



HAL
open science

Conception, réalisation et caractérisation de diodes laser InGaAsN/GaAs à diaphragme d'oxyde pour les télécommunications optiques à $1,3\mu\text{m}$.

Benoit Messant

► To cite this version:

Benoit Messant. Conception, réalisation et caractérisation de diodes laser InGaAsN/GaAs à diaphragme d'oxyde pour les télécommunications optiques à $1,3\mu\text{m}$. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT: . tel-00131210

HAL Id: tel-00131210

<https://theses.hal.science/tel-00131210>

Submitted on 15 Feb 2007

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

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

■ Thèse

Préparée au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

En vue de l'obtention du titre de docteur de l'Université Paul Sabatier de Toulouse

Ecole doctorale : Génie électrique, électronique et télécommunications

Spécialité : Optoélectronique

Par **Benoît Messant**

Conception, réalisation et caractérisation de diodes laser InGaAsN/GaAs à diaphragme d'oxyde pour les télécommunications optiques à 1,3 μ m.

Soutenue le 13 décembre 2006 devant le jury :

Président :	P. Destruel
Directrice de thèse :	S. Bonnefont
Rapporteurs :	P. Christol
	F. Karouta
Examineurs :	B. Dagens
	F. Lozes-Dupuy
	A. Ramdane

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse, au sein du groupe Photonique. Je remercie Monsieur Malik Ghallab, Directeur du LAAS, de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et de m'avoir permis de réaliser ce travail. Je remercie également Chantal Fontaine, responsable du groupe Photonique pour m'avoir intégré au sein de son groupe.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du Jury qui m'a fait l'honneur d'évaluer mes travaux : Pierre Destruel, Professeur à l'Université Paul Sabatier, d'avoir accepté de présider ce jury de thèse ; Fouad Karouta, Docteur d'Etat et Professeur associé au Technische Universiteit de Eindhoven et Philippe Christol, Professeur à l'Université de Montpellier II, d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse ; Béatrice Dagens, Ingénieur à Alcatel-Thalès III-V Lab à Palaiseau, Abderahim Ramdane, Directeur de recherche au Laboratoire de Photonique et Nanostructures à Marcoussis, d'avoir accepté d'être examinateurs de mon travail et de l'avoir enrichi par leurs questions et leurs remarques. A travers lui, je tiens à remercier le LPN pour avoir réalisé les diodes à ruban large InGaAsN pendant la fermeture de la salle blanche du LAAS. Je remercie également Françoise Lozes Dupuy, Directeur de recherche au LAAS-CNRS, responsable de l'équipe Diodes Laser dans laquelle ont été menés mes travaux, pour son écoute, son soutien moral tout du long de ces trois années et son talent pour les corrections.

Je remercie Sophie Bonnefont, Chargée de recherches au LAAS-CNRS, sous la direction de laquelle ont été réalisées toutes les étapes de ce travail. Merci pour tout le temps qu'elle a passé en explications, formation, soutien, mais aussi en heures supplémentaires et autres paperasseries aussi administratives que rébarbatives. Un grand merci à elle qui a su garder son self control devant le clown que je suis, et cela jusqu'au terme de ce projet. Chapeau. ;)

Je remercie tout autant Olivier Gauthier-Lafaye, Chargé de recherche, pour son dynamisme, sa ferveur contagieuse et ses connaissances encyclopédiques sur les sources laser (entre autres choses). Merci pour son enthousiasme dans tous les projets menés par l'équipe, pour tous les jeux de masques dignes des meilleurs carnivals et enfin pour tous les croissants qu'il aura sacrifié au nom de la science.

Je n'oublie pas le personnel du service TEAM, qui assure le fonctionnement de la centrale technologique. Je pense tout particulièrement à Jean Baptiste Doucet qui m'a fait goûter aux joies de la photolithographie sur MJB3, à la chimie et à la rigueur quasi-militaire exigée par le travail de technologue. Je pense aussi à Pascal Dubreuil et Laurent Jalabert de la zone gravure, à Ludovic Salvagnac et Sébastien Pinaud de la zone métallisation, Laurent Bouscayrol et Bernard Rousset de la zone dépôt PECVD ou encore David Colin de la zone de montage... qui participent tous sans relâche à l'élaboration des procédés et des composants dans le calme, la bonne humeur et sans qui les heures de salle blanche paraîtraient bien longues, et les apéros du labo bien ternes. Enfin, je remercie Alexandre Arnoult, sans qui la miraculeuse plaque 1880 n'aurait jamais vu le jour.

Merci à tous les doctorants/stagiaires et autres intermittents de la recherche que j'ai croisés et souvent appréciés. Je remercie particulièrement Stéphanie Sanchez et Sabine Fourment avec qui j'ai passé ma première année de thèse en D28 et qui m'ont couvé comme un oisillon trop frêle pour déployer ses ailes. Je remercie aussi une belle brochette de furieux parmi lesquels : 'Early morning' Olivier, 'Happy fee' Mathieu, 'Power gambler' Stéphan et 'The gamin' Pierre Henry. Merci aussi à 'Hendrix' Samos, à Kostas et enfin au 'Newbies of love' Alexandre : Fine équipe avec qui j'ai partagé au cours de ces trois années des aventures Fantasques, d'interminables discussions trollement intéressantes, des délires vocaux en salle de manip, des test-matches de ping-pong-gorginette, des débats philosophiques sur l'influence de l'UCPA sur la santé de l'organisme et les impossibles quiz où la pression était tellement présente que la mousse débordait du verre.

Un énorme merci à tous mes ami(e)s qu'ils soient historien, peintre, infirmier(e), taxidermiste, policier, étudiant(e), secrétaire de direction, barman, intermittent du spectacle... (Rayez la mention inutile) avec qui je grandis chaque jour et qui sont là, même quand tout fout le camp.

Je vous souhaite à tous de réussir dans vos projets, quelque en soit la scène, et sans ne jamais oublier de vivre.

Merci à Lydie pour sa présence, ses gâteaux, ses câlins, ses sourires, sa folie, ses caprices...et pour ce qui ne se dit pas.

Enfin, je remercie l'ensemble de ma famille et plus particulièrement, ma mère Anne, mon père Philippe et aussi Lucien mon beau-père, pour tous leurs encouragements, leur soutien sans faille tout au long de mes années estudiantines et pour tout le reste aussi.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1 Conception d'une structure laser InGaAsN/GaAs	3
1.1 Etat de l'art des diodes laser émettant à 1,3 μ m	3
1.1.1 Sur substrat InP	3
1.1.2 Sur substrat GaAs.....	4
1.2 Outil de modélisation des puits InGaAsN/GaAs	8
1.2.1 Modélisation de la structure de bande du InGaAsN	8
1.2.2 Logiciel CADILAC.....	9
1.2.3 Illustration sur une structure à puits quantique InGaAsN/GaAs.....	10
1.3 Etude de conception sur la structure verticale	13
1.3.1 Influence des paramètres sur les propriétés du puits.....	13
1.3.2 Etude du confinement optique vertical	17
1.3.3 Influence des pertes sur le gain différentiel et la densité de courant de seuil	21
1.3.4 Sensibilité à la température	23
1.3.5 Influence des pertes et de la température sur la fréquence de résonance.....	25
1.3.6 Conclusion	27
1.4 Modélisation de la diode laser ruban à diaphragme d'oxyde.....	27
1.4.1 Etude préliminaire : Structure à ruban classique	28
1.4.2 Modélisation optique du diaphragme d'Alox	32
1.4.3 Modélisation d'une diode à diaphragme d'oxyde.....	35
1.5 Conclusion	36
2 Développement d'un procédé de réalisation d'une structure ruban à diaphragme d'oxyde.....	39
2.1 L'oxydation latérale humide	39
2.1.1 Principe	39
2.1.2 Conditions de réalisation de la couche d'Alox	40
2.1.3 Description du four d'oxydation.....	42
2.1.4 Température du Four.....	43
2.1.5 Couches tests et méthodes d'observation.....	44
2.1.6 Protocole expérimental	46
2.2 Stabilité mécanique de l'oxyde.....	50

2.2.1	Recuit du contact ohmique.....	50
2.2.2	Couche de passivation.....	51
2.3	Définition de la structure finale	52
2.4	Réalisation : Procédé technologique complet.....	52
2.4.1	Gravure des mesas	54
2.4.2	Contact métallique en face avant : métallisation N.....	56
2.4.3	Etape d'oxydation	56
2.4.4	Couche de passivation.....	57
2.4.5	Métallisation P	58
2.4.6	Amincissement/Clivage/Montage.....	58
2.5	Conclusion	59
3	Réalisations et caractérisations.....	61
3.1	Validation du procédé sur GaAs	61
3.1.1	Les différentes structures test.....	61
3.1.2	Présentation des couches test.....	62
3.1.3	Influence de la couche AlAs sur les caractéristiques V(I) et P(I).....	63
3.1.4	Influence de la gravure profonde et de la métallisation N	65
3.1.5	Caractérisation de laser de type (C) sur GaAs	66
3.2	Réalisation et caractérisation d'une structure à PQ InGaAsN/GaAs.....	68
3.2.1	Présentation et réalisation de la structure à puits quantiques InGaAsN/GaAs ..	68
3.2.2	Caractérisations de la structure à puits quantiques 1880 réalisée	70
3.3	Caractérisation des diodes laser InGaAsN/GaAs.....	73
3.3.1	Caractérisations des diodes laser larges à PQ InGaAsN de Type (A)	73
3.3.2	Caractérisation et analyse des lasers ruban à diaphragme d'oxyde.....	78
3.4	Conclusion	99
	CONCLUSION.....	101
	RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	105

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Si aujourd'hui encore de nombreux réseaux d'échanges d'information limitent le rôle de l'optique au transport, en reléguant le traitement, la commutation et le routage dans le domaine électronique, il n'en demeure pas moins que le 'tout optique' est l'avenir des télécommunications. L'électronique avec ses limitations drastiques en terme de bruit, de bande passante et de coût s'essouffle chaque jour un peu plus devant les potentialités offertes par les systèmes optiques.

L'essor des réseaux locaux (LAN) et des réseaux d'accès métropolitains (MAN) nécessite le développement de composants à faible coût pour les communications optiques à haut débit, notamment de sources laser émettant à $1,3\mu\text{m}$. Ces sources doivent être compatibles avec une modulation directe jusqu'à des débits de 10Gbits/s. La nécessité de réduire le coût des sources laser actuelles a conduit à rechercher des filières alternatives à la filière conventionnelle InP, un des enjeux étant l'obtention d'un fonctionnement insensible à la température pour simplifier le montage et l'électronique de commande (suppression de l'élément Peltier). Plusieurs voies sont explorées pour améliorer le confinement : filières d'alliages telles que AlGaInAs/InP et InGaAsN/GaAs, ou introduction de milieux actifs à boîtes quantiques.

La filière InGaAsN/GaAs a été proposée en 1996, par Kondow *et al* [1], et depuis cette date plusieurs laboratoires ont contribué à étudier cette voie. Cette problématique a fait l'objet du programme national du Réseau National de Recherche en Télécommunications AHTOS qui regroupe des partenaires académiques, LAAS-CNRS, LNMO-INSA, LPN et industriel III-V Lab. L'objectif de ce projet a été de décrire les potentialités des alliages InGaAsN pour les réseaux locaux à partir de diverses voies de réalisation (épitaxie par jets moléculaires, EJM, et épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques, EPVOM) et de type de substrat (substrat GaAs ou InP). Un effort particulier a concerné l'étude de structures nouvelles de ruban et/ou de cavité exploitant les avantages de la technologie GaAs pour développer des procédés complets simplifiés, c'est à dire sans impliquer de reprise d'épitaxie.

Ce travail a été effectué dans le cadre du projet AHTOS. Il a porté sur la conception et la réalisation de diodes laser InGaAsN/GaAs par épitaxie par jets moléculaires et comportant un ruban à diaphragme d'oxyde. Cette étude a eu un double objectif : l'analyse des propriétés des puits quantiques à base d'InGaAsN pour concevoir une structure à hautes performances statiques et dynamiques, le développement d'un procédé de fabrication spécifique exploitant la technologie GaAs et adapté aux conditions d'élaboration des alliages InGaAsN.

Le premier chapitre présente l'état de l'art des diodes laser émettant à $1,3\mu\text{m}$ en se focalisant plus particulièrement sur les diodes à base de InGaAsN. Il porte ensuite sur l'étude de conception de la structure verticale. Nous dégagons les paramètres critiques pour atteindre une émission à $1,3\mu\text{m}$ avec des performances optimisées. Nous proposons enfin une structure ruban à diaphragme d'oxyde compatible avec une émission monomode et nous analysons la stabilité de son comportement en température et lors de la montée en puissance.

Le but du second chapitre est de proposer un procédé complet de réalisation de diodes ruban à diaphragme d'oxyde. Il présente l'étude de réalisation du diaphragme et il détaille la mise au point du procédé technologique complet incorporant le diaphragme d'oxyde. Ainsi, nous verrons comment la prise en compte des contraintes technologiques impliquées par l'étape d'oxydation latérale nous a conduit à proposer une structure innovante adaptée à une intégration planaire.

Le troisième et dernier chapitre concerne d'une part la validation du concept et du procédé de réalisation sur des structures actives à base de puits quantique GaAs. D'autre part, il présente la réalisation de la diode laser InGaAsN à diaphragme d'oxyde. Il détaille enfin la caractérisation et l'analyse des performances des dispositifs réalisés à partir du modèle proposé.

1 Conception d'une structure laser InGaAsN/GaAs

Nous présentons dans ce chapitre l'analyse et la conception d'une diode laser InGaAsN/GaAs comportant un ruban à diaphragme d'oxyde. L'objectif est d'exploiter les propriétés des alliages InGaAsN et des diaphragmes d'oxyde pour proposer une structure laser susceptible de répondre aux besoins des réseaux d'accès pour les télécommunications optiques. Le travail de modélisation porte principalement sur les potentialités de stabilité thermique et de réponse dynamique offertes par ces nouvelles voies de confinement électrique et optique.

Nous étudions d'une part une structure à multipuits quantiques InGaAsN et à barrières GaAs, émettant à $1,3\mu\text{m}$. Nous présentons la modélisation de la structure de bande et illustrons les propriétés d'un puits quantique typique. Nous menons une étude approfondie des paramètres de la structure pour dégager des critères de conception et nous évaluons la sensibilité à la température et la fréquence de résonance des diodes proposées.

Nous analysons d'autre part le fonctionnement d'une diode laser InGaAsN/GaAs comportant un ruban à diaphragme d'oxyde. L'étude porte sur l'influence des propriétés du milieu actif InGaAsN sur la stabilité du mode latéral lors de la montée en puissance en tenant compte des effets thermiques.

1.1 Etat de l'art des diodes laser émettant à $1,3\mu\text{m}$

1.1.1 Sur substrat InP

La filière GaInAsP/InP s'est largement imposée pour les diodes laser émettant à $1,3\mu\text{m}$. L'application d'une contrainte pour améliorer les propriétés des puits quantiques a abouti après plusieurs années de recherches à des structures laser optimisées [2, 3]. Cependant, dans ces structures « conventionnelles » le faible confinement de la bande de conduction voisin de 100meV limite les températures caractéristiques T_0 dans la gamme des 50K - 60K avec des densités de courant de seuil par puits de $100\text{A}/\text{cm}^2$.

Pour pallier à cet inconvénient, la filière AlGaInAs/InP s'est développée. Elle est plus adaptée aux applications nécessitant un fort T_0 . En effet, elle possède un meilleur confinement de la bande de conduction avec $0,72\Delta E_g$ pour la filière AlGaInAs/InP contre $0,4\Delta E_g$ pour la filière Phosphore sur InP. Des valeurs de T_0 supérieures à 100K ont été rapportées en fonctionnement en régime continu [4-6] et des bandes passantes élevées au-delà de 10Gbit/s ont été démontrées à partir de structures Perot Fabry et DFB [7-9].

1.1.2 Sur substrat GaAs

Deux autres filières de matériaux ont été proposées pour l'émission à 1,3 μm : les lasers à boîtes quantiques InAs/GaAs et les lasers à puits quantiques InGaAsN/GaAs.

Les structures laser à boîtes quantiques réalisées à ce jour n'atteignent pas encore toutes les performances escomptées par le confinement dans les trois dimensions de l'espace. La plupart des densités de courant de seuil mesurées sont comparables aux valeurs obtenues sur des puits quantiques. En effet, des valeurs de 300 A/cm² sont reportées pour des cavités de 2 mm de longueur comportant trois plans de boîtes quantiques [10-12]. Des densités « records » de 38 A/cm² ont été cependant démontrées pour des lasers de 2,9 mm de longueur [13]. Alors que les valeurs de températures caractéristiques T_0 obtenues restaient dans la gamme 85 K-150 K, l'utilisation d'une technique de dopage p a permis récemment de réaliser des lasers dont le courant de seuil est indépendant de la température, i.e. T_0 est infini de 5 °C à 75 °C [14]. Une étude des performances statiques en fonction du niveau de dopage a révélé qu'il est possible d'obtenir un fort T_0 de 1200 K avec des pertes internes de 5,4 cm⁻¹, mais pour des longueurs de cavités de 4 mm [15]. Une bande passante de modulation directe de 9 GHz à température ambiante a été obtenue à partir d'une couche active de six plans de boîtes quantiques [16]. Des lasers ayant une couche active de dix plans de boîtes dopées p ont montré une indépendance de l'efficacité de modulation en fonction de la température jusqu'à 70 °C: la bande passante de modulation directe en petit signaux ne décroissant que de 8,1 GHz à 7,7 GHz de 20 °C à 70 °C [17]. Des premières expérimentations de transmission [18] ont été menées de 25 °C à 85 °C à 2,5 Gbit/s sur 16 km de fibre optique standard monomode sans plancher d'erreur jusqu'à un taux d'erreur de $5 \cdot 10^{-12}$. Ces résultats mettent en valeur les avantages potentiels de cette filière de boîtes quantiques InAs/GaAs, mais il reste nécessaire d'améliorer la qualité et l'uniformité des boîtes pour exploiter totalement les propriétés 3D du confinement, et de poursuivre l'optimisation fine des composants pour aboutir à des dispositifs présentant un ensemble complet de hautes performances (seuil, T_0 , bande passante...).

La filière InGaAsN/GaAs a été proposée en 1996 par Kondow *et al* [1] comme filière alternative pour atteindre la gamme des longueurs d'onde des télécommunications par fibres optiques en exploitant les propriétés du système GaAs. Dès lors, de nombreux travaux ont porté sur l'étude de ce nouveau matériau en vue d'évaluer les potentialités de cette nouvelle filière et de réaliser des systèmes optiques performants.

La figure 1-1 illustre l'énergie de bande interdite des principaux éléments binaires et ternaires III-V en fonction du paramètre de maille. On observe que l'ajout d'indium dans GaAs induit une augmentation de la longueur d'onde d'émission et du paramètre de maille de l'alliage formé. L'ajout d'azote, quant à lui, se caractérise par une augmentation de la longueur d'onde mais en diminuant le paramètre de maille. Le quaternaire présente par conséquent l'avantage d'une longueur d'onde élevée, avec des contraintes induites par le désaccord de maille réduites. Il peut même être épitaxié, dans certaines proportions, en accord de maille avec le GaAs.

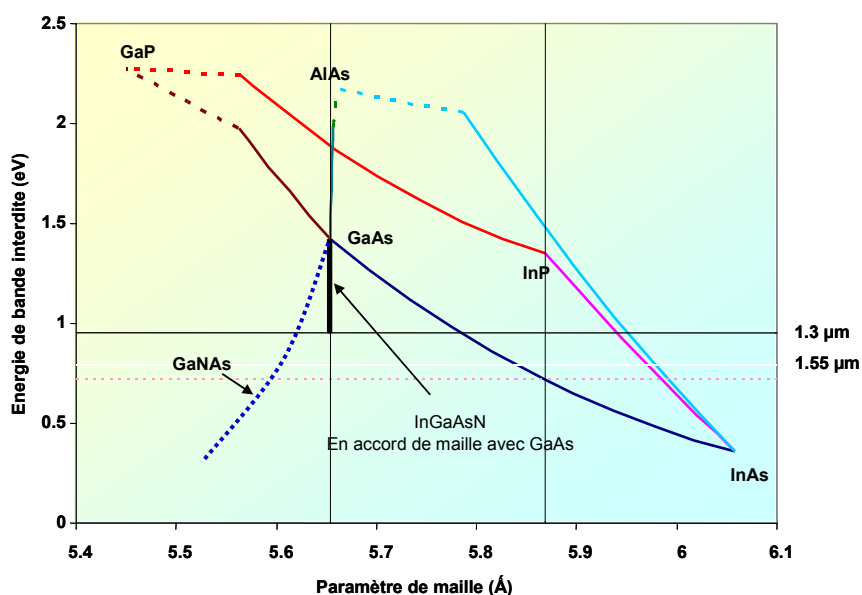


Figure 1-1 : Energie de bande interdite des principaux binaires et ternaires III-V en fonction de leur paramètre de maille.

La diminution d'énergie de bande interdite induite par l'introduction simultanée d'indium et d'azote dans GaAs permet d'envisager la gamme d'émission jusque là réservée à l'InP. L'effet de l'azote se répercutant essentiellement sur la bande de conduction, un large décalage de bande de conduction entre le puits quantique (PQ) et la barrière GaAs permet d'obtenir un fort confinement électronique. La figure 1-2 permet de comparer les décalages de bandes de conduction et de valence de la filière conventionnelle Phosphore sur InP avec la nouvelle filière InGaAsN, à partir de deux exemples de puits quantiques émettant aux alentours de 1,3 µm. Pour une composition de 30 % d'indium et 0,5 % d'azote, l'InGaAsN présente un décalage de bande supérieur à 300 meV contre 124 meV pour un puits $\text{In}_{0,67}\text{Ga}_{0,33}\text{As}_{0,72}\text{P}_{0,28}/\text{In}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}_{0,22}\text{P}_{0,78}$ représentatif de la filière InP. Cette qualité intrinsèque du quaternaire InGaAsN sur GaAs permet une réduction de la fuite des porteurs lors de l'échauffement et pourrait en théorie conduire à des valeurs de T_0 de l'ordre de 180 K [19].

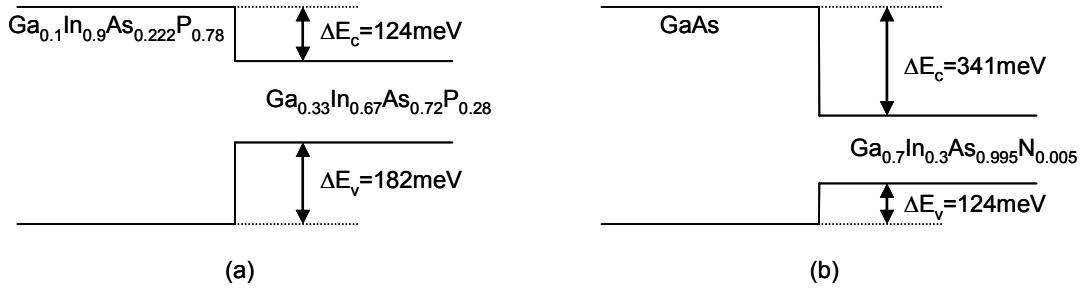


Figure 1-2 : Décalages de bandes pour deux exemples de structures, (a) structure conventionnelle InGaAsP/InP et (b) structure InGaAsN/GaAs.

Nous avons reporté sur la figure 1-3 le bilan des ‘meilleurs’ résultats à 1,3 μm en terme de densité de courant de seuil en fonction du nombre de puits [20-27]. La meilleure valeur pour des lasers à 3PQ InGaAsN, publiée par l’université de Würzburg, rapporte une densité de courant de seuil de 810 A/cm^2 . Ces résultats ont été améliorés par l’ajout d’antimoine (Sb) dans l’alliage InGaAsN. Furukawa a ainsi atteint 450 A/cm^2 pour 3 puits de InGaAsNSb. Ces résultats restent toutefois un peu moins bons que dans la filière GaInAsP sur InP, pour laquelle on trouve des structures à 6 puits avec des courants de seuil de 500 A/cm^2 .

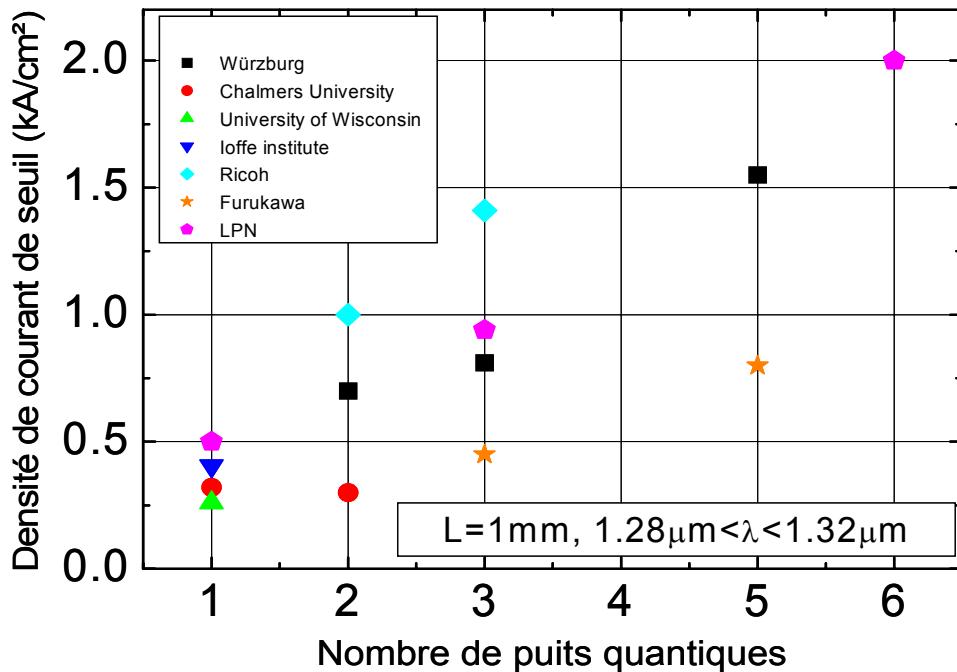


Figure 1-3 : Meilleures densités de courant de seuil rapportées en 2006 pour des lasers larges à puits quantiques InGaAsN simples ou multiples. Cette compilation ne retient que des lasers émettant entre 1.28 μm et 1.32 μm avec les longueurs de cavités proches d’1 mm.

Concernant la stabilité en température des lasers InGaAsN, on trouve une très grande dispersion dans les valeurs de T_0 publiées : de 75 à 220 K. Cependant, les plus fortes valeurs correspondent systématiquement à des lasers à densités de courant de seuil supérieur à $1\text{kA}/\text{cm}^2$. La valeur de T_0 la plus souvent rapportée dans la gamme 20-80°C est égale à 80 K pour des structures à barrière GaAs, les densités de courant de seuil étant inférieures à $500\text{A}/\text{cm}^2$. En utilisant des barrières alternatives, GaAsN ou GaAsP, on constate une amélioration sensible de cette température caractéristique dont la valeur se situe alors entre 100 et 120 K. Cependant, cette amélioration reste en deçà d'une attente d'un T_0 supérieur à 150K qui permettrait de garantir un fonctionnement insensible à la température.

Nous présentons dans le tableau 1.1 des résultats de caractérisation en modulation directe de lasers en arête à puits quantiques InGaAsN. La possibilité de générer des débits de 10 Gb/s a été démontrée dès 2004 par le LPN-CNRS, dans le cadre du projet AHTOS [28]. Depuis, deux laboratoires ont amélioré ces performances jusqu'à 14GHz avec des structures à 2 puits quantiques [29-31].

L'ensemble des résultats rapportés montre que cette filière InGaAsN/GaAs est encore jeune, elle est en cours d'optimisation.

Laboratoires	U. Würzburg	Infineon	U. Würzburg	Chalmers U.	AHTOS
Année	2000	2000	2004	2006	2004
Nombre de PQ	2	2	2	2	3
Dimensions du laser à ruban (μm^2)	300 x 3	350 x 3.5	400 x 2	400 x 4	270x2
Courant de seuil (mA)	40	16	20	22	26
Rendement (W/A)	0,22	0,35	0,30	0,22	0,22
Long. d'onde (nm)	1280	1290	1295	1280	1348
Bande passante à -3dB max (GHz)	7,8	-	13,8	14	9,7
F_R max (GHz)	5,5	-		10	7,4
Efficacité de modulation ($\text{GHz}/\text{mA}^{1/2}$)	0,76	0,86	1,27	1,15	0,92
K (ns)	0,45	-	0,41	0,35	0,44

Tableau 1.1 : Bilan et état de l'art des performances dynamiques des lasers en arête à puits InGaAsN

1.2 Outil de modélisation des puits InGaAsN/GaAs

Dans cette partie, nous présentons tout d'abord la modélisation de la structure de bande des puits quantiques InGaAsN/GaAs(N) puis nous décrivons le logiciel CADILAC. Nous illustrons enfin les résultats de modélisation sur un puits quantique typique.

1.2.1 Modélisation de la structure de bande du InGaAsN

La présence d'azote dans la matrice hôte (In,Ga)As induit un niveau d'énergie localisé de 1,65eV au dessus du maximum de la bande de valence qui interagit fortement avec la bande de conduction de la matrice GaAs ou InGaAs. Cette interaction se traduit par la formation de deux sous-bandes notées E_+ et E_- respectivement repoussées au dessus et en dessous des deux bandes initiales E_M et E_N . E_M représente le niveau d'énergie de la bande de conduction de la matrice hôte et E_N le niveau isoélectronique de l'azote en fonction du vecteur d'onde, comme illustré sur la figure 1-4. On note que l'effet de l'incorporation d'azote sur la bande de valence est négligeable. E_- est responsable de l'importante diminution d'énergie de bande interdite. Il est donc nécessaire de calculer ce nouveau niveau d'énergie induit par l'introduction de l'azote et la structure de bande complète.

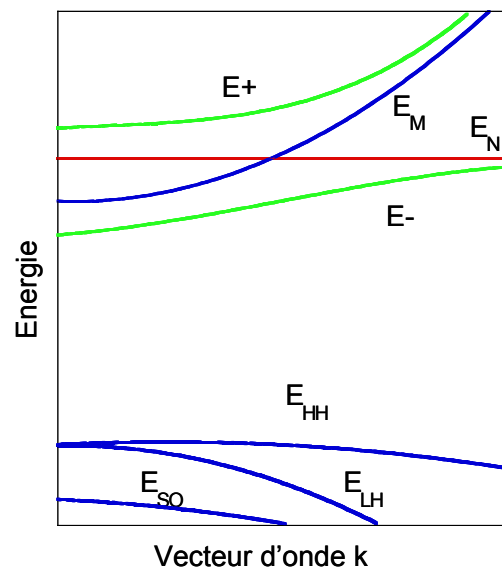


Figure 1-4 : Énergie en fonction du vecteur d'onde k .

La modélisation de la structure de bande a été développée au LNMO-INSA de Toulouse. Elle s'appuie sur un modèle d'anticroisement de bandes (BAC pour Band Anti Crossing) proposé

par Shan *et al* en 1999 [32]. Elle repose sur l'hypothèse d'un couplage fort entre les états localisés liés à l'azote et les états étendus de la bande de conduction de la matrice (Ga,In)As.

Elle est basée sur l'approximation k.p 8 bandes et prend en compte la contrainte liée au désaccord de maille entre le puits et les barrières, le confinement et le couplage fort entre les états de conduction étendus de InGaAs et les états très localisés associés à l'azote. Les inconnues de l'équation sont levées par la méthode des matrices de transfert en prenant en compte les conditions de discontinuité aux interfaces. Dans l'approximation BAC appliquée aux puits quantiques InGaAsN/GaAs, seule la bande d'énergie E_- est prise en compte dans l'Hamiltonien, la bande E_+ se trouvant au dessus de l'énergie de barrière. La valeur de E_- en $k = 0$ est déterminée par la résolution en $k = 0$ de l'équation 1 qui permet de calculer les énergies propres des états de conduction.

$$\text{Équation 1 : } E_{\pm}(k, x) = \frac{1}{2} \left[E_M(k) + E_N \pm \sqrt{(E_M(k) - E_N)^2 + 4C_{NM}^2 x} \right]$$

avec C_{NM} le coefficient de couplage défini par Shan et x la fraction d'azote.

Cette analyse a été validée par plusieurs résultats expérimentaux [33]. L'erreur relative entre le calcul k.p et la valeur expérimentale de la transition e1-hh1 a été évaluée à plus ou moins 2% pour la plupart des structures comportant un taux d'azote inférieur à 1%.

1.2.2 Logiciel CADILAC

Le logiciel CADILAC (conception assistée de diodes laser et d'amplificateurs optiques à puits contraints) développé en collaboration avec le LNMO, est un outil de modélisation permettant de calculer les performances caractéristiques d'une diode laser à partir de sa structure et des propriétés physiques des matériaux qui la composent.

Le logiciel permet de calculer à partir des compositions et épaisseur du puits quantique et des barrières :

- la structure de bande, déterminant les énergies de confinement des porteurs dans le puits quantique. Elle décrit la dispersion par le vecteur d'onde des bandes et sous bandes électroniques, caractéristique des phénomènes de recombinaisons radiatives de porteurs;
- le spectre de gain à densité de porteurs et température données. Les effets de l'inhomogénéité du quaternaire InGaAsN sont décrits en convoluant le spectre de gain avec une gaussienne de 12meV pour les alliages que nous avons considérés;
- la densité du courant radiatif et non radiatif :

La densité de courant total par puits peut être définie sous la forme de l'équation 2 :

$$\text{Équation 2 : } J_{tot}^{/puits} = q \cdot V \cdot N \left(\frac{n}{\tau_{nr}} + C_{auger} \cdot n^3 \right) + J_{rad}^{/puits}$$

avec $J_{tot}^{/puits}$: densité de courant total par puits, n : densité de porteurs, q : charge électrique élémentaire, V : volume de la zone active, N : nombre de puits quantiques, τ_{nr} : durée de vie des porteurs non radiatifs et C_{auger} : coefficient de recombinaison Auger.

La durée de vie des porteurs non radiatifs τ_{nr} et le coefficient Auger C_{auger} sont des paramètres mal connus qui déterminent la part des recombinaisons non radiatives et Auger sur la densité de courant total.

Pour une cavité donnée, le gain au seuil est défini par la relation : $G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ où α_i représente les pertes internes, L la longueur et R la réflectivité des facettes. Connaissant la densité de porteurs, nous pouvons donc déterminer la densité de courant de seuil du dispositif.

1.2.3 Illustration sur une structure à puits quantique InGaAsN/GaAs

Pour illustrer la modélisation, nous avons choisi un puits quantique $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.9925}\text{N}_{0.0075}$ d'épaisseur 7 nm avec des barrières de GaAs d'épaisseur 100 nm émettant aux alentours de 1,3 μm . Grâce au logiciel, nous calculons les confinements procurés par chaque puits et la position de différents niveaux. La figure 1-5 représente schématiquement la position des niveaux dans le puits quantique. On note que le confinement électronique est supérieur à 400 meV. Les courbes de dispersion de la bande de conduction (figure 1-6) pour un puits quantique InGaAsN/GaAs émettant à 1,3 μm montre très clairement une forte non parabolicité de la bande et le couplage aux fortes valeurs de k . Concernant la bande de valence, l'utilisation de la contrainte permet d'ajuster la position relative des trous lourds et des trous légers et de procurer une structure de bande plus favorable. L'ingénierie de contraintes, déjà utilisée dans la filière InP, peut être aussi mise à profit dans les puits nitrurés.

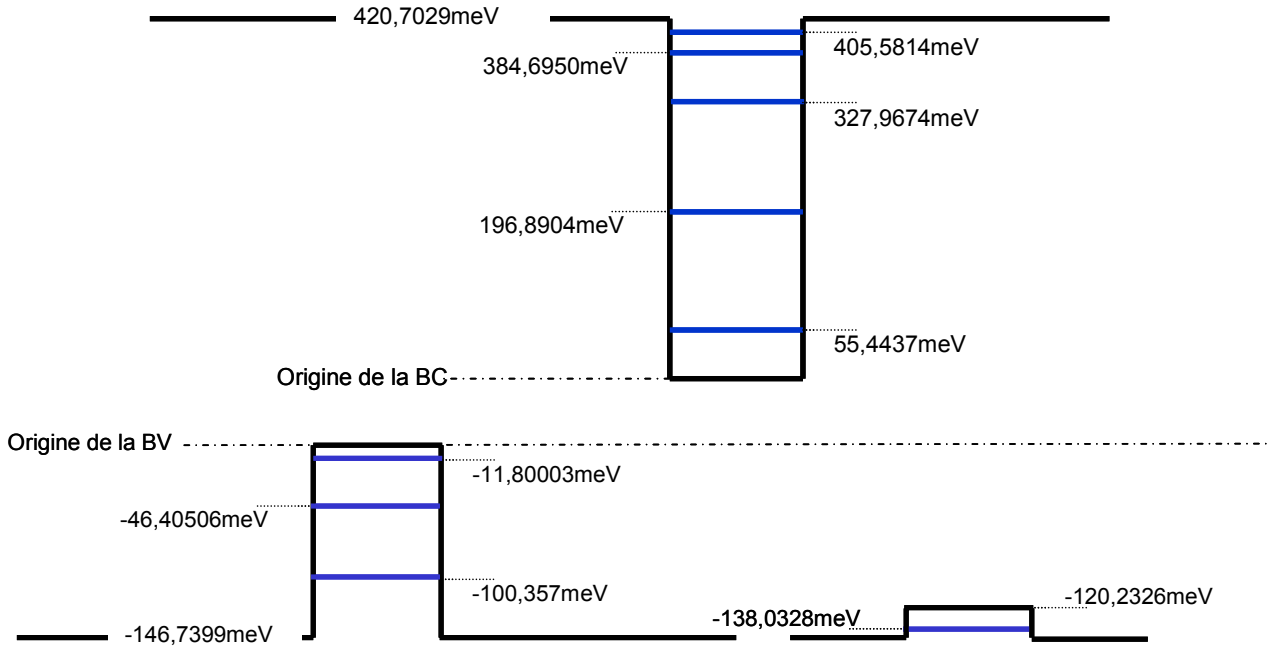


Figure 1-5 : Représentation schématique des niveaux quantiques dans un puits quantique $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}_{0,9925}\text{N}_{0,0075}/\text{GaAs}$ ($L_w=7$ nm)

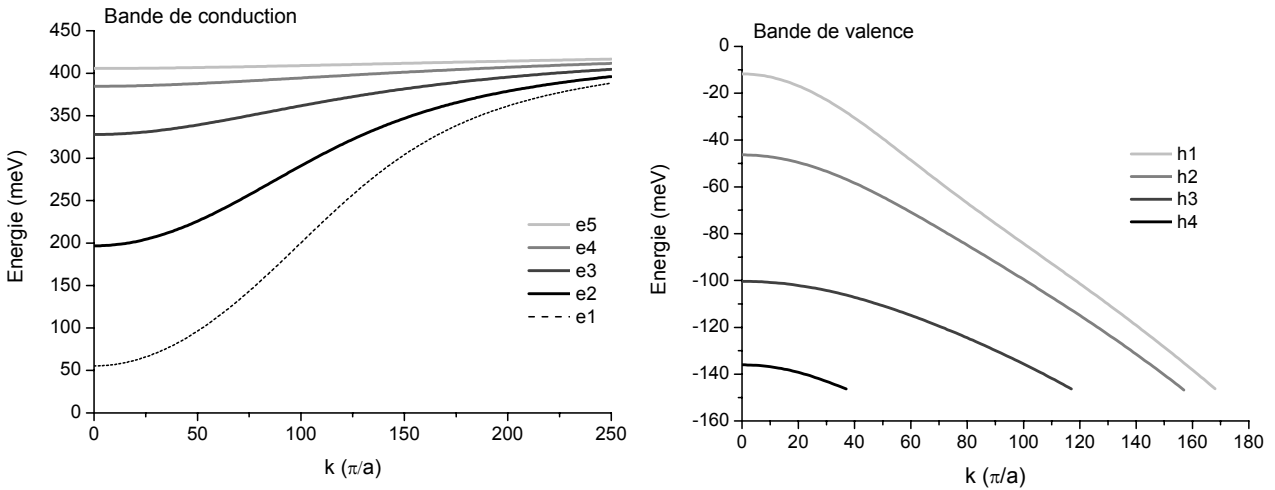


Figure 1-6 : courbes de dispersion de la bande de conduction de la bande de valence pour un puits quantique d' $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}_{0,9925}\text{N}_{0,0075}/\text{GaAs}$ ($L_w=7$ nm) émettant à 1320 nm.

La figure 1-7 présente le spectre de gain du puits quantique en fonction de la longueur d'onde pour différentes densités de porteurs et une température fixée à 25 °C.

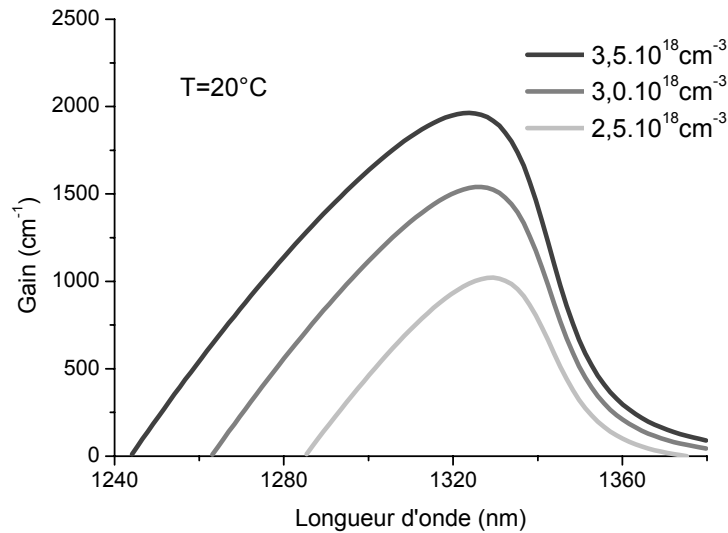


Figure 1-7 : Evolution du spectre de gain simulé par CADILAC pour différentes densités de porteurs à la température de 25 °C.

Le maximum de gain varie avec la densité de porteurs. Un très faible décalage du maximum de gain vers les courtes longueurs d'onde est observé lorsque la densité de porteurs augmente. Ce phénomène est lié au remplissage des états de plus en plus élevés dans les bandes de valence et de conduction au fur et à mesure de l'augmentation du nombre de porteurs.

La figure 1-8 présente la variation du gain de la structure étudiée en fonction de la température, à densité de porteurs fixée ($N=3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) pour un puits quantique $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}_{0,9925}\text{N}_{0,0075}/\text{GaAs}$. L'augmentation de la température entraîne une diminution du gain et un décalage vers les grandes longueurs d'onde. Pour une augmentation de 20 °C, le gain se décale de 10 nm et diminue de 1538 cm^{-1} à 1200 cm^{-1} correspondant respectivement à un $\frac{d\lambda}{dT}$ égal à

$+0,45 \text{ nm/K}$ et $\frac{dG}{dT}$ égal à $-17,3 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$.

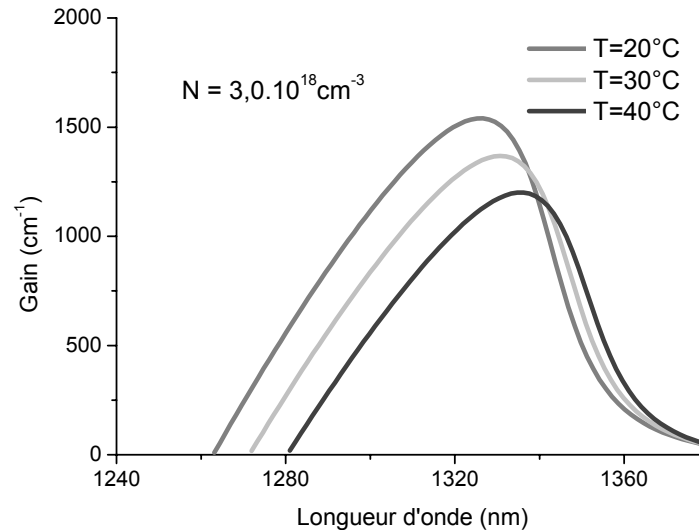


Figure 1-8 : Evolution du spectre de gain simulé par CADILAC à différentes températures et à densité de porteurs fixée $N=3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

1.3 Etude de conception sur la structure verticale

L'objectif de ce paragraphe est de déterminer les compositions, l'épaisseur et le nombre de puits quantique optimaux pour atteindre une émission à $1,3 \mu\text{m}$ avec un fort gain différentiel, une densité de porteurs à la transparence faible, ainsi qu'un T_0 et une fréquence de résonance les plus élevés possibles.

1.3.1 Influence des paramètres sur les propriétés du puits

L'optimisation d'un puits quantique $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{N}_{1-y}/\text{GaAs}$ implique en tout premier lieu d'évaluer l'épaisseur et les compositions optimales d'indium et d'azote dans le puits pour obtenir une émission laser autour de $1,3 \mu\text{m}$ avec le maximum de gain possible. Il en découle que nous avons étudié de façon systématique l'influence de l'épaisseur du puits, des barrières et des compositions sur les performances spectrales en limitant les compositions maximales en indium et en azote à respectivement 40 % et 2 % afin de ne pas atteindre la limite de relaxation de contraintes et/ou de ne pas incorporer trop de défauts.

La figure 1-9 et la figure 1-10 présentent respectivement l'influence du taux d'indium pour un puits comportant 0,5 % d'azote et l'influence du taux d'azote pour un puits comportant 35 % d'indium, pour des épaisseurs de puits quantique de 5, 7 et 9 nm. Pour une composition donnée,

l'augmentation de l'épaisseur du puits de 5 à 9 nm se traduit par une augmentation du gain et par un décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde de quelques nanomètres. Pour une épaisseur de puits fixée, une augmentation de 1 % des proportions d'indium ou d'azote conduit à une translation vers les grandes longueurs d'onde. Mais sur la figure 1-9 nous montrons qu'une concentration de 0,5 % d'azote reste insuffisante pour atteindre des longueurs d'onde supérieures à 1,3 μm et cela, même pour un taux d'indium élevé de 38 %, qui induirait de fortes contraintes en compression sur GaAs.

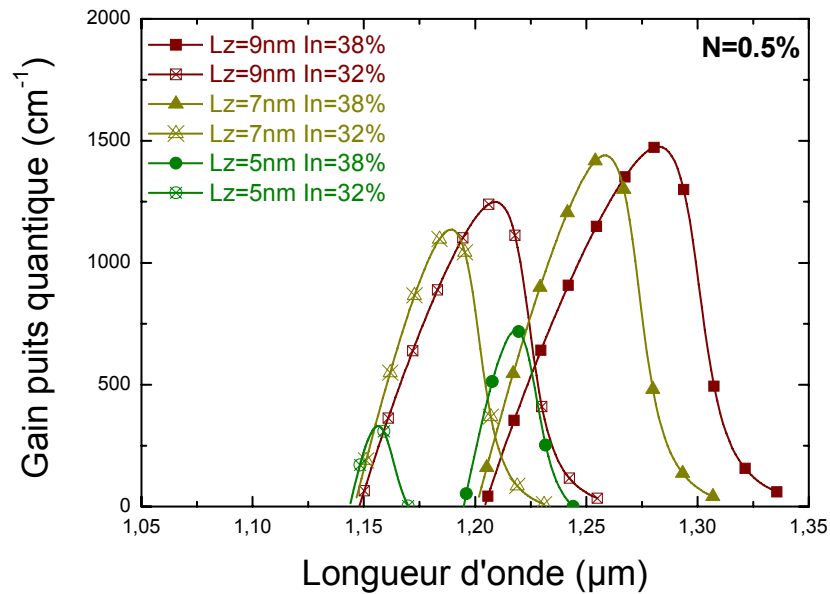


Figure 1-9 : Spectre de gain pour différentes épaisseurs de puits quantiques à température ambiante pour une densité de porteurs de $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour 0,5% d'azote ($d_{\text{bar}}=100 \text{ nm}$).

On peut vérifier sur la figure 1-10 qu'une augmentation de 0,5 % du taux d'azote permet d'atteindre des longueurs d'onde supérieures à 1,35 μm . Cependant, une augmentation du taux d'azote engendre une diminution du gain, alors que l'augmentation de l'indium l'améliore. La détermination de la composition procurant un gain maximum à 1,3 μm entraîne donc la recherche d'un compromis entre la maximisation du taux d'indium et la minimisation du taux d'azote.

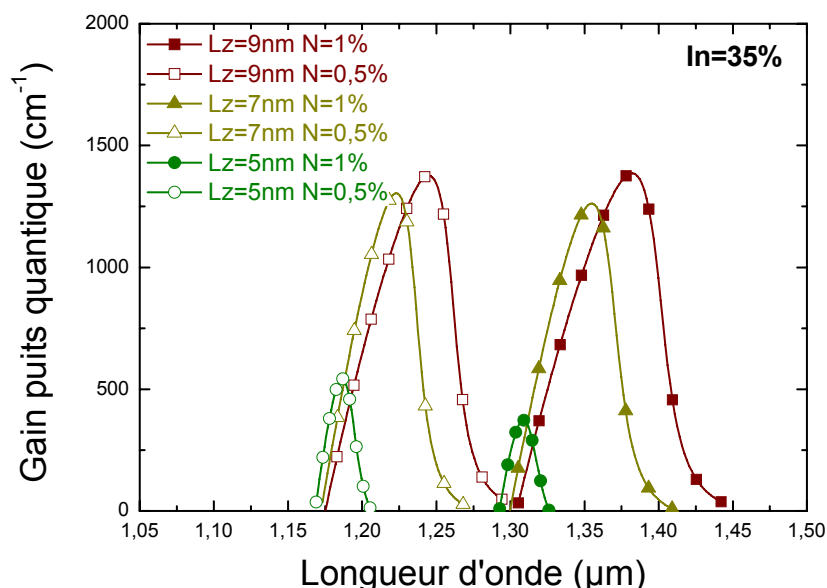


Figure 1-10 : Spectre de gain pour différents épaisseurs de puits quantiques à température ambiante pour une densité de porteurs de $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour 35 % d'indium. ($d_{\text{bar}}=100 \text{ nm}$)

Comme on peut l'observer sur la figure 1-11, rapportant les valeurs de contraintes calculées pour différents taux d'azote et d'indium, l'augmentation du taux d'indium implique une augmentation de la contrainte en compression. L'augmentation du taux d'azote entraîne une diminution de la contrainte, elle offre donc la possibilité de compensation de contrainte attendue. Enfin, à composition fixe, une augmentation de l'épaisseur de puits entraîne un décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde, supérieur à la dizaine de nanomètres par accroissement de 1 nm sur l'épaisseur du puits.

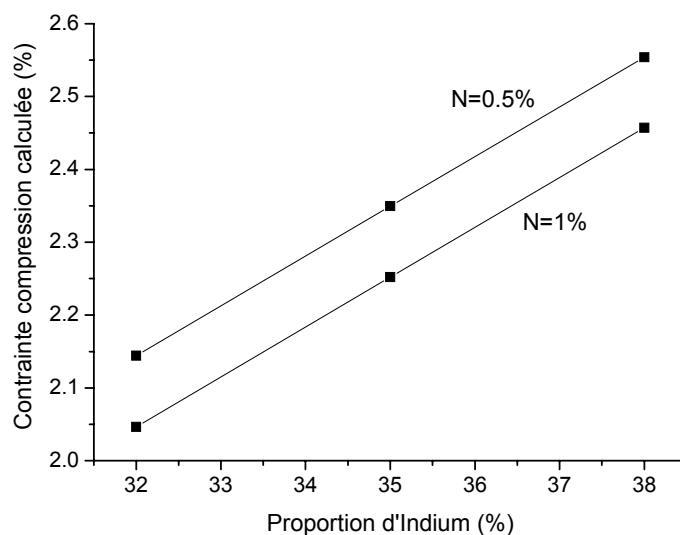


Figure 1-11 : Evolution de la contrainte en fonction des taux d'indium et d'azote dans le quaternaire.

Nous avons retenu 4 structures d'étude émettant autour de 1,3 μm avec différentes compositions (In%, N%). L'épaisseur du puits a été fixée à 7 nm, pour garantir un gain suffisant tout en restant inférieure à l'épaisseur critique de relaxation des contraintes. L'étude a porté sur la comparaison de ces 4 structures en terme de gain différentiel et de densité de porteurs à la transparence.

La figure 1-12 illustre l'évolution du maximum de gain en fonction de la densité de porteurs pour les 4 structures retenues. Les compositions en (In%-N%) étudiées ici sont (25-1,5), (30-1), (35-0,75), (40-0,5) qui correspondent respectivement à des émissions à 1316 nm, à 1282 nm, à 1287 nm et à 1281 nm. On observe qu'à épaisseur de puits constante, une augmentation du taux d'indium et une réduction simultanée du taux d'azote diminuent la densité de porteurs à la transparence et améliorent le gain différentiel.

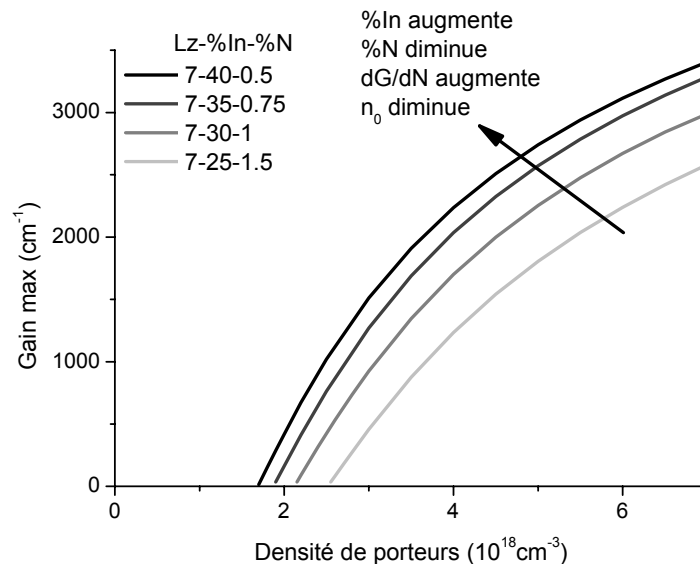


Figure 1-12 : Gain maximum théorique en fonction de la densité de porteurs pour différentes compositions de puits quantique (Lz=7 nm et dbar=100 nm)

L'avantage des propriétés de gain peut être limité par la qualité des matériaux en raison des fortes contraintes engendrées par de forts taux d'indium. La structure (40-0,5) présente une amélioration d'un facteur 2 de la densité de porteurs à la transparence et du gain différentiel par rapport à la structure (25-1,5). Pour plus de lisibilité, nous avons reporté dans le tableau 1.2 les gains maxima, les densités de porteurs à la transparence et gain différentiel pour diverses compositions de puits quantiques. Pour minimiser la densité à la transparence n_0 et maximiser le

gain différentiel, le bon compromis est d'augmenter le taux d'indium jusqu'à la limite de relaxation et d'ajouter une très faible quantité d'azote.

Structure Lz(nm)-In(%)-N(%)	7-(25-1,5)	7-(30-1)	7-(35-0,75)	7-(40-0,5)
Longueur d'onde (nm)	1316,4	1282,4	1287,3	1281,9
Gain (cm^{-1})	2562	2550	2535	2509
n_0 (10^{18}cm^{-3})	2,50	2,10	1,84	1,68
dG/dn (10^{-16}cm^2)	10,2	12,1	13,7	15,0

Tableau 1.2 : Paramètres pour différentes configurations de puits quantique.

1.3.2 Etude du confinement optique vertical

L'empilement de la structure laser constituant un guide optique, on définit le facteur de confinement optique Γ comme étant le rapport entre l'intensité du champ optique dans la couche active et l'intensité du champ dans la totalité de la structure. Ce paramètre permet de relier le gain de la structure (G_{mod}) au gain dans la zone active (G_{puits}) par la relation :

$$\text{Équation 3 : } G_{\text{mod}} = \Gamma \cdot G_{\text{puits}}$$

Une étude systématique du confinement optique de différentes structures comprenant 1, 3 ou 5 puits quantiques a été menée afin de déterminer l'empilement multipuits optimal. Nous avons analysé à cette fin, l'influence du taux d'aluminium dans les couches de confinement x_{al} , ainsi que celle de l'épaisseur de la gradualité d_{grad} , de l'extension des barrières extérieures d_{barext} et de l'épaisseur des barrières entre les puits d_{bar} sur le facteur de confinement. Pour cette étude, nous avons fixé une épaisseur de puits quantique de 6 nm. Les différentes notations sont reportées sur la structure schématique de la figure 1-13.

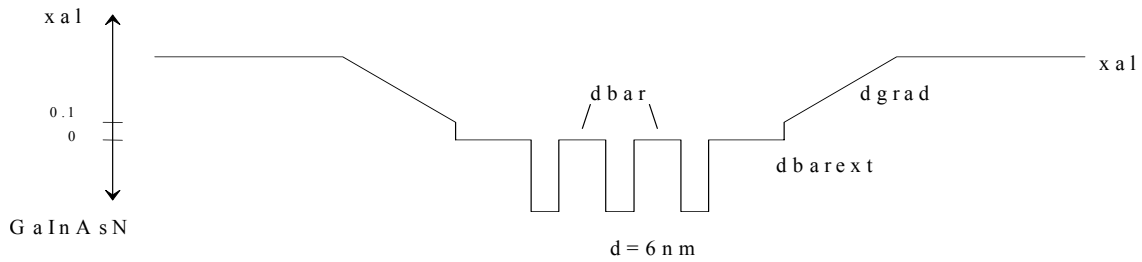


Figure 1-13 : Représentation schématique de la structure d'étude en fonction de $x_{Al}\%$

La figure 1-14, la figure 1-15 et la figure 1-16 illustrent l'influence des paramètres sur le facteur de confinement Γ pour des structures comprenant respectivement 1, 3 et 5 puits quantiques. Quel que soit le nombre de puits, on note l'intérêt des forts taux d'aluminium dans les couches de confinement. En effet, un taux élevé améliore le facteur de confinement, avec toutefois une sensibilité aux différentes épaisseurs plus marquée que pour les structures à faible taux d'aluminium.

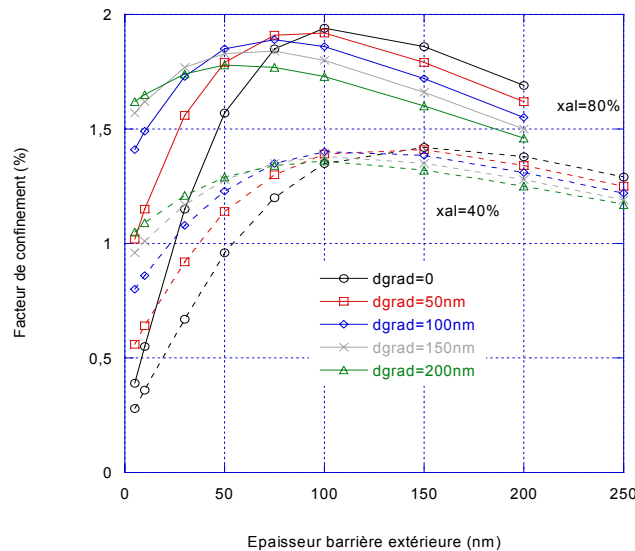


Figure 1-14 : Variation du facteur de confinement pour une structure comprenant un puits quantique en fonction de l'épaisseur de la barrière extérieure, pour deux taux d'aluminium dans les couches de confinement et pour différentes épaisseurs de gradualité.

L'allure générale des variations du facteur de confinement en fonction de l'épaisseur des barrières extérieures est la même quelle que soit la configuration du guide : leur élargissement entraîne une augmentation suivie d'une diminution du facteur de confinement. On peut ainsi dégager une épaisseur optimale des barrières extérieures qui varie légèrement en fonction des autres

grandeurs. De façon similaire, une augmentation de la gradualité et/ou des barrières entre les puits conduit à une augmentation suivie d'une diminution du facteur de confinement. Une largeur des barrières extérieures de 75 à 150 nm associée à une largeur des barrières entre les puits de 10 nm et à l'absence de gradualité permet d'optimiser le facteur de confinement Γ .

Comme l'illustrent les différentes courbes, le nombre de puits quantiques dans la structure joue un rôle prépondérant sur le facteur de confinement. En effet, le facteur de confinement des structures à N puits quantiques est N fois plus grand que celui de la structure comportant un seul puits. Selon le nombre de puits et le taux d'aluminium, il apparaît donc différentes structures donnant un facteur de confinement peu sensible aux variations des paramètres. Comme on peut l'observer sur la figure 1-16, la situation la plus favorable pour maximiser le facteur de confinement, constituée par une structure à 5 puits quantiques avec un taux d'aluminium dans les couches de confinement de 80 %, des barrières extérieures de 75 nm et des barrières entre les puits de 10 nm, permet d'atteindre des facteurs de confinement Γ très importants de près de 10 %.

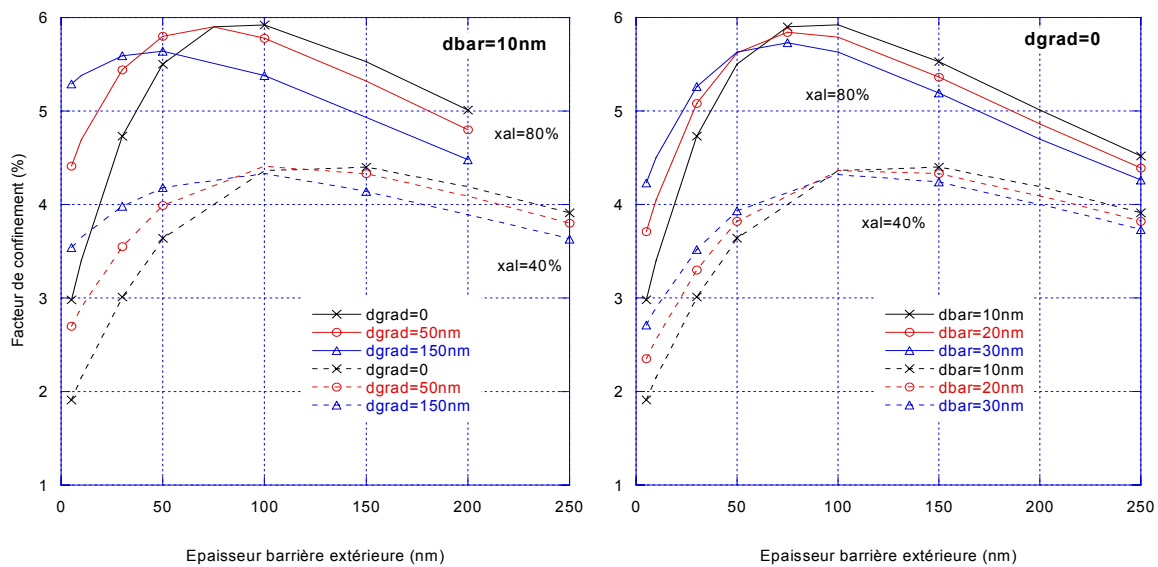


Figure 1-15 (a) et (b) : Variation du facteur de confinement pour une structure comprenant 3 puits quantiques en fonction de l'épaisseur de la barrière extérieure, pour deux taux d'aluminium dans les couches de confinement et pour différentes épaisseurs de gradualité (a) et différentes épaisseurs de barrière entre les puits (b).

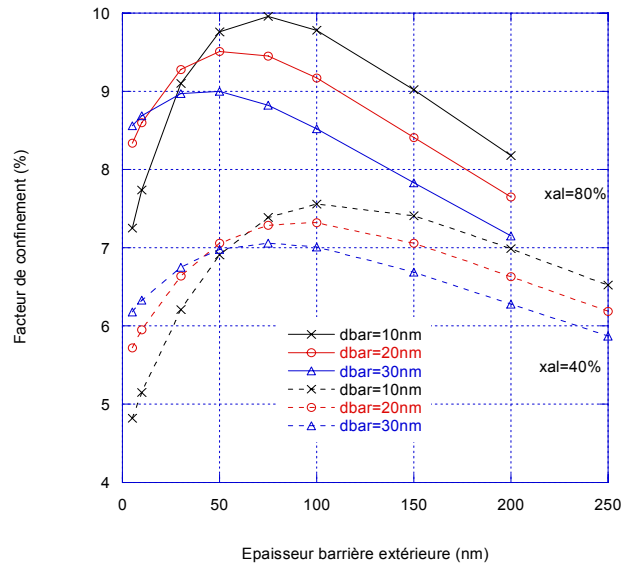


Figure 1-16 : Variation du facteur de confinement pour une structure comprenant 5 puits quantiques en fonction de l'épaisseur de la barrière extérieure, pour deux taux d'aluminium dans les couches de confinement et pour différentes épaisseurs de barrière entre les puits.

Pour différentes structures, nous avons effectué une étude indicative de l'influence de l'élargissement du puits en ne tenant pas compte de la variation de la longueur d'onde d'émission induite par ce changement d'épaisseur. La longueur d'onde a été fixée à $1,3\mu\text{m}$. La figure 1-17 illustre les variations du facteur de confinement obtenues. L'élargissement de 5 nm à 9 nm qui correspond à une variation d'un facteur 1,8 permet d'augmenter la valeur du facteur de confinement de façon quasi proportionnelle par un coefficient de 1,8 à 1,9 en fonction de la structure. Celle-ci reste toutefois limitée à 3 % au maximum pour les puits uniques et s'élève jusqu'à plus de 15 % pour les structures à 5 puits, dans la gamme de largeur considérée.

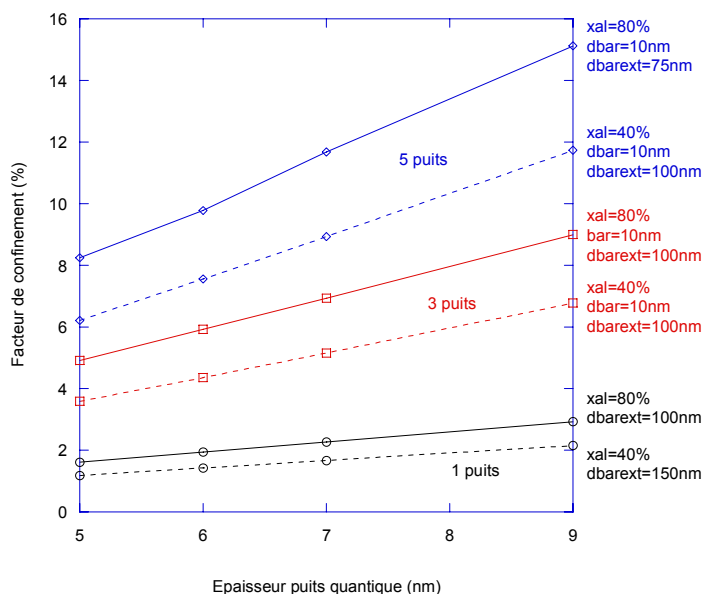


Figure 1-17 : Variation du facteur de confinement en fonction de la largeur des puits quantiques pour les structures répertoriées dans le tableau 2.1.

1.3.3 Influence des pertes sur le gain différentiel et la densité de courant de seuil

Nous avons fixé plusieurs paramètres afin d'évaluer l'influence des pertes sur la densité de courant de seuil totale et le gain différentiel avec le logiciel CADILAC. Concernant les compositions de la zone active, nous avons considéré une configuration de puits comportant un taux d'indium de 37 % et 0,85 % d'azote. L'épaisseur du puits est égale à 7 nm conformément à nos précédentes études. Des facteurs de confinement typiques de 2,3 %, 5 % et 7,7 % ont été considérés pour les structures comportant respectivement 1, 3 et 5 puits. En prenant des valeurs typiques de la littérature pour C_{auger} et τ_{nr} , respectivement fixées à $3 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ et 1 ns [34], nous en déduisons l'évolution de la densité de courant de seuil totale et du gain différentiel en fonction de la densité de porteurs. Les valeurs calculées pour des structures à 1, 3 et 5 puits, sont reportées sur la figure 1-18.

On montre que pour ces valeurs typiques de C_{auger} et τ_{nr} , une structure laser à 3 puits quantiques a un gain différentiel compris entre $11 \cdot 10^{-16}$ et $13 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, avec une densité de courant au seuil de l'ordre de 1,5 à 2,4 kA/cm^2 pour des pertes de cavité comprises entre 15 cm^{-1} et 45 cm^{-1} .

Pour des pertes de cavités de 30 cm^{-1} , l'augmentation à 5 puits quantiques n'améliore pas de façon significative le gain différentiel ($+2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$) par contre elle pénalise la densité de courant de

seuil de 1kA/cm^2 . Aussi, nous avons fixé pour toute la suite de notre étude le nombre de puits quantiques à 3, ce qui semble être le meilleur compromis.

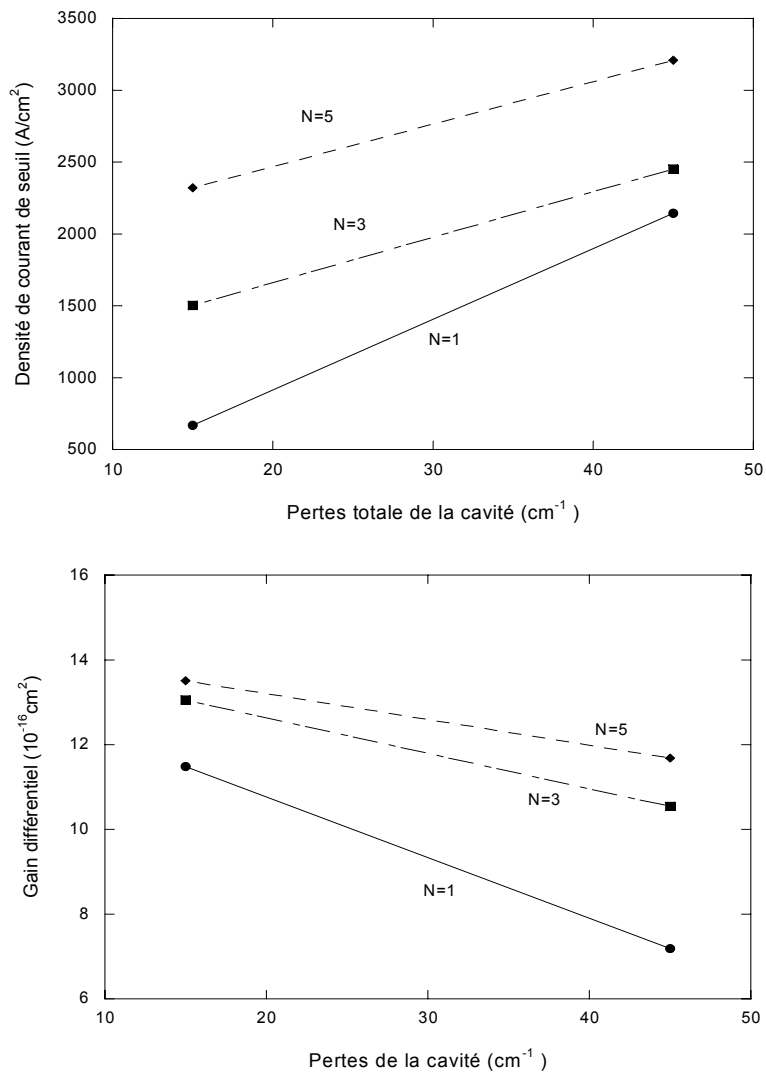


Figure 1-18 : Evolution de la densité de courant de seuil et du gain différentiel en fonction des pertes de la cavité pour des structures à 1, 3 et 5 puits quantiques $\text{In}_{0,37}\text{Ga}_{0,63}\text{As}_{0,9915}\text{N}_{0,0085}$ d'épaisseur $L_z=7$ nm avec barrière de GaAs de dimensions $d_{\text{Bar}}=100$ nm

Compte tenu de ces résultats, nous avons retenu, pour la suite de l'étude une structure comportant 3 puits quantiques InGaAsN de 7 nm d'épaisseur avec une forte concentration d'indium (de l'ordre de 37-38 %) et une faible concentration d'azote (entre 0,7 % et 0,9 %) avec un facteur de confinement Γ des puits quantiques de 0,05. Nous avons montré que cette structure permet d'atteindre la longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$ tout en assurant un fort gain différentiel et une densité de porteurs à la transparence faible. Ce compromis sur les compositions permet enfin de garantir une

bonne qualité du puits quantique en minimisant les défauts apportés par l'azote et en maximisant les apports de l'indium, sans toutefois franchir la limite de relaxation de contraintes.

1.3.4 Sensibilité à la température

Dans ce paragraphe, nous évaluons la sensibilité à la température des diodes InGaAsN en considérant plusieurs jeux de valeurs pour la durée de vie des porteurs et le coefficient Auger, ces deux paramètres sont encore mal connus dans ce système de matériaux. Grâce au logiciel CADILAC, nous avons calculé les contributions des densités de courant radiatif, non radiatif et Auger qui nous permettent de déterminer la température caractéristique T_0 . L'évolution du courant de seuil avec la température peut être en effet décrite par la relation phénoménologique selon l'équation 4.

Équation 4 :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{\Delta T}{T_0}\right)$$

Plusieurs facteurs peuvent contribuer à l'augmentation du courant de seuil avec la température. Dans le cadre dans ce travail nous allons évaluer pour la structure définie au paragraphe précédent:

- l'influence de la longueur de la cavité qui détermine la densité de porteurs à travers la condition de gain au seuil : 3 valeurs typiques de 300, 600 et 900 μm seront considérées.

- l'influence du coefficient Auger et de la durée de vie des porteurs non radiatifs, paramètres encore mal connus pour ces alliages mais dont les valeurs déterminent la contribution non radiative du courant total : nous avons considéré des paramètres Auger de $0,3 \cdot 10^{-28}$ et $3 \cdot 10^{-28} \text{cm}^6/\text{s}$ correspondant aux quelques valeurs rapportées dans la littérature et des durées de vie τ_{nr} de 0,5ns, 1ns et 2ns.

Pour les valeurs de C_{auger} et τ_{nr} respectivement fixées à $3 \cdot 10^{-28} \text{cm}^6/\text{s}$ et 1 ns, la valeur de T_0 augmente de 74 K à 91 K lorsque la longueur de cavité augmente de 300 μm à 900 μm (figure 1-19).

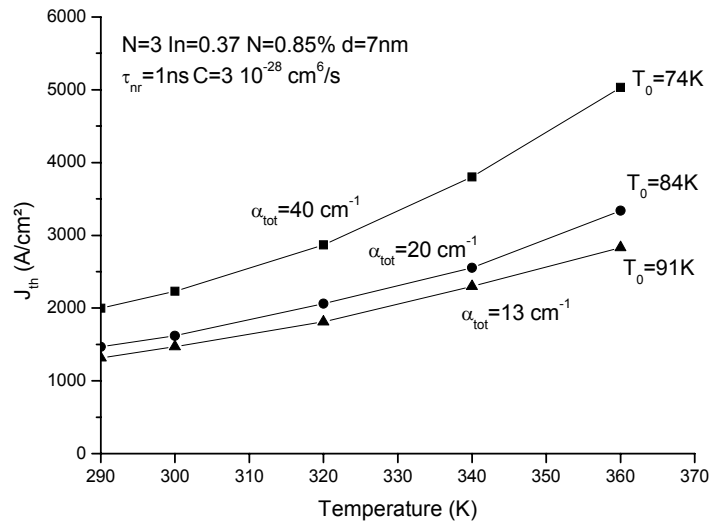


Figure 1-19 : Evolution de la température caractéristique en fonction des pertes de cavités.

La figure 1-20 et la figure 1-21 illustrent respectivement l'influence du coefficient Auger et de la durée de vie des porteurs non radiatifs sur le paramètre T_0 . Une diminution d'un facteur 10 du coefficient Auger provoque une augmentation de 74 K à 190 K de la caractéristique T_0 pour un τ_{nr} fixé à 1 ns. On note également qu'une augmentation de la durée de vie des porteurs non radiatifs de 0,5 ns à 2 ns s'accompagne d'une légère diminution de T_0 de 86 à 67 K.

On remarque que pour la zone active étudiée ($N=3$, $\text{In}=37\%$ et $N=0,85\%$) et pour des valeurs de C_{auger} et τ_{nr} ($3 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ et 1 ns), la valeur de T_0 , comprise entre 70 et 100K, correspond à la gamme des valeurs les plus couramment rapportées dans la littérature. Conformément aux observations de la littérature, ces valeurs sont toujours supérieures d'environ 25% à celles obtenues avec la filière InGaAsP/InP. De même, l'influence des recombinaisons Auger sur la valeur du coefficient T_0 est considérable puisqu'un fonctionnement idéal ($T_0 > 150\text{K}$) pourrait être atteint en leur absence.

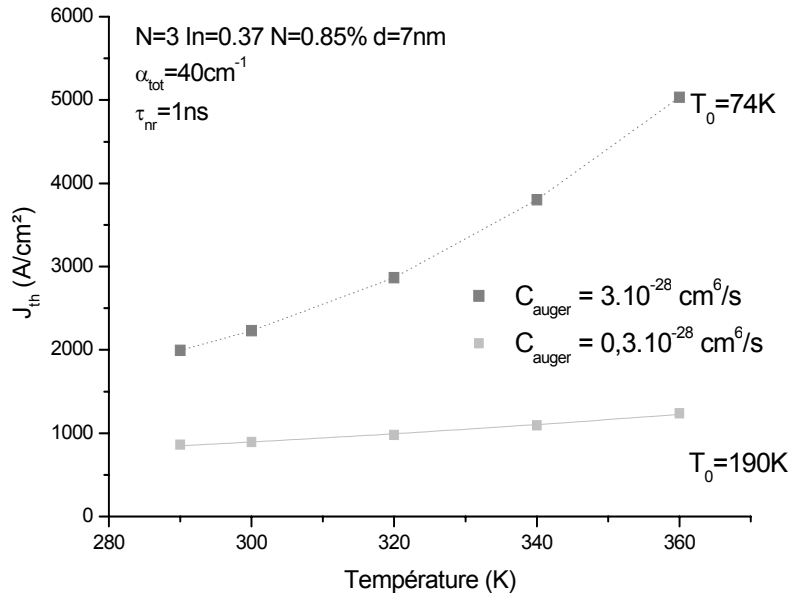


Figure 1-20 : Evolution de T_0 en fonction de C_{auger} pour $\tau_{\text{nr}}=1$ ns

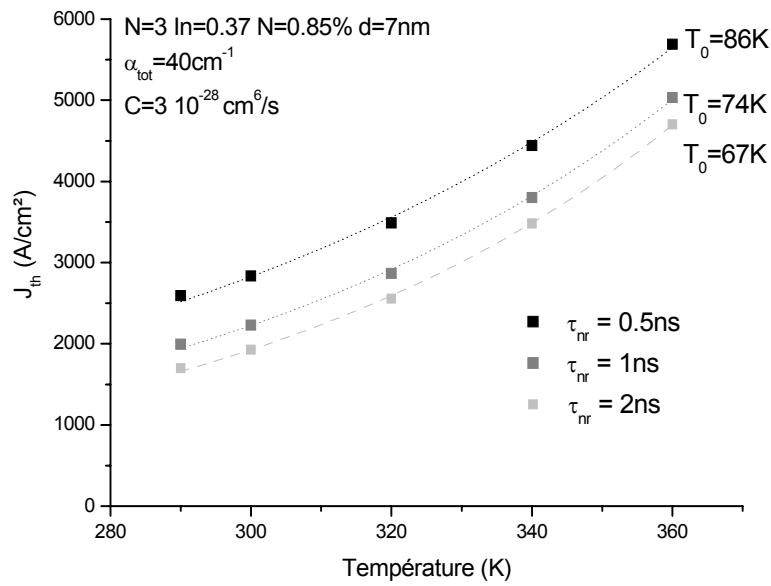


Figure 1-21 : Evolution de T_0 en fonction du τ_{nr} pour $C_{\text{auger}}=3 \cdot 10^{-28}$ cm⁶/s

1.3.5 Influence des pertes et de la température sur la fréquence de résonance

Nous analysons l'influence des pertes et de la température sur la fréquence de résonance pour évaluer le comportement dynamique du laser. La fréquence de résonance est définie par l'équation 5 :

Équation 5 :

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\Gamma \cdot v_g \cdot \frac{\partial G}{\partial N} \cdot \eta_i}{q \cdot V} (I - I_{seuil})}$$

qui fait intervenir le gain différentiel $\frac{\partial G}{\partial N}$, le facteur de confinement Γ , la vitesse de groupe v_g , le rendement quantique interne η_i , et le volume V de la zone active. La mesure de l'efficacité de modulation est déterminée par le rapport $\frac{f_R}{\sqrt{I - I_{seuil}}}$ où f_R représente la fréquence de résonance et I , le courant de polarisation. Pour cette évaluation, nous nous sommes fixés un rendement quantique interne η_i égal à 0,4, un indice de groupe n_g de 4 et une largeur de ruban de $3\mu\text{m}$.

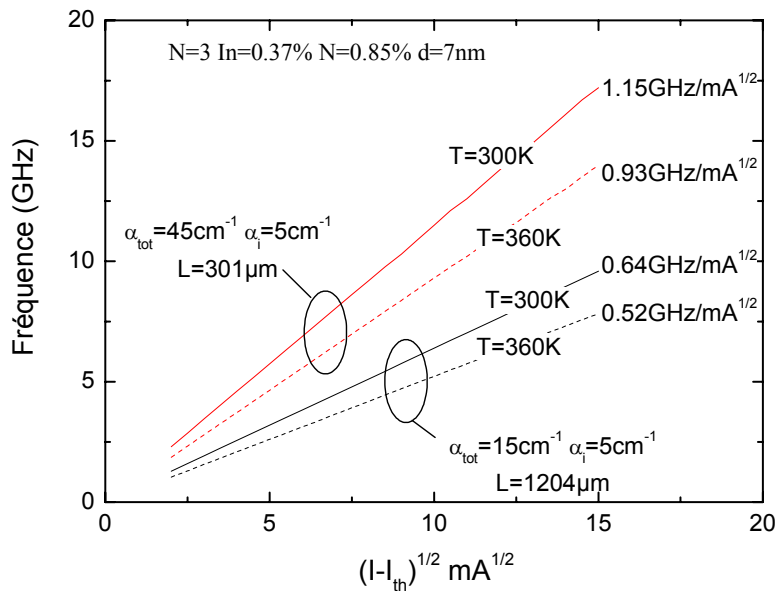


Figure 1-22 : Evaluation de la fréquence de relaxation en fonction du courant de polarisation pour T=300 K et T=360 K et pour deux valeurs de pertes dans la cavité.

Nous avons choisi deux longueurs de cavité correspondant respectivement à des pertes de 10 et 40 cm^{-1} et nous avons considéré des pertes internes de 5 cm^{-1} . La figure 1-22 présente les variations théoriques de la fréquence de relaxation en fonction du courant d'injection pour ces deux longueurs de cavité à des températures de 300 et 360 K. Pour la cavité de 1200 μm, la fréquence de résonance se limite à des valeurs de 6 GHz à 360K avec une efficacité de modulation se situant autour de $0,55 \text{ GHz/mA}^{1/2}$. Par contre, des fréquences supérieures à 10 GHz avec une efficacité de

modulation de $1 \text{ GHz/mA}^{1/2}$, sont théoriquement accessibles pour la cavité courte de $300 \mu\text{m}$ correspondant à des pertes de cavité importantes et cela même pour des températures élevées.

1.3.6 Conclusion

L'étude de conception a permis de définir qu'une structure comportant trois puits quantiques à fort taux d'indium et à faible concentration d'azote est la structure la plus prometteuse pour atteindre une émission à $1,3 \mu\text{m}$ avec de bonnes performances en terme de densité de courant de seuil et de sensibilité à la température. Nous avons retenu une composition d'indium de 37% et une composition d'azote de 0,85%. Elle a mis en évidence l'existence d'un compromis entre la température caractéristique T_0 et la fréquence de résonance. La longueur de cavité et les pertes constituent des paramètres critiques qui déterminent les performances réelles de la diode. Les composants longs (supérieur à $900 \mu\text{m}$) permettent d'obtenir des paramètres T_0 de l'ordre de la centaine de kelvin pour assurer la stabilité thermique. En contre partie, les fréquences de résonance maximales restent limitées à des valeurs inférieures à 10 GHz. Seules des cavités courtes de l'ordre de $300 \mu\text{m}$ sont compatibles avec une modulation directe à 10 Gb/s.

1.4 Modélisation de la diode laser ruban à diaphragme d'oxyde

La modélisation du comportement du ruban à diaphragme d' AlOx a été menée en 3 étapes :

- une étude préliminaire a permis de s'assurer que les caractéristiques d'un milieu actif de type InGaAsN étaient compatibles avec l'obtention d'un comportement stable en température et en puissance. La structure étudiée est une diode à ruban classique en arête qui comporte un seul puits quantique InGaAsN/GaAs, les paramètres d'étude étant le coefficient Auger, la durée de vie non radiative

- la modélisation optique d'une structure à diaphragme d'oxyde a permis ensuite de préciser les dimensions d'une structure bidimensionnelle pour obtenir une émission monomode compatible avec le couplage dans une fibre

- à partir de ces résultats, la modélisation d'une diode laser à diaphragme d'oxyde, comportant 3 puits quantiques InGaAsN/GaAs, a permis de décrire le comportement en température pour s'assurer de la stabilité de fonctionnement.

1.4.1 Etude préliminaire : Structure à ruban classique

Pour évaluer la stabilité du comportement de la diode à puits quantique nitruré, une étude préliminaire a été menée sur un laser à ruban classique comportant un puits quantique InGaAsN. La modélisation est faite avec le logiciel CLASS [35], développé au LAAS-CNRS, permettant d'évaluer la stabilité du fonctionnement lors de la montée en puissance à partir du couplage des effets quantiques, électriques, optiques et thermiques.

La structure étudiée, détaillée sur la figure 1-23, est composée d'un puits quantique $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}_{0,995}\text{N}_{0,005}$ d'épaisseur 7 nm avec des barrières de GaAs de 100 nm. La longueur du composant est fixée à 400 μm . Avec le logiciel CADILAC, nous avons préalablement déterminé les relations du gain $G(N,T)$, de l'écart des niveaux de Fermi $\Delta E_f(N,T)$ et de la variation d'indice $\Delta n(N,T)$ en fonction de la densité de porteurs N et de la température T , nécessaires aux calculs. En se basant sur les résultats expérimentaux obtenus sur d'autres structures du projet, le coefficient d'antiguillage a été pris à $\alpha_H = -3$ [36].

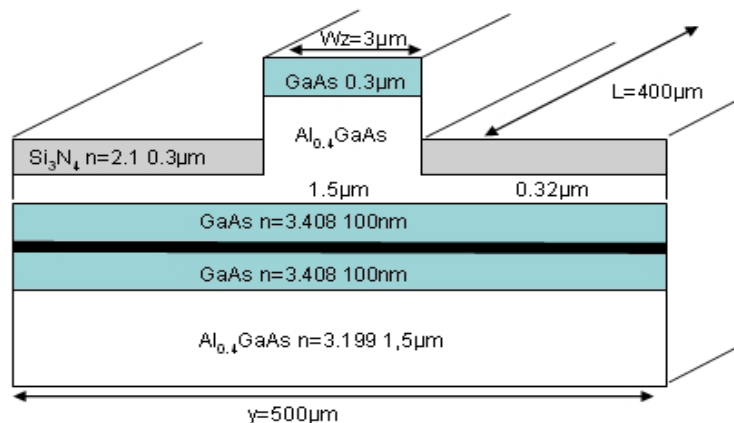


Figure 1-23 : Structure en arête classique sans AlOx utilisée pour l'étude.

Le but de cette étude est d'analyser les mécanismes non linéaires indépendants de la température, ce qui correspond à un fonctionnement en régime impulsionnel. Pour cela, la température dans l'ensemble de la structure est considérée comme constante et uniforme. La température est égale à 300 K. La figure 1-24 illustre l'évolution des porteurs, de l'indice effectif et du champ optique pour des tensions de 1,4V et 1,5 V. Elle montre qu'à ces niveaux de puissance le mode du laser reste stable en raison du fort confinement latéral de la structure.

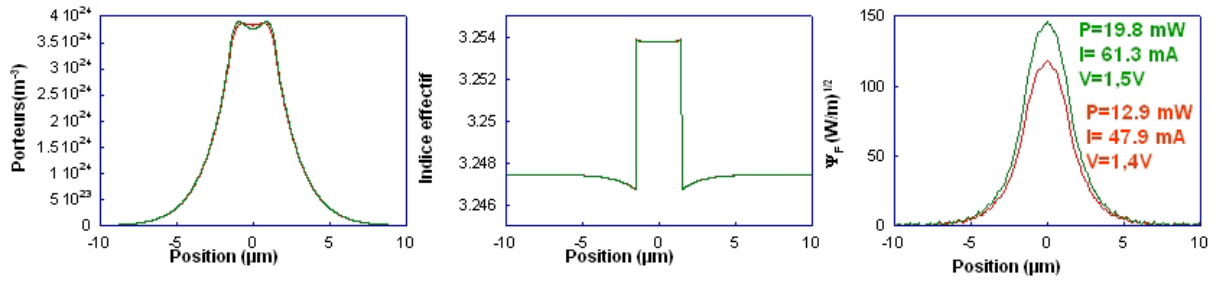


Figure 1-24 : Profils de la densité de porteurs, de l'indice effectif et du champ pour $V=1,4V$ et $1,5V$ avec $\tau_{nr}=0,5$ ns et $C_{Auger}=2.10^{-29}$ cm⁶/s.

Dans la suite de l'étude nous avons pris en compte les effets thermiques au sein de la structure, afin d'analyser leur influence sur le comportement du laser au cours de son fonctionnement en régime continu.

Nous avons tout d'abord étudié l'influence du coefficient Auger en nous fixant un niveau de puissance de sortie voisin de 13 mW. Le tableau 1.3 rapporte les valeurs de tension et de courant nécessaires à l'obtention d'un niveau de puissance voisin de 13 mW pour différentes valeurs de C_{Auger} . L'étude est réalisée à la température de 300 K. L'augmentation du coefficient Auger s'accompagne d'une augmentation de la tension et du courant. Par contre, on n'observe pas de variations sur le profil de porteurs, les variations d'indice effectif restant de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ malgré un léger effet thermique, comme l'illustre la figure 1-25. Malgré l'augmentation des recombinaisons Auger et de la température, le profil du mode reste stable sans mécanisme de focalisation.

C_{Auger} (cm ⁶ /s)	Puissance (mW)	Courant (mA)	Tension (V)
$20 \cdot 10^{-29}$	13,11	66,07	1,53
$10 \cdot 10^{-29}$	12,4	54,97	1,45
$2 \cdot 10^{-29}$	13,22	49,25	1,41

Tableau 1.3 : Tension, courant et puissance pour différents coefficients Auger.

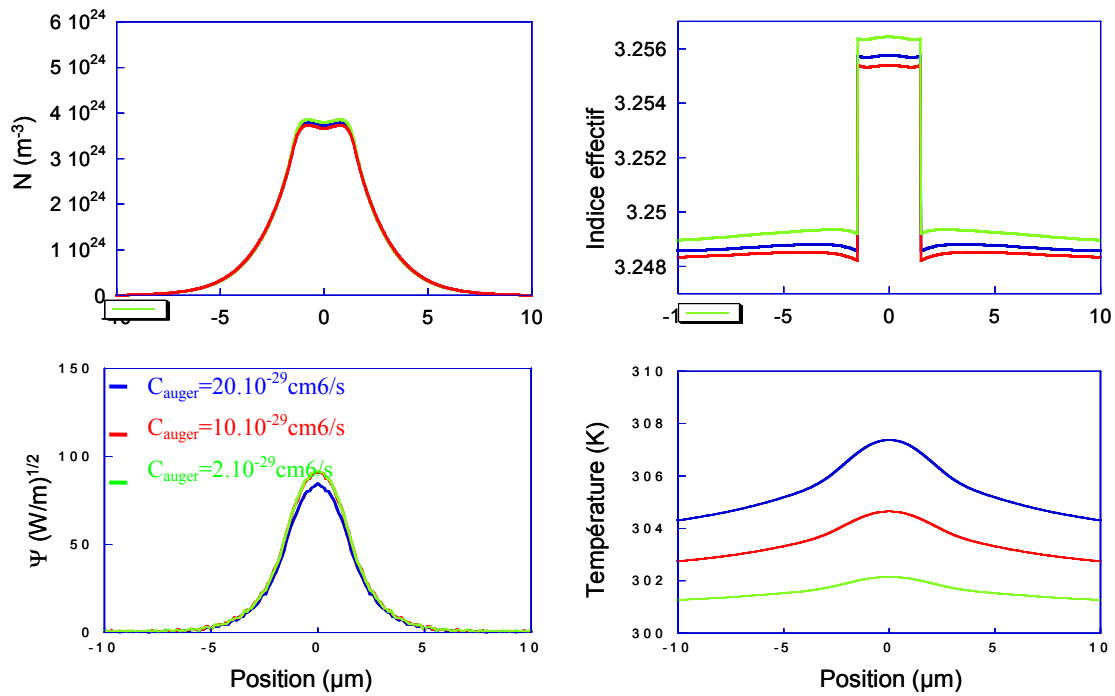


Figure 1-25 : Profils de la densité de porteurs, de l'indice effectif, du champ et de la température pour $C_{\text{auger}}=2.10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ et $C_{\text{auger}}=20.10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ pour $\tau_{\text{nr}}=0,5 \text{ ns}$.

De la même façon, nous avons étudié l'influence de la durée de vie des porteurs non radiatifs. La diminution de τ_{nr} d'un facteur 10 s'accompagne d'une augmentation de la tension et d'un accroissement du courant proche d'un facteur 2 (tableau 1.4). Les phénomènes de diffusion latérale sont significatifs pour une durée de vie de 5 ns mais ils ne pénalisent pas le comportement modal du ruban (figure 1-26).

$\tau_{\text{nr}}(\text{ns})$	Puissance (mW)	Courant (mA)	Tension (V)
5	13,42	35,5	1,3
0.5	13,22	49,25	1,41
0.1	11,17	66,06	1,5

Tableau 1.4 : Tension, courant et puissance pour différents τ_{nr} .

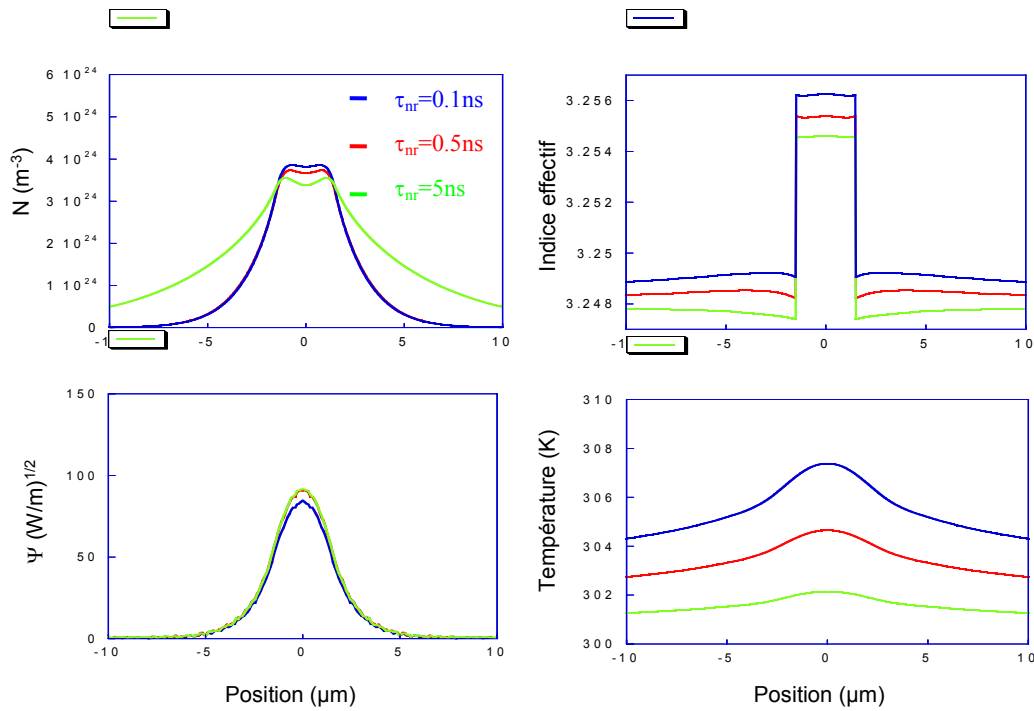


Figure 1-26 : Profils de la densité de porteurs, de l'indice effectif, du champ et de la température pour $\tau_{nr}=0,5 \text{ ns}$ et $\tau_{nr}=5 \text{ ns}$ pour $C_{\text{auger}}=2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$.

Enfin, nous avons étudié l'influence de la température sur la stabilité de fonctionnement en régime continu pour des valeurs moyennes de durée de vie et de coefficient Auger ($\tau_{nr}=0,5 \text{ ns}$ $C_{\text{auger}}=2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$). L'augmentation de la température de 300 à 360 K conduit à une augmentation du courant et de la tension nécessaire à l'obtention d'un niveau de puissance voisin de 13 mW sans toutefois entraîner une déformation significative du champ et de l'indice effectif.

T (K)	P(mW)	I_{tot} (mA)	V_{appl} (V)
300	13,22	49,25	1,41
320	13,00	52,17	1,43
340	13,18	56,38	1,46
360	13,76	61,90	1,50

Tableau 1.5 : Tension, courant et puissance pour différentes températures.

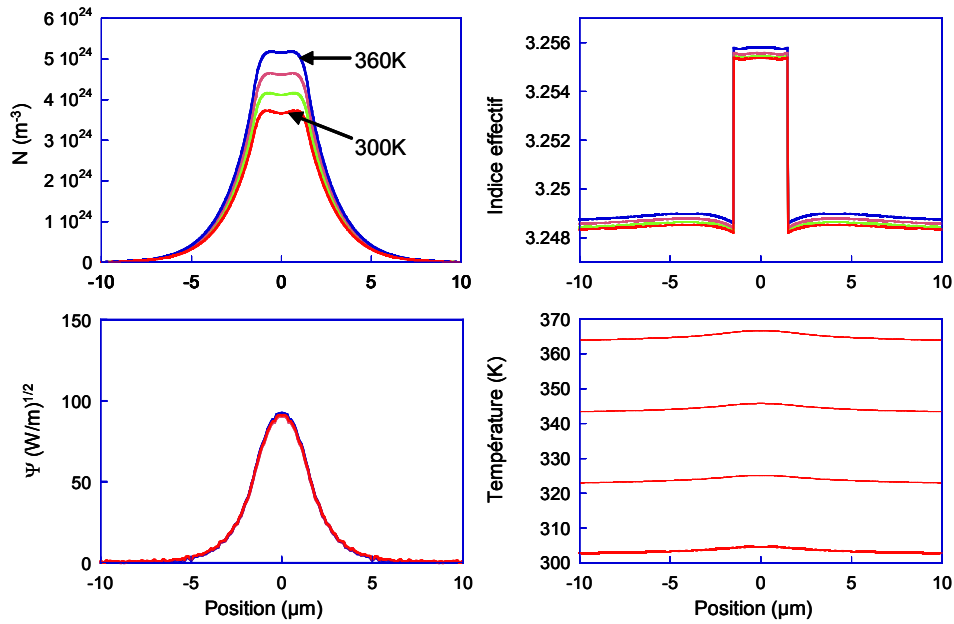


Figure 1-27 : Profils de la densité de porteurs, de l'indice effectif, du champ et de la température pour $\tau_{nr}=0.5ns$ et $C_{Auger}=2.10^{-29}cm^6/s$ à $T=300, 320, 340$ et $360K$ pour un laser à ruban classique à 1 puits quantique $In_{0,37}Ga_{0,63}As_{0,995}N_{0,005}/GaAs$.

En conclusion de ce paragraphe, nous avons mis en évidence qu'un milieu actif à base de InGaAsN au sein d'un laser à ruban classique autorise un fonctionnement stable puisque ni les variations de la température, du coefficient Auger ou de la durée de vie des porteurs non radiatifs n'engendrent de déformations des différents profils.

1.4.2 Modélisation optique du diaphragme d'Alox

Dans ce paragraphe, nous présentons l'optimisation de la structure bidimensionnelle à diaphragme d'oxyde assurant une émission monomode à $1,3\mu m$ compatible avec un couplage par fibre optique pour les applications des télécommunications optiques. Nous cherchons à tirer profit des propriétés des alliages AlGaAs/GaAs pour obtenir un confinement électrique et optique par l'oxydation partielle d'une couche d'AlAs en Al_2O_3 (dit Alox).

Comme l'illustre la figure 1-28, une couche d'AlAs a été introduite dans la couche de confinement supérieur à une distance d de la structure active. Selon le paragraphe 1.3, la structure est composée d'une zone active à 3 puits quantiques $In_{0,37}Ga_{0,63}As_{0,9925}N_{0,0075}$ séparés par des barrières de GaAs. L'épaisseur des barrières a été fixée à 100 nm pour garantir une bonne stabilité mécanique. Le confinement est assuré par deux couches d'AlGaAs avec 60 % d'aluminium de part

et d'autre de la zone active. On considère une couche de contact P constitué de 350 nm de GaAs fortement dopé.

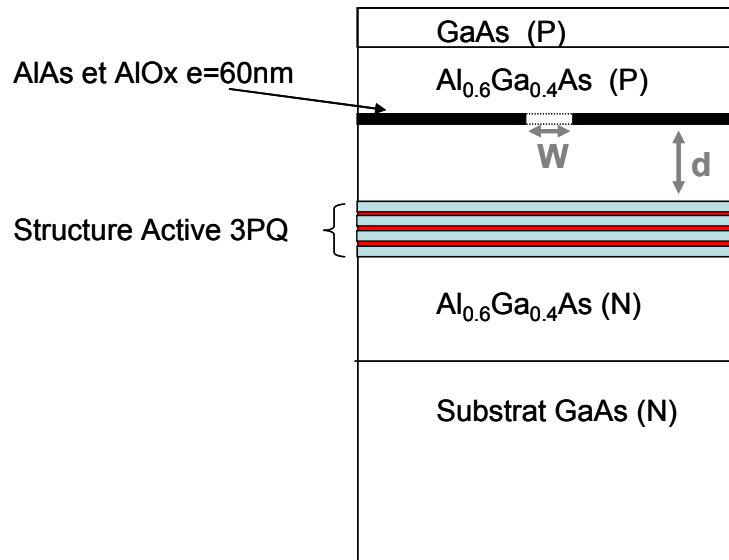


Figure 1-28 : Structure du laser à diaphragme d'AlOx.

Le logiciel ALCOR, fourni par le III-V Lab, permet de déterminer les modes de propagation d'un guide d'onde bidimensionnel. Nous avons étudié l'influence de la dimension du diaphragme d'oxyde W et de la distance d entre la couche d'AlAs et la zone active, sur les modes de propagation et la distribution du mode optique dans la structure.

La figure 1-29 montre l'évolution de l'indice effectif des modes de la structure en fonction de la largeur du diaphragme d'oxyde. L'indice effectif de la structure augmente avec la largeur du ruban et le mode antisymétrique apparaît pour des largeurs de ruban voisines de $3\ \mu\text{m}$. Un diaphragme entre 2 et $3\ \mu\text{m}$ de large permet de s'assurer d'un fonctionnement monomode quelle que soit la position d de la couche d'AlAs dans la couche de confinement.

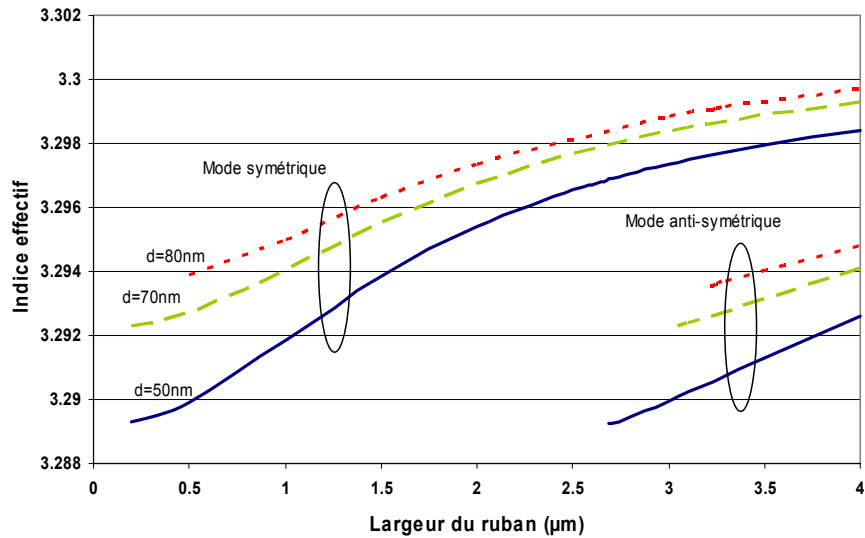


Figure 1-29 : Evolution de l'indice effectif en fonction de la largeur du diaphragme et de sa position par rapport à la structure active.

La distribution du mode optique en fonction de d est reportée sur la figure 1-30 pour un diaphragme d'oxyde de $2 \mu\text{m}$. Elle met en évidence un étalement et une déformation du mode au fur et à mesure de l'éloignement du diaphragme par rapport à la structure active. Le diaphragme doit se situer à une distance maximale de 100nm pour obtenir une distribution relativement circulaire.

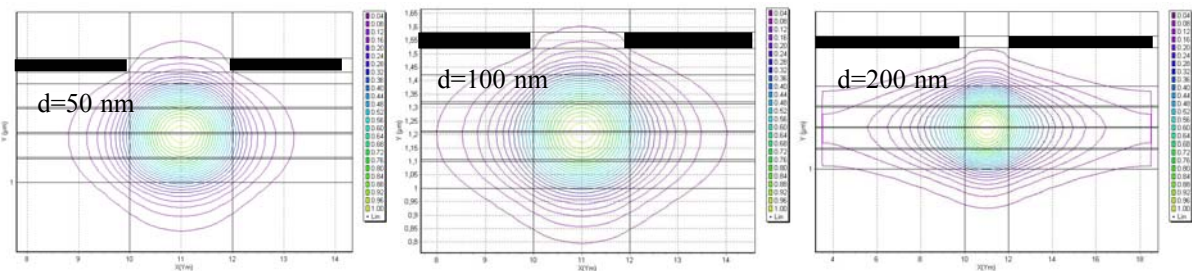


Figure 1-30: Distribution en intensité du mode fondamental pour un ruban de $2 \mu\text{m}$ et différentes valeurs de d (dimension entre la couche d'AlAs et la zone active).

En résumé, une dimension W du diaphragme comprise entre 2 et $3 \mu\text{m}$ permet d'obtenir un comportement monomode. De plus, la dimension d influence directement sur la répartition du mode optique et par conséquent sur le confinement optique dans la structure. Le mode s'étend latéralement à mesure que la dimension d augmente. Une distance d comprise entre 60 nm ou 90 nm assure une distribution quasi-circulaire compatible avec le couplage dans une fibre optique tout en offrant une marge de manœuvre lors de l'épitaxie des couches.

1.4.3 Modélisation d'une diode à diaphragme d'oxyde

Sur la base des résultats de stabilité du fonctionnement lors de la montée en puissance d'une structure ruban classique comportant un puits quantique, nous avons analysé l'influence de l'introduction d'un diaphragme d'oxyde. L'étude a porté sur une structure à 3 puits quantiques InGaAsN/GaAs avec un diaphragme de 60 nm d'épaisseur situé à 80 nm de la zone active. La durée de vie et le coefficient Auger ont été fixés aux valeurs moyennes considérées auparavant ($\tau_{nr}=0,5ns$ et $C_{auger}=2.10^{-29}cm^6/s$). Comme précédemment, nous avons comparé les caractéristiques pour une puissance émise de l'ordre de 13 mW pour deux températures de fonctionnement de 300 K et 360 K.

Les profils des porteurs, de l'indice effectif du champ et de la température sont illustrés sur la figure 1-31 et le tableau 1.6.

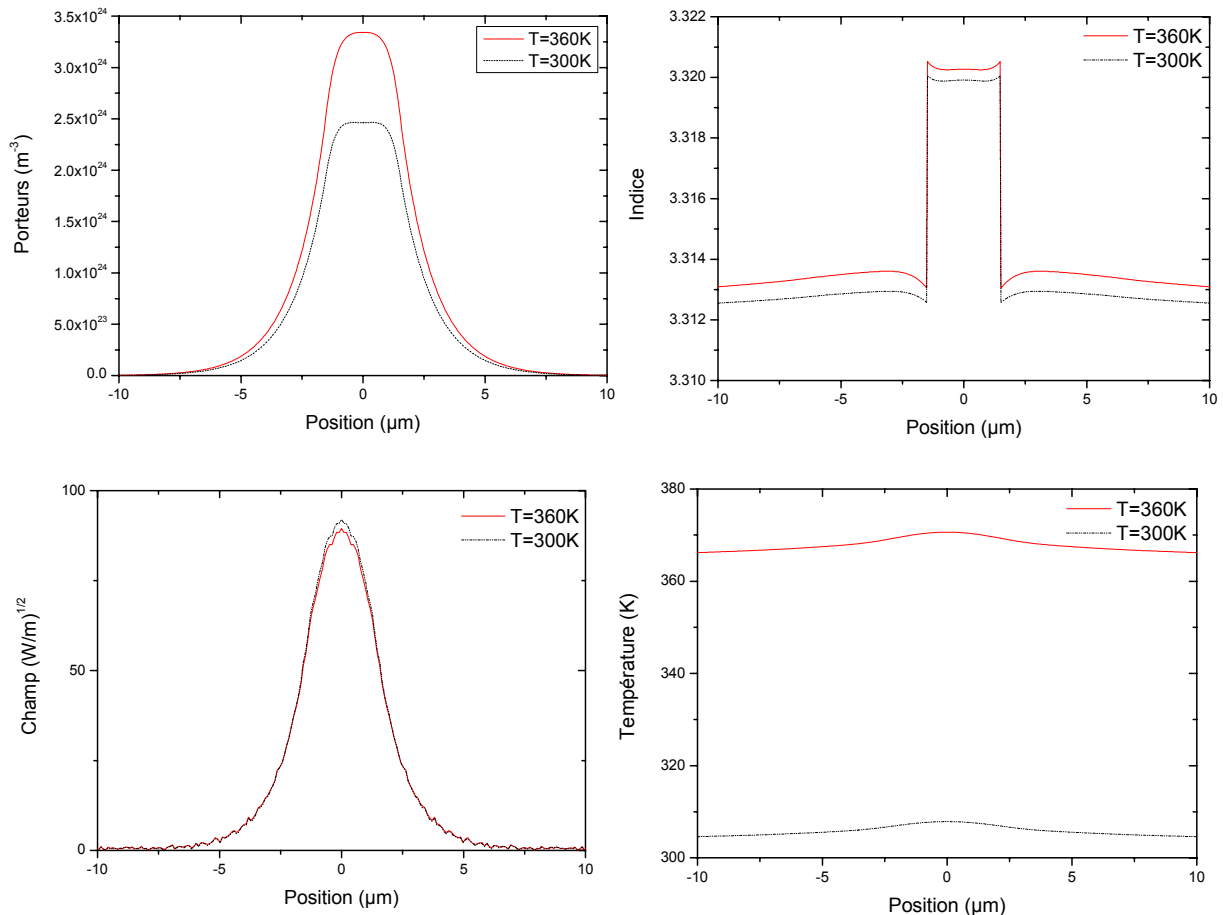


Figure 1-31 : Profils de la densité de porteurs, de l'indice effectif et du champ pour $\tau_{nr}=0,5ns$ et $C_{auger}=2.10^{-29}cm^6/s$ pour T=300 et 360K pour une structure 3 puits quantiques $In_{0,37}Ga_{0,63}As_{0,995}N_{0,005}/GaAs$ à diaphragme d'oxyde.

T(K)	P(mW)	Itot(mA)	Vapp(V)
300	13,2	66,6	1,51
360	12,6	80,4	1,60

Tableau 1.6 : Tension, courant et puissance pour différentes températures.

Comme pour la structure classique à un puits quantique, on observe une augmentation du courant de près de 20% pour une augmentation de la température de 300 K à 360 K. Cependant le profil du mode reste inchangé grâce à un profil d'indice qui reste stable.

Nous montrons ainsi que le diaphragme d'oxyde assurant le confinement optique et électrique autorise théoriquement un fonctionnement monomode stable lors de la montée en puissance.

1.5 Conclusion

Il ressort de l'état de l'art que malgré des efforts de recherche conséquents, le matériau InGaAsN, souffre de son manque de maturité et reste encore à optimiser. Malgré tout, la filière InGaAsN/GaAs reste un excellent candidat pour les télécommunications optiques à 1,3 μm grâce à un fort potentiel en terme de T_0 et de propriétés dynamiques.

Dans la seconde partie du chapitre, nous avons présenté l'outil de modélisation basé sur le modèle d'anticroisement de bandes qui permet de décrire les propriétés du matériau actif et de prédire les performances des diodes à puits quantique InGaAsN/GaAs. Une étude des paramètres a permis de définir une structure optimisée à 3 puits quantiques InGaAsN émettant à 1,3 μm . Une composition en indium comprise entre 37-38 % et une composition d'azote de l'ordre de 0,7-0,9 % avec des barrières de 100 nm de GaAs, permettent d'atteindre un gain différentiel de l'ordre de $12 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, une densité de porteurs à la transparence aussi faible que $1,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nous avons évalué la sensibilité à la température de la structure et les propriétés dynamiques à partir de la fréquence de résonance. Nous avons mis en évidence la nécessité d'un compromis sur la longueur de cavité et les pertes pour optimiser la fréquence de résonance et la température caractéristique T_0 . Une modulation directe à fréquence élevée n'est accessible que pour des cavités courtes typiquement 300 μm alors que de fortes températures caractéristiques T_0 supérieur à 100K ne pourront être obtenues que pour des cavités dont la longueur excède 900 μm .

Enfin, nous avons présenté une étude de la structure ruban à diaphragme d'oxyde. Nous avons défini la largeur et la position du diaphragme permettant d'assurer un fonctionnement monomode compatible avec un couplage par fibre optique. Nous avons analysé le fonctionnement

en puissance d'une structure ruban classique et d'une structure à diaphragme d'oxyde mettant en évidence que les propriétés optoélectroniques des puits autorisent la conception de ruban monomode stable, le champ émis ne se dégradant pas lors de la montée en puissance.

2 Développement d'un procédé de réalisation d'une structure ruban à diaphragme d'oxyde

Les études préliminaires de modélisation ayant démontré l'intérêt d'un laser à puits quantique InGaAsN/GaAs exploitant les propriétés de confinement d'une couche d'Al_xO_y, nous nous avons étudié un procédé technologique permettant de réaliser la diode laser à diaphragme d'oxyde. L'objectif de ce chapitre est de vérifier la faisabilité technologique d'une telle structure. En avant-propos, nous décrivons succinctement les mécanismes chimiques en présence dans la réaction d'oxydation thermique humide. Nous présentons ensuite les intérêts et les conditions d'oxydation ainsi que nos résultats de calibration et d'optimisation de procédé permettant d'obtenir un diaphragme d'oxyde uniforme sur de grandes longueurs de façon reproductible. Nous vérifions ensuite la faisabilité de chacune des étapes critiques indépendamment les unes des autres et les conséquences induites sur le procédé technologique global. Nous présentons enfin l'ensemble du procédé de réalisation technologique original de la diode laser à multipuits quantiques InGaAsN/GaAs et à diaphragme d'oxyde.

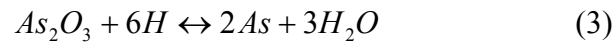
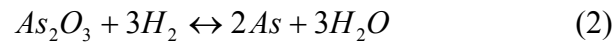
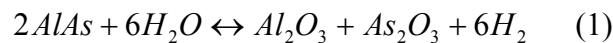
2.1 L'oxydation latérale humide

2.1.1 Principe

En 1991, Sugg *et al* [37] montre que des couches minces d'AlAs, à l'intérieur de structures en AlAs ou (Ga,Al)As sur GaAs, peuvent être transformées en couche isolante d'oxyde d'aluminium au moyen d'une oxydation thermique par voie humide. Cette oxydation de la couche peut être déclenchée à partir de l'extérieur de manière à ce que les couches épitaxiées voisines de la couche d'AlAs ne soient que peu ou pas affectées. L'apport thermique active quant à lui la création de liaisons cristallines solides permettant de former un film d'oxyde isolant et mécaniquement robuste. Ainsi nous pouvons oxyder latéralement une fine couche d'AlAs en gravant des motifs (mesas) dans l'empilement des couches.

Afin d'étudier l'oxydation humide, des études de spectrométrie Raman ont été réalisées au début et à la fin du procédé d'oxydation sur une couche Al_{0,98}Ga_{0,02}As par Choquette *et al.*[38] Si au cours d'une oxydation sèche, pour atteindre l'état oxydé Al₂O₃ de l'aluminium, on assiste à une réduction de l'oxygène O ou O² en O²⁻, cela est impossible pour une oxydation humide, puisque l'oxygène dans l'eau est toujours sous sa forme réduite O²⁻. Par conséquent, l'agent d'oxydation de l'AlAs pour produire l'Al₂O₃ est l'élément H⁺ de l'eau. Mais la réduction du proton H⁺ en atome H

produit également des arsines As_2O_3 très volatiles. Les réactions en présence lors de l'oxydation humide peuvent être décrites sous la forme des équations stoechiométriques suivantes :



Équations 6 : Chimie de l'oxydation de l'AlAs

L'oxydation de AlAs qui forme Al_2O_3 par la réduction du proton H^+ en atome H, produit également le composé intermédiaire As_2O_3 . L'atome produit à son tour l'arsenic élémentaire et/ou AsH_3 par la réduction de l'intermédiaire As_2O_3 . Les composés As_2O_3 et AsH_3 ont des pressions de vapeur élevées (respectivement 760torr à 320°C et 767torr à 407°C) et tendent à s'évaporer facilement de l'oxyde laissant uniquement dans la structure l' Al_2O_3 souhaité [39].

L'évacuation des gaz, tout comme l'oxydation, s'appuie sur les mécanismes de diffusion dans le volume du matériau à oxyder. Ces mécanismes sont soit basés sur les lacunes, soit sur des sites interstitiels où l'atome oxydant se place dans des positions intermédiaires du réseau cristallin hôte. La nature poreuse de l'oxyde formé joue un rôle primordial pour l'évolution de l'oxydation dans la couche AlAs. Pendant l'oxydation, des canaux se créent dans l'oxyde favorisant le transport des espèces réactives et l'évacuation des produits volatiles de la réaction. Le front d'oxydation continue d'avancer le long des pores et progresse dans la couche d'AlAs, en faisant pénétrer les molécules d'eau.

2.1.2 Conditions de réalisation de la couche d'Alox

L'exploitation de l'oxydation latérale humide pour l'obtention d'un isolant Alox est largement répandue pour une grande gamme d'applications. Elle concerne la réalisation de diaphragme d'oxyde pour le confinement électrique et optique dans les diodes laser [29, 40-42] et dans les diodes laser à cavité verticale [43], la réalisation de miroirs de Bragg large bande à haute réflectivité [44], la réalisation de matériau bas indice dans les guides d'onde ruban [45], la réalisation d'oxyde de grille de transistor [46].

Dans le cadre de nos recherches, nous nous sommes focalisés sur l'utilisation de la technologie Alox dans les lasers à ruban pour assurer le confinement électrique et optique de la structure. L'AlAs est un matériau semi-conducteur d'indice n égal à 2.9. L'Alox quant à lui, est un

matériau isolant robuste et mécaniquement stable d'indice 1.6. Cette différence notable d'indice de réfraction procure au diaphragme des propriétés de guidage transverse. L'utilisation du diaphragme d'oxyde offre donc une nouvelle voie de réalisation de lasers à guidage par l'indice. L'utilisation de cette technologie de confinement permet d'effectuer la métallisation avec une plus grande superficie de contact, et de limiter ainsi la résistance de contact et d'améliorer la tolérance aux erreurs d'alignement lors des étapes de photolithographie. De plus, le confinement vertical est défini lors de la croissance de la structure. Cette voie a notamment été explorée dans la filière InGaAsN par Illek *et al* [29] ou encore Yang *et al* [42].

De nombreuses études des conditions d'oxydation ont été menées pour favoriser le mécanisme de l'oxydation. Les principaux paramètres déterminants sont les débits de gaz, la température de la réaction et l'épaisseur de la couche à oxyder.

On peut noter la diversité des conditions d'oxydation rapportées dans la littérature. Yong Cheng *et al* [40] et Heerlein *et al* [41] ont réalisé respectivement des diaphragmes de $\sim 1,8\mu\text{m}$ et $\sim 4\mu\text{m}$ à partir d'une oxydation à 390°C et 400°C à une vitesse d'environ $1\mu\text{m}/\text{min}$ sur des couches d'AlAs d'épaisseur 100nm. Dans la filière InGaAsN/GaAs, Illek *et al* d'Infineon [29] ont rapporté une structure monomode réalisée à partir d'un ruban de quelques microns par l'oxydation d'une couche d'AlAs de 15nm. Cette épaisseur a imposé une durée d'oxydation de 25min à 400°C pour oxyder seulement $3,75\mu\text{m}$ et obtenir un diaphragme de $2,5\mu\text{m}$.

Choquette *et al* à 400°C [38] ont étudié l'influence de l'épaisseur de la couche d'AlAs sur la vitesse d'oxydation. Ils ont montré que la vitesse d'oxydation de la couche d'AlAs reste constante quelque soit l'épaisseur de la couche si celle-ci est supérieure à 60nm. (figure 2-1).

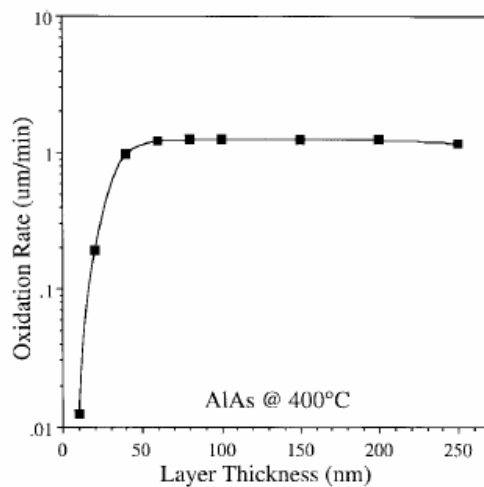


Figure 2-1 : Variation de la vitesse d'oxydation en fonction de l'épaisseur de la couche d'AlAs [38]

On note en définitive que la température de réaction et/ou l'épaisseur de la couche d'AlAs permettent de contrôler les vitesses d'oxydation. Une étude complète de l'influence des paramètres a été réalisée au laboratoire en 1999 [47]. Suite à ces travaux, nous avons fixé les débits de gaz et l'épaisseur de la couche d'AlAs afin d'assurer une vitesse d'oxydation élevée compatible avec les dimensions de nos rubans. Il en découle que la température du four d'oxydation est le paramètre de contrôle de réaction à ajuster.

2.1.3 Description du four d'oxydation

Le four d'oxydation permet l'oxydation thermique humide rapide et contrôlés des couches d'AlAs. Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 2-2. Il est composé d'un tube de quartz de 4 pouces de diamètres avec un bouchon en quartz (côté utilisateur) muni d'une évacuation. Dans le tube, des thermocouples permettent de vérifier la température en 3 points. L'entrée des gaz se situe à l'arrière du four avec l'électrovanne et le bulleur où l'eau désionisée est chauffée à 95°C et transformée en vapeur. L'eau joue le rôle de gaz oxydant. Le mélange de gaz comporte de la vapeur d'eau et de l'azote hydrogéné N_2H_2 . Le N_2H_2 est séparé en deux canaux, l'un étant le gaz porteur et l'autre le gaz vecteur. Le gaz porteur est injecté dans le bulleur et se charge en vapeur d'eau. Il ressort par un tube dont les parois sont chauffées à 107°C avec un ruban chauffant pour éviter la condensation d'eau. Le second flux d'azote hydrogéné tient lieu de gaz vecteur et se mélange au gaz porteur juste avant d'être injecté dans le four. Le gaz de vecteur détermine le taux de dilution de la vapeur d'eau. Après introduction dans le four, le mélange balaie la surface de l'échantillon posé à plat sur une nacelle pour ensuite être évacué à la sortie du four (côté utilisateur) vers un extracteur. Le second flux de N_2H_2 permet aussi, en fin d'oxydation, d'évacuer plus vite la vapeur d'eau et ainsi arrêter rapidement les réactions. L'oxydation est déclenchée au moment où l'on actionne l'électrovanne laissant passer la vapeur d'eau.

Bien que le principe du four soit assez simple, il n'en demeure pas moins que beaucoup de paramètres influent directement sur la qualité et la reproductibilité des résultats de l'oxydation. Les paramètres critiques principaux sont la température du four et les débits de gaz mis en jeu. Les débits pour l'expérience sont fixés à 0,2 et 3l/min respectivement pour le gaz vecteur et porteur. Nous n'avons par contre, aucun contrôle sur la quantité de vapeur d'eau transportée par le gaz porteur.

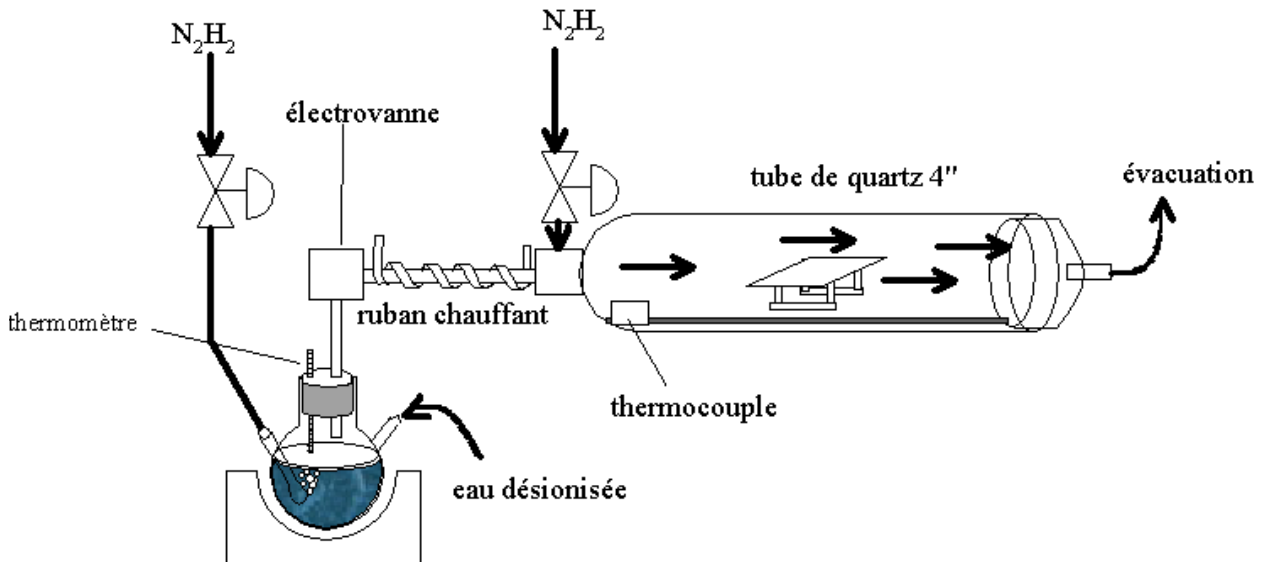


Figure 2-2 : Four d'oxydation thermique à bulleur.

2.1.4 Température du Four

Des températures comprises entre 400 et 450°C sont nécessaires pour activer le processus d'oxydation de la couche d'AlAs. Lors des premiers tests d'oxydation et de reproductibilité réalisés au laboratoire sur les couches tests avec AlAs en surface, la température du four était fixée à 425°C.



Figure 2-3 : Photographie au microscope optique du front d'oxydation lors de nos premiers résultats.

Le front d'oxydation n'était absolument pas rectiligne sur de courtes ou grandes longueurs comme l'illustre la figure 2-3 et le contrôle de la profondeur d'oxydation devenait hasardeux voire même impossible, ce qui était parfaitement incompatible avec l'obtention d'un guidage optique. Ces

études ont mis en évidence l'intérêt de travailler préférentiellement à une température "peu élevée" de 410 °C. Cette température permet d'obtenir une vitesse d'oxydation latérale compatible avec la précision recherchée tout en minimisant les écarts de températures lors de l'ouverture du four. En effet, une vitesse d'oxydation stable et faible permet d'obtenir des fronts d'oxydation rectilignes et uniformes sur de grandes longueurs, la chute et la remontée de la température inhérentes à l'ouverture/fermeture du four lors de l'introduction de l'échantillon, altérant moins l'oxydation. La figure 2-4 montre l'influence de la température du four en fonction de la vitesse d'oxydation [47]. Entre 405 °C et 415 °C, la vitesse d'oxydation est stable à 0.35µm/min pour les débits de gaz choisis, alors que la vitesse d'oxydation est variée de 0.4 à 0.6µm/min à 420 °C±5 °C. Nous avons fixé la température du four à 410 °C pour toutes les oxydations à venir.

On observe également que la fraction molaire d'aluminium influe très largement sur la vitesse d'oxydation. En faisant varier la fraction de 0.93 à 1, la vitesse d'oxydation augmente d'un rapport 10 à 410 °C. Ainsi, nous choisissons des couches de confinement en $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ pour éviter tout risque d'oxydation de ces dernières.

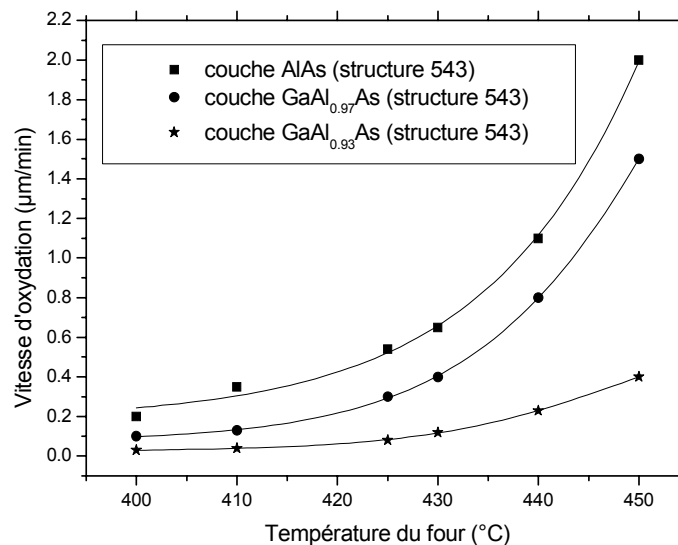


Figure 2-4 : Vitesse d'oxydation en fonction des températures du four, pour différentes compositions de l'alliage (Al,Ga)As dans les couches.

2.1.5 Couches tests et méthodes d'observation

Pour la réalisation des tests de faisabilité et de calibration du process, plusieurs couches ont été réalisées au sein du laboratoire. Le tableau 2.1 répertorie l'ensemble des couches de calibration épitaxiées au laboratoire. Le paramètre important qui différencie les couches est la profondeur de la

couche d'AlAs. Les plaques numérotées 1620 et 1708 ont été épitaxiées avec une couche d'AlAs en surface sous 100nm d'AsGa de contact. L'observation du front d'oxydation est directe avec un simple microscope optique. Les autres empilements ont une couche d'AlAs enterrée à 1,1µm de la surface et cela pour mieux correspondre à un empilement définitif de structures laser.

L'élaboration d'un banc de manipulation spécifique a permis l'observation du ruban d'oxyde enterré. Comme l'illustre la figure 2-5, il est composé d'un filtre incliné qui a pour but, d'une part d'envoyer de la lumière à travers l'objectif de microscope à grossissement x10 et d'autre part d'éliminer toutes les longueurs d'ondes inférieures à 550nm. Un système avec une caméra CCD relié à un ordinateur via des ports USB permet de visualiser et enregistrer l'ensemble des observations.

N° Wafer	Type	Profondeur AlAs p/r surface
1620	Test	0,1µm
1708	Test	0,1µm
1710	Test	1,1µm
1854	Couche laser GaAs (1 puits GRINSCH)	1,1µm
1879	Couche laser InGaAsN (1 puits)	1,1µm
1891	Couche laser InGaAsN (3 puits)	1,1µm

Tableau 2.1 : Détail des couches épitaxiées au laboratoire pour les tests d'oxydation.

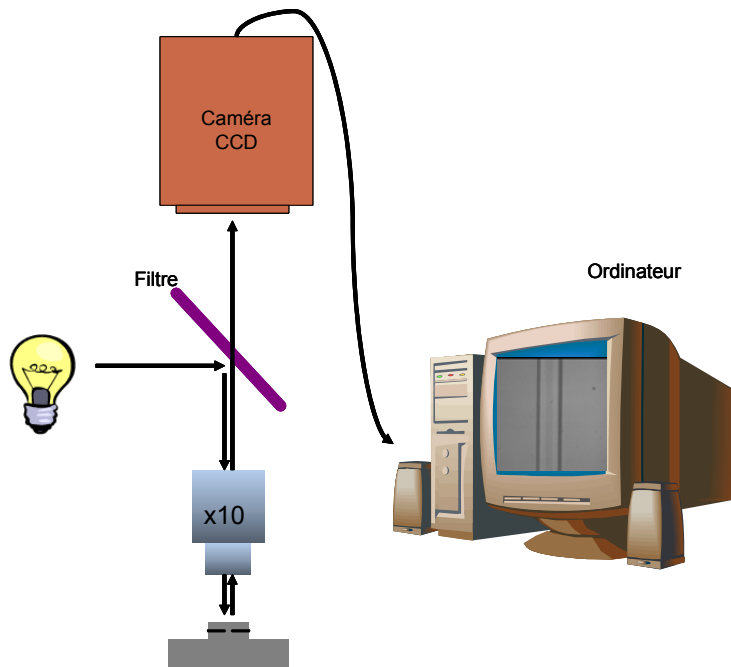


Figure 2-5 : Banc d'observation de l'Alox enterré.

2.1.6 Protocole expérimental

La notion de reproductibilité d'une étape va de paire avec la mise en place d'un protocole expérimental strict afin de favoriser la réaction d'oxydation et d'éviter toutes sources d'erreurs. Si certains paramètres ne peuvent être fixés notamment la quantité de vapeur d'eau véhiculée par le gaz porteur et la pression atmosphérique, nous avons figé les étapes de préparation de surface et d'introduction des échantillons.

2.1.6.1 Désoxydation : Préparation de surface

Un oxyde natif se crée lorsque l'AlAs est en contact avec l'oxygène de l'air. La préparation des échantillons consiste donc à enlever cet oxyde natif en trempant l'échantillon dans une solution aqueuse de NH_4OH (base forte diluée à 1 pour 2) pendant 10 secondes à 20 °C. La désoxydation est toujours faite moins de 5 minutes avant l'introduction de l'échantillon dans le four.

2.1.6.2 Introduction des échantillons

Le protocole d'introduction des échantillons permet quant à lui, de s'affranchir des variations de température du four en les prenant en compte dans le mode opératoire. Nous nous sommes fixés un temps suffisant de 45 secondes pour ouvrir le four, introduire l'échantillon et le déposer sur la nacelle de quartz au centre du tube de quartz et refermer. Pendant ce temps fixe, la température du four passe de 410 °C à 406 °C. Lors de la fermeture, la température au centre monte à 412 °C avant de se stabiliser à 410 °C au bout de 5 minutes. A ces températures, la vitesse d'oxydation est constante. L'oxydation débute donc dès la fermeture du four.

2.1.6.3 Résultats obtenus avec le four à bulleur

Dés lors, les résultats ont été beaucoup plus encourageants avec des fronts d'oxydation rectilignes et uniformes sur de grandes longueurs comme illustré sur la Figure 2-6 où l'on observe au microscope électronique un diaphragme d'oxyde de 3 μm sur un ruban de 40 μm gravés chimiquement. La température du four est fixée à 410 °C et les débits de gaz à 0,2 et 3 l/min pour les gaz vecteur et porteur.

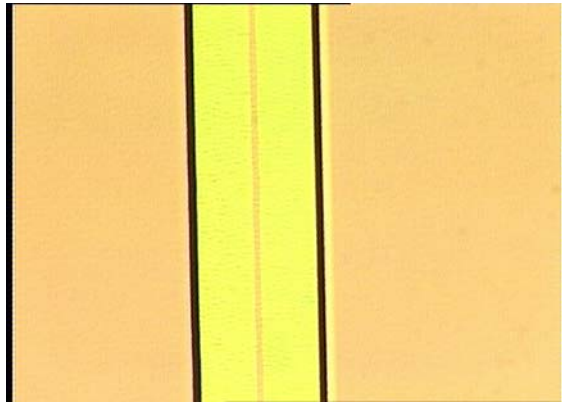


Figure 2-6 : Photographie au microscope optique du front d'oxydation et du diaphragme sur un ruban de 40µm.

A partir de ces résultats, nous avons réalisé une étude de reproductibilité du système à barbotage, présentée sur la figure 2-7. Les repères triangulaires et circulaires font état de la dynamique du système à la journée j . Les carrés représentent la cinétique du réacteur au jour $j+1$. Si l'on observe un phénomène linéaire à l'échelle journalière, il apparaît une dérive des résultats d'un jour à l'autre. Cette dérive met en avant le manque de reproductibilité du système et par la même la difficulté à contrôler la profondeur d'oxyde de confinement. Ces écarts de profondeurs s'expliquent par la difficulté à contrôler le débit de vapeur d'eau véhiculé par le gaz porteur (débit dépendant principalement de la pression dans le bulleur, du niveau d'eau, de la température d'évaporation et des débits des gaz porteur et vecteur).

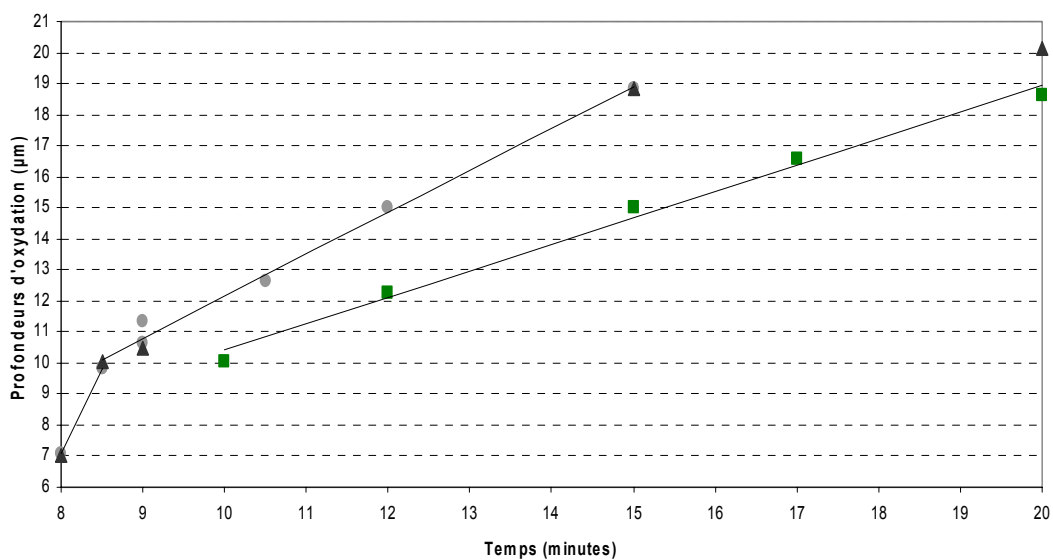


Figure 2-7 : Mise en évidence du caractère non reproductif du système à bulleur.

2.1.6.4 Changement de four

Le premier dispositif d'oxydation thermique humide de l'AlAs, mis en place dans la centrale technologique en 1999 [47], a été remplacé afin de contrôler rigoureusement le débit de vapeur d'eau dans le four et garantir la reproductibilité des oxydations d'un jour sur l'autre. Le remplacement a été effectif en septembre/octobre 2005 [48]. Le nouveau four, schématisé sur la figure 2-8, possède un système à mélangeur et évaporateur électronique breveté par la société Bronkhorst.

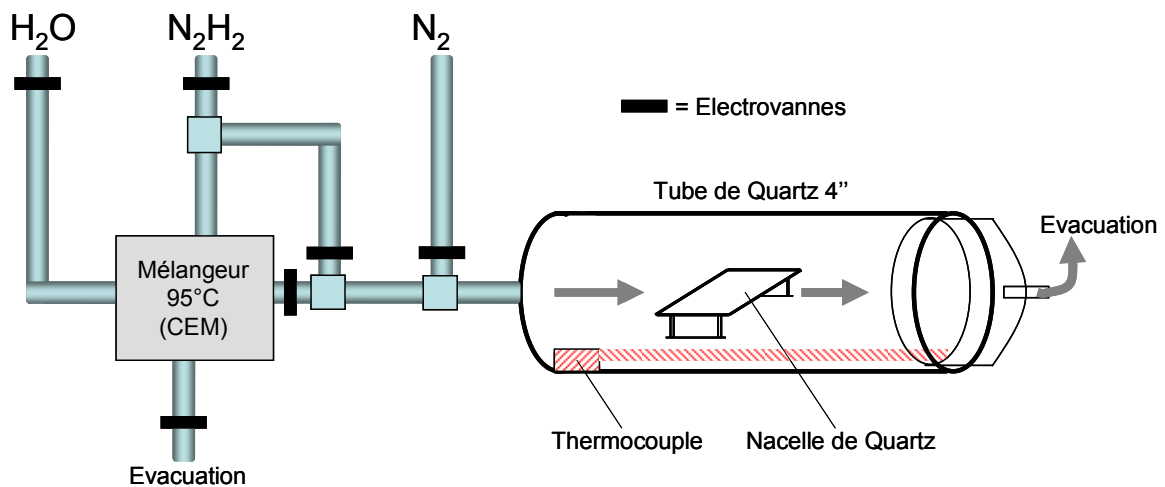


Figure 2-8 : Schéma du nouveau four d'oxydation thermique avec la cellule CEM.

A présent, des débitmètres massiques contrôlent les flux liquide et gazeux injectés dans une cellule thermique CEM (Controlled Evaporation and Mixing) dont le rôle est double :

- évaporation de l'eau
- mélangeur de la vapeur d'eau et du gaz source N_2H_2 .

2.1.6.4.1 Débits de gaz

Sur la base des premiers étalonnages empiriques du "nouveau" four d'oxydation, les débits de gaz étant à présent contrôlés avec précision par les débitmètres massiques, nous avons fixé des paramètres permettant d'obtenir une vitesse d'oxydation de l'ordre de $1 \mu\text{m}/\text{min}$. Le débit d'eau est fixé à 20 g/l , le N_2H_2 vecteur à $3 \text{ l}/\text{min}$ et le N_2H_2 de dilution à $10 \text{ l}/\text{min}$.

2.1.6.4.2 Résultats avec le four et le CEM

Les tests de reproductibilité tiennent compte des conditions expérimentales précitées :

- * Température de four fixée à 410°C.
- * Temps d'introduction de 45secondes.
- * Désoxydation préalable à l'ammoniaque pendant 10 sec des échantillons.
- * Débits de gaz : 20 g/l pour le gaz oxydant (H₂O), 3 l/min pour le gaz vecteur (N₂H₂), 10l/min pour le gaz diluant (N₂H₂).

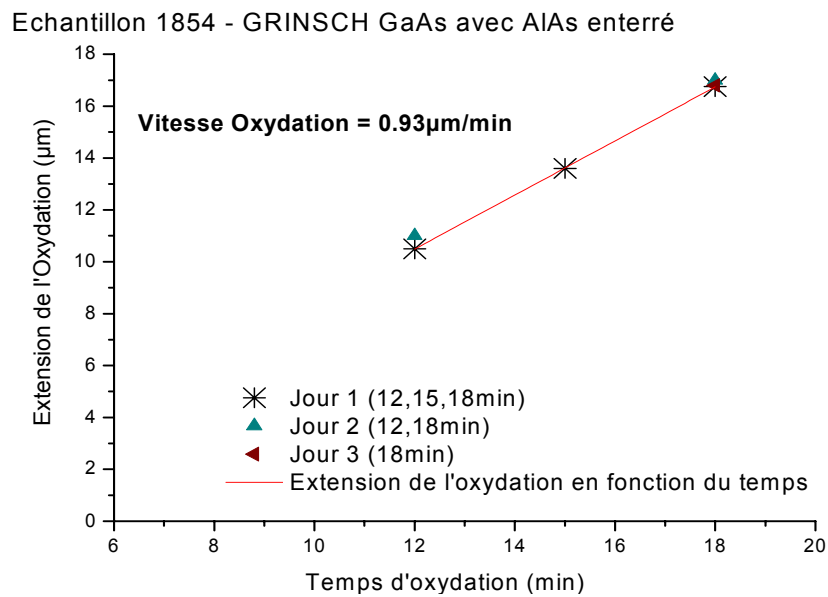


Figure 2-9 : Mise en évidence du fonctionnement reproductible du système CEM.

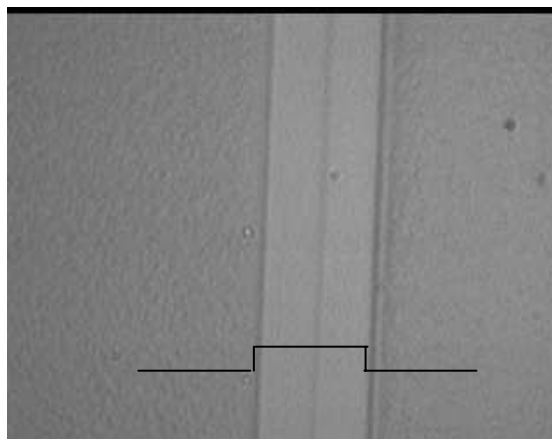


Figure 2-10 : Photographie d'un diaphragme d'oxyde enterré de largeur 2μm sur un ruban de 38μm.

Les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus avec des échantillons de la plaque 1854 avec une couche AlAs enterré. Les mesas ont été obtenus par gravure ICP à plasma Cl₂/N₂. Comme le montre la Figure 2-9, l'extension de l'oxydation en fonction du temps d'oxydation est constante d'un jour à l'autre et ce pour des temps d'oxydation différents. De plus, l'oxyde est rectiligne et uniforme sur de grandes longueurs (figure 2-10). Les résultats présentés ci-dessus correspondent à l'oxydation d'une couche d'AlAs de 60 nm d'épaisseur et enterrée à 1.2µm de la surface du composant. Pour une campagne de 6 tests sur 3 jours, la profondeur d'oxyde en fonction du temps suit une loi linéaire avec un offset temporel d'environ 2 minutes correspondant au temps de réaction du système. La vitesse d'oxydation mesurée sur ces 6 tests est de 0.93µm/min pour une température de four fixée à 410 °C.

A présent que la faisabilité et la reproductibilité de l'étape d'oxydation est vérifiée, nous nous intéressons à la tenue de l'oxyde réalisé lors de post-recuit.

2.2 Stabilité mécanique de l'oxyde

Nous cherchons à évaluer la compatibilité de l'étape d'oxydation latérale humide avec les autres étapes du procédé nécessitant un recuit à forte température. Un procédé standard de réalisation de diodes laser nécessite le dépôt d'une couche isolante sur le GaAs de contact et un recuit de la métallisation N en face arrière afin d'améliorer le contact ohmique. Il en découle que nous devons vérifier la compatibilité de ces étapes avec l'oxydation.

2.2.1 Recuit du contact ohmique

Pour vérifier la robustesse de la couche d'Alox au recuit du contact ohmique et les possibilités de reprises d'oxydation, nous avons soumis un échantillon oxydé à forte température (425 °C) pendant 1minute. La figure 2-11 illustre les résultats obtenus. On observe un délaminage de la couche d'oxyde après recuit, que celle-ci soit en surface ou enterrée.

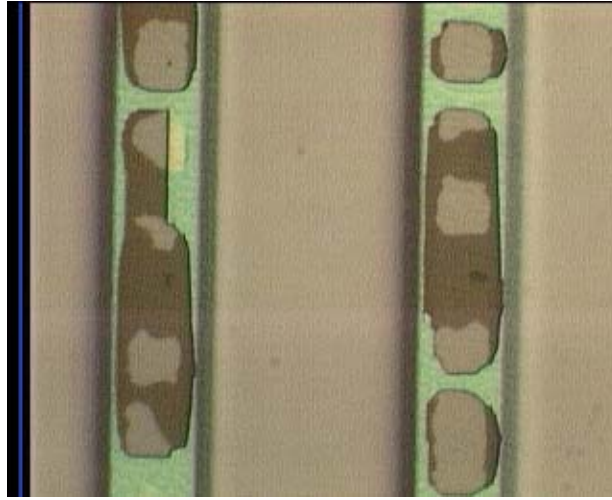


Figure 2-11 : Photographie du délaminage de l'oxyde après un recuit à 425°C pendant 1minute.

Le recuit de la métallisation étant une étape obligatoire, l'exploitation de la technologie Alox dans une structure à ruban classique semble compromise à cause de ce délaminage lors des recuits à forte température.

2.2.2 Couche de passivation

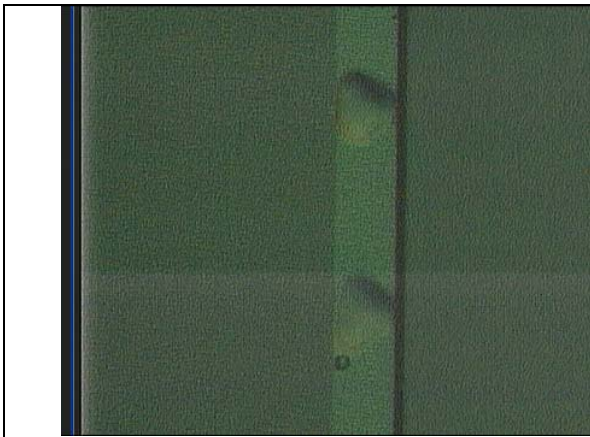


Figure 2-12 : Photographie du délaminage de l'oxyde après un dépôt de Si_3N_4 à 300 °C.

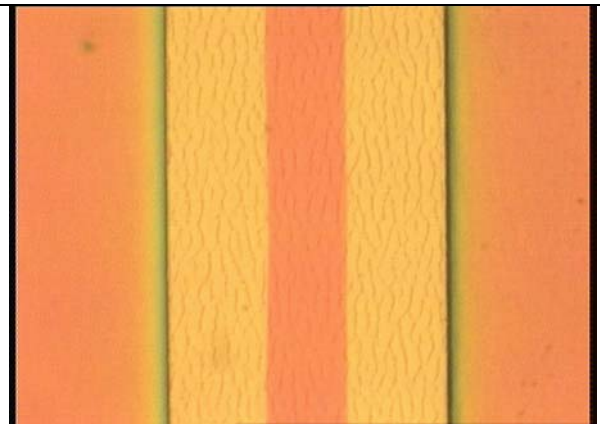


Figure 2-13 : Photographie après Oxydation latérale thermique humide d'une couche d'AlAs de 60nm à 100nm de la surface et dépôt de Si_3N_4 à 200 °C.

Le dépôt par PECVD de la couche de passivation Si_3N_4 est réalisé à 300 °C. A cette température, on observe un décollement de la couche d'oxyde illustré par la figure 2-12. Afin de répondre à ce problème de délaminage, un nouveau procédé de dépôt à 200 °C a été mis au point. Le phénomène de délaminage n'est plus observé comme le montre la figure 2-13 où le diaphragme

d'oxyde est resté intact après dépôt de la couche de passivation. Il en découle que la nouvelle étape de passivation est compatible avec l'oxydation latérale de l'AlAs.

2.3 Définition de la structure finale

Afin d'intégrer et/ou contourner l'ensemble des contraintes technologiques présentées dans le paragraphe précédent, nous avons proposé une structure innovante de diode laser avec injection latérale des porteurs. Contrairement aux diodes laser classiques, la métallisation dite N est placée en face avant du composant juste après la gravure des rubans. Ainsi, le recuit de contact ohmique à 450 °C a lieu avant l'étape d'oxydation et évite tout délaminage de la couche d'oxyde. De plus, les épaisseurs des couches sont telles que l'on atteint le substrat de GaAs avec une gravure de 3µm de profondeur assurant de ce fait la continuité de la métallisation P. Le schéma de la diode laser à diaphragme d'oxyde et injection latérale des porteurs est présenté figure 2-14.

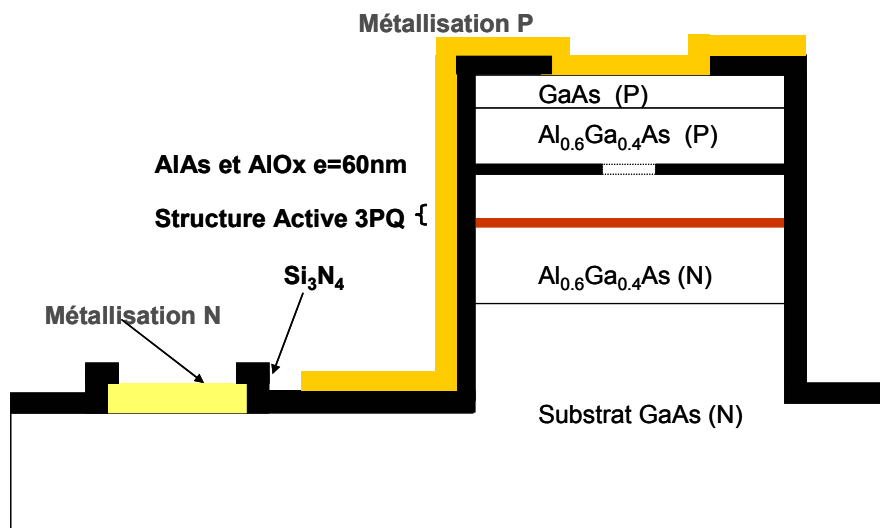


Figure 2-14 : Schéma de la diode laser en arête et diaphragme Alox

2.4 Réalisation : Procédé technologique complet

Nous décrivons dans cette partie le processus complet de fabrication d'une diode laser Alox. Un jeu de masques spécifiques pour les différentes photolithographies optiques, a été conçu en vue de la réalisation des lasers Alox. Les principales étapes du procédé sont illustrées par les coupes transversales ci-dessous :

1- Gravure des rubans : (Masque 1)



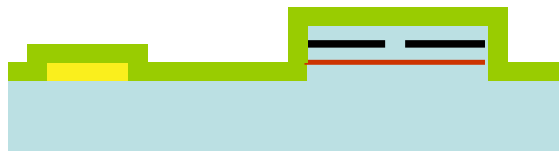
2- Métallisation N en face avant : (Masque 2)



3- Oxydation thermique humide de la couche d'AlAs :



4- Dépôt de la couche de passivation :



5- Ouverture de la couche de passivation sur les mesas : (Masque 3)



6- Métallisation P sur les mesas : (Masque 4)



7- Ouverture de la couche de passivation sur la métallisation N : (Masque 5)



8- Amincissement face arrière à 100µm et clivage :



2.4.1 Gravure des mesas

Les gravures de mesa, représentant la première étape du procédé technologique, ont été réalisées par ICP (Inductively Coupled Plasma) avec un bâti ICP Trikon. Le procédé exigeant une gravure profonde à flanc droit jusqu'au substrat de GaAs, cette étape a nécessité la mise au point d'une recette spécifique répondant aux exigences du projet. L'échantillon est collé avec de l'huile Fomblin (polyéther perfluoré) sur un support 3 pouces de GaAs. Le rôle du support est d'uniformiser la gravure tout en évitant les effets de charges. Il garantit également une vitesse de gravure constante quelque soit la taille de l'échantillon car la vitesse de gravure varie en fonction de la surface à attaquer [49]. La gravure utilise du Cl_2 à un débit de 60 sccm ainsi que du N_2 à un débit de 6 sccm à des puissances RF1 60W et RF2 500 W (respectivement puissance en haut et en bas de la chambre) pendant environ 1min30. Il s'agit d'une attaque de type de physique rapide. La recette permet d'obtenir les flancs droits désirés ainsi qu'un excellent état de surface sans aucun micro masquage et défaut sur le substrat comme l'illustre la figure 2-15.

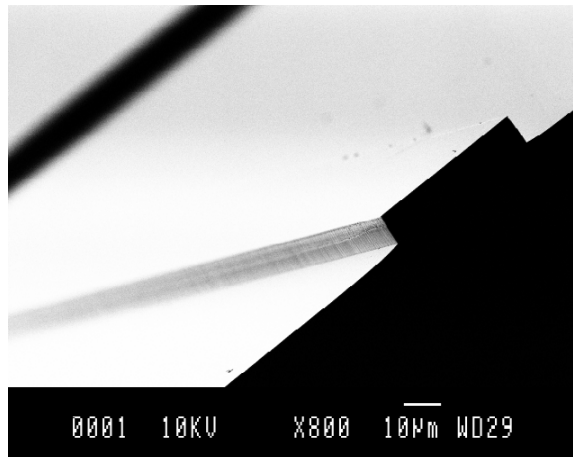
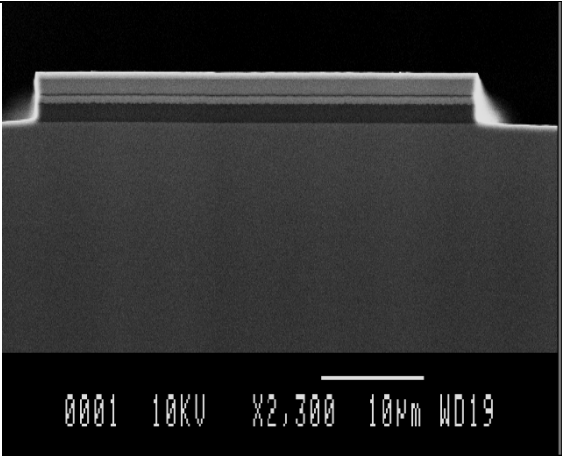
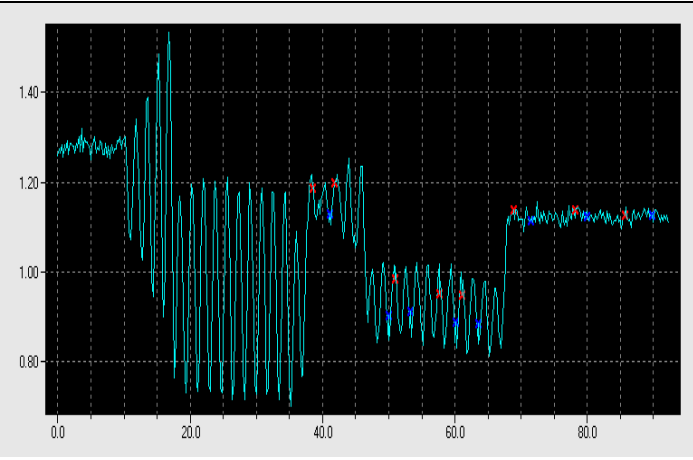


Figure 2-15 : Gravure ICP chlorée. Observation des flancs droit et de la propreté du fond de gravure (ech. 1891).

La procédure débute par la photolithographie optique des rubans après une enduction de résine épaisse AZ 4562. Le masque optique est composé de bandes de 35 à 45 μm espacées de 400 μm . Chaque ruban représente le guide ruban d'une diode laser. A l'issue de cette étape l'échantillon possède à sa surface des bandes de résine de même dimensions. La gravure des rubans est effectuée grâce au procédé de gravure ICP définis précédemment. Les rubans de résines servent directement de masques pour la gravure. La résine restante après gravure est éliminée par une méthode de délaquage « doux » durant lequel les échantillons sont plongés dans un bain d'acétone sous ultrasons. Ce bain est suivi d'un nettoyage au plasma O_2 à faible puissance.

Les épaisseurs gravées sont mesurées au profilomètre. Le contrôle de la profondeur de gravure est d'autant plus délicat que la vitesse d'attaque subit des fluctuations en fonction de la nature de la couche traversée. Nous utilisons donc un système de suivi interférométrique permettant de contrôler en temps réel la progression de la gravure et de l'arrêter au moment voulu. La figure 2-16 et la figure 2-17 illustrent d'une part la gravure d'un ruban de largeur 38 μm , gravé sur 2.7 μm de profondeur avec des flancs verticaux (observation faite au microscope électronique à balayage) et d'autre part, le suivi de la gravure par réflectométrie de la couche correspondante.

	
<p>Figure 2-16 : Vue MEB d'un ruban de 38 µm gravé par ICP. Profondeur de gravure = 2.7 µm (ech. 1891).</p>	<p>Figure 2-17 : Suivi interférométrique de la gravure ICP (ech. 1891).</p>

2.4.2 Contact métallique en face avant : métallisation N

Le contact métallique N est constitué d'une bande de métal AuGe/Ni/Au déposée par pulvérisation cathodique sur la face avant grâce à la technique dite du «lift-off ». Le masque de photolithographie permet de métalliser une bande de 100µm de large à une distance de 400 µm du mesa. Les épaisseurs de métal sont de l'ordre de 2000 Å pour l'AuGe, de 400 Å pour le Ni et enfin 2000 Å d'Au. Suite au dépôt, nous procédons à l'étape de recuit de la métallisation à 450 °C pendant 1 minute dans le four d'oxydation sous flux d'azote.

2.4.3 Etape d'oxydation

Après une désoxydation de 10 secondes à l'ammoniaque, l'échantillon est introduit dans le four à 410 °C pour l'étape critique du procédé. La durée de l'oxydation est fixée à 19 min correspondant à une profondeur d'oxydation d'environ 18 µm pour une vitesse de 0.93 µm/min. Le diaphragme d'oxyde de 3 µm attendu sera obtenu sur le ruban de 39 µm de large. La Figure 2-18 représente une coupe vue au microscope électronique d'une oxydation sur l'une des couches tests. Le diaphragme de 3 µm est obtenu sur le mesa de 35 µm de large comme le montre la Figure 2-19.

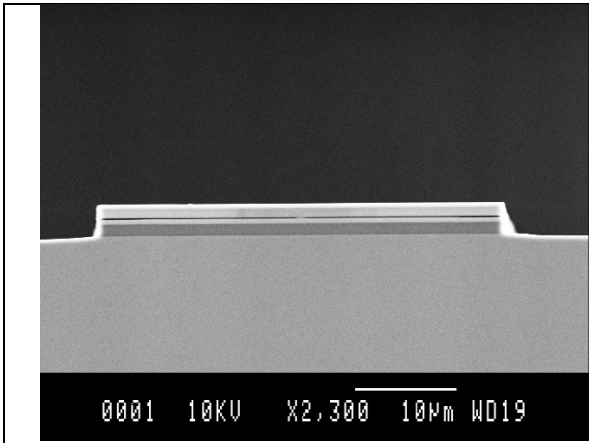


Figure 2-18 : Vue MEB en coupe du diaphragme d'oxyde (ech. 1854)

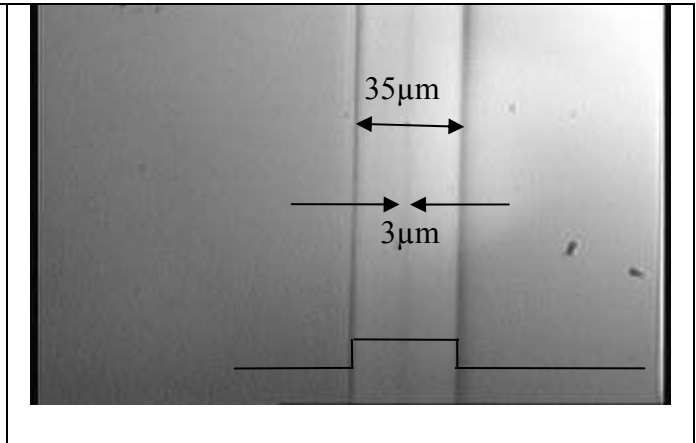


Figure 2-19 : Vue de dessus du diaphragme d'oxyde de 3µm sur la couche 1891 à 3PQ InGaAsN.

2.4.4 Couche de passivation

Afin d'isoler la structure, un dépôt de 300nm de Si_3N_4 à basse température (200°C) par PECVD est effectué sur toute la surface de l'échantillon. Cette couche de passivation est ouverte en haut des rubans pour permettre le contact entre la métallisation P et la couche de contact de GaAs comme le montre la figure 2-20. L'ouverture est réalisée par gravure ICP avec un plasma de SF_6 et un masque de résine AZ4562. Les zones ouvertes de 20µm de large sont préalablement définies par photolithographie optique.

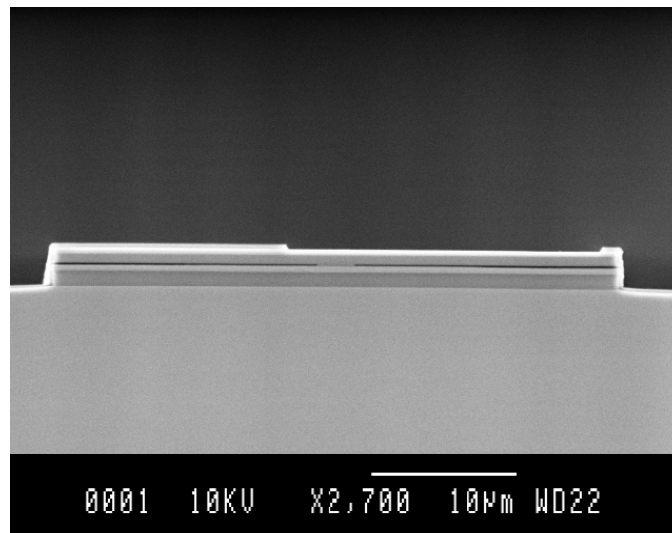
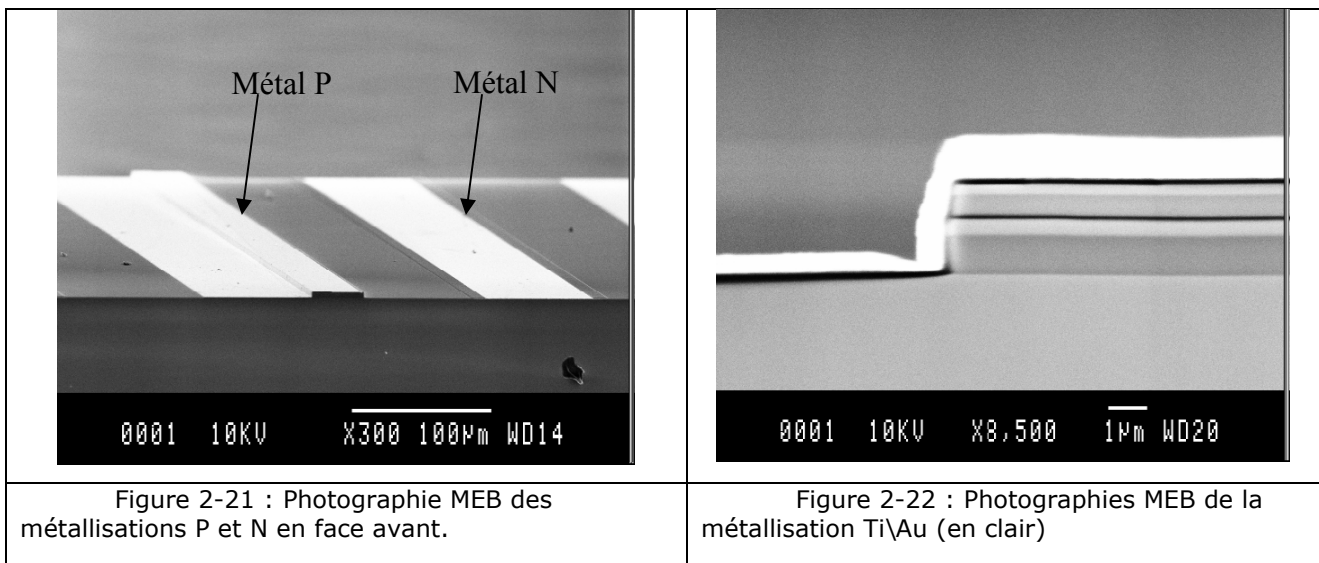


Figure 2-20 : Photographie au microscope électronique de l'ouverture de la couche de passivation au dessus des rubans.

2.4.5 Métallisation P

Le dépôt est effectué au laboratoire par évaporation. La conformité du dépôt est limitée à $4\mu\text{m}$ de haut sans quoi la continuité de la métallisation P n'est plus assurée. Les zones à métalliser sont définies par photolithographie optique avec le masque 4 (cf paragraphe 2.4). Il s'agit de bandes de $100\mu\text{m}$ recouvrant totalement le ruban comme l'illustre la figure 2-21. Les épaisseurs sont de 1000 \AA pour la couche d'accrochage en titane et de 5000 \AA pour la couche d'or. La figure 2-22 montre la continuité de la métallisation au niveau du substrat.



2.4.6 Amincissement/Clivage/Montage

Une photolithographie optique suivi d'une gravure ICP permet d'ouvrir la couche de passivation au dessus de la métallisation N. Il s'agit d'une ouverture de $80\mu\text{m}$ centrée sur les $100\mu\text{m}$ de métal N comme illustré sur la figure 2-23. Après la gravure, le substrat est aminci jusqu'à une épaisseur de $100\mu\text{m}$. L'échantillon est enfin clivé en plusieurs barrettes de diodes laser. La position de clivage détermine la longueur de la cavité laser. Les structures n'ont subi aucun traitement anti-reflet et correspondent à des structures dites clivées/clivées. Enfin, les lasers sont montés sur embase afin d'être caractérisés. Nous avons appliqué la procédure de montage utilisée au laboratoire. Le laser est collé à l'embase avec une résine époxy conductrice. Dans le cadre de cette thèse, nous n'avons pas optimisé cette procédure pour gérer au mieux la dissipation thermique, paramètre à considérer en particulier si on souhaite augmenter la puissance optique émise par les composants.

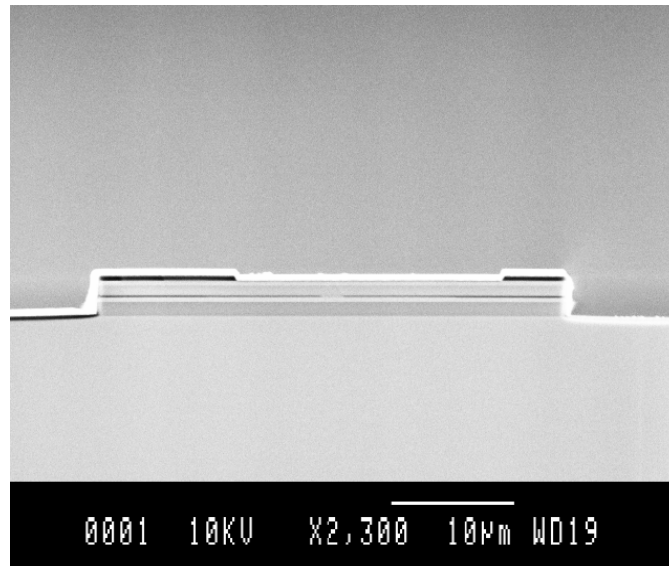


Figure 2-23 : Photographie en coupe du laser Alox avant amincissement

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé un procédé original de réalisation de diodes lasers à ruban à émission par la tranche exploitant un diaphragme d'oxyde et une injection latérale des porteurs. Après avoir défini les mécanismes de réaction et présenté nos conditions de manipulation, nous avons montré la faisabilité des diaphragmes d'oxyde uniformes sur de grandes longueurs (plusieurs millimètres). Grâce à un contrôle précis des débits de gaz et de la température, nous nous sommes assurés de la reproductibilité des résultats. Ensuite, nous avons vérifié la compatibilité des étapes de réalisation. Nous avons montré que le recuit de contact ohmique entraîne un délaminage de la couche d'Alox et la destruction du laser. De plus, nous avons proposé une structure innovante à injection latérale des porteurs tenant compte des incompatibilités. Enfin nous avons mis au point l'intégralité d'un procédé de réalisation d'une diode laser à diaphragme d'oxyde.

3 Réalisations et caractérisations

Après les phases de calibration et d'optimisation des étapes technologiques critiques avec des couches test spécifiques, nous présentons tout d'abord la réalisation sur GaAs de diodes à diaphragme d'oxyde pour valider l'ensemble du procédé technologique et l'approche proposée.

Nous développons ensuite le procédé sur une structure à milieu actif à base d'InGaAsN avec une couche d'AlAs. Après avoir évalué la qualité du milieu actif à multipuits InGaAsN, nous présentons les caractérisations effectuées sur des diodes de type larges pour s'assurer du bon fonctionnement de la structure laser épitaxiée. Nous détaillons ensuite la caractérisation des diodes ruban à diaphragme d'oxyde réalisées et nous analysons leurs performances en nous appuyant sur la modélisation présentée au chapitre 1.

3.1 Validation du procédé sur GaAs

Pour valider le procédé technologique complet et évaluer l'influence de la métallisation en face avant et l'influence de la gravure profonde sur les performances, nous présentons la réalisation et l'analyse de différentes structures tests élaborées à partir de deux plaques issues de la filière GaAs

3.1.1 Les différentes structures test

L'ensemble des structures réalisées est schématisé sur la figure 3.1. On compte trois types distincts de diodes lasers : les lasers larges classiques (A), les lasers larges avec injection latérale des porteurs (B) et les lasers à diaphragme d'AlOx et injection latérale des porteurs (C). En comparant les lasers large de type (A) et les lasers larges de type (B), nous pouvons évaluer et étudier l'influence de la gravure profonde et de l'injection latérale des porteurs. Les lasers de type (C) exploitent à la fois le diaphragme d'oxyde et l'injection latérale des porteurs. Différentes dimensions de diaphragme ont été obtenues en faisant varier la largeur du méssa gravé. En comparant les caractéristiques des lasers (B) et des lasers à ruban et diaphragme d'AlOx (C) à diaphragme large, nous pouvons étudier l'influence du diaphragme d'oxyde sur les performances statiques. Enfin, les lasers de type (C) à diaphragme étroit permettront de valider le modèle proposé, l'ensemble des études théoriques et notre approche innovante de réalisation.

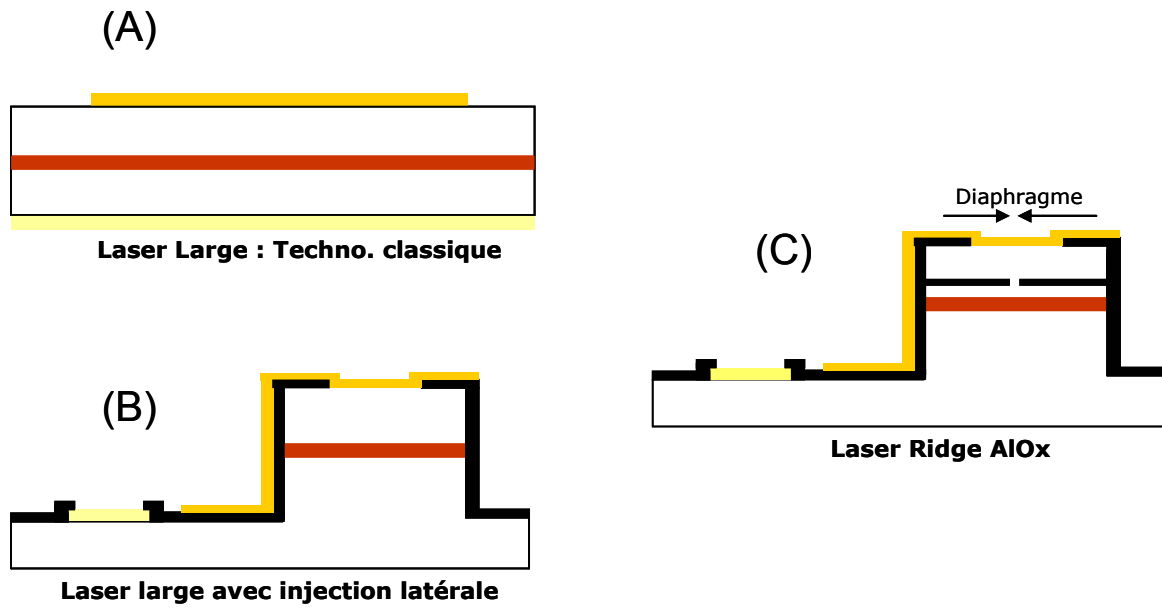


Figure 3.1 : Schéma des différentes structures réalisées lors du projet AHTOS.

3.1.2 Présentation des couches test

Deux plaques de validation dans la filière GaAs ont été épitaxiées au sein du laboratoire par épitaxie par jets moléculaires (EJM). Ce sont des couches laser de type GRINSCH¹. Les plaques sont numérotées 1852 et 1854. La couche 1852 ne possède pas d'AlAs et permettra de réaliser des laser large de type (A) et de type (B) avec injection latérale des porteurs. La couche 1854 se distingue par une couche d'AlAs de 60nm dans sa couche de confinement supérieur, elle est utilisée pour réaliser des lasers larges classiques de type (A) et des lasers à rubans et à diaphragme d'oxyde de type (C). Les profils des deux couches sont illustrés sur la figure 3.2.

¹ GRINSCH : GRadual INdex Separated Confinement Heterostructure

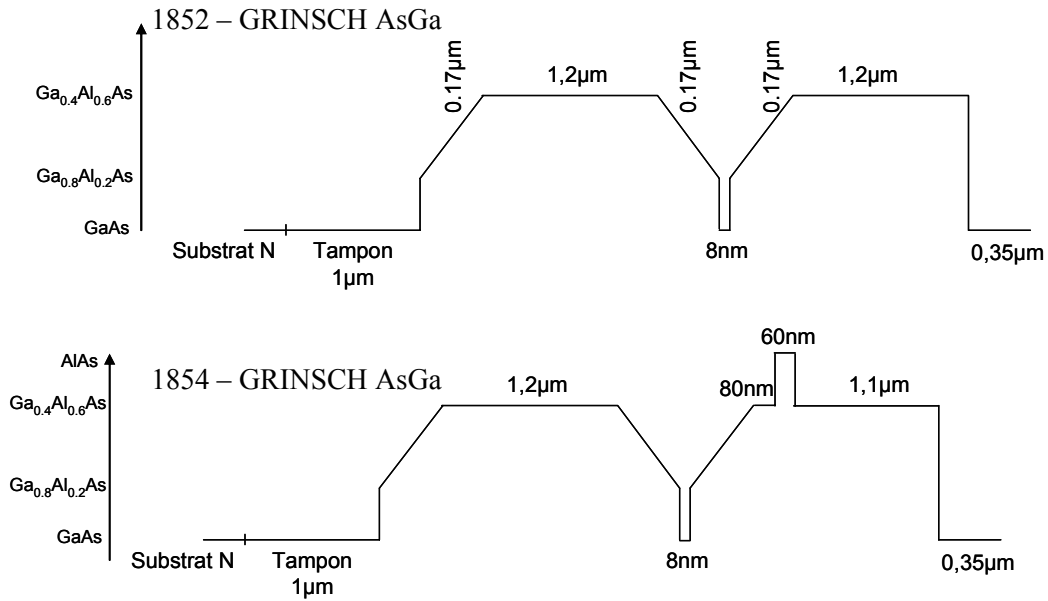


Figure 3.2 : Profil des couches 1852 (sans AIAs) et 1854 (avec AIAs)

3.1.3 Influence de la couche AIAs sur les caractéristiques V(I) et P(I)

L'introduction d'une fine couche de AIAs crée une barrière de potentiel pouvant nuire à l'injection des porteurs dans la zone active, nous avons donc étudié son influence sur les performances des lasers larges de type A issus des couches 1852 et 1854. Nous avons plus précisément comparé leurs caractéristiques tension-courant V(I) et puissance-courant P(I). La mesure V(I) de la tension relevée aux bornes de la diode en fonction du courant de polarisation permet de déterminer la tension de coude et la résistance série de la jonction. La caractéristique P(I) de la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation permet de déterminer le courant de seuil et le rendement différentiel de la diode laser. Un banc spécifique de mesure pour l'acquisition des caractéristiques V(I) en régime continu a été mis en place. Les acquisitions des P(I) sont réalisées, quant à elles, en régime impulsionnel. Les schémas des bancs de caractérisation sont fournis en annexe.

La figure 3.3 montre les caractéristiques V(I) obtenues sur des lasers de type A issus des couches 1852 et 1854, de dimensions respectives 590x100 μm² et 650x100 μm². Les lasers sont en barrette et non montés sur embase. Les caractéristiques sont quasi identiques : des résistances séries de 3 Ω et des tensions de coudes de 1.5V sont mesurées pour les deux couches.

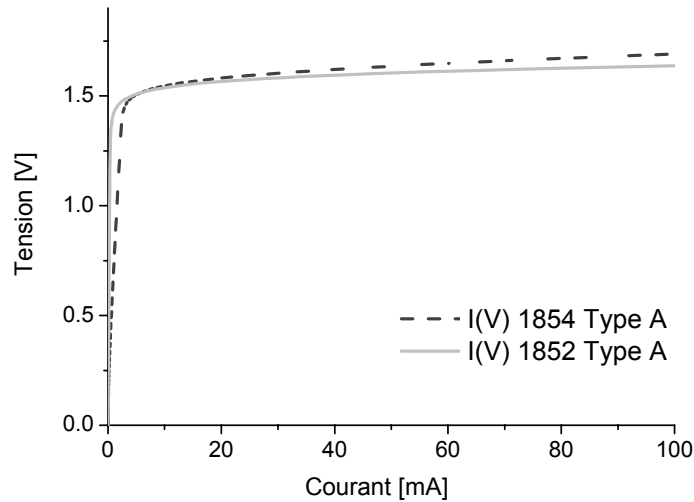


Figure 3.3 : Caractéristiques V(I) en régime continu des lasers 1852 :590x100 μm^2 et 1854 :650x100 μm^2

La figure 1-4 présente les caractéristiques P(I) en régime impulsif de plusieurs composants 1854 :650x100 μm^2 et 1852 :590x100 μm^2 . Les courants de seuils sont respectivement de 165mA et 174mA correspondant à des densités de courants de seuil de 253 A/cm² et 286 A/cm². Les rendements différentiels quant à eux sont égaux à 0,3 W/A/facette et 0,33 W/A/facette. Tout comme pour les V(I), les résultats obtenus sont sensiblement identiques.

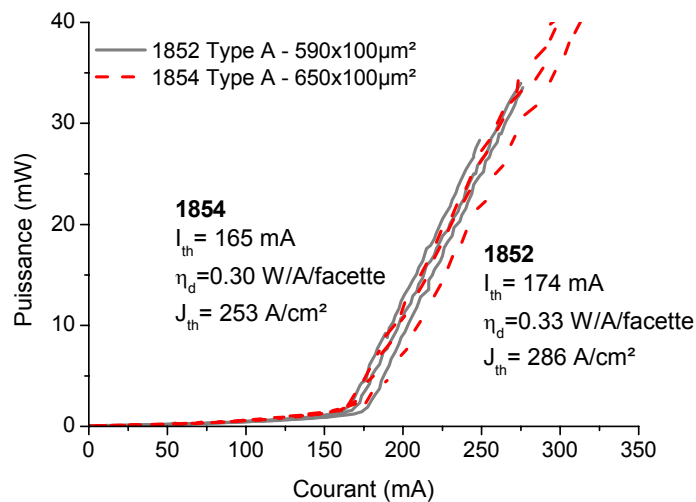


Figure 3.4 : Caractéristiques P(I) en régime continu des lasers 1852 :590x100 μm^2 et 1854 :650x100 μm^2

Nous avons donc montré que la présence de la couche d'AlAs n'entraîne aucune variation des paramètres électriques des lasers larges de type A .

3.1.4 Influence de la gravure profonde et de la métallisation N

Nous avons étudié l'influence de la gravure profonde et de la métallisation N en face avant sur les performances électriques statiques. En comparant les caractéristiques des lasers larges de type (A) et (B) réalisés sur la même couche 1852 sans AlAs reportées sur la figure 3.5, on observe une très légère dégradation des caractéristiques pour les lasers de type (B), la tension de coude se situant autour de 1,55 V contre 1,5 V pour les lasers larges classiques (A) et la résistance série étant de 3 Ω contre seulement 1,3 Ω pour les lasers larges (A).

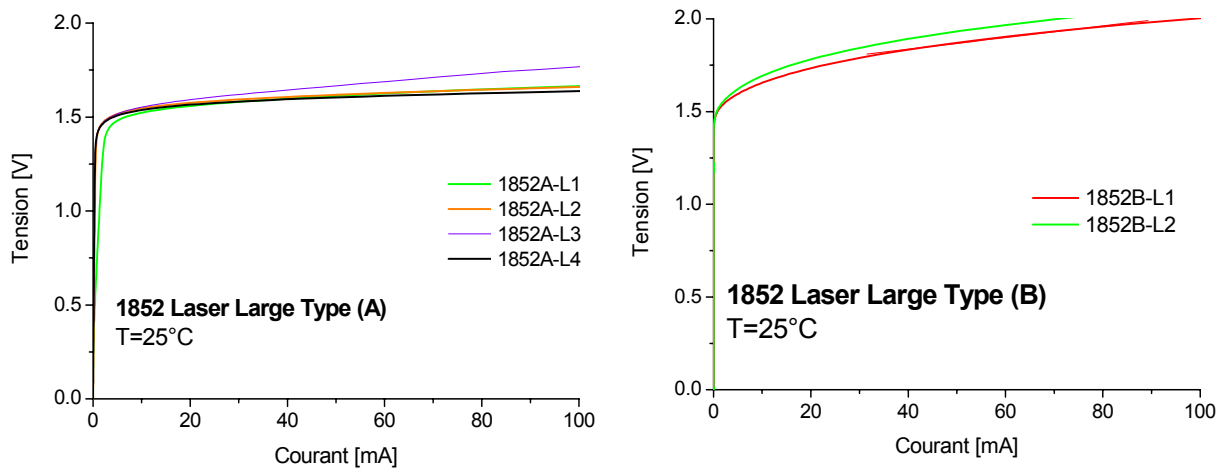


Figure 3.5 : Caractéristiques V(I) à 25 °C en régime continu des composants de type (A) [à gauche] et (B) [à droite] de la plaque 1852 sans AlAs.

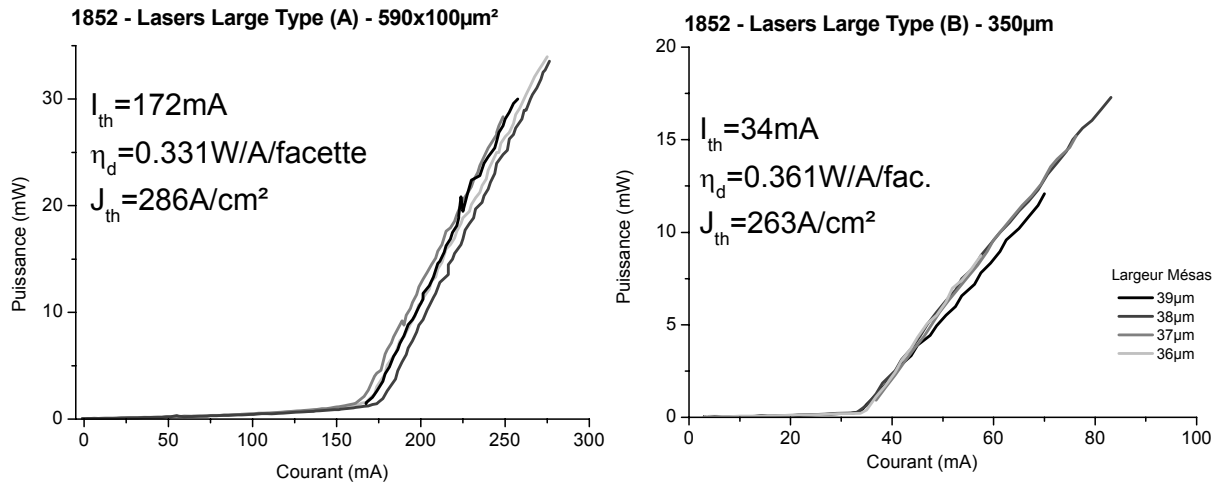


Figure 3.6 : Caractéristiques P(I) à 25 °C en régime impulsionnel des composants de type (A) [à gauche] et (B) [à droite] de la plaque 1852 sans AIAs.

La figure 3.6 montre les caractéristiques P(I) pour des composants larges de $590 \times 100 \mu\text{m}^2$ de type (A) et pour des composants de type (B) de $350 \mu\text{m}$ de long avec des largeurs de mésas de 36 à $40 \mu\text{m}$. Les courants de seuil sont de 175 mA pour les structures (A) et de 35 mA environ pour les structures (B) qui correspondent respectivement à des densités de courant de seuil très voisines égales à 286 A/cm^2 et 263 A/cm^2 . Le rendement différentiel des composants larges $590 \times 100 \mu\text{m}^2$ de type (A) est égal à $0,33 \text{ W/A/facette}$ qui est tout à fait comparable aux $0,36 \text{ W/A/facette}$ obtenus avec des composants de type (B) de $350 \mu\text{m}$ de long.

L'ensemble de ces résultats montre que les étapes de gravure profonde jusqu'au substrat et de report de la métallisation en face avant dégradent très légèrement les caractéristiques électriques sans altérer les performances optiques des composants.

3.1.5 Caractérisation de laser de type (C) sur GaAs

Sur la base des résultats précédents, nous avons réalisé selon le procédé développé au chapitre 2, une structure à diaphragme d'oxyde sur la couche 1854 avec la couche d'AIAs enterrée à 80 nm de la zone active. Les caractéristiques V(I) et P(I) sont illustrées sur la figure 3.7. Compte tenu des conditions de polarisation qui n'influent pas au niveau électrique, la caractéristique V(I) a été acquise en régime continu alors que la caractéristique P(I) a été effectuée en régime impulsionnel pour s'affranchir des effets d'échauffement du composant.

Sur le plan électrique, on observe que l'évolution de la tension avec le courant est très arrondie. La tension de coude peut être estimée autour de 3 V et la résistance série est de l'ordre de

3Ω. En comparant ces caractéristiques à celles des composants larges de type (A) et (B) issus des plaques 1852 et 1854 présentées aux paragraphes 3.1.3 et 3.1.4, on note une très nette dégradation de la tension de coude s'élevant de 1,5 V à 1,55 V pour les lasers de type (B) jusqu'à atteindre la valeur de 3 V pour les lasers de type (C). Cette dégradation semble provenir de l'étape d'oxydation de la couche d'AlAs. Des caractéristiques très similaires ont été observées dans la littérature et ont été attribuées [50, 51] à une compensation due à l'oxygène ou à l'hydrogène restant piégé dans la couche active. Le LPN a mis en évidence l'influence de l'hydrogénation sur la vitesse d'oxydation [52] et mène des études pour analyser l'origine exacte de ce phénomène. Une amélioration pourrait être apportée par l'utilisation d'une couche de $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ à la place de la couche d'AlAs [53]. Malheureusement, dans la configuration actuelle de notre bâti d'épitaxie, il ne nous a pas été possible d'incorporer cette fraction de Ga dans la couche à oxyder. Une autre solution consisterait à utiliser le dopage carbone qui n'est pas compensé par l'hydrogène.

Toutefois au niveau optique, les composants s'avèrent fonctionner correctement avec un courant de seuil inférieur à 25 mA pour des diaphragmes étroits de 2 et 3 μm et avec un rendement différentiel de 0,25 W/A légèrement inférieur à celui des composants larges de type (A) issus de la même plaque 1854.

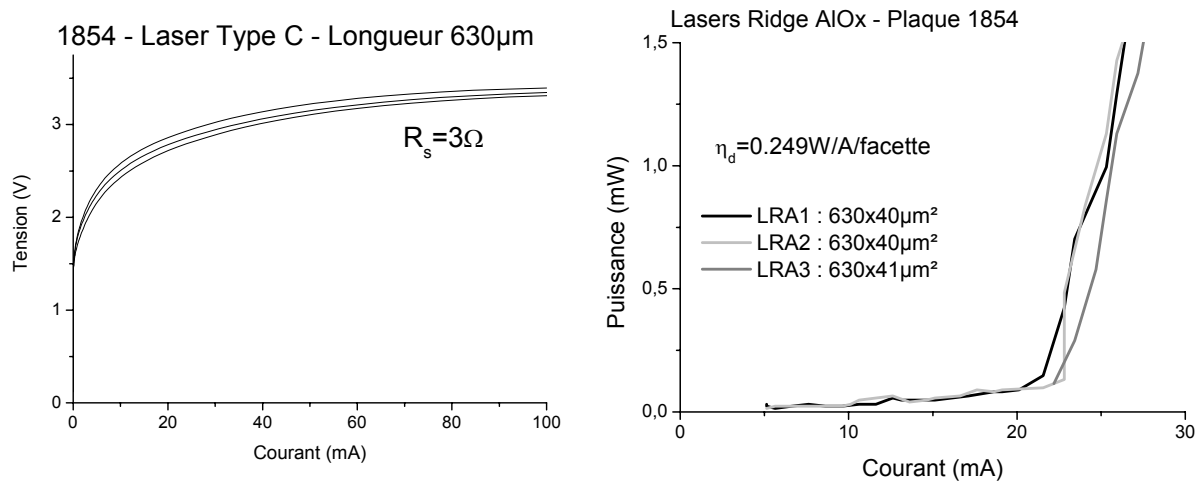


Figure 3.7 : Caractéristiques Tension/Courant en régime continu & Caractéristiques Puissance/Courant en régime impulsionnel de lasers de longueur 630μm à 25°C.

En résumé, cette étude a permis de mettre en évidence l'influence de la technologie sur les caractéristiques électriques. Malgré une caractéristique $V(I)$ très arrondie, le procédé technologique proposé permet de réaliser des diodes laser à ruban exploitant un diaphragme d'oxyde et une injection latérale des porteurs.

3.2 Réalisation et caractérisation d'une structure à PQ InGaAsN/GaAs

Dans ce paragraphe, nous présentons en premier lieu la structure d'étude correspondant à la structure optimale définie au chapitre 1 et ses conditions de croissance. Nous détaillons ensuite la caractérisation de la couche obtenue afin de vérifier l'empilement et la qualité des puits InGaAsN.

3.2.1 Présentation et réalisation de la structure à puits quantiques InGaAsN/GaAs

A partir des résultats de conception présentés dans le chapitre 1, la structure optimale retenue est illustrée sur la figure 3.8. La zone active est constituée de 3 puits quantiques $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}_{0,925}\text{N}_{0,075}$ de 7 nm espacés chacun par des barrières de GaAs de 100 nm. Les couches de confinement optique sont en $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ et mesurent $1,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La couche supérieure comprend également une couche de 60nm d'AlAs pour la réalisation d'un diaphragme d'Alox. La couche de contact en GaAs mesure 350 nm d'épaisseur, les 50 derniers nanomètres étant très fortement dopés en béryllium.

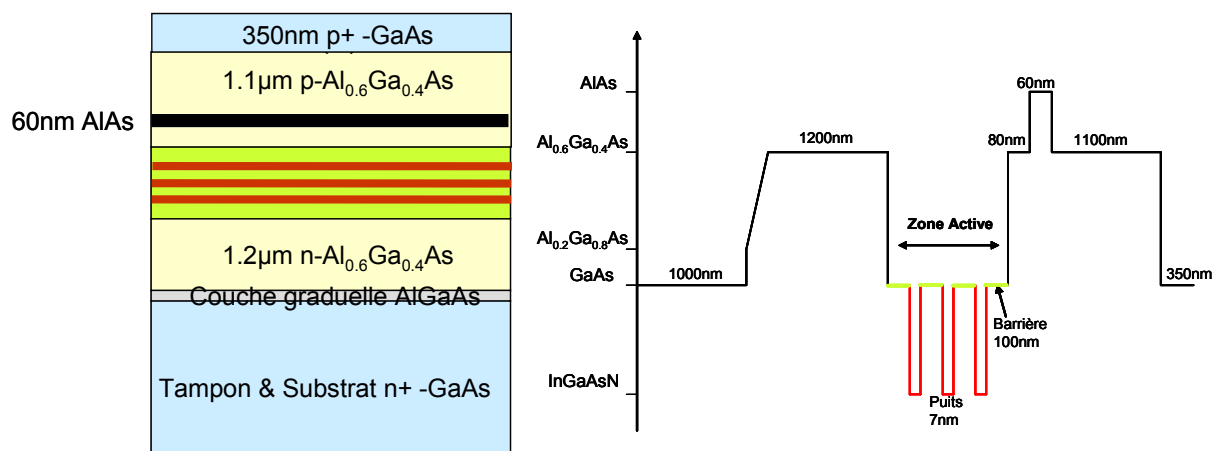


Figure 3.8 : Structure Laser d'étude: schéma en coupe verticale et profil en %Al.

La réalisation de puits quantiques nitrurés a nécessité la mise en place d'une cellule d'azote dans le bâti d'épitaxie par jets moléculaires. La source d'azote utilisée est une cellule à plasma d'azote Oxford OAR HD25R. Une adaptation du bâti a dû être faite pour permettre la croissance de puits quantiques de InGaAsN sans une incorporation parasite d'azote dans les barrières. Le schéma de la cellule après modification est reporté sur la figure 3.9. Dans cette nouvelle configuration, une vanne électropneumatique étanche permet d'isoler la source plasma de l'enceinte de croissance, un

pompage différentiel permettant de maintenir le vide côté plasma avec la vanne fermée. Cette configuration permet de :

- * laisser le plasma en mode haute brillance jusqu'à la croissance des puits quantiques. Il sera donc stabilisé pour leur élaboration,
- * contrôler le flux d'azote atomique par le cache et la vanne,
- * élaborer plusieurs puits successifs en contrôlant parfaitement la concentration d'azote dans les barrières et en garantissant des interfaces abruptes GaAs/InGaAsN et InGaAsN/GaAs.

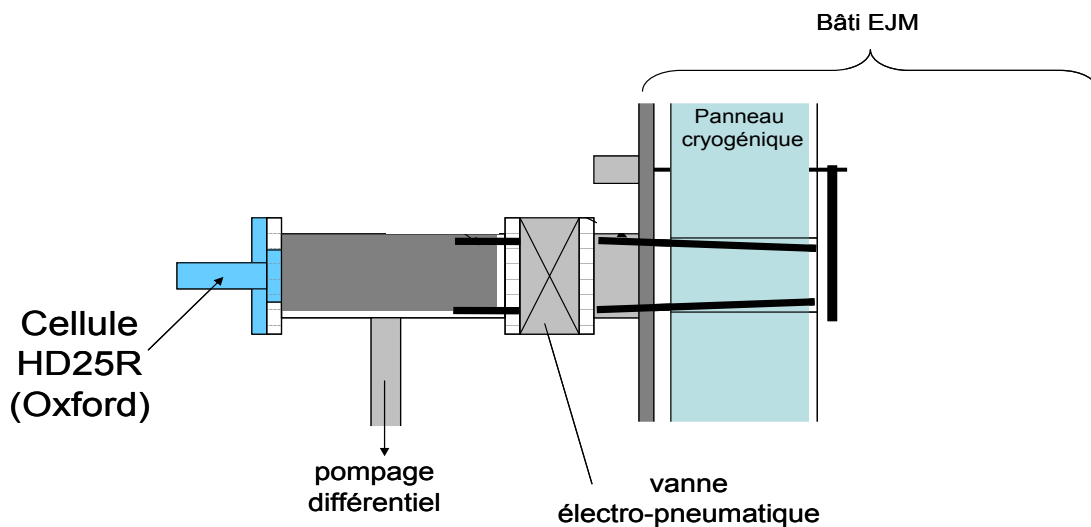


Figure 3.9 : Schéma de la cellule Plasma d'azote et de la vanne électropneumatique d'interruption.

La couche laser à multipuits quantiques de référence 1880 a été épitaxiée sur un substrat standard type n de GaAs. Les puits InGaAsN sont réalisés à 460 °C, les barrières de GaAs à 550 °C et les couches de confinement AlGaAs à 740 °C. Une forte température de croissance pour les couches d'AlGaAs est requise afin de diminuer l'incorporation d'impuretés dans le composé. De plus, cette montée de la température réalise un recuit in situ des puits quantiques InGaAsN améliorant ainsi leurs propriétés optiques. Comme nous le verrons dans le paragraphe 3.3.2.1 ce recuit in situ n'est pas suffisant à la stabilisation des défauts dans la structure et un recuit supplémentaire de stabilisation des dispositifs est nécessaire.

3.2.2 Caractérisations de la structure à puits quantiques 1880 réalisée

Trois techniques de caractérisation de la structure nous ont permis d'analyser la qualité du milieu actif. La qualité des interfaces est vérifiée par profilométrie SIMS, les épaisseurs des différentes couches sont déduites des mesures de réflectométrie laser, et enfin la photoluminescence, nous permet de mesurer la durée de vie des porteurs, la longueur d'onde d'émission ainsi que l'intensité de photoluminescence.

3.2.2.1 Analyse par spectrométrie de masse d'ions secondaires (SIMS)

L'analyse SIMS de la zone active de cette structure 1880 (figure 3.10) montre la présence de trois pics, signature des trois puits quantiques. Les pics ont une largeur comparable pour l'azote et l'indium. Cette largeur est due directement à la technique de mesure SIMS (rugosité du cratère, réimplantation). Les localisations spatiales de l'azote et de l'indium coïncident conformément aux attentes avec la cellule plasma isolée par la vanne étanche. Le taux d'azote entre les puits diminue de trois ordres de grandeur, tout comme le taux d'indium. Cette coïncidence ainsi que le contraste des pics permet de supposer des interfaces abruptes sans diffusion de l'azote dans les barrières.

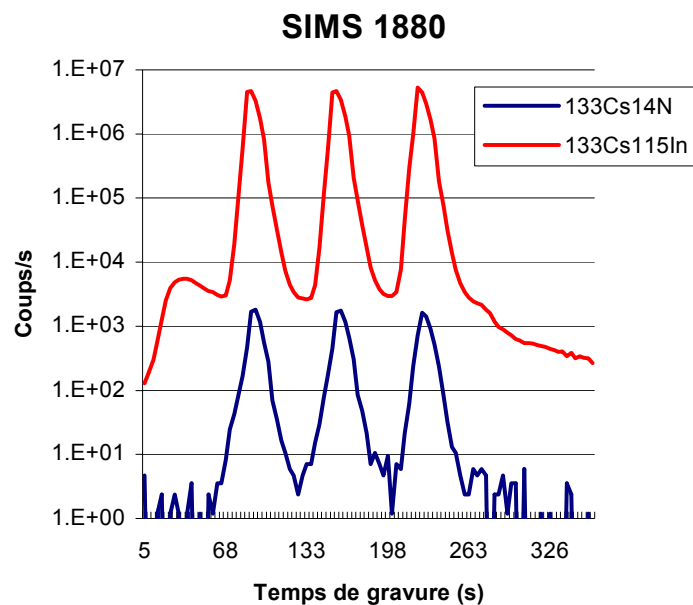


Figure 3.10 : SIMS de la zone active du 1880. Observation des trois puits quantiques GaInAsN en suivant l'indium et l'azote.

3.2.2.2 Réflectométrie laser

Le suivi réflectométrique, présenté dans le chapitre précédent, permet de contrôler in situ la gravure sèche et de vérifier a posteriori si l'empilement correspond à la structure visée, par comparaison entre un spectre simulé et l'enregistrement expérimental de la gravure de l'intégralité des couches.

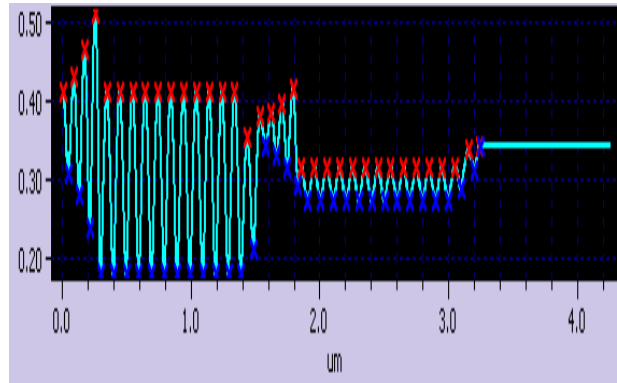


Figure 3.11 : Simulation du suivi interférométrique de la couche 1880.

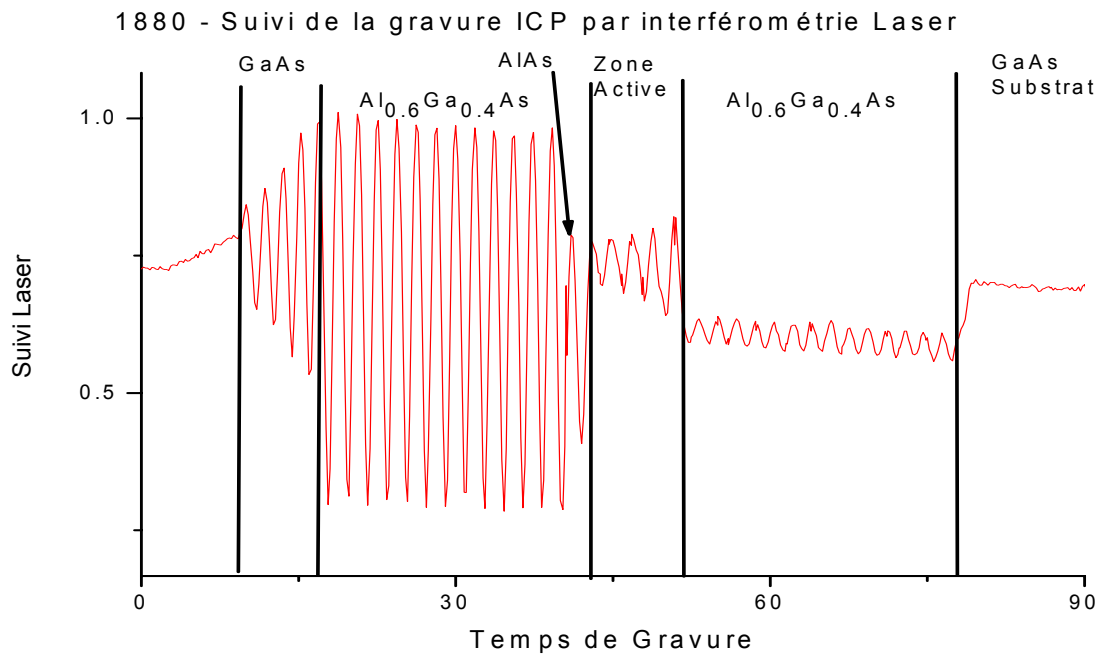


Figure 3.12 : Suivi expérimental de la couche 1880.

La figure 3.11 représente une capture d'écran du logiciel de simulation réflectométrique de l'empilement. Le suivi expérimental de la couche 1880 réalisé lors de la gravure est similaire comme le montre la figure 3.12. On distingue nettement les changements de matériaux par une modification de la réponse et leur bonne concordance avec le profil simulé.

De cette expérimentation, nous déterminons également le temps de gravure pour traverser l'ensemble des couches.

3.2.2.3 Photoluminescence

La photoluminescence (PL) de la plaque 1880 à puits quantiques InGaAsN/GaAs a été mesurée après gravure chimique de la couche de contact de GaAs fortement dopé. La PL est effectuée avec une diode laser à une longueur d'excitation de 652nm et un monochromateur de 1 mètre de focale équipé d'un réseau 600 traits. La luminescence est recueillie par une photodiode InGaAs. Le spectre de PL (figure 3.13) met en évidence une bonne qualité de photoluminescence de la zone active avec un pic à 1298nm correspondant à la longueur d'onde visée et une largeur à mi-hauteur de 45 meV comparable à l'état de l'art sur des multipuits InGaAsN.

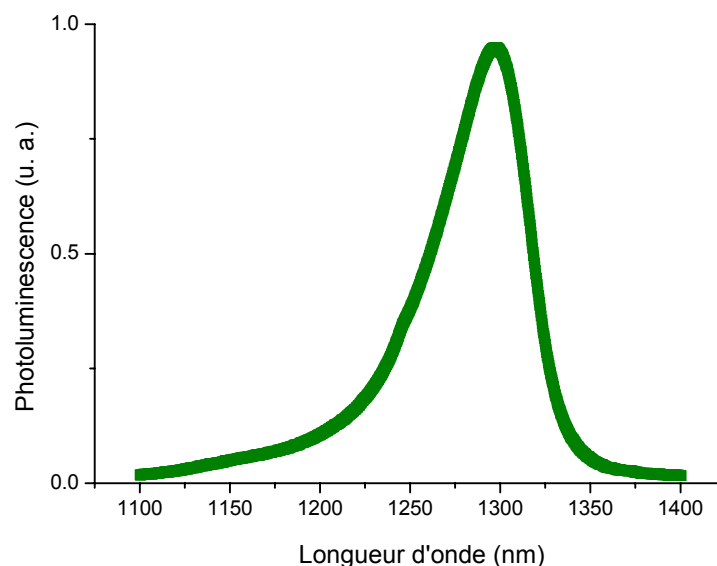


Figure 3.13 : Photoluminescence de l'échantillon 1880 à 300K, excitation 652nm.

Ce même échantillon a ensuite été utilisé pour faire une mesure de PL résolue en temps afin de déterminer les durées de vie des porteurs dans la zone active. Cette expérience a été effectuée au

LNMO à l'INSA de Toulouse. Après une excitation impulsionnelle à 860nm, nous enregistrons la décroissance du signal de luminescence à l'aide d'une caméra à balayage de fente.

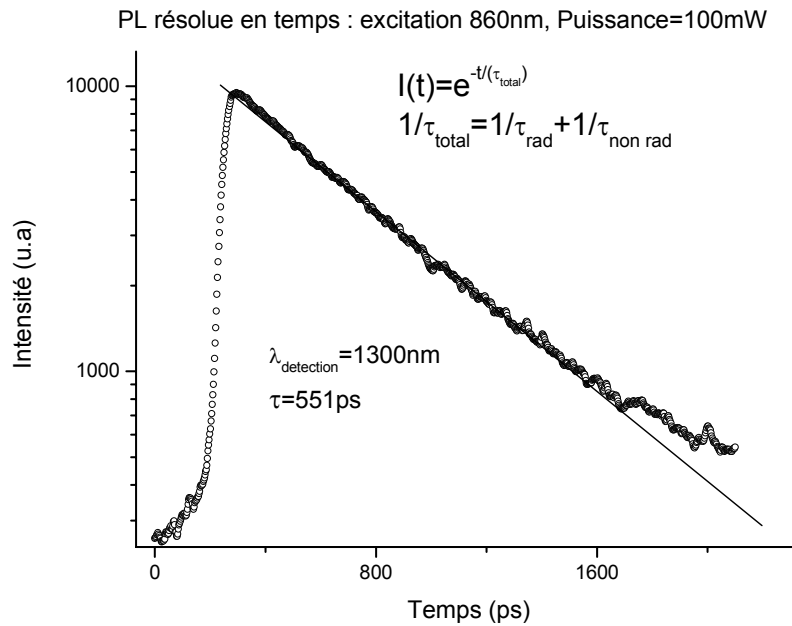


Figure 3.14 : PL résolue en temps. $\lambda_{Excitation} = 860nm$. Température = 25°C.

L'analyse des résultats obtenus permet de définir un temps de vie total de 0,55ns cohérent avec les résultats obtenus dans le projet SINTROPS [54] sur un laser InGaAsN réalisée au LPN pour lesquelles un temps de vie égal à 0,38 ns avait été mesuré. La structure du LPN était composée d'un PQ InGaAsN/GaAs épitaxié par EJM émettant à 1,22 μm .

3.3 Caractérisation des diodes laser InGaAsN/GaAs

3.3.1 Caractérisations des diodes laser larges à PQ InGaAsN de Type (A)

Des structures à contact large ont été réalisées au LPN sur la couche 1880 afin de caractériser ses performances électriques et optiques et s'assurer de son bon fonctionnement.

La figure 3.15 donne la caractéristique puissance et tension en fonction du courant en régime impulsionnel (50 ns/1 ms) sous pointe d'un composant de dimensions 50x1000 μm^2 non monté sur embase. La mesure de la puissance optique est effectuée grâce à une diode laser InGaAs FD3000 en sortie d'une sphère intégratrice. Le courant de seuil vaut 514mA soit une densité de courant de seuil de 1028 A/cm². La résistance série R_s et la tension de coude sont respectivement égales à 3 Ω et

1,2 V. Le rendement différentiel est égal à 0,05W/A par face ce qui semble, a priori, très faible vis-à-vis de la littérature.

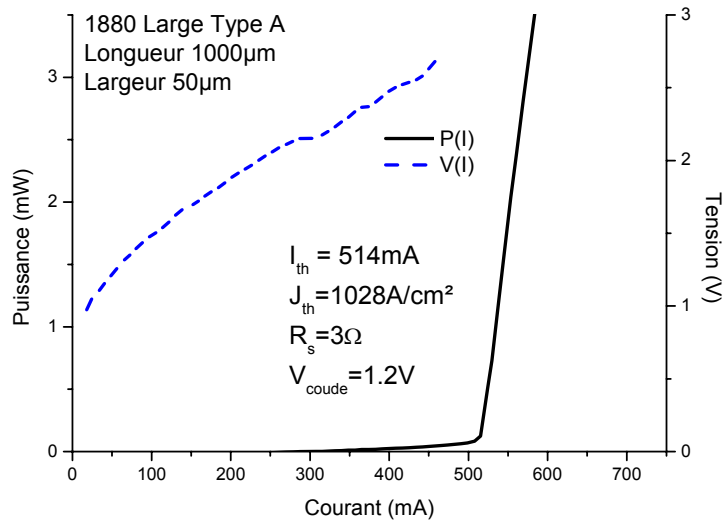


Figure 3.16 : Caractéristiques (Puissance - Courant) et (Tension - Courant) d'un composant 50x1000µm² de type (A) à 25 °C.

Des mesures de P(I) en régime impulsionnel ont été effectuée sur plusieurs lasers de type A de 50µm de large et de longueurs différentes (390, 510, 570, 655, 815, 910 et 1000 µm). La figure 3.17 illustre les résultats obtenus en montrant l'évolution de la densité de courant de seuil J_{th} en fonction de l'inverse de la longueur. Cette caractéristique permet de définir la densité de courant de seuil pour une longueur « infinie » qui est égale à 279 A/cm².

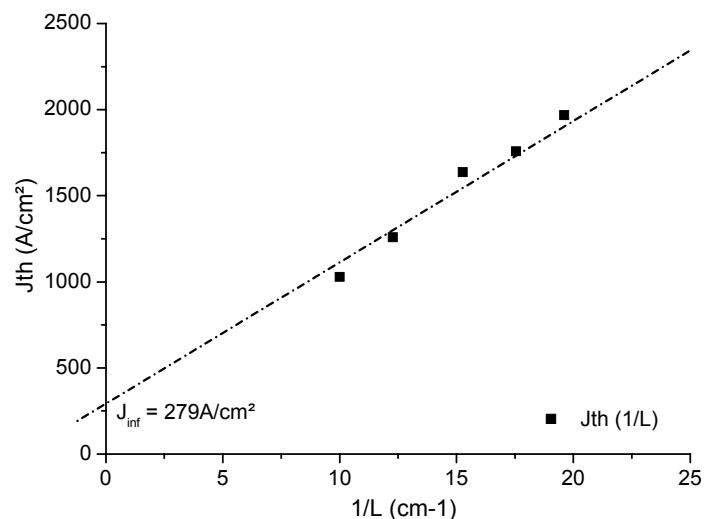


Figure 3.17 : Densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur pour 5 lasers larges à PQ InGaAsN/GaAs de type A.

La figure 3.18 montre l'évolution de $\frac{1}{\eta_D}$ en fonction de la longueur des composants. De cette caractéristique, nous avons pu extraire les pertes internes et le rendement quantique interne de la couche 1880, grâce à l'équation :

Équation 7 :

$$\frac{1}{\eta_D} = \frac{1}{\eta_i} \left(\frac{\alpha_i \cdot L}{\ln\left(\frac{1}{R}\right)} + 1 \right)$$

Les pertes internes sont évaluées à 7 cm^{-1} et le rendement quantique interne égal à $\sim 17 \%$.

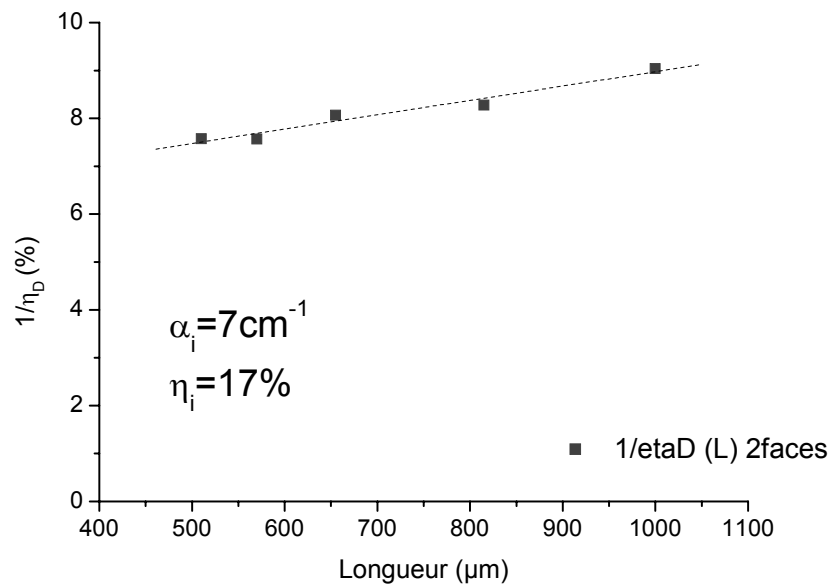


Figure 3.18 : Caractéristique $1/\eta_D$ en fonction de la longueur des composants à $25 \text{ }^\circ\text{C}$.

Si les pertes internes de notre structure sont tout à fait comparables aux valeurs reportées dans la littérature, les valeurs du rendement quantique interne sont, quant à elles, un peu faibles. Pour comparaison, nous avons positionné nos résultats au niveau international en les comparant aux meilleures densités de courant de seuil rapportées à ce jour que nous avons présenté dans le chapitre 1. (figure 3.19).

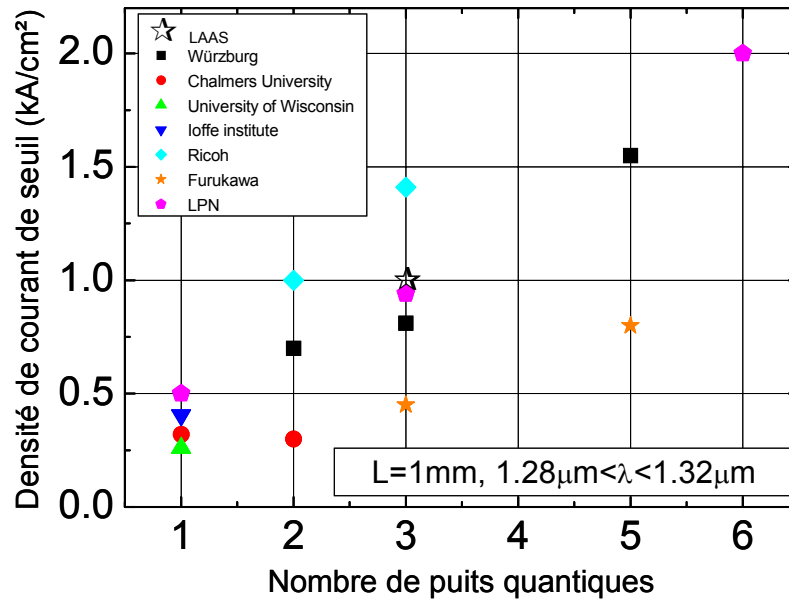


Figure 3.19 : Positionnement de nos résultats par rapport aux meilleures densités de courant de seuil rapportées à ce jour pour des lasers larges à puits quantiques InGaAsN simples ou multiples. Cette compilation ne retient que des lasers émettant entre 1.28 μm et 1.32 μm avec des longueurs de guide proches d'1mm.

Suite à ces premières études, nous avons évalué le comportement en température des lasers A à partir des caractéristiques P(I) obtenues en régime impulsionnel pour les températures allant de 20 °C jusqu'à 65/70 °C (figure 3.20), nous avons tracé l'évolution du courant de seuil avec la température pour en déduire le paramètre caractéristique T_0 .

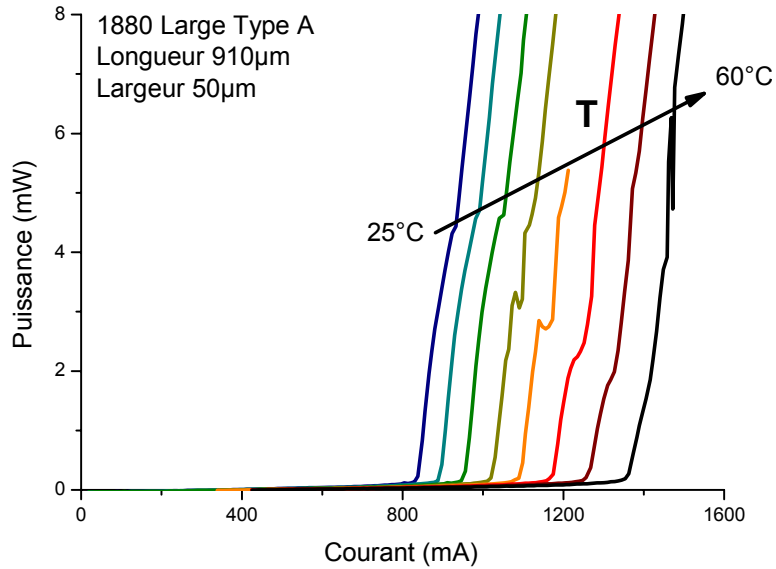


Figure 3.20 : Caractéristiques Puissance/Courant d'un composant 910x50 µm² de type (A) entre 25 à 60°C avec un pas de 5°C.

Comme montré par la figure 3.21, un paramètre T_0 égal à 67 K a été mesurée sur un composant de dimensions 910x50 µm². Le T_0 mesuré est faible comparé aux attentes et aux résultats reportés dans la littérature pour des lasers larges pour la filière InGaAsN/GaAs.

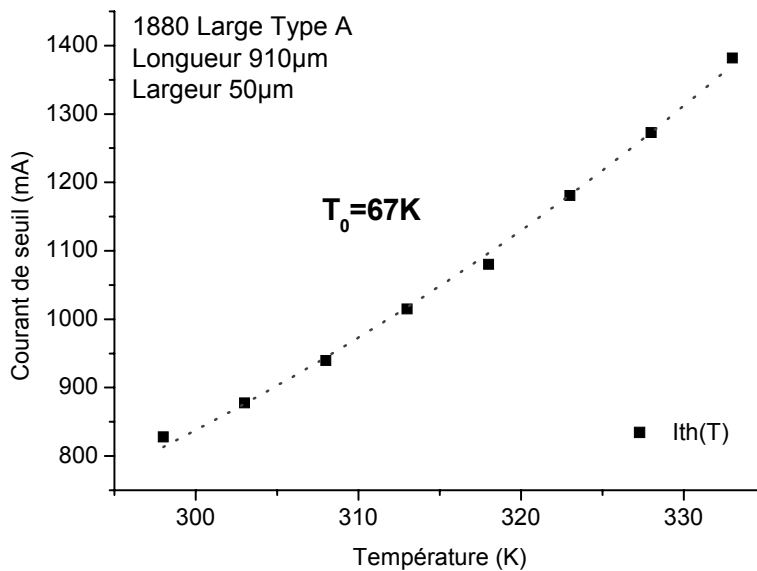


Figure 3.21 : Caractéristique Courant de seuil en fonction de la température : Composant 910x50 µm²

Enfin, pour caractériser les composants dans le domaine spectral, la distribution de la puissance optique émise en fonction de la longueur d'onde a été mesurée avec un analyseur de

spectre optique ANDO AQ-6315-A. Pour un laser large de type (A) de dimensions $350 \times 50 \mu\text{m}^2$, nous avons mesuré, une émission multi-mode centrée à 1320 nm à température ambiante qui correspond à la longueur d'onde recherchée (figure 3.22).

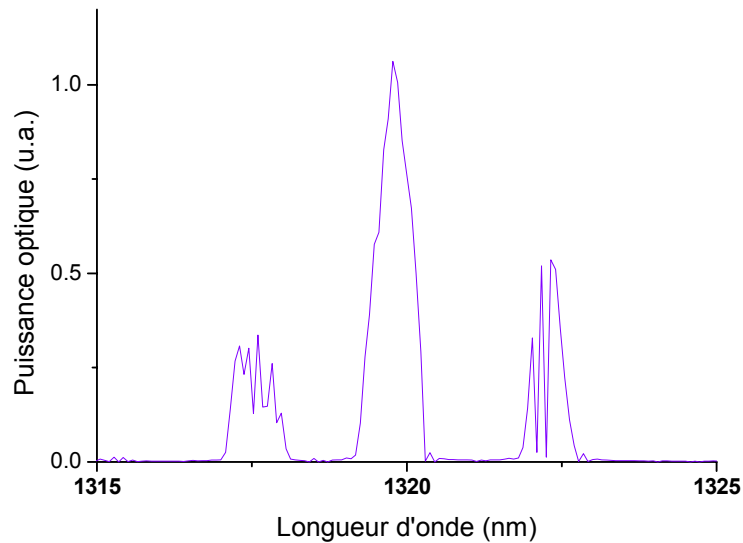


Figure 3.22 : Spectre d'émission d'un composant $350 \times 50 \mu\text{m}^2$

En résumé, nous avons réalisé au laboratoire une première structure laser à trois puits quantiques InGaAsN/GaAs par épitaxie par jets moléculaires. Cette structure présente une émission laser à 1320 nm avec une densité de courant de seuil de l'ordre de 1 kA/cm^2 pour un laser de dimensions $50 \times 1000 \mu\text{m}^2$ et une température caractéristique T_0 pour un laser large de type A de l'ordre de $\sim 70 \text{ K}$.

3.3.2 Caractérisation et analyse des lasers ruban à diaphragme d'oxyde

En suivant le procédé technologique présenté dans le chapitre 2 et validé sur GaAs, nous avons réalisé les lasers à diaphragme d'oxyde, à multipuits quantiques InGaAsN/GaAs émettant à $1,3 \mu\text{m}$ avec la plaque 1880 (lasers de type (C)). Dans cette partie, les résultats de caractérisation sont présentés. Dans le but de confirmer les études théoriques et étudier les performances des composants, nous avons procédé à plusieurs types de caractérisations. Nous avons commencé par des mesures de $P(I)$ en régime impulsionnel pour vérifier le bon fonctionnement des DLs, puis en température. Nous avons ensuite fait des mesures de gain sous le seuil avec la méthode de Hakki et Paoli, des mesures de divergences, afin de comparer nos résultats aux prédictions de conception.

3.3.2.1 Recuit électrique

Pour s'affranchir des problèmes d'échauffement du composant, nous avons choisi de réaliser les premières caractérisations en régime impulsionnel avec des impulsions de 500 ns toutes les 1 ms. Nous avons effectué une série de manipulations et nous avons constaté une évolution des caractéristiques sous l'effet de l'injection électrique. Ce mécanisme de recuit électrique est mis en évidence sur la figure 3.23, sur le composant O11 de dimensions $830 \times 36 \mu\text{m}^2$ avec un diaphragme d'oxyde de $4 \mu\text{m}$ monté sur embase. Cette figure montre une forte diminution du courant de seuil de 230 mA à 130 mA grâce au recuit électrique consistant à soumettre le laser à un fort courant impulsionnel (un peu moins de deux fois le courant de seuil initial), dans un premier temps, puis à un courant continu dans un second temps. On observe qu'au terme de 76 minutes de recuit sous un fort courant en régime impulsionnel, le courant de seuil se stabilise une première fois à 150 mA. Un recuit électrique supplémentaire d'une vingtaine de minutes en régime continu est nécessaire pour atteindre le courant de seuil définitif de la structure.

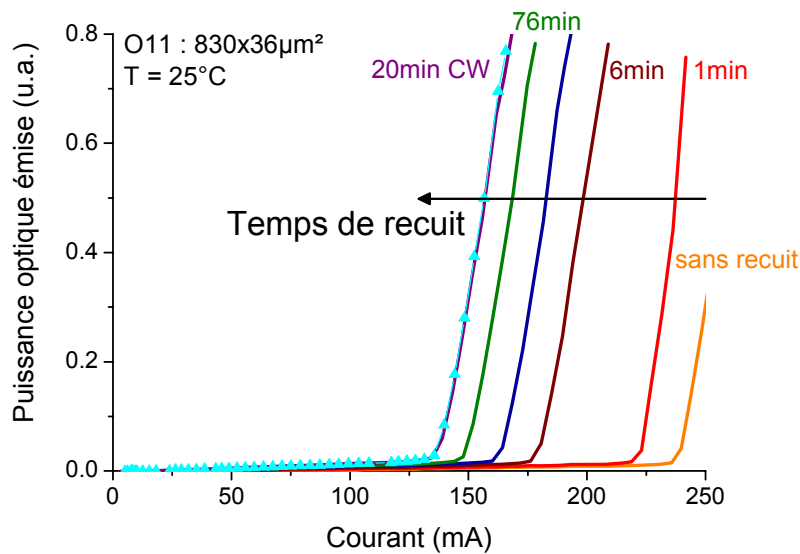


Figure 3.23 : Evolution des caractéristiques P(I) en régime impulsionnel lors du recuit d'une diode laser O11 : $830 \times 36 \mu\text{m}^2$.

Cette étape de stabilisation n'a pas été mise en évidence avec les composants larges de type (A) car la densité de courant nécessaire au recuit électrique n'a pas pu être atteinte. Il est connu

qu'un recuit thermique est nécessaire à la stabilisation des puits quantiques InGaAsN afin d'optimiser leur fonctionnement. Ce recuit est réalisé in situ dans le bâti d'épitaxie lors de la croissance de la couche de confinement supérieure. Il s'agit ici d'un autre phénomène encore difficile à expliquer mais déjà relevé lors du projet SINTROPS [54] La Figure 3.24 présente l'évolution du courant de seuil en fonction du temps de recuit en régime impulsif et la finalisation en régime continu. Nous montrons que la dynamique de changement de la valeur du courant de seuil diminue avec le temps.

Suite à cette étude, tous les composants à diaphragme d'oxyde ont subi cette étape de recuit électrique de stabilisation afin de prévenir toutes variations des caractéristiques lors des mesures ultérieures.

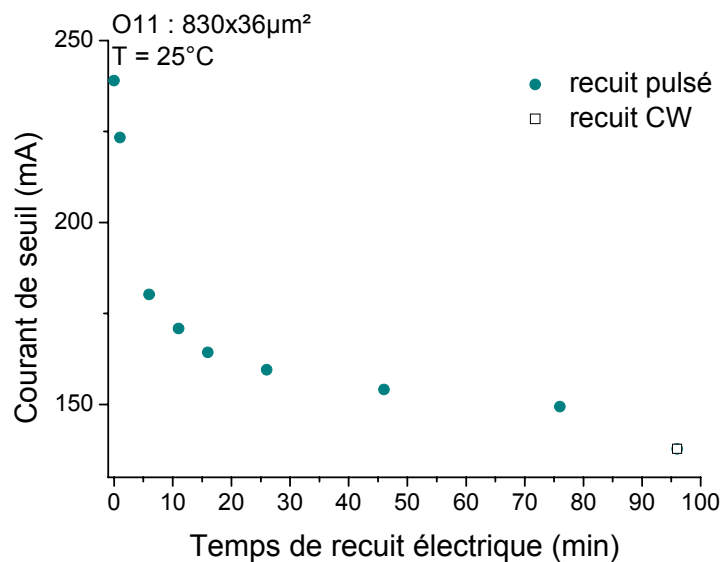


Figure 3.24 : Evolution du courant de seuil lors des différents recuits d'une diode laser L11 : 830x36µm²

3.3.2.2 Influence de la largeur du diaphragme sur les caractéristiques P(I)

Pour compléter l'étude précédente, nous avons comparé l'impact du recuit électrique pour plusieurs largeurs du diaphragme d'oxyde. La figure 3.25 montre l'évolution des caractéristiques P(I) avant et après recuit électrique, pour 4 lasers de longueur 515 µm, de largeur de diaphragme 3, 5, 7 et 10 µm issus de la même barrette. Les acquisitions sont faites sous pointes sur des composants non montés. Avant et après recuit, on peut noter que la réduction de l'ouverture du

diaphragme s'accompagne d'une réduction du courant de seuil, le rendement différentiel restant quasiment identique.

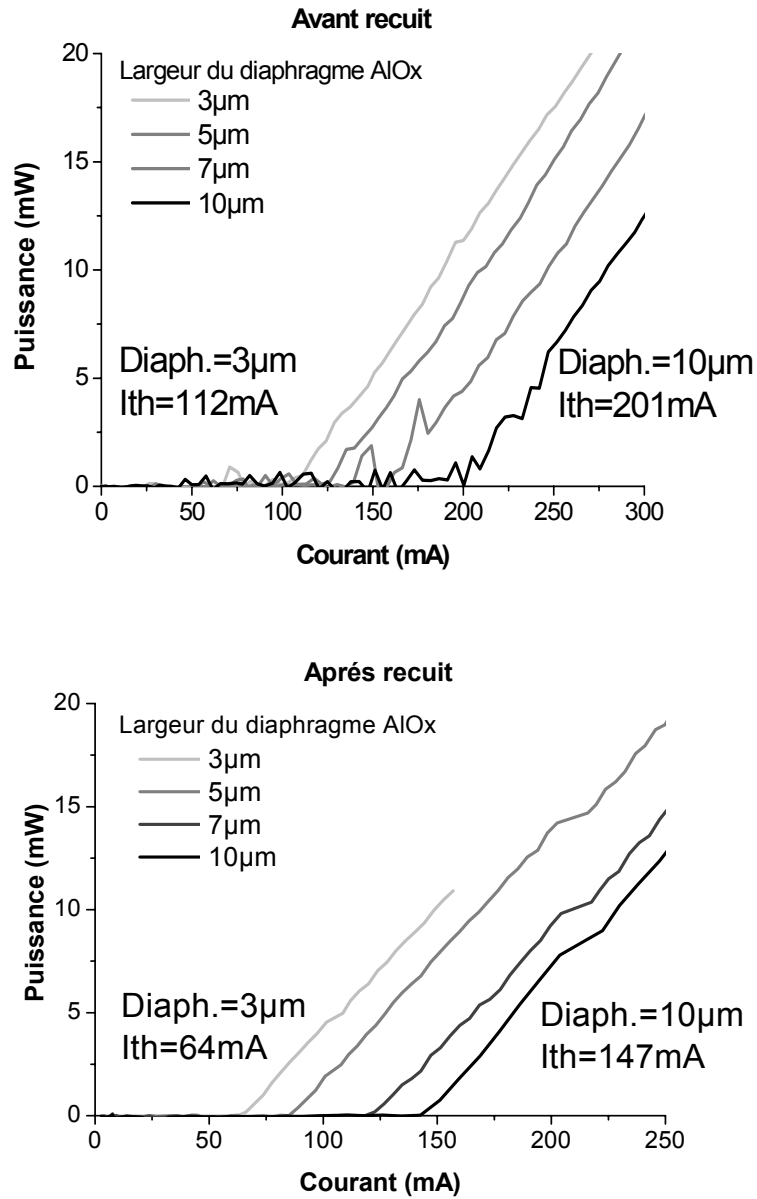


Figure 3.25 (a) et (b): Influence du diaphragme sur le courant de seuil avant (a) et après (b) recuit électrique. Caractéristiques P(I) en régime impulsionnel des lasers ruban à diaphragme Alox de dimensions $515 \times 36 \mu\text{m}^2$, $515 \times 38 \mu\text{m}^2$, $515 \times 40 \mu\text{m}^2$ et $515 \times 43 \mu\text{m}^2$.

L'amélioration du courant de seuil due au recuit est d'autant plus importante que le diaphragme est étroit. Le recuit électrique permet d'améliorer de plus de 40 % le courant seuil du composant L2 : $515 \times 36 \mu\text{m}^2$ qui passe de 112 mA avant recuit à 64 mA après recuit en régime impulsionnel. Des améliorations de 26,5 %, 23 % et 34 % sont mesurées respectivement pour les composants L9 : $515 \times 43 \mu\text{m}^2$, L6 : $515 \times 40 \mu\text{m}^2$ et L4 : $515 \times 38 \mu\text{m}^2$. Les résultats sont reportés dans

le Tableau 3.1. Nous avons également donné dans le tableau les valeurs des rendements différentiels mesurés. Le rendement différentiel des lasers AloX n'a pas évolué de façon significative, les légères fluctuations se situant dans la marge d'erreur des mesures. Ce résultat suggère une amélioration de la durée de vie des porteurs.

Référence laser	Largeur du ruban [μm]	Dimension Diaphragme [μm]	Avant le recuit		Après le recuit		Amélioration I_{seuil} [%]
			I_{seuil} [mA]	η_d [W/A]	I_{seuil} [mA]	η_d [W/A]	
L9	43	10	200,63	0,126	147,31	0,134	26,5
L6	40	7	157,53	0,114	121,60	0,112	22,8
L4	38	5	130,32	0,124	85,46	0,117	34,4
L2	36	3	112,43	0,123	63,87	0,116	43,19

Tableau 3.1 Evolution du courant de seuil I_{seuil} et du rendement différentiel η_d en régime impulsif dus au recuit pour les DLs de longueur 515 μm .

En comparant les courants de seuil après recuit des différents lasers avec la densité de courant de seuil des lasers larges (1968 A/cm² pour un composant de 50x510 μm^2), nous avons évalué un élargissement latéral des lignes de courant compris entre 1,7 μm et 2,5 μm qui correspond à la diffusion latérale des porteurs dans la structure à ruban similaire à celles reportées dans la littérature [55-57] Nous pouvons ainsi définir le volume total de la zone active en tenant compte de la diffusion des porteurs.

3.3.2.3 Caractéristiques V(I) du Laser ruban à diaphragme AloX

Comme dans le cas du laser GaAs présenté au paragraphe 3.1.5, on retrouve une caractéristique V(I) en régime continu très arrondie avec une tension de coude supérieure à 2 V alors que sur des composants larges de type (A) le coude est très franc et se situe autour de 0,9 V. La résistance série est de 3 Ω pour un diaphragme large de 60 μm et s'élève à des valeurs entre 6 et 8 Ω pour des diaphragmes d'oxyde étroits.

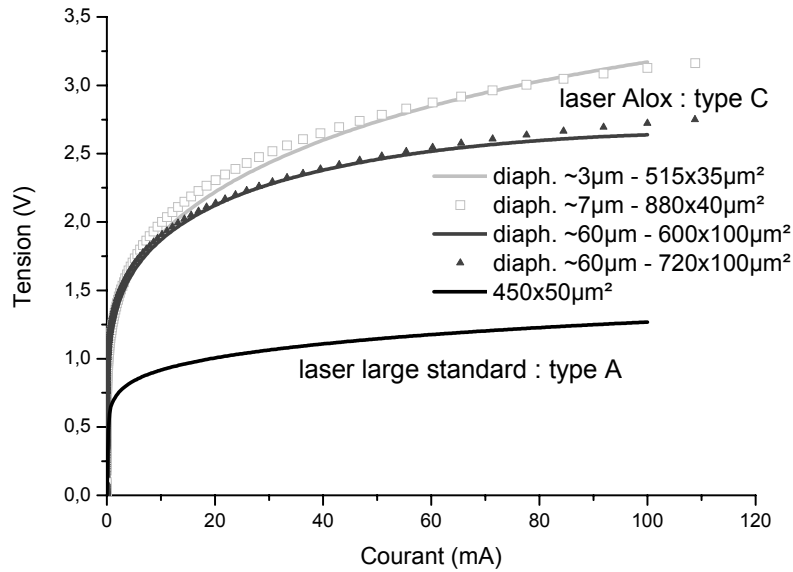


Figure 3.26 : Caractéristiques V(I) des lasers de type (A) et des lasers de type (C) en régime continu. Couche 1880 à PQ InGaAsN/GaAs et couche d'AlAs enterrée.

3.3.2.4 Influence de la température sur les caractéristiques P(I) en régime impulsionnel et continu

L'influence de la température a été mesurée tout d'abord sur un composant à diaphragme très étroit le laser L1 de dimensions $515 \times 35 \mu\text{m}^2$ ayant un diaphragme de $\sim 3 \mu\text{m}$. La figure 3.27 montre les différences entre les caractéristiques P(I) en régime impulsionnel et continu à 25°C . Elles mettent en évidence un échauffement important dû au fonctionnement en régime continu du composant. En effet, on observe une augmentation du courant de seuil de $58,4 \text{ mA}$ en régime impulsionnel à 83 mA en continu et une dégradation du rendement différentiel de $0,13 \text{ W/A}$ en pulsé à $0,062 \text{ W/A}$ en continu.

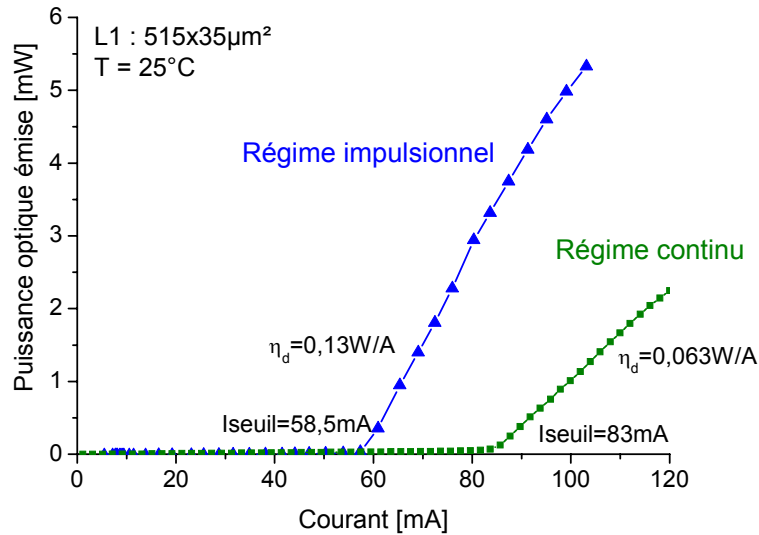


Figure 3.27 Comparaison des caractéristiques P(I) du laser L1 : 515x35 μm² en régime impulsionnel 500 ns/ms et en régime continu

La figure 3.28 (a) et la figure 3.27 (b) illustrent les évolutions de la caractéristique P(I) en température pour un fonctionnement en régime pulsé et en régime continu. En régime continu, le fonctionnement du laser a été limité à 1 mW afin d'éviter une éventuelle dégradation par un échauffement trop important. Les variations du courant de seuil en fonction de la température permettent de déterminer le paramètre caractéristique T_0 . En régime impulsionnel, il est égal à 63 K contre 50 K en régime continu (figure 3.29). Cette diminution de T_0 s'explique par le niveau de porteurs au seuil plus élevé en régime continu qu'en régime impulsionnel pour compenser les pertes dues à l'échauffement de la structure.

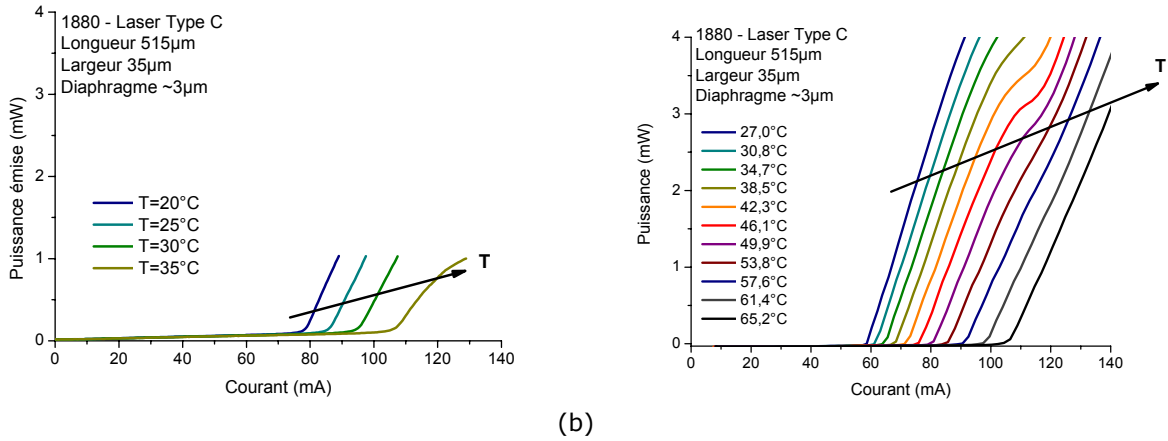


Figure 3.28 :
 (a) P(I) en régime continu de L1 : 515x35 µm² pour différentes températures
 (b) P(I) en régime impulsionnel de L1 : 515x35 µm² pour différentes températures.

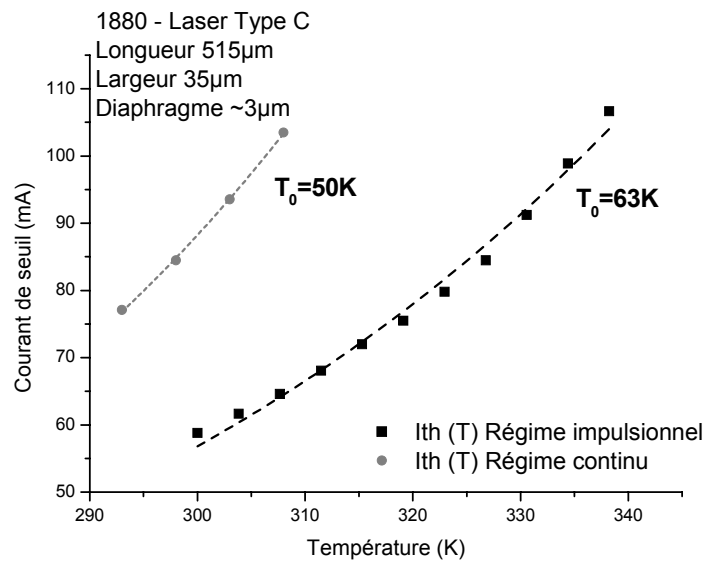


Figure 3.29 : Paramètre caractéristique T_0 du composant L1 : 515x35µm² en régime impulsionnel et continu.

D'autres mesures du paramètre T_0 ont également été effectuées en régime impulsionnel. La figure 3.30 présente l'évolution du courant de seuil en fonction de la température pour des diaphragmes d'oxyde de 3 et 13 µm pour des composants d'une même barrette de lasers de longueur 880µm non monté sur embase. On mesure un paramètre T_0 égal à 81 K pour le laser à diaphragme étroit et 80 K pour le laser à diaphragme large. Le paramètre caractéristique T_0 reste

constant quelle que soit la dimension du diaphragme d'oxyde ce qui confirme que la dimension du diaphragme n'influe pas sur les pertes au seuil.

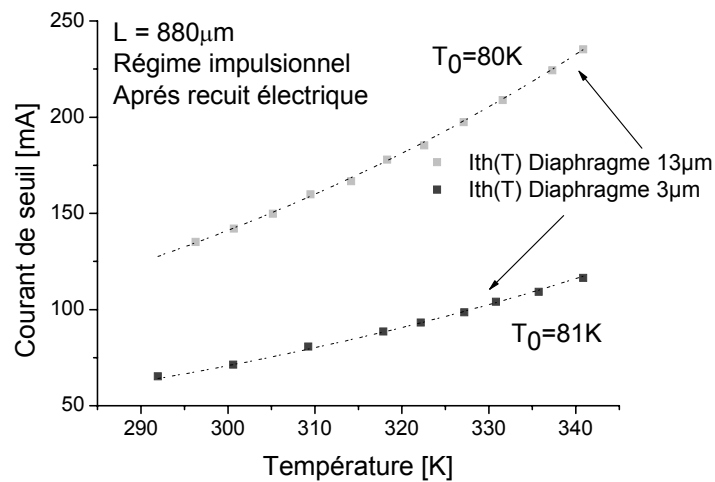


Figure 3.30 : Influence de la largeur du diaphragme sur le paramètre caractéristique T_0 pour des lasers de dimensions $880 \times 35 \mu\text{m}^2$ avec un diaphragme de $3 \mu\text{m}$ et $880 \times 45 \mu\text{m}^2$ avec un diaphragme de $13 \mu\text{m}$.

Nous avons également évalué les variations du paramètre T_0 en fonction de la longueur des composants montés sur embase. Les résultats obtenus sur deux lasers ($515 \times 36 \mu\text{m}^2$ et $720 \times 37 \mu\text{m}^2$) sont illustrés sur la figure 3.31. T_0 diminue pour des longueurs courtes de composants. En effet, on mesure 61 K pour le composant court et 70 K pour le long. Les composants courts ont un gain au seuil plus élevé ce qui nécessite une densité de porteurs plus importante. Il en découle que les effets thermiques sont plus importants. Cela se traduit par une sensibilité plus forte à la température. Ces résultats confirment les études théoriques évoquées dans le chapitre 1 : un composant long est nécessaire à l'obtention d'un T_0 important et donc d'une bonne tenue en température.

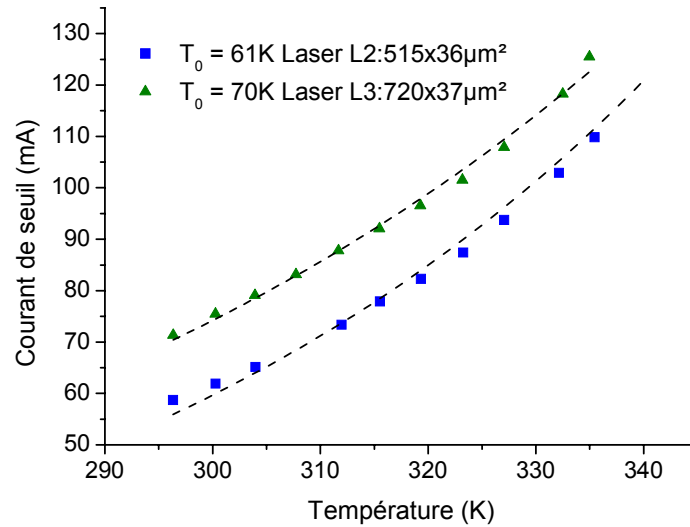


Figure 3.31 : Influence de la longueur des composant sur le paramètre T_0 en régime impulsionnel. (Composants sur embase).

Globalement pour cette structure 1880, en fonction de la taille du diaphragme et de la longueur de la cavité, le paramètre T_0 est compris dans la gamme 60-80 K en régime impulsionnel et diminue jusqu'à 50 K pour la longueur de cavité la plus courte en régime continu qui constitue le cas le plus défavorable.

3.3.2.5 Diagramme de rayonnement en régime impulsionnel

Nous avons fait l'acquisition du diagramme de rayonnement de nos lasers en régime impulsionnel sur un banc dédié. Ce banc est composé d'un socle fixe où l'on vient poser le laser sous pointes et d'un bras articulé, commandé par ordinateur, pouvant pivoter sur 180° , sur lequel on fixe une photodiode InGaAs qui capte le signal émis par le laser.

Quels que soient l'ouverture du diaphragme et le niveau de polarisation, le composant présente un diagramme de rayonnement perpendiculaire au plan des couches de type gaussien avec une demi largeur à $1/e^2$ de 50° (Figure 3.32a). Par contre parallèlement au plan des couches, la largeur du diaphragme et le niveau de polarisation ont un impact sur le rayonnement. Pour les diaphragmes jusqu'à $5\mu\text{m}$ de largeur, le champ émis est stable et gaussien ce qui correspond à un fonctionnement monomode de la diode. A titre d'illustration, la Figure 3.32b présente le champ obtenu pour le composant L1 : $515 \times 35 \mu\text{m}^2$ de diaphragme $3 \mu\text{m}$ pour des courants de polarisation allant jusqu'à 3 fois le courant de seuil du laser, sa demi-largeur à $1/e^2$ est de 11° .

Pour les diaphragmes plus larges, comme représenté sur la figure 3.33 pour le dispositif N11 : $880 \times 43 \mu\text{m}^2$, au voisinage du seuil à $I=1,1 \cdot I_{th}^{N11}$, le diagramme est gaussien et plus étroit, sa demi-largeur à $1/e^2$ est de $5,1^\circ$. Puis si on augmente la polarisation au delà de 1,2 fois le courant de seuil, le champ se déforme et s'élargit avec l'apparition progressive de deux lobes secondaires qui correspondent au mode d'ordre supérieur, comme illustré sur la figure 3.33 (b) pour une polarisation égale à deux fois le seuil.

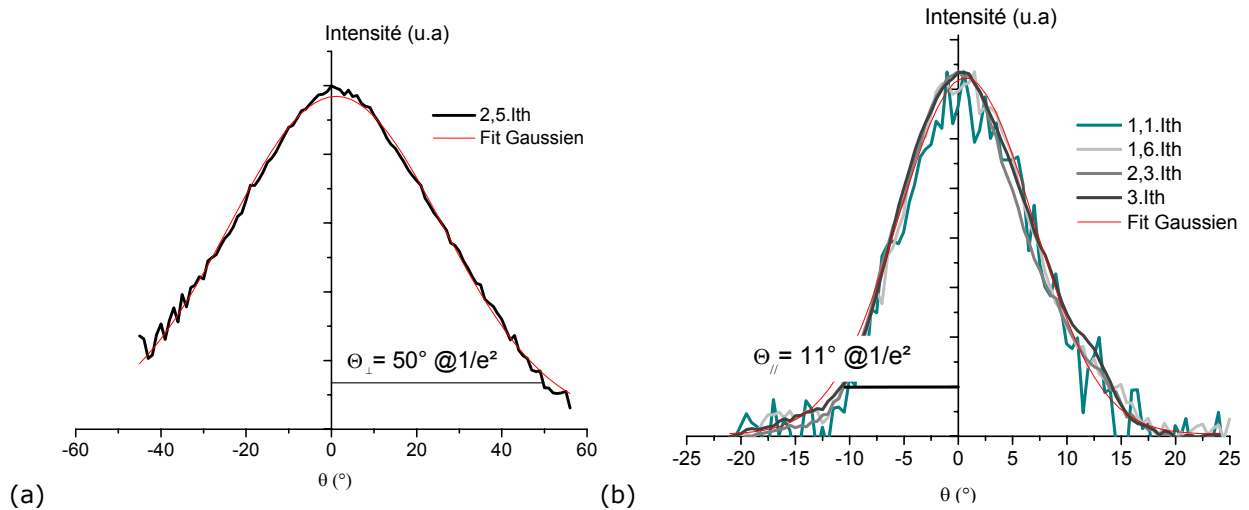


Figure 3.32 : Diagrammes de divergence de L1 : $515 \times 35 \mu\text{m}^2$ (diaphragme $\sim 3 \mu\text{m}$) à différents courants de polarisation, (a) vertical et (b) horizontal.

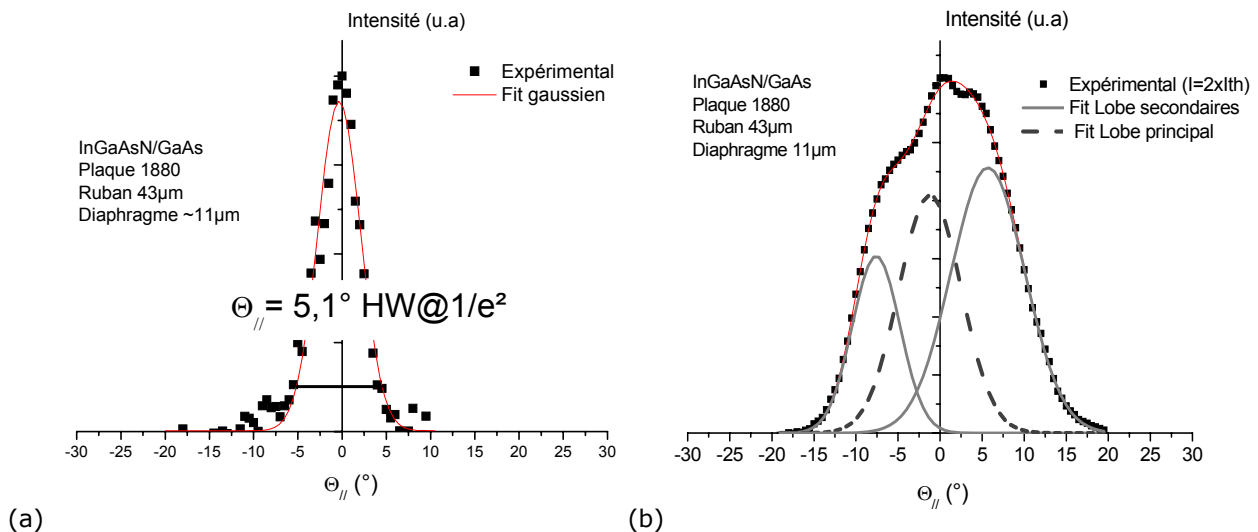


Figure 3.33 : Diagramme de divergence horizontal du composant N11 : $880 \times 43 \mu\text{m}^2$ (diaphragme $\sim 11 \mu\text{m}$) pour (a) $I=1,1 \times I_{thN11}$ et (b) $I=2 \times I_{thN11}$.

Nous avons comparé cette mesure expérimentale aux calculs théoriques menés avec la méthode des indices effectifs. La méthode de l'indice effectif [58] permet de considérer le guide bidimensionnel transverse électrique de la diode à ruban comme la superposition du guide transverse de l'empilement des couches et du guide latéral réalisé par le diaphragme d'oxyde. Cette méthode s'applique au cas des structures à faible guidage latéral comme c'est le cas pour la diode laser à ruban. La première étape consiste à calculer le mode optique en mode TE du guide défini par la structure multicouche dans et hors du diaphragme à partir des épaisseurs et de la nature des différentes couches la constituant. La résolution de l'équation de propagation des champs électrique et magnétique établie par les conditions de continuité des champs et de leurs dérivées aux interfaces permet de déterminer la constante de propagation du mode, l'indice effectif, le facteur de confinement ainsi que les profils de champ proche et de champ lointain associés. Le profil d'indices effectifs résultant constitue un guide fictif d'orientation TM qui est calculé de manière analogue. Le mode de propagation de la structure à ruban et ses caractéristiques sont ainsi déterminés. Il faut souligner que les calculs sont effectués en indice complexe pour prendre en compte l'influence de l'absorption et du gain des différentes couches.

La figure 3.34 présente le champ théorique du mode transverse de la structure. Sa demi-ouverture à $1/e^2$ égale à 52° est légèrement plus grande que la valeur expérimentale.

Pour la structure avec un diaphragme de $3\ \mu\text{m}$, nous avons déterminé un seul mode de propagation de demi-ouverture à $1/e^2$ égale à 12° avec un facteur de confinement latéral de 86%. Pour les structures avec des diaphragmes de $5\ \mu\text{m}$ et de $11\ \mu\text{m}$, il existe au moins deux modes de propagation. Les modes fondamentaux présentent une demi-ouverture à $1/e^2$ de 10° et de $5,5^\circ$ (figure 3.35). Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles mesurées expérimentalement. Pour la structure L1 : $515 \times 35\ \mu\text{m}^2$ à diaphragme de largeur $3\ \mu\text{m}$, l'écart de gain entre le mode fondamental et le mode supérieur, de l'ordre de $10\ \text{cm}^{-1}$, est suffisant pour assurer un fonctionnement monomode stable contrairement au cas de la structure à grand diaphragme où l'écart de seulement $1\ \text{cm}^{-1}$ peut conduire à la coexistence des deux premiers modes lors de l'augmentation de la polarisation comme observé expérimentalement.

La concordance de ces résultats nous permet de confirmer à la fois les dimensions des diaphragmes obtenus et le comportement modal de la structure à diaphragme d'oxyde.

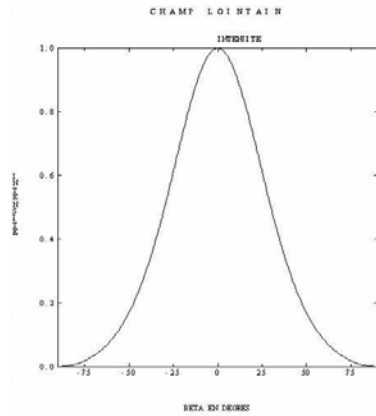


Figure 3.34 : Diagramme de rayonnement théorique du mode transverse de la structure

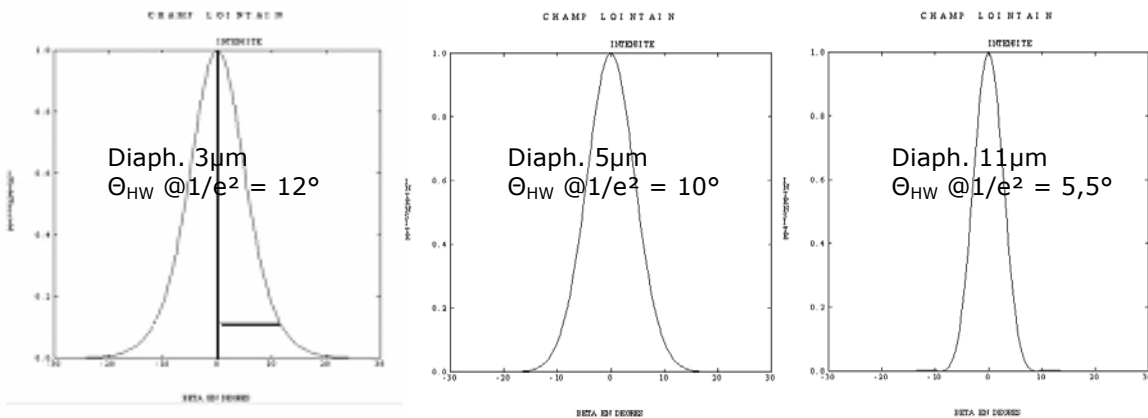


Figure 3.35 : Diagramme de rayonnement théorique des modes fondamentaux pour des diaphragmes de 3, 5 et 11 μm . Les angles à la demi-largeur (Θ_{HW}) à $1/e^2$ sont respectivement égaux à 12°, 10° et 5,5°.

3.3.2.6 Spectre d'émission en continu

La figure 3.36 présente une acquisition spectrale du composant L1:515x35 μm^2 au-dessus du courant de seuil (83mA en continu). On observe un pic principal étroit centré en 1324 nm à 25 °C. Le laser de diaphragme 3 μm est monomode latéral conformément aux études théoriques effectuées avec le logiciel ALCOR.

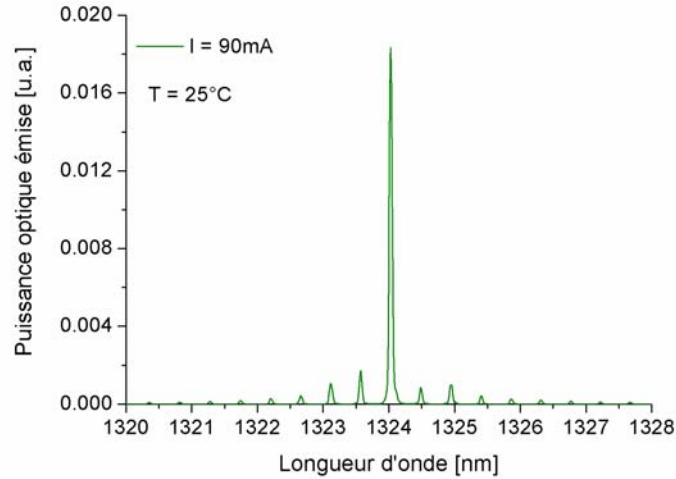


Figure 3.36 : Acquisition d'un spectre en régime continu sur OSA pour la DL L1:515x35 μm^2 au-dessus du courant de seuil à la température de 25 °C.

3.3.2.7 Mesure du gain optique par la méthode de Hakki-Paoli en régime continu

3.3.2.7.1 Principe de la méthode Hakki-Paoli

Hakki et Paoli [59, 60] ont proposé une méthode de détermination du gain optique à partir du spectre d'oscillations de la cavité Pérot Fabry. En effet, l'émission optique d'une diode laser en dessous du seuil reproduit la courbe de gain du milieu répartie sur les modes permis de la cavité. Dans une cavité Pérot Fabry de longueur L , de gain interne G , délimitée par deux miroirs de réflectivité R_1 et R_2 , se créent des interférences, dues aux multiples réflexions sur les miroirs. Si on considère un champ incident F_1 sur le miroir 1, le champ total résultant s'écrit F_{1T}^+ pour les interférences constructives et F_{1T}^- pour les interférences destructives :

$$F_{1T}^+ = \frac{F_1}{1 - \sqrt{R_1 R_2} \exp(GL)} \quad F_{1T}^- = \frac{F_1}{1 + \sqrt{R_1 R_2} \exp(GL)}$$

A partir de ces deux relations on peut extraire le gain interne :

$$G = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\sqrt{r} - 1}{\sqrt{r} + 1} \right) + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right)$$

où $\left(\frac{F_{1T}^+}{F_{1T}^-}\right)^2 = \frac{I_{max}(\lambda)}{I_{min}(\lambda)} = r$ est le rapport entre un maximum et un minimum consécutif du

spectre d'oscillations et $\frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right)$ constitue les pertes aux miroirs de la cavité.

Le gain interne G s'exprime par $G = \Gamma \cdot g - \alpha_i$ avec Γ le facteur de confinement, g le gain du matériau dans la zone active et α_i les pertes internes de la cavité. On peut ainsi définir le gain net G_{net} de la structure complète:

$$G_{net} = \Gamma \cdot g - \alpha_i - \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{\sqrt{r} - 1}{\sqrt{r} + 1}\right).$$

Finalement, le gain modal g_m de la structure donné par le produit du facteur de confinement par le gain du matériau peut être déterminé à partir de la relation

$$g_m = \Gamma \cdot g = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{\sqrt{r} - 1}{\sqrt{r} + 1}\right) + \alpha_i + \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right).$$

On peut noter que la valeur de gain mesurée dépend du contraste des franges d'interférences. Au seuil, le gain compense les pertes de la cavité et le gain net s'annule. Par conséquent, pour pouvoir atteindre des valeurs de gain voisines du seuil, il faut disposer d'un système d'acquisition avec une très grande dynamique de mesure. En régime continu, notre analyseur de spectre optique présente une dynamique de l'ordre de 40 dB ce qui correspond à une minimisation du gain au seuil de l'ordre de 2 cm^{-1} pour une longueur de cavité de 1 mm.

3.3.2.7.2 Détermination des spectres de gain

A partir d'une acquisition spectrale sous le seuil avec l'analyseur de spectre optique, nous déterminons directement le gain optique grâce à la méthode de Hakki-Paoli. A titre d'exemple, nous avons reporté sur la figure 3.37 un spectre d'émission optique typique pour une polarisation légèrement inférieure au seuil d'émission laser. Nous pouvons observer la bonne résolution et discrimination des modes de la cavité sur la partie dilatée de la courbe.

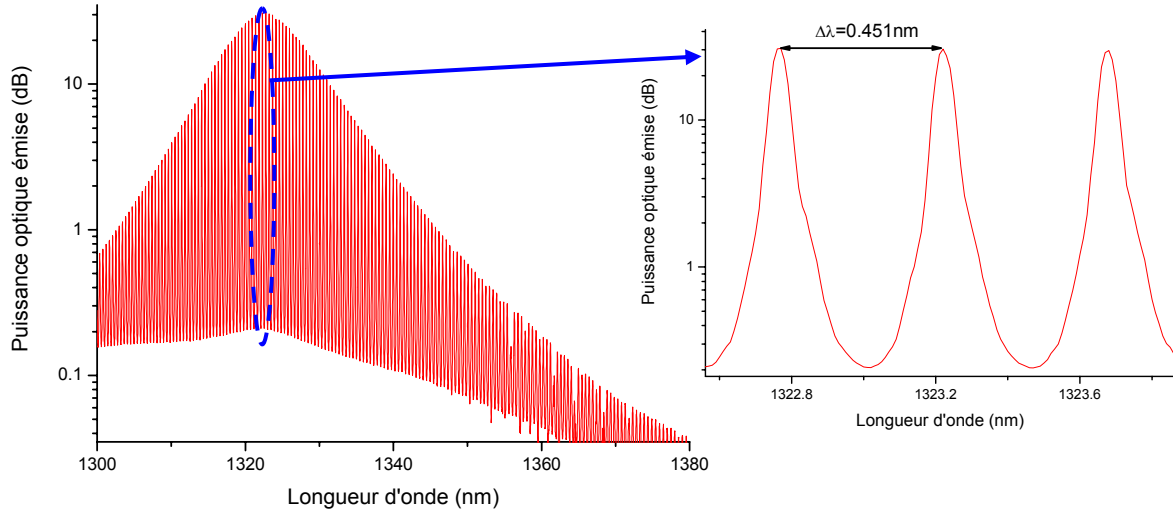


Figure 3.37 Spectre en régime continu sous le seuil (Composant L1 :515x35 μm^2)

Après avoir réalisé des acquisitions spectrales pour différents courants de polarisation et différentes températures, nous avons procédé au calcul du gain optique net de la DL, avec la formule de Hakki-Paoli. Ainsi, la figure 3.38 présente les spectres de gain obtenus pour trois injections ($I=30, 45$ et 80 mA) à température ambiante. Aux grandes longueurs d'onde, les trois courbes tendent vers une valeur constante du gain qui correspond aux pertes totales du composant. Connaissant la longueur de cavité ($L=515 \mu\text{m}$) et le coefficient de réflectivité ($R=0.29$), on calcule 24 cm^{-1} de pertes aux miroirs. On peut ainsi évaluer les pertes internes dans la gamme $6\text{-}12 \text{ cm}^{-1}$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la valeur de 7 cm^{-1} déterminée par la mesure du rendement quantique interne sur les composants larges de la même plaquette.

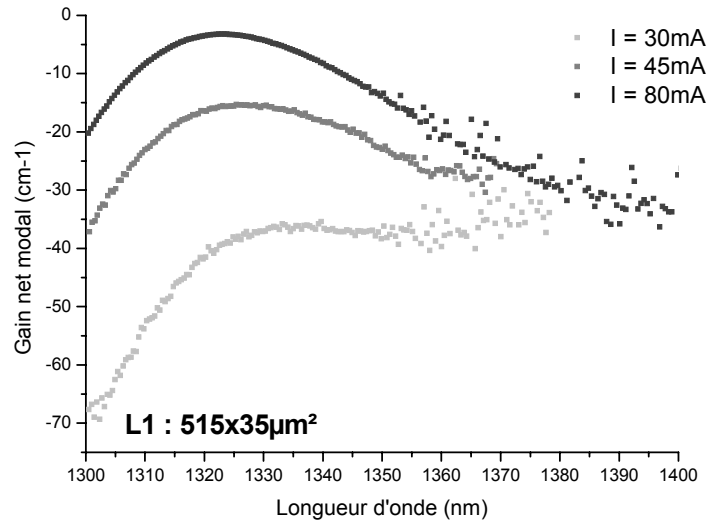


Figure 3.38 : Evolution du spectre de gain modal calculé à l'aide de la formule d'Hakki-Paoli pour 3 valeurs de courant et réflectivité $R=1$ de la DL L1 : $515 \times 35 \mu\text{m}^2$

La figure 3.39 présente l'évolution du maximum de gain modal en fonction du courant injecté. Sur cette courbe, nous avons également reporté le point correspondant au seuil. On retrouve la croissance logarithmique du gain et la minimisation du gain au voisinage du seuil due aux limitations de la dynamique du système de mesure.

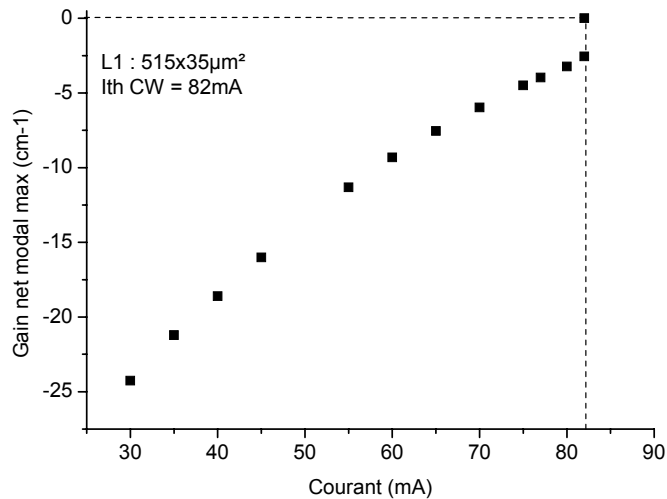


Figure 3.39 : Evolution du maximum du spectre de gain calculé à l'aide de la formule d'Hakki Paoli en fonction du courant injecté pour la DL L1: $515 \times 35 \mu\text{m}^2$.

L'influence de la température sur le spectre de gain et le décalage spectral a également été étudiée. Comme illustré sur la figure 3.40, on observe une diminution du gain de $0,20 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$

lorsque la température augmente, et un décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde de 0,62 nm/K.

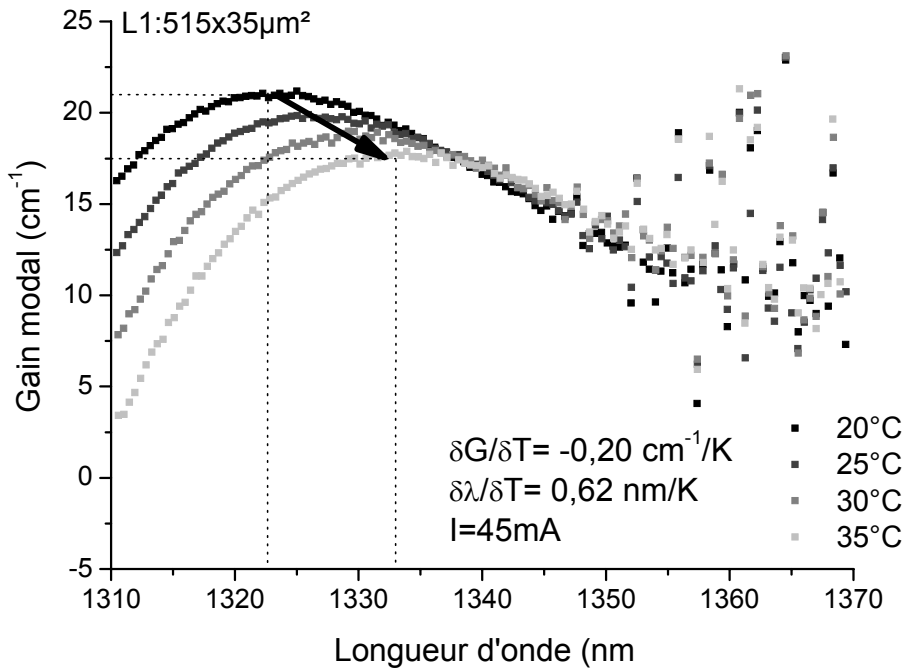


Figure 3.40 : Evolution du gain optique expérimental avec la température pour la DL L1 : 515x35 μm² à I=45 mA .

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 lors de la présentation de l'outil de modélisation CADILAC, le $\frac{d\lambda}{dT}$ théorique est égal à +0.45 nm/K et la variation du gain maximum en fonction de la température $(\frac{dG}{dT})_{\text{MAX}}$ correspondant à une diminution de 17,3 cm⁻¹ par Kelvin. En tenant compte d'un facteur de confinement de 4,1 %, on calcule la variation du gain modal théorique en fonction de la température : $(\frac{dG}{dT})_{\text{MOD}} = 0,54 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$. Le léger écart théorie /expérience s'explique par la non prise en compte des effets de renormalisation de la bande interdite avec la température.

3.3.2.7.3 Comparaison avec le modèle et analyse

Nous rappelons que le logiciel CADILAC permet de calculer les spectres de gain théoriques en fonction de la densité de porteurs en tenant compte de la composition de la zone active et de ces dimensions. Il en découle qu'en ajustant les compositions du quaternaire $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{N}_{1-y}$ à $x=0,62$ et $y=0,9925$ et en tenant compte des dimensions de la zone active de la couche 1880 ($L_w=7 \text{ nm}$,

$d_{\text{bar}}=100$ nm), nous sommes en mesure de calculer les spectres $G(N)$ correspondant à notre structure. Nous pouvons dès lors comparer les spectres $G(I)$ expérimentaux aux spectres $G(N)$ théoriques.

La comparaison du gain modélisé avec le logiciel CADILAC et les résultats obtenus expérimentalement est présentée sur la figure 3.41. La convolution par une gaussienne de 12meV de largeur permet de tenir compte de l'inhomogénéité du quaternaire InGaAsN. Des densités de porteurs comprises entre $2,64 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $1,85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sont nécessaires pour simuler les courbes expérimentales de gain pour des courants inférieurs au courant de seuil du composant L1 : $515 \times 35 \mu\text{m}^2$ égal à 82 mA. Les niveaux d'injection se situent dans une gamme qui témoigne en faveur d'une bonne qualité des puits quantiques.

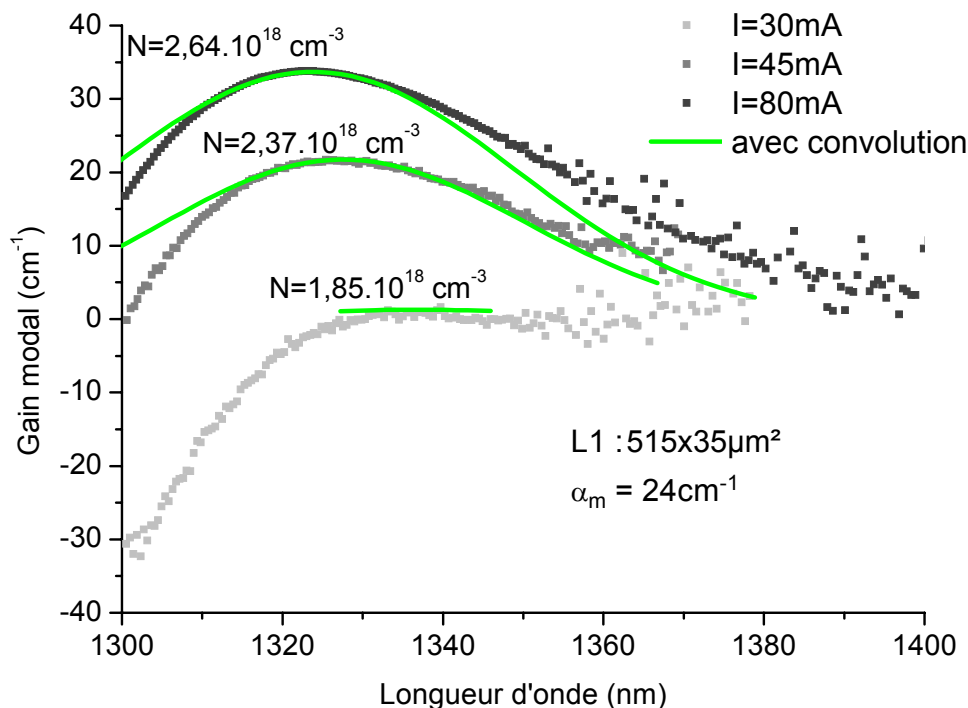


Figure 3.41 : Comparaison des spectres de gain obtenus théoriquement par CADILAC et expérimentalement pour une DL L1: $515 \times 35 \mu\text{m}^2$ à la température de 25°C . Les densités de porteurs N sont indiquées pour les courbes de gain avec convolution.

A partir de cette confrontation théorie/expérience, nous pouvons extraire l'évolution du maximum de gain en fonction de la densité de porteurs illustré sur la figure 3.42 et en déduire la valeur du gain différentiel qui est égale à $10,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ à 25°C en tenant compte de l'élargissement inhomogène des puits quantiques.

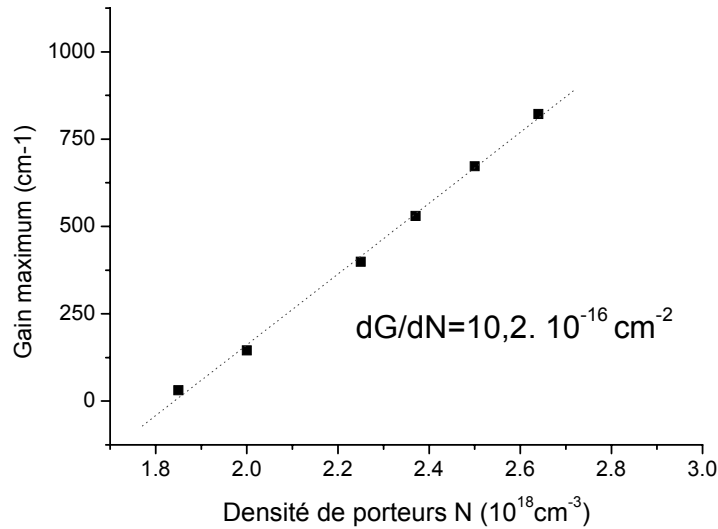


Figure 3.42 : Evolution du maximum du spectre de gain simulé par CADILAC en fonction de la densité de porteurs à la température de 25 °C.

La figure 3.43 présente les variations de la densité de courant en fonction de la densité de porteurs $J_{tot}^{puits}(N)$ à 25 et 35 °C pour le composant L1 :515x35 μm^2 . Ces variations, tirées de l'expérience, ne suivent pas la relation conventionnelle :

$$J_{tot}^{puits} = q \cdot V \cdot N \left(\frac{n}{\tau_{nr}} + B \cdot n^2 + C_{auger} \cdot n^3 \right)$$

Cela laisse à penser que les contributions des puits quantiques ne sont pas uniformes. Pour dégager un ordre de grandeur pour C_{auger} et τ_{nr} , nous avons soustrait la densité de courant des porteurs radiatifs donnée par le logiciel CADILAC à la densité de courant totale. On estime alors un τ_{nr} approximatif de 20ns et un C_{auger} de $3,8 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ à 25 °C et de $5,5 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ à 35 °C. Même si une légère augmentation du coefficient Auger avec la température a déjà été rapportée dans la littérature [61], l'incertitude sur les coefficients Auger, illustré sur la figure 3.43, ne nous permet pas de conclure sur cette augmentation.

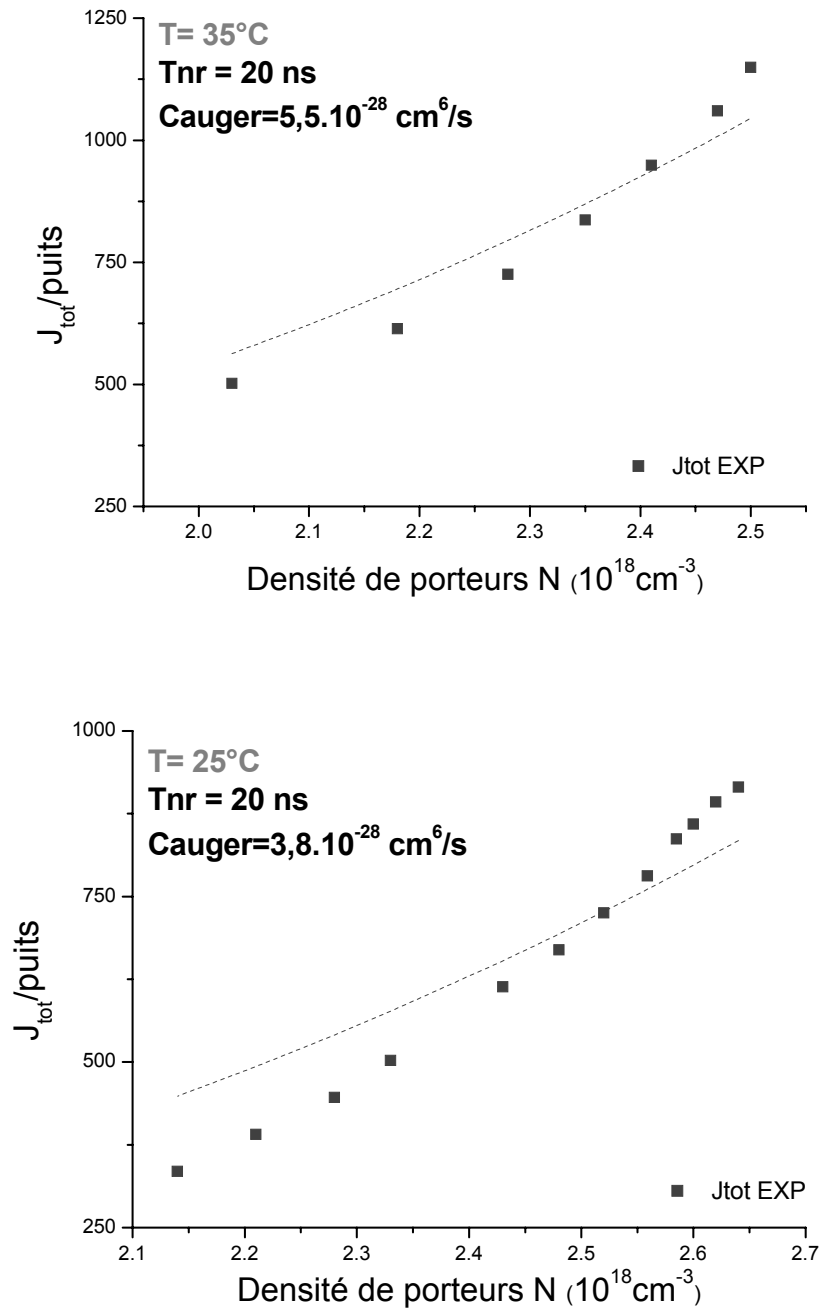


Figure 3.43 : Densité de courant de seuil total J_{tot} en fonction de la densité de porteurs N à 25 °C et 35 °C pour le composant L1 : 515x35 μm^2 .

Les coefficients Auger estimés sont du même ordre de grandeur que les valeurs reportées dans la littérature [36]. A titre d'exemple, un C_{auger} égal à $3 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ avait été mesuré sur un composant InGaAsN/GaAs du LPN au cours du projet AHTOS. Nos résultats concernant ce paramètre semblent donc cohérents. Par contre, la durée de vie des porteurs non radiatifs de 20 ns est beaucoup plus élevée que celle mesurée lors de la PL résolue en temps (0,5 ns).

Pour expliquer cette différence, nous rappelons que la PL résolue en temps avait été réalisée sur un morceau de la plaque 1880 ayant subi une gravure de la couche de contact de GaAs et que l'échantillon n'avait subi aucun recuit électrique de stabilisation. Ceci étant, pour le laser L1 : $515 \times 35 \mu\text{m}^2$, en régime impulsif, le courant de seuil avant recuit électrique est de 112 mA (cf. figure 3.25). Après recuit, il est égal à 64 mA en régime impulsif et 83 mA en régime continu. En considérant que le rapport entre les courants de seuil en régime impulsif et continu est identique avant et après le recuit électrique, nous estimons que le courant de seuil continu équivalent avant recuit électrique est de 143 mA. En prenant comme hypothèse que le recuit électrique n'influe pas sur le coefficient C_{Auger} et le courant radiatif, on peut alors calculer le τ_{nr} théorique avant recuit électrique. Ainsi, la durée de vie des porteurs non radiatifs avant recuit électrique est évaluée à 0,4 ns. Cette valeur est tout à fait comparable aux 0,5 ns mesurés avec la PL résolue en temps et tend à valider notre hypothèse selon laquelle l'étape de recuit électrique de stabilisation engendre une très forte amélioration de la durée de vie non radiative des porteurs dans la structure.

En introduisant les valeurs estimées de la durée de vie et du coefficient Auger, dans l'outil de modélisation, on retrouve l'ordre de grandeur de la valeur la température caractéristique, ce qui est cohérent avec l'approche théorique proposée.

3.4 Conclusion

Nous avons validé le procédé technologique sur des couches laser à puits quantique GaAs. Nous avons évalué l'influence du procédé technologique sur les performances statiques du composant : puissance émise, résistances séries, tension de coude ou encore rendement différentiel. Nous avons montré que ni la présence de la couche d'AlAs, ni la gravure profonde ou encore l'injection latérale des porteurs n'ont d'influence sur les caractéristiques optiques des composants, validant ainsi le procédé technologique. Nous avons noté cependant une déformation et un décalage de la caractéristique électrique $V(I)$ pour les structures ayant subi une oxydation latérale.

La seconde partie du chapitre a porté sur la réalisation et la caractérisation de la structure épitaxiée. La source plasma spécifiquement aménagée a permis de réaliser des interfaces abruptes et des structures à multipuits quantiques sans présence d'azote dans les barrières. Nous avons vérifié la qualité de la structure et du milieu actif InGaAsN par analyse SIMS, réflectométrie laser et photoluminescence.

La troisième partie a détaillé la caractérisation des diodes réalisées. Des structures larges ont tout d'abord permis d'obtenir une émission laser à $1,32 \mu\text{m}$ avec une densité de courant de seuil autour de 1 kA/cm^2 pour un composant de $50 \times 1000 \mu\text{m}^2$ et une sensibilité à la température de 67 K . Les pertes internes ont été estimées à 7 cm^{-1} et le rendement quantique interne à 17% . Nous nous sommes ensuite consacrés à la caractérisation approfondie des lasers à diaphragme d'oxyde. Nous avons montré qu'un recuit électrique est nécessaire afin de stabiliser les dispositifs à diaphragme issus de ce premier prototype de structure à multipuits quantiques InGaAsN/GaAs. Nous avons estimé un élargissement latéral des lignes de courant d'environ $2 \mu\text{m}$ par rapport à l'ouverture de diaphragme. Nous avons mis en évidence que le passage d'un fonctionnement en régime impulsif à un régime continu entraîne une diminution de 63 K à 50 K de la température caractéristique pour un composant de $515 \mu\text{m}$. Nous avons constaté une insensibilité de la température caractéristique T_0 à une variation de la largeur du diaphragme ce qui suggère que les pertes au seuil de la cavité sont indépendantes de la largeur du diaphragme dans la gamme de largeur considérée. Pour les rubans les plus étroits, nous avons obtenu un fonctionnement monomode stable avec une ouverture similaire aux prévisions théoriques. La mesure du diagramme de rayonnement nous a ainsi permis de confirmer les dimensions des diaphragmes réalisés et de valider l'étude théorique du comportement modal de la structure à diaphragme d'oxyde. Nous avons mesuré et analysé les spectres de gain obtenus sous le seuil d'émission laser à partir de la méthode de Hakki et Paoli. Nous en avons déduit la valeur des pertes internes située autour de 10 cm^{-1} . Nous avons comparé ces spectres à ceux issus de la modélisation. Nous avons ajusté les compositions des puits quantiques et introduit une convolution du gain pour tenir compte des inhomogénéités des puits. La confrontation nous a alors permis d'estimer la valeur du gain différentiel, de la durée de vie non radiative ainsi que celle du coefficient Auger et de valider notre approche théorique.

L'ensemble de ces résultats a mis en évidence le bon fonctionnement de la structure laser à injection latérale et diaphragme d'oxyde que nous avons proposée. Ils ont mis en avant le comportement monomode avec une excellente stabilité de fonctionnement et ce même pour de forts courants de polarisation, conformément aux études théoriques.

Les températures caractéristiques T_0 mesurées se situent dans la gamme 50 à 80 K pour des longueurs de cavités comprises entre 515 et $880 \mu\text{m}$ et correspondent aux valeurs théoriques. Par conséquent, des valeurs supérieures à la centaine de kelvin semblent accessibles pour des longueurs de cavités supérieures au millimètre.

CONCLUSION

Les réseaux d'accès reposeront sur l'utilisation de composants mettant en œuvre des technologies simples et à faible coût. Les travaux de cette thèse ont porté sur l'étude d'une source laser à puits quantiques InGaAsN, épitaxie sur substrat GaAs, et comportant une structure ruban à base d'un diaphragme Alo_x. L'objectif a été d'évaluer l'apport de cette structure principalement selon trois critères de qualités : stabilité du fonctionnement modal, insensibilité à la température ($T_0 > 50\text{K}$) et potentialités pour répondre à des débits de 10Gb/s.

Le premier volet de ce travail a porté sur la conception et l'optimisation de la structure InGaAsN pour autoriser une émission à 1,3 μm avec de bonnes performances. Le développement de cette filière de matériau étant récent, nous nous sommes appuyés sur le développement d'un outil de conception incluant la modélisation de la structure de bande. L'exploitation de ce modèle nous a permis de dégager des critères de conception. Nous avons montré que pour atteindre une émission à 1,3 μm en minimisant la densité de courant de seuil, et en maximisant les performances dynamiques, le meilleur compromis est d'introduire une forte concentration d'indium jusqu'à la limite de relaxation des contraintes, d'introduire simultanément une très faible concentration d'azote et de réaliser des structures comportant trois puits quantiques InGaAsN. Nous avons ensuite évalué la sensibilité à la température de la structure optimisée et nous avons mis en évidence l'existence d'un compromis sur la longueur et les pertes de la cavité, pour optimiser les performances en régime dynamique et l'insensibilité à la température. Nous avons montré qu'une modulation directe à 10Gb/s peut être atteinte pour des cavités de l'ordre de 300 μm alors que l'insensibilité à la température devient significative ($T_0 \sim 100\text{K}$) pour des cavités de l'ordre de 1mm. Enfin, nous avons analysé le comportement de la diode ruban à diaphragme d'oxyde. Nous avons établi qu'un diaphragme de largeur comprise entre 2 et 3 μm situé à 70-80 nm de la zone active, permet d'obtenir un fonctionnement monomode avec une répartition de champ, compatible avec le couplage dans une fibre optique. Par leurs propriétés optoélectroniques, les puits quantiques InGaAsN permettent l'obtention de confinement adéquat dans les structures laser, en particulier dans les structures à diaphragme d'oxyde. Nous avons montré les potentialités de la structure à diaphragme d'oxyde pour obtenir une émission monomode stable à 1,3 μm et une sensibilité à la température moindre que celle des diodes laser InGaAsP/InP. Nous avons pour cette étude utilisé une modélisation couplé optique-électrique-thermique, approche nécessaire pour développer par la suite une analyse de performances exhaustive, et dégager les limites de performances de ces structures.

Le second volet a été consacré à la réalisation expérimentale de la structure à diaphragme d'oxyde proposée. Nous avons développé un procédé technologique reproductible permettant d'obtenir des diaphragmes d'oxyde uniformes sur de grandes longueurs grâce à un protocole expérimental strict et à un système de mélangeur et d'évaporateur électroniques. Nous avons ensuite constaté que la couche une fois oxydée, ne pouvait plus être soumise à une température supérieure à 250 °C sous peine de délaminage. En tenant compte de ces contraintes technologiques, nous avons proposé une structure laser originale à injection latérale des porteurs en reportant le contact N en face avant de sorte à réaliser l'étape de recuit ohmique avant l'étape d'oxydation latérale. Enfin, nous avons mis au point l'ensemble du procédé de réalisation de la structure incorporant un diaphragme d'oxyde.

La réalisation et la caractérisation de diodes laser à diaphragme d'oxyde ont constitué la dernière phase de ce travail. Nous avons présenté tout d'abord la validation du concept et du procédé de réalisation de structures à diaphragme d'oxyde sur des structures actives conventionnelles à un puits quantique GaAs. Nous avons évalué l'influence du procédé sur les performances du composant et montré une légère altération des caractéristiques électriques qui ne pénalisent pas le fonctionnement optique des composants. Nous avons ensuite développé le procédé sur une structure InGaAsN. Nous avons montré la qualité de la structure élaborée à partir des caractérisations de la plaque épitaxiée et des caractérisations de diodes larges. Nous avons obtenu en régime impulsionnel, une densité de courant de seuil de l'ordre du 1kA/cm² pour un composant de 50x1000 μm² avec une sensibilité à la température voisine de 67 K. Nous avons enfin mené une caractérisation approfondie des dispositifs à diaphragme d'oxyde réalisés. Nous avons mis en évidence qu'un recuit électrique était nécessaire pour stabiliser leurs caractéristiques et que le fonctionnement en régime continu dégradait la sensibilité à la température de 63 K à 50 K par rapport à un fonctionnement en régime impulsionnel. La confrontation des diagrammes de rayonnement théoriques et expérimentaux a confirmé à la fois les dimensions des diaphragmes réalisés et le comportement modal stable de la structure. L'analyse des propriétés de gain optique a permis d'évaluer les pertes internes et d'estimer la durée de vie des porteurs et le coefficient Auger. Les valeurs déduites sont cohérentes avec l'ensemble des autres mesures effectuées ainsi qu'avec les résultats issus de la modélisation.

L'ensemble de cette étude montre que l'incorporation d'alliage InGaAsN dans les structures à diaphragme d'oxyde ouvre la voie à de nouveaux types de diodes laser pour les télécommunications optiques ou pour des domaines d'applications en émergence tels que

l'instrumentation ou les applications médicales. Les outils de modélisation et conception développés au cours de ce travail pourront être mis à profit pour poursuivre selon la même approche cette première étude et développer des sources répondant à un cahier des charges donné. La maîtrise de cette technologie d'oxydation latérale permet en outre d'envisager son utilisation pour une large gamme de dispositifs. Elle peut être mise à profit pour adresser électriquement des émetteurs à photon unique [62, 63], pour réaliser des microcavités à fort coefficient de qualité [64]. Elle ouvre la voie au développement de dispositifs pour l'intégration photonique planaire tels que le convertisseur de mode [65]. Son exploitation associée à des cristaux photoniques permettra de proposer une ingénierie de cavité conduisant à la définition de nouvelles fonctions optiques et de nouveaux concepts de structures pour les futurs systèmes optiques.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki, and Y. Yazawa, "GaInNAs: a novel material for long-wavelength-range laser diodes with excellent high-temperature performance," *JJAP*, vol. 35, pp. 1273-1275, 1996.
- [2] P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, and T. Van Dongen, "Progress in long wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor lasers and amplifiers," *IEEE JQE*, vol. 30, pp. 477-499, 1994.
- [3] S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, Y. Yoshikuni, and K. Yokoyama, "Theoretical analysis of pure effects of strain and quantum confinement on differential gain in InGaAsP/InP strained-layer quantum-well lasers," *IEEE JQE*, vol. 30, pp. 500-509, 1994.
- [4] K. Takemasa, T. Munakata, M. Kobayashi, H. Wada, and T. Kamijoh, "1.3- μm AlGaInAs–AlGaInAs Strained Multiple-Quantum-Well Lasers with a p-AlInAs Electron Stopper Layer," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 10, pp. 495-497, 1998.
- [5] T. Higashi, S. J. Sweeney, A. F. Phillips, A. R. Adams, E. O'Reilly, T. Uchida, and T. Fujii, "Experimental Analysis of Temperature Dependence in 1.3- μm AlGaInAs–InP Strained MQW Lasers," *IEEE JSTQE*, vol. 5, pp. 413-419, 1999.
- [6] H. Wada, K. Takemasa, T. Munakata, M. Kobayashi, and T. Kamijoh, "Effects of Well Number on Temperature Characteristics in 1.3 μm AlGaInAs–InP Quantum-Well Lasers," *IEEE JSTQE*, vol. 5, pp. 420-427, 1999.
- [7] R. Paiella, P. A. Kiely, A. Ougazzaden, J. W. Stayt, A. Sirenko, G. Derkits, K. Glogovsky, C. C. Wamsley, C. W. Lentz, L. E. Eng, and L. J. P. Ketelsen, "10 Gbit/s transmitter based on directly modulated InGaAlAs laser operating up to 126°C," *El. Lett.*, vol. 39, 2003.
- [8] K. Nakahara, T. Tsuchiya, T. Kitatani, K. Shinoda, T. Kikawa, F. Hamano, S. Fujisaki, T. Taniguchi, E. Nomoto, M. Sawada, and T. Yuasa, "12.5-Gb/s Direct Modulation Up to 115 C in 1.3 μm InGaAlAs-MQW RWG DFB Lasers With Notch-Free Grating Structure," *J. Light Tech.*, vol. 22, pp. 159-165, 2004.
- [9] R. Paoletti, M. Agresti, D. Bertone, L. Bianco, C. Bruschi, A. Buccieri, R. Campi, C. Dorigoni, P. Gotta, M. Liotti, G. Magnetti, P. Montangero, G. Morello, C. Rigo, E. Riva, G. Rossi, D. Soderstrom, A. Stano, P. Valenti, M. Vallone, and M. Meliga, "Highly reliable and high-yield 1300-nm InGaAlAs directly modulated ridge fabry-Perot lasers, operating at 10-gb/s, up to 110/spl deg/C, with constant current swing," *J. Light Tech.*, vol. 24, pp. 143-149, 2006.
- [10] A. Markus, A. Fiore, J. D. Ganiere, U. Oesterle, J. X. Chen, B. Deveaud, M. Ilegems, and H. Riechert, "Comparison of radiative properties of InAs quantum dots and GaInNAs quantum wells emitting around 1.3 μm ," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 911-913.
- [11] A. Fiore, U. Oesterle, R. P. Stanley, R. Houdre, F. Lelarge, M. Ilegems, P. Borri, W. Langbein, D. Birkedal, J. M. Hvam, M. Cantoni, and F. Bobard, "Structural and electrooptical characteristics of quantum dots emitting at 1.3 μm on gallium arsenide," *IEEE JQE*, vol. 37, pp. 1050-1058.
- [12] A. Markus, J. X. X. Chen, O. Gauthier Lafaye, J. G. Provost, C. Paranthoen, and A. Fiore, "Impact of intraband relaxation on the performance of a quantum-dot laser," *IEEE JSTQE*, vol. 9, pp. 1308-1314.
- [13] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "Low-threshold high-T-O 1.3- μm InAs quantum-dot lasers due to P-type modulation doping of the active region," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 14, pp. 1231-1233.
- [14] S. Fathpour, Z. Mi, P. Bhattacharya, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, I. L. Krestnikov, A. V. Kozhukhov, and N. N. Ledentsov, "The role of Auger recombination in the temperature-dependent output characteristics (T-0 = infinity) of p-doped 1.3 μm quantum dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, pp. 5164-5166.

- [15] Novikov, II, N. Y. Gordeev, L. Y. Karachinskii, M. V. Maksimov, Y. M. Shernyakov, A. R. Kovsh, I. L. Krestnikov, A. V. Kozhukhov, S. S. Mikhrin, and N. N. Ledentsov, "Effect of p-doping of the active region on the temperature stability of InAs/GaAs QD lasers," *Semiconductors*, vol. 39 (4), pp. 477-480.
- [16] L. Zhang, "InAs quantum dot DFB lasers on GaAs for uncooled 1310nm fiber communications," *Presentation at OFC*, 2003.
- [17] N. Hatori, "20°C-70°C temperature independent 10Gb/s operation of directly modulated laser diode using p-doped quantum dots," *European Conference on Optical communication*, 2004.
- [18] B. Dagens, A. Martinez, J.-G. Provost, D. Make, O. Le Gouezigou, L. Ferlazzo, K. Merghem, A. Lemaitre, A. Ramdane, and B. Thedrez, "High extinction ratio and high-temperature 2.5-Gb/s floor-free 1.3- μm transmission with a directly modulated quantum dot laser," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 18, pp. 589 - 591, 2006.
- [19] M. Kondow, T. Kitatani, S. Nakatsuka, M. C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai, and K. Uomis, "GaInNAs: a novel material for long-wavelength semiconductor lasers," *IEEE JSTQE*, vol. 3, pp. 719-730, 1997.
- [20] D. Gollub, S. Moses, and A. Forchel, "Comparison of GaInNAs laser diodes based on two to five quantum wells," *IEEE JOE*, vol. 40, pp. 337-342, 2004.
- [21] N. Tansu, N. J. Kirsch, and L. J. Mawst, "Low-threshold-current-density 1300-nm dilute-nitride quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, pp. 2523-2525, 2002.
- [22] D. A. Livshits, A. Y. Egorov, and H. Riechert, "8W continuous wave operation of InGaAsN lasers at 1.3 μm ," *El. Lett.*, vol. 36, pp. 1381-1382, 2000.
- [23] S. Sato, "Low threshold and high characteristic temperature 1.3 μm range GaInNAs lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition," *JJAP*, vol. 39, pp. 3403-3405, 2000.
- [24] N. Jikutani, S. Sato, T. Takahashi, A. Itoh, M. Kaminishi, and S. Satoh, "Threshold current density analysis of highly strained GaInNAs multiple quantum well lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition," *JJAP*, vol. 41, pp. 1164-1167, 2002.
- [25] C. Setiagung, H. Shimizu, Y. Ikenaga, K. Kumada, and A. Kasukawa, "Very low threshold current density of 1.3- μm -range GaInNAsSb-GaNAs₃ and 5 QWs lasers," *IEEE JSTQE*, vol. 9, 2003.
- [26] Y. Q. Wei, J. S. Gustavsson, A. Haglund, P. Modh, and M. Sadeghi, "High-frequency modulation and bandwidth limitations of GaInNAs double-quantum-well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, 2006.
- [27] S. M. Wang, Y. Q. Wei, Z. Q.X., M. Sadeghi, and A. Larsson, "Very Low threshold current density 1.3 μm GaInNAs single-quantum well lasers grown by molecular beam epitaxy," *J. Cryst. Growth*, vol. 278, pp. 734-738, 2005.
- [28] A. Martinez, J.-G. Provost, B. Dagens, V. Sallet, D. Jahan, K. Merghem, L. Ferlazzo, J. Landreau, and A. Ramdane, "9.7 GHz small-signal bandwidth of 3-quantum well GaInNAs/GaAs lasers diodes operating at 1.35 μm ," *El. Lett.*, vol. 40, pp. 425, 2004.
- [29] S. Illek, A. Ultsch, B. Borchert, A. Y. Egorov, and H. Riechert, "Low threshold lasing operation of narrow stripe oxide-confined GaInNAs/GaAs multiquantum well lasers at 1.28 μm ," *El. Lett.*, vol. 36, pp. 725-726, 2000.
- [30] M. Reinhardt, M. Fischer, M. Kamp, and A. Forchel, "7.8 GHz small-signal modulation bandwidth of 1.3 μm DQW GaInAsN/GaAs laser diodes," *El. Lett.*, vol. 36, pp. 1025-1026, 2000.
- [31] D. Gollub, S. Moses, and A. Forchel, "1.3 μm double quantum well GaInNAs distributed feedback laser diode with 13.8 GHz small signal modulation bandwidth," *El. Lett.*, vol. 40, pp. 1181-1182, 2004.
- [32] W. Shan, J. W. Ager III, K. M. Yu, W. Walukiewicz, E. E. Haller, M. C. Martin, W. R. McKinney, and W. Yang, "Effect of nitrogen on the band structure of GaInNAs alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, pp. 443-447, 1999.

- [33] H. Carrere, X. Marie, J. Barrau, T. Amand, S. Ben Bouzid, V. Sallet, and J.-C. Harmand, "Band structure calculations for dilute nitride quantum wells under compressive or tensile strain," *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 16, pp. S3215-S3227, 2004.
- [34] O. L. Anton, D. Patel, C. S. Menoni, J. Y. Yeh, T. T. Van Roy, L. J. Mawst, J. M. Pikal, and Tansu, "Frequency response of strain-compensated InGaAsN-GaAsP-GaAsSQW lasers," *IEEE JSTQE*, vol. 11, pp. 1079-1089, 2005.
- [35] S. Mariojouis, "Contribution à l'étude du fonctionnement en régime continu des diodes laser de forte brillance à section amplificatrice évasée," Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier- Toulouse, 1998.
- [36] LAAS-CNRS, III-V Lab, LPN-CNRS, and LNMO-INSA, "Rapport Final : AHTOS - Contrat RNRT," 2006.
- [37] A. R. Sugg, J. N. Holonyak, J. E. Baker, F. A. Kish, and J. M. Dallesasse, "Native oxide stabilization of Al," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 1199-1201, 1991.
- [38] K. D. Choquette, K. M. Geib, C. I. H. Ashby, R. D. Twesten, O. Blum, H. Q. Hou, D. M. Follstaedt, B. E. Hammons, D. Mathes, and R. Hull, "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys," *IEEE JSTQE*, vol. 3, pp. 916-926, 1997.
- [39] C. I. H. Ashby, J. P. Sullivan, P. P. Newcomer, N. A. Missert, H. Q. Hou, B. E. Hammons, M. J. Hafich, and A. G. Baca, "Wet oxidation of Al/sub x/Ga/sub 1-x/As: temporal evolution of composition and microstructure and the implications for metal-insulator-semiconductor applications," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 2443-2445, 1997.
- [40] Y. Cheng, P. D. Dapkus, M. H. MacDougall, and G. M. Yang, "Lasing characteristics of high-performance narrow-stripe InGaAs-GaAs quantum-well lasers confined by AlAs native oxide," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 8, pp. 176-178, 1996.
- [41] J. Heerlein, S. Gruber, and P. Unger, "Single-Mode AlGaAs-GaAs Lasers Using Lateral Confinement by Native-Oxide Layers," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 34, pp. 1953-1958, 1998.
- [42] K. Yang, C. P. Hains, N. Y. Li, and J. Cheng, "Near room temperature CW lasing operation of a narrow-stripe oxide-confined GaInNAs/GaAs multi-quantum well laser grown by MOCVD," presented at Lasers and Electro-Optics Society 1999 12th Annual Meeting. LEOS '99. IEEE, 1999.
- [43] K. D. Choquette, K. L. Lear, J. R. P. Schneider, and K. M. and Geib, "Cavity characteristics of selectively oxidized vertical-cavity lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 3413-3415, 1995.
- [44] M. H. MacDougall, P. D. Dapkus, A. E. Bond, L. Chao Kun, and J. Geske, "Design and fabrication of VCSELs with Al/sub x/O/sub y/-GaAs DBRs," *IEEE JSTQE*, vol. 3, pp. 905-915, 1997.
- [45] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, N. Laurent, S. Theilmann, N. Vodjdani, and J. Nagle, "Huge birefringence in selectively oxidized GaAs/AlAs optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 1320-1322, 1996.
- [46] E. I. Chen, N. J. Holonyak, and S. A. Maranowski, "Al_xGa_{1-x}As-GaAs metal-oxide semiconductor field effect transistors formed by lateral water vapor oxidation of AlAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 2688-2690, 1995).
- [47] P. Dubreuil, "Oxydation thermique humide contrôlée de multicouches de (Ga,Al)As. Application aux lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs)," *Rapport LAAS n°00593*, 1999.
- [48] P. Collière, "Système de contrôle In situ du diaphragme d'oxyde enterré dans les composants laser à cavité verticale : Instrumentation électronique, informatique et optique du procédé," *Rapport LAAS n°06349*, 2006.
- [49] H. Granier, "A SiCl₄ reactive ion etching and laser reflectometry process for AlGaAs/GaAs HBT fabrication," *Vacuum*, vol. 47, pp. 1347-1351, 1996.

- [50] J. J. Wierer, S. A. Maranowski, J. N. Holonyak, P. W. Evans, and E. I. Chen, "Double injection and negative resistance in stripe-geometry oxide-aperture $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}-\text{GaAs}-\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well heterostructure laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 2882-2884, 1996.
- [51] S. A. Maranowski, A. R. Sugg, E. I. Chen, and J. N. Holonyak, "Native oxide top- and bottom-confined narrow stripe p-n $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}-\text{GaAs}-\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well heterostructure laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 1660, 1993.
- [52] M. Le Dû, I. Sagnes, G. Beaudoin, L. Travers, J.-C. Esnault, and J.-C. Harmand, "Enhanced kinetics of $\text{Al}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}$ wet oxidation through the use of hydrogenation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 111105-111108, 2006.
- [53] K. D. Choquette, K. M. Geib, H. C. Chui, B. E. Hammons, H. Q. Hou, and T. J. Drummond, "Selective oxidation of buried AlGaAs versus AlAs layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 1385-1387, 1996.
- [54] LAAS-CNRS, OPTO+, LPN-CNRS, LPMC, and AddOn, "Rapport Final - SINTROPS Source insensible à la température pour terminaux optiques simplifiés," 2002.
- [55] G. J. Letal, J. G. Simmons, J. D. Evans, and G. P. Li, "Determination of active-region leakage currents in ridge-waveguide strained-layer quantum-well lasers by varying the ridge width," *IEEE JQE*, vol. 34, pp. 512-518, 1998.
- [56] S. Y. Hu, S. W. Corzine, K. K. Law, D. B. Young, A. C. Gossard, L. A. Coldren, and J. L. Merz, "Lateral carrier diffusion and surface recombination in $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ quantum-well ridge-waveguide lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, pp. 4479-4487, 1994.
- [57] H. Fukano, Y. Noguchi, and S. Kondo, "1.5 μm InGaAlAs -strained MQW ridge-waveguide laser diodes with hot-carrier injection suppression structure," *El. Lett.*, vol. 35, pp. 41-42, 1999.
- [58] J. Buus, "The effective index method and its application to semiconductor lasers," *IEEE JQE*, vol. 18, pp. 1083-1089, 1982.
- [59] B. W. Hakki and T. L. Paoli, "CW degradation at 300°K of GaAs double-heterostructure junction lasers. I. Emission Spectra," *J. Appl. Phys.*, vol. 44, pp. 4108-4112, 1973.
- [60] B. W. Hakki and T. L. Paoli, "CW degradation at 300°C of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain," *J. Appl. Phys.*, vol. 44, pp. 4113-4119, 1973.
- [61] S. Tomic, R. Fehse, S. A. Choulis, E. P. O'Reilly, A. R. Adams, S. J. Sweeney, A. D. Andreev, T. J. C. Hosea, and H. Riechert, "Experimental and theoretical analysis of the recombination processes in GaInN s 1.3 μm lasers," presented at Semiconductor Laser Conference, 2002. IEEE 18th International, 2002.
- [62] A. Fiore, J. X. Chen, and M. Ilegems, "Scaling quantum-dot light-emitting diodes to submicrometer sizes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, pp. 1756-1759, 2002.
- [63] D. J. P. Ellis, A. J. Bennett, A. J. Shields, P. Atkinson, and D. A. Ritchie, "Electrically addressing a single self-assembled quantum dot," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, pp. 133509, 2006.
- [64] N. G. Stoltz, M. Rakher, S. Strauf, A. Badolato, D. D. Lofgreen, P. M. Petroff, L. A. Coldren, and D. Bouwmeester, "High-quality factor optical microcavities using oxide apertured micropillars," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, pp. 0311105, 2005.
- [65] K. De Mesel, R. Baets, C. Sys, S. Verstuyft, I. Moerman, and P. Van Daele, "First demonstration of 980nm oxide confined laser with integrated spot size converter," *El. Lett.*, vol. 36, pp. 1028-1029, 2000.

Conception, réalisation et caractérisation de diodes laser InGaAsN/GaAs à diaphragme d'oxyde pour les télécommunications optiques à 1,3 μ m.

Les travaux reportés dans cette thèse concernent la conception et la réalisation technologique d'une diode laser à puits quantiques InGaAsN émettant à 1,3 μ m, épitaxiée sur substrat de GaAs, et comportant une structure à ruban à base d'un diaphragme d'oxyde d'aluminium (Alox). Nous présentons, tout d'abord, l'étude de modélisation et de conception de ces diodes laser. En nous appuyant sur un outil incluant la modélisation de la structure de bande des puits quantiques InGaAsN/GaAs, une étude complète d'optimisation des propriétés d'émission des puits quantiques est menée. Nous en dégageons les critères de conception de la structure bidimensionnelle pour obtenir une émission laser à 1,3 μ m présentant de bonnes performances en terme de stabilité thermique et de réponse dynamique, compatible avec les réseaux optiques d'accès.

La seconde partie porte sur la réalisation technologique des composants. Nous présentons la mise au point de l'étape d'oxydation latérale humide et au développement d'un procédé technologique complet et reproductible de réalisation de diodes laser avec injection latérale des porteurs et diaphragme d'oxyde en tenant compte des contraintes technologiques des différentes étapes du procédé. La réalisation et la caractérisation de diodes laser à diaphragme d'oxyde ont constitué la dernière phase de ce travail. Après avoir validé le procédé technologique dans la filière AlGaAs/GaAs, nous avons procédé à une caractérisation approfondie des composants à multi puits quantiques InGaAsN/GaAs afin d'évaluer les potentialités de cette nouvelle filière et de confirmer l'intérêt du confinement procuré par le diaphragme Alox pour l'obtention de composants monomodes stables.

Mots-clé : Diodes laser à semi-conducteur III-V, InGaAsN/GaAs, Oxydation latérale humide, Télécommunications optiques, Emission monomode latéral.

Design, realization and characterisation of oxide-confined InGaAsN/GaAs laser diodes for 1.3 μ m optical telecommunications

The works reported in this thesis concern the study of a multiple quantum well (QW) InGaAsN laser diode emitting at 1.3 μ m, grown on GaAs substrate, and comprising a ridge structure obtained by a selective lateral thermal wet oxidation of an AlAs layer (Alox). First of all, a complete optimization study of the properties of the InGaAsN QW emission is carried out. This study uses a model based on the band structure modelling of InGaAsN.

We deduce the parameters of two-dimensional structural design to obtain a 1.3 μ m laser emission wavelength, presenting good thermal stability and high dynamic response compatible with the optical access networks.

In the second time, after the development of the selective wet oxidation process, we present a complete and reproducible technological realization process of ridge laser diodes with side injection of the carriers and oxide diaphragm by taking account of the technological constraints of the various stages.

The realization and the characterization of laser diodes constituted the last part of this work. After validating the technological process in the AlGaAs/GaAs material system, we carry out a comprehensive characterization of the components including 3QW InGaAsN active layers in order to evaluate the potentialities of this new material system and to confirm the interest of the lateral confinement by oxide layers to obtain stable single-mode components.

Key words: III-V semiconductors laser diodes, InGaAsN/GaAs, wet selective oxidation, optical telecommunications, lateral single mode emission.