mettre en œuvre ces méthodes tout en conservant la même réflectivité (calculée depuis la cavité) pour l'intégralité de la surface d'émission

2.5.1 Composant avec une jonction Zener en surface

Pour ajouter une couche fortement de GaAs dopée N au dessus du cap (dopé P) et former ainsi une jonction Zener (N^+/P^+), il faut accorder son épaisseur pour ne pas perturber l'empilement périodique du VCSEL et son fonctionnement. Une épaisseur totale multiple de $\lambda/4$ est donc nécessaire. Elle doit être suffisante pour réaliser la jonction avec une faible résistance par carré de la couche d'étalement (GaAs de type N+). Pour une épaisseur trop élévée, les pertes par absorption dans le GaAs seront trop importantes et empêcheront l'émission laser. Une épaisseur totale de $3\lambda/4$ (~182nm) semble donc être un bon compromis.

2.5.2 Composant avec électrode transparente en ITO

L'ITO étant une électrode transparente d'indice faible, la seule précaution à prendre lorsqu'il est déposé uniformément sur toute la surface d'émission consiste à déposer une épaisseur optique multiple de $\lambda/2$ (~220nm dans notre cas) pour ne pas modifier la valeur de la réflectivité à la résonance par rapport à la structure semi-conductrice initiale. Cependant, même si cette épaisseur n'est pas respectée, le composant fonctionnera avec des performances différentes mais sans incidence notable sur l'uniformité.

2.5.3 Composant avec injection localisée et électrode transparente en ITO

Comme nous l'avons déjà vu, nous proposons de graver localement la couche de contact en GaAs pour exploiter la barrière Schottky ainsi formée par l'interface ITO/GaAlAs, et injecter localement le courant par l'interface ohmique correspondant à l'ITO/GaAs (Figure 2.28).

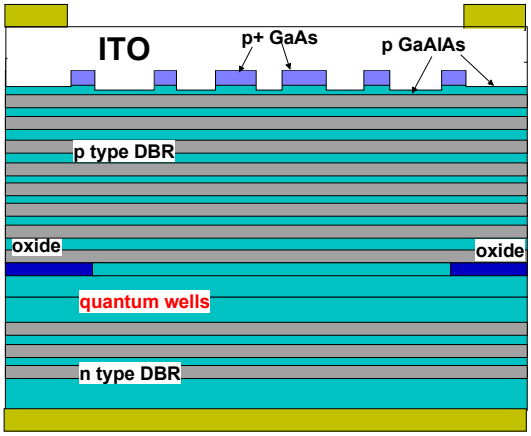


Figure 2.28 : Principe d'un composant mettant en œuvre l'injection localisée par gravure du cap

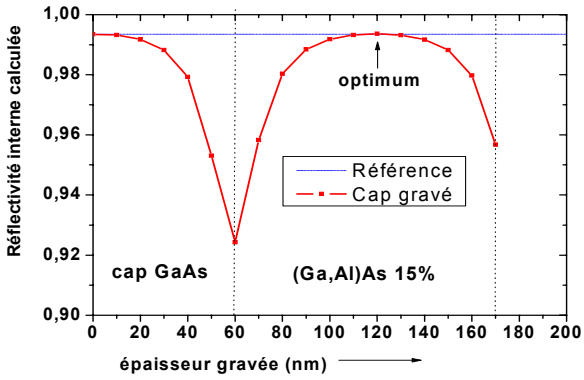


Figure 2.29 : Calcul de la réflectivité interne en fonction de l'épaisseur gravée.

Nous avons étudié l'influence de la profondeur de cette gravure du cap layer sur la réflectivité vue depuis la cavité (figure 2.29) dans les deux zones (gravées et non gravées) en fixant l'épaisseur de l'ITO à 220nm. On note qu'il faut choisir qu'une profondeur de gravure correspondant à λ/2 (120nm) pour que ce relief n'engendre de modification de la réflectivité entre les différentes zones. De plus, on peut estimer que la tolérance sur la valeur de la profondeur à graver est de l'ordre de 10nm.

Conclusions :

Ce chapitre a porté sur l'évaluation par la simulation des approches technologiques que nous proposons en vue d'améliorer l'injection électrique des VCSEL de grande taille.

Dans un premier temps, le fonctionnement des lasers est rappelé par ses équations fondamentales. Celles-ci nous mènent à nous intéresser à la résolution numérique d'un tel problème dans un but d'expliquer les phénomènes physiques complexes prenant place dans les VCSEL.

La modélisation des diodes laser à semiconducteurs est reconnue comme étant une des plus complexes car elle fait appel à plusieurs aspects de la physique avec des couplages entre ces domaines: électrique, thermique et optique ainsi que la mécanique quantique. De plus, la structure verticale des VCSEL comportant des hétérojonctions multiples et des gradualités d'interfaces dans les miroirs de Bragg, induit des complexités supplémentaires sur le maillage longitudinal de ces dispositifs

De nombreux travaux traitent de simulation exhaustive (optique-optique-thermique) et des logiciels commerciaux sont disponibles pour étudier ces phénomènes couplés dans les VCSEL. En revanche, il n'existe pas à notre connaissance de travaux d'optimisation par la simulation au sujet des VCSEL de grande dimension. Ceci provient en partie de la difficulté de simuler en éléments finis ce composant. Compte tenu de ces limitations, la résolution du problème électrique seul semble pertinente pour améliorer ce dispositif.

Pour mener à bien cette étude, plusieurs outils de simulation commerciaux ont été préalablement testés. Parmi ceux-ci figurent *Lasermod* (Rsoft), *Dessis* (Synopsys) et *Blaze* (Silvaco).

Pour améliorer et optimiser des VCSEL de grande taille, nous avons donc décidé de limiter de manière pragmatique notre étude au problème de l'injection des porteurs dans la zone active à l'aide de simulations électriques 2D avec Silvaco. Une partie de chapitre a donc été dédiée aux rappels de physique des semiconducteurs mis en jeu dans ce logiciel.

Dans un second temps, nous avons simulé des structures VCSEL : tout d'abord un VCSEL standard de petit diamètre, pour ensuite aborder l'analyse d'un composant de 50µm de rayon de zone active. Ce composant nous a par la suite servi de référence dans les évaluations de composants optimisés. Un critère a été établi pour quantifier l'uniformité de la densité de porteurs dans les puits quantiques de la zone active. Celui-ci rend compte de la dispersion de la densité de porteur dans les puits : $F.U.=n_{max}/n_{min}$ qui doit tendre vers 1 pour atteindre une uniformité optimale. Nous avons obtenu une valeur de 4.3 dans le cas du composant de référence soumis à une polarisation de 3kA/cm².

La première solution évaluée consiste en l'ajout d'une électrode transparente (ITO) pour favoriser l'étalement transversal du courant. Dans ce cas, le facteur d'uniformité est réduit à 2.4, ce qui démontre une amélioration qui reste toutefois insuffisante.

L'exploitation d'une jonction Zener placée à la surface du composant a été également évaluée. Le facteur d'uniformité est également amélioré : F.U.=1.94 mais de façon là encore insuffisante.

Une troisième voie plus prometteuse consiste à créer une injection électrique multi-points en surface (injection localisée) qui devrait conduire à une répartition homogène dans les puits, après conduction verticale dans le miroir et diffusion latérale. Nous avons opté pour une loi de variation exponentielle de la largeur des motifs d'injections. Nous obtenons alors une quasi-uniformité du profil des porteurs dans les puits (F.U.=1.09) avec des faibles ondulations pouvant être réduites en réduisant la taille des zones d'injections tout en en augmentant le nombre. De plus nous avons montré que pour cette approche la répartition des porteurs est quasi insensible au niveau de polarisation.

De plus, la caractéristique I(V) obtenue est très proche de celle du composant référent et permet de conclure que cette approche ne devrait pas entraîner de dégradation électrothermique supplémentaire. Enfin, les épaisseurs des couches modifiées ou ajoutées ont été adaptées pour tenir compte des contraintes optiques liées au fonctionnement du VCSEL.

Nous allons maintenant présenter les études que nous avons plus spécifiquement développées pour mettre en œuvre ces solutions technologiques.

Références Bibligraphiques

[1] **Diode Lasers and photonic integrated circuits**. L.A. Coldren, S. W. Corzine, Wiley-interscience

[2] **Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices**. H. Li. K. Iga. Springer

[3] **Transverse modes in oxide confined VCSELs: Influence of pump profile, spatial hole burning, and thermal effects**, Christian Degen, W. Elsaber, and Ingo Fischer *Optics Express*, Vol. **5**, pp. 38-47, 1999

[4] **High-power VCSELs: modeling and experimental characterization** R. Michalzik, M. Grabherr and K.J. Ebeling SPIE Vol. **3286** 1998 pp. 206-19

[5] **Etude de la conduction électrique dans les VCSELs** Eric Havard Rapport de Stage du DEA, LAAS-CNRS, Juin 2004

[6] **Interface phenomena at semiconductor heterojunctions: Local-density valence-band offset in GaAs/AlAs**. S. Massidda, B. I. Min, A. J. Freeman *Phys. Rev. B* Vol. **35**, pp. 9871 - 9874 (1987)

[7] **Carrier diffusion inside active regions of gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers** R.P. Sarzala, W. Nakwaski, *IEEE Proceedings Optoelectronics*, Vol. **144**, December 1997

[8] **Calculation of transmission tunneling current across arbitrary potential barriers** Y. Ando, T. Itoh *J. Appl. Phys.* Vol. **61** pp. 1497-1502 1987

[9] **A New Recombination Model for Device Simulation Including Tunneling**, G.A.M. Hurkx, D.B.M Klaassen., M.P.G Knuvers. *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **39**, Feb. 1992, p. 331-338.

[8] **Semiconductor optoelectronic devices. Introduction to physics and simulation**. Joachim Piprek. Academic Press.

Chapitre 3 Mise au point technologique et fabrication de VCSELs de grandes dimensions

Ce chapitre est consacré à la réalisation technologique de structures VCSEL de grandes dimensions. Nous présenterons plus particulièrement les étapes technologiques spécifiques mises en œuvre pour maîtriser l'injection électrique et ainsi améliorer l'uniformité des porteurs dans la couche active. Parmi les solutions technologiques évaluées à l'aide des simulations présentées dans le chapitre précédent, nous détaillerons:

- l'insertion en surface d'une jonction PN très dopée (diode Zener),
- l'ajout d'une couche d'oxyde métallique transparent, l'ITO dans notre cas,
- l'injection localisée multipoints obtenue par gravure du cap layer suivie du dépôt d'une électrode transparente en ITO.

Les processus technologiques et les dispositifs réalisés pour tester et comparer ces différentes approches seront présentés.

3.1 Jonction Zener

Pour améliorer l'étalement des lignes de courant à la surface du DBR supérieur, nous proposons l'introduction d'une couche de type N+, pour former une jonction PN. En effet, cette barrière de potentiel a pour but de contrarier la conduction verticale et permettre ainsi de renforcer l'étalement des lignes de courant en surface compte tenu de la forte mobilité de cette couche. Tout l'enjeu réside dans la balance entre l'étalement latéral des lignes de courant souhaité et la chute de tension série supplémentaire induite par l'ajout de cette jonction. Cette dernière est susceptible de renforcer les effets électro-thermiques en augmentant la puissance à dissiper.

3.1.1 Jonction P^+N^+ testées

Pour évaluer la pertinence de cette approche, nous avons épitaxié trois structures en GaAs présentant le même niveau de dopage P ($3.10^{19}cm^{-3}$) correspondant au niveau maximal d'incorporation du Béryllium par MBE et fait varier le niveau de dopage par silicium de la couche de type N (cf tableau 3.1).

Structures	Dopage Be (cm^{-3})	Dopage Si (cm^{-3})
A	**3.10^{19}**	**3.10^{18}**
B	**3.10^{19}**	**1.10^{18}**
C	**3.10^{19}**	**5.10^{17}**

Tableau 3.1. Dopages des différentes jonctions tunnel étudiées

Pour satisfaire les considérations liées à l'empilement optique nécessaire au bon fonctionnement du VCSEL, l'épaisseur de cette jonction PN doit être égale à un $3\lambda/4$. Ainsi on accorde au mieux le couplage entre le DBR supérieur et le milieu de propagation. Ces structures sont présentées dans le tableau 3.2.

Ainsi nous pouvons mesurer l'influence du dopage ($N_D = 5.10^{17}$ à 3.10^{18} cm^{-3}) sur les caractéristiques électriques de la jonction PN, comparer et calibrer notre outil de simulation.

GaAs : Si+	140nm	3λ/4
GaAs : Be+	40nm	
Tampon Be (P) comme substrat		
Substrat P (N_D=$10^{18}$$cm^{-3}$)		

Tableau 3.2. Structure épitaxiale typique de jonction Zener étudiée.

.

3.1.2 Caractérisations électriques des jonctions PN réalisées

Suite à la fabrication des diodes Zener (épitaxie, gravure du mesa de 10µm de diamètre et enfin métallisations), nous avons mesuré leurs caractéristiques électriques, présentées sur la figure 3.1.

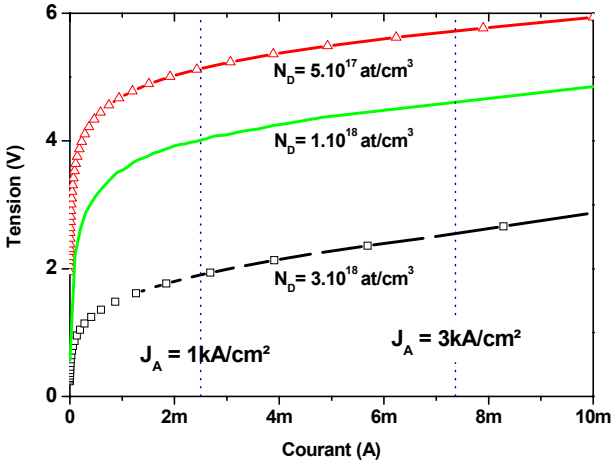


Figure 3.1. Caractéristiques I(V) obtenues (cf. structures Tableau 3.2).

Contrairement aux travaux de la littérature, nous n'avons pas obtenu des caractéristiques représentatives de l'effet tunnel puisque celui-ci abouti à une résistance linéaire autour de zéro volt. De plus, le phénomène de résistance négative typique de l'effet tunnel n'apparaît pas dans ce cas. Pourtant les niveaux de dopage excèdent les densités d'états du GaAs (N_D>N_C=0.4.10^{18} et N_A>N_V=9.4.10^{18}) et par conséquent, les semiconducteurs P et N sont à la limite de la dégénérescence. Ces observations justifient l'appellation de jonction Zener tout au long de ce paragraphe.

Néanmoins, comme attendu, la tension Zener chute avec le niveau de dopage de la zone faiblement dopée, la couche de type N dans notre cas. On remarque dans le meilleur cas (Structure A dopée à N_D = 3.10^{18} cm^{-3}) que la chute de tension est tout de même d'environ 2V à une densité de courant de 1kA/cm². Quand on considère que cette tension supplémentaire s'ajoute à celle de la structure VCSEL classique (~2V), nos craintes de dégradations des performances globales dues à cet auto-échauffement sont légitimes. Pour réduire cette tension à environ 1V, il eut été nécessaire de doper à plus de 10^{19} at/cm^3 cette couche de type N. Un tel niveau de dopage ne peut être atteint par notre technique d'épitaxie par jets moléculaires de GaAs :Si [1].

3.1.3 Comparaison simulations/mesures

La figure 3.2 présente le résultat de la simulation sous Silvaco de la caractéristique I(V) de la jonction (structure A) polarisée en direct et en inverse. Dans le cas présenté, la tension

négative correspond à la polarisation en direct de la jonction PN et l'on retrouve la caractéristique standard d'une homojonction P^+N^+ sur GaAs (V_{Coude} ~1.4V). La tension positive correspond à la polarisation inverse, que l'on rencontrera dans nos structures, et l'on obtient une caractéristique d'une diode Zener.

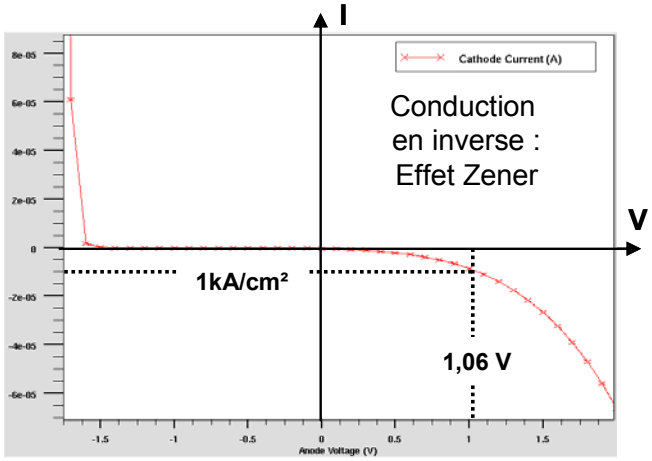


Figure 3.2. Simulation I(V) de la structure A

La simulation nous permet aussi de calculer le diagramme de bandes (Figure 3.3), ainsi que le champ électrique interne (Figure 3.4). Comme prévu, l'extension de la zone de transition s'étend majoritairement du coté le moins dopé et vient réduire d'autant l'épaisseur de cette couche de type N dédiée à la conduction transversale. Ces figures montrent que l'épaisseur restante de la couche à faible résistivité (N^+) ne représente plus que 100nm (contre les 150nm initialement) comme l'illustre la figure 3.5, qui, et cela se traduira par une majoration de 30% de la résistance par carré de la couche N.

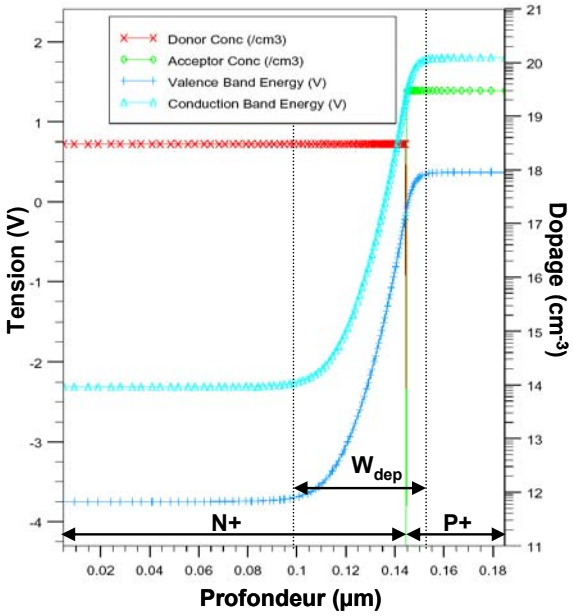


Figure 3.3. Diagramme de bande de la structure A polarisée en effet tunnel à 1kA/cm2.

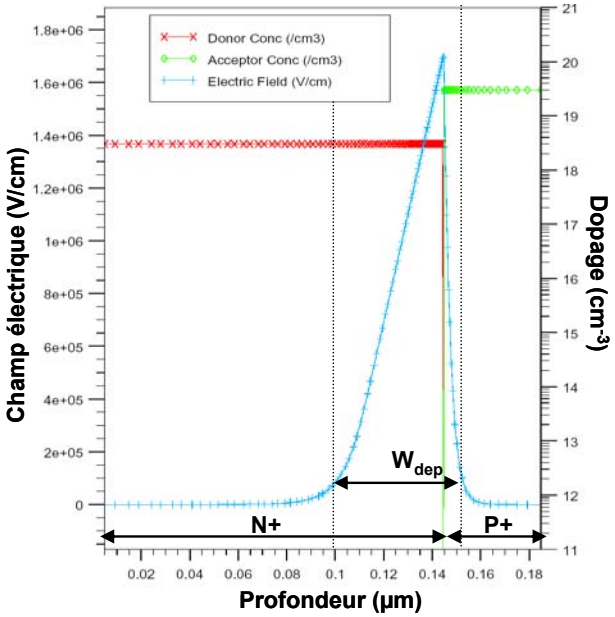


Figure 3.4. Allure du champ électrique de la structure a polarisée en effet tunnel à 1kA/cm2.

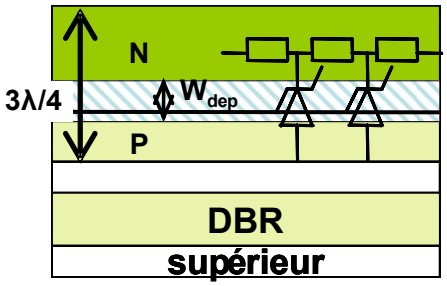


Figure 3.5. Schéma d'une jonction tunnel au dessus d'un DBR dopé P.

Pour un dopage P de $N_A = 3.10^{19}$ at/cm^3 et des dopages N variant de $N_D = 5.10^{17}$ à 3.10^{18} at/cm^3, nous avons établi ci-dessous le tableau comparatif 3.3 simulation/expérience.

Structure	**Dopage Si N_D** (cm-3)	**Zone de transition côté P** (nm)	**Zone de transition côté N** (nm)	**Tension simulée** (V)@ 1kA/cm2	**Tension mesurée** (V)@ 1kA/cm2
A	$3\ 10^{18}$	6	25	1.06	1.9
B	$1\ 10^{18}$	7	100	5.37	4
C	$5\ 10^{17}$	7	déplétée	10.14	5.1

Tableau 3.3. Comparaison des résultats des simulations et expérimentaux (densité de courant de 1kA/cm^2)

Les simulations calculées avec la masse d'effet tunnel théorique du GaAs (m_{tunnel}=0.112), montrent un désaccord important avec les mesures. Cet écart peut être minimisé en réduisant la masse tunnel du GaAs de m_{tunnel}= 0.095 (cf. figure 3.6).

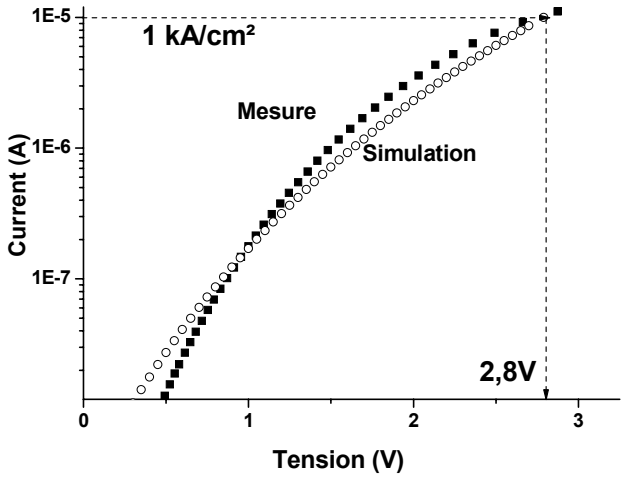


Figure 3.6. Accord mesure/simulation après calibration des masses tunnel.

3.1.4 Conclusion sur les jonctions Zener

La caractéristique d'une jonction Zener est très sensible au niveau et au profil (abrupt ou pas) du dopage : le Béryllium (type P) diffuse largement en induisant une incertitude sur le profil effectif de la jonction. Par conséquent, il sera difficile de réduire la tension Zener obtenue.

A cela s'ajoute, que l'emploi de Silicium comme dopant de type N, ne permet pas d'atteindre un niveau de dopage élevé (N_{DMax}~4.10^{18}cm^{-3}) avec notre technique d'épitaxie par jets moléculaires. Dans l'hypothèse de dopages important grâce à un autre bâti d'épitaxie,

l'effet tunnel est possible en GaAs. De plus, l'utilisation d'un matériau à faible bande interdite comme l'InGaAs diminue la résistance (autour de zéro volt) de la jonction tunnel [2].

Pour conclure, compte tenu de la chute de tension supplémentaire (V_Z) induite par la diode Zener, son emploi ne s'avère pas pertinent dans nos structures de grandes dimensions et nous avons choisi d'abandonner cette approche et remplacer la couche GaAs de type N par une électrode transparente en ITO.

3.2 Electrode conductrice transparente en ITO (Indium Tin Oxide)

3.2.1 Conditions expérimentales du dépôt

L'ITO (Indium Tin Oxide) est un oxyde métallique qui se comporte comme un matériau semi-conducteur à grande bande interdite dans lequel les atomes d'étain agissent comme des donneurs [2]. Il est électriquement conducteur et transparent pour les longueurs d'ondes supérieures à 400nm. Les applications peuvent donc couvrir le visible et l'infra-rouge : ces électrodes transparentes sont notamment présentent dans des cellules photovoltaïques [3], des écrans à cristaux liquides LCDs [4] et des diodes électroluminescentes organiques OLED [5]. Il faut noter que ces applications ont donné lieu à de nombreuses études mettant en jeu des dépôts sur verre et sur silicium. Dans notre cas, l'ITO sera déposé sur du GaAs.

La centrale de technologie du LAAS dispose d'un bâti de pulvérisation cathodique, dans lequel une cible de 6 pouces d'ITO a été installée dans le cadre de ce projet. Sa composition est de 90% d'In_2O_3 et 10% de SnO_2. A l'aide d'une excitation RF (13.6MHz) on crée un plasma réactif à partir d'un mélange d'argon et d'oxygène et les atomes ionisés bombardent la cible d'ITO. Après pulvérisation de la cible, les atomes d'indium, d'étain et d'oxygène viennent se déposer sur la l'échantillon positionné sur la cathode.

En appliquant une polarisation DC à la cathode, on accélére les atomes qui se déposent sur l'échantillon avec une incidence quelconque (dépôt non directif) pour renforcer l'adhérence du film déposé. Il s'agit d'une pulvérisation cathodique réactive, l'oxygène présent dans le mélange est ionisé, induisant de fortes contraintes et une inhomogénéité en matériau (non stoechiométrique) qu'il convient de réduire à l'aide d'un recuit post-dépôt [6]. On peut observer sur l'image TEM de la figure 3.7 un film typique d'ITO présentant une structure colonnaire après recuit.

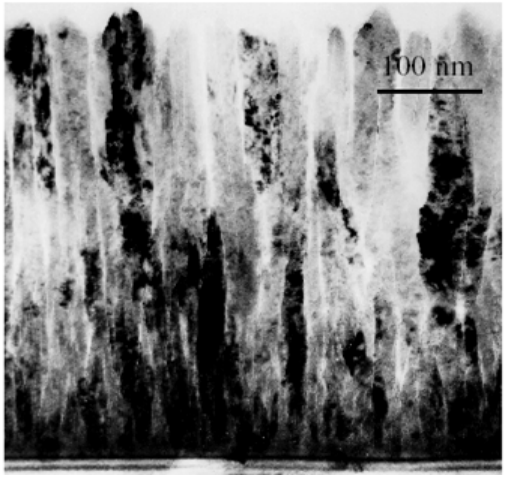


Figure 3.7. Photo TEM illustrant la structure colonnaire de l'ITO
[*David Vaufrey, Thèse ECOLE CENTRALE DE LYON 2003*]

L'étude des paramètres du dépôt par sputtering sont critiques : l'optimum correspondra à un compromis entre la transmission optique, la conductivité électrique, et l'homogénéité en matériau et épaisseur sur l'échantillon. Avant de s'intéresser au dépôt d'ITO sur GaAs, des dépôts d'ITO sur substrat de verre ont été réalisés pour optimiser les paramètres de pulvérisation suivants : pression, mélange Ar/O_2, débit et distance cible-échantillon.

Après plusieurs itérations s'appuyant sur les paramètres trouvés dans la littérature, les conditions de dépôt retenues sont les suivantes : un débit de 10sccm de O_2 et d'Ar, une puissance RF de 300W et une polarisation continue de V_{Bias}=-60V. En effet, dans ces conditions, la vitesse de dépôt reste réduite (~50nm/min) permettant de bien maîtriser l'épaisseur déposée, une rugosité réduite (R_a<5nm). Nous allons maintenant détailler ces résultats.

3.2.2 Propriétés des couches d'ITO sur verre

3.2.2.1 Epaisseur et rugosité

L'épaisseur du film d'ITO visée de 220 nm, correspondant à une épaisseur optique λ/2n à longueur d'onde de travail (850nm), ne perturbe pas la structure optique résonnante du VCSEL de nos futures structures.

Pour mesurer ces épaisseurs à l'aide d'un profilomètre mécanique (type « Tencor »), nous avons prévu des marches (masquage lors du dépôt ou par lift-off). L'analyse au profilomètre optique permet quant à elle, la mesure d'épaisseur sans nécessiter la réalisation d'une marche. Les mesures montrent une uniformité moyenne de l'épaisseur de 20% sur un wafer de 3 pouces.

Par ailleurs, pour mesurer la rugosité de surface, nous avons procédé à une analyse AFM (Atomic Force Microscopy). Nous avons pu observer une rugosité de l'ITO allant de quelques nm jusqu'à la dizaine de nm selon la température du post-recuit (Figure 3.8). Ces valeurs sont à pondérer, au regard de la rugosité initiale de la couche de GaAs déjà importante (quelques nm). Néanmoins, ces valeurs de rugosité restent satisfaisantes d'un point de vue optique pour les applications à 850nm.

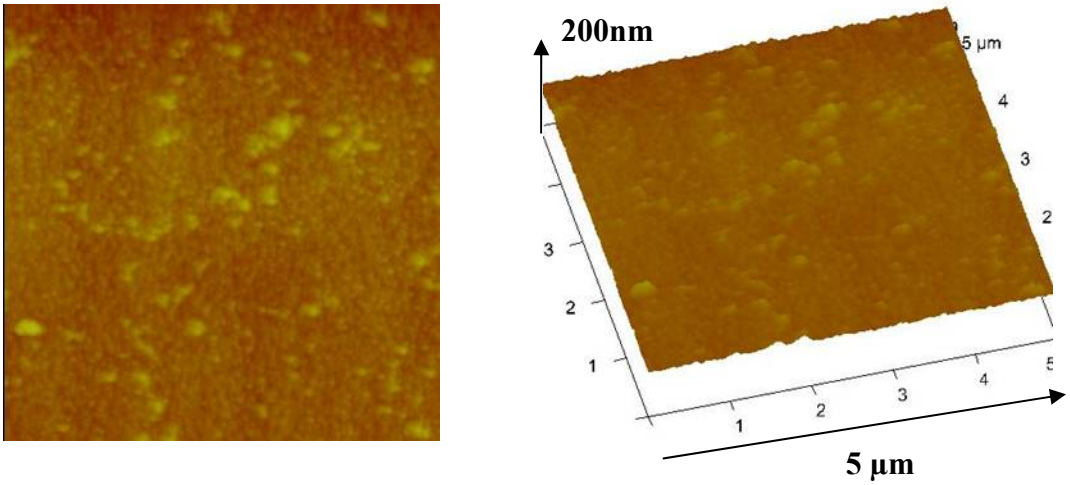


Figure 3.8. Mesure AFM de la surface d'une couche d'ITO après recuit à 500°C

3.2.2.2 Indices et transmission optique

Pour déterminer la valeur de l'indice de l'ITO, nous avons utilisé un ellipsomètre spectroscopique. La valeur obtenue est de n=1.9 +/-0.05 et pour la partie imaginaire k=0.015 à 850 nm. Un spectre de transmission typique que nous avons mesuré est présenté sur la figure 3.9, et nous permet de conclure qu'à 850nm la transmission est de l'ordre de 98%.

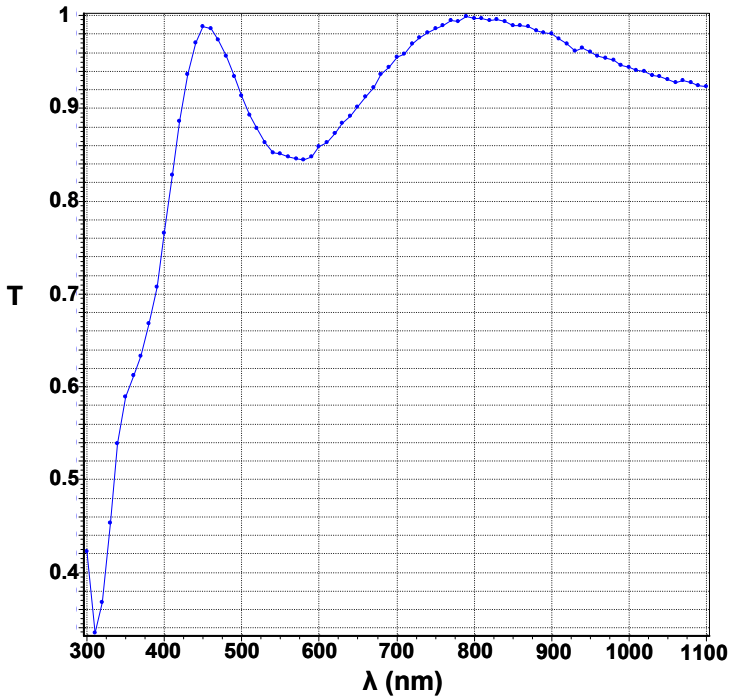


Figure 3.9. Spectre de transmission typique de l'ITO sur verre

3.2.2.3 Résistivité

La mesure électrique dite «des 4 pointes », qui consiste à découpler injection du courant et mesure du potentiel crée par les lignes de courant résultantes, a été utilisée pour mesurer la résistivité lors de cette étude. On note que la résistivité mesurée après le dépôt n'est pas uniforme sur l'échantillon et est comprise entre 2.2 et 20 mΩ.cm.

Après cette étude préalable menée conjointement avec le service TEAM de la centrale technologique, une optimisation du post-traitement thermique a donc été menée pour réduire la résistivité et uniformiser sa valeur.

3.2.3 Etude de l'influence du recuit sur les propriétés de l'ITO sur verre

Une étude de l'influence du recuit de l'ITO déposé sur verre a été menée : la figure 3.10 résume les résultats obtenus. Les variations conjointes de la résistivité et de la transmission optique, mesurée à 850nm, sont tracées en fonction de la température dans la gamme [450-600°C] pour des durées du recuit allant de 10 à 50min. Les allures observées sont en accord avec la littérature : l'augmentation de la température et de la durée de recuit conduisent à la réduction de la résistivité, ceci est du à l'amélioration de la cristallinité du matériau et à l'augmentation de la mobilité des porteurs [7]. Par ailleurs, la transmission optique décroît faiblement avec la température, traduisant l'augmentation de la rugosité [8]. De plus, plus la durée de recuit augmente, meilleure est la conductivité, qui traduit l'effet de l'augmentation du bilan thermique.

Un recuit de 30 min à 500°C sous N_2 semble finalement un bon compromis entre l'optimisation des propriétés optiques et électriques. En effet, pour ces conditions, on obtient

une résistance par carré de couche de 50Ω/❑, correspondant à une résistivité de 1.2 mΩ.cm, et une transmission supérieure à 90%. Nous avons également obtenu des valeurs similaires de résistivité sur un film d'ITO déposé sur un substrat de GaAs semi-isolant et sur un substrat de GaAs passivé (SiO_2 par PECVD), surface très similaire à celle d'un VCSEL processé.

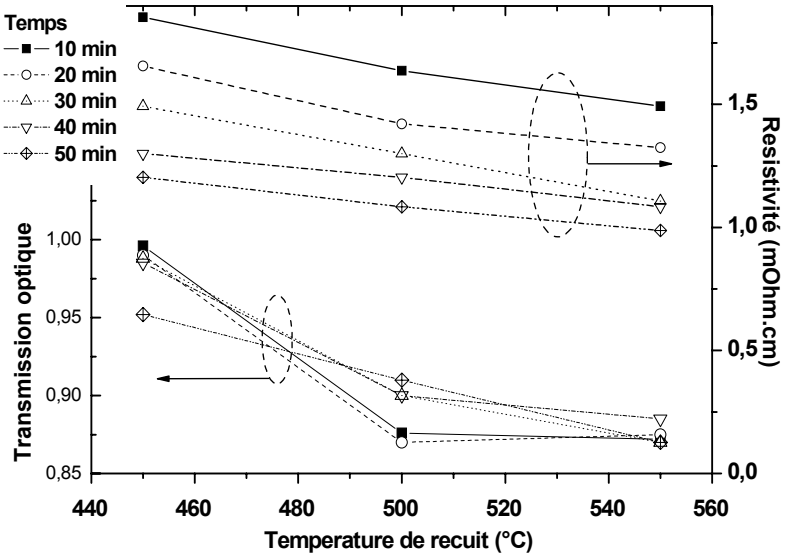


Figure 3.10. Influence des paramètres du recuit sur la résistivité et la transmission optique.

3.2.3.1 Propriétés électriques de l'interface ITO/GaAs dopée Be

Après s'être penché sur la résistivité intrinsèque du matériau ITO optimisé, poursuivons par l'étude de l'interface entre l'ITO et le GaAs. Pour analyser le comportement électrique de cette interface, nous avons fait appel à la méthode " TLM " (Transfert Length Method). Elle nécessite la réalisation d'un motif spécifique (cf. figure 3.11) pour le test sous pointes. Le tracé de l'évolution de la résistance globale avec la distance entre plots suit la relation suivante :

$$R(L) = n_{\square}.R_{SH\square} + 2\,R_C \quad \text{avec } n_{\square} = L / W$$

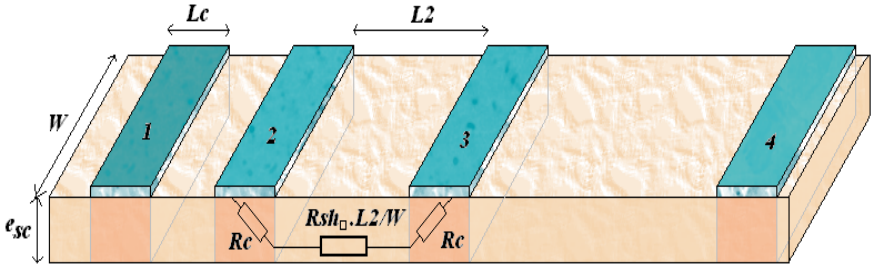


Figure 3.11. Motif TLM

L'extrapolation à l'origine (L=0) permet de déduire la valeur de la résistance de contact $R_C = R(L=0)/2$ et la pente correspond à la conduction du seul semi-conducteur ($R_{SH\square}$). Une mesure supplémentaire, consistant à insérer un plot entre les plots de mesure (R_{13}), permet de déduire la valeur de la résistance de fin de contact R_E exprimée par :

$$R_E = \frac{R_{12} + R_{23} - R_{13}}{2}$$

Enfin, la connaissance des résistances R_C et R_E permet de calculer la valeur de la résistance spécifique de contact : $\rho_C = (L.W.\sqrt{R_C{}^2 - R_E{}^2}) / ch^{-1}(R_C / R_E)$

Un lot de 4 échantillons test a ainsi été fabriqué pour étudier l'influence des paramètres de recuit (T_{Recuit} = 450, 500, 550 et 600°C, pendant 30min) sur la caractéristique I(V).
Le processus de fabrication de ces motifs TLM est le suivant :

- Gravure de mesa par ICP pour délimiter la zone du semiconducteur
- Dépôt et délimitation des motifs d'ITO par lift-off
- Isolation par dépôt de SiO_2 suivie d'une gravure au buffer HF des zones de contact
- Métallisation Ti/Au (50/450nm) délimitée par lift-off

La vue en coupe du motif TLM, présentée sur la figure 3.12.a, permet de comparer les interfaces métal/semiconducteur et métal/ITO/semiconducteur et la figure 3.12.b montre la vue de dessus de ces motifs TLM lors d'un test sous pointes.

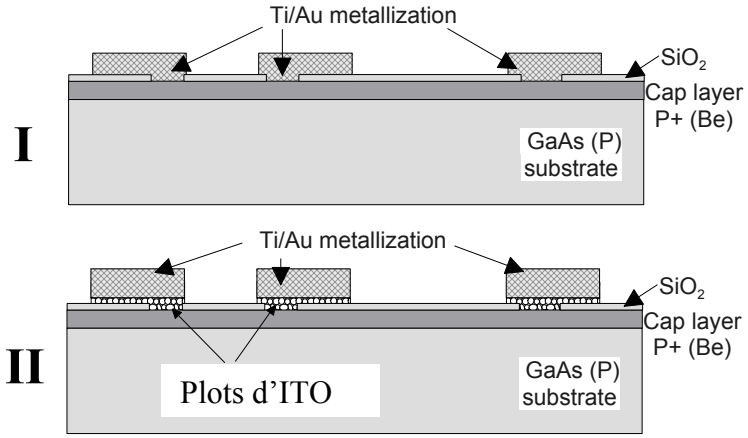


Figure 3.12.a). Schéma TLM I : Interface Métal/GaAs ; II : Interface Métal/ITO/GaAs

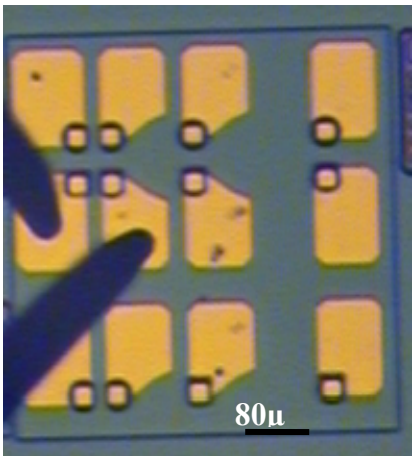


Figure 3.12.b). Test TLM sous pointes

La caractérisation I(V) correspondant à l'interface métal/ITO/GaAs est présentée sur la figure 3.13 et montre clairement un changement de comportement électrique. En effet, il est de type ohmique pour les recuits à basses températures (450 et 500°C), puis devient non-linéaire (Schottky) pour les températures plus élevées (550 et 600°C).

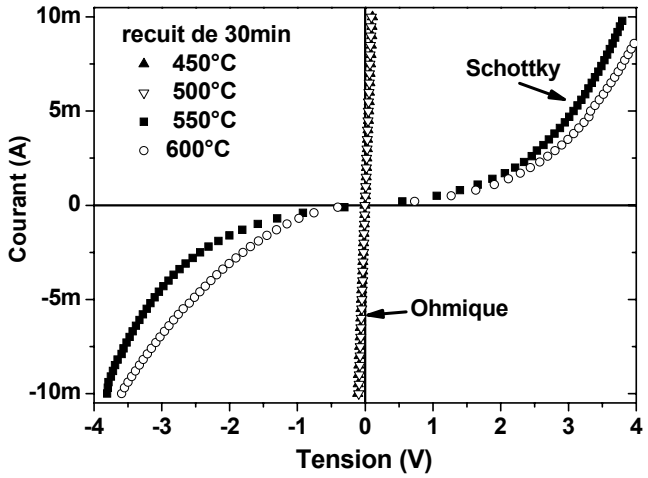


Figure 3.13. Caractéristiques I(V) du contact Metal/ITO/GaAs à différentes températures

La figure 3.14 permet de comparer directement l'incidence de l'insertion de la couche d'ITO entre le métal (Ti/Au) et le semi-conducteur (GaAs (P^+)). On note que la présence d'ITO induit une résistance d'interface quasiment 2 fois plus importante que celle du contact classique Ti/Au sur GaAs (P^+) ; par ailleurs, la valeur la plus réduite est obtenue pour un recuit à 500°C.

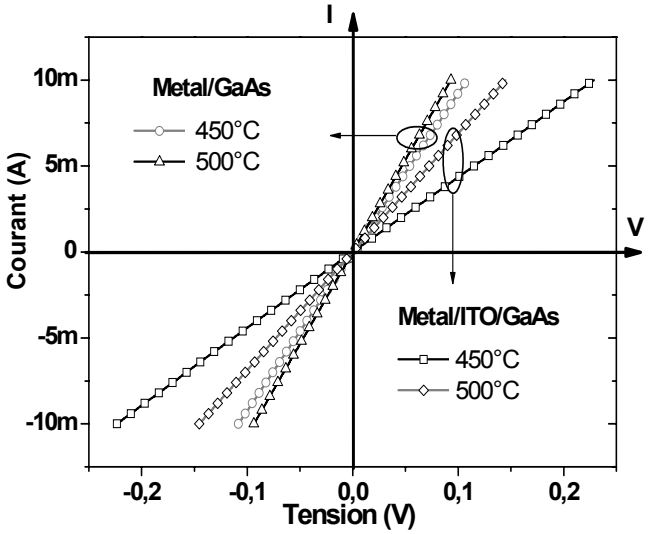


Figure 3.14. Comparaison des interfaces Metal/ITO/GaAs et Metal/GaAs à 450 et 500°C

A présent traçons sur la figure 3.15, l'évolution de la résistance en fonction de la distance inter-plots (méthode TLM). Pour les interfaces métal/ITO/GaAs ayant subi un recuit à 450°C et 500°C, on obtient respectivement une résistance spécifique de contact de ρ_C=40µΩ.cm² et ρ_C=32µΩ.cm². Ces résultats sont à comparer avec ceux correspondant à l'interface métal/GaAs, à savoir ρ_C=17µΩ.cm² pour 450°C et enfin ρ_C=25µΩ.cm² pour 500°C. Le recuit optimal pour l'empilement métal/ITO/GaAs correspond donc à une température de 500°C pendant 30 minutes et permet d'obtenir une résistance de contact environ deux fois plus élevée que celle de l'interface standard (Au/Ti/GaAs (P)) à 450°C.

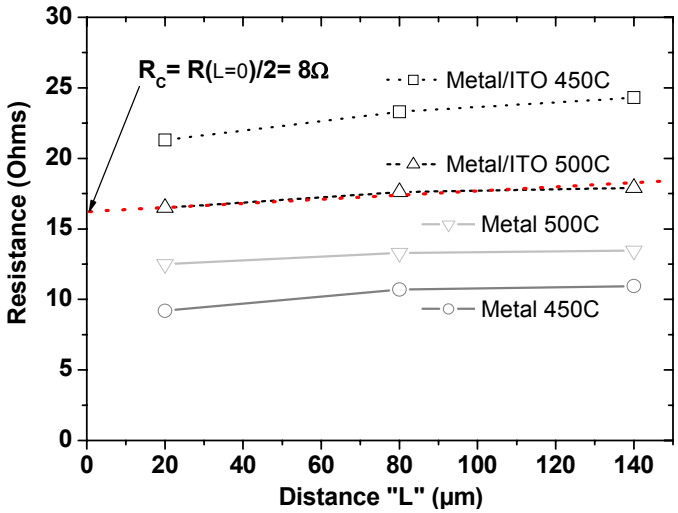


Figure 3.15. Caractérisation TLM des interfaces (Metal/ITO)/GaAs et (Metal)/GaAs à 450 et 500°C

Ces résultats ne sont pas en accord avec ceux de la littérature. En effet pour Chua [9], la résistance spécifique de contact (ITO/GaAs dopé Mg) optimale est obtenue pour une température de recuit supérieure à 600°C. Pour Matin et Al [10], l'optimum est obtenu à

550°C pour une interface (ITO/GaAs dopé Zn). Ces exemples semblent montrer que la nature du dopant a une influence importante sur la température optimale du recuit. Une étude SIMS a donc été entreprise pour mieux analyser et comprendre ces phénomènes.

3.2.4 Analyse SIMS de la diffusion des espèces à l'interface ITO/GaAs (Be) lors du recuit

Pour comprendre l'apparition d'un comportement non linéaire pour les températures supérieures à 500°C, nous avons utilisé l'analyse SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) qui permet d'établir le profil de composition des couches de part et d'autre de l'interface ITO/GaAs(Be) et ainsi nous renseigner sur les phénomènes de diffusion qui se produisent lors du recuit. La figure 3.16 montre les profils normalisés respectifs d'indium, d'étain et d'oxygène en fonction du temps de pulvérisation, autrement dit de la profondeur. L'indium ne semble pas diffuser de manière significative. L'étain est un dopant de type N pour le GaAs, susceptible de créer une jonction s'il venait à s'élever à un niveau supérieur à celui de la couche de contact (4.10^{19}at/cm^3). Ce n'est pas le cas quelque soit la température considérée car sa diffusion reste réduite à quelques dizaines de nanomètres.

Par contre, le profil SIMS révèle une très forte diffusion de l'oxygène qui s'accentue avec la température. En comparant les profils d'oxygène de l'échantillon non recuit à celui recuit à 600°C et en tenant compte de la vitesse d'attaque lors de l'analyse SIMS de chacune des couches mesurées par calibrations externes, nous avons pu estimer cette épaisseur à 100nm. On peut conclure qu'une forte concentration d'oxygène est présente dans la couche de GaAs à une distance importante de l'interface.

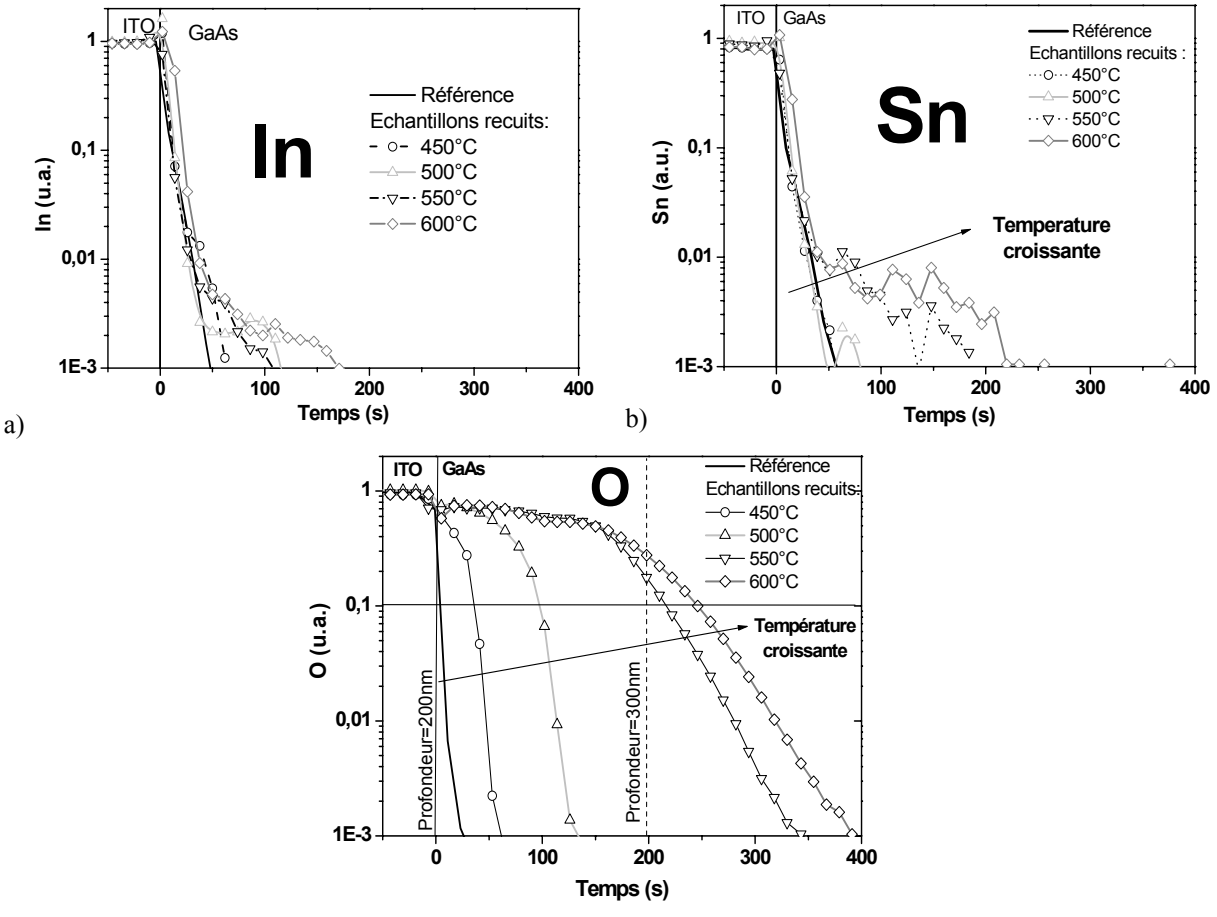


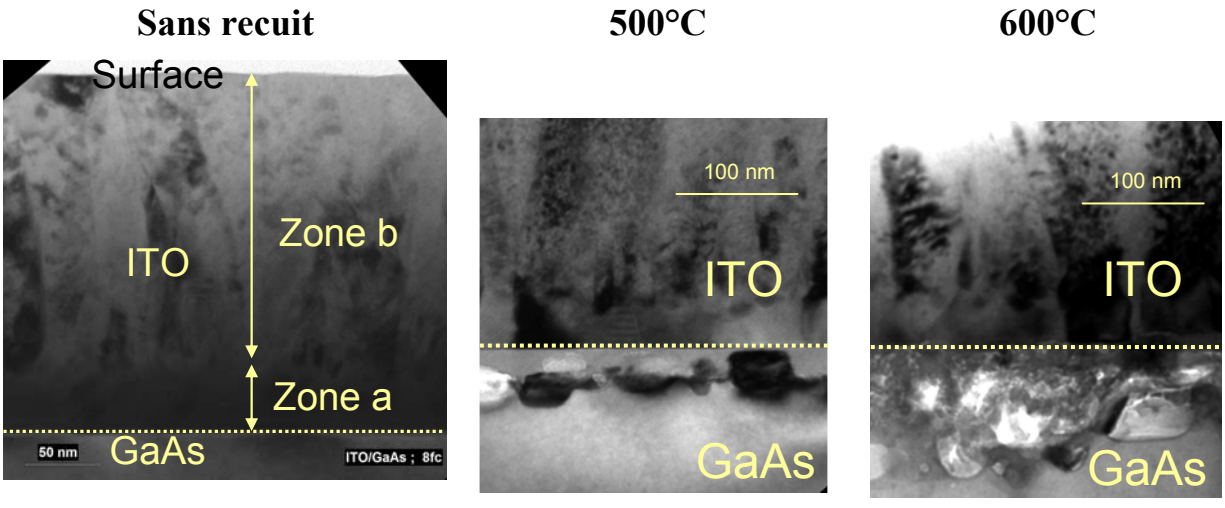
Figure 3.16. Profils SIMS normalises profiles : Indium (a), Etain (b) et Oxygène (c) mesuré à l'interface ITO/GaAs en fonction de la température de recuit

Le rôle de l'oxygène a été déjà étudié dans le GaAs dopé par implantation ionique. Von Neida et al [11] ont ainsi observé que l'implantation de fortes concentrations d'oxygène dans des couches de GaAs dopées au Be conduisent à une forte dégradation de la conductivité électrique, par la création d'un matériau très résistif, qui reste stable thermiquement à des températures similaires aux nôtres. Ces auteurs expliquent ces résultats par la création d'un complexe Be-O agissant comme un centre donneur profond qui compense le dopage P des couches. On peut penser qu'un tel phénomène s'est produit pour nos échantillons. En effet, le niveau de dopage est similaire à celui de cette étude (10^{18}-10^{19}cm^{-3}), dans laquelle nous observons une augmentation de la résistivité pour les recuits aux températures supérieures à 500°C. De plus, les auteurs ont démontré que d'autres dopants de type p, tels que le zinc, le magnésium ou le cadmium recouvent leurs propriétés de dopant pour des températures de recuit élevées, ce qui n'est pas observé pour le Béryllium. Ceci pourrait expliquer pourquoi nos conditions optimales de recuit de l'ITO déposé sur GaAs :Be pour des VCSELS sont différents de ceux publiés sur des couches GaAs dopées Zn ou Mg [9,10]

3.2.5 Analyse TEM de l'interface ITO/GaAs

3.2.5.1 Observation TEM de l'interface

Les interfaces ITO/GaAs après recuit à 500°C et 600°C ont été étudiées par microscopie électronique en transmission à l'aide d'observation sur la tranche (coupes transverses). Cette étude a été menée par A. Rocher au CEMES sur un microscope Philips CM20 opérant à 200 kV.



a) b) c)

Figure 3.17. Coupe transversale de MET (en champ clair) de la structure ITO/GaAs a) référence sans recuit, b) recuit à 500°C et c) recuit à 600°C (N_2)

La figure 3.17.a) présente une micrographie de la structure ITO/GaAs non recuite : l'interface entre l'ITO et le GaAs est très nette. L'ITO est polycristallin. On observe deux zones. Une zone (notée « zone a » sur la figure 3.17.a interfaciale de 50nm de largeur où les grains sont gros et larges. Dans le reste de la couche ITO (« zone b » sur la figure 3.17), jusqu'à sa surface, les grains sont colonnaires, allongés perpendiculairement au plan d'interface conformément à la figure 3.17.

Pour l'échantillon recuit à 500°C, l'ITO présente toujours une structure cristalline similaire à celle avant recuit, comme le montre la figure 3.17.b, image MET. Le diagramme

de diffraction (non représenté ici) est représentatif d'un polycristal, mais comprend moins de taches de diffraction comparé à l'échantillon sans recuit, indiquant un réarrangement cristallin.

La MET montre une nette évolution de l'échantillon recuit à 500°C au niveau de l'interface ITO/GaAs, côté GaAs. En effet, on note la présence d'une zone amorphe (appelée bande par la suite), mise en évidence par une intensité homogène quelle que soit l'orientation de l'échantillon par rapport au faisceau, zone qui n'existait pas avant recuit. La largeur de cette zone, est relativement uniforme, de l'ordre de 30nm. De plus, côté GaAs, cette bande amorphe est bordée par une zone très perturbée constituée de grains d'une cinquantaine de nm collés au GaAs dont nous n'avons pas pu déterminer la structure cristalline et de bulles.

Enfin, l'évolution s'affirme si le recuit est effectué à 600°. Dans ce dernier cas, comme le montre la figure 3.17.c, les observations sont du même type que celles faites pour la structure recuite à 500°. Une bande amorphe est encore présente, mais sa largeur est plus importante, de l'ordre de 100nm, avec une interface avec le GaAs très sinueuse (10nm). Dans ce cas, il persiste des grains cristallins dans la région amorphe. L'avancée de ce front amorphe n'est pas régulière.

Cette étude de microscopie nous donne donc des informations précieuses sur l'influence de la température de recuit sur la structure ITO/GaAs. En effet, lors des recuits aux deux plus hautes températures, on observe la présence d'une zone interfaciale amorphe et très perturbée, de nature à présenter une forte résistivité susceptible de dégrader la conduction électrique verticale. Nous avons essayé d'analyser la composition chimique de cette zone.

3.2.5.2 Analyse chimique de l'interface

L'information chimique locale peut être obtenue en effectuant des analyses EELS (Electron Energy Loss Spectroscopy) avec le microscope électronique en transmission Philips CM20 FEG du CEMES équipé d'un spectromètre Gatan 666. Y. Kihn a étudié de l à 200kV l'échantillon recuit à 500° par cette technique. La taille de sonde était en moyenne de l'ordre de 30 nm. Nous n'avons utilisé que l'aspect qualitatif de cette technique qui permet d'identifier la présence d'un élément chimique (limite de détection : quelques % atomes suivant les éléments), dans des zones particulières des échantillons observés par MET.

Nous avons pu ainsi étudier les différentes zones de la coupe transverse de l'échantillon recuit à 500°C, déjà observé en MET, c'est-à-dire le substrat de GaAs, la bande interfaciale et enfin sur la couche ITO.

Notons tout d'abord que l'analyse du spectre de l'ITO n'a pas révélé de différence de composition chimique en fonction de la profondeur.

La région interfaciale ITO/GaAs est fortement modifiée pour des températures de recuit supérieures ou égales à 500°C. Ces études ont permis de mettre en évidence au niveau de l'interface une zone amorphe riche en gallium et en oxygène. Son extension importante dépend de la température du recuit (durée des recuits fixée à 30min) : 30nm à 500° et 100nm à 600°. Cette zone pourrait correspondre à la région interfaciale où se produit la diffusion d'oxygène dans le GaAs, que nous avons identifiée lors des analyses de ces structures par SIMS.

3.2.6 Conclusions sur l'ITO

Pour conclure, les mesures électriques nous ont permis de mesurer pour les conditions de recuit optimal (500°C, 30min, ambiance N_2) une résistance par carré de la couche d'ITO de $R_{SH\square}$ ~50 Ω/❑ et une résistance spécifique de contact pour l'interface ITO sur GaAs (P) de ρ_C = 32 μΩ.cm². Cette valeur est à comparer avec le contact classique Ti/Au sur GaAs (P) de 25μΩ.cm².

Par ailleurs, pour expliquer la dégradation de la conductivité de l'interface ITO/GaAs:Be observée au-delà de 550°C, nous avons mené une étude approfondie à l'aide de mesures électriques, d'analyse SIMS et d'analyse au TEM, qui ont permis de mettre en évidence l'apparition d'une couche dont l'épaisseur croît avec la température de recuit et dont la composition exacte reste encore à déterminer.

L'étude électrique par TLM a montré des désaccords avec la littérature qui rapporte des dépôts d'ITO/GaAs :Mg recuits à des températures jusqu'à 600°C pour obtenir un optimum de résistance spécifique de contact. Une étude SIMS nous a alors renseigné sur la composition de cette interface se comportant comme une barrière de potentiel.

Les relevés SIMS indiquent la présence de Ga et As (ces deux éléments ayant la même variation) et O, sans toutefois pouvoir quantifier leurs concentrations. Néanmoins, la quantité d'oxygène mesuré dans l'ITO ne varie pas en fonction du recuit, ce qui nous a mener à penser que l'O restait minoritaire dans la couche de diffusion. Pour expliquer le désaccord, on a alors cherché le rôle de O dans du GaAs. Cet atome n'a pas un rôle électrique évident. Néanmoins, comme mentionné dans la littérature, le dopant Be interagit avec O pour former un complexe Be-O annulant l'effet du dopage. Cette hypothèse a été avancée pour expliquer nos résultats. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication récente [12].

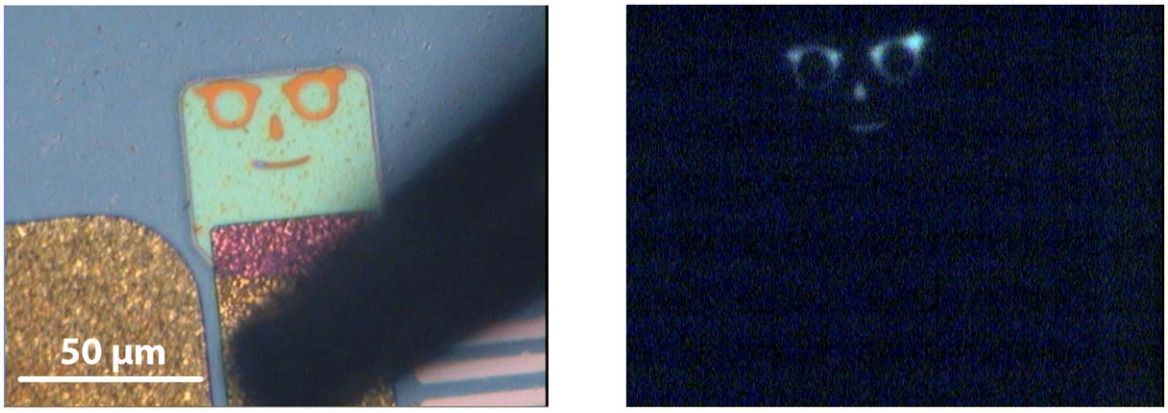
Cette étude est complétée et contredit les interprétations que l'on en a donné par l'analyse TEM et chimique. En effet, l'analyse chimique révèle que les éléments en forte quantité sont Ga et O alors que As n'est pas détecté (concentration<1%). De plus, l'étude TEM montre que la couche d'interface est amorphe. On peut rapprocher ces résultats avec ceux publiés sur le recuit de GaAs analysant l'évolution thermique de l'oxyde natif [13].

Des analyses complémentaires permettront d'approfondir ces études dans le but d'optimiser la résistivité du matériau mais aussi la résistance spécifique d'interface.

3.3 Injection localisée : gravure du cap suivi d'un dépôt d'ITO

3.3.1 Principe

Plusieurs approches technologiques peuvent être envisagées pour réaliser l'injection localisée du courant. Parmi elles, notre technique baptisée PAlOx (Planar AlOx) qui nécessite une structure épitaxiale dédiée est encore en cours de développement. Cette approche requiert, après oxydation localisée depuis la surface, suivit d'une reprise d'épitaxie pour réaliser la couche de contact. Pendant le déroulement de ces travaux, des résultats préliminaires [14] présentés sur la figure 3.18 ont montré la possibilité de réaliser une émission localisée sur une structure comportant une électrode d'ITO supérieure et nous encouragent à poursuivre son développement.



a) b)

Figures 3.18. a) Photo d'une LED avec injection localisée par PAlOx, b) photo sous polarisation

Cette technique n'étant pas suffisamment mature à l'heure actuelle, nous nous sommes orientés vers une approche à priori plus simple à mettre en oeuvre. Elle consiste à graver localement en surface la couche supérieure fortement dopée (cap layer), partout ou l'on ne veut pas injecter de courant, puis à procéder au dépôt d'une électrode d'ITO. Son principe est illustré sur la figure 3.19.

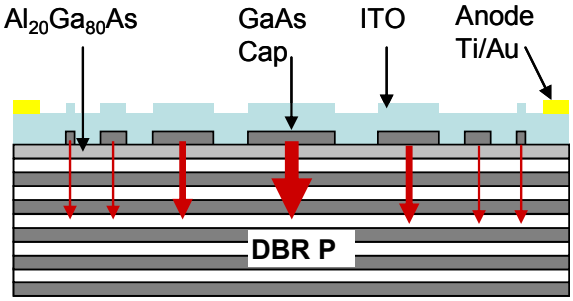


Figure 3.19. Schéma de principe de l'injection localisée en surface proposée

Ainsi en jouant sur la présence ou pas d'une barrière de potentiel (ITO/GaAlAs (P)), on peut localiser les zones d'injection du courant, et par conséquent, espérer améliorer l'uniformité globale des porteurs dans la zones actives.

3.3.2 Contraste d'injection entre l'interface ITO/GaAs et celle ITO/$Al_{20}Ga_{80}As$

Pour évaluer cette approche, nous avons épitaxié des échantillons composés des deux dernières couches d'un VCSEL sur un substrat, à savoir une couche en $Al_{20}Ga_{80}As$ (1.10^{18}) et du cap layer GaAs trés fortement dopé. En bref, le processus technologique (figure 3.20) à consister à réaliser la métallisation en face arrière, à graver localement le cap layer (composant (b)) grâce à un masquage. Nous avons ensuite déposé successivement par lift-off l'ITO et le contact métallique supérieur.

Nous avons mesuré et comparé les caractéristiques électriques des interfaces ITO/GaAs (P^+) et ITO/$Al_{20}Ga_{80}As$ (P) (figure 3.21). La première présente le comportement ohmique escompté, en accord avec l'étude précédemment menée sur l'optimisation du post recuit. En revanche, l'interface ITO/$Al_{20}Ga_{80}As$ (P) exhibe un comportement non linéaire de type Schottky.

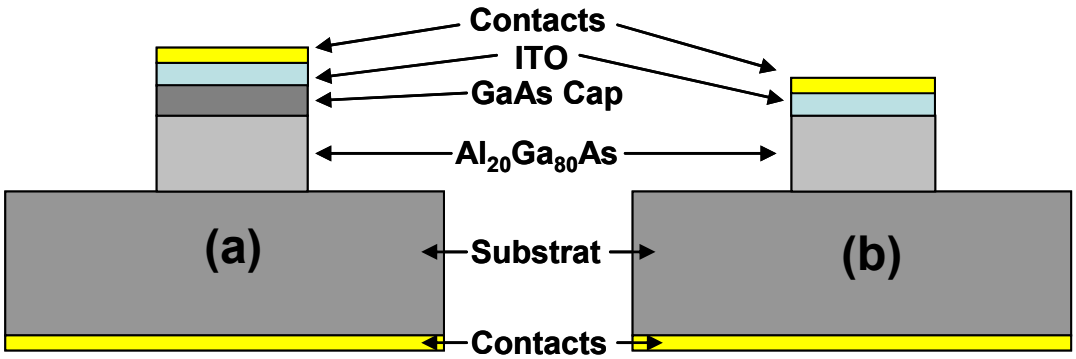


Figure 3.20 Descriptions des composants réalisés, (a) : contact ITO/GaAs, (b) : contact ITO/ $Al_{20}Ga_{80}As$

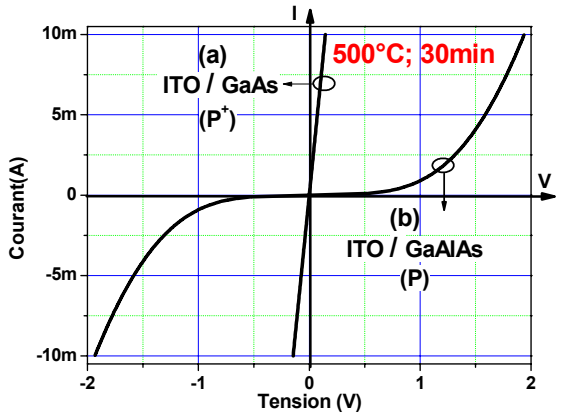


Figure 3.21. Caractéristiques électriques des interfaces ITO/GaAs (P^+) et ITO/$Al_{20}Ga_{80}As$ (P)

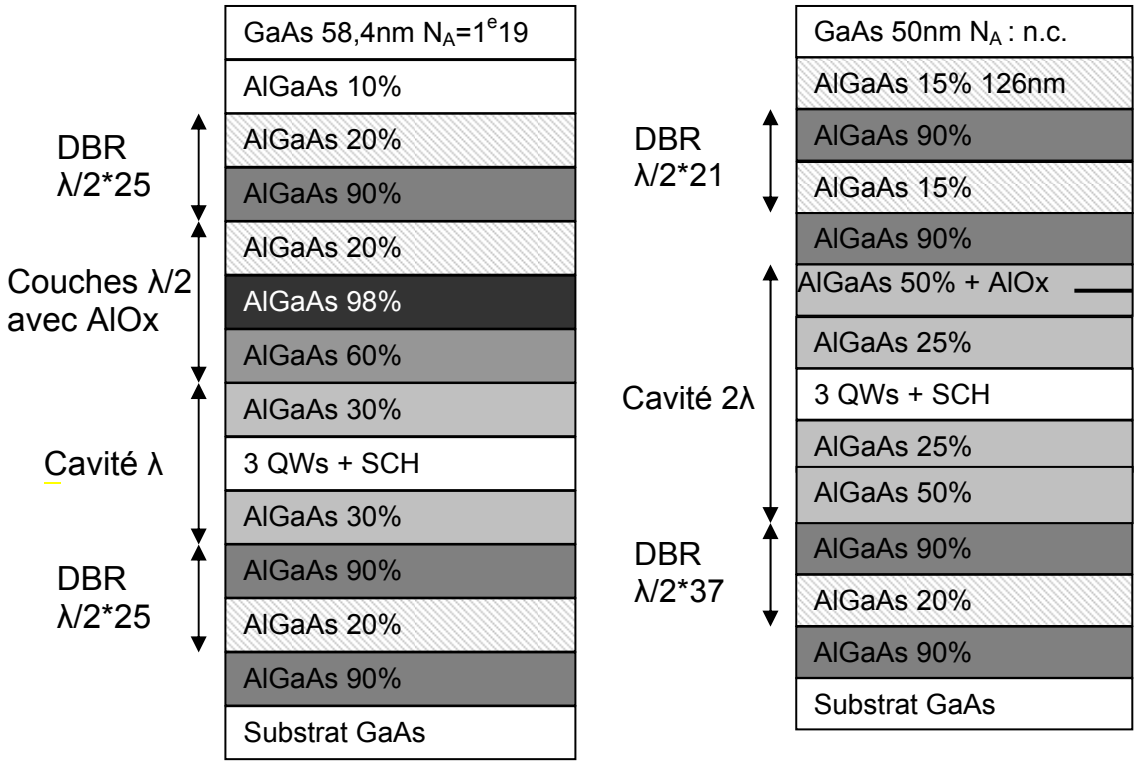
Ainsi, en se plaçant à une densité de courant de 1 kA/cm², on observe un rapport de 400 entre la valeur de la résistance de l'interface ohmique ITO/GaAs et l'interface Schottky ITO/GaAlAs. Ce rapport, nommé par la suite de « contraste d'injection », est surtout du à l'écart entre les dopages des deux matériaux. En effet, on passe de $N_A = 4.10^{19}$ at/cm^3 sur GaAs contre $N_A = 2.10^{18}$ at/cm^3 sur le GaAlAs.

Cette valeur élevée du contraste d'injection permet d'envisager son exploitation pour réaliser l'injection localisée souhaitée. Nous allons maintenant présenter la fabrication de VCSEL de grandes dimensions basée sur cette approche.

3.4 Fabrication de VCSEL de grandes dimensions

3.4.1 Description de la structure verticale

Les structures épitaxiales des VCSEL émettant par la surface à 850nm que nous avons employées sont présentées sur les figures 3.22 a et b. Il s'agit de couches commerciales classiques ne présentant aucun aménagement spécifique. La structure épitaxiée par Avalon (Epi.1) a été réalisée par MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition), et celle provenant de Ulm Photonics (partenaire du projet FunFacs) a été élaborée par MBE (Molecular Beam Epitaxy) et sera appelée Epi.2. Ces structures se distinguent notamment dans le positionnement vertical de la couche de confinement AlOx et dans l'épaisseur et le dopage de la couche de contact supérieure.



a) Structure épitaxiale Epi.1 b) Structure épitaxiale Epi.2

Figure 3.22. Description des couches épitaxiale

3.4.2 Composants. Première génération

3.4.2.1 Jeu de masques

Le jeu de masques que nous avons conçu, intègre principalement de grands types de composants :

- Des dispositifs que nous qualifierons de unidimensionnels (1D), correspondant à des géométries rectangulaires allongées (facteurs de forme élevés, F=L/W >10) représentés sur les figures 3.23.a et b. Leur utilisation potentielle concerne la manipulation électrique de solitons pour la réalisation de registres à décalage optique, avec un seul degré de liberté de déplacement des solitons. A cet effet le dispositif à deux électrodes indépendantes (figure 3.22.b) devrait permettre de contrôler un gradient de porteurs susceptible d'assurer à la fois le maintien et la manipulation des solitons.
- Des dispositifs qualifiés de 2D, correspondant à des géométries circulaires ou carrées (facteur de forme unitaire, F=L/W=1) représentés sur les images Fig. 3.23.c et d. Leur utilisation potentielle concerne le maintien de solitons par pompage électrique voire la réalisation de mémoire optique (deux degrés de liberté de déplacement des solitons). Ce type de dispositifs de grande dimension (>100µm) souffre par essence d'une inhomogénéité lumineuse importante comparé au précédent et nécessite des aménagements technologiques pour améliorer leur fonctionnement. Parmi ces moyens technologiques, nous avons fabriqué des VCSELs comportant une électrode métallique en forme de grille (figure 3.23d).

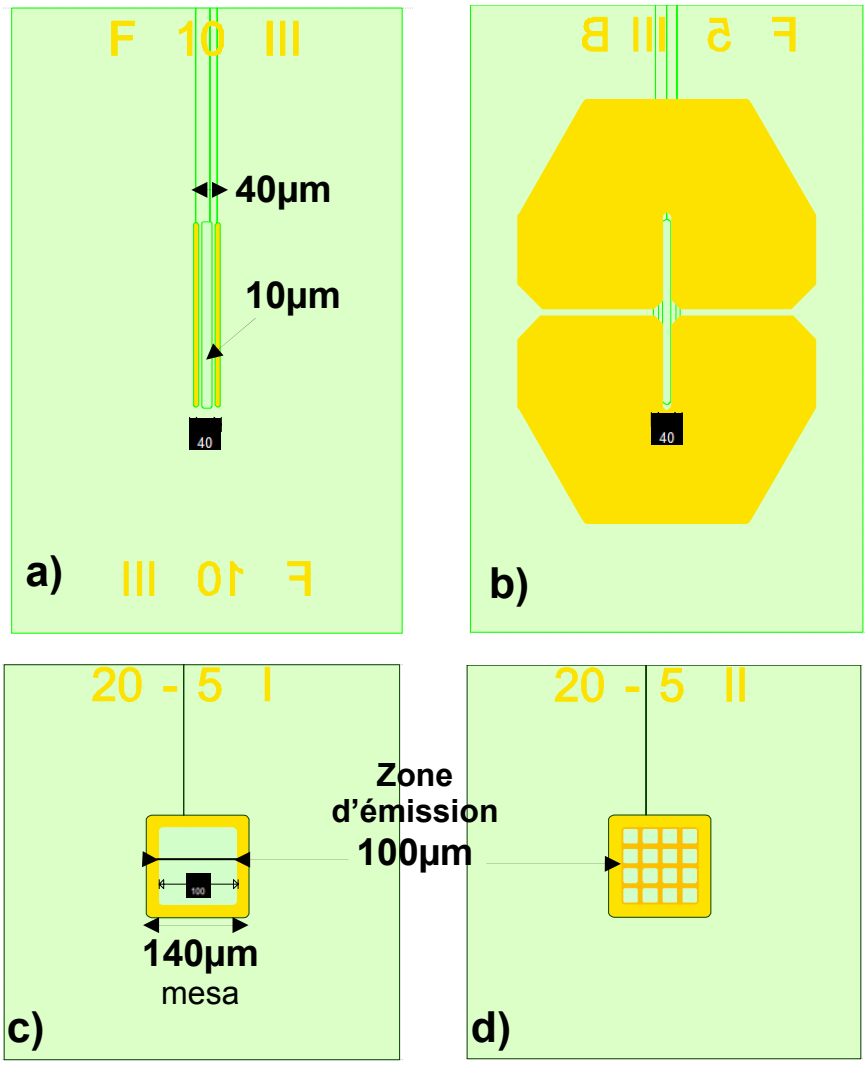


Figure 3.23. Les principaux composants du masque FunFACS1 : 1D et 2D

3.4.2.2 Description du processus de fabrication

Les principales étapes du processus de fabrication sont listées ci-dessous et présentées sur la figure 3.24 :

- **a** Métal arrière (AuGe/Ni/Au)
- **b** Gravure ICP du Mesa d'anode
- **c** Passivation SiO_2 par PECVD
- **d** Métal (Ti/Au) des grilles (lift-off)
- **e** Métal (Ti/Au) final (lift-off)
- **f** Amincissement + métal arrière
- **g** Montage en boîtier To220

On note que l'étape a) de métallisation est utile pour effectuer des tests intermédiaires de composants qui seront par la suite amincis.

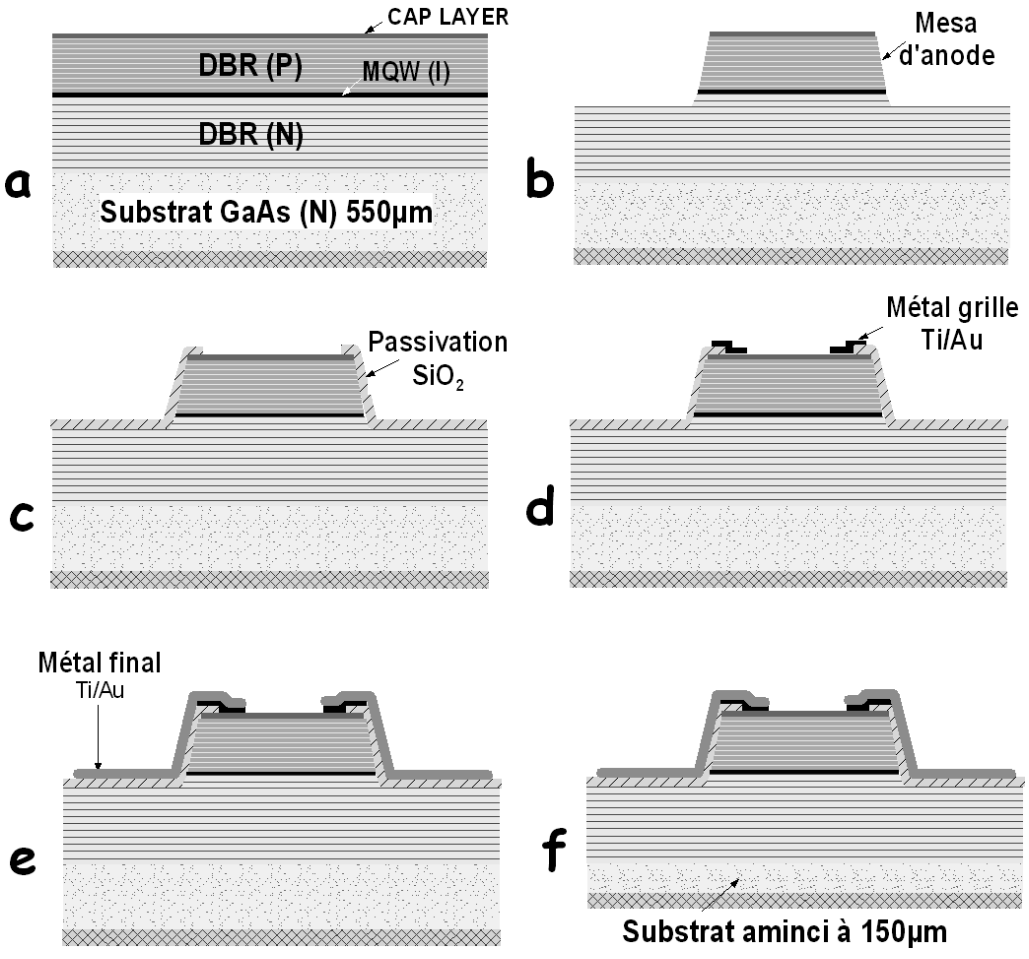


Figure 3.24 : Détail des étapes du premier processus de fabrication

Parmi les photos MEB de VCSEL présentées ci-dessous, la figure 3.25.a correspond à des composants de type 1D (10x330µm²), les composants de la figure 3.25.b sont des composants VCSEL de type 2D respectivement de 35 et 50 µm de coté (VCSEL de

puissance) et enfin les composants 2D des figures 3.25 c et d correspondent à des zones actives de 100µm de coté avec des grilles d'ouvertures respectivement de 25µm et de 5µm.

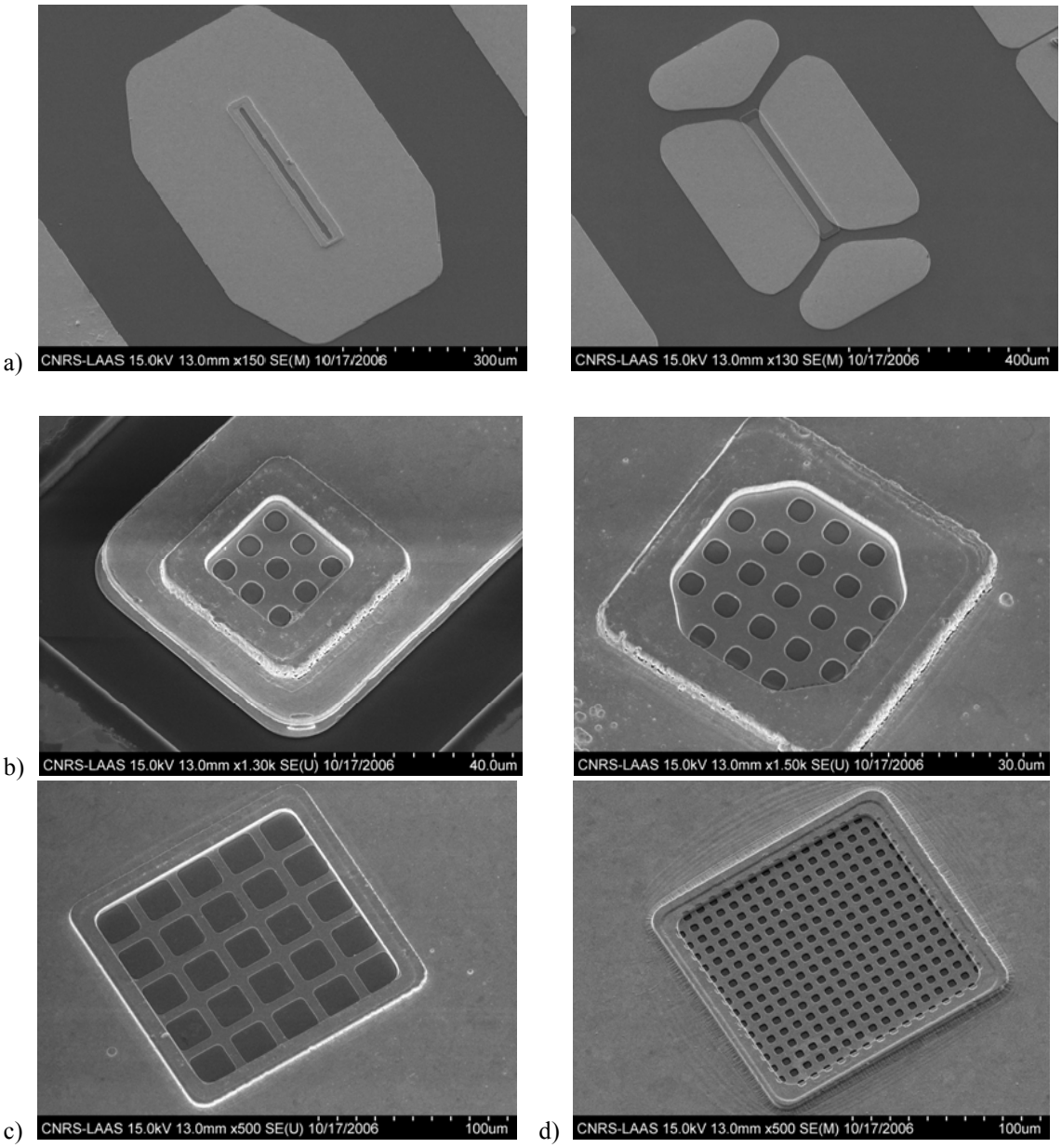


Figure 3.25. Composants VCSEL : 1D en a) et b), et 2D en c) et d).

3.4.2.3 Problèmes mis à jour lors de la première réalisation

Cette première réalisation a permis de soulever plusieurs problèmes. Tout d'abord, l'observation des champs proches des composants a révélé des problèmes de discontinuité de l'électrode métallique d'anode sur les flancs des mesas. En effet, cette étape technologique a été réalisée par la méthode de lift-off qui nécessite un dépôt directif. Malgré le dépôt d'une épaisseur de 1µm, l'inclinaison du flanc de la mesa amoindrit l'épaisseur effective sur celui-ci. Ceci est confirmé par l'observation au microscope du métal dans cette région qui a un aspect granulaire, néfaste à la conductivité.

De plus, la caractérisation de ces composants en régime continu et pulsé montre que le courant de seuil est assez élevé (13mA correspondant à 1kA/cm²). Le décalage de seuil entre les deux régimes d'alimentation et la faible puissance obtenue en régime continu témoignent

de pertes électriques importantes et d'effets thermiques trop élevés. Ce problème peut être évité grâce à l'Alox qui permet de réduire les pertes électriques latérales.

En effet, nos premières simulations de structures VCSEL intégrant un diaphragme d'oxyde indiquaient que ce dernier induisait des courants très importants en direction de la périphérie sous l'AlOx en raison de la diffusion latérale des porteurs. Or, cette approche néglige à tort les phénomènes de recombinaison de surface liés à la gravure du mesa et à sa passivation. Les premiers résultats présentés sur la figure 3.26 montrent clairement que les recombinaisons de surfaces sont prépondérantes et drainent latéralement une part importante du courant appliqué, il a fallu modifier le process en utilisant l'AlOx.

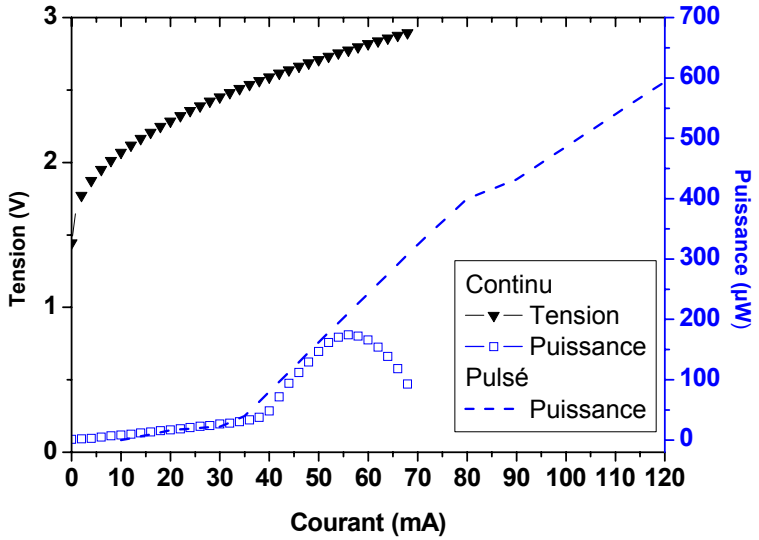


Figure 3.26. Caractéristiques L-I-V en régime continue et pulsé d'un composant.

Les deux points précédents justifient les modifications principales apportées dans un second jeu de masques en incorporant un confinement électrique par AlOx et la réalisation des ponts à air pour assurer la continuité du contact électrique.

3.4.3 Composants de seconde génération

3.4.3.1 Description du process

Fort des enseignements tirés lors de la réalisation et la caractérisation de la première génération de composants, nous avons proposé dans cette seconde génération de modifier en tout premier lieu la délimitation des zones actives (confinement transverse) par l'insertion d'un diaphragme d'AlOx enterré. Cette approche évite de pomper inutilement les zones sous l'électrode périphérique de contact et ainsi réduire de façon significative le courant de seuil laser (I_{TH}). En effet, sur les dispositifs linéaires (1D) on réduit d'un facteur 2 la zone électriquement pompée (3000µm²), ce qui aura un impact très conséquent sur la limitation du couplage électro-thermo-optique et par conséquent sur la puissance maximale d'émission. Même si ce rapport n'est plus que d'un facteur ~1,5 sur les structures 2D, compte tenu de leur surface importante (10^4µm²), cela aura une incidence bénéfique sur les performances de ces dispositifs.

De plus, ce process met en œuvre les deux moyens technologiques pour améliorer l'injection électrique : la couche d'étalement en ITO et l'injection localisée par une micro-structuration de la surface recouverte d'ITO.

Avant de décrire les étapes spécifiques que nous avons développées pour lever certains verrous technologiques, nous présentons sur la figure 3.27 le nouvel enchaînement des étapes du processus de fabrication listé ci-dessous :

- **a** Métal arrière (AuGe/Ni/Au)(définitif ou sinon pour test si amincissement, cf. p83)
- **b** Gravure ICP du cap layer pour délimiter les zones d'injection localisée
- **c** Dépôt et délimitation par lift-off de l'électrode transparente d'ITO
- **d** Dépôt et délimitation par lift-off des grilles métalliques (Ti/Au)
- **e** Gravure ICP du Mesa d'anode
- **f** Oxydation humide du diaphragme diélectrique enterré d'AlOx
- **g** Passivation SiO_2 par PECVD, suivit de la photogravure de délimitation des Ouvertures par attaque HF des zones contacts et d'émission
- **h** Métallisation finale (Ti/Au) par évaporation et planétaire sur les motifs en résine des ponts à air, suivit de la photogravure de délimitation des plots de contact
- *Amincissement face arrière (~200µm) suivit du dépôt du Métal face arrière (AuGe/Ni/Au) optionnel*
- Montage en boîtier TO220

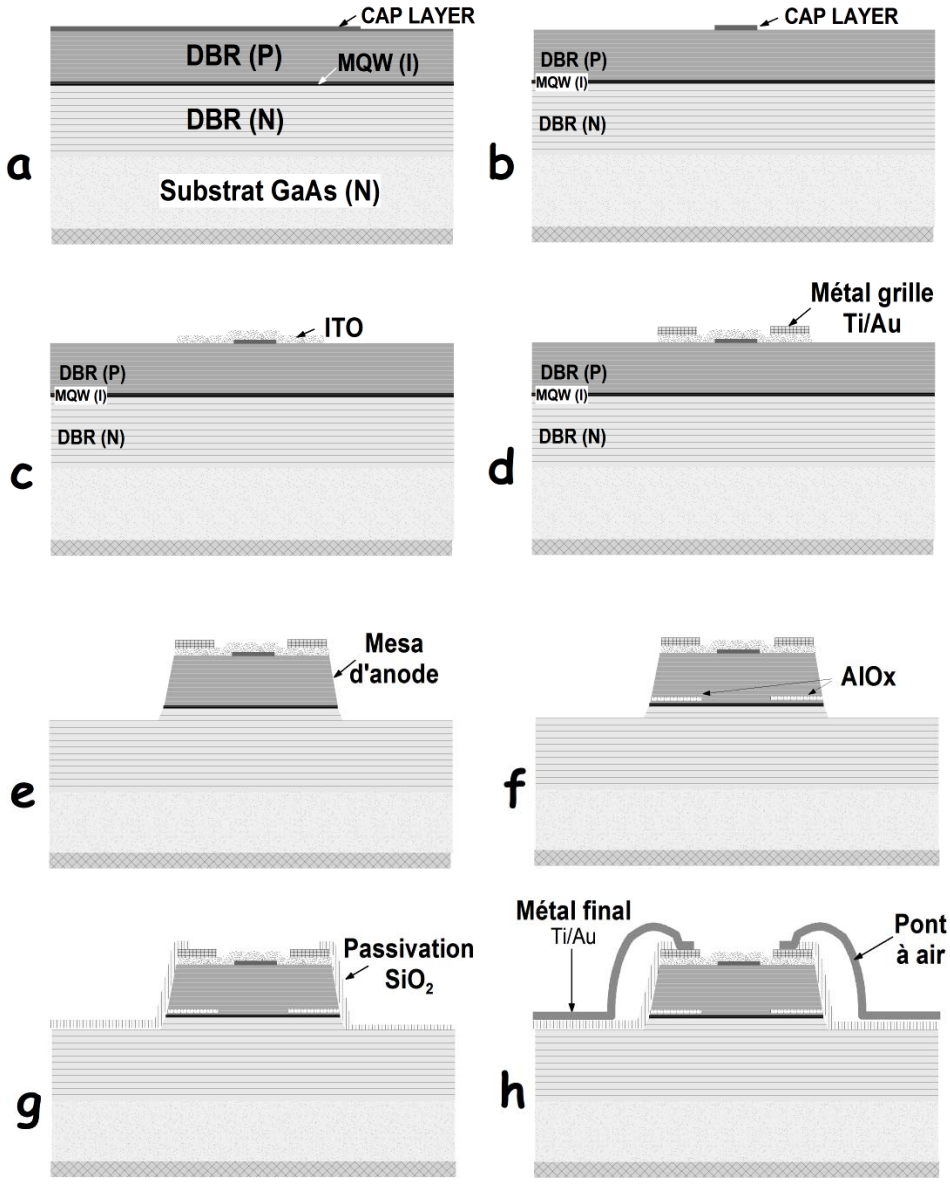


Figure 3.27 : détail des étapes du second processus de fabrication

3.4.3.2 Contraintes de la précision de l'attaque pour l'injection localisée

L'objectif est de définir des zones conductrices et isolantes à la surface du VCSEL, ou tout au moins des zones présentant un fort contraste d'injection, tout en limitant leur incidence optique. Pour la structure Epi.2, une gravure de la couche de contact (cap layer + gradualité) de 110nm +/- 10 nm suffit, contre 50nm +/- 10nm pour l'Epi.1. Une gravure respectant ces épaisseurs devrait faiblement altérer la réflectivité du miroir supérieur (5.10^{-4} %).

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, grâce à cette gravure, on met à nu la couche d'$Al_{20}Ga_{80}As$ faiblement dopée, le contact électrique entre ITO et cette couche sera donc fortement redresseur (contact Schottky). En revanche, l'interface entre l'ITO et le Cap layer très fortement dopé P ($N_A \sim 10^{20}$ at/cm3) forme un contact ohmique présentant une faible résistance d'interface (ρ_C = 32μΩ.cm²). Le contraste d'injection ainsi obtenu est supérieur à 400 (cf. figure 3.20) et répond de façon satisfaisante à notre objectif de maîtrise de l'injection du courant.

En pratique, cette gravure est réalisée à l'aide d'un bâti RIE de type ICP, et sa vitesse de gravure importante entraîne un temps d'attaque d'une vingtaine de secondes (pour Epi.2) difficilement contrôlable malgré l'aide du suivi réflectométrique disponible sur cet équipement. La précision sur la profondeur de gravure est donc critique et une modification des paramètres de gravure ICP est en cours pour réduire encore la vitesse d'attaque et ainsi mieux maîtriser et suivre cette étape de gravure délicate.

3.4.3.3 Contraintes sur l'enchaînement des étapes

<u>Recuit de l'ITO</u>

Par ailleurs, nous avons vu que l'ITO devait subir un recuit pour être optimisé. Il faut noter que dans les deux structures épitaxiales VCSELs utilisées, le dopage p du miroir supérieur est réalisé avec du Carbone. Ne disposant pas de ce dopant au laboratoire, nous n'avons pas pu mener une étude aussi approfondie que pour le Béryllium (cf. paragraphes 3.2 et 3.3). Le seul résultat publié dans la littérature sur des VCSEL dopés C [15] fait mention d'un recuit optionnel à température modérée.

Nous avons donc décidé de lui faire subir un recuit à 420°C qui correspond à l'étape thermique de la formation du diaphragme d'oxyde enterré. Avant cela, nous avons vérifié que la résistivité de l'ITO sur verre ayant subi le même recuit n'était pas altérée et était satisfaisante (de l'ordre de 20 Ω/❑).

<u>Etapes avant la formation du mesa</u>

Les étapes critiques vis-à-vis de la maîtrise des dimensions par photolithographie doivent être effectuées sur une surface planaire, c'est-à-dire avant la formation du mesa (4μm de hauteur). En effet, les motifs d'injection localisée (min :1,5μm) présentés sur la figure 3.28 et les grilles métalliques fines (3μm) délimitées par lift-off (figure 3.29) nécessitent une résolution élevée.

En contre partie, cet enchaînement impose à l'électrode d'ITO et à la grille métallique de supporter les étapes d'oxydation humide à 400°C du diaphragme d'AlOx et le dépôt LPCVD du passivant SiO_2 qui suivent.

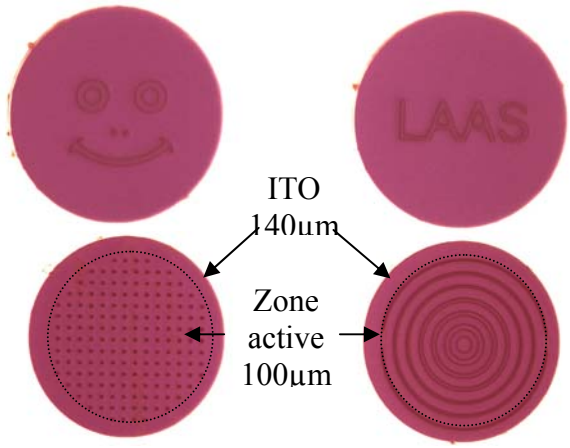


Figure 3.28. Process planaire : gravure localisée et ITO.

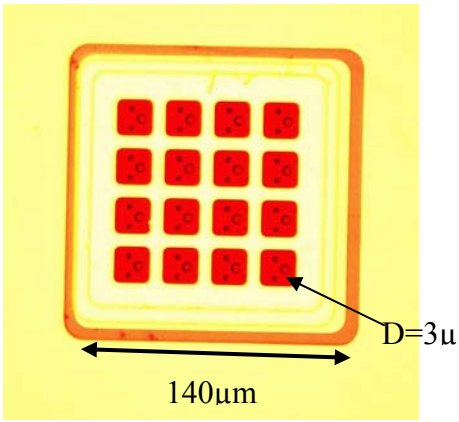


Fig. 3.29. Photo de métal grille et point d'injection

3.4.3.4 Ponts à air

Les problèmes de continuité de la métallisation finale liés au franchissement du mesa (~4µm) ont été résolus par la mise en œuvre de ponts à air.

Cette technique consiste à ménager des plots de résines sur les flancs du mesa. Puis, après un recuit adapté pour faire fluer la résine et « arrondir » ses flancs, on procède au dépôt de la métallisation finale en TiAu dans notre cas. L'électrode métallique est ensuite délimitée par simple attaque chimique aqueuse ($Ki+I_2$, puis HF). Enfin on dissout la résine sous le métal dans un bain d'acétone. Comme le montre l'observation MEB présentée sur les Fig. 3.30 et 3.31, on peut apprécier la continuité de la métallisation Ti/Au, de 1µm d'épaisseur, lors de ce franchissement de plus de 5 micromètres de mesa et de la métallisation de grille d'anode.

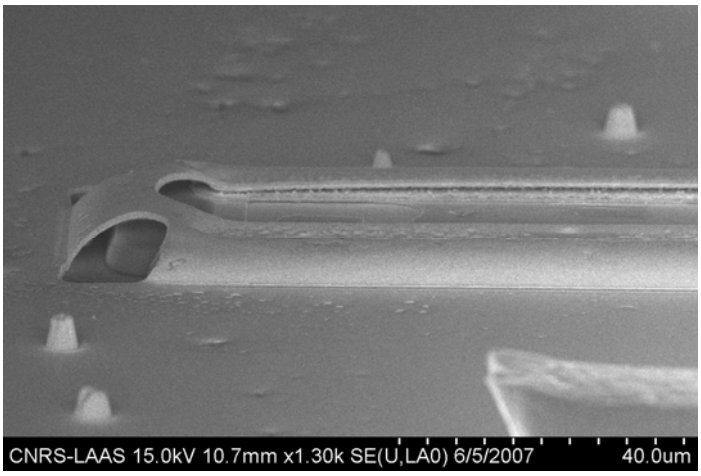


Fig. 3.30. Photo MEB Pont à air d'un composant 1D

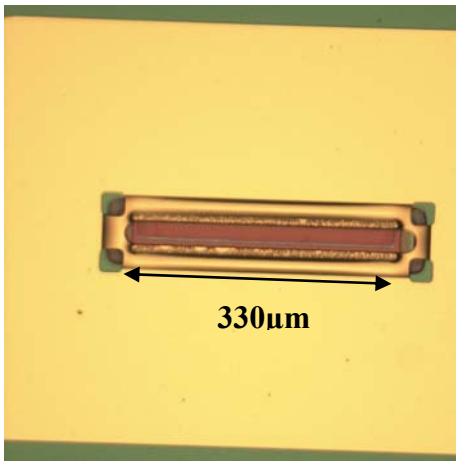


Fig. 3.31. photo au microscope optique d'un VCSEL 1D

3.4.3.5 Amincissement et métallisation de cathode face arrière

Le but de cette opération est de diminuer la résistance thermique du substrat. Pour ce faire on procède à l'amincissement par rodage mécanique (équipement Grinder G&N MPS R 300). Cet équipement supporte uniquement des wafers de taille supérieure ou égal à 3', nous collons donc avec de la résine les échantillons sur un substrat hôte en silicium. Ce collage doit garantir une bonne tenue mécanique lors du rodage, une tenue en température sans dégazage lors de la métallisation et enfin, doit facilement se dissoudre après la métallisation face

arrière. Lors de l'amincissement, l'épaisseur visée des échantillons est de 150 µm et a été obtenue à +/- 5µm. Cette étape a été mise au point pour les composants de première génération afin de réduire les effets thermiques très élevés que nous avons rencontrés.

Compte tenu des difficultés de mise en œuvre et des risques supplémentaires qu'elle entraîne, elle reste une étape optionnelle dans le second process.

3.4.3.6 Mise en boîtier optimisée

La découpe s'effectue sur un film peu adhésif qui permet, après découpe à la scie diamantée, de récupérer aisément les puces sélectionnées lors des tests électriques et optiques.

Monter directement les puces dans un boîtier TO220 n'est pas simple. En effet, comme l'on pouvait le constater sur la figure 3.32, la profondeur de ce dernier rend difficile la micro soudure et pour y pallier, nous avons conçu et réalisé un support intermédiaire (embase) en Carbure de Silicium, choisi pour ses propriétés de conduction thermique. Un dépôt de Ti 50nm/Au1000nm permet de prendre directement contact sur la face arrière des composants. Cette embase peut accueillir 2 ou 3 VCSELs qui sont collés individuellement par la face arrière avec de la colle époxy conductrice (Epotek H20E) sur une électrode commune : la cathode, elle-même connectée à la masse du boîtier (figure 3.33). Puis on procède à la microsoudure au choix par Ball-Bonding (fil d'Or de 18µm) ou bien par Wedge-bonding (fil aluminium de 25µm), enfin on insère l'embase dans le boîtier TO220 et l'interconnexion avec les broches du boîtier est réalisée par simple collage avec de l'Epotek (H20E) (Fig. 3.34).

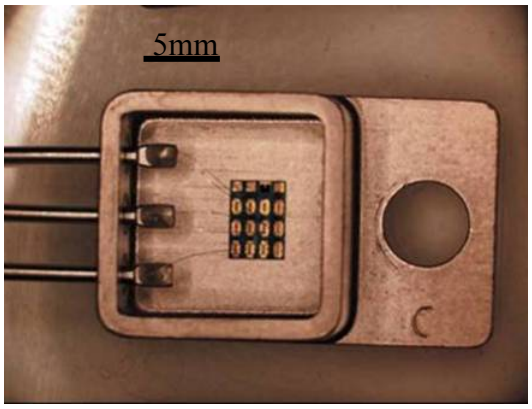


Figure 3.32 : Composants montés en boitier TO 220

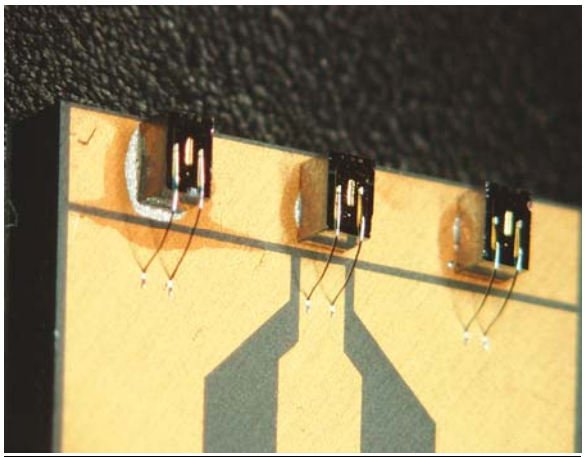


Fig.3.33 : Photo de 3 VCSELs montés sur l'embase en SiC

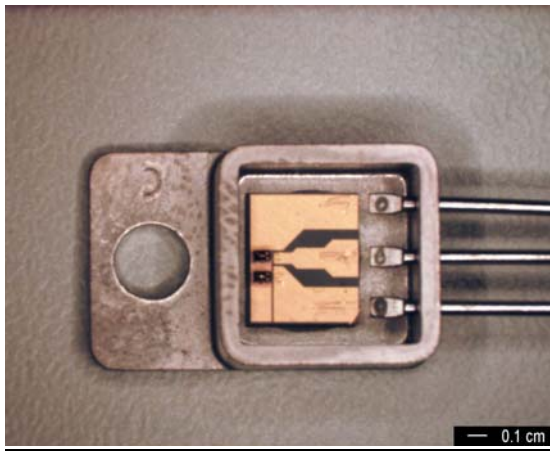


Fig. 3.34 : Packaging complet : VCSELs/SiC/To220

Conclusions :

Ce chapitre a porté sur la réalisation technologique de VCSELs de grande dimension dans lesquels on cherche à maîtriser l'injection électrique. Il traite tout d'abord des briques technologiques élémentaires telles que l'exploitation des jonctions tunnels ou de l'ITO.

Le recours à une jonction Zener devait permettre d'étaler les lignes de courants grâce à la conjonction d'une forte conductivité transversale due à une mobilité des électrons élevée d'une part et de la barrière de potentiel verticale d'autre part. Des composants de test ont été épitaxiés puis processés pour mesurer leurs performances effectives. Malheureusement, la chûte de tension induite par ce type de jonction est trop importante (V_{DZ}>2V) ; elle est due à la limitation du niveau maximum de dopage silicium (type N) dans le GaAs et aux profils non abrupts des dopants. Cette étape nous a permis de calibrer partiellement notre outil de simulation (valeurs expérimentales des masses effectives) et de constater que cette solution n'est pas adaptée à nos objectifs.

Le dépôt d'ITO par sputtering sur verre a tout d'abord été développé en collaboration avec le service TEAM (Techniques et Equipements Appliqués à la Microélectronique), puis optimisé par post-traitement thermique pour atteindre un compromis transparence/conductivité. Cette étude a montré qu'une température de recuit dans la gamme 450-600°C permet de diminuer la résistivité à ρ_{ITO} <1mΩ.cm pour une transmission optique supérieure à 94%.

La seconde étape a porté sur la caractérisation des propriétés électriques de l'interface ITO/GaAs en fonction de la température de post-recuit. Un optimum de la résistance spécifique de contact ρ_C a été trouvé (32μΩ.cm²) pour un recuit à 500°C pendant 30min sous azote. Ce résultat n'est pas concordant avec d'autres sources bibliographiques qui rapportent des températures optimales plus élevées (600°C) pour lesquelles dans notre cas, l'interface présente un comportement de type Schottky. L'analyse SIMS du profil de composition en fonction de la profondeur (réalisée à l'INSAT) a révèlé une importante diffusion d'oxygène dans la couche de GaAs. L'analyse TEM de l'interface (réalisée au CEMES) conforte ces resultats et montre clairement la présence d'une couche d'oxyde à l'interface, responsable de la forte résistance d'interface observée Nous avons corrélé ces résultats à une étude publiée sur des couches de GaAs implantées mettant en évidence le rôle néfaste de l'association oxygène-béryllium sur la conduction, alors que ce comportement n'a pas été observé sur des couches dopées avec d'autres dopants de type p (Mg, Zn). Ces résultats doivent donc être pris en compte lors de la conception de composants optoélectroniques associant le dopage au Béryllium et les électrodes en ITO.

Suite à ces travaux préliminaires, le procédé de fabrication de VCSEL de grandes dimensions a été présenté. Deux jeux de masques ont été successivement conçus et réalisés pour définir des composants larges à géométries unidimensionnelle (10x300μm²) et bidimensionnelle (100x100μm²). L'utilisation du premier jeu a révélé plusieurs problèmes liés à l'absence d'un diaphragme diélectrique d'AlOx sous les électrodes d'injection (pertes par recombinaisons sur les flancs du mesa) et aux discontinuités de l'électrode métallique lors du franchissement des mesas. A partir de ces constats, des étapes technologiques supplémentaires ont été intégrées dans un second jeu de masques : la formation d'une oxydation radiale de 10μm d'AlOx sous les électrodes et la réalisation de ponts à air. De plus, une étape de gravure localisée du gap pour réaliser une injection multipoints a été insérée en début de process pour garantir la définition précise de motifs de faibles dimensions avant la gravure de la mésa. La réalisation d'électrodes d'ITO a été également prévue. Cependant, ce process a été appliqué à des couches VCSEL commerciales à dopage Carbone et nos résultats sur l'interface ITO/GaAs dopé Be n'ont pas pu être exploités. Les conditions que nous avons retenues pour

le recuit de l'ITO, dans notre cas réalisé en même temps que l'étape thermique de formation de l'AlOx, ont donc été basées sur les rares données de la littérature.

Nous allons maintenant présenter les résultats des caractérisations électriques et optiques que nous avons obtenus sur l'ensemble des composants que nous avons réalisés.

Références bibliographiques :

[1] **Multistage Bipolar Cascade Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Theory and Experiment** Thomas Knödl, Matthias Golling, Axel Straub, Roland Jäger, Rainer Michalzik, and Karl Joachim Ebeling, *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. **9**, SEPTEMBER/OCTOBER 2003

[2] **CW room temperature operation of a diode cascade InGaAs-AlGaAsquantum well VCSEL** T. Knodl, R. Jager, M. Grabherr, R. King, M. Kicherer, M. Miller, F. Mederer, K.J. Ebeling, *Lasers and Electro-Optics Society 1999 12th Annual Meeting. LEOS '99. IEEE* Vol.**1** pp.143-144 1999

[2] **Tin doped indium oxide thin films: Electrical properties**. R. B. H. Tahar, T. Ban, Y. Ohya, Y. Takahashi Journal of applied physics Vol. 85 1998 pp.2631-45

[3] **Fabrication and characterization of amorphous Si crystalline Si heterojunction devices for photovoltaic applications** Farrokh Baroughi M, Jeyakumar R, Vygranenko Y, Khalvati F, and Sivoththaman S *American Vacuum Society* 2004 Vol. **22** pp. 1015-19

[4] **Low resisitivity transparent electrodes for displays on polymer substrates** Fahland M, Karlsson P and Charton C *Thin Solid Films* 2001 Vol. **392** pp. 334-7

[5] **Electrical and optical characteristics of Indium Tin Oxide thin films deposited by cathodic sputtering for top emitting organic electroluminescent devices** Vaufrey D, Khalifa M B, Besland M P, Tardy J, Sandu C, Blanchin M G and Roger J A *Material Science and Engineering* 2002 Vol. **21** pp. 265-71

[6] **Effects of heat treatment on properties of ITO films prepared by rf magnetron sputtering.** Y. Hu, X. Diao, C. Wang, W. Hao, T. Wang *Vacuum* Vol. **75** (2004) pp.183–188

[7] **Influence of the Deposition and Anneal Temperature on the Electrical Properties of Indium Tin Oxide** Weijtens C H L *J. Electrochem. Soc*. 1991 Vol. **138** pp. 3432-4

[8] **Effects of heat treatment on the optical and electrical properties of indium–tin oxide films** J Haines W G and Bube R H. *Appl. Phys*. 1978 pp. 304-7

[9] **Indium Tin Oxide Transparent Electrodes for Broad-Area Top-Emitting Vertical-Cavity Lasers Fabricated using a Single Lithography Step** Chua C L, Thornton R L, Treat D W, Yang V K and Dunnrowicz C C *IEEE Photonics Technology Letters* 1997 Vol. **9** pp. 551-3

[10] **Optically transparent indium-tin-oxide (ITO) ohmic contacts in the fabrication of vertical cavity surface-emitting lasers** Matin M A, Jezierski A F, Bashar S A, Lacklison D E, Benson T M, Cheng T S, Roberts J S, Sale T E, Orton J W, Foxton C T and Rezazadeh A A *Electronics Letters* 1994 Vol. **30** pp. 318-20

[11] **Interaction of Be and O in GaAs** Von Neida A E, Pearton S J, Hobson W S, and Abernathy C R *Applied Physics Letters* 1989 Vol. **54** pp. 1540-2

[12] **Effect of thermal annealing on the electrical properties of indium tin oxide (ITO) contact on Be-doped GaAs for optoelectronic applications** E. Havard, T. Camps, V. Bardinal, L. Salvagnac, C. Armand, C. Fontaine, S. Pinaud Semicond. Sci. Technol. Vol. **23** 035001 2008 (4pp)

[13] **Morphology of thermal oxide layers on GaAs** R. Beserman, S.A. Schwarz, D.M. Hwang, C.Y. Chen, *Physical review B* Vol. 44 1991 pp. 3025-30

[14] **Free engineering of burried oxide patterns in GaAs/AlAs epitaxial structures** C. Amat , G. Almuneau , P. Gallo , L. Jalabert , S. Moumdji , P. Dubreuil , T. Camps , J.B. Doucet , E. Havard , V. Bardinal , C. Fontaine , A. Munoz Yague Electronics Letters, Vol.43, N°13, Juin 2007 pp.730-732,

[15] **The effet of indium tin oxide as an ohmic contact for the 850 nm GaAs oxide-confined VCSELs** W.J Jiang, M.C. Wu, H.C. Yu, C.Y. Huang, C.P. Sung, J.Y. Chi, *Solid-State electronics* Vol. **46** 2002 pp.1945-1948

Chapitre 4 Caractérisations des VCSELs réalisés

Ce chapitre est consacré à la caractérisation des composants réalisés. Les équipements utilisés pour mener à bien cette étude seront tout d'abord décrits. La caractérisation d'un composant monomode de référence est ensuite présentée. L'influence du désaccord spectral cavité/gain sur le fonctionnement optimal est ensuite étudiée dans les conditions d'échauffement comparables à celles des applications visées ici.

Nous présentons ensuite les caractérisations sur des composants de faible et de grande taille qui nous ont permis d'étudier l'apport de l'électrode en ITO. Puis, les mesures réalisées sur des composants comportant des microstructurations de surface sont exposées. Enfin nous décrivons les problèmes rencontrés et les pistes d'amélioration possibles.

4.1 Description des équipements utilisés

4.1.1 Testeurs sous pointes automatisés

Le laboratoire dispose d'un testeur sous pointe de faible courant (Imax<100mA) qui permet de caractériser collectivement par automatisation des composants électroniques. Les plaquettes de VCSELs de taille standard peuvent être étudiées sur ce banc en plaçant une fibre optique ou une photodiode sur un support de pointe pour mesurer la puissance lumineuse émise lors de la caractérisation I-V. Ce moyen de caractérisation est donc un outil efficace pour réaliser une étude systématique P-I-V sur un wafer. Un traitement des fichiers d'acquisition permet ensuite de réaliser des cartographies précises.

Néanmoins, les composants de grandes dimensions nécessitent des courants de polarisation supérieurs à ceux fournis par cet équipement. Dans ce cas, un autre équipement dispose d'une alimentation allant jusqu'à 1A. C'est ce testeur que nous avons utilisé pour caractériser les VCSELs après process, avant de procéder à des études plus poussées des propriétés des composants grâce à un banc de caractérisation manuel des VCSEL développé dans notre équipe.

4.1.2 Banc de caractérisation électro-optique des VCSEL

4.1.2.1 Description

Ce banc VCSEL polyvalent permet de réaliser sous pointes les caractérisations suivantes :

- Caractérisations P-I-V en continu
- Caractérisations P-I-V en impulsionnel
- Etudes en température grâce à un asservissement Peltier.
- Analyse du champ proche à l'aide d'une caméra IR.
- Analyse du champ lointain à l'aide d'un détecteur mobile
- Analyse spectrale. Ce banc permet de coupler la puissance émise dans une fibre optique pour être analysée. Cette mesure peut être réalisée en même temps que la visualisation du champ proche

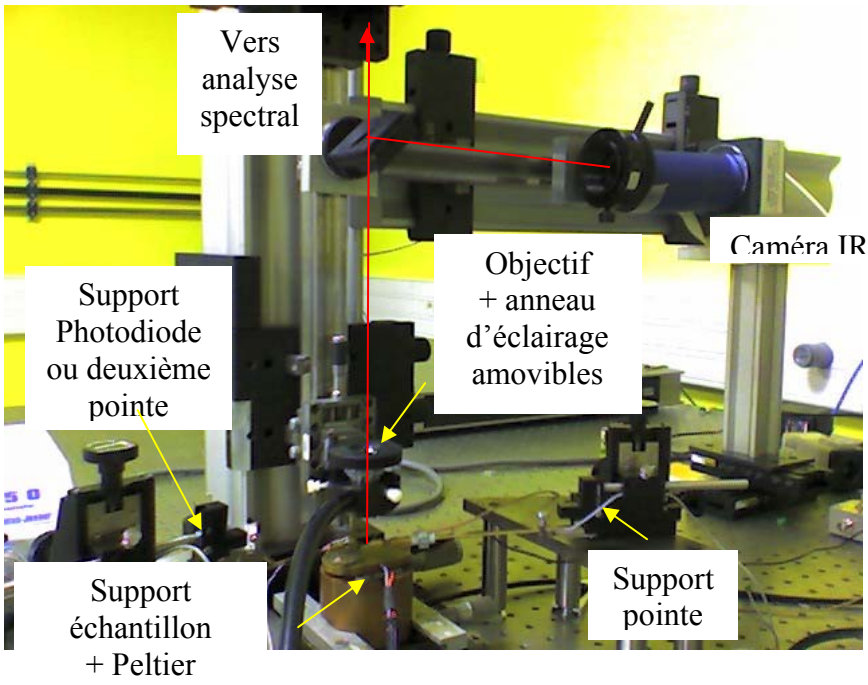


Figure 4.1. Photographie du banc VCSEL utilisé

4.1.2.2 Caractéristiques P-I-V en régime continu

Ces caractérisations P-I-V mesurent les évolutions de la puissance et de la tension avec la courant et sont effectuées grâce à un rack Profile Pro 8000 équipé de deux modules Laser LDC 8002 et d'un module de contrôle du Peltier associé (TEC 8080). La figure 4.2 présente le principe de la mesure à l'aide de ce matériel qui permet de réaliser la mesure du photocourant détecté par une photodiode externe. Cet équipement dispose d'une interface GPIB qui permet de contrôler via un programme informatique d'un PC. Cette alimentation continue en courant est bien adaptée aux VCSELs monomodes car elle présente un offset réduit (0.1mA). Par contre, elle est limitée à un courant maximum à 200mA.

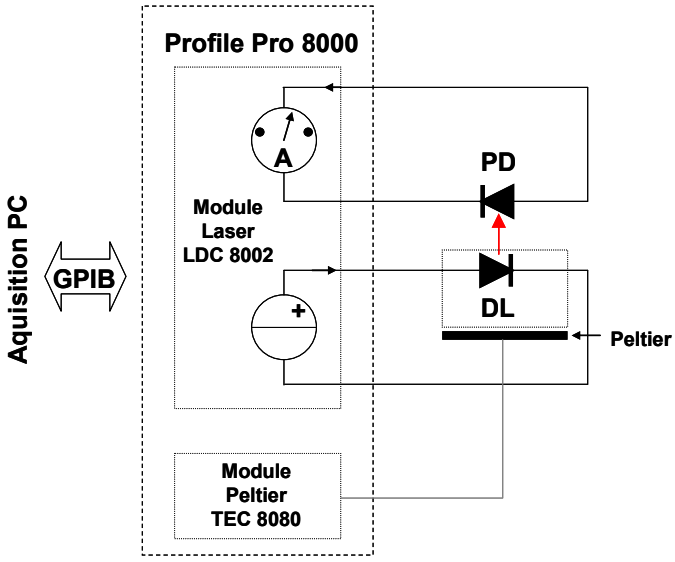


Figure 4.2. Principe de la caractérisation P-I-V en continue

4.1.2.3 Caractéristiques P-I-V en régime impulsionnel

La mesure des caractéristiques P-I-V en régime impulsionnel renseigne sur les conséquences de l'auto-échauffement dans le composant pour différents régimes de fonctionnement (électroluminescence, régime laser, thermal roll-over, etc..).

Par ailleurs, ce régime impulsionnel permet d'éliminer cet auto-échauffement et de mesurer l'évolution du courant de seuil laser avec la température contrôlée par le module Peltier, on peut déduire la température pour laquelle la cavité et le spectre de gain sont accordés (cf paragraphe 4.3)

Nous disposons de deux alimentations impulsionnelles interfacées par un logiciel sur un PC qui se distinguent par leur courant maximal délivré.

4.1.2.3.1 Courant faible : générateur de fonction

La figure 4.3 représente le montage électrique qui nous a permis de réaliser des caractérisations P-I-V en régime impulsionnel pour des courants faibles. Le générateur d'impulsion utilisé (générateur de fonction Hameg HM3840) est une source de tension capable de délivrer sur une charge de 50Ω un courant maximum de ~160mA.

La mesure de ce courant s'effectue grâce à une sonde de Hall ayant un coefficient de conversion de 5mV/mA. La mesure de la puissance optique détectée par la photodiode est effectuée grâce à la visualisation du photocourant sur l'oscilloscope (entrée 50 Ω). Une source de tension permet de polariser la photodiode en inverse pour diminuer son temps de réponse.

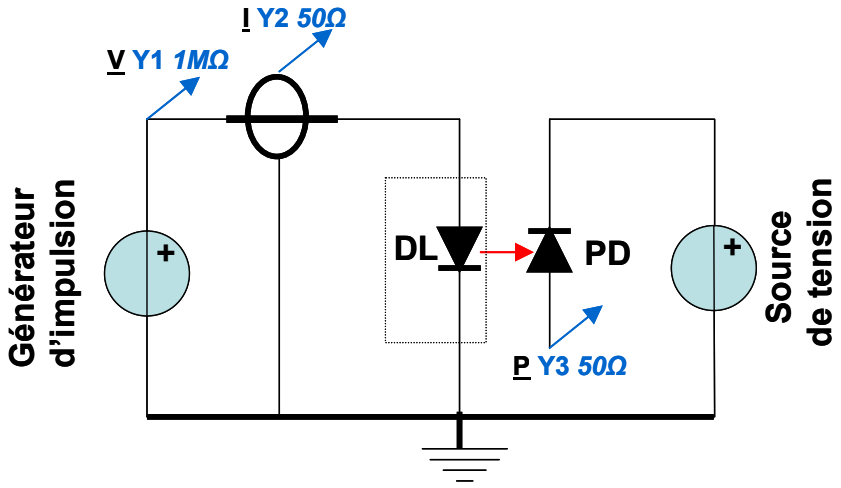


Figure 4.3. Principe de la caractérisation P-I-V en régime impulsionnel à l'aide d'un générateur de fonction. Les flèches bleues représentent les points de mesures de l'oscilloscope.

4.1.2.3.2 Courant fort : Alimentation spécifique pour les lasers

La figure 4.4 présente le circuit électrique utilisé pour caractériser nos lasers à fort niveau de courant à l'aide d'une alimentation ILX LDP-3840 pouvant délivrer jusqu'à 3A. La mesure du courant est déduite de la tension crée aux bornes d'une résistance de 0.5Ω. Cette chute de tension lié à ce montage en dérivation longue, induit une erreur sur la mesure de la tension V_{AK} et il faut la soustraire. Pour la mesure de la puissance optique émise, le principe est identique à celui décrit dans le paragraphe précédent.

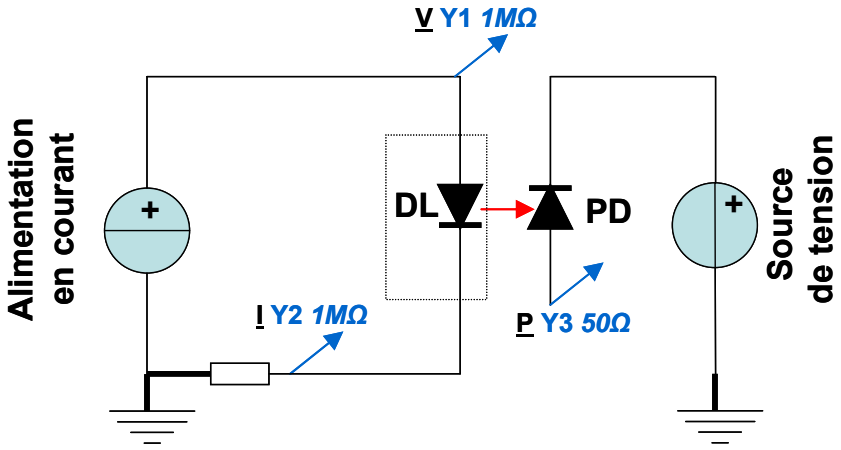


Figure 4.4. Principe de la caractérisation P-I-V en régime impulsionnel à l'aide d'une alimentation spécifique

4.2 Caractérisations des VCSELs réalisés

4.2.1 Calibration et validation du modèle électrique sur des composants monomodes de référence

Nous avons réalisé un process de référence « composants monomodes » sur des couches commerciales Avalon avec des ponts à air. La caractérisation de ces composants nous a permis de calibrer et de valider l'outil de modélisation électrique.

Nos mesures en continu montrent tout d'abord que ces VCSEL standard présentent des performances à l'état de l'art (P_{max}=10mW et I_{th}=0.7mA à l'ambiante pour un diamètre d'AlOx de 3µm), ce qui valide notre approche ponts à air.

De plus, nous avons confronté les I(V) de ces composants avec nos simulations. La figure 4.5 montre les courbes I(V) mesurées et simulées d'un composant de 3µm de diamètre de diaphragme d'oxyde, sur laquelle on parvient à une concordance par un ajustement du dopage C dans le miroir supérieur de $1{,}6.10^{20}$ au lieu de 2.10^{20} donné par le fournisseur. La simulation donne donc, moyennant un calibrage du dopage p, une bonne estimation des propriétés électriques des VCSELs.

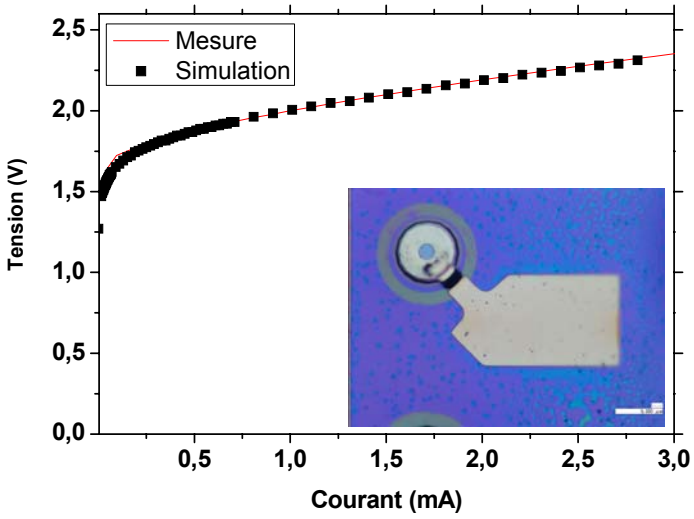


Figure 4.5. a) Caractéristique I(V) et photo d'un VCSEL de 3µm de diamètre de diaphragme d'oxyde.

4.3 Influence du désaccord spectral gain/cavité

Pour des composants monomodes, la température d'accord optimale entre le gain et la cavité est généralement de 40°C [1].

Lors du premier process qui a révélé des problèmes liés à l'absence d'oxyde sous les électrodes, nous avons aussi mis en évidence l'importance des effets thermiques pour les composants de grande dimension (36x36µm²), comme le montre la figure 4.6. Nous avons constaté un courant de seuil très élevé et une faible émission à cause de l'auto-échauffement. En régime impulsionnel, nous n'avons cependant pas constaté d'amélioration significative.

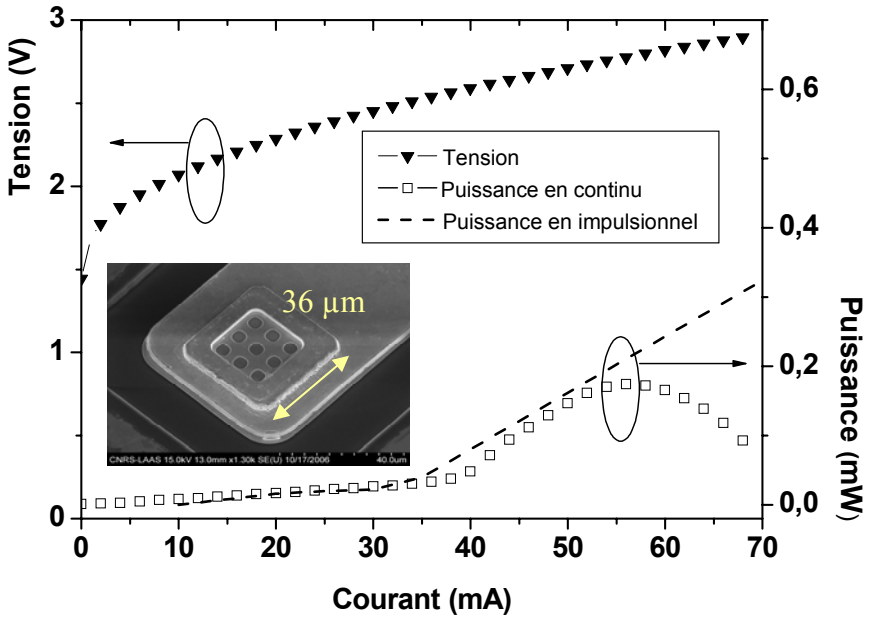


Figure 4.6. Caractéristiques P-I-V en régime continu et impulsionnel. d'un VCSEL(36x36µm²)

L'étude du courant de seuil en fonction de la température nous a permis de déterminer la température optimale d'accord spectral de la raie Fabry-Pérot par rapport au maximum du spectre de gain des puits quantiques. Dans le cas de composants de grandes dimensions, il est nécessaire de la choisir plus élevée que la normale. Ceci s'explique par le fait que la résistance thermique est supérieure sur un composant de grande dimension -malgré l'augmentation de la surface d'échange thermique- du fait qu'il se produit un couplage latéral des sources.

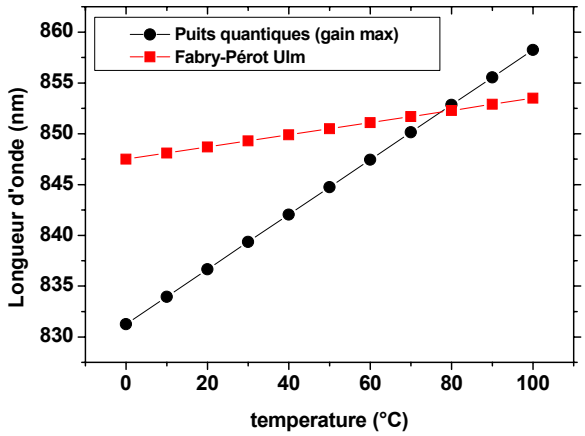


Figure 4.7. Longueur d'onde du maximum de gain et de la raie Fabry-Pérot en fonction de la température

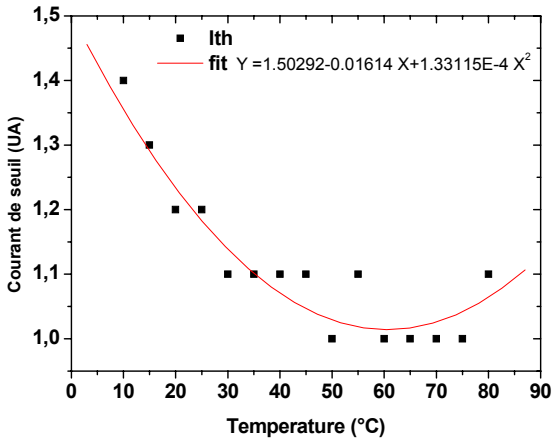


Figure 4.8. Courant du seuil laser en fonction de la température

Nous avons donc choisi de nouvelles couches, fournies par ULM-Photonics, qui présentent désaccord d'environ 15nm à la température ambiante et permettant d'accorder le spectre de gain à la cavité pour des températures beaucoup plus élevées (Figure 4.7). Cette courbe a été calculée à partir des coefficients de dérive thermique des puits quantiques $d\lambda_{mqw}/T = 0.27nm/°C$ et de la cavité $d\lambda_{F\text{-}P}/T = 0.06nm/°C$.

Les mesures réalisées sur des composants fabriqués à partir de ces couches épitaxiales (figure 4.8) confirment un fonctionnement optimal pour des températures plus élevées (~70°C) en accord avec nos calculs.

4.3.1 Composants avec et sans ITO

4.3.1.1 Mesure de la résistance d'interface ITO/GaAs

Nous avons conçu dans le jeu de masques des motifs de test qui permettent de vérifier le comportement électrique des composants et en particulier de comparer les propriétés des contacts métal/semiconducteur et métal/ITO/semiconducteur. Parmi ceux-ci des composants avec une électrode métallique déposée sur l'ensemble de la surface du mesa permettent d'étudier la conduction verticale de la structure. La figure 4.9 représente les caractéristiques I-V de tels composants avec et sans ITO. La chute de tension est composée de la différence de potentiel de la jonction PIN, à laquelle il faut ajouter la tension de l'interface électrode/semiconducteur. Cela démontre clairement la présence d'une barrière de potentiel (contact Schottky) dans le cas de l'ITO. La tension additionnelle de l'interface ITO/GaAs peut être estimée à 1.5V et va dissiper une puissance non négligeable.

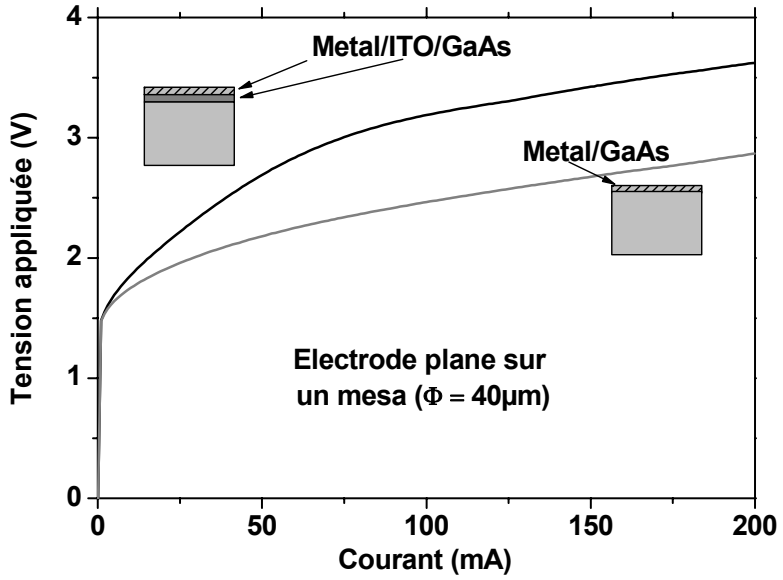


Figure 4.9. Caractéristiques I-V de composants de test avec et sans ITO

Pour les composants présentés dans ce chapitre, le recuit de l'ITO déposé sur un cap en GaAs dopé en carbone a été effectué lors de l'oxydation du diaphragme de confinement à 420°C. Le choix de ce recuit était conforté par la réalisation d'un contact ohmique sur GaAs sans recours à un recuit dans la littérature [2] et par nos propres tests.

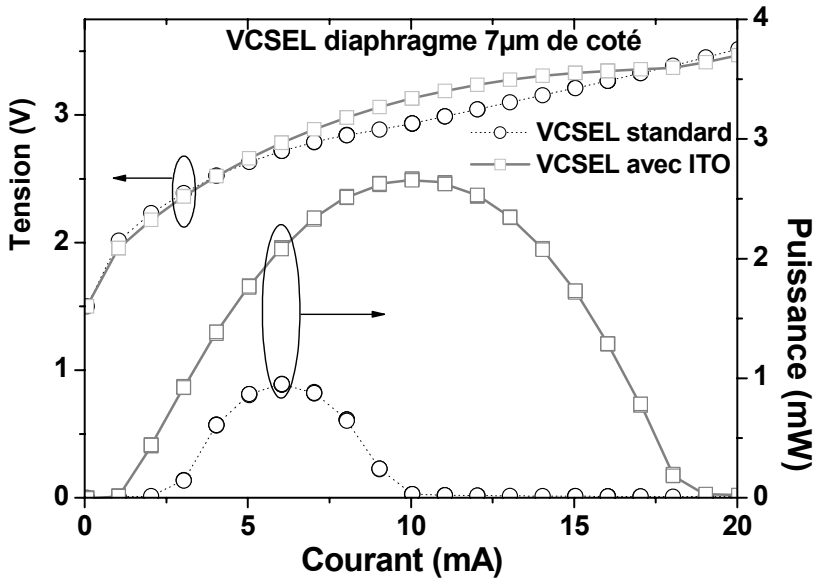
Ce résultat inattendu remet en cause les propriétés de l'ITO sur GaAs dopé au carbone, une étude approfondie de l'influence de la température sur les propriétés électriques devra être menée (résistivité et phénomènes d'interfaces). Ce dopant n'est pas disponible sur le bâti d'épitaxie actuel. L'acquisition d'un nouveau bâti d'épitaxie permettrait d'approfondir cette étude.

Bien que le contact ITO/GaAs ne soit pas ohmique, nous avons pu étudier les caractérisations électro-optiques des VCSELs de différente taille.

4.3.1.2 Composants de taille standard

Des VCSELs de taille réduite avec et sans ITO ont été réalisés pour vérifier l'apport de cette couche. La figure 4.10 représente les caractéristiques P-I-V de deux composants carrés de 7µm d'ouverture. On remarque que l'ITO contribue à diminuer le courant de seuil et à augmenter la puissance maximale émise. Grâce à la couche d'étalement en ITO, le courant est donc mieux réparti. L'ensemble de la surface est alors pompée de manière plus homogène, ce qui aboutit à une émission plus importante.

Ces résultats constituent une première validation concernant l'intérêt de l'ajout d'une couche d'ITO pour nos applications.



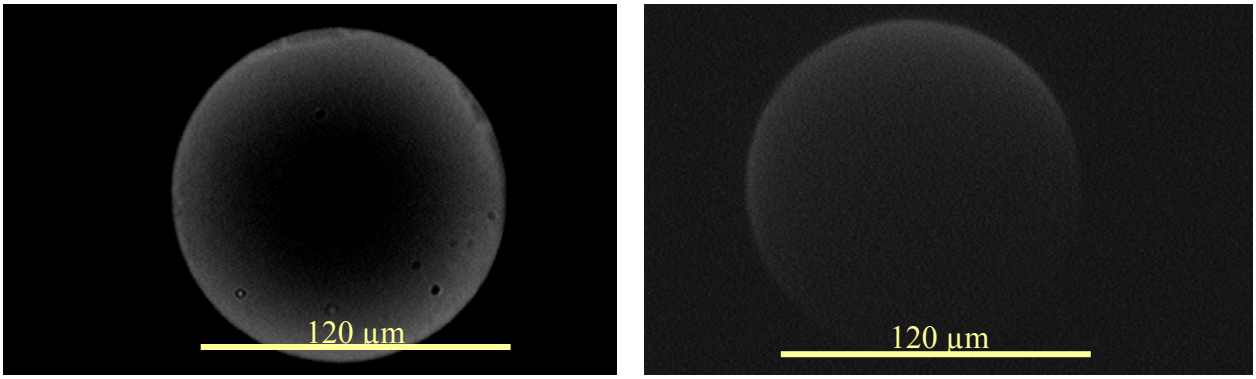
Figures 4.10. Caractéristiques P-I-V de composants standard sans et avec électrode en ITO.

4.3.1.3 Composants de grandes dimensions

Rappelons que la problématique des VCSELs de grande dimension provient à la fois d'une résistance électrique élevée due à l'injection annulaire et d'une résistance thermique importante. Sans aménagements, elles conduisent généralement à une électroluminescence inhomogène ou bien dans les meilleurs cas, à une émission laser périphérique.

a) Composant polarisé sous le seuil laser en régime continu

La figure 4.11 représente les champs proches du VCSEL standard de référence de 120µm de diamètre et du même VCSEL avec une couche d'ITO polarisés à 0.5kA/cm². On remarque une décroissance lumineuse du bord vers le centre dans le cas du VCSEL standard alors que pour le VCSEL+ITO, on observe une inhomogénéité asymétrique. Ce problème semble lié à un problème d'alignement de l'ITO, qui a abouti à une prise de contact du métal directement sur le semiconducteur sur le bord non recouvert par l'ITO : cette zone correspond aux maxima d'intensité lumineuse. Pour palier à ce défaut, un nouveau jeu de masques est envisagé pour permettre une tolérance plus grande lors des alignements.

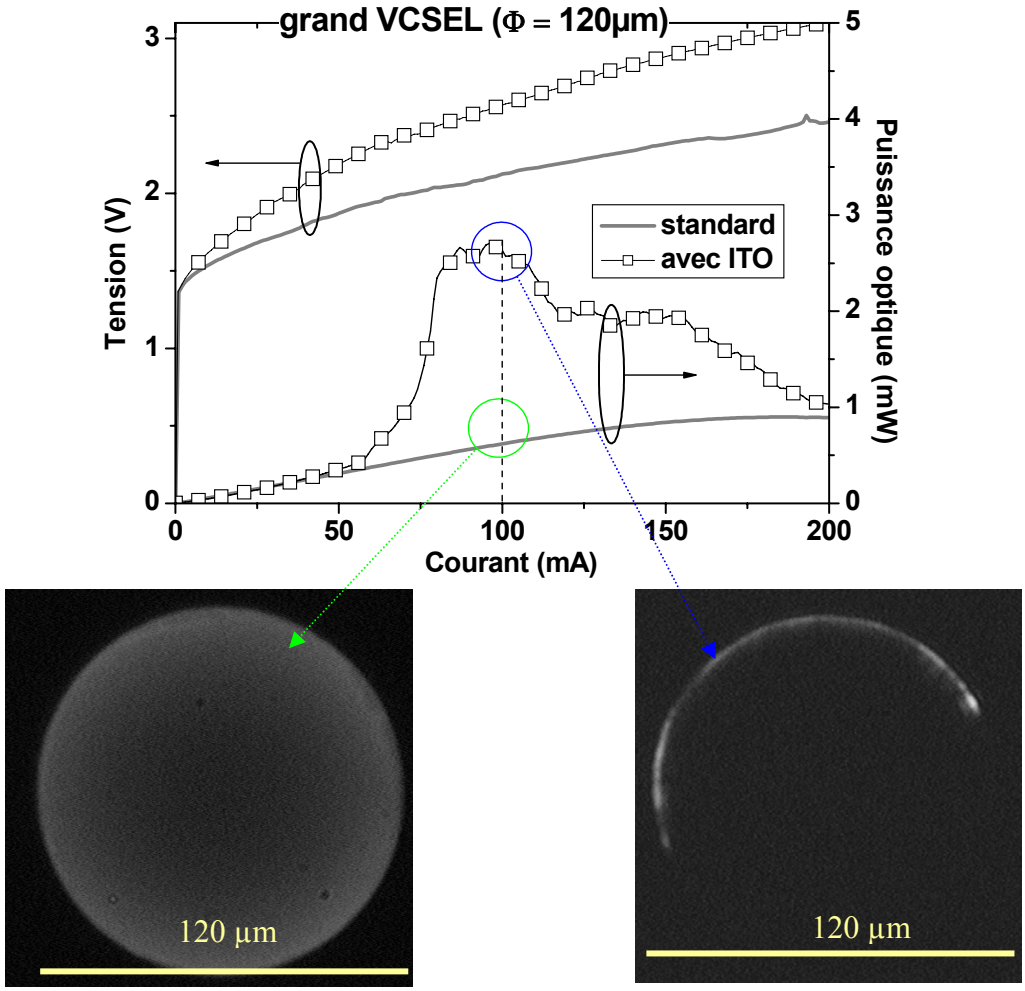


a) b)

Figure 4.11. Champs proches pour une densité de courant de 0.5kA/cm² :
a) VCSEL standard de référence, b) VCSEL avec ITO.

b) Composant polarisé à haut niveau en régime continu

La figure 4.12 représente les caractéristiques P-I-V en continu de composants circulaires de 120µm de diamètre avec et sans ITO et les champs proches correspondants.



a) VCSEL standard b) VCSEL avec ITO

Figure 4.12. Caractéristiques L-I-V en continu de VCSELs circulaires de 120µm de diamètre avec et sans ITO Et image en champs proches (JA~ 1kA/cm² : a) VCSEL standard de référence, b) VCSEL avec ITO.

On remarque que le composant standard reste en régime d'électroluminescence quelque soit le niveau de courant et on note une saturation de l'intensité lumineuse au-delà d'un

courant de 180mA (P_{dis}~0.6W), induite par les effets thermiques. Cela montre que ces dispositifs standard ne pourront pas attendre le seuil laser en raison du couplage électro-opto-thermique.

En revanche, le composant avec ITO présente un effet laser qui reste localisé à la seule périphérie et qui est très inhomogène. On note que, comme précédemment à bas niveau de courant, c'est la moitié supérieure gauche qui émet et ceci reste imputable au désalignement de la photogravure d'ouverture du passivant.

Là encore, la structure Métal Isolant (zone où l'oxygène a pénétré dans le GaAs) Semi-conducteur s'oppose à l'injection d'un courant continu et donc ne permet pas l'effet d'homogénéisation de l'injection escompté. La figure 4.13 montre la vue en coupe et permet de mieux localiser ce problème de désalignement.

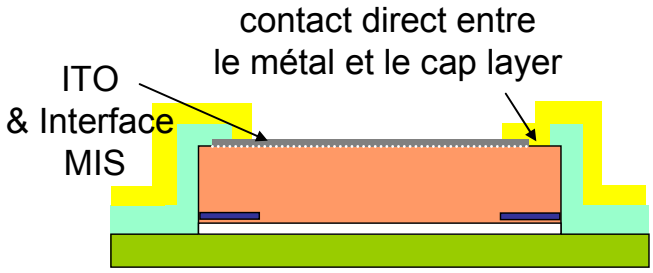


Figure 4.13. Illustration du désalignement responsable de l'injection partielle

b) Résultats à fort niveau de courant en impulsionnel

L'étude en régime impulsionnel nous permet de mieux comprendre les phénomènes de conduction dans nos VCSEL. La figure 4.14 montre les caractéristiques P-I-V des VCSELs avec et sans ITO en régime impulsionnel. Les impulsions de courant durent 5µs avec une répétition toute les 1 ms (rapport cyclique = 0.005) et limite ainsi l'auto-échauffement. Les images en champ proche 4.14.a) et b), respectivement sans et avec ITO, correspondent à un courant pulsé de 1.5A. Il y a dans les 2 cas émission laser et nécessité d'atténuer le signal acquis par la caméra (avec la même atténuation optique).

Le composant standard présente sur la figure 4.14.a, une émission laser périphérique qui débute à partir de 600mA appliqués et est conforme à l'inhomogénéité attendue.

Dans le cas du composant avec ITO présenté sur la figure 4.12.b), l'effet laser est quasi uniforme sur toute la surface d'émission. La puissance croit rapidement, puis commence à saturer à 90mW. Nous imputons cette saturation à la durée des impulsions, certes courte (5µs), mais pas assez compte-tenu du volume réduit dans lequel se dissipe la chaleur, et qui entraine un auto-échauffement non négligeable.

Malgré la présence d'une barrière de potentiel à l'interface ITO/GaAs, on suppose que l'interface MIS devient conductrice en régime impulsionnel (conduction capacitive). L'ITO peut dans ce cas améliorer la conduction transversale et la structure ne souffre pas trop de l'auto-échauffement. Ces résultats démontrent que l'ITO a bien l'effet bénéfique attendu sur les caractéristiques des composants. On peut aussi observer sur le graphe 3D de l'intensité lumineuse que celle-ci est légèrement plus faible au centre. Le problème essentiel pointé par ces observations reste la qualité médiocre de l'interface ITO/GaAs.

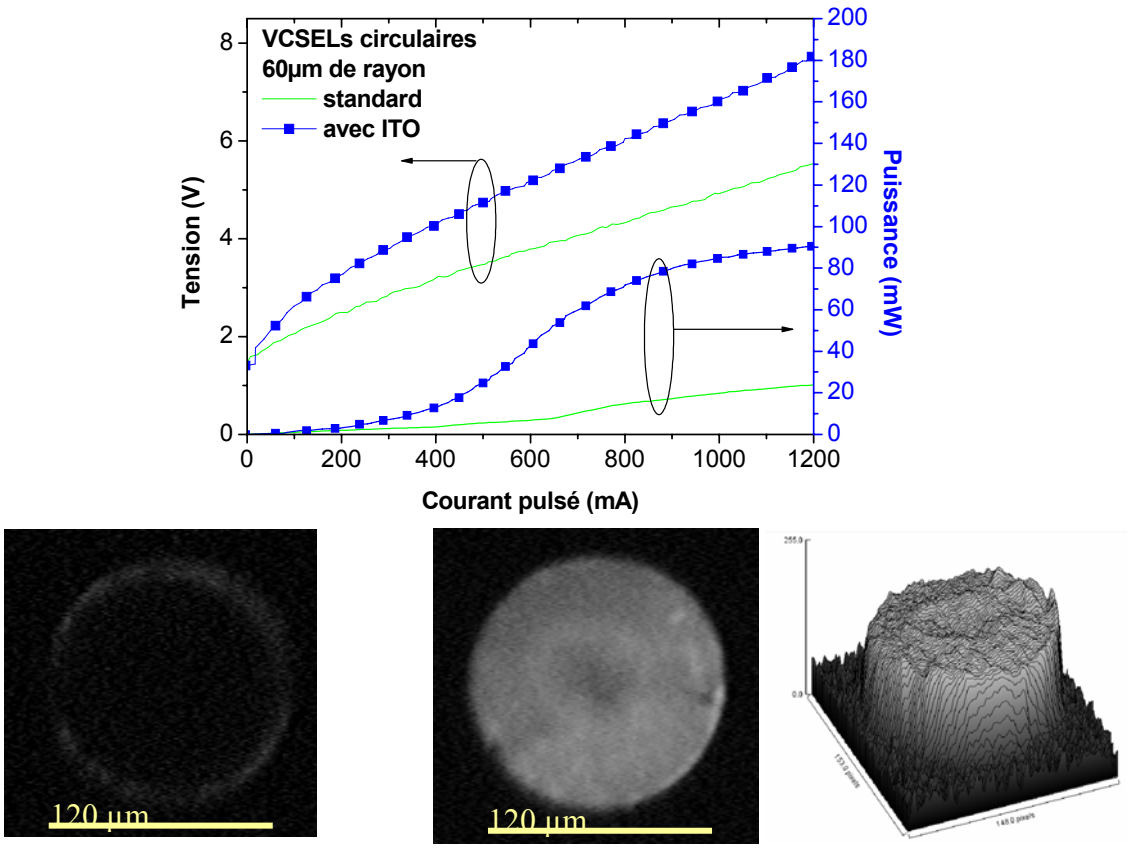
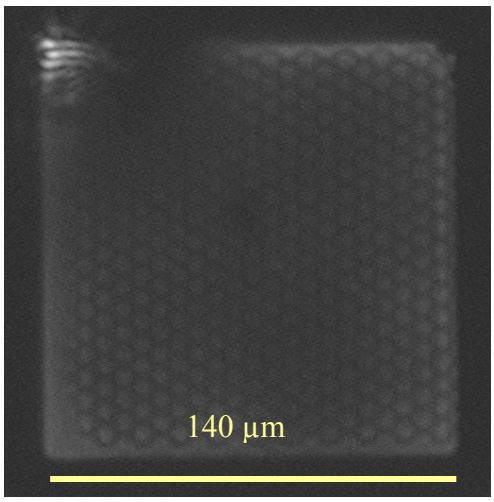


Figure 4.14. Caractéristiques P-I-V en régime impulsionnel des VCSEL sans et avec ITO et champs proches respectifs a) et b).

4.3.1.4 Composants à microstructuration associée à l'ITO

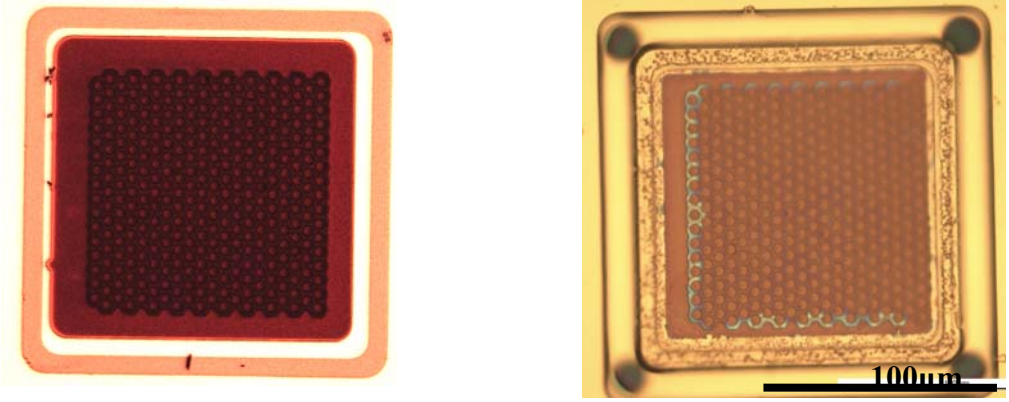
La figure 4.15 montre un composant présentant des motifs de type « nid d'abeille » d'injection localisée par microgravure du cap en surface. Les propriétés d'émission de ces composants sont ici aussi dégradées à cause de l'interface ITO/AsGa de type Schottky mais surtout en raison des problèmes de contact électrique sur les zones d'injection. En effet, nous avons constaté un problème de discontinuité de la couche d'ITO sur les reliefs de la microstructuration de surface.



Figures 4.15. champ proche d'un composant mettant avec injection localisée

Comme c'est souvent le cas pour des dépôts en couches minces, le film d'ITO présente des contraintes thermomécaniques très élevées liées au dépôt et à ces contraintes s'ajoutent celles induites lors d'étapes thermiques ultérieures.

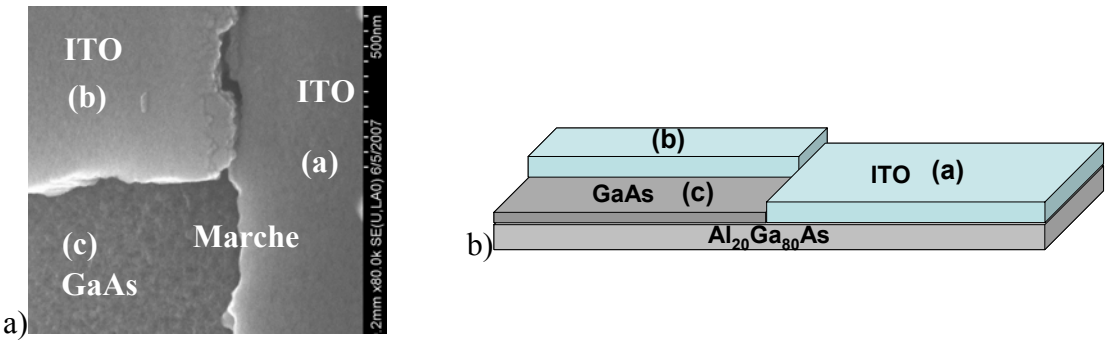
Nous avons mis en évidence l'effet d'une étape thermique sur l'électrode d'ITO déposée sur une surface présentant des reliefs en comparant la surface d'un composant juste après le dépôt de l'ITO (figure 4.16.a) avec celle du même composant ayant subi un recuit thermique à 420°C (figure 4.16.b). On peut observer sur cette dernière le décollement (contour bleuté) autour de la structuration de surface. Cet effet a été observé quelque soit l'ambiance du recuit (N2, vapeur d'eau).



a) Photo du composant après le dépôt d'ITO b) Photo du composant après recuit thermique à 420°C

Figures 4.16 : Influence du recuit sur l'adhérence et la continuité de l'ITO

La figure 4.17.a présente une photo MEB d'une zone de franchissement d'une marche sur un VCSEL en fin de fabrication et confirme ce problème de discontinuité de la couche d'ITO. Cet écueil technologique est fatal à l'injection du courant en haut des marches du cap layer. Même si la discontinuité n'est pas avérée au début, après circulation du courant elle devient rapidement effective. Cette discontinuité est tout de même surprenante car, malgré la présence de fortes contraintes, l'épaisseur du film d'ITO est 2 fois plus importante que celle de la marche sur le GaAs. La figure 4.17.b décrit une représentation schématique de la photo précédente. Notons le décollement de l'ITO sous l'effet de la contrainte dans la région (c) qui laisse apparaître le cap layer en GaAs.



Figures 4.17 a) Photo MEB de l'ITO recouvrant une marche, b) schéma représentant la photo précédente

Dans le cas présenté sur la figure 4.18.a, l'épaisseur du film d'ITO est de 660nm (3λ/2n à 850 nm). Des phénomènes de délaminage de l'ITO ont pu être observés aussitôt après son dépôt en sortie du bâti de sputtering. Ce délaminage est donc présent même sans recuit, alors qu'il n'était pas observable pour une couche d'épaisseur moindre (220nm λ/2 en figure 4.18.b).

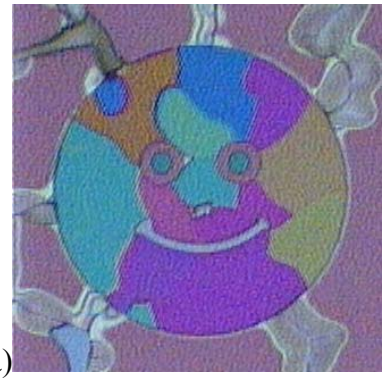
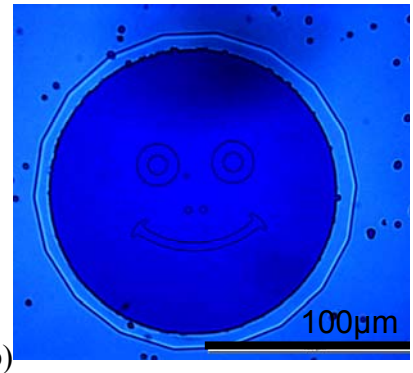
a)  b) 

Figure 4.18. Influence de l'épaisseur d'ITO déposée sur surface structurée avant recuit : a) 660nm, b) 220nm

Avec l'augmentation d'épaisseur de l'ITO, on augmente naturellement la contrainte et donc la probabilité de relaxation de cette dernière. La présence de reliefs constitues des zones d'amorce de délaminage qui s'opére lors de la déscente en température après le dépôt (ces phénomènes étaient inexistant sur les surfaces sans reliefs précédemment étudiées).

Cela souligne encore l'important effort qui nous reste à fournir pour minimiser les contraintes induites lors du dépôt d'ITO et de son post recuit, malgré notre étude préliminaire d'optimisation des propriétés optique et électrique du matériau sur verre. Néanmoins, en absence de reliefs, les recuits liés aux étapes thermiques de la formation d'AlOx (~420°C/30min) et du dépôt PECVD (300°C, 5min), n'ont pas induit de délamination de l'ITO (220nm) quelle que soit l'ambiance utilisée (N2, vapeur d'eau).

4.3.1.5 Composants linéaires avec injection localisée (1D)

Malgré les problèmes liée à l'ITO sur les composants à surface microstructurés, quelques composants à injection localisée de forme de rectangle allongé (10, 230µm) qualifiés de linéique ou 1D, ont donné des résultats intéressants. La figure 4.19 représente la caractéristique P-I-V d'un VCSEL linéique dont la puissance maximale émise atteint 50mW en régime continu et la répartition longitudinale de l'intensité lumineuse correspondante est plutôt uniforme. Ce résultat est remarquable et cette puissance est bien plus importante que celle obtenue sur les structures à géométrie carrée (2D). Une telle performance est liée à cette géométrie (quasi 1D) favorable à l'extraction de la chaleur latéralement via le substrat, mais également via le pont à air métallique. A cela s'ajoute que la largeur réduite des structures limite le couplage thermique transversal, le longitudinal persistant quant à lui. Finalement, la résistance thermique obtenue est nettement plus réduite que celle d'un composant de géométrie carrée de surface identique. Ces résultats constituent néanmoins une première démonstration d'émission laser en continu sur des surfaces importantes

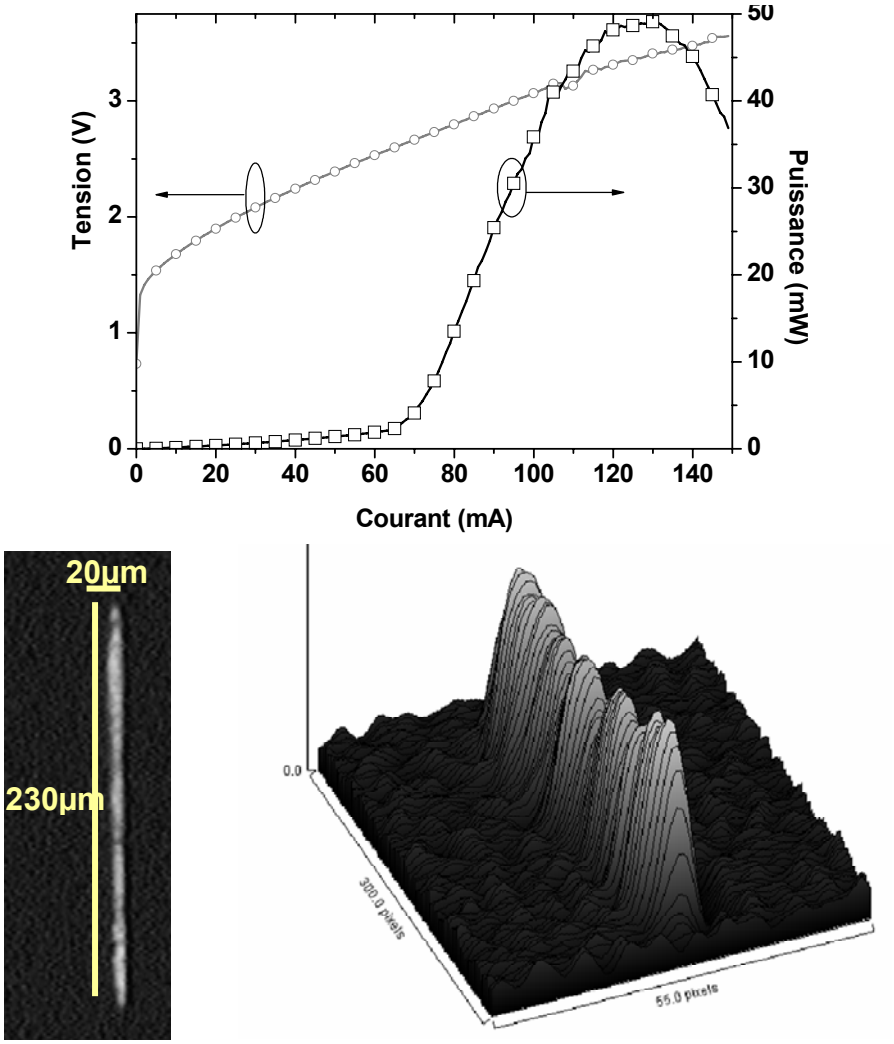


Figure 4.19. Courbes P-I-V en continu et son champ proche à 120mA (P_{max}=50mW)

.

4.3.2 Perspectives d'amélioration

4.3.2.1 Minimisations des contraintes de l'ITO

Recuit sous ambiance O_2

Outre l'optimisation des propriétés électro-optiques de l'ITO, nous avons vu précédemment les conséquences des contraintes mécaniques entrainant des discontinuités au niveau des franchissements des marches et des délaminations.

Par ailleurs, l'optimisation des propriétés électrique et mécanique à l'aide d'un recuit à basse température sous ambiance oxydante limiterait les contraintes thermomécaniques qui causent la relaxation de la couche. Les travaux de Takayama et al [3] ont montré qu'un recuit à 100°C sous O_2 diminuait les contraintes intrinsèques à l'ITO tout en améliorant ses propriétés électriques. Néanmoins, les auteurs précisent que ce post recuit n'est efficace que si l'ITO présente une bonne cristallinité initiale. Dans notre cas, l'ITO après dépôt présente une résistivité élevée d'environ 12mΩ.cm et une faible cristallinité : un recuit à haute température (>400°C) permet de restructurer le cristal et de réduire la résistivité à près de 1mΩ.cm. Des

tests de recuits thermiques à basse température (100-200°C) sous dioxygène ont été entrepris pour vérifier leur impact sur l'amélioration des propriétés de l'ITO sur une surface structurée. L'observation au microscope a confirmé l'absence de délamination et de discontinuités de l'ITO, mais la mesure de la résistivité montre que la résistivité reste encore trop élevée avec une forte dispersion de sa valeur sur l'échantillon. Par ailleurs, un traitement thermique à température moyenne (300-400°C) sous O_2 ne suffit pas pour améliorer l'uniformité et la résistivité de l'ITO.

Si l'on veut poursuivre sur cette voie, un travail d'optimisation du dépôt de l'ITO reste donc à mener notamment en cherchant à améliorer la cristallinité de la couche en sortie de bâti de sputtering.

Enfin, il ne faut pas perdre de vue que l'étape de dépôt d'ITO + recuit doit s'insérer dans le processus technologique de fabrication de VCSEL. Un traitement thermique à faible température supposera de procéder au dépôt d'ITO en toute fin de fabrication. En effet, rappelons que certaines étapes s'opèrent à des températures élevées (T_{Alox}=420°C, $T_{passivation}$=300°C).

Couche d'accroche

On peut aussi améliorer l'adhérence de l'ITO en insérant une fine couche métallique d'accrochage transparente de 4nm de Ti ou W [2]. L'introduction de ce matériau pourrait ainsi constituer une barrière à la diffusion de l'oxygène dans le GaAs, favoriser la tenue après traitements thermiques et garantir l'ohmicité du contact. En revanche, l'épaisseur de cette dernière ne doit pas excéder quelques nanomètres pour limiter l'absorption optique. Cette contrainte sur l'obtention d'une faible épaisseur contrôlée et reproductible rend délicat ce dépôt que nous ne maîtrisons pas pour l'instant.

Il est clair qu'un important travail d'optimisation reste à mener pour améliorer conjointement les propriétés mécaniques, électriques et optiques de ce matériau clef pour notre démonstration de l'injection localisée. Dans tous les cas, il faudra donc revoir l'ensemble du processus technologique de fabrication et réviser notre jeu de masques de photolithographie.

4.3.2.2 Emploi du ZnO

Par ailleurs, parmi les TCO (Oxydes Conducteurs Transparents) possibles, d'autres candidats tel que le ZnO peuvent répondre à nos attentes. Des tests préliminaires de dépôt réalisés au CIRIMAT-UPS de Toulouse sur des échantillons dont nous avons structuré la surface nous ont permis d'obtenir une faible résistivité (2.5mΩ.cm, contre 1mΩ.cm pour l'ITO optimisé) alliée à une transmission satisfaisante (95%) sans nécessiter de post recuit. De plus, cette couche ne présente pas de problème d'adhérence, de délamination ou de discontinuité sur les surfaces structurées (figure 4.22). Ces propriétés viennent des conditions optimisées du dépôt du ZnO par sputtering non réactif, car le CIRIMAT a élaboré une cible spécifique pour obtenir une faible résistivité sur des polymères pour lesquels les recuits doivent être évités ou limités en température.

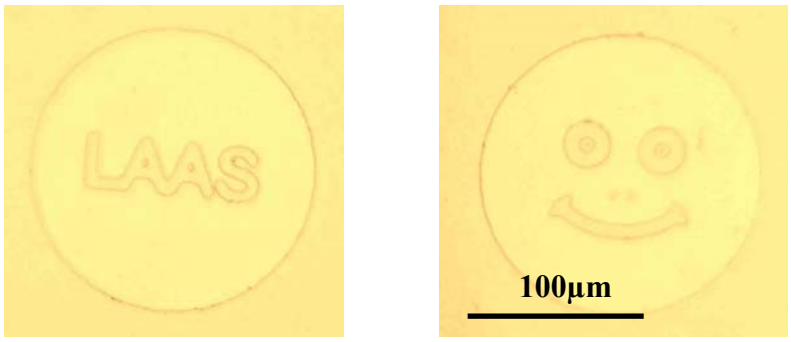


Figure 4.22. Tenue du ZnO sur surface structurée en verre

Le ZnO semble donc représenter un matériau alternatif à l'emploi de l'ITO. Malgré une résistivité légèrement plus élevée, ce matériau devrait permettre un recouvrement efficace des marches indispensable à notre démonstration de l'injection localisée sur des VCSELs. Néanmoins, l'utilisation de ce matériau suppose d'adapter notre processus de fabrication. En effet un tel dépôt ne pourra être effectué qu'après AlOx et après passivation pour ne pas subir les traitements thermiques à température élevée. Nous sommes en cours de définition d'une collaboration pour explorer l'utilisation de ce matériau prometteur pour nos applications.

Conclusions :

Après une description des équipements utilisés pour caractériser les VCSELs, les résultats de composants monomodes faisant office de référence sont présentés. La mesure I(V) a été comparée à celle déduite de la simulation et montre que la simulation permet de bien estimer le comportement électrique du composant.

Une étude a ensuite été menée sur l'accord spectral cavité/gain en fonction de la température a permis de confirmer que les couches épitaxiales calculées puis réalisées par ULM Photonics sont optimales pour un fonctionnement à 80°C.

Suite à ces études préliminaires, l'apport de l'ITO pour améliorer l'injection électrique a été démontré. Pour les VCSEL de petite dimension, la comparaison des puissances émises avec et sans électrode en ITO a en effet montré l'apport de cette dernière. Néanmoins, on note une caractéristique I(V) légèrement dégradée. Des composants de tests spécifiques ont en effet révélé la présence d'une barrière de potentiel à l'interface ITO/GaAs:Carbone. Nous devrons donc mener dans ce cas une étude complète sur la qualité de cette interface quand nous disposerons du dopage carbone.

La présence de cette barrière à l'interface ITO/GaAs nous a empéchés de mettre en évidence l'apport de l'ITO pour les composants de grande dimension en régime continu. Par contre, en régime impulsionnel, l'effet laser est apparu, d'abord en périphérie, puis s'est étendu sur la surface active lors de l'augmentation du courant. Pour un courant de 1,5A, on observe une émission laser quasi-homogène de 100mW alors que le composant de référence lasait quant à lui uniquement en périphérie. L'interprétation que l'on donne est la suivante : l'interface ITO/GaAs se comporte comme une jonction MIS (Métal/Isolant/Semiconducteur). L'effet capacitif de celle-ci permet de faire circuler du courant lors de l'impulsion. Dans ces conditions, l'ITO peut jouer son rôle bénéfique en étalant le courant vers le centre du composant. Néanmoins, sa résistivité limite naturellement son aptitude à étaler les lignes de courant pour alimenter la zone active. Une amélioration de la résistivité de l'ITO et de son interface avec le GaAs:C reste donc à mener pour confirmer ces premiers résultats prometteurs.

En outre, la caractérisation de VCSELs associant une microstructuration de surface et de l'ITO n'a pas pu permis de démontrer l'effet attendu sur la plupart des composants. Ceci provient d'un problème supplémentaire de tenue de l'ITO sur une surface microstructurée. En effet, les observations aux microscopes optique et électronique confirment des phénomènes de délaminations et de rupture de continuité. Les contraintes présentes dans l'ITO sont trop importantes lorqu'il est déposé sur une surface microstructurée pour supporter les étapes thermiques du process.

Toutefois, la caractérisation de composants linéiques (1D) atteste du potentiel de cette solution : une puissance de 50mW a été mesurée pour 100mA appliqués avec un profil d'émission homogène. Ces composants ont été montés et sont en cours de caractérisation chez nos partenaires du projet FunFACS.

En conclusion, le problème crucial que nous avons rencontré lors de cette étude concerne les contraintes de l'ITO déposé sur GaAs et leur relaxation lors de traitements thermiques. Il faudra donc trouver des solutions permettant de minimiser ces dernières. Plusieurs pistes citées dans la littérature sont d'ores et déjà envisagées : parmi elles, nous avons déjà testé le recuit sous O_2 entre 100 et 300°C, qui n'a pas permis d'obtenir un ITO de bonne qualité électrique. Par ailleurs, l'insertion d'une très fine couche d'accroche métallique semble une alternative intéressante et pourra être testée dès que nous disposerons de l'équipement adéquat pour la déposer avec précision.

Enfin réaliser une électrode transparente faiblement résistive sans post-traitement thermique est possible en utilisant le ZnO à la place de l'ITO. Nos premiers tests réalisés en collaboration avec le CIRIMAT semblent prometteurs. Nous avons mesuré une résistivité de 2.5mΩ.cm (le double de l'ITO) avec 94% de transmission pour du ZnO sans aucun post recuit. De plus, le ZnO semble moins contraint sur surfaces structurées.

Références bibliographiques

[1] **Technologie et caractérisation des VCSELs à diaphragme d'oxyde**. **Application à la détection en cavité verticale**. Thèse de doctorat. Charlotte Bringer. Toulouse 2005

[2] **The effect of indium tin oxide as an ohmic contact for the 850 nm GaAs oxide-confined VCSELs** Jiang W J, Wu M C, Yu H C, Huang C Y, Sung C P and Chi J Y Solid-State Electronics Vol. **46** 2002 pp.1945-8

[3] **Indium tin oxide films with low resistivity and low internal stress** S. Takayama, T. Sugawara, A. Tanaka, and T. Himuro *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* July 2003 Vol **21**, Issue 4, pp. 1351-1354

Conclusion Générale

Ce travail de thèse a porté à la fois sur la modélisation de l'injection électrique et sur la mise en œuvre technologique des options retenues pour la réalisation de VCSEL de grandes dimensions émettant par la surface à 850nm.

Le premier chapitre a tout d'abord retracé brièvement l'histoire et les principales applications des VCSEL. Nous avons ensuite présenté le contexte dans lequel ces travaux se sont inscrits, à savoir la perspective d'utiliser ces composants pour la manipulation de solitons de cavité.

Les solitons de cavité sont des ondes auto-maintenues pouvant représenter des bits d'information écrits sur la surface d'un VCSEL. L'extension spatiale d'un soliton étant comprise entre 10 et 20µm, il est donc nécessaire de disposer de composants dont la taille utile d'émission est de l'ordre de 100µm pour envisager la manipulation de plusieurs bits. L'écriture et l'effacement de solitons a déjà été démontrée dans un VCSEL à pompage électrique émettant par le substrat. En effet, la configuration de l'injection électrique et de l'extraction de la chaleur dans ce type de composant permet d'obtenir des puissances élevées ainsi qu'une illumination relativement homogène sur la surface. En revanche, cette technologie n'est pas compatible avec certaines gammes de longueurs d'ondes où le substrat est absorbant. De plus, la technologie des VCSEL émettant par la surface est plus mature et laisserait plus de liberté sur la définition des motifs : électrodes en forme de grilles, alimentations indépendantes de pixels, permettant d'induire des gradients de porteurs. Cependant, cette technologie souffre d'une inhomogénéité de l'émission inhérente à l'injection électrique par une électrode annulaire supérieure favorisant le pompage électrique périphérique au détriment du centre.

Pour y remédier, nous avons passé en revue et analysé les différentes approches possibles d'amélioration de l'injection électrique. Parmi celles-ci, on peut distinguer les techniques d'ingénierie des électrodes supérieures (transparentes ou métalliques) des méthodes de localisation de l'injection (par implantation ionique, AlOx, PAlOx, jonction tunnel et microstructurations de surface). L'analyse comparative de ces différentes solutions nous a permis de lister les plus pertinentes pour remédier au problème posé en tenant compte des limites de nos moyens technologiques actuels, les approches choisies devant rester compatibles avec l'emploi de couches épitaxiales standard. Finalement, l'ajout d'une couche d'étalement de courant en surface, l'insertion d'une jonction Zener et l'emploi d'une électrode transparente associée à une injection localisée multipoints ont été retenues.

Le deuxième chapitre a ensuite porté sur l'évaluation par la simulation de ces approches technologiques. Nous avons tout d'abord exposé la complexité de la modélisation des diodes laser à semiconducteur, car elle fait appel à plusieurs aspects couplés de la physique : électrique, thermique et optique ainsi que la mécanique quantique.

Dans la littérature, de nombreux travaux traitent de simulation exhaustive (électro-optique-thermique). D'autre part, des logiciels commerciaux basés sur les éléments finis sont disponibles pour étudier ces phénomènes couplés dans les VCSEL. En revanche, il n'existe pas à notre connaissance de travaux d'optimisation par la simulation de VCSEL de grandes dimensions. Ceci provient de la difficulté de simuler avec ces outils ce type de composant. En effet, leur structure verticale comporte des hétérojonctions multiples et des gradualités d'interfaces dans les miroirs de Bragg (plusieurs centaines), ce qui induit des complexités supplémentaires sur le maillage longitudinal de ces dispositifs, notamment lorsque les dimensions sont importantes. Compte tenu de ces limitations, la résolution du problème électrique seul nous a semblé pertinente bien que partielle, car elle rend compte de la réelle géométrie du composant.

Pour améliorer et optimiser des VCSEL de grande taille, nous avons donc décidé de limiter de manière pragmatique notre étude d'optimisation de l'injection des porteurs dans la zone active à l'aide de simulations électriques 2D ou quasi 3D avec le logiciel Blaze de Silvaco. Une partie de chapitre a donc été dédiée aux rappels de physique des semiconducteurs mis en jeu dans ce logiciel et aux aménagements que nous avons apportés pour mener à bien notre étude.

Dans un second temps, nous avons simulé des structures VCSEL : tout d'abord un VCSEL standard de petit diamètre, pour ensuite aborder l'analyse d'un composant de 50µm de rayon de zone active, servant par la suite de référence. Un critère pour quantifier l'uniformité de la densité de porteurs dans les puits quantiques de la zone active a été défini: $F.U.=n_{max}/n_{min}$ qui doit tendre vers 1 pour atteindre une uniformité optimale. Nous avons obtenu une valeur de 4.3 dans le cas du composant de référence soumis à une polarisation de 3kA/cm².

La première solution évaluée consiste en l'ajout d'une électrode transparente (ITO) pour favoriser l'étalement transversal du courant. Dans ce cas, le facteur d'uniformité est réduit à 2.4, ce qui démontre une amélioration qui reste toutefois insuffisante.

L'exploitation d'une jonction Zener placée à la surface du composant a été également évaluée. Le facteur d'uniformité est également amélioré : F.U.=1.94 mais de façon là encore insuffisante.

Une troisième voie plus prometteuse consiste à créer une injection électrique multi-points en surface (injection localisée) qui devrait conduire à une répartition homogène dans les puits, après conduction verticale dans le miroir et diffusion latérale. Nous avons opté pour une loi de variation exponentielle de la largeur des motifs d'injection. Nous obtenons alors une quasi-uniformité du profil des porteurs dans les puits (F.U.=1.09) avec des faibles ondulations pouvant être réduites en réduisant la taille des zones d'injection tout en en augmentant le nombre. De plus nous avons montré que pour cette approche la répartition des porteurs est quasi insensible au niveau de polarisation. En outre, la caractéristique I(V) obtenue est très proche de celle du composant référent et permet de conclure que cette approche ne devrait pas entraîner de dégradation électrothermique supplémentaire. Enfin, les épaisseurs des couches modifiées ou ajoutées ont été adaptées pour tenir compte des contraintes optiques liées au fonctionnement du VCSEL.

Le troisième chapitre a exposé les briques technologiques spécifiquement développées pour cette étude, telles que l'exploitation des jonctions Zener ou de l'ITO, ainsi que les procédés de réalisation technologique complets de VCSELs.

Des composants de test avec jonction Zener ont été épitaxiés, processés et caractérisés. La chûte de tension induite par ce type de jonction mesurée est trop importante (V_{DZ}>2V) ; elle est due à la limitation du niveau maximum de dopage silicium (type N) dans le GaAs et aux profils non abrupts des dopants. Cette étape nous a permis de calibrer partiellement notre outil de simulation (valeurs expérimentales des masses effectives) et de constater que cette solution n'est pas adaptée à nos objectifs avec les moyens d'épitaxie dont nous disposons actuellement au laboratoire.

L'ITO, matériau conducteur et transparent que nous souhaitons employer pour assurer la conduction transversale avant injection dans la structure verticale, a été également évalué. Le dépôt d'ITO par pulvérisation cathodique a tout d'abord été développé sur verre et optimisé par post-traitement thermique pour atteindre un compromis transparence/conductivité. Cette étude a montré qu'une température de recuit dans la gamme 450-600°C permet d'obtenir une résistivité inférieure à 1mΩ.cm avec une transmission optique supérieure à 94%. La seconde étape a porté sur la caractérisation des propriétés électriques de l'interface ITO/GaAs en fonction de la température de post-recuit. Un optimum

de la résistance spécifique de contact ρ_C a été trouvé (32µΩ.cm²) pour un recuit à 500°C pendant 30min sous azote. Ce résultat n'est pas concordant avec d'autres sources bibliographiques qui rapportent des températures optimales plus élevées, pour lesquelles dans notre cas l'interface présente un comportement de type Schottky. L'analyse SIMS du profil de composition en fonction de la profondeur a révèlé une importante diffusion d'oxygène dans la couche de GaAs. L'analyse TEM de l'interface a conforté ces resultats et montre clairement la présence d'une couche d'oxyde à l'interface, responsable de la forte résistance d'interface observée. Nous avons proposé une interprétation de ces résultats en les reliant à une étude publiée sur des couches de GaAs implantées dans lesquelles le rôle néfaste de l'association oxygène-béryllium sur la conduction est démontré, alors que ce comportement n'a pas été observé sur des couches dopées avec d'autres dopants de type p. Ces résultats singuliers doivent donc être pris en compte lors de la conception de composants optoélectroniques associant le dopage au Béryllium et les électrodes en ITO.

Le procédé de fabrication de VCSEL de grandes dimensions a ensuite été présenté. Deux jeux de masques ont été successivement conçus et réalisés pour définir des composants larges à géométries unidimensionnelle (~20x230µm²) et bidimensionnelle (~100x100µm²).

L'utilisation du premier jeu a révélé des problèmes liés à des pertes par recombinaisons sur les flancs du mesa (absence d'un diaphragme diélectrique d'AlOx) et aux discontinuités de l'électrode métallique lors du franchissement des mesas. A partir de ces constats, des étapes technologiques supplémentaires ont été intégrées dans un second jeu de masques : la formation d'une oxydation radiale de 10µm d'AlOx sous les électrodes et la réalisation de ponts à air métalliques. La réalisation d'électrodes d'ITO a été également prévue. De plus, une étape de gravure localisée précise du gap a été insérée pour conduire à une injection multipoints (zones injectantes de 2 à 3 µm) : d'après nos tests électriques préalables, cette méthode devrait conduire à une sélectivité d'injection électrique de l'ordre de 400.

Il faut noter que ce process a été appliqué à des couches VCSEL commerciales dont le dopant de type p est le Carbone, car notre équipement d'épitaxie actuel ne nous permet pas de réaliser des couches VCSELs performantes. En effet, il ne permet plus de controler précisément la réalisation de multicouches à gradualités d'interface et ne dispose pas de dopant Carbone, dont l'efficacité par rapport au Béryllium est avérée. Les conditions que nous avons finalement retenues pour le recuit de l'ITO (étape thermique de formation de l'AlOx à 420°C) n'ont pas pu être optimisées comme dans le cas de l'interface ITO/GaAs dopé Be et ont été basées sur les rares données de la littérature.

Le quatrième chapitre décrit tout d'abord les équipements utilisés pour caractériser les VCSEL que nous avons réalisés, ainsi que les résultats de composants monomodes faisant office de référence. La caractéristique I(V) mesurée est en bon accord avec celle déduite de la simulation, ce qui montre que notre outil permet d'estimer le comportement électrique du composant de manière satisfaisante.

L'étude de l'accord spectral cavité/gain en fonction de la température nous a permis de vérifier a posteriori que les couches épitaxiales commerciales utilisées pour nos process devaient être accordées pour 80°C, température estimée en fonctionnement. La caractérisation de l'évolution thermique du courant de seuil en régime pulsé nous a en effet permis de confirmer l'ordre de grandeur de cette valeur.

Suite à ces études préliminaires, l'apport de l'ITO pour améliorer l'injection électrique a été étudié. Pour les VCSEL de petite dimension, la comparaison des puissances émises avec et sans électrode en ITO a montré le bénéfice de cette dernière. Néanmoins, on note une caractéristique I(V) légèrement dégradée. Des composants de tests spécifiques ont en effet révélé la présence d'une barrière de potentiel à l'interface ITO/GaAs:Carbone. Nous devrons

donc mener dans ce cas une étude complète sur la qualité de cette interface quand nous disposerons du dopage carbone.

La présence de cette barrière à l'interface ITO/GaAs nous a empéchés de mettre en évidence l'apport de l'ITO pour les composants de grande dimension en régime continu. Par contre, en régime impulsionnel, l'effet laser est apparu, d'abord en périphérie, puis s'est étendu sur la surface active lors de l'augmentation du courant. Pour un courant de 1,5A, on observe une émission laser quasi-homogène de 100mW alors que le composant de référence lasait quant à lui uniquement en périphérie. L'interprétation que l'on donne est la suivante : l'interface ITO/GaAs se comporte comme une jonction MIS (métal/isolant/semiconducteur). L'effet capacitif de celle-ci permet de faire circuler du courant lors de l'impulsion. Dans ces conditions, l'ITO peut jouer son rôle bénéfique en étalant le courant vers le centre du composant. Néanmoins, sa résistivité limite naturellement son aptitude à étaler les lignes de courant pour alimenter la zone active. Une amélioration de la résistivité de l'ITO et de son interface avec le GaAs:C reste donc à mener pour confirmer ces résultats encourageants.

Par ailleurs, la caractérisation de VCSELs associant une microstructuration de surface et de l'ITO n'a pas pu permis de démontrer l'effet attendu sur la plupart des composants. Ceci provient d'un problème supplémentaire de tenue de l'ITO sur une surface microstructurée. En effet, les observations aux microscopes optique et électronique confirment des phénomènes de délaminations et de rupture de continuité. Les contraintes présentes dans l'ITO sont trop importantes lorqu'il est déposé sur une surface microstructurée pour supporter les étapes thermiques du process.

Néanmoins, la caractérisation de composants linéiques (1D) atteste du potentiel de cette solution : une puissance de 50mW a été mesurée pour 100mA appliqués avec un profil d'émission homogène.

Pour conclure, le problème principal que nous avons rencontré lors de cette étude concerne les contraintes de l'ITO déposé sur GaAs et leur relaxation lors de traitements thermiques dès 400°C. Il faut donc trouver des solutions permettant de minimiser ces dernières. Plusieurs pistes citées dans la littérature sont envisagées : parmi elles, nous avons déjà testé le recuit sous oxygène entre 100 et 300°C, qui n'a hélas pas permis d'obtenir un ITO de bonne qualité électrique. Par ailleurs, l'insertion d'une très fine couche d'accroche métallique semble une alternative intéressante et pourra être testée lorsque nous disposerons de l'équipement adéquat pour la déposer précisément.

Enfin réaliser une électrode transparente faiblement résistive sans post-traitement thermique est possible en utilisant le ZnO à la place de l'ITO. Nos premiers tests réalisés en collaboration avec le CIRIMAT semblent prometteurs. Nous avons mesuré une résistivité de 2.5mΩ.cm (le double de l'ITO) avec 94% de transmission pour du ZnO sans aucun post recuit. De plus, le ZnO semble moins contraint sur surfaces structurées. Une étude plus approfondie sera néanmoins nécessaire pour explorer cette piste d'amélioration.

Ces travaux constituent une première contribution à l'étude de l'injection électrique et à la réalisation de VCSELs de grande dimension à l'aide d'une approche distribuée de l'injection électrique. Ils n'ont pas pour le moment permis de valider les approches proposées sur des composants bidimensionnels, mais les résultats partiels obtenus sur des composants linéiques ainsi que les alternatives envisagées (couche d'accroche de l'ITO, ZnO) nous permettront prochainement d'atteindre nos objectifs et de valider cette approche générique, transposable à d'autres filières que la filière GaAs.

Enfin, le prochain équipement d'épitaxie de notre laboratoire devrait nous permettre d'explorer les voies jusque là inaccessibles, mettant en jeu la croissance de VCSEL à dopage carbone, des reprises d'épitaxie, la structuration de surface et l'oxydation planaire (PAlOx)

pour la localisation de l'injection et le contrôle de l'émission et d'ouvrir ainsi la voie à de nouveaux champs d'application pour les VCSELs (génération de puissance, VECSEL…).

Symboles et abréviations

Symboles

A	Coefficient de recombinaison non radiative Shockley-Read-Hall
B	Coefficient de recombinaison bimoléculaire
C	Coefficient de recombinaison Auger
C_n	Coefficient de recombinaison Auger des électrons
C_p	Coefficient de recombinaison Auger des trous
D_C	Densité d'état dans la bande de conduction
D_n	Coefficient de diffusion des électrons
D_p	Coefficient de diffusion des trous
D_V	Densité d'état dans la bande de valence
E	Energie
E_F	Energie de Fermi
E_{FI}	Energie de Fermi intrinsèque
E_g	Energie de la bande interdite
E_0	Energie du vide
f	Fonction de distribution de Fermi des électrons
$\vec{F}$	Champ électrique
$F.U.$	Facteur d'homogénéité des électrons (n_{max}/n_{min}) selon le rayon
G	Taux de génération des porteurs libres
G_{bbt}	Taux de génération des porteurs par effet tunnel bande à bande
g	Gain optique
h	Constante de Planck
$\hbar$	Constante de Planck réduite $\hbar = h/2\pi$
$\vec{j}_n$	Densité de courant d'électron
$\vec{j}_p$	Densité de courant de trou
I	Courant
J	Densité de courant
J_A	Densité de courant moyenne sur la surface active du VCSEL
k_B	Constante de Boltzmann
m_C	Masse effective d'un électron
m_V	Masse effective d'un trou
n	Concentration d'électrons
n_0	Concentration d'électrons à l'équilibre
n_i	Concentration d'électrons intrinsèque
N	Concentration de porteurs dans la zone active $N = n = p$
N_P	Concentration de photons
N_A	Concentration d'atomes accepteurs
N_D	Concentration d'atomes donneurs
P	Puissance

p	Concentration
p_0	Concentration de trou à l'équilibre
q	Charge élémentaire d'un électron
R	Taux de recombinaison des porteurs libres
R_{Aug}	Taux de recombinaison Auger
R_{spon}	Taux de recombinaison spontanée
R_{SRH}	Taux de recombinaison Shocley-Read-Hall
R_{stim}	Taux de recombinaison stimulée
R_{SH}	Résistance par carré (sheet resistance)
t	Temps
T	Température
T_{qw}	Epaisseur des puits quantiques
V	Tension
V_a	Volume
v_g	Vitesse de groupe des photons
α_i	Pertes modales dans la cavité
α_m	Pertes modales dans les miroirs
β_{sp}	Facteur d'émission spontané
χ	Affinité électrique
ε_0	Permittivité diélectrique du vide
ε_{st}	Constante diélectrique statique
ϕ	Diamètre du diaphragme d'oxyde des VCSEL
ϕ_b	Potentiel de la barrière
η_i	Rendement interne
η_d	Rendement différentiel
Γ	Facteur de confinement optique
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous
ν	fréquence optique
ρ	Résistivité
τ_{nSRH}	Durée de vie des électrons par recombinaison SRH
τ_{pSRH}	Durée de vie des trous par recombinaison SRH
τ_P	Durée des photons
ω	Pulsation

Abréviations

1D	Une dimension
2D	Deux dimensions
3D	Trois dimensions
AlOx	Aluminium Oxide (oxyde d'Aluminium)

DBR Distributed Bragg Reflector (miroir de Bragg distribué)

FEM Finite Element Method (Méthode des éléments finis)
IR infrarouge
ITO Indium Tin Oxide (Oxyde d'Indium et d'Etain)
MQW Multiple Quantum Well (Multiples Puits Quantiques)
PAlOx Planar Aluminium Oxide
SRH Shockley-Read-Hall
TBH Transistor bipolaire à hétérojonction
TLM Transmission Line Method (méthode de la ligne de transmission)
TE Transverse électrique
TM Transverse magnétique
VCSEL Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser
VECSEL Vertical- external-Cavity Surface-Emitting Laser