



HAL
open science

Nouvelles architectures et optimisations pour la montée en puissance des lasers à cascade quantique moyen infrarouge

Simon Ferre

► **To cite this version:**

Simon Ferre. Nouvelles architectures et optimisations pour la montée en puissance des lasers à cascade quantique moyen infrarouge. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 2016. Français. NNT: . tel-01495736

HAL Id: tel-01495736

<https://theses.hal.science/tel-01495736>

Submitted on 26 Mar 2017

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : Physique

École doctorale : « Physique en Île-de-France »

réalisée

au Laboratoire Pierre Aigrain de l'École Normale Supérieure

présentée par

Simon FERRÉ

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

Nouvelles architectures et optimisations pour la montée en puissance des lasers à cascade quantique moyen infrarouge

soutenue le 12/12/2016

devant le jury composé de :

M ^{me}	Marie-Paule Besland	Directrice de recherche IMN, Rapporteur
M.	Roland Teissier	Directeur de recherche IES, Rapporteur
M.	Jean-Yves Duquesne	Chargé de recherche INSP, Examineur
M.	Sebastian Lourdudoss	Professeur KTH, Examineur
M.	Robson Ferreira	Directeur de recherche CNRS, Directeur de thèse
M ^{me}	Virginie Trinité	Ingénieur de recherche Thales, Co-encadrante
M.	Mathieu Carras	Président de mirSense, Membre invité

À ma famille, à Céline

Remerciements

Ardu exercice que de remercier toutes les personnes et les organismes ayant contribué à un travail de l'ampleur d'une thèse. Malgré son étalement temporel, spatial et administratif, en ayant appartenu à 5 entités distinctes, sur 4 villes différentes, je m'efforcerai de rendre ici à César ce qui lui appartient. Je m'excuse par avance auprès des oubliés, mais je sais qu'ils se reconnaîtront et qu'ils ont conscience de l'importance qu'ils ont eu sur le chemin.

Je remercie en tout premier lieu Marie-Paule Besland et Roland Teissier pour avoir acceptés d'être les rapporteurs de ce manuscrit, malgré un timing serré. De même, je remercie Sebastian Lourdudoss et Jean-Yves Duquesne d'avoir acceptés d'examiner mes travaux et de participer à mon jury.

Comme toute thèse CIFRE, celle-ci s'est déroulée à cheval entre le monde de la recherche académique, ici porté par le Laboratoire Pierre Aigrain (LPA) de l'École Normale Supérieure, et celui de la recherche industriel, au sein de Thales Research and Technology, du III-Vlab et de mirSense. Merci à Dominique Pons, Bruno Gérard et Mathieu Carras pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et accueilli au sein du groupe sources optroniques du III-Vlab puis de mirSense. J'ai également une pensée forte pour Philippe Bois, sans toi la thèse et son après auraient pu être beaucoup plus difficiles.

Ainsi j'adresse mes remerciements les plus chaleureux à toute l'équipe du LPA et particulièrement à Robson Ferreira pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Malgré ma relativement faible présence au LPA, j'ai beaucoup appris grâce à toi, humainement et scientifiquement. Je remercie également toutes les personnes avec qui j'ai pu échanger lors de mes passages au LPA, spécifiquement Francesca, Sukhdeep, Sarah, Camille, Jean, Simon, Matthieu et plus généralement l'ensemble des enseignants-chercheurs, doctorants, post-doctorants et personnels.

J'ai pu avoir la chance de profiter des moyens humains et techniques de Thales et de mirSense pendant mes travaux. Je remercie ainsi toutes les personnes du III-V lab, et en particulier l'ensemble du groupe optronique. En particulier, j'adresse mes remerciements aux technologues qui m'ont transmis leur savoir faire et renforcés mon goût pour la fabrication, notamment à Bouzid pour m'avoir guidé sur la voie du QCL, Nicolas, Jean-François, Yannick, Frédéric, Alexandre, Catherine, Olivier, Sophie pour les formations et l'aide quant à l'utilisation des bâtis. Je remercie également l'équipe épitaxie, et spécifiquement Olivier et Axel pour m'avoir éclairés sur l'art de faire croître un cristal. Je remercie également les personnes du LTCA, Paolo, Raphaël, Odile, Didier, Stéphane et Frédéric, et de l'UMR, Sophie, Faycal et Bruno, notamment pour les échanges scientifiques, l'aide en salle blanche et les mauvaises vanes. Après la croissance et la technologie vient le temps du composant. Je remercie ainsi toutes les équipes projets de Thales, notamment du GRP, et du III-Vlab. Hélène, cette thèse n'aurait pas été possible sans toi, Frédéric, merci de m'avoir écouté et guidé dans les moments parfois difficile, Jean-Luc, nous nous reverrons sûrement ! Un grand merci également à Fanny, Maryline, Nathalie, Isabelle et Aline qui ont été d'une grande aide pour les aspects non-scientifiques. Enfin, j'adresse un grand merci à tous les stagiaires, doctorants, post-doctorants et apprentis que j'ai eu la chance de connaître pendant ces trois ans, je ne peux pas vous citer tous, vous êtes trop nombreux !











Au fil de ces travaux, j'ai eu la chance de pouvoir nouer de nombreux partenariats. Ainsi, je souhaitais remercier grandement Frederic Grillot de Telecom Paris pour la forte collaboration sur toute la dernière année de thèse, Alba Peinado et Enric Garcia-Caurel pour les mesures ellipsométriques ainsi que l'équipe de SOLEIL hébergeant l'ellipsomètre de Mueller, Sebastian Lourdudoss et Wondwosen Metafaria de KTH pour les recroissances InP:Fe, Jean-Yves Duquesne et Danièle Fournier de l'INSP pour les mesures de conductivités thermiques ainsi que toutes les personnes rencontrées lors des conférences, notamment Dan Botez qui aura été le père spirituel d'un axe de ces travaux. Je profite également de ce paragraphe pour remercier grandement Ghasem Razavipour qui m'aura transmis sa passion pour les composants à transition inter-sousbandes.





















Enfin, comment écrire ces remerciements sans citer mes collègues de mirSense. Greg, tu auras été un roc dans la tempête, d'une pédagogie, d'une patience et d'une gentillesse constante malgré mon mauvais caractère. Puisse tes raies spectrales être fines! Fahem et Ali, je vous dois beaucoup de ce que je connais aujourd'hui du montage et de la bidouille de banc. Johan, merci pour tout ce que tu m'as appris en fabrication, tes relectures et le temps passé en salle. Là où tu passes, l'herbe ne pousse pas. Nicolas, merci pour m'avoir montré ce que sont le business et les Range Rover! Ce temps à mirSense n'aurait pas été le même sans toi Françoise, merci pour ta gentillesse et pour la rigueur administrative que tu as essayé de m'inculquer. Guillaume et Olivier, je vous ai moins connu, été les derniers arrivés. Bonne chance pour la suite. Merci également à tous les stagiaires que j'ai cotoyé, vous avez été moteur sans le savoir.















Gwen et Gaëlle, c'est dur de résumer ici, en si peu de mots, ce que je vous dois sur ces trois dernières années. Merci pour tout, des sorties aux discussions techniques, en passant par la musique. Clément et Louise vous avez été pendant ces trois ans mes compagnons de fortune et d'infortune. Vous avez toujours été là pour fêter les moments joyeux, mais également dans les coups durs. Sans vous, je ne sais même si cette thèse aurait été possible.

Enfin, je tiens à remercier toute ma famille. L'importance d'avoir une oasis normande a été essentielle pour tenir le cap et ne pas lâcher prise. Céline merci pour tout, bien au delà de la thèse, tu as su me soutenir avec une constante indéfectible. À toi maintenant!

Table des matières

Remerciements	iv
Contexte	xii
I Introduction	2
I.1 Le domaine de l'infrarouge	2
I.2 Applications dans le domaine de l'infrarouge	5
I.2.1 Les applications passives reposant sur l'imagerie thermique	5
I.2.2 Les QCLs comme émetteurs de choix pour les applications infrarouges actives	6
I.3 Récapitulatif des grandeurs critiques et différenciantes des QCLs de puissance	10
I.4 Présentation du sujet de la thèse	11
II Définitions des figures de mérites des QCLs	14
II.1 Description générale des QCLs	14
II.1.1 Principes de fonctionnement des QCLs	14
II.1.2 État de l'art des QCLs de puissance	15
II.2 Les défis de la fabrication 	16
II.2.1 La croissance de la zone active 	16
II.2.2 Les deux technologies standards 	18
II.2.3 Le back-end, ou de la criticité du montage et du packaging 	22
II.3 Le transport électronique dans la structure 	23
II.3.1 Modèle microscopique 	24
II.3.2 Modèle macroscopique : un modèle effectif pour comparer les dispositifs 	30
II.3.3 Zones actives employées 	32
II.4 Le guidage optique dans le ruban 	34
II.4.1 le guide d'onde vertical 	35

II.4.2 le guide d'onde horizontal 	36
II.5 COMLASE : outil de simulation des figures de mérites optiques et thermique 	37
II.5.1 Présentation de COMLASE 	37
II.5.2 Modélisation thermique des QCLs 	39
II.5.3 Modélisation du comportement optique 	42
II.5.4 Conclusion	44
II.6 Conclusion du chapitre	44
III Optimisation de la puissance émise par un QCL	46
III.1 Analyse et choix des matériaux constitutifs du QCL 	47
III.1.1 Étude et optimisation du diélectrique d'isolation par ellipsométrie de Mueller 	47
III.1.2 Choix du diélectrique de la couche d'isolation 	58
III.1.3 Mesures thermiques par la méthode 3ω 	61
III.1.4 Mesures thermiques par thermo-réflexance 	66
III.1.5 Choix de l'AlN comme couche d'isolation 	72
III.1.6 Conclusion	81
III.2 Optimisation du procédé de fabrication du composant 	81
III.2.1 Impact de la géométrie sur les performances 	82
III.2.2 Amélioration des performances par enterrement de la zone active 	86
III.2.3 Conclusion	87
III.3 Le rôle clef du back-end 	88
III.3.1 L'embase 	88
III.3.2 Amélioration de la thermique par le sens de montage 	92
III.3.3 Conclusion	94
III.4 Conclusion du chapitre	94
IV Mise en forme du faisceau	98
IV.1 Introduction	98
IV.2 Mise en forme par couplage à une fibre 	99
IV.2.1 Les fibres infrarouges	100
IV.2.2 Résultats expérimentaux 	100
IV.2.3 Conclusion	102
IV.3 L'utilisation de lasers larges 	102

IV.3.1 Motivations 	102
IV.3.2 Procédé de fabrication 	104
IV.3.3 Résultats expérimentaux 	105
IV.3.4 Utilisation d'un ruban à section évasée 	108
IV.3.5 Conclusion	111
IV.4 La rétro-action comme moyen de contrôler le faisceau 	111
IV.4.1 État de l'art de l'utilisation de la rétro-action dans les diodes lasers et les QCLs	112
IV.4.2 Dispositif expérimental 	113
IV.4.3 Rétro-action dans les QCLs larges, multimodes transverses	114
IV.4.4 Conclusion	119
IV.5 Conclusion du chapitre	120
V Réseaux de QCLs couplés	122
V.1 Introduction	122
V.1.1 La combinaison incohérente de QCLs	123
V.1.2 La combinaison cohérente de lasers semi-conducteurs	123
V.1.3 La combinaison cohérente de QCLs	125
V.2 Couplage évanescent de micro-rubans uniformes 	127
V.2.1 Principe de fonctionnement 	127
V.2.2 Fabrication des composants 	131
V.2.3 Résultats expérimentaux à 4,6 μm 	132
V.2.4 Résultats expérimentaux à 8,2 μm 	134
V.2.5 Conclusion	135
V.3 Couplage évanescent de micro-rubans non-uniformes 	135
V.3.1 Étude thermique 	136
V.3.2 Filtrage du mode optique fondamental 	137
V.3.3 Conclusion	140
V.4 Couplage par antiguidage 	141
V.4.1 Modélisation de l'antiguidage 	141
V.4.2 Choix du matériau pour l'antiguide 	142
V.4.3 Conception des structures antiguidées 	144
V.4.4 Briques de fabrication 	150
V.5 Conclusion du chapitre	151

VI Conclusion et perspectives	154
Annexes	158
A Applications générales dans le domaine de l'infrarouge	160
A.1 Le domaine de la Défense	162
A.2 Les applications médicales	162
A.3 Loisirs	163
B Mesures thermiques	164
B.1 Mesures expérimentales avec la méthode 3ω	164
B.1.1 Résultats pour 1233 nm de SiO_2 sur InP	164
B.2 Mesures expérimentales en thermoréfectance et fits des courbes . . .	165
B.2.1 BK7 doré	165
B.2.2 InP doré	165
B.2.3 InP avec SiO_2 doré	166
B.2.4 Inp avec Si_3N_4 doré	166
B.2.5 InP avec TiO_2 doré	167
B.2.6 InP avec AlN sans préparation de surface, doré	167
B.2.7 InP avec AlN avec préparation de surface, doré	168
B.3 Courbes caractéristiques pour le calcul de la résistance thermique en fonction de l'embase	168
B.3.1 E_{AlN}	168
B.3.2 $E_{\text{AlN}}^{\text{CD}}$	169
B.3.3 $E_{\text{Cu}}^{\text{CD}}$	169
C Caractéristiques en transmission des fibres chalcogénures utilisées	170
C.1 Fibre F1	170
C.2 Fibre F2	171
C.3 Fibre F3	171
Bibliographie	172

Contexte

Cette thèse CIFRE a été initié par le III-V lab, regroupement entre Thales Research & Technology (TRT), Alcatel (puis Nokia) et le CEA. Il s’est déroulé au sein de l’équipe “Lasers à Cascade Quantique” (QCLs). Cette activité a ensuite été transférée dans une start-up, mirSense, co-fondée par Mathieu Carras et Mickaël Brun. L’encadrement industriel a été effectué par Mathieu Carras (mirSense) et Virginie Trinité (TRT). L’encadrement académique a été réalisé par Robson Ferreira, en étant accueilli par l’équipe “Propriétés électroniques des nano-objets” du Laboratoire Pierre Aigrain de l’École Normale Supérieure.

D’un point de vue pratique, ce travail a bénéficié des laboratoires de caractérisation de mirSense ainsi que de la salle blanche du III-V lab, malgré un fort impact du projet ODILON de regroupement des activités du III-V lab et du déménagement de l’activité QCL du III-V lab à mirSense.

L’objet de cette thèse est d’augmenter la puissance optique de sortie des Lasers à Cascade Quantique (QCLs) émettant dans le moyen-infrarouge en abordant toutes les étapes de leur réalisation. Ainsi nous avons abordé leur conception, leur fabrication, leur caractérisation et leur intégration à des systèmes. Ce travail a été porté par le projet MISSION, financé par l’Agence Européenne de Défense (EDA).

Chapitre I

Introduction

I.1 Le domaine de l'infrarouge

Tout rayonnement électromagnétique peut être décrit conjointement de manière ondulatoire, comme une onde électromagnétique se propageant, ou corpusculaire, comme un flux de particules, les photons. L'énergie des photons composant ce rayonnement permet alors de le classifier. Ainsi, la figure I.1 représente la dénomination attribuée à un rayonnement selon sa longueur d'onde.

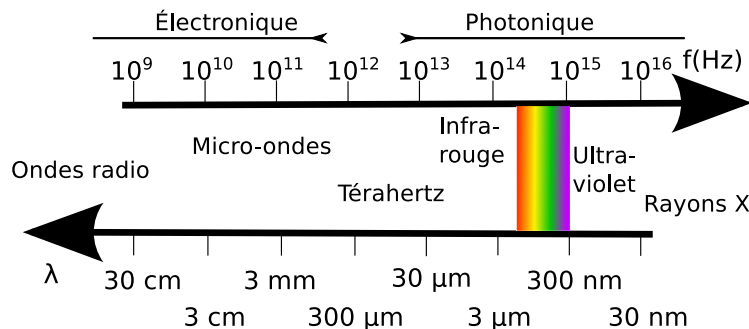


FIGURE I.1: Dénomination des domaines spectraux selon la longueur d'onde

Les frontières entre chacune des terminologies ne sont volontairement pas représentées, ces délimitations étant arbitraires et variables selon l'application ou le corps de métier considérés. Le domaine du térahertz, pour des longueurs d'onde entre 1 mm et 100 μ m, marque la rupture entre les dispositifs du monde de l'électronique et ceux de la photonique. Dans l'ordre décroissant des longueurs d'onde, on rencontre successivement après le térahertz, l'infrarouge (780 nm à 100 μ m), le visible (380 nm à 780 nm), l'ultra-violet (10 nm à 380 nm), les rayons X (1 pm à 10 nm) et les rayons Gamma (inférieures à 1 pm). L'infrarouge (IR) est lui-même subdivisé en sous-domaines : le proche-infrarouge (NIR) de 780 nm à 1,4 μ m, l'infrarouge courte longueur d'onde (SWIR) de 1,4 μ m à 3 μ m, le moyen-infrarouge (MWIR) entre 3 μ m et 8 μ m, l'infrarouge grande longueur d'onde (LWIR) entre 8 μ m et 15 μ m et l'infrarouge lointain (FIR) au-delà de 15 μ m.

Le domaine de l'infrarouge est particulièrement intéressant car il correspond au rayonnement électromagnétique émis par un corps à température ambiante, aux

mouvements vibrationnels des molécules et parce l'atmosphère y présente des fenêtres de transmission.

En effet, tout corps émet un rayonnement électromagnétique dont la longueur d'onde dépend de sa température. Dans l'approximation du corps noir, la loi de Planck donne la luminance énergétique spectrale d'un corps avec une température de surface T selon la longueur d'onde λ :

$$\mathcal{L}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (\text{I.1})$$

Ici, h représente la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et k_B la constante de Boltzmann. La luminance calculée par ce modèle est représentée sur la figure I.2 pour différentes températures : celle du Soleil (5477°C), celle d'un réacteur d'avion de chasse (550°C) et celle du corps humain (36°C).

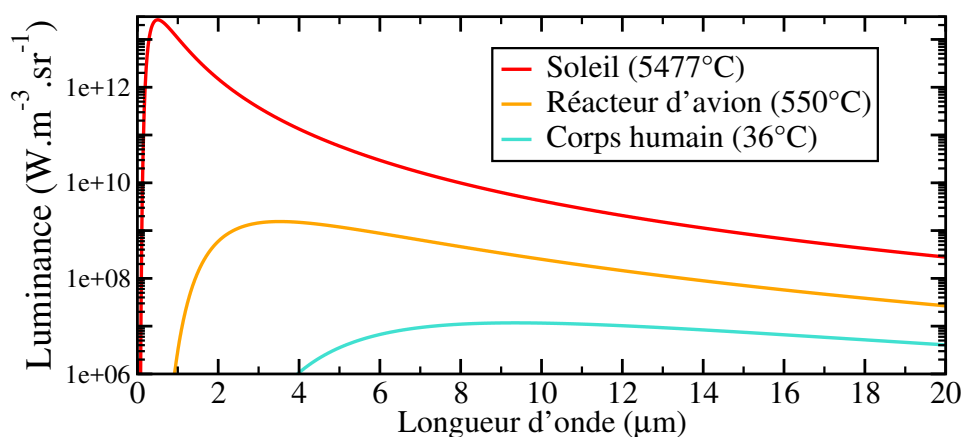


FIGURE I.2: Emissivité de corps à différentes températures, dans l'approximation du corps noir

Plus la surface du corps considéré est froide, plus l'intensité est faible et plus le maximum de son émission est décalé vers les grandes longueurs d'onde. Ainsi un réacteur d'avion verra son maximum de rayonnement dans la gamme 2,5-5 μm et le corps humain aura une signature thermique plus marquée dans la bande 6-14 μm . Nous voyons donc déjà que l'infrarouge moyen est la gamme spectrale de choix pour les domaines où la température des objets entre en ligne de compte.

D'autre part, l'atmosphère atténue peu les signaux infrarouges émis dans certaines fenêtres spectrales. Un spectre de la transmission de l'atmosphère est représenté sur la figure I.3, il est généré sur le logiciel ATRAN [1], à partir des données fournies par l'observatoire Gemini [2].

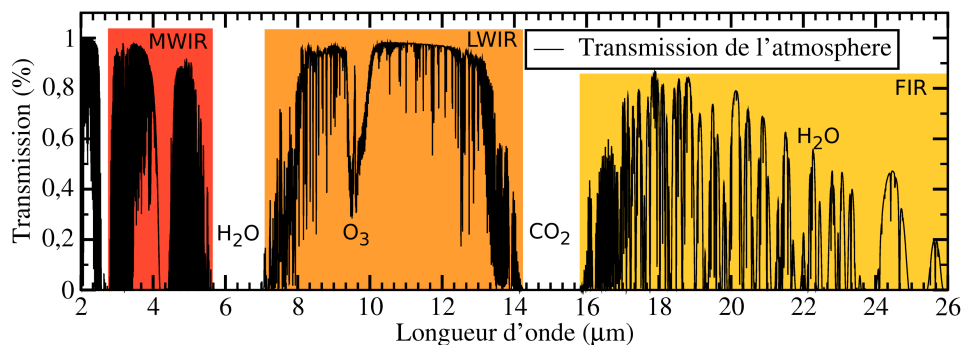


FIGURE I.3: Transmission de l'atmosphère entre 1 µm et 26 µm [2]

Les principales molécules responsables de l'absorption sont rappelées sur cette figure. Ainsi l'ozone a un pic d'absorption autour de 9,5 µm, le dioxyde de carbone entre 14 µm et 16 µm. L'eau présente à la fois une forte absorption dans la plage 5,5 µm à 7 µm et de nombreux pics d'absorption au-delà de 17 µm. De cette façon, les signaux infrarouges peuvent se propager sur de grandes distances avec une faible atténuation si leur longueur d'onde est bien choisie. De même, l'eau n'absorbant que dans des plages spectrales bien définies, ils ne seront que faiblement impactés par la présence de brume ou de brouillard en comparaison des domaines du visible et du proche-infrarouge.

Comme le montre l'exemple de l'atmosphère, les énergies correspondant à des photons dans l'infrarouge sont du même ordre de grandeur que les énergies de transition entre les états rotationnels et vibrationnels de nombreuses molécules. En effet, au sein d'une molécule, la cohésion de la matière est assurée par les liaisons chimiques entre les atomes. Selon les degrés de liberté dont elles disposent, les atomes de la molécule peuvent avoir différents mouvements périodiques relativement les uns aux autres. À titre d'exemple, les mouvements possibles pour un système de trois atomes sont rappelés dans la figure I.4.

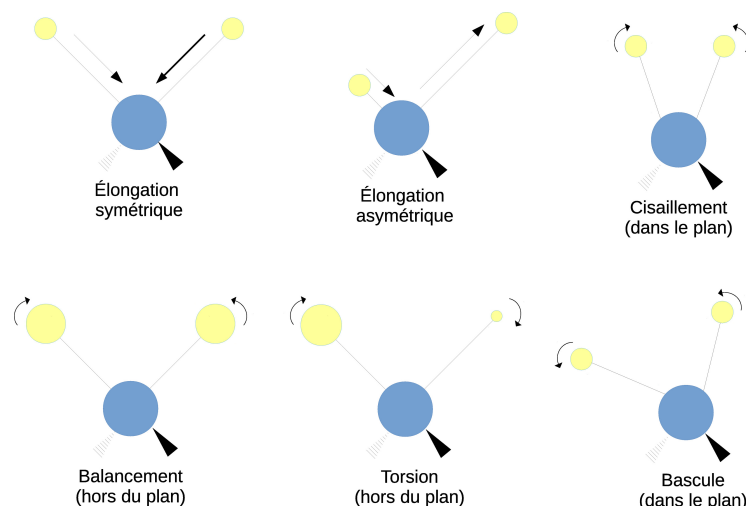


FIGURE I.4: Dénomination des mouvements possibles entre les atomes d'une molécule

Les énergies correspondantes à ces mouvements vibratoires sont typiquement

dans le domaine de l'infrarouge. Ainsi, lorsqu'un rayonnement infrarouge vient impacter une molécule avec une transition entre deux états vibratoires ayant une énergie proche, celui-ci est partiellement ou totalement absorbé.

I.2 Applications dans le domaine de l'infrarouge

Les propriétés de l'infrarouge que nous venons de voir, à savoir qu'il correspond à l'émission thermique des corps aux températures usuelles, qu'il présente des plages spectrales où il est peu atténué par l'atmosphère par rapport au visible et au proche-infrarouge, et qu'il correspond aux énergies de transitions entre les modes vibratoires de molécules, font que le rayonnement peut être utilisé pour de nombreuses applications, civiles comme militaires. Après quelques exemples pour l'infrarouge en général, nous détaillerons plus avant les utilisations propres aux sources QCLs de puissance.

I.2.1 Les applications passives reposant sur l'imagerie thermique

La majeure partie des applications passives reposent sur la détection du rayonnement thermique des objets. Nous en présentons ici quelques exemples, et en proposons un panel plus exhaustif dans l'annexe A.

La vision assistée suscite un intérêt de longue date pour les applications militaires, notamment pour la vision nocturne. Comme nous l'avons vu précédemment, les corps émettent un rayonnement infrarouge dans une plage spectrale qui dépend de leur température. Ainsi, un déplacement de troupe de nuit est détectable, le corps humain émettant un rayonnement infrarouge - moyen et lointain - plus intense que celui du théâtre d'opération. Un avantage de cette méthode est qu'elle peut aussi permettre de visualiser une scène par temps de brume ou de brouillard, alors que la visibilité est très mauvaise.

D'autre part, le rayonnement thermique a également trouvé écho dans le domaine médical. De cette façon, la thermographie infrarouge (IRT) a été développée. Elle offre une méthode de diagnostic non-invasive, rapide, sans-contact et sans source extérieure, pour de nombreuses pathologies [3].

Outre les applications militaires et médicales, les propriétés du rayonnement infrarouge sont régulièrement utilisées pour des usages civils, voire récréatifs. L'imagerie infrarouge est fortement utilisée dans le domaine sportif [4] pour l'arbitrage [5, 6, 7] ou la conception de matériel [8, 4, 9, 10, 11]. L'imagerie thermique a été également développée dans le but de réaliser des systèmes d'aide à la conduite [12, 13] et dans le but de réaliser des véhicules autonomes [14, 15, 16]. Enfin, la thermographie est un outil clef pour l'étude de déperdition thermique des bâtiments [17, 18, 19, 20, 21].

Nous voyons donc que le domaine de l'infrarouge répond à de nombreux besoins en termes d'applications. Cependant, les domaines d'activité dont nous avons parlé dans cette partie reposent sur une utilisation passive du rayonnement infrarouge. Beaucoup d'autres applications nécessitent l'emploi d'une source émettant dans le moyen-infrarouge comme nous allons le voir dans la partie suivante.

I.2.2 Les QCLs comme émetteurs de choix pour les applications infrarouges actives

Les applications dont nous avons parlées dans la section I.2.1 sont passives. Elles reposent sur la détection du rayonnement infrarouge correspondant à la température des corps observés. Néanmoins, un pan important des domaines applicatifs nécessite un éclairage de la scène par une source infrarouge. Dans cette partie, nous précisons quels sont les différentes utilisations des QCLs et nous quantifierons la dynamique économique, industrielle et scientifique dont ils font preuve. Enfin nous récapitulerons quelles sont les grandeurs critiques propres à chacune de ces applications, qui seront le fil conducteur de cette thèse.

La chirurgie sélective

Comme nous l'avons expliqué dans la partie I.1, les molécules présentent de fortes raies d'absorption dans l'infrarouge de par leurs mouvements vibratoires propres.

Les différents constituants du corps humain, et particulièrement les tissus biologiques, présentent ainsi de fortes raies d'absorption dans le moyen-infrarouge par rapport au proche-infrarouge. Il est alors possible de tirer profit de cette propriété pour réaliser de la chirurgie ablative avec des QCLs. Ainsi, des études ont été menées sur la section de tissus biologiques [22], de plaques athérosclérotiques [23], de la cornée [24] ou encore l'angioplastie [25]. Les longueurs d'onde utilisées sont typiquement à 5,7 μm et 6,1 μm , correspondant aux absorptions des tissus.

Le domaine de la chirurgie infrarouge reposant sur l'utilisation de QCLs reste un domaine amont dont le secteur évolue lentement. Néanmoins, la pertinence de ces composants pour cette approche n'est plus à démontrer. La puissance d'émission est un point-clef pour ces applications, celles-ci nécessitant des puissances crêtes typiques de l'ordre de 100 W. La qualité du faisceau est moins problématique, la source étant souvent fibrée.

La spectroscopie infrarouge

D'autre part, les QCLs sont une source de choix pour la spectroscopie. En effet, les longueurs d'onde d'absorption caractérisant plusieurs molécules sont représentées sur la figure I.5.

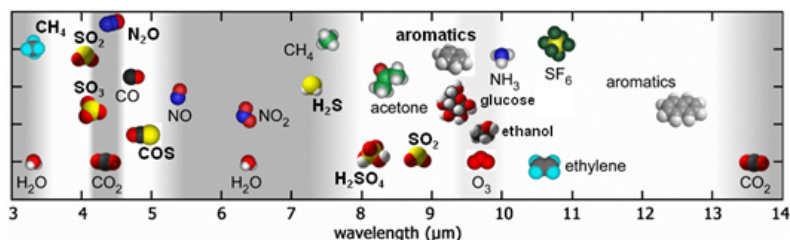


FIGURE I.5: Raies d'absorption de molécules dans le moyen-infrarouge [26]

C'est donc naturellement que des systèmes reposant sur l'utilisation de QCLs ont été développés pour détecter la concentration d'un composé chimique dans un

milieu, qu'il soit solide, liquide ou gazeux [27, 28, 29]. Le principe général est de mesurer l'absorption au travers du composé étudié, de manière directe ou indirecte, pour remonter à sa concentration. L'utilisation de plusieurs longueurs d'onde permet de différencier l'espèce chimique étudiée des espèces interférentes.

On se rend donc compte que les sources employées pour de telles applications doivent remplir deux critères en termes de spectre d'émission. D'une part, les raies spectrales émises doivent être très fines devant la largeur de la raie d'absorption des molécules. Celle-ci est de l'ordre de 1 GHz pour des molécules simples. D'autre part, la technologie utilisée doit permettre de pouvoir mesurer facilement les absorptions à plusieurs longueurs d'onde. Deux méthodes sont alors envisageables, soit on utilise un laser unitaire possédant une accordabilité la plus forte possible, soit on assemble plusieurs émetteurs ayant chacun une longueur d'onde différente.

Les QCLs apparaissent dès lors comme une solution pouvant répondre à ces deux critères. L'utilisation de réseau à contre-réaction répartie (DFB) permet de faire fonctionner les lasers sur un mode longitudinal unique et fin, de largeur spectrale inférieure à $0,1 \text{ cm}^{-1}$. D'autre part, il est possible d'accorder le laser en changeant le courant injecté ou la température du support laser. Pour augmenter l'accordabilité, on peut aussi juxtaposer au QCL une bande métallique jouant le rôle de radiateur microscopique [30, 31]. Des accordabilités de 9 cm^{-1} et 14 cm^{-1} ont été obtenues respectivement à 1270 cm^{-1} et 2040 cm^{-1} ainsi que la possibilité de mesurer l'absorption par le N_2O .

Une autre solution pour parvenir à une forte accordabilité avec un émetteur unique est de réaliser une architecture de QCL en cavité externe (EC-QCL). Dans cette configuration, le signal émis par une des deux facettes est réinjecté dans le QCL après diffraction par un réseau. L'orientation angulaire du réseau par rapport au laser permet de choisir le mode réinjecté, ce qui va forcer le QCL à émettre sur un seul mode spectral [32, 33]. Des EC-QCLs ont ainsi été rapportés dans la littérature avec des accordabilités de 430 cm^{-1} (entre $7,6 \mu\text{m}$ et $11,4 \mu\text{m}$). Le remplacement du contrôle manuel de l'angle du réseau par un microsystème opto-électro-mécanique (MOEMS) a permis un balayage beaucoup plus rapide de la plage de longueurs d'onde [34, 33].

De nombreux projets de recherche ont été portés par le III-V lab et mirSense dans le domaine de la spectroscopie. On peut notamment citer des projets ANR comme MEGA (surveillance de la pollution des sols par analyse des épandages et des terrains à proximité des élevages) et MIRIADE (combinaison de barrettes de QCLs pour la mesure des gaz à effet de serre), des projets FP7 comme CLARITY (détection de polluants atmosphériques) et H2020 comme ICSPEC (spectroscopie des hydrocarbures).

La détection de drogues et d'explosifs à distance

Un cas particulier de la spectroscopie est la détection de substances dangereuses, pour lesquelles une mesure de proximité n'est pas possible, comme c'est le cas pour déceler des drogues ou des explosifs. En imageant la lumière rétro-diffusée, des traces de trinitrotoluène (TNT) et de tétranitrate de pentaérythritol (PETN) ont pu être mises en évidence [35] sur divers matériaux, y compris des vêtements. Ces méthodes intègrent aujourd'hui le plus souvent des QCLs en cavité externe [36, 37]. La détection se fait sur des distances de l'ordre de la dizaine de mètres [35, 38].

Ce domaine est aujourd’hui très dynamique. À titre d’exemple, la société Block MEMS a signé en 2016 un contrat de 9,8 millions de dollars avec le Intelligence Advanced Research Projects Activity (IARPA) pour développer un système à base de QCLs pour détecter des traces d’espèces chimiques dangereuses à une distance minimum de 30 m. Afin d’effectuer des mesures sur des distances les plus longues possibles, ces applications privilégient la puissance optique émise et la faible divergence du faisceau, en plus du fonctionnement mono-fréquence.

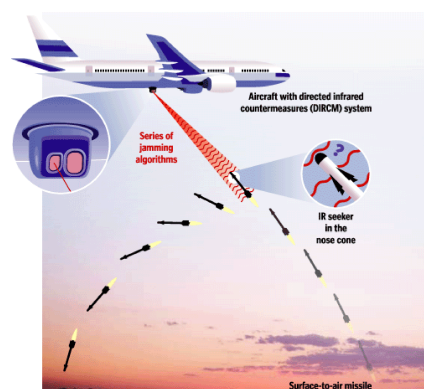
Dans ce domaine, l’équipe a pris part à de nombreux projets. On peut notamment citer des projets ANR comme QUIGARDE (détection hétérodyne de gaz dangereux) et COCASE (détection d’explosifs), ou encore des projets FP7 comme DOGGIES et MIRIFISENS (détection d’explosifs et de drogues). Le développement des lasers couplés par évanescente qui seront traités dans la partie V.2 s’inscrit notamment dans le projet COCASE.

La contre-mesure optique

Enfin, le développement de sources infrarouges pour la contre-mesure optique directionnelle (DIRCM) est de plus en plus marqué. En effet, dans le domaine de l’armement avionique, les missiles à tête chercheuse air-air et sol-air sont souvent équipés de capteurs infrarouges leur permettant de suivre un avion ciblé en repérant la chaleur dégagée par ses réacteurs. C’est notamment le cas de la troisième génération de missiles, dite “Tire et oublie”, pour laquelle l’humain n’intervient pas dans la trajectoire du missile une fois le tir effectué. L’image I.6a prise par la société FLIR, représente l’image infrarouge d’un avion de chasse en vol, soulignant la forte température des moteurs. L’image I.6b explique le principe des DIRCM. Le missile est d’abord détecté par l’avion, souvent par des capteurs ultra-violet. Dès qu’il est à portée, il allume le laser infrarouge avec différents schémas de modulation, ce qui a pour but de perdre le missile.



(a) Image infrarouge d’un avion de combat (source : FLIR)



(b) Principe de la contre-mesure optique

FIGURE I.6: Principe de la contre-mesure optique

La méthode qui a été utilisée pendant longtemps consistait à déployer un grand nombre de leurres pyrotechniques ou pyrophores afin de perdre le missile. L’image I.7 représente un Lockheed MC-130 déployant ses leurres pyrotechniques.



FIGURE I.7: Déploiement des leurres pyrotechniques d'un Lockheed MC-130

Cependant, cette solution n'est pas pratique, les leurres pyrotechniques sont du consommable coûteux, encombrant et non remplaçable en vol. De plus, ils ne permettent pas de contrer les missiles possédant des schémas de modulation avancés, et peuvent même être contre-productifs en améliorant l'éclairage de la scène.

Le remplacement de ces solutions par des systèmes optiques a été propulsé par une suite de programmes lancés par l'armée américaine (CIRCM, ATIRCM et LAIRCM) dès 2009 [39] pour la protection de leur flotte d'hélicoptères. Ces systèmes ont été testés sur le terrain en Iraq et en Afghanistan en 2009. En parallèle, la Défense israélienne a lancé le programme MUSIC (Multi Spectral Infrared Countermeasure) basé sur des lasers pour protéger les avions civils des missiles sol-air tirables à l'épaule (comme les missiles Mistral, Stinger ou Strela).

Les contraintes sont très fortes sur ces systèmes en termes de puissance et de qualité de faisceau, afin d'avoir une luminance suffisante pour confondre le missile, mais également en termes de robustesse et de compacité, la charge utile sur les appareils en vol étant très limitée. Ce sont d'ailleurs des problèmes de fiabilité qui ont rendu impossible l'utilisation de laser CO_2 à doublage de fréquence. Ce sont alors les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) qui ont été choisis comme sources infrarouges dans les systèmes de DIRCM au début des années 90 et déployés sur le terrain dans les années 2000, notamment via le projet LAIRCM sus-cité. Il s'agissait à l'époque des seules sources répondant aux critères de puissance, de fiabilité et de compacité. Les applications DIRCM nécessitent des sources offrant des puissances optiques supérieures à 1 W, avec des divergences de faisceau inférieures à 5 mrad, pouvant être embarquées sur des vaisseaux légers, sans système de refroidissement. Le module de DIRCM, fabriqué par Northrop Grumman, pesait alors 550 kg et ne pouvait équiper que les plus gros avions et hélicoptères de la flotte américaine. Un système plus léger, ATIRCM, à base d'OPO a ensuite été porté par BAE systems et a permis d'équiper les hélicoptères de moins grande envergure contre les attaques de type MANPAD. Les QCLs permettent également de réaliser des systèmes de contre-mesure multi-longueurs d'onde, permettant de contrer des missiles munis de détecteurs infrarouges.

Cependant, la montée en puissance des QCLs sur les dix dernières années, de pair avec leur rendement à la prise, leur compacité et leur stabilité mécanique bien meilleures que les OPO, en font une source alternative intéressante. Ainsi, Northrop Grumman a développé avec Daylight Solutions un module de CIRCM embarquant

des QCLs, appelé Solaris. Comme preuve de l'intérêt porté au sujet, un contrat de 35,4 millions de dollars a été signé en 2015 entre Daylight Solutions, Selex ES, Northrop Grumman et l'armée américaine pour le développement de solutions DIRCM basées sur des QCLs. On estime que l'ensemble des contrats portant sur les systèmes de DIRCM devrait représenter 1,5 milliards de dollars dans les cinq années à venir [40].

Nonobstant les produits DIRCM déjà disponibles, les QCLs de puissance restent un domaine de recherche très actif. La figure I.8 représente le nombre de publications par année de 1994 à 2013 en recherchant les mots clefs "high power quantum cascade lasers" sur Google Scholar.

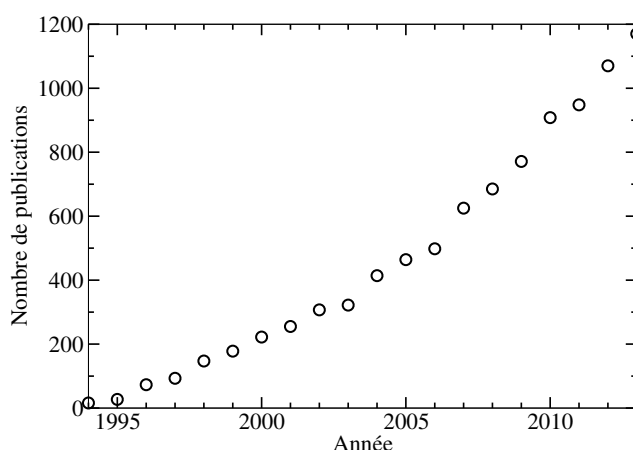


FIGURE I.8: Nombre de publications par année pour les mots-clefs "high power quantum cascade lasers" sur Google Scholar

Dans cette perspective, le projet EDA nommé MISSION avait pour but de développer des systèmes de DIRCM à base de QCL contre les MANPADs. C'est dans le cadre de ce projet que s'inscrit une grande partie des travaux de cette thèse.

I.3 Récapitulatif des grandeurs critiques et différenciantes des QCLs de puissance

Comme nous l'avons vu en filigrane de la section I.2.2, tout un panel de grandeurs caractéristiques est important pour répondre aux cahiers des charges des applications répertoriées. Nous avons essayé de les classer suivants quatre grands axes que sont les propriétés optiques, électroniques et thermiques, ainsi que la fabrication au sens large du composant. Cette classification est représentée sur la figure I.9.

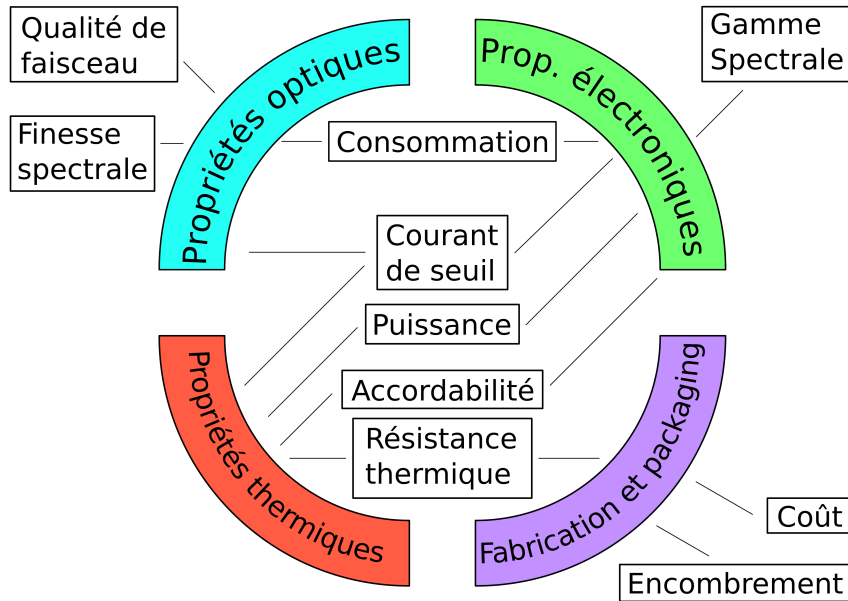



FIGURE I.9: Classification des performances des QCLs selon quatre axes

De manière générale, les problématiques de finesse de raie spectrale, d'accordabilité, de consommation et de coût seront plus critiques pour les applications de type spectroscopie alors que celles de puissance, de dissipation thermique, de qualité de faisceau et d'encombrement seront plus importantes pour des applications militaires comme la spectroscopie à distance ou les contre-mesures optiques.

Comme le montre le graphique, l'optimisation des performances des QCLs demande de trouver des compromis entre un panel de paramètres. Nous montrerons dans la suite de ce travail les interactions entre ces paramètres et des méthodes pour améliorer les performances, de manière individuelle ou conjointe.

Dans la suite de la thèse, nous indiquerons en marge des titres le, ou les axes sur lesquels il porte particulièrement. Par exemple, l'icône  marquera une section portant spécifiquement sur les aspects thermiques.

I.4 Présentation du sujet de la thèse

Le but de ce travail de thèse est d'étudier les phénomènes limitant la puissance optique émise par les QCLs et de développer des solutions permettant de l'augmenter. Nous séparons dans ce manuscrit ce travail en quatre parties.

Dans un premier temps, nous expliquerons le fonctionnement des QCLs. Nous poserons donc au chapitre II les bases du transport électronique et du guidage optique dans les QCLs nécessaires à la compréhension de la suite de la thèse. Nous détaillerons également les procédés de fabrication et de report sur embases standards pour les réaliser, ainsi que les méthodes de caractérisations de leurs performances. Enfin, nous présenterons les outils de modélisation que nous avons utilisés pour simuler les comportements optiques et thermiques des composants.

Dans un deuxième temps, nous montrerons au chapitre III comment il est possible d'optimiser le fonctionnement d'un QCL individuel. Nous commencerons par

présenter une étude approfondie de la couche de passivation. Celle-ci repose sur des mesures expérimentales des propriétés optiques et thermiques des différents matériaux constituant le laser. Nous détaillerons particulièrement la perspective innovante de remplacer les diélectriques usuels par du nitrure d'aluminium (AlN). Nous présenterons ensuite des règles sur la géométrie du composant pour optimiser son fonctionnement, et nous comparerons les performances des structures dites enterrées et en double tranchée. Enfin, nous présenterons les différentes structures de zones actives étudiées tout au long de la thèse.

Au chapitre IV, nous verrons que la puissance par unité d'angle solide, c'est-à-dire la luminance, peut être contrôlée et améliorée en mettant en forme le faisceau. Nous commencerons par montrer des résultats expérimentaux de l'impact sur le faisceau du couplage d'un QCL dans une fibre infrarouge. Nous présenterons ensuite les possibilités d'utiliser une section évasée pour réduire la divergence horizontale du faisceau, ainsi que des règles de dimensionnement. Enfin, nous montrerons expérimentalement qu'il est possible de mettre en forme le faisceau par rétro-injection de la lumière dans le QCL.

En dernier lieu, nous étudierons au chapitre V trois architectures pour combiner de manière monolithique et cohérente plusieurs QCLs. Nous débuterons cette étude en rapportant des résultats théoriques et expérimentaux montrant la combinaison de QCLs par évanescente du champ dans des rubans uniformes, donnant lieu à un faisceau bi-lobé. Nous verrons ensuite qu'il est possible de revenir à une émission mono-lobé en utilisant des rubans non-uniformes, toujours couplés par évanescente du champ. Enfin, nous établirons une méthode innovante, ayant donné lieu à un brevet, pour coupler un réseau de QCLs par antiguidage, en remplaçant le matériau entre les rubans par du silicium amorphe (a-Si). Nous présenterons spécifiquement une étude expérimentale des propriétés optiques du a-Si ainsi que des règles de conception de ces composants.

Chapitre II

Définitions des figures de mérites des QCLs

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.2, les QCLs présentent de nombreuses qualités qui en font une source préférentielle pour de nombreuses applications. Dans cette partie, commencerons par décrire le fonctionnement général des QCLs et dresserons un état de l'art des QCLs de puissance. Nous expliquerons ensuite les deux méthodes qui peuvent être employées pour les fabriquer ainsi que comment ils sont reportés sur une embase après fabrication. Enfin, nous définirons des figures de mérites permettant de comparer les performances des QCLs. Elles serviront de base pour évaluer et comparer les performances de nos dispositifs dans les chapitres suivants. En particulier, nous détaillerons le fonctionnement des QCLs du point de vue électronique et optique. Enfin, nous détaillerons les outils de simulation que nous avons développés pour les calculer numériquement.

II.1 Description générale des QCLs

II.1.1 Principes de fonctionnement des QCLs

Contrairement à la plupart des diodes lasers à semi-conducteur, l'émission laser dans les QCLs ne repose pas sur une transition interbande, entre la bande de valence et la bande de conduction. En effet, les diodes lasers émettent des photons issus de la recombinaison de paires électrons-trous à l'interface d'une jonction p-n, on parle alors de composants bi-polaires. Ce principe est représenté dans la figure II.1.

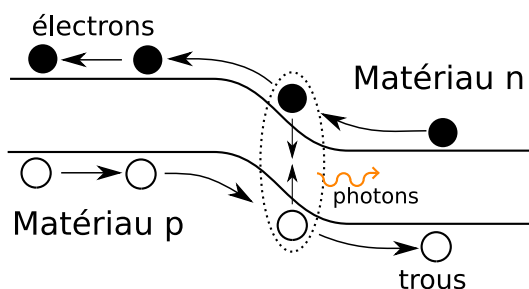


FIGURE II.1: Émission de photons dans une jonction p-n

Au contraire, dans le cas des QCLs, un empilement de couches est réalisé pour fabriquer la zone active, correspondant à une succession périodique de puits et de barrières quantiques. Cette hétérostructure provoque une discrétisation des états d'énergie dans la bande de conduction. Les photons sont alors émis par désexcitation des électrons entre des états liés de la bande de conduction, comme montré sur la figure II.2. La longueur d'onde du photon émis correspond à la différence d'énergie entre les deux états de la transition laser.

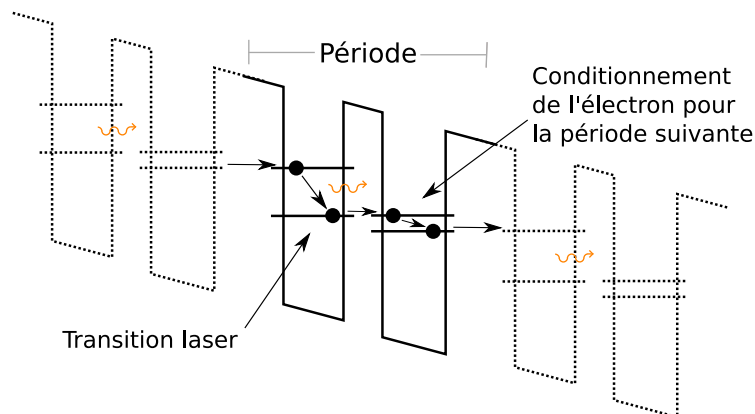


FIGURE II.2: Émission de photons dans un QCL

L'idée d'utiliser des transitions intersousbandes pour amplifier et émettre de la lumière a été théoriquement abordée pour la première fois par Kazarinov [41] en 1971, alors que la première réalisation expérimentale d'un QCL n'a été rapportée qu'en 1994 [42].

Après sa désexcitation, les électrons sont chassés de l'état bas de la transition radiative, typiquement par émission d'un phonon longitudinal optique. Cela permet d'assurer une inversion de population et de faire redescendre leur énergie pour qu'ils puissent être réinjectés vers la période suivante. Le schéma d'émission se répète alors en cascade, le même électron pouvant émettre plusieurs photons. Les trous n'entrant pas directement en compte dans l'émission lumineuse, on parle de composants unipolaires.

De plus, les niveaux d'énergie, et les fonctions d'ondes correspondantes, sont fortement liés aux épaisseurs des puits et des barrières, ainsi qu'à leur hauteur. Il devient alors possible de jouer sur la structure quantique, appelé dessin de la zone active, en modifiant l'agencement et la nature des matériaux utilisés afin de changer le comportement du QCL, notamment la puissance et la longueur d'onde émises. C'est un avantage majeur des QCLs dont la longueur d'onde peut balayer plusieurs microns uniquement en changeant la hauteur et la largeur des barrières et des puits, alors qu'il est nécessaire de changer de couple de matériaux pour les diodes lasers.

II.1.2 État de l'art des QCLs de puissance

Depuis le premier QCL réalisé en 1994, ceux-ci étaient limités à un fonctionnement en régime impulsionnel (PW) ou à température cryogénique. En effet, l'utilisation d'un courant continu provoquait un échauffement trop important du laser, ce qui empêchait son fonctionnement. En l'alimentant avec des impulsions de courant,

on réduit la puissance moyenne générée par effet Joule et le laser a alors une température plus basse, proche de celle de son module de refroidissement. C'est à partir de 2002 que l'utilisation de structures enterrées a permis d'obtenir des fonctionnements en régime continu (CW) d'abord à des températures atteignables par refroidissement Peltier [43], puis à température ambiante [44, 45, 46]. Les puissances obtenues étaient alors déjà de l'ordre de plusieurs centaines de milliwatts à 20°C.

Les QCLs de puissance ont d'abord été développés pour répondre aux besoins des applications de contre-mesures qui nécessitent des sources émettant de fortes puissances optiques dans la fenêtre 4-5 μm , qui sont les longueurs d'onde nécessaires aux contre-mesures optiques. C'est donc logiquement dans cette fenêtre que les sources de puissance ont été le plus développées, et que l'on retrouve les records de puissance. Ainsi des puissances de 5,1 W pour des QCLs en régime continu montés sur des embases diamant ont été reportées à 4,6 μm [47]. Des puissances crêtes de 203 W pour des QCLs avec un ruban très large de 400 μm ont été démontrées [48], en comparaison la largeur de QCL fonctionnant en CW est de l'ordre de 10 μm .

Ces deux cas soulignent parfaitement les limitations aujourd'hui rencontrées par les QCLs de puissance. Dans le but d'augmenter la puissance optique de sortie, on cherche à augmenter le volume de la zone de gain en élargissant le laser. Cependant, en l'élargissant on injecte de plus en plus de courant, et l'effet Joule devient trop important. On est alors obligé d'utiliser le QCL en PW, ce qui réduit la puissance moyenne.

Outre le problème de la dissipation de la charge thermique, le fait d'élargir la cavité fait apparaître des modes transverses. Les indices effectifs des modes étant bornés, plus le nombre de modes augmente, plus leurs indices effectifs sont proches les uns des autres. Le fonctionnement optique du laser devient alors de plus en plus instable, des modes d'ordre supérieur peuvent alors laser en place du mode fondamental. Cela peut conduire soit à l'apparition d'une déviation du faisceau (beam-steering) [49], à des profils de champ lointain multi-lobes [50], ou fortement dégradés par des sauts entre les modes [51].

Les QCLs de puissance ont également connus un fort développement hors de la gamme spectrale 4-5 μm . Les meilleurs résultats obtenus à ce jour et à notre connaissance sont récapitulés dans le tableau II.1:

II.2 Les défis de la fabrication

Dans cette partie, nous expliquerons comment la zone active du QCL est réalisée par épitaxie par jets moléculaires (MBE), ainsi que le guide d'onde obtenu par recroissance. Dans un second temps, nous décrirons les étapes de fabrication des composants. Enfin, nous montrerons comment les plaques épitaxiées sortant de fabrication sont débitées en lasers, montés sur embases et mis en boîtiers.

II.2.1 La croissance de la zone active

La zone active est crue par MBE ou par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD) sur des substrats d'InP dopé n, typiquement avec de l'étain. Son niveau de dopage est de $n \approx 10^{17} - 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Il fait également office de couche

Longueur d'onde (μm)	Puissance maximale littérature	Puissance maximale du laboratoire	CW/PW	Référence
3,4-3,55 μm	> 400 mW		CW	[52]
3,76 μm	1,1 W	260 mW	CW	[53]
4 μm	> 2 W	400 mW	CW	[54]
4,6 μm	5,1 W	2,4 W	CW	[47]
5,29 μm	312 mW	350 mW	CW	[55]
6 μm	132 mW	115 mW	CW	[45]
8,38 μm	204 mW		CW	[56]
9 μm	2 W		CW	[56]
9,5 μm	150 mW		CW	[57]
10,6 μm	> 100 mW		CW	[58]
4,6 μm	120 W		PW	[50]
4,8 μm	203 W		PW	[48]

Table II.1: État de l'art des QCLs de puissance.

guidante inférieure. C'est le développement de cette technique de croissance de matériaux qui a permis la réalisation des premiers QCLs [42]. Elle permet de réaliser des couches de matériaux d'excellentes qualités, et d'épaisseurs de l'ordre de la monocouche atomique [59, 60]. Dans le cadre de cette thèse, toutes les zones actives ont été épitaxiées par MBE.

Bien que le premier QCL ait été réalisé avec le système de matériaux InGaAs/InAlAs cru sur substrat InP, les équipes de recherche sont rapidement passées sur le doublet GaAs/AlGaAs cru sur GaAs qui était alors plus mature et permettait donc d'obtenir des structures de meilleure qualité cristalline. L'utilisation des QCLs à base de GaAs/AlGaAs est toujours d'actualité pour les QCLs émettant dans le Térahertz [61]. Cependant, le gain des QCLs dépend de la masse effective des électrons tel que $g \propto (m_e^*)^{-3/2}$. Les électrons étant plus légers dans l'InGaAs ($m_e^* = 0.041m_0$ pour l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$) en comparaison avec le GaAs ($m_e^* = 0.063m_0$), ce premier permet d'atteindre des gains plus fort, ce qui fait que les QCLs dans le moyen-infrarouge sont aujourd'hui réalisés pour la plupart en InGaAs/InAlAs sur substrat InP. De plus, le décalage de l'offset de bande ΔE_c est au maximum de l'ordre de 400 meV pour les systèmes GaAs/AlGaAs, ce qui rend difficile la réalisation de QCL émettant en dessous de 9-10 μm de longueur d'onde.

Comme on peut le voir sur la figure II.3, le système $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ présente l'avantage d'être accordé en maille sur l'InP, ce qui permet de le choisir comme substrat sans introduire de dislocations dans la structure crue.

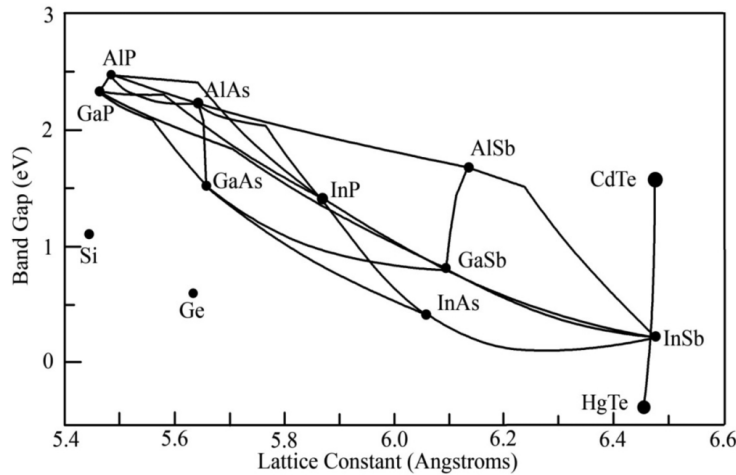


FIGURE II.3: Bandes interdites de semi-conducteurs en fonction de leur paramètre de maille cristalline [62].

Cependant l'offset de bande de ce système est de 520 meV, ce qui fait qu'il ne peut pas être utilisé pour réaliser des QCLS avec une longueur d'onde d'émission inférieure à $\approx 5,5 \mu\text{m}$. Pour descendre plus bas en longueur d'onde, des systèmes de matériaux sous contraintes sont utilisés. Ainsi, des QCLS émettant à $3,4 \mu\text{m}$ et $3,3 \mu\text{m}$ respectivement en $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}/\text{Al}_{0,6}\text{In}_{0,4}\text{As}$ [63] et en $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{AlAs}$ [64] ont été rapportés dans la littérature. D'autres systèmes de matériaux, notamment à base d'antimoine, ont été portés en avant pour la réalisation de QCLS à des longueurs d'onde très grandes ($> 12 \mu\text{m}$) et très courtes ($< 3,5 \mu\text{m}$) mais leur étude sort du cadre de cette thèse, et ils ne seront pas décrits ici.

Les fortes contraintes sur les épaisseurs, les compositions, la qualité et les dopages de chaque couche imposent d'avoir un très grand contrôle sur la croissance et la rendent très complexe. De plus, la croissance par MBE est relativement lente, typiquement de l'ordre de $0,5$ à $1 \mu\text{m}$ par heure.

Il est également possible de réaliser la partie supérieure du guide d'onde directement après la croissance de la zone active par MBE, sans sortir l'échantillon de la chambre. Néanmoins la MBE utilisée pour réaliser nos QCLS ne possédait pas de creuset de phosphore, rendant impossible cette opération. La plaque épitaxiée est alors sortie de MBE, et le guide d'onde est recréé par MOCVD.

II.2.2 Les deux technologies standards

Une fois la conformité de la plaque épitaxiée vérifiée, les QCLS sont fabriqués en suivant une succession d'étapes. Comme nous le verrons plus en détail dans la partie II.4, les QCLS peuvent être réalisés en architecture double tranchée (DT) ou enterrée (SIBH). Ces deux configurations sont représentées sur la figure II.4.

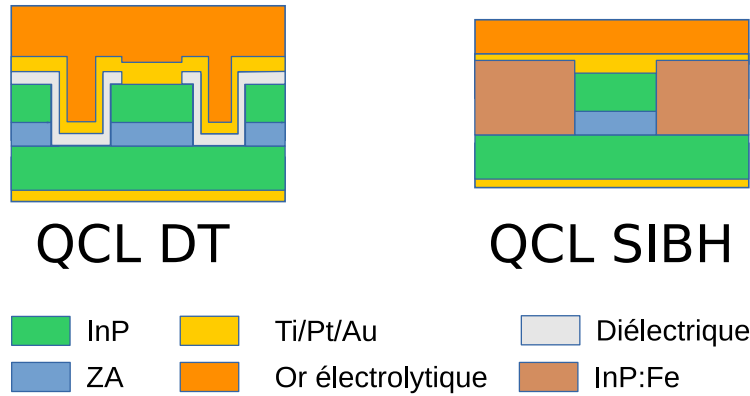


FIGURE II.4: Représentation schématique des deux configurations possibles pour les QCLs, les QCLs dits à double tranchée (à gauche) et enterré (à droite).

En effet, les deux contacts électriques du QCL peuvent être isolés électriquement en utilisant un diélectrique, dans le cas des QCLs DT, où un matériau cristallin semi-insolant, dans le cas des QCLs SIBH.

De même, on peut être dans une configuration Fabry-Pérot (FP), ou avec un réseau de Bragg distribué (DFB) si l'on souhaite sélectionner la longueur d'onde. Les QCLs DFB sont majoritairement utilisés dans le cadre d'applications de spectroscopie, et non pour des applications de puissance. Ils ne sont donc pas décrits dans cette thèse. Pour plus d'informations à leur sujet, nous renvoyons le lecteur à la thèse de Maisons [65] ainsi qu'à la littérature pour leur théorie [66] et les résultats obtenus [67, 68, 69, 70, 71]. Nous décrivons dans un premier temps le procédé de fabrication des QCLs DT, puis celui des QCLs SIBH.

Fabrication des QCLs DT

Les principales étapes de réalisation des QCLs DT sont présentées sur la figure II.5.

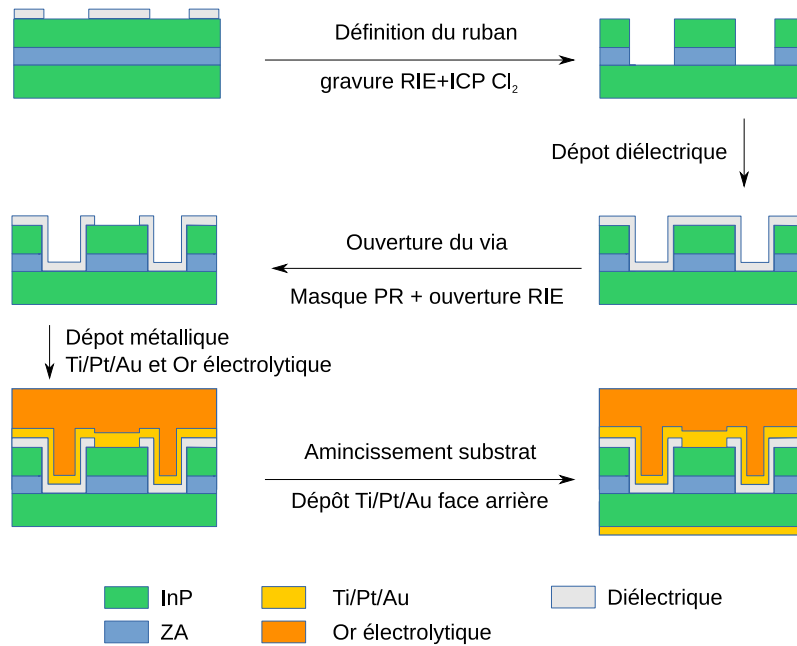


FIGURE II.5: Procédé de fabrication des QCLs en architecture DT.

La plaque épitaxiée est dans un premier temps recouverte d'un diélectrique qui servira de masque dur pour la gravure du ruban. De la résine photo-sensible (PR) est ensuite enduite sur la plaque. Le choix de la résine a été optimisée pour obtenir les motifs les plus précis et les moins rugueux sur les flancs possibles. En effet, si le ruban n'est pas trop haut, il y a moins de matériau à graver. Le masque dur, et donc celui de PR peuvent alors être plus fins, ce qui permet d'obtenir des motifs plus petits, mieux résolus et aux flancs moins rugueux.

Les motifs des rubans sont écrits dans la PR par photo-lithographie. L'insolation était historiquement faite au sein de l'équipe par l'utilisation de masqueuses manuelles. Nous avons participé pendant cette thèse au portage des procédés de photo-lithographie sur un stepper. C'est un appareil de lithographie sans contact où un système de lentilles vient projeter l'image d'un champ du masque sur la plaque avec un grossissement γ en suivant un programme prédéfini.

Une fois le masque de PR révélé, le masque dur est gravé par RIE (Reactive Ion Etching). La gravure se fait principalement chimiquement par RIE, mais la densité d'espèce est faible, ce qui fait que le temps de gravure est long. Une fois le masque dur défini, le masque de PR est retiré et les deux tranchées sont gravées dans le matériau par gravure ICP-RIE (Inductively Coupled Plasma-RIE). La profondeur gravée est suivie *in situ* par interférométrie laser puis *ex situ* par profilomètre mécanique ou optique selon la précision nécessaire après la gravure et la taille de l'ouverture.

On isole ensuite électriquement le ruban laser avec un diélectrique. Il s'agit usuellement de SiO_2 pour des longueurs d'onde plus courtes que $7 \mu\text{m}$ et de Si_3N_4 au-delà. Dans le cadre de ces travaux, de nouveaux matériaux pour la couche isolante ont été étudiés, notamment le TiO_2 à la partie III.1.2, et l' AlN à la partie III.1.5. Des procédés de gravure ont été mis au point pendant cette thèse pour graver le diélectrique d'isolation avec une ICP-RIE, notamment pour graver le TiO_2 . L'utilisation de la gravure ICP-RIE a permis de réduire le temps d'ouverture du diélectrique d'un facteur 10. Les procédés développés pour le TiO_2 peuvent être adaptés facilement

pour le SiO_2 et le Si_3N_4 et peuvent permettre de réduire typiquement la durée de gravure de 2 heures à une dizaine de minutes.

Une fois le via ouvert dans le diélectrique, on dépose le contact métallique supérieur par dépôt physique en phase vapeur (PVD). Des pavés d'or de plusieurs microns sont ensuite crus par électrolyse sur les rubans afin d'améliorer la dissipation thermique et d'éviter les remontées de soudure lors d'un montage Down.

Le substrat est ensuite aminci, puis le substrat est poli pour les lasers rapportés dans cette thèse. Le deuxième contact métallique est alors déposé en face arrière. La plaque est finalement clivée en lasers unitaires qui sont montés sur une embase, comme cela sera expliqué dans la partie II.2.3.

Fabrication des QCLs SIBH

Beaucoup d'étapes sont similaires pour la réalisation de QCLs SIBH, nous n'insisterons donc que sur les différences avec la technologie DT. Les principales étapes de réalisation des QCLs SIBH sont présentées sur la figure II.6.

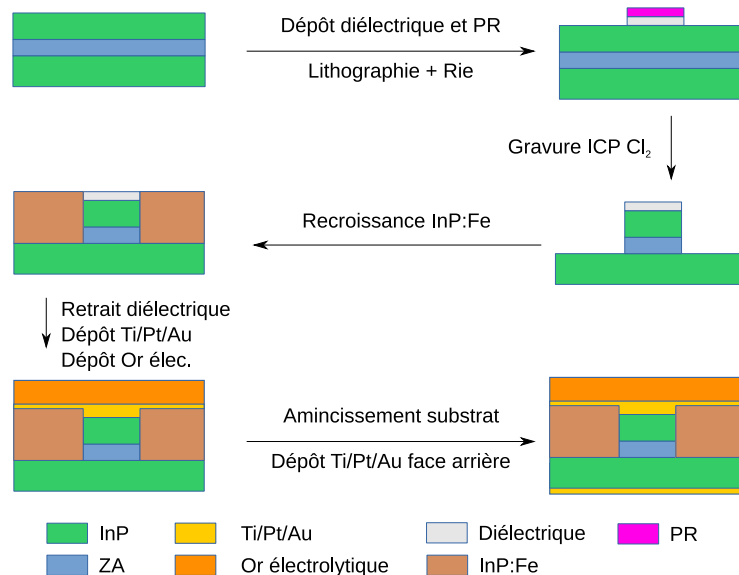


FIGURE II.6: Procédé de fabrication des QCLs en architecture SIBH.

Un masque dur est également déposé sur la plaque épitaxiée afin de définir le ruban par photo-lithographie, mais les espaces entre les rubans sont entièrement gravés comme montré sur la figure. On ne réalise pas de tranchées étroites comme dans le cas des QCLs DT, on parle alors de configuration simple ruban. Le masque dur et le ruban sont gravés de manière similaire aux lasers DT par RIE et RIE-ICP.

Le masque dur est ensuite gardé et l'InP:Fe est recru dans les zones dégagées. Le masque dur sert d'inhibiteur à la croissance et permet de conserver le ruban dégagé. La recroissance de l'InP:Fe peut être faite par MOCVD, MOVPE ou HVPE. Des recroissances sur des réalisations antérieures à ce travail de thèse ont été faites en MOCVD et MOVPE, mais de meilleures performances, et notamment de plus faibles courants de fuites, ont été obtenus avec des recroissances HVPE. Nous avons ainsi réalisé des QCLs SIBH de forte puissance et des μSQCLs comme nous le verrons

dans les parties IV.3 et V.2. Les recroissances HVPE ont été effectuées en partenariat avec l'université KTH.

Pour chaque étape de fabrication, différents paramètres sont vérifiés, agissant comme autant de figures de mérites. Pour les gravures, on observera particulièrement les vitesses de gravure et les profondeurs atteintes au profilomètre mécanique et optique, et on inspectera la qualité des flancs et du fond de gravure au microscope optique et au MEB. Les épaisseurs des diélectriques déposés sont mesurés à l'ellipsomètre pour vérifier qu'il n'y a pas de dérive des procédés de dépôts. l'uniformité de l'amincissement est vérifiée au palpeur.

II.2.3 Le back-end, ou de la criticité du montage et du packaging

Après la fabrication technologique, aussi appelé front-end, accomplie, les plaques sont clivées perpendiculairement aux rubans lasers. On définit ainsi des barrettes de lasers par clivage. C'est lors de cette opération que l'on fixe la longueur des lasers et que l'on réalise les facettes. Chaque laser étant séparé électriquement de ses voisins, on peut dès lors réaliser de premières caractérisations sous pointes de tests. On peut tester la résistance de chaque QCL, faire des PIV et des spectres en régime impulsif. Dans le cas des lasers utilisés dans cette thèse, c'est après cette étape que l'on effectue sur chaque barrette un dépôt à haute réflectivité (HR).

Chaque barrette de QCL est alors débitée en laser unitaire, également par clivage. Il est uniquement possible de vérifier après débitage la résistance des QCLs avec une pointe de tests sous aspiration. En effet, les lasers unitaires sont trop petits pour être préhensibles, ils ont des dimensions typiques de 100 à 400 μm de larges pour 1 à 5 mm de long. Il est alors nécessaire de les reporter sur une embase, à la fois pour faciliter la manipulation, mais également pour dissiper la charge thermique.

Les embases sont aujourd'hui pour la plupart en cuivre ou en AlN. Comme nous le verrons dans la partie III.3.1, le cuivre présente l'avantage d'avoir une meilleure conductivité thermique que l'AlN. Cependant l'AlN bénéficie d'un coefficient de dilatation thermique (CTE) proche de celui de l'InP ce qui permet de réaliser des soudures dites dures (hard-solder). Elles présentent de meilleures performances en terme de robustesse mécanique et de vieillissement en comparaison des soudures dites molles (soft-solder) nécessaires avec des embases ayant un CTE trop éloigné de celui de l'InP, comme c'est le cas pour le cuivre. La soudure dure est faite par une pré-forme d'alliage Au/Sn eutectique, la part d'étain est de l'ordre de 20%, ce qui donne un point de fusion de l'alliage à 280°. La préforme d'Au/Sn fait entre 4 et 6 μm de haut.

Il est possible de souder le QCL sur l'embase soit du côté du substrat, soit du côté des couches épitaxiées. On parle alors respectivement de montages Up et Down. Le montage Up est plus facile à réaliser techniquement, une remontée de soudure sur le substrat ne gênant pas le fonctionnement du laser et il permet de garder visible le laser. Il est possible par exemple de lire des inscriptions réalisées pendant la fabrication, on peut notamment numéroter le QCL pour retrouver ses informations.

Cependant, le montage Down est nécessaire dans le cas des QCLs de puissance. En effet, le fait que la zone active soit plus proche de l'embase, qui joue le rôle de dissipateur calorifique, permet de réduire drastiquement la résistance thermique

du composant. L'impact des deux types de montage sur la gestion de la charge thermique, ainsi qu'un montage hybride, sera traité dans la partie III.3.2.

Deux figures de mérites sont regardées pour vérifier la qualité du montage. Tout d'abord on peut vérifier le contact électrique en s'assurant que l'on retrouve bien la même résistance électrique du composant qu'avant le montage. Toutefois, cette condition est remplie dans la plupart des cas et le vrai critère indiquant la qualité de la soudure est la résistance aux tests de cisaillement (shear tests). Ceux-ci consistent à appliquer un poids appuyant latéralement sur la puce. Le poids est augmenté jusqu'à rupture de la soudure ou destruction du laser. Le poids maximum appliqué est alors la figure du mérite, et doit être supérieur à une valeur calibrée.

Le QCL monté sur embase peut ensuite soit être utilisé en temps que tel au laboratoire, ou mise en boîtier pour être intégré plus facilement dans un système. Deux types de boîtiers dominent pour les QCLs : les boîtiers papillons (butterfly) et les boîtiers à forte charge thermique (HHL). Ils sont représentés respectivement sur les figures II.7a et II.7b.

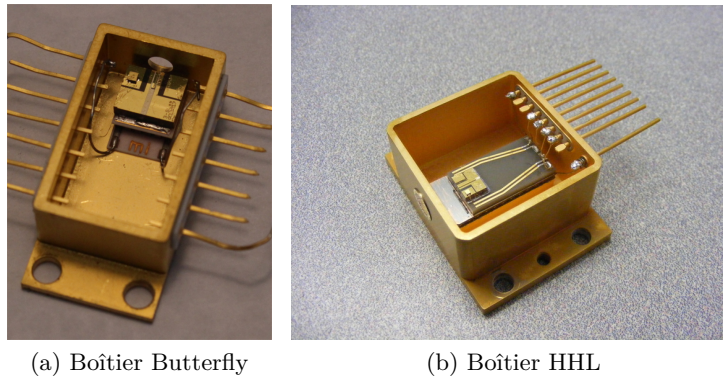


FIGURE II.7: Exemple d'un QCL monté en boîtier butterfly (II.7a) et d'un boîtier HHL (II.7b).

Les boîtier HHL sont conçus pour accueillir des modules Peltier plus gros et pouvant dissiper plus de chaleur. Ce sont eux qui sont utilisés pour les QCLs de puissance.

II.3 Le transport électronique dans la structure

Afin de pouvoir analyser les performances des QCLs et d'extraire des figures de mérites pouvant les comparer entre eux, il est nécessaire de bien comprendre le transport électronique dans la structure. C'est en effet lui qui va dicter de nombreuses grandeurs macroscopiques comme le courant seuil, la puissance maximale ou la plage spectrale de gain. Dans cette partie, nous commencerons par détailler le transport des électrons à l'échelle microscopique. Cela nous amènera dans un second temps à présenter les dessins de zones actives utilisés dans ce travail de thèse. Enfin, nous donnerons un modèle macroscopique du fonctionnement opto-électronique des QCLs duquel nous pourrions tirer des figures de mérites mesurables expérimentalement.

II.3.1 Modèle microscopique

Le but de cette partie est de pouvoir comprendre le fonctionnement des QCLs à l'échelle microscopique dans le but de pouvoir analyser les structures de bandes des différents dessins de zones actives, et extraire des grandeurs permettant de comparer leurs performances électriques, optiques et thermiques. Pour un traitement exhaustif et détaillé du transport électronique dans les QCLs nous renvoyons le lecteur à l'ouvrage de référence qu'est la Thèse de Terrazi [72].

Calcul des états quantiques

La première étape pour la compréhension et la simulation des performances d'un QCL est le calcul des niveaux d'énergie. En effet, les empilements de semi-conducteurs formant l'hétérostructure créent une succession de puits et de barrières quantiques dans la bande de conduction, dont résultent des états liés, ainsi que d'autres dans le continuum. Les transitions électroniques considérées au premier ordre ne se font qu'entre les états liés de la structure.

Les énergies et les fonctions d'onde des états liés sont calculés avec l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$\mathbf{H}\Psi_i(\mathbf{r}) = E_i\Psi_i(\mathbf{r}) \quad (\text{II.1})$$

où \mathbf{H} est l'opérateur Hamiltonien et Ψ_i et E_i sont la fonction d'onde et l'énergie de l'état i . Nous la résolvons dans l'approximation de la fonction enveloppe qui stipule que la fonction d'onde Ψ_i peut se décomposer en deux termes $\Psi_i(\mathbf{r}) = F_i(\mathbf{r})u(\mathbf{r})$ où F_i est la fonction enveloppe, qui varie lentement devant le paramètre de maille, et $u(\mathbf{r})$ varie rapidement devant ce même paramètre. La fonction enveloppe peut elle-même être décomposée selon une partie suivant l'axe de croissance z , et une partie dans le plan des couches $f(x, y)$, tel que $F_i(\mathbf{r}) = f_i(x, y)\phi_i(z)$. L'équation de Schrödinger dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe, projeté sur l'axe de croissance s'écrit alors :

$$p_z \frac{1}{2m(E, z)} p_z \phi_i + E_c(z)\phi_i = E_i \phi_i \quad (\text{II.2})$$

où $E_c(z)$ est le potentiel de la bande de conduction, et va donc décrire les puits et les barrières suivant z , p_z est la quantité de mouvement en z et $m(E, z)$ est la masse effective de l'électron. Elle est définie par la courbure de la sous-bande avec le moment par :

$$m(E_i, z) = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E_i}{dk^2}} \quad (\text{II.3})$$

En première approximation, les sous-bandes sont paraboliques, la masse effective devient donc constante. Si cette approximation suffit pour la compréhension de la majeure partie des phénomènes, elle est limitante pour l'obtention de résultats précis par la simulation. Il faut alors prendre en compte la non-parabolicité de la dispersion des électrons induites par l'influence des trous légers et de split-off. La dépendance

en énergie de la masse effective des électrons peut alors s'écrire dans ce modèle à trois bandes [73]:

$$\frac{1}{m(E, z)} = \frac{1}{m_0} \left[\frac{2}{3} \frac{E_p}{E - E_{lh}} + \frac{1}{3} \frac{E_p}{E - E_{so}} \right] \quad (\text{II.4})$$

où E_p est l'énergie de Kane, et E_c , E_{lh} , E_{so} sont les énergies à moment nulle pour la bande de conduction, de trous légers et de trous de split-off respectivement. Trois bandes suffisent pour les QCLs car seuls les électrons jouent un rôle dans le transport, plus de bandes seraient nécessaires pour décrire des transitions inter-sousbandes faisant intervenir des trous, comme les lasers à cascade interbandes (ICL).

Une fois l'équation de Schrödinger II.2 résolue, on obtient donc les fonctions d'onde $\phi_i(z)$ ainsi que leurs niveaux d'énergies propres. Un exemple de fonctions d'onde ainsi calculées est représenté sur la figure II.8.

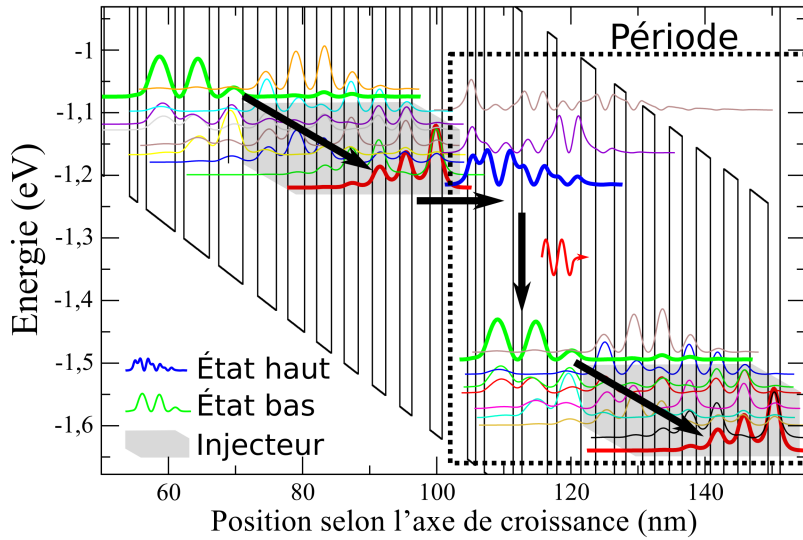


FIGURE II.8: Potentiel et fonctions d'ondes d'un dessin conventionnel.

Sur la figure, on trace $E_i + |\phi_i|$ afin de visualiser conjointement l'énergie et les distributions électroniques de chaque niveau. Comme on peut le voir, chaque période du dessin peut être séparée en deux parties.

D'une part, la zone radiative, où l'électron se désexcite vers un état plus bas en énergie en émettant un photon (de l'état en vert, vers l'état en bleu). Cet état bas est principalement dépeuplé par diffusion avec certains modes vibratoires du cristal, les phonons longitudinaux optiques. La zone radiative est typiquement constituée de trois puits. L'électron rentre alors dans une zone dite d'injection. Celle-ci sert essentiellement à le conditionner pour la période suivante, notamment en le thermalisant vers un état dit d'injection (en traits rouges épais sur la figure II.8). L'électron est alors injecté par effet tunnel vers l'état haut de la transition radiative de la période suivante.

Équations d'état

Le transport électronique peut donc être modélisé par un système de trois états quantiques, comme représenté sur la figure II.9.

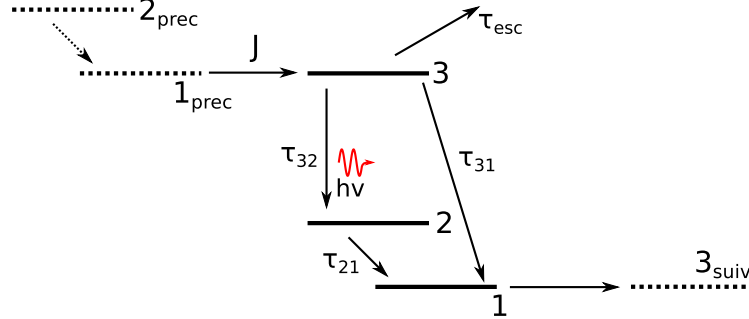


FIGURE II.9: Modèle simplifié à trois états du transport électronique dans un QCL.

La zone d'injection n'est pas prise en compte, et remplacée par le courant J traversant la barrière d'injection, période après période. Les densités d'électrons n_i sur chaque niveau i , ainsi que le flux optique S , peuvent être décrits par le système suivant [74]:

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = \frac{J}{q} - \frac{n_3}{\tau_3} - Sg_c(n_3 - n_2) \\ \frac{dn_2}{dt} = \frac{n_3}{\tau_{32}} + Sg_c(n_3 - n_2) - \frac{n_2 - n_2^{ther}}{\tau_2} \\ \frac{dn_1}{dt} = -\frac{J}{q} + \frac{n_3}{\tau_{31}} + \frac{n_2}{\tau_2} \\ \frac{dS}{dt} = \frac{c}{n_r}(g_c(n_3 - n_2) - \alpha_{tot})S + \beta \frac{n_3}{\tau_{sp}} \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

où q est la charge de l'électron, c la vitesse de la lumière dans le vide, n_r l'indice de réfraction, β est la portion de l'émission spontanée couplée au mode optique, $\alpha_{tot} = \alpha_m + \alpha_w$ représente la somme des pertes optiques aux facettes et de propagation, τ_{sp} est le temps de vie de l'émission spontanée, τ_{ij} est le temps de diffusion d'un électron entre l'état i et l'état j et g_c est la section efficace du gain, τ_3 représente le temps de vie moyen des électrons sur l'état haut avant désexcitation vers l'état 2 ou 1, ou vers le continuum :

$$\frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{31}} + \frac{1}{\tau_{esc}} \quad (\text{II.6})$$

Le terme n_2^{therm} reflète le repeuplement en électrons de l'état 2 par excitation thermique des électrons de l'état 1. Il est important de souligner pour la suite les dépendances de g_c :

$$g_c \propto \frac{\Gamma z_{32}^2}{n_r \lambda \gamma_{32}} \quad (\text{II.7})$$

où γ_{32} est l'élargissement spectral de la transition 3 vers 2 et λ est la longueur d'onde. On voit dans l'équation II.7 qu'il faut chercher à maximiser le recouvrement Γ du mode avec la zone active ainsi que l'élément de matrice dipolaire z_{32} traduisant

le recouvrement des fonctions d'onde des états 2 et 3. En revanche, le gain décroîtra avec la longueur d'onde λ et avec l'élargissement de la transition $3 \rightarrow 2$, plus celle-ci sera étroite, plus le gain spectral sera piqué et intense.

L'équation II.5 peut être interprétée comme suit :

- l'état haut est peuplé par les électrons injectés depuis la période précédente (terme $\frac{J}{q}$). Il se dépeuple par diffusion vers les autres états liés et du continuum ($\frac{n_3}{\tau_3}$) ainsi que par émission stimulée ($Sg_c(n_3 - n_2)$)
- l'augmentation de la population résulte de cette même émission stimulée ($Sg_c(n_3 - n_2)$), ainsi que des électrons diffusés depuis l'état haut ($\frac{n_3}{\tau_{32}}$) et de ceux excités thermiquement depuis l'état 1 ($\frac{n_2^{ther}}{\tau_2}$). Il se dépeuple vers l'état 1 par diffusion $\frac{n_2}{\tau_2}$.
- la quantité de photons dans la cavité augmente par émission stimulée, le milieu présentant du gain ($\frac{cg_c S}{n_r}(n_3 - n_2)$) ainsi que par émission spontanée ($\beta \frac{n_3}{\tau_{sp}}$). L'absorption par le milieu propageant et les pertes miroirs viennent réduire cette quantité de photons $\frac{c\alpha_{tot}}{n_r}$.

On peut donc trouver à partir de l'équation II.5 les densités de porteurs sur chaque état quantique, et le nombre de photons. On considère pour cela que l'on est en régime stationnaire, $\frac{dn_i}{dt} = \frac{dS}{dt} = 0$, et que le nombre de porteurs sur une période est conservé, et qu'il est égal à la quantité de dopants N_d :

$$\sum_i n_i = N_d \quad (\text{II.8})$$

En se plaçant dans un premier temps au seuil ($S = 0$), on obtient une expression du courant de seuil :

$$j_{th} = q \frac{(\alpha_m + \alpha_w)/g_c + n_2^{therm}}{\tau_{eff}} \quad (\text{II.9})$$

La puissance optique émise, P , est directement liée au nombre de photons dans la cavité de volume V parvenant à sortir par la face avant, de pertes α_m^1 :

$$P = \frac{VcS\alpha_m^1 h\nu}{n\Gamma} \quad (\text{II.10})$$

où $E_{ph} = h\nu$ est l'énergie des photons, Γ est le recouvrement du mode sur la zone active, n est l'indice de réfraction et c la vitesse de la lumière dans le vide. En différenciant, S par rapport à la densité de courant J , on obtient alors le rendement différentiel :

$$\frac{dP}{dJ} = \frac{N_p h\nu}{q} \frac{\alpha_m^1}{\alpha_m + \alpha_w} \eta_i \quad (\text{II.11})$$

avec

$$\eta_i = \frac{\tau_{eff}}{\tau_2 + \tau_{eff}} \quad (\text{II.12})$$

et

$$\tau_{eff} = \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) \quad (\text{II.13})$$

D'autre part, il est également possible d'exprimer la puissance optique émise en fonction des paramètres précédemment définis, et du courant de seuil I_{th}

$$P = \frac{N_p h \nu}{q} \sigma \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_w} (I - I_{th}) \quad (\text{II.14})$$

où σ reflète la part des pertes miroirs de la face avant par rapport aux deux facettes :

$$\sigma = \frac{\ln(R_1)}{\ln(R_1 R_2)} \quad (\text{II.15})$$

La densité de courant de seuil, le rendement différentiel et la puissance optique, définis respectivement dans les équations II.9, II.11 et II.14, sont les trois figures de mérites clefs traduisant les bonnes performances des QCLs de puissance et qu'il faut chercher à optimiser.

Le cas général et la simulation numérique avec METIS

Comme on peut le voir sur la figure II.8, le cas réel est beaucoup plus complexe que le modèle à trois niveaux décrit dans la partie II.3.1. En effet, en plus des états haut et bas de la transition radiative, un dessin classique de QCL dans le moyen infrarouge comprend souvent plusieurs états pour dépeupler l'état bas par transition phonons-LO. De plus, deux états sont souvent situés au dessus de l'état haut. Il s'agit d'états parasites qui vont piéger des électrons, réduisant ainsi le gain, et même leur permettre en partie de s'échapper vers le continuum, ce qui fera chuter le rendement global, tout en augmentant l'échauffement du laser. Ils s'apparentent au temps de vie τ_{esc} de la figure II.9. Enfin l'injecteur est constitué de nombreux états, typiquement de 5 à 10. On comprend qu'un modèle analytique devient dès lors inextricable si l'on veut tous les prendre en compte, il faut alors passer à une résolution numérique des équations d'états. Un logiciel appelé METIS est ainsi développé en interne au III-V lab [75], puis à mirSense, pour la simulation du transport inter-sousbande dans les QCL, les photodétecteurs infrarouge à puits quantiques (QWIP) et les détecteurs à cascade quantique (QCD).

Le potentiel du QCL est dans un premier temps calculé à partir d'un dessin de zone active fourni ainsi que d'une tension donnée, comme paramètres d'entrées du programme. L'équation de Schrödinger telle que définie par l'équation II.2 est ensuite résolue numériquement en discrétisant le potentiel et en prenant en compte la non-parabolicité de la masse effective. On obtient ainsi les fonctions d'ondes et les énergies propres de tous les états liés. Le but est désormais de résoudre les équations d'état en prenant en compte toutes les diffusions possibles entre les couples d'états i et j , ceux-ci n'appartenant pas nécessairement à la même période :

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j \neq i} \frac{n_j}{\tau_{ji}} - \frac{n_i}{\tau_{ij}} \quad (\text{II.16})$$

Plusieurs périodes de la structure sont utilisées pour améliorer la précision du calcul et prendre les effets de diffusion inter-période en compte. Ce système est lié,

de rang $N - 1$ où N est le nombre d'état. On rajoute la condition de conservation de la charge pour le résoudre :

$$\sum_{p \in \text{période}} n_i = N_d \quad (\text{II.17})$$

où p décrit tous les états d'une période. Tous les temps de diffusion doivent donc être calculés pour résoudre numériquement le système.

Les temps de diffusion entre deux états quantiques peuvent être de nature multiples. Ceux qui sont prépondérant dans le transport électronique pour les QCLs moyen-infrarouge sont les diffusions par les phonons-LO, les désordres d'alliages et la rugosité. Pour plus de précisions, où pour des mesures à température cryogénique, on peut ajouter les diffusions par les phonons longitudinaux-acoustiques (LA) et par les impuretés ionisées. Le détail des calculs des temps de vie pour les différents mécanismes peut être trouvé dans la littérature [76, 77, 78, 79]. On calcule donc le temps de transition global d'un état à un autre en prenant tous les mécanismes k de diffusion en compte :

$$\frac{1}{\tau_i} = \sum_k \frac{1}{\tau_i^k} \quad (\text{II.18})$$

Il convient de souligner que les électrons transitent au travers de la barrière d'injection par effet tunnel, et non pas par un phénomène de diffusion. Il est donc nécessaire de le prendre en compte pour estimer le courant établi dans la structure. Pour ce faire, la contribution de l'effet tunnel résonant à été incluse dans le système en prenant un temps de vie tunnel effectif issu d'une approche de matrice densité [80].

Une fois les temps de vie et les densités de porteurs calculées, on en déduit le courant en comptant les électrons traversant de part et d'autre la barrière d'injection [81]:

$$J = q \sum_{i,j} \frac{n_i}{\tau_{i,j+1}} - \frac{n_{i+1}}{\tau_{i+1,j}} \quad (\text{II.19})$$

où i désigne les états de la période avant la barrière d'injection, et $i + 1$ ceux après la barrière d'injection, sur la période suivante. Un exemple de courbes courant-tension obtenues avec METIS, avec et sans émission stimulée, est représenté sur la figure II.10a.

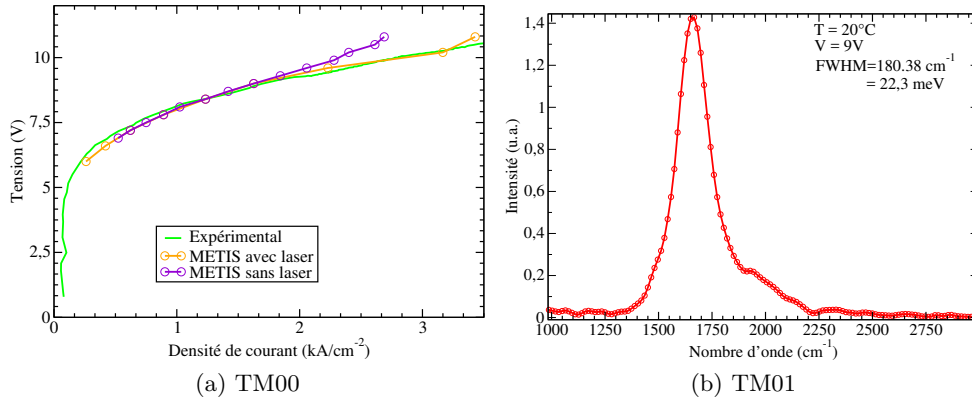


FIGURE II.10: Comparaison de courbes courant-tension calculées avec METIS, avec et sans émission stimulée, avec l'expérience (II.10a) et mesure de la largeur du gain d'un dessin par électro-luminescence (II.10b).

On voit que METIS permet bien de refléter l'apparition du courant photonique. On peut également déduire des fonctions d'onde et des populations le gain spectral par période. En effet, chaque transition apporte une contribution au gain :

$$g_{ij}(\omega) = n_i \frac{\Gamma_p \pi q^2 z_{ij}^2}{n_{eff} \epsilon_0 L_p c \hbar} \frac{\gamma_{ij}}{2\pi} \frac{\hbar \omega}{(\omega_{ij} \pm \hbar \omega)^2 + (\frac{\gamma_{ij}}{2})^2} \quad (\text{II.20})$$

où Γ_p est le recouvrement du mode sur la période considérée, n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode, $\hbar \omega_{ij}$ est l'énergie correspondant à la transition. Comme on peut le voir sur l'équation II.20, l'élargissement des sous-bandes est modélisé par une fonction lorentzienne d'élargissement γ_{ij} . Le calcul analytique de γ_{ij} ne rencontre pas encore de consensus. Tous les $\gamma_{ij} = \gamma$ sont considérés égaux dans METIS. Celui-ci est un paramètre d'entrée de METIS, il est mesuré expérimentalement par électroluminescence. Le spectre de la lumière émise sous le seuil est mesuré, il correspond en première approximation au profil du gain. Sa largeur à mi-hauteur (FWHM) nous donne alors une mesure de γ_{32} que l'on assimile à γ . Un exemple de mesure de la largeur du gain par électro-luminescence est représenté sur la figure II.10b.

II.3.2 Modèle macroscopique : un modèle effectif pour comparer les dispositifs

Le modèle microscopique développé dans la partie II.3.1 est très utile pour analyser des les performances intrinsèques d'un dessin de zone active, et en concevoir de nouvelles. Cependant, la zone active n'est qu'un élément constituant le QCL, et ce modèle ne reflète pas certaines propriétés du composant lorsqu'il est considéré dans son ensemble. C'est ainsi le cas de la gestion de la dissipation thermique, qui ne dépend pas que de la zone active mais également fortement du matériau utilisé pour confiner le mode latéralement, et du montage sur embase, comme nous le verrons dans le chapitre III.

Il est possible d'exprimer la densité de courant de seuil j_{th} (la densité de courant à apporter pour faire laser le composant) en fonction de la température du module

de refroidissement Peltier T_{pel} , de la tension U et du courant I appliqués au laser, et du rapport cyclique d , ainsi :

$$j_{th}(T_{pel}) = j_0 \exp \left(\frac{T_{pel} + R_{th}UI d}{T_0} \right) \quad (\text{II.21})$$

où R_{th} est la résistance thermique du composant sur son embase, et j_0 et T_0 sont le courant et la température caractéristique du QCL. Ces deux paramètres sont extraits à partir des courbes caractéristiques à plusieurs température en régime impulsif, à faible rapport cyclique pour éviter tout échauffement. On récupère la densité de courant de seuil à chaque température et on obtient j_0 et T_0 par régression exponentielle.

Le paramètre T_0 consiste une figure de mérite forte en ce qui concerne les performances thermiques d'une zone active. Il traduit la résistance du courant de seuil du laser à l'échauffement. Il est de l'ordre de $T_0 \approx 150$ K pour les QCLs utilisés en spectroscopie et les dessins spécialement conçus pour les QCLs de puissance permettent d'augmenter cette valeur à $T_0 \approx 300$ K.

L'autre facteur clef qui se dégage de cette formule est la résistance thermique, R_{th} . Elle est typiquement de l'ordre de 12 à 15 K/W pour les lasers de spectroscopie, alors que le montage Down (expliqué en II.2.3) et l'enterrement de la zone active (détaillé dans la partie II.2.2) ont permis de la descendre autour de 7 à 9 K/W.

Enfin il faut souligner que c'est tout le terme $R_{th}UI d/T_0$ qui montre l'efficacité de la dissipation thermique. Dans les cas où l'on veut étudier le laser en s'affranchissant des effets liés à l'échauffement, nous prendrons donc un faible rapport cyclique, de l'ordre de 1%. La charge thermique générée par effet Joule est typiquement de 30 W ($U = 15$ V et $I = 2$ A). Le produit $R_{th}UI$ vaut alors de 240 K, en prenant $R_{th} = 8$ K/W. Il est donc du même ordre de grandeur que la température de régulation du module Peltier, de 293 K. L'échauffement n'est donc pas négligeable en régime continu. Avec un rapport cyclique de 1%, on obtient bien la condition $T_{pel} \gg R_{th}UI d$.

Nous représentons sur les figures II.11a et II.11b l'évolution de la densité du courant de seuil en fonction de R_{th} pour différents T_0 et en fonction de la température du Peltier pour différents R_{th} .

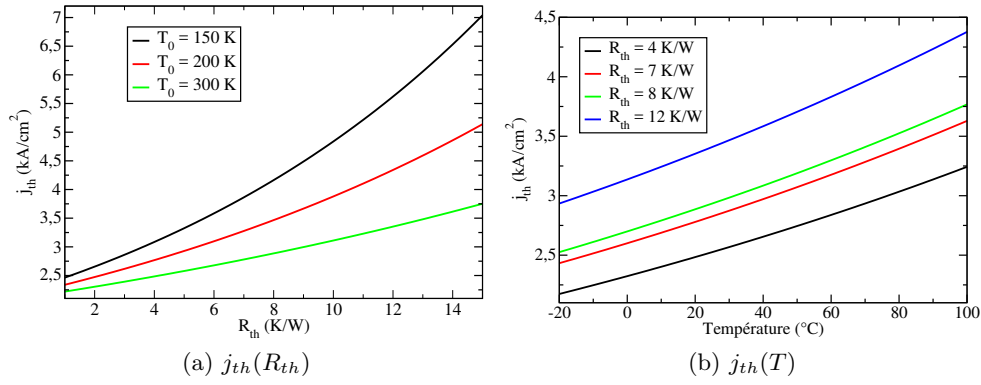


FIGURE II.11: Évolution de la densité de courant de seuil en fonction de la résistance thermique (II.11a) ainsi qu’avec la température, pour différentes résistances thermiques.

L’amélioration du dessin de la zone active ayant permis d’augmenter T_0 de 150 K à 300 K [47], on voit que l’on gagne un facteur 1,5 sur le courant de seuil. On remarque également qu’une amélioration de R_{th} de 1 K/W correspond à avoir le courant de seuil que l’on aurait eu pour 10°C de moins.

II.3.3 Zones actives employées

Plusieurs dessins de zones actives ont été utilisés dans cette thèse. Leur longueur d’onde d’émission, les puissances maximales obtenues et les articles de référence desquels ils sont adaptés sont rappelés dans le tableau II.2.

Numéro de plaque	Longueur d’onde (μm)	Puissance en CW (W)	Référence du dessin
ART 105	5,6 μm	250 mW	[45]
ART 439	8,2 μm		
ART 442	7,5 μm		
ART 486	4,7 μm	860 mW	[82]
ART 609	4,6 μm	910 mW	[83]
ART 611	3,9 μm	220 mW	[83]
ART 1365	3,8 μm	260 mW	[83]
ART 1369	4 μm	400 mW	[83]
ART 1814	4,7 μm	2 W	[47]
ART 1815	4,7 μm	2,4 W	[47]

Table II.2: Propriétés et références des dessins utilisés dans cette thèse.

Le diagramme de bande du dessin de la plaque ART 486 est représenté sur la figure II.12.

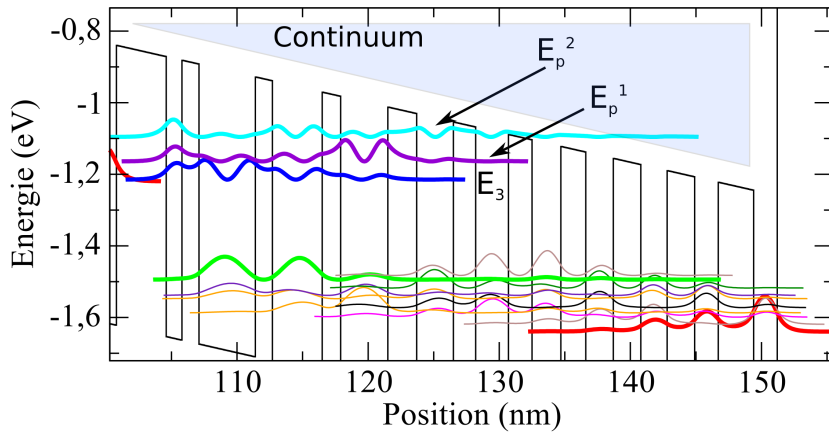


FIGURE II.12: Dessin de la zone active de la plaque ART 486.

Il s'agit d'un dessin typique de QCL de puissance émettant à basse longueur d'onde, ici autour de $4,6 \mu\text{m}$. Pour pouvoir descendre aussi bas en longueur d'onde, nous utilisons un système contraint de $\text{Ga}_{0,32}\text{In}_{0,68}\text{As}$ pour les puits et $\text{Al}_{0,64}\text{In}_{0,36}\text{As}$ pour les barrières. Le dépeuplement de l'état bas de la transition radiative est assuré par un double dépeuplement par phonons-LO. Un des mécanismes les plus limitants dans le cas de ce dessin est les fuites d'électrons vers le continuum via les états parasites E_p^1 et E_p^2 . Elles sont proportionnelles à leur différence d'énergie avec l'état haut : $n_p^i \propto \exp\left(\frac{E_p^i - E_3}{kT}\right)$. Ce mécanisme de fuite vers le continuum est favorisé par la température. Il provoque une forte hausse du courant de seuil avec la température, ce qui se traduit par une température caractéristique relativement faible, $T_0 \approx 175 \text{ K}$.

Une solution pour éviter les courants de fuite a été d'utiliser des structures dites à puits peu profond (shallow-well) ainsi que deux matériaux pour les barrières, un étant l'InGaAs usuel, et l'autre étant l'AlAs qui a une très haute énergie de bande de conduction (AlAs peak barrier).

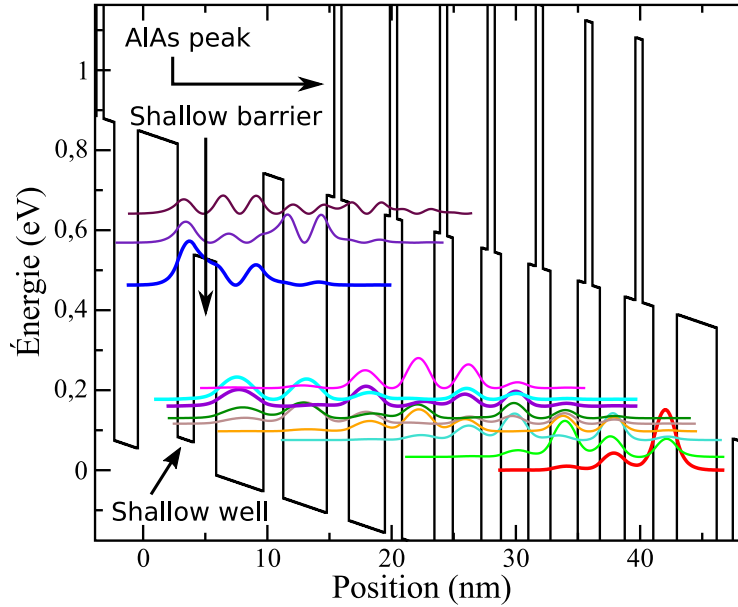


FIGURE II.13: Dessin de la zone active de la plaque ART1815.

Le shallow-well juste après la barrière d'injection permet de remonter en énergie les états parasites E_p^1 et E_p^2 . Utilisé seul, il pousserait l'état haut E_3 vers les hautes énergies de la même façon. Afin de le garder à énergie fixe pour conserver la même longueur d'onde d'émission et s'éloigner des états parasites E_p^i , le shallow-well est employé de manière conjointe avec une barrière moins haute en énergie, dite shallow-barrier. Sa hauteur va fixer l'énergie de l'état haut E_3 et elle va permettre de régler indépendamment les énergies des niveaux parasites E_p^i . La combinaison du shallow-well et de la shallow-barrier permet aussi d'augmenter fortement la différence d'énergie de l'état haut avec les états parasites. Ainsi $E_p^i - E_3$ passe de 51 meV pour le premier dessin à 106 meV pour le second dessin.

Ce dessin a permis d'obtenir les puissances records dans la littérature [50, 47] ainsi que dans l'équipe. Les résultats obtenus avec ce dessin seront détaillés dans les parties III.2.2 et IV.3.3 pour des lasers unitaires et V.2.3 pour des μ SQCL.

II.4 Le guidage optique dans le ruban

Afin de limiter les pertes optiques dans les matériaux, la lumière doit être guidée afin d'assurer un confinement maximal dans la zone active. En effet, il s'agit de la seule partie du composant apportant du gain, tous les matériaux l'entourant introduisant plus ou moins de pertes. Le design du guide d'onde confinant la lumière a donc plusieurs rôles. D'un point de vue optique, il joue un double rôle. Il doit à la fois assurer un fort recouvrement du mode optique avec la zone active, et également réduire les pertes en évitant un recouvrement trop fort avec les matériaux de fortes pertes comme les métaux. D'autre part, il doit permettre un drain de la charge thermique générée par effet Joule suffisant pour réduire la température de la zone active et permettre au QCL de fonctionner. Une vue schématique d'un QCL est représentée sur la figure II.14.

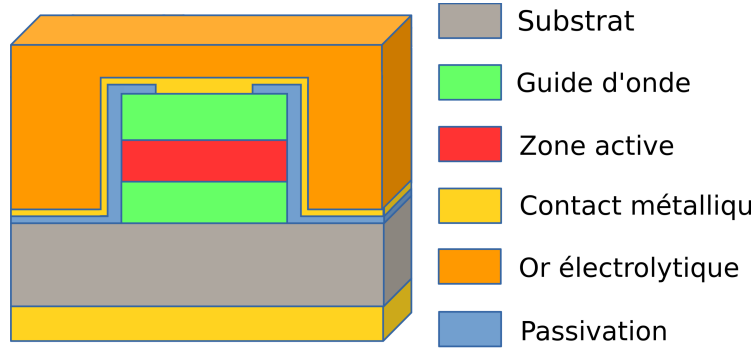


FIGURE II.14: Représentation schématique d'un QCL. La zone active (en rouge) est située entre deux couches guidantes (en vert) verticalement et une couche d'isolation (en bleu) qui sert également à ce que le contact métallique (en jaune) supérieur ne court-circuite pas la zone active. L'ensemble est cru sur un substrat (en gris) et une épaisse couche d'or électrolytique (en orange) permet une bonne diffusion thermique et une soudure sur une embase plus grosse.

Le guidage de la lumière dans les QCLs a été détaillé dans la thèse de Maisons [65], nous rappellerons ici les éléments permettant au lecteur de suivre la suite de ce travail.

II.4.1 le guide d'onde vertical

Le guidage vertical est assurée par un guide d'onde reposant sur l'utilisation de l'InP. La partie inférieure du guide d'onde est une simple couche d'InP alors que la partie supérieure est décomposée dans la plupart des cas en trois couches, de bas en haut :

- une couche d'InP modérément dopée ($n \approx 10^{17} \text{cm}^{-3}$), que nous noterons CGS_1 , identique à la couche guidante inférieure, CGI
- une couche d'InP fortement dopée ($n \approx 10^{19} \text{cm}^{-3}$), notée CGS_2
- une couche d'InGaAs très fortement dopée ($n \approx 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$), notée CGS_3

La CGS_1 permet de confiner le mode optique, son indice de réfraction étant plus faible que celui de la zone active, sans introduire de pertes optiques par porteurs libres, son dopage étant faible. Elle permet d'éloigner le mode optique des couches supérieures, CGS_2 et CGS_3 , ainsi que du métal de contact. Ceux-ci introduisent en effet des pertes par porteurs libres trop importantes dans le moyen infrarouge. À titre d'exemple, le coefficient d'absorption dans l'InP fortement dopé est de l'ordre de 15cm^{-1} . L'InP est le matériau utilisé pour les couches guidantes car il est un bon compromis entre une forte résistance électrique et de faibles pertes optiques (contrôlée par ajustement du dopage), une bonne conductivité thermique ($k_{th} \approx 62 \text{W/mK}$ comme nous le verrons dans la partie III.1.4). Il est également possible d'obtenir de bonnes qualités de croissance par homo-épitaxie.

Cependant la différence d'indice de réfraction entre la zone active et CGI ou CGS_1 est relativement faible, $\Delta n \approx 0,1 - 0,3$. Le mode optique décroît alors exponentiellement dans ces couches, avec un recouvrement qui n'est pas négligeable. La couche CGS_2 , appelée couche plasmon, permet alors de reconfiner le mode dans la zone active. Son utilisation est apparue très rapidement, 1 an après le premier QCL [84]. Le fait qu'elle soit fortement dopée permet de drastiquement baisser son

indice de réfraction par effet plasmon. On peut ainsi obtenir des différences d'indice de l'ordre de $\Delta n \approx 0,5 - 1$ avec CGS_1 , et donc de $\Delta n \approx 1 - 1,5$ avec la zone active.

Enfin la couche CGS_3 permet essentiellement d'injecter efficacement les porteurs en réalisant un contact ohmique, faiblement résistif, entre le métal du contact supérieur et l'InP. Son indice de réfraction est encore plus faible que celui de CGS_2 , mais le mode est déjà nul à ce niveau.

D'autre part, deux couches d'InGaAs faiblement dopées ($n \approx 1 - 10 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) sont souvent placées de part et d'autre de la zone active. Leur indice de réfraction est supérieur à celui de la zone active ($n \approx 3,4$) et leur épaisseur est très fine. Elles permettent d'uniformiser le mode optique en l'étalant verticalement, et d'augmenter son recouvrement avec la zone active. Son épaisseur est limitée par la faible conductivité thermique de l'InGaAs qui introduit une résistance thermique en série supplémentaire. D'autre part, si elle est trop épaisse, elle va tendre à chasser le mode optique de la zone active, son indice étant plus fort.

Dans le cas où une émission monomode spectralement est recherchée, le guide d'onde vertical est affiné en gravant à la surface du ruban un réseau de Bragg distribué (DFB) dont la périodicité permet de filtrer une seule longueur d'onde. Cependant, une grande pureté spectrale n'est pas nécessaire pour la plupart des applications des QCLs de fortes puissances. Nous ne détaillerons donc pas cette méthode, décrite dans la littérature [65, 66, 67, 68, 69, 70, 71].

Le mode optique est donc confiné verticalement par une suite de matériaux semi-conducteurs de même nature, qu'il s'agisse d'InP ou d'InGaAs. Ces matériaux présentent un bon accord de maille avec la zone active.

II.4.2 le guide d'onde horizontal

Le confinement latéral du mode dans la zone active peut être réalisé par deux méthodes différentes : par un diélectrique d'isolation, ou par un semi-conducteur isolant électrique, ici l'InP dopé Fer (InP:Fe). Le choix de ces matériaux correspond à deux architectures de QCLs explicitées dans la partie II.2.2 : la structure double tranchée (DT) pour le diélectrique et enterré dans un matériau semi-isolant (SIBH) pour l'InP:Fe. Les deux configurations sont représentées sur la figure II.4.

Ces deux structures ont un comportement optique très différent en ce qui concerne le guidage latéral du mode optique. En effet, dans le cas des lasers DT, le confinement optique (et électrique) latéral est effectué par le diélectrique d'isolation dont l'indice de réfraction est très faible. Il est compris entre $n = 1$ et $n = 2$ selon le matériau, usuellement du SiO_2 ou du Si_3N_4 , et la longueur d'onde. Il offre donc un très bon confinement horizontalement. Cependant, comme nous le verrons dans la partie III.1.2, celui-ci introduit des pertes optiques. De plus, un compromis doit être trouver pour son épaisseur. D'une part, s'il est trop fin, le mode ne sera plus isolé optiquement du métal formant le contact électrique, ce qui occasionnera de fortes pertes optiques. D'autre part, s'il est trop épais, il introduira une forte résistance thermique et la dissipation de la charge thermique ne pourra plus se faire latéralement.

La puissance électrique générée au sein de la zone active d'un QCL de puissance peut s'élever à $P_j \approx 30 \text{ W}$. Dès lors, la résistance thermique des structures en DT

est trop élevé et il faut utiliser des configurations enterrées (SIBH). C'est l'adoption de la structure SIBH qui a permis de réaliser le premier QCL fonctionnant en régime continu à température ambiante [44].

L'InP:Fe a un indice de réfraction d'environ 3.09, très proche de celui de l'InP car sa concentration de porteurs est très faible comme expliqué dans la partie II.5.3. La différence d'indice avec la zone active étant faible, le mode va plus s'étaler latéralement que dans le cas des QCLs DT. Le recouvrement modal est alors plus faible, de quelques pourcents, mais les performances ne sont pas impactées car le coefficient d'absorption de l'InP:Fe est négligeable dans le moyen-infrarouge.

II.5 COMLASE : outil de simulation des figures de mérites optiques et thermique

Afin d'estimer les figures de mérites dans le but de comprendre les performances de composants existants et d'en concevoir de nouveaux, nous avons utilisé et développé un framework de simulation, appelé COMLASE. Dans cette partie, nous le présenterons en détaillant son fonctionnement. Nous expliciterons les modèles physiques sur lesquelles il s'appuie pour effectuer des simulations optiques et thermiques. Enfin nous montrerons quelles figures de mérite peuvent ainsi être calculées.

II.5.1 Présentation de COMLASE

La plupart des simulations optiques et thermiques rapportées dans ce travail de thèse ont été réalisées en utilisant un framework développé au sein de l'équipe de recherche. Celui-ci, appelé COMLASE, permet d'interfacer MATLAB et COMSOL. Son but est de permettre d'effectuer des simulations systématiques tout en calquant le procédé de fabrication, décrits dans la partie II.2.2, afin de définir la structure. Son fonctionnement est présenté de manière schématique sur la figure II.15.

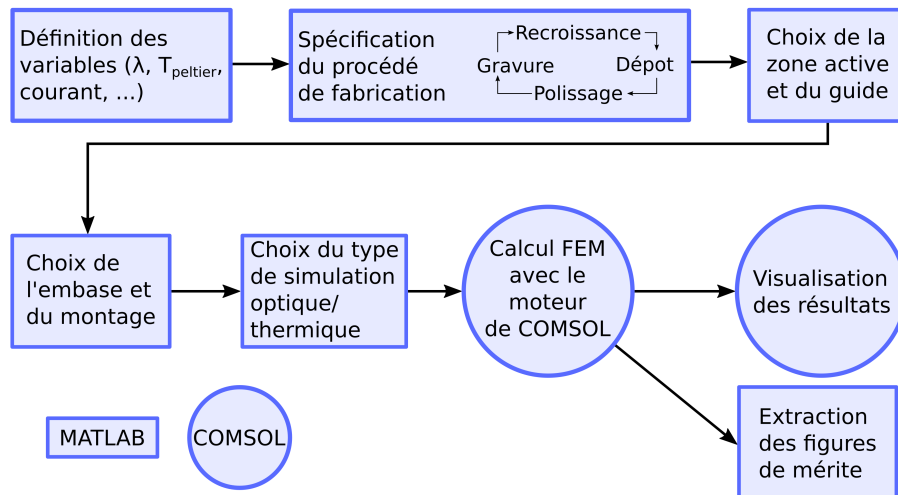


FIGURE II.15: Déroulement des simulations sous COMLASE.

Comme on le voit sur la figure, COMSOL n'est utilisé que comme moteur de calcul pour résoudre les équations des modèles par une méthode des éléments finis (FEM) et pour visualiser les résultats. Toute la définition du composant se fait par MATLAB, qui permet aussi d'extraire les figures de mérite automatiquement. Toutes les simulations sur COMLASE suivent le même cheminement, les scripts MATLAB suivant le même ordre.

Dans un premier temps, on renseigne des variables globales, comme des paramètres d'environnement tels que la température du module Peltier sous-jacent, le courant appliqué ou encore la longueur d'onde du laser. On vient ensuite préciser l'ensemble des étapes formant le procédé de fabrication. Celles-ci peuvent être de quatre types, il peut s'agir d'une gravure, d'un polissage, d'un dépôt ou d'une recroissance de matériau. La gravure peut être choisie comme sèche (anisotrope) ou humide (en précisant le degré d'isotropie) et on peut renseigner, de même que pour le polissage, la profondeur désirée. On définit également le masque de gravure, qui dictera la géométrie du composant. Pour les dépôts et les recroissances de matériaux, on définit le matériau à déposer ou à recroître ainsi que son épaisseur. La différence majeure entre les deux est que le dépôt est conforme, se déposant en épaisseur égale sur les surfaces horizontales et verticales, alors que la recroissance ne vient que combler les zones gravées, comme des tranchées par exemple.

Après définition du procédé de fabrication, on décrit les éléments constituant la zone active et le guide d'onde. On renseigne notamment l'épaisseur et le dopage des couches du guide d'onde. De manière générale, on utiliserait toujours le modèle de guide d'onde supérieur à trois couches, tel que décrit dans la partie II.4.1. Il est constitué, de bas en haut, par une couche d'InP modérément dopé, une couche d'InP fortement dopé et une couche de contact d'InGaAs très fortement dopée. Il n'est pas possible d'effectuer les simulations en prenant en compte chaque couche de la zone active. En effet, les éléments les plus gros du composant ont des dimensions caractéristiques de l'ordre du millimètre, alors que les couches de la zone active ont

des épaisseurs de l'ordre du nanomètre à la dizaine de nanomètres. De tels écarts dans les ordres de grandeurs rendent impossible le maillage de la géométrie, qui demanderaient alors une mémoire non réaliste aujourd'hui. Le problème est donc simplifié en assimilant l'ensemble des couches de la zone active à un matériau effectif, dont on renseigne la conductivité électrique et thermique, ainsi que l'indice de réfraction. Leurs valeurs sont tirées de la littérature et moyennées selon la structure. Celles-ci ne sont pas toujours révélatrices de celles des matériaux utilisés. En effet, elles sont très dépendante de la qualité des matériaux, et donc de leur procédé de dépôt ou de croissance. De plus, les données de la littérature concernent souvent des matériaux massifs, ce qui n'est pas notre cas. Enfin, les propriétés optiques des matériaux restent mal connues dans le moyen-infrarouge. Pour toutes ces raisons, nous avons mesurés les constantes optiques et thermiques des matériaux constitutifs des QCLs. Cette étude sera menée dans la partie III.1.

On vient ensuite spécifier les informations concernant le back-end, comme le type d'embase et le sens dans lequel est monté le laser. Le modèle d'embase utilisé par défaut est un pavé d'AlN imitant les embases employées pour monter les QCLs au laboratoire. Il est possible de monter le laser côté substrat (Up) ou côté zone active (Down), ou les deux à la fois, en situant le laser entre deux embases, chacune refroidie par un Peltier, on parle de montage sandwich.

Enfin, on choisit dans un dernier temps le type de simulation que l'on souhaite réaliser et les figures de mérites que l'on souhaite extraire des calculs. Le script est alors exécuté, il transfère alors à COMSOL la géométrie ainsi générée avec les propriétés des matériaux la constituant, et les équations des modèles correspondant au type de simulation choisie sont numériquement résolues par la FEM de COMSOL.

Une fois la simulation terminée, il est possible d'utiliser COMSOL pour la visualisation, principalement pour analyser les grandeurs physiques calculées directement, comme la température ou le champ électrique par exemple. De nombreux scripts ont également été implémentés dans COMLASE pour calculer automatiquement des figures de mérites depuis les grandeurs physiques calculées. La résistance thermique des structures sera calculée par les simulations thermiques, alors que les simulations optiques nous donneront le recouvrement du mode avec la zone active, les pertes optiques et le profil du faisceau.

II.5.2 Modélisation thermique des QCLs

Le but des simulations thermiques est d'obtenir le profil de température au sein du QCL. L'échauffement du laser est provoqué par effet Joule. Il faut donc un modèle électrique en plus du modèle thermique pour quantifier cet échauffement.

Dans un premier temps, les distributions de courant et de potentiel sont calculées par la loi d'Ohm microscopique :

$$\mathbf{j}(x, y) = \sigma(x, y, T)\mathbf{E}(x, y) \quad (\text{II.22})$$

où x et y sont les axes horizontaux et verticaux par rapport à la facette, \mathbf{j} est la densité de courant, σ est la conductivité électrique du matériau présent en (x, y) et \mathbf{E} est le champ électrique. Pour pouvoir calculer \mathbf{j} et \mathbf{E} , on ajoute la condition de

divergence nulle du courant :

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{j} = -\nabla \cdot (\sigma \nabla V) \quad (\text{II.23})$$

où V est le potentiel électrique.

Concernant les conditions de bords du modèle électrique, le courant est injecté par le substrat et la masse ($V=0$) est sur le haut du ruban en cas de montage Down, et inversement en cas de montage Up. Les interfaces entre les différentes couches remplissent la condition de continuité du courant ($\mathbf{n} \cdot (\mathbf{j}_2 - \mathbf{j}_1)$). Les bords extérieurs sont considérés électriquement isolés ($\mathbf{n} \cdot \mathbf{j} = 0$).

Les conductivités électriques sont prises dans la base de données de matériaux de COMSOL, sauf pour la zone active et l'InP:Fe. En effet, le fait que la zone active soit un multicouche rend la conductivité électrique anisotrope, elle sera plus forte perpendiculairement à la croissance (selon x), et plus faible dans la direction de la croissance (selon y). Comme dans les travaux de De Naurois [85], nous prenons $\sigma_{ZA}^x = 1000$ S/m, et σ_{ZA}^y est choisi de manière à obtenir une courbe courant-tension de diodes typiques.

Une fois la densité de courant \mathbf{j} et le champ électrique \mathbf{E} calculés dans la structure, on peut en déduire la chaleur volumique créée localement par effet joule :

$$q(x, y) = \mathbf{j}(x, y) \cdot \mathbf{E}(x, y) \quad (\text{II.24})$$

Le profil de température dans le QCL peut alors être modélisé par l'équation de la chaleur en régime stationnaire :

$$\nabla \cdot (k(x, y, T) \nabla T) + q(x, y, T) = 0 \quad (\text{II.25})$$

De même que pour la conductivité électrique, la conductivité thermique de la zone active effective est anisotrope, on distingue alors la conductivité thermique dans la direction de croissance, k_{\perp} , de celle dans le plan de croissance, k_{\parallel} . En effet, les phonons ne peuvent plus se propager librement dans la direction de la croissance, chaque interface en réfléchit une partie, et leur libre parcours moyen devient inférieur à celui dans un matériau massif. Cela occasionne des résistances thermiques d'interface (TBR). Cet effet a été quantifié dans la littérature pour les QCLs [86, 87]. On peut modéliser la conductivité thermique d'une hétérostructure en ajoutant à la résistance thermique du matériau massif une somme de résistances thermiques d'interfaces :

$$k_{\perp}^{-1} = R_{massif} + R_{interfaces} = \frac{\sum h_i R_i}{h_{tot}} + N R_{TBR} \quad (\text{II.26})$$

où les h_i sont les épaisseurs cumulées pour chaque matériau, ayant une résistance thermique R_i , N est le nombre d'interfaces, ayant chacune une résistance thermique R_{TBR} . Dans le cas des QCLs moyen-infrarouge, les matériaux sont le plus souvent de l'InGaAs et du AlInAs, la formule devient donc :

$$k_{\perp}^{-1} = \frac{h_{InGaAs} R_{InGaAs} + h_{AlInAs} R_{AlInAs}}{h_{tot}} + N R_{TBR} \quad (\text{II.27})$$

En s'appuyant sur des mesures expérimentales de conductivités thermiques, une

expression approchée a été proposée pour les conductivités thermiques parallèles et perpendiculaires au plan des couches, k_{\perp} et $k_{//}$ [88]:

$$\begin{cases} k_{\perp} &= 2,2 \pm 0,2 \text{ W/mK} \\ k_{//} &= 5,5 \pm 0,5 \text{ W/mK} \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

Nous utiliserons cette approximation dans la suite de la thèse.

Pour le modèle thermique, le dessous de l’embase est fixé à une température fixe, correspondant à la température du module Peltier, les autres bords sont thermiquement isolés, aucun refroidissement par convection autour du QCL n’est pris en compte.

Comme on peut le voir dans les équations II.22 et II.25, les conductivités électriques et thermiques dépendent toutes deux de la température, qui est une des grandeurs simulées, dans le cas général. COMSOL effectue alors le calcul de manière auto-consistante comme montré sur la figure II.16, jusqu’à convergence.

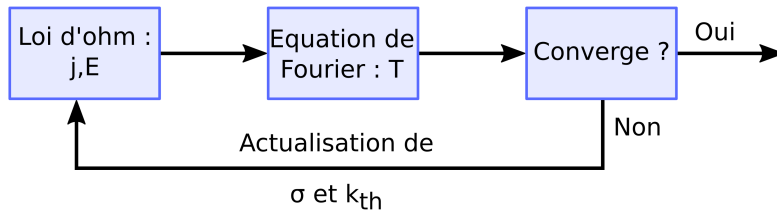


FIGURE II.16: Calcul auto-consistant du profil de température.

Un exemple typique de profil de température obtenu pour un QCL DT de 8 μm de large est représenté sur la figure II.17.

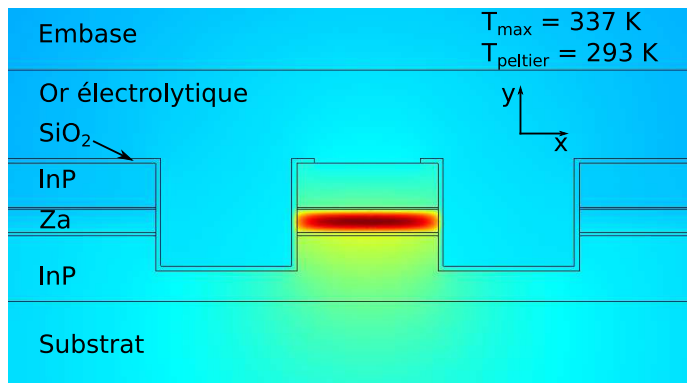


FIGURE II.17: Exemple de profil de température obtenu pour un QCL DT.

Une fois le profil de température calculé, il est possible d’évaluer la résistance thermique R_{th} du composant dans son ensemble. Il s’agit de la figure de mérite reflétant le mieux la capacité du composant à drainer la chaleur. Elle donne l’élévation en température au centre de la zone active pour une charge thermique, générée par

un courant I et une tension U , $Q_{th} = UI$. Elle s'écrit :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{Q_{th}} = \frac{T_{ZA} - T_{peltier}}{UI} \quad (\text{II.29})$$

où T_{ZA} est la température maximale au sein de la zone active, U et I sont la tension et le courant de fonctionnement.

II.5.3 Modélisation du comportement optique

De la même façon que pour les simulations thermiques, les modes optiques sont simulés avec le moteur de calcul FEM de COMSOL. On cherche à obtenir les modes polarisés TM, ou E_y , car ce sont les seules permettant de satisfaire la condition de polarisation des QCLs imposée par la règle d'or de Fermi. Pour les trouver, on résout les équations de Maxwell en régime stationnaire en prenant en compte les indices de réfraction spécifiques à chaque matériaux.

Les indices de réfraction ont été mesurés en fonction de la longueur d'onde, comme expliqué dans la section III.1.1, pour les différents diélectriques étudiés, le SiO_2 , le Si_3N_4 et le TiO_2 ainsi que pour l'AlN et le silicium amorphe (a-Si). Dans le cas général, le diélectrique choisit sera le SiO_2 pour des simulations à une longueur d'onde inférieure à $7,4 \mu\text{m}$ et le Si_3N_4 au-delà.

Les matériaux des guides d'onde, l'InP et l'InGaAs dopé n, sont modélisés par un modèle de Drude [89], selon lequel la permittivité peut s'écrire :

$$\epsilon = \epsilon_\infty \left(1 - \left(\frac{\hbar^2 \omega_p^2}{E^2 \eta} \right) \left(1 + \frac{i\hbar}{Eq\tau_{scat}} \right) \right) \quad (\text{II.30})$$

où ϵ_∞ est la permittivité haute fréquence et avec

$$\eta = 1 + \frac{\hbar^2}{E^2 q^2 \tau_{scat}^2} \quad (\text{II.31})$$

où E est l'énergie du photon, q et τ_{scat} sont la charge et le temps de diffusion des électrons. D'autre part, ω_p est la pulsation plasma, donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (\text{II.32})$$

où n_e est la densité d'électrons, donnée par le dopage, m_e et ϵ_0 sont la masse effective de l'électron et la permittivité dans le vide.

Pour les couches guidantes, on choisit une permittivité haute fréquence $\epsilon_\infty = 9,61$, une masse effective $m_{eff} = 0,08m_0$ et un temps de diffusion τ_{scat} de 100 fs. L'indice de réfraction de la zone active effective est choisi comme celui des éléments la constituant moyenné par leur épaisseur totale :

$$n_{ZA}(\lambda) = \frac{1}{h_{tot}} \sum_{mat} h_{mat} n_{mat}(\lambda) \quad (\text{II.33})$$

On trouve ainsi que l'indice de réfraction de la zone active varie de 3,19 à 3,35 selon la longueur d'onde et la structure utilisées.

L'indice de réfraction de l'InP:Fe est pris égal 3,1, qui est la valeur de celui de l'InP non-dopé. En effet, le dopage de type Fe a un niveau de Fermi proche du milieu de la bande interdite, ce qui y crée des états pouvant piéger les porteurs de type n et p. On parle dans ce cas de dopage profond. Ce dopage ne génère donc pas de porteurs, il laisse un dopage résiduel typique de l'ordre de 10^9 cm^{-3} . Pour ce niveau de dopage, on vérifie par le modèle de Drude que l'indice de réfraction est invariant en longueur d'onde et égal à celui de l'InP intrinsèque.

Enfin, on spécifie le nombre de modes que l'on demande à COMSOL de trouver. Ce choix n'est pas trivial, il faut choisir un assez grand nombre de solutions pour trouver tous les modes pertinents, mais ne pas trop le dépasser, auquel cas le temps de calcul peut devenir très long. L'anticipation du nombre de solutions peut devenir assez complexe comme nous le verrons dans le cas des μ SQCL dans le chapitre V, où l'on doit chercher des modes transverses de différentes cavités couplées entre elles.

Finalement, on récupère après le calcul par FEM le profil du champ électrique $E_y(x, y)$ pour l'ensemble des modes désirés. Le profil de E_y est représenté pour les deux modes transverses TM00 et TM01 pouvant exister dans un QCL de $8 \mu\text{m}$ sur les figures II.18a et II.18b.

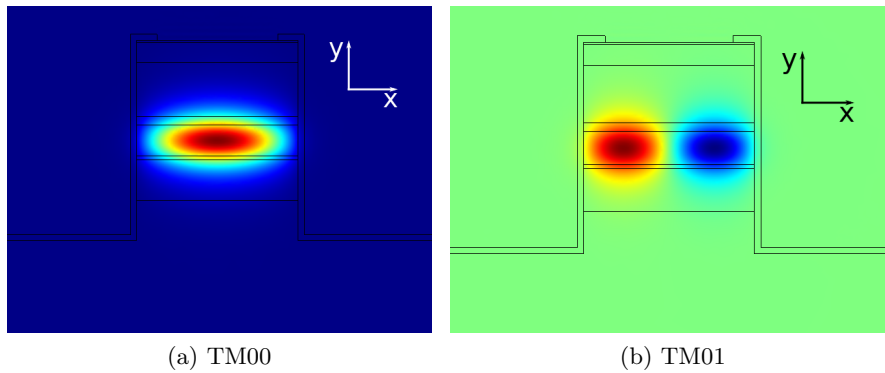


FIGURE II.18: Modes TM00 (II.18a) et TM01 (II.18b) pouvant exister dans une cavité de $8 \mu\text{m}$.

Les figures de mérites qui en découlent sont les facteurs de recouvrement Γ_i sur les différentes parties de la structures. On définit le recouvrement sur une couche i comme la fraction de la densité de flux électrique $\mathbf{D} = n\mathbf{E}$ sur cette couche :

$$\Gamma_i = \frac{\int_i |n(\mathbf{r})E(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}{\int_{\Omega} |n(\mathbf{r})E(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}} \quad (\text{II.34})$$

où Ω décrit l'ensemble de la structure.

Le recouvrement Γ_{ZA} sur la zone active est un reflet direct du gain modal alors que celui sur les autres parties du composant permet d'évaluer les pertes optiques, comme nous le verrons dans le cas des diélectriques à la partie III.1. D'autre part, l'écart entre les Γ_{ZA} , ou entre les indices de réfraction effectifs n_{eff} , des différents modes permet d'analyser la stabilité modale d'un QCL. En effet, plus les n_{eff} des modes seront proches, plus il sera facile de voir des sauts de mode lors de la caractérisation des lasers, ainsi que des effets non-linéaires comme de la déflexion de

faisceau, ou beam-steering, dont il sera question dans les parties IV.3.3 et IV.4.

Enfin, COMLASE permet de calculer le profil du champ lointain à partir de celui du champ proche par transformation de Fourier. On extrait ainsi un nouveau facteur de qualité : la largeur à mi-hauteur (FWHM) du profil d'émission.

II.5.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons présenté COMLASE, ensemble de scripts faisant l'interface entre les possibilités d'automatisation et de traitement des données de MATLAB et le calcul par FEM de COMSOL. Les modèles électriques, thermiques et optiques utilisés ont été présentés. Les figures de mérite pouvant être calculées à partir des simulation sous COMLASE ont également été mises en avant. Il s'agit de la résistance thermique R_{th} , le recouvrement avec la zone active Γ_{ZA} qui traduit le gain modal, celui avec les autres matériaux Γ_i qui seront sources de pertes optiques, ainsi que le profil du champ lointain, et notamment sa FWHM. Le but est dès lors de maximiser Γ_{ZA} , tout en minimisant R_{th} , Γ_i et la FWHM du champ lointain.

II.6 Conclusion du chapitre

En conclusion de ce chapitre nous avons dressé l'état de l'art des QCLs de puissance pour comprendre les limitations qu'ils encourent actuellement. Nous avons ensuite établi un ensemble de figures de mérites dans le but de comparer leurs performances et concevoir de nouvelles structures repoussant ces limitations. Enfin nous avons décrit les outils de simulation nous permettant de calculer ces figures de mérites.

Elles recourent les quatre axes que nous avons établis dans la figure I.9. La vérification de la qualité de fabrication et de montage des lasers sur embase se fera par les outils de caractérisations en salle blanche (microscopes optique et électronique, profilomètres, shear-test, ...). Les performances électroniques seront principalement dictées par le dessin de la zone active et auront un impact majeur sur le courant de seuil j_{th} et la puissance maximum. Les propriétés optiques des QCLs seront quantifiées avec trois figures de mérites : le recouvrement modal Γ , les pertes optiques α et la divergence du champ lointain. Les performances thermiques des composants se traduiront principalement par la valeur de la résistance thermique R_{th} du laser monté sur embase.

Chapitre III

Optimisation de la puissance optique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les QCLs sont limités aujourd'hui par leurs propriétés optiques, thermiques et électroniques ainsi que par leur fabrication et leur mise en boîtier. Dans le but d'améliorer leurs performances, nous avons cherché à optimiser ces propriétés, dans le but d'augmenter la puissance optique émise. Ce chapitre se focalise sur le QCL pris individuellement, sans considérer l'apport d'un système externe. Le but de ce chapitre est d'analyser et de proposer des axes pour améliorer la résistance thermique R_{th} du composant tout en gardant un bon guidage optique. La qualité de celui-ci sera quantifiée avec le recouvrement avec la zone active Γ_{ZA} et avec les pertes de propagation α_{prop} dans les matériaux.

Dans une première partie, nous étudierons expérimentalement les propriétés optiques et thermiques de l'ensemble des matériaux constitutifs des QCLs. Nous détaillerons particulièrement le cas des diélectriques utilisés aujourd'hui et nous proposerons un matériau innovant limitant les pertes pour les grandes longueurs d'onde. Nous présenterons également la possibilité pour les applications de puissance de remplacer la couche de diélectrique par de l'AlN qui possède une forte conductivité thermique en plus d'être un bon guide optique.

Dans un deuxième temps, nous étudierons l'impact de la géométrie du composant sur le comportement optique et thermique du QCL. Nous étudierons particulièrement la profondeur de gravure, l'épaisseur de la couche guidante supérieure et du diélectrique ainsi que l'impact de la largeur du ruban. D'autre part, nous comparerons les deux architectures standards des QCLs que sont la structure double tranchée et le ruban enterré, d'un point de vue thermique et optique. Nous analyserons également l'impact de l'ajout d'un diélectrique d'isolation sur une structure enterrée.

Enfin, nous concluons ce chapitre par une étude thermique sur l'impact du back-end, et plus spécifiquement du report du QCL sur embase. Nous montrerons les effets des différentes embases, types de soudure et sens de montage.

III.1 Analyse et choix des matériaux constitutifs du QCL

Dans le but d'améliorer les performances des lasers, nous avons étudié les propriétés optiques et thermiques des QCLs afin de bien comprendre les éléments bloquants et de proposer des solutions permettant de les lever. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, les figures de mérites optiques sont le recouvrement avec la zone active Γ_{ZA} ainsi que les pertes de propagation α_{prop} . La grandeur traduisant les performances thermiques est quant à elle la résistance thermique du composant. Afin, de pouvoir calculer leur valeur, il est nécessaire d'avoir une connaissance fine des propriétés des matériaux constituant le QCL.

Dans un premier temps, nous avons ainsi mesuré les constantes optiques, n et k , des matériaux dans le moyen-infrarouge. Ce domaine fréquentiel n'étant encore que peu utilisé par rapport au visible et au proche-infrarouge, la connaissance des propriétés optiques n'y est que parcellaire. Cela nous a permis de définir le meilleur matériau à employer pour la couche d'isolation et à en proposer de nouveau.

Nous avons ensuite mesuré les conductivités thermiques de l'ensemble des matériaux composant les QCLs par deux méthodes, par la méthode dite 3ω et par thermo-réfectance.

Enfin, en nous appuyant sur ces mesures, nous proposons une approche innovante permettant d'améliorer la dissipation thermique. Cette approche repose sur le remplacement de la couche d'isolation par de l'AlN.

III.1.1 Étude et optimisation du diélectrique d'isolation par ellipsométrie de Mueller

Que cela soit pour améliorer la puissance optique délivrée par les QCLs ou pour améliorer leurs performances, telles l'efficacité et la qualité de faisceau, il est nécessaire de concevoir avec soin la structure du laser. Historiquement, deux structures de QCLs sont réalisées : le ruban passivé (PR), représenté sur la figure III.1 et l'hétérostructure enterrée (BH).

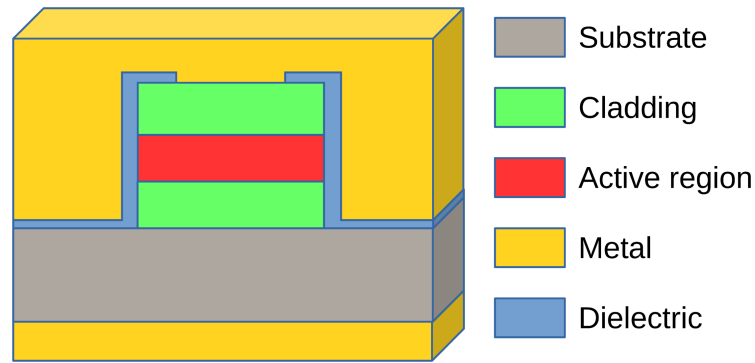


FIGURE III.1: Schéma typique d'un ruban laser avec l'architecture PR. Il est composé d'une zone active (en rouge), entourée verticalement par deux couches guidantes (en vert) permettant un confinement de la lumière dans la hauteur. L'ensemble du ruban est recouvert d'une couche d'isolation (en bleue), ouverte en son centre pour permettre le contact métallique (en jaune), et ainsi l'injection de courant. L'autre contact métallique est déposé en face arrière, sous le substrat (en gris)

La principale différence entre les deux réside dans le matériau utilisé pour la confinement latéral de la lumière et l'isolation électrique du ruban laser. Dans le cas des PR, celui-ci est isolé par un matériau diélectrique ouvert sur le dessus du ruban pour permettre le contact électrique. Pour les SIBH, le ruban est entouré latéralement par un matériau cristallin isolant, habituellement de l'InP dopé Fer. Pour un grand nombre d'applications, comme la spectroscopie qui ne nécessite que des puissances optiques de l'ordre de quelques dizaines de mW, la structure PR offre des performances suffisantes. En particulier, dans le cas où le laser n'est pas soumis à une charge thermique trop forte, par exemple en régime impulsionnel ou pour des puissances électriques limitées, il n'est pas nécessaire de réaliser des structures SIBH. Cela permet de se passer d'une recroissance cristalline qui est à la fois coûteuse et difficile à réaliser, ce qui engendre une diminution du rendement de fabrication. D'autre part, on réalise souvent une gravure chimique du ruban pour permettre une recroissance de bonne qualité. Cela introduit des variations de l'indice effective du laser et des incertitudes sur la longueur d'onde d'émission, ce qui est gênant pour les applications de spectroscopie. Il est également possible de graver le ruban par gravure sèche, mais celle-ci est plus difficile à mettre en place pour obtenir un état de surface aussi bon que dans le cas d'une gravure chimique.

Le diélectrique d'isolation joue un rôle clef dans les performances du laser. Ainsi, lors de sa conception, un équilibre doit être trouvé entre trois effets physiques : la gestion de la dissipation de la charge thermique engendrée par l'effet Joule, le confinement de la lumière dans la zone active et l'isolation électrique entre le dessus et le dessous de la zone active.

Comme représenté sur la figure III.1, la zone de gain est située entre deux couches guidantes, elles-mêmes composées de plusieurs sous-couches pour assurer un confinement vertical optimum. Le confinement vertical est bien connu [65], et on ne s'intéresse dans le cadre de cette étude qu'au confinement horizontal. Après gravure du ruban, une couche mince de diélectrique, typiquement entre 300 nm et 1,5 μm , est déposée sur l'ensemble du wafer. Cette couche est ensuite ouverte sur le dessus des rubans pour permettre le contact électrique. Dans le cas des structures PR, le matériau diélectrique agit comme une couche guidante qui confine la lumière laté-

ralement, empêche de fortes absorptions par porteurs libres dans le métal et isole le ruban, pour ne pas court-circuiter la zone active.

Néanmoins, les diélectriques usuellement employés présentent tous dans le moyen-infrarouge une partie imaginaire de l'indice non négligeable devant la longueur de la cavité, ce qui induit des pertes optiques. De plus, l'efficacité de la dissipation thermique est diminuée, leur conductivités thermiques étant plus faible que l'InP:Fe d'un facteur ≈ 60 .

Comme nous le voyons donc, la conception de la couche d'isolation est le fruit d'un délicat compromis entre l'isolation électrique, le confinement optique latéral, la dissipation thermique et la minimisation des pertes optiques. Trois degrés de libertés sont disponibles quant à la couche d'isolation : le choix du matériau, la qualité du matériau (au travers du procédé de dépôt) et la géométrie de la couche, notamment son épaisseur. De plus, les constantes optiques des matériaux doivent être mesurées sur des échantillons représentatifs car elles dépendent fortement des procédés de dépôt et de la longueur d'onde. En particulier, la connaissance de l'indice de réfraction n et du coefficient d'extinction k est critique pour pouvoir obtenir des simulations optiques précises dont découleront une estimation des pertes optiques. Nous avons pu mesurer indirectement n et k pour différents matériaux par ellipsométrie de Mueller.

A l'heure actuelle, les matériaux utilisés pour la couche d'isolation sont le SiO_2 pour les QCLs émettant aux plus basses longueurs d'onde et le Si_3N_4 pour les longueurs d'onde plus hautes [84, 90, 74], la séparation entre les deux étant typiquement de l'ordre de 6-7 μm . Pour les longueurs d'onde dépassant 9 μm , le choix du matériau est toujours étudié, sans consensus pour l'instant. Des matériaux organiques comme de la résine photosensible [91], du Si_3N_4 [92, 93] et du SiO_2 [94] ont ainsi été utilisés.

Dans cette section, nous commencerons tout d'abord par définir un facteur de mérite pour comparer différents matériaux diélectriques pouvant être utilisés pour la couche d'isolation, à savoir le SiO_2 , le Si_3N_4 et nous proposerons un matériau jamais utilisé dans la littérature, le TiO_2 . Nous évaluerons ses performances par rapport au SiO_2 et au Si_3N_4 . Nous présenterons ensuite des simulations optiques et thermiques, en nous appuyons sur les valeurs de n et k obtenus par ellipsométrie de Mueller, afin d'évaluer ce facteur de qualité. Enfin, nous verrons quel matériau est le plus propice selon la longueur d'onde.

Définition du facteur de mérite

Un facteur de mérite pertinent pour l'analyse des performances des QCLs est la densité de courant de seuil. Elle peut s'exprimer soit en mettant en avant la charge thermique où les pertes optiques dans les matériaux comme montré respectivement dans les équations II.21 et II.9.

Les pertes ont des origines différentes et transparaissent par plusieurs termes. Le terme $\tilde{\alpha}_m$ représente les pertes de transmission par le miroir en face avant, alors que $\tilde{\alpha}_p$ reflète les pertes de propagation qui viennent du fait que le mode optique ne se recouvre pas uniquement avec la zone de gain, mais également avec les matériaux qui l'entourent. De cette façon, les pertes de propagation peuvent être décomposées suivant le matériau vu par le mode optique :

$$\tilde{\alpha}_p = \sum_x \Gamma_x \alpha_x = \Gamma_{diel} \alpha_{diel} + \Gamma_{clad} \alpha_{clad} + \Gamma_{met} \alpha_{met} + \Gamma_{ZA} \alpha_{ZA} \quad (\text{III.1})$$

Pour un matériau quelconque, noté x en indice, Γ_x est le recouvrement du mode optique considéré dans le matériau x et α_x est le coefficient d'absorption qui lui est associé. On a dans l'ordre les pertes dans le diélectrique d'isolation, dans les couches guidantes et les pertes par porteurs libres dans les métaux de contact et la zone active. Comme la dépendance thermique de la densité de courant de seuil est totalement prise en compte dans le terme exponentiel de l'équation II.21, j_0 est estimé en négligeant dans l'équation II.9 le terme dépendant de la température n_2^{therm} . Ainsi, en rassemblant les équations II.21 et II.9, on obtient :

$$j_{th} \propto \frac{\lambda}{\Gamma_{ZA}} \left(\tilde{\alpha}_m + \sum_x \alpha_x \Gamma_x \right) \exp \left(\frac{T_{pel} + R_{th} U I d}{T_0} \right) \quad (\text{III.2})$$

D'autre part, le but de notre étude est de trancher sur quel diélectrique présente les meilleures performances selon la longueur d'onde. Nous mettons donc de côté tous les termes ne dépendant pas du diélectrique d'isolation dans l'équation III.2. L'équation III.2 est ainsi simplifiée en considérant que le recouvrement avec la zone active varie faiblement avec le diélectrique étudié. On trouve en effet qu'entre deux diélectriques, la variation relative est inférieure à 2%, $\Delta \Gamma_{ZA} / \Gamma_{ZA} < 2\%$. Les pertes de propagation dans les matériaux autres que le diélectrique sont également supposées indépendantes du diélectrique. En effet, les pertes aux facettes, dans les couches guidantes et dans la zone active ne changent pas. En outre, l'épaisseur de la couche d'isolation est choisie assez épaisse pour que les pertes par porteurs libres dans les métaux soient inférieures aux pertes de propagation dans le diélectrique. Nous rappelons que R_{th} varie avec le diélectrique. Enfin, étant données ces considérations, le facteur de mérite suivant est défini :

$$FOM = \alpha_{diel} \Gamma_{diel} \exp \left(\frac{R_{th} U I d}{T_0} \right) \quad (\text{III.3})$$

Il se décompose donc en un terme exponentiel qui est purement thermique et un pré-facteur purement optique. En mode impulsif (PW), le terme exponentiel devient négligeable ($\exp \left(\frac{R_{th} U I d}{T_0} \right) \approx 1$) et la FOM se réduit à $\alpha_{diel} \Gamma_{diel}$, les effets thermiques devenant non impactant. En perspective, il serait intéressant de réaliser un modèle prenant en compte $\tilde{\alpha}_m$ et n_{th} , afin de définir une figure de mérite reflétant la puissance maximale.

Afin de pouvoir évaluer les paramètres de la FOM, il faut obtenir les pertes dans le diélectrique $\alpha_{diel} \Gamma_{diel}$ ainsi que la résistance thermique. Nous mesurerons d'abord les constantes optiques pour obtenir les coefficients de pertes α_{diel} . Avec COMLASE, nous simulerons ensuite le profil du champ avec les indices de réfraction mesurés pour obtenir Γ_{diel} , ainsi que la résistance thermique. Enfin, nous évaluerons la FOM et choisirons le meilleur diélectrique selon la longueur d'onde.

Description de l'expérience d'ellipsométrie de Mueller

La connaissance des propriétés optiques des matériaux dans le moyen-infrarouge est encore lacunaire, ce domaine étant moins utilisé que le visible ou le proche-infrarouge. Nous avons donc cherché dans un premier temps à mesurer les constantes optiques des matériaux employés. Dans ce but, nous avons mené une campagne de mesure en partenariat avec le LPICM, possédant un ellipsomètre de Mueller permettant ces mesures. Le banc de mesure est hébergé au synchrotron SOLEIL.

Outre le fait que ces expériences ont eu un apport déterminant pour l'amélioration de la compréhension et de la connaissance des QCLs, elles auront également permis d'enrichir la base de donnée des constantes optiques dans le moyen-infrarouge de ces matériaux, qui sont utilisées dans de nombreux domaines.

Un ellipsomètre de Mueller est un appareil permettant de mesurer les coefficients de la matrice de Mueller pour un échantillon. La matrice de Mueller est une matrice carrée de dimension 4 décrivant comment la polarisation d'un faisceau incident est transformée par réflexion, transmission ou diffusion dans cet échantillon. L'ellipsomètre ici utilisé a été adapté pour fonctionner dans l'infrarouge. Il est représenté sur la figure III.2. Le faisceau est émis par une source thermique Global d'un FTIR, il est ensuite focalisé par un jeu de miroirs plans et paraboliques, sa taille est réduite par des diaphragmes et son état de polarisation est fixé par un Générateur d'État de Polarisation (PSG) avant de venir se réfléchir sur l'échantillon. Après réflexion, il traverse un Analyseur d'État de Polarisation (PSA) et détecté par un détecteur MCT refroidi à l'azote. Les PSG et PSA sont tous les deux constitués d'un polariseur linéaire à grille holographique et d'un doublet de prisme de Fresnel en losange. Ces doublets sont montés sur des moteurs permettant de les faire tourner autour de l'axe optique et de choisir ainsi les états de polarisation générés ou analysés. Le retard induit par les prismes de Fresnel est quasiment indépendant de la longueur d'onde dans la plage 2-11 μm .

Le faisceau est focalisé sur l'échantillon avec un angle de 60° et a une forme ellipsoïdale de dimensions environ 2×3 mm. La précision des mesures polarimétriques peut atteindre 0.5%. De plus amples détails sur la mise en place du banc optique, sur le fonctionnement et la calibration de l'ellipsomètre de Mueller sont dans la littérature [95, 96].

Les échantillons caractérisés dans le cadre de cette thèse sont considérés comme isotropes. Dans ce cas, la matrice de Mueller est diagonale par bloc et revêt cette forme [97, 98, 99]:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & I_{cp} & 0 & 0 \\ I_{cp} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_c & I_s \\ 0 & 0 & -I_s & I_c \end{bmatrix} \quad (\text{III.4})$$

où :

$$\begin{cases} I_{cp} = \cos(2\Psi) \\ I_c = \sin(2\Psi) \cos(\Delta) \\ I_s = \sin(2\Psi) \sin(\Delta) \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

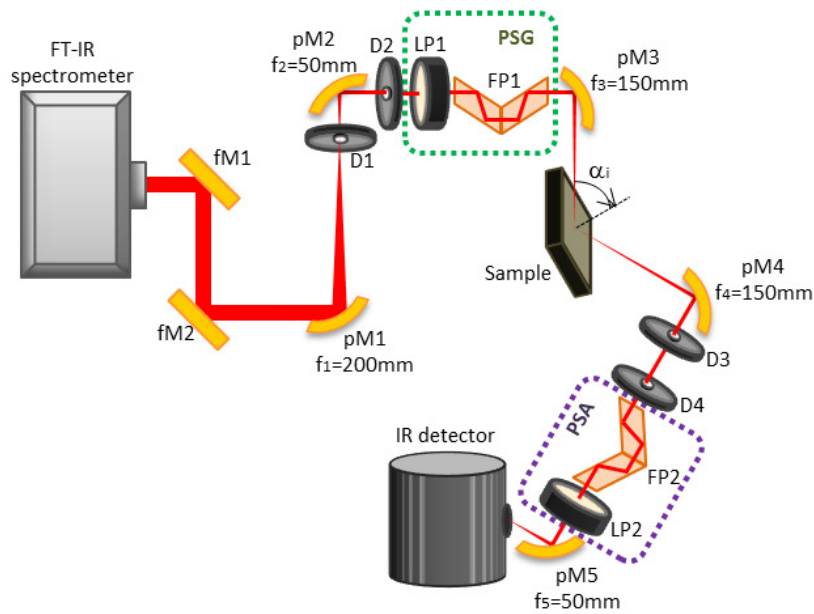


FIGURE III.2: Schéma de l'ellipsomètre infrarouge de Mueller montrant la mise en forme du faisceau, émis par le corps noir d'un FTIR et récupéré sur un détecteur infrarouge, après réflexion sur l'échantillon. Les éléments permettant de choisir les états de polarisation d'entrée (PSG) et de sortie (PSA) sont constitués d'un polariseur linéaire (LP) et de deux prismes de Fresnel en losange accolés. Les différents éléments d'optique servant à focaliser le faisceau sur l'échantillon sont aussi indiqués, notamment les diaphragme circulaire (D), les miroirs plans (fM) ainsi que les miroirs paraboliques (pM).

Les coefficients Ψ et Δ sont les angles ellipsométriques standards. Ils sont définis par l'équation ellipsométrique fondamentale [98]:

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan(\Psi) \exp(i\Delta) \quad (\text{III.6})$$

où r_p et r_s sont les coefficients de Fresnel de réflexion complexes pour une lumière incidente sur l'échantillon, polarisée parallèlement et perpendiculairement respectivement. Le coefficient $\tan(\Psi)$ donne l'amplitude du rapport entre les coefficients r_s et r_p tandis que le terme Δ donne le déphasage de r_p par rapport à r_s .

L'analyse des résultats obtenus par ellipsométrie est un processus indirect. Le plus souvent, les données mesurées sont comparées à un modèle qui dépend de la structure physique et les propriétés optiques de l'échantillon. C'est à partir de ce modèle que l'on peut ensuite remonter aux propriétés des couches constituant l'échantillon, comme leur épaisseur ou leur indice de réfraction. Les modèles utilisés seront détaillés dans la suite de l'étude. Une fois le modèle choisi, ses paramètres sont modifiés jusqu'à minimiser l'erreur entre les données ainsi simulées et les valeurs expérimentales. La qualité de l'ajustement entre les courbes expérimentales et modélisées est évaluée avec un facteur de qualité, qui sert également de guide à l'algorithme d'ajustement lors de la recherche des paramètres du modèle. Dans notre cas, nous avons utilisé le facteur de mérite suivant [100]:

$$\chi^2 = \frac{1}{N - M - 1} \left[\sum_k \frac{(I_{s_k}^T - I_{s_k}^E)^2}{\sigma_{I_s}^2} + \frac{(I_{c_k}^T - I_{c_k}^E)^2}{\sigma_{I_c}^2} + \frac{(I_{cp_k}^T - I_{cp_k}^E)^2}{\sigma_{I_{cp}}^2} \right] \quad (\text{III.7})$$

où N est le nombre de points expérimentaux, M est le nombre de paramètres du modèle utilisés pour l'ajustement et I_s , I_c et I_{cp} sont les éléments non nuls de la matrice de Mueller comme définis dans l'équation III.5. Les exposants T et E sont utilisés pour distinguer respectivement les données du modèle et expérimentales. Les variables σ représentent les niveaux de bruit, qui sont de l'ordre de 1%. L'ajustement des courbes est fait en fonction des éléments de la matrice de Mueller, I_s , I_c et I_{cp} . Il est en effet également possible d'ajuster les courbes en fonction de Ψ et Δ , cependant ils sont définis à 2π près, ce qui rend l'ajustement plus complexe. Dans le cas où leur valeur est en limite de π , un bruit de mesure peut la faire passer à $-\pi$ et fausser l'ajustement, ou donner des facteurs χ^2 artificiellement trop grands. Les simulations ont toutes été réalisées avec le logiciel DeltaPsi2, de Horiba Scientific. Les fonctions diélectriques $\epsilon_{PS}^* = n + ik$ des matériaux étudiés ont été modélisés par la somme de trois contributions :

$$\epsilon_{PS}^* = \epsilon_\infty + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + i\Gamma_D\omega} + \sum_{k=1}^L \frac{f_k \omega_k^2}{(\omega^2 - \omega_k^2) + i\gamma_k \omega} \quad (\text{III.8})$$

Le premier terme, ϵ_∞ , est un paramètre ajustable qui représente la permittivité diélectrique à hautes fréquences. Le deuxième terme est la formule de Drude, elle reflète la contribution des porteurs libres. Deux paramètres variables la composent : la fréquence plasma ω_p et la fréquence d'amortissement Γ_D . Enfin, le troisième terme correspond à une somme d'oscillateurs de Lorentz qui décrivent les modes de résonance des phonons du matériau, très présent dans l'infrarouge lointain, ou

d'éventuelles impuretés. Seul le silicium amorphe a été modélisé par un autre modèle, de Tauc-Lorentz comme nous le verrons par la suite.

En résumé, on mesure les coefficients ellipsométriques I_c , I_s et I_{cp} décrit par l'équation III.5. On les ajuste ensuite pour obtenir les paramètres du modèle utilisé. Ils nous permettent ensuite de calculer ϵ_{PS}^* selon l'équation III.8, dont la partie réelle donne l'indice de réfraction et la partie imaginaire le coefficient d'extinction, traduisant les pertes optiques.

Mesures des échantillons et établissement des modèles physiques

Les échantillons suivants ont été caractérisés :

- S1 : un substrat d'InP nu, servant de référence pour les échantillons S2, S3 et S4, tous trois déposés sur ce même substrat
- S2 : une couche de SiO₂ sur substrat d'InP, avec une épaisseur visée de 1,2 μm .
- S3 : une couche de Si₃N₄ sur substrat d'InP, avec une épaisseur visée de 1 μm .
- S4 : une couche de TiO₂ sur substrat d'InP, avec une épaisseur visée de 0,9 μm .
- S5 : une couche de silicium amorphe (a-Si) sur substrat d'InP, avec une épaisseur visée supérieure à 3 μm . Les résultats en découlant seront utilisés à la partie V.4.
- S6 : une couche d'AlN sur substrat de silicium, avec une épaisseur d'environ 4 μm .

Le même wafer d'InP a été clivé en quarts pour servir de substrat aux échantillons S1, S2, S3 et S4. Le SiO₂, le Si₃N₄ et le a-Si ont été déposés en PECVD. Du silane, SiH₄, a été utilisé comme précurseur gazeux, ainsi que du N₂O pour le SiO₂ et du NH₃ pour le Si₃N₄. Le TiO₂ a été déposé par pulvérisation assistée par faisceau ionique (IBAD).

L'échantillon S1 sert de référence pour mesurer les propriétés optiques typiques d'un substrat d'InP fortement dopé. Les paramètres ainsi obtenus seront réutilisés pour modéliser le substrat de S2, S3, S4, et S5 qui ont un substrat similaire en dopage. Le substrat silicium de S6 n'a pas pu être caractérisé seul. Un modèle pré-défini a été employé pour le modéliser, s'agissant d'un matériau mieux connu et la couche d'AlN étant très épaisse, ce qui réduit les effets du substrat.

Extraction des propriétés optiques

L'InP de S1 est modélisé par ϵ_∞ et la formule de Drude. Les paramètres des modèles obtenus par ajustement des courbes sont récapitulés dans le tableau III.1 pour le SiO₂, le Si₃N₄, le TiO₂ et l'AlN. Les paramètres obtenus du modèle par analyse des mesures pour le a-Si sont présentés dans le tableau III.2.

Matériau	ϵ_∞	Paramètres			Épaisseur (nm)	χ^2
		ω_p (eV)	Γ_D (eV)			
InP	9,89	0,265	0,00801		N.A.	1,1
Si	4,36	0,197	0,00201		N.A.	N.A.
SiO ₂	2,43	f	ω (eV)	γ (eV)	1141	12,7
		0,421	0,110	0,011		
		0,455	0,126	0,00953		
		0,0749	0,141	0,00923		
Si ₃ N ₄	5,01	f	ω (eV)	γ (eV)	996	3,29
		1,284	0,103	0,00754		
		0,398	0,116	0,0155		
		0,0219	0,266	0,016		
TiO ₂	4,75	f	ω (eV)	γ (eV)	894	5,03
		6,26	0,0722	0,0127		
		0,0220	0,415	0,373		
AlN	4,36	f	ω (eV)	γ (eV)	894	379
		0,03	0,112	0,005		
		0,04	0,119	0,008		
		0,002	0,164	0,005		

Table III.1: Paramètres pour les modèles des échantillons S1, S2, S3 et S4, S5

Matériau	ϵ_∞	Paramètres				Épaisseur (nm)	χ^2
		ω_p (eV)	Γ_D (eV)				
InP	9,89	0,265	0,00801		N.A.	1,1	
a – Si	0,81	E_g	A	E	C	3416	2,69
		1,699	216,93	3,63	2,39		
		f	ω (eV)	γ (eV)			
		0,0114	0,249	0,0103			

Table III.2: Paramètres pour le modèle de l'échantillon S6

Le nombre d'oscillateurs ainsi que leurs paramètres ont été choisis en ne présupposant aucune connaissance *a priori* des matériaux et des mécanismes d'absorption. Nous avons suivi la même procédure que Kischkat *et al.* [101], ce dans le but d'avoir la meilleure description possible de nos matériaux quant à leurs constantes optiques.

Aucun oscillateur de Lorentz n'est ajouté au modèle de S1. Les trois diélectriques S2, S3 et S4 sont modélisés par un substrat d'InP semi-infini ayant les constantes optiques n et k déduites des mesures de S1, ainsi qu'une couche mince du matériau diélectrique étudié. Les grandeurs variables dans l'ajustement des courbes sont l'épaisseur de la couche ainsi que les paramètres des oscillateurs de Lorentz de la fonction diélectrique des matériaux étudiés. Plus spécifiquement, le SiO₂, le Si₃N₄,

le TiO_2 et l' AlN ont été respectivement modélisés avec quatre, trois, deux et trois oscillateurs de Lorentz. Le a-Si a été modélisé avec une formule de Tauc-Lorentz, et un oscillateur de Lorentz. Le modèle de dispersion de Tauc-Lorentz a été établi par Jellison et Modine [102], mais l'article comporte une erreur dans le calcul de la partie réelle de la constante diélectrique. La version corrigée est disponible sur le site de Jobin-Yvon [103].

Les paramètres des différents modèles obtenus par ajustement des courbes sont récapitulés dans les tableaux III.1 et III.2. Les épaisseurs de diélectrique ainsi obtenus pour les échantillons S2, S3 et S4 sont respectivement de 1141 nm, 996 nm et 894 nm. Ces valeurs sont très proches des épaisseurs visées. L'écart entre les deux est de 60 nm pour l'épaisseur de SiO_2 de l'échantillon S2. Cela est dû à une sur-estimation de la vitesse de dépôt. Les données expérimentales ellipsométriques I_s , I_c et I_{cp} ainsi que les courbes correspondant au meilleur ajustement sont représentées sur la figure III.3 pour les échantillons S1, S2, S3 et S4.

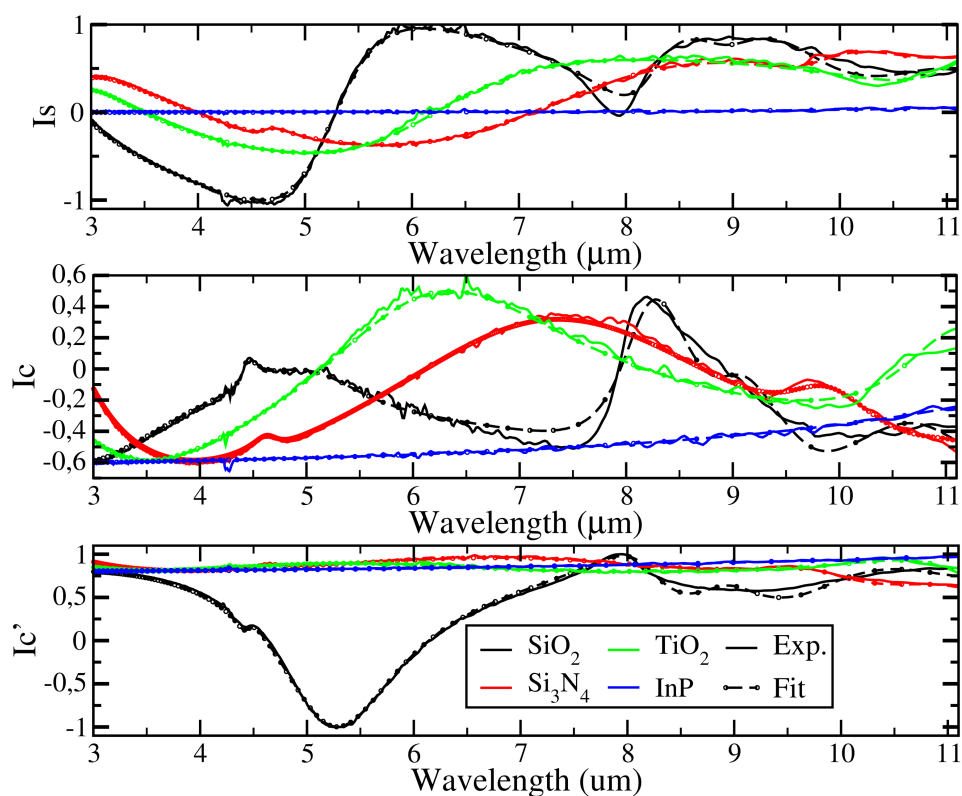


FIGURE III.3: Données ellipsométriques I_s , I_c et I_{cp} expérimentales (trait pleins) et modélisées (trait hachurés et pointillés) pour S1 (bleu), S2 (noir), S3 (rouge) S4 (vert)

Tous les modèles paramétriques ont été obtenus avec un très bon facteur de qualité d'ajustement des courbes pour les échantillons S1, S2, S3, S4 et S5, ce qui se traduit par des facteurs χ^2 compris entre 1 et 15, ce qui est conforme à la littérature [104, 105]. Le facteur χ^2 est de 379 pour l' AlN . La complexité de l'ajustement pourrait être liée à une contamination de l'échantillon ou à des effets de surface. En effet, le dépôt d' AlN a été effectué plusieurs années avant ces expériences. Une étude sur un échantillon déposé plus récemment doit être réalisée pour obtenir des mesures

plus facilement exploitables.

Les indices de réfraction n et les coefficients d'extinction k sont ensuite extraits à partir des modèles paramétriques des couches minces. Le coefficient d'absorption de chaque matériau est alors déduit du coefficient d'extinction par $\alpha = 4k\pi/\lambda$.

Les dépendances spectrales de n et de k déduites pour le SiO_2 , le Si_3N_4 et le TiO_2 sont montrées sur la figure III.4.

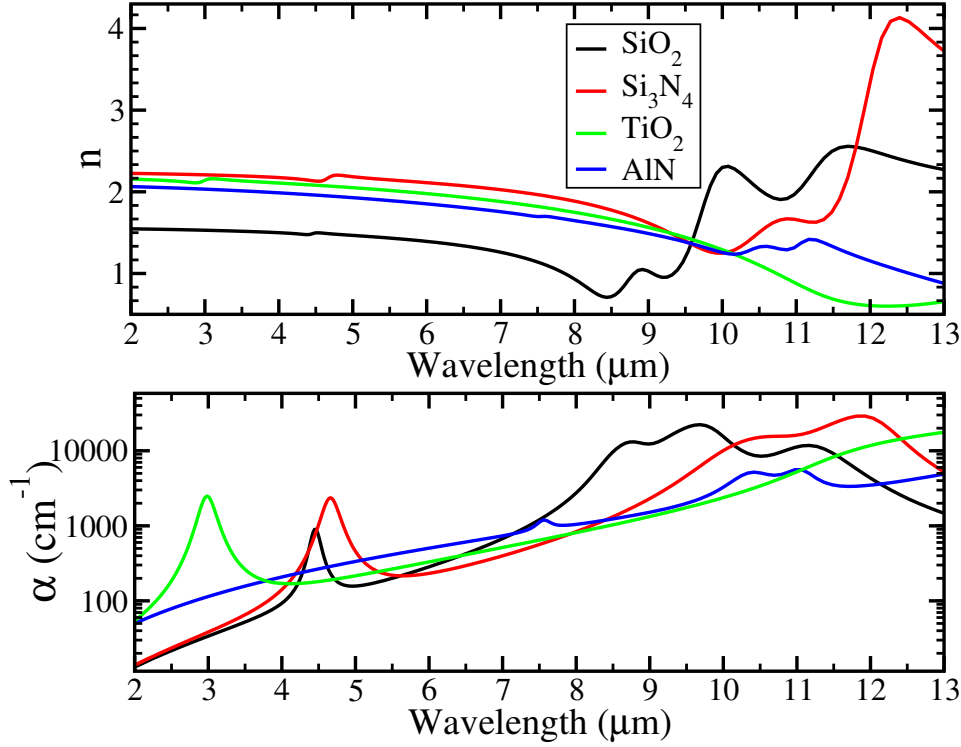


FIGURE III.4: Indices de réfraction n (traits pleins) et coefficients d'absorption (en pointillés) pour le SiO_2 , le Si_3N_4 , le TiO_2 et l' AlN , obtenus à partir des mesures ellipsométriques.

Les bandes d'absorption se caractérisent par des pics en α et par des inflexions en n . Bien que les modèles aient été ajustés aux données expérimentales sans présumer aucune connaissance *a priori* des matériaux, les pics d'absorption obtenus correspondent néanmoins à des phénomènes physiques, et plus particulièrement à des absorptions liées aux mouvements de vibration de la matière. Comme on le voit sur la figure III.4, le SiO_2 et le Si_3N_4 présentent tous les deux un pic d'absorption respectivement à 4,45 μm et à 4,66 μm qui est attribué à une élongation longitudinale de la liaison Si-H [106, 107]. En effet, de l'hydrogène est incorporé au diélectrique lors du processus de dépôt par réaction du silane, SiH_4 , utilisé comme précurseur gazeux. De même, le TiO_2 a un pic d'absorption à 3 μm . Il est attribué à l'adsorption d'eau dans l'échantillon [108, 109]. Des pics beaucoup plus forts et larges sont présents aux grandes longueurs d'ondes (à 8,8 μm et 9,8 μm pour le SiO_2 et à 12 μm pour le Si_3N_4). Ils reflètent les résonances principales du matériau (respectivement aux mouvements d'élongation symétrique et antisymétrique de la liaison Si-O pour le SiO_2 , et à des vibrations d'élongation de la liaison Si-N pour le Si_3N_4). Les valeurs de n et k pour le a-Si seront présentées dans la partie V.4, celui-ci étant utilisé pour

une architecture non-standard.

Les constantes optiques obtenus pour le a-Si sont représentées sur la figure III.5.

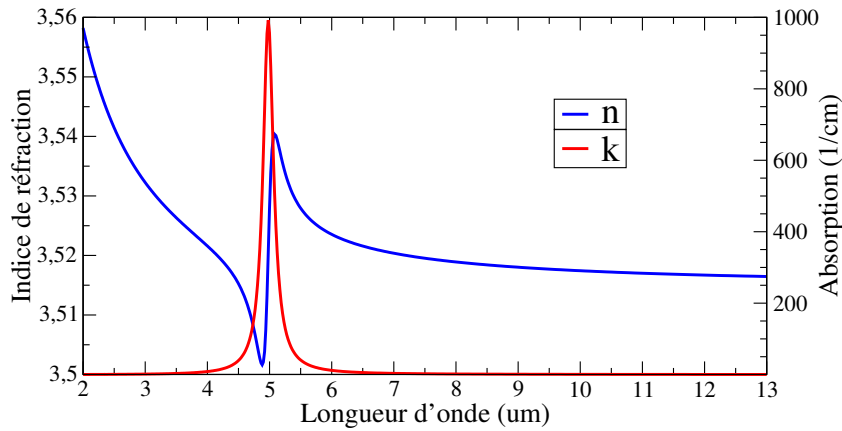


FIGURE III.5: Indice de réfraction (en bleu) et coefficient d'absorption (en rouge) du a-Si dans le moyen-infrarouge.

Il présente un fort pic d'absorption à 5 μm qui est attribué aux vibrations de la liaison Si-H. Cependant, la mesure a été faite avec des essais préliminaires de dépôt de a-Si. Nous pensons qu'il est possible d'améliorer la qualité du matériau par recuit ou en optimisant les conditions de dépôt.

En conclusion, nous avons obtenu par ellipsométrie de Mueller les constantes optiques n et k de l'InP, du SiO₂, du Si₃N₄, du TiO₂, de l'AlN et du a-Si dans la plage de longueurs d'onde 3 à 11 μm. Outre les applications aux QCLs, dont nous parlons aux parties III.1.5, III.2.1 et V.4, ces mesures permettent de renforcer la base de données des constantes optiques des matériaux dans le moyen-infrarouge. Ces résultats ont ainsi une portée bien plus large que le simple champ des QCLs.

III.1.2 Choix du diélectrique de la couche d'isolation

Simulations optiques et thermiques : recouvrement, pertes et résistance thermique

Afin de pouvoir estimer la FOM définie par l'équation III.3, les différents termes la constituant doivent être calculés. Nous avons donc effectué d'une part des simulations optiques intégrant les valeurs de n et k mesurées par ellipsométrie de Mueller, comme décrit en III.1.1. Nous en tirons les valeurs de α_{diel} et Γ_{diel} par simulation numérique. D'autre part, la résistance thermique du composant R_{th} est également calculée numériquement avec COMLASE, comme expliqué à la partie II.5.2, pour chacun des diélectriques étudiés. Comme mentionné précédemment, il est particulièrement important *a priori* de prendre en compte la résistance thermique du composant en CW. La charge thermique devient négligeable en PW, et ce sont alors les pertes optiques qui sont prédominantes dans le choix du diélectrique d'isolation.

Afin de déterminer le meilleur diélectrique, des structures PR, comme présenté sur la figure III.1, sont simulées avec COMLASE. Les couches guidantes verticales sont de l'InP dopé n et leur indice de réfraction est décrit par un modèle de Drude.

Afin de permettre la comparaison, l'épaisseur du diélectrique est fixée à 500 nm indépendamment de la longueur d'onde, et la couche guidante est choisie plus épaisse qu'à l'accoutumée (8 μm au lieu de 2 à 4 μm) afin de s'affranchir des pertes par porteurs libres pour l'étude. La largeur du ruban varie avec la longueur d'onde afin de garder un ratio constant $\frac{W}{\lambda} = 1.2$. En effet, le ruban doit être assez étroit pour éviter l'apparition de modes transverses d'ordres supérieurs mais assez large pour maximiser le recouvrement du mode avec la zone active.

En premier lieu, on calcule le recouvrement du mode avec le diélectrique, Γ_{diel} en prenant en compte l'indice de réfraction déduit par les expériences d'ellipsométrie de Mueller et reporté dans la section III.1.1. L'évolution de recouvrement avec le diélectrique selon la longueur d'onde est représentée sur la figure III.6.

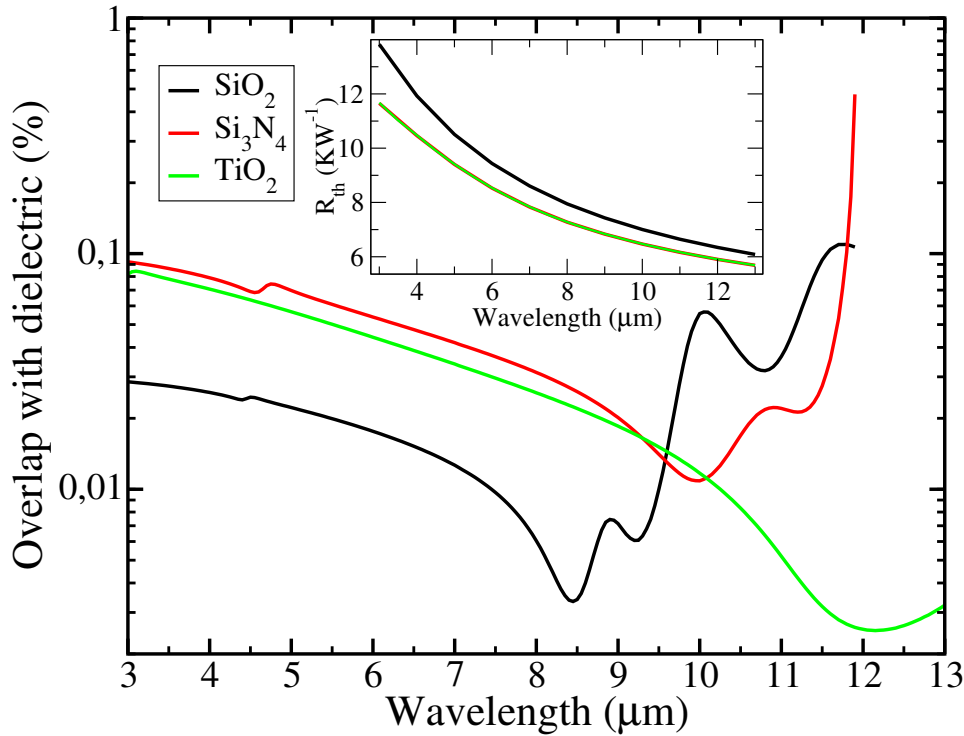


FIGURE III.6: Recouvrement du mode optique fondamental avec la couche d'isolation dans le cas du SiO₂ (en noir), du Si₃N₄ (en rouge) et du TiO₂ (en vert). La résistance thermique R_{th} est affichée dans la sous-figure. La résistance thermique du Si₃N₄ et du TiO₂ se confondent à cause de leur conductivité thermique similaire

Le diélectrique fournissant le meilleur confinement optique en dessous de 9 μm est le SiO₂, son indice de réfraction étant beaucoup plus faible que celui du Si₃N₄ ou du TiO₂ dans cette gamme spectrale. A partir de 9 μm , la réduction du confinement par le SiO₂ est provoquée par la résonance vibrationnelle de la liaison Si-O qui augmente fortement l'indice de réfraction. Le Si₃N₄ et le TiO₂ offrent un confinement similaire jusqu'aux alentours de 10 μm , avec un léger avantage pour le TiO₂. À partir de 10 μm , le Si₃N₄ perd à son tour son rôle de guide optique latéral pour la même raison que pour le SiO₂. En effet, au delà de 10 μm les mouvements de vibrations d'élongation Si-N entre en résonance et l'indice du Si₃N₄ augmente de façon critique. A l'opposé, le recouvrement dans le diélectrique continue de diminuer au-dessus de

10 μm dans le cas du TiO_2 .

À partir de ce recouvrement Γ_{diel} , on peut déduire les pertes optiques modales de propagation dans le diélectrique. Il suffit de le multiplier avec le coefficient de pertes correspondant à chaque diélectrique, α_{diel} , qui a été déduit des mesures par ellipsométrie de Mueller, et est représenté sur la figure III.4.

Dans un deuxième temps, les résistances thermiques des structures PR telles que définies sont calculées pour des largeurs de rubans correspondant aux longueurs d'onde étudiées. Pour les simulations, nous avons choisi des conductivités thermiques de 1,3 W/mK pour le SiO_2 et de 10 W/mK pour le Si_3N_4 [110]. Devant le manque d'études sur la conductivité thermique du TiO_2 déposé par pulvérisation IBAD et parce que les procédés de dépôt ne sont pas aussi aboutis que pour le SiO_2 et le Si_3N_4 , nous avons étudiés différentes valeurs de la conductivité thermique du TiO_2 allant de 1,6 W/mK à 14,4 W/mK [111]. Nous reportons ici les simulations faites pour une conductivité de 8,5 W/mK [112]. Les résistances thermiques obtenues sont représentées dans le médaillon de la figure III.6.

Choix du meilleur diélectrique selon la longueur d'onde

Afin de pouvoir calculer la FOM, en plus des pertes modales de propagation et des résistances thermiques précédemment simulées, les valeurs suivantes, typiques pour des QCLs ayant de bonnes performances, ont été choisies : $T_0 = 200\text{K}$, $U = 15\text{V}$, $I = jWL$ où $j = 5\text{kA}/\text{cm}^2$, $W = 1,2\lambda$ et $L = 5\text{mm}$, $d = 3\%$ en PW.

La FOM ainsi calculée est tracée sur la figure III.7. La valeur de la FOM en PW redonne les pertes dans le diélectrique. Que cela soit en PW ou en CW, deux régions peuvent être distinguées.

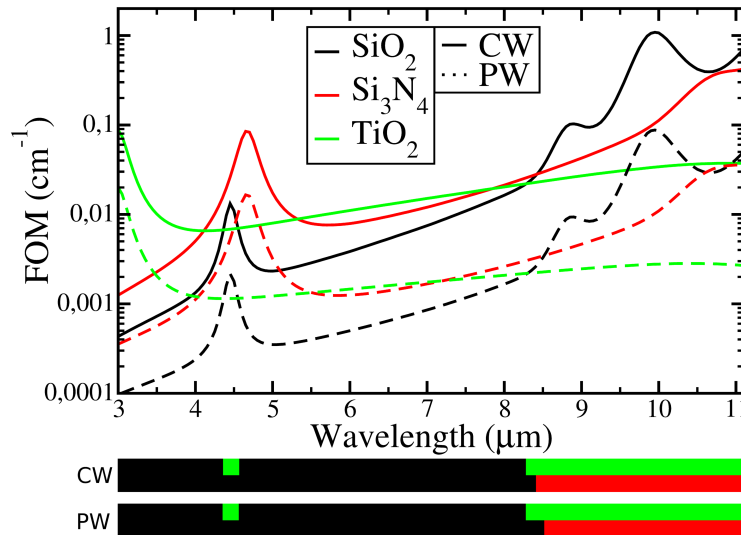


FIGURE III.7: Évolution avec la longueur d'onde de la FOM pour le SiO_2 (en noir), le Si_3N_4 (en rouge) et le TiO_2 (en vert). Les traits pleins correspondent à la FOM en CW ($d=1$) et les traits pointillés au mode PW ($d=3\%$). Le meilleur diélectrique selon la longueur d'onde est représenté sous le graphique, en CW et en PW. Pour chacun des modes, on représente sur la première ligne le cas où le TiO_2 est disponible, et sur la seconde, celui où il ne l'est pas

D’une part, le SiO_2 est le meilleur candidat pour les longueurs d’onde les plus courtes alors que sa FOM décolle pour des longueurs d’onde plus grandes, le Si_3N_4 ou le TiO_2 présentant alors une FOM plus petite. Entre ces deux zones, il y a une région de transition qui ne dépend que faiblement de la conductivité thermique de la couche d’isolation. Comme on peut le voir sur la figure III.7, le TiO_2 présente de meilleures performances que le SiO_2 ou le Si_3N_4 en tant que couche d’isolation au dessus de $8,3 \mu\text{m}$, s’il est possible de le déposer selon les équipements à disposition. Alors que la FOM est similaire pour le Si_3N_4 et le TiO_2 entre $5,5 \mu\text{m}$ et $8,3 \mu\text{m}$, l’écart de FOM se creuse entre les deux pour les plus grandes longueurs d’onde et atteint même un ordre de grandeur à $11 \mu\text{m}$. Il convient de noter également que la FOM du TiO_2 est presque constante au delà de $6 \mu\text{m}$, d’autant plus en PW. Cela pourrait par exemple donner l’avantage d’étudier les pertes dans les autres parties du QCL selon la longueur d’onde indépendamment des pertes dans le diélectrique. S’il n’est pas possible d’utiliser le TiO_2 , le Si_3N_4 devient meilleur que le SiO_2 à partir de $8,4 \mu\text{m}$ en CW et $8,5 \mu\text{m}$ en PW. D’autre part, il faut souligner que le TiO_2 ne présente pas de pic d’absorption lié à la liaison Si-H comme c’est le cas pour le SiO_2 et le Si_3N_4 dans la fenêtre $4,36 \mu\text{m}$ - $4,55 \mu\text{m}$. Dans cette fenêtre, la FOM du TiO_2 est environ 10 fois plus faible que celle du Si_3N_4 et 2 fois inférieure à celle du SiO_2 . Cela en fait un matériau intéressant pour les applications de très fortes puissances, comme la contre-mesure infrarouge, qui visent traditionnellement cette gamme spectrale.

Enfin, cette étude montre que le choix du diélectrique n’est pas dépendant du régime de fonctionnement. Le même diélectrique peut être choisi en PW et en CW.

La mesure des constantes optiques des matériaux est donc importante pour analyser et concevoir le guide d’onde latéral des QCLs DT. Il est également nécessaire de caractériser leurs propriétés thermiques afin de pouvoir calculer la résistance thermique des composants. En effet, les conductivités thermiques des matériaux dépendent fortement des conditions et des bâtis utilisés pour leur fabrication. Afin de les mesurer avec précision, nous les avons déterminées par deux dispositifs expérimentaux, par la méthode 3ω et par thermo-réflexance.

III.1.3 Mesures thermiques par la méthode 3ω

Deux méthodes ont été utilisées pour quantifier les propriétés thermiques des matériaux constitutifs des QCLs, les mesures par la méthode 3ω et celles par thermo-réflexance. Ces expériences ont été menées en partenariat avec l’équipe “Acoustique pour les nano-sciences” de l’INSP. Nous décrivons dans cette première section la méthode 3ω ainsi que les résultats obtenus pour le SiO_2 . Ceux-ci seront ensuite comparés à ceux obtenus par thermo-réflexance dans la section III.1.4.

Description générale de la méthode

Le principe général de la méthode est de déposer un transducteur métallique sur l’échantillon à caractériser. Il est composé d’une bande métallique étroite, de l’ordre de $10 \mu\text{m}$ de large pour 1 à 3 mm de long, et de quatre plots de contact, d’environ 1 mm^2 . Une vue schématique du transducteur est représentée sur la figure III.8a.

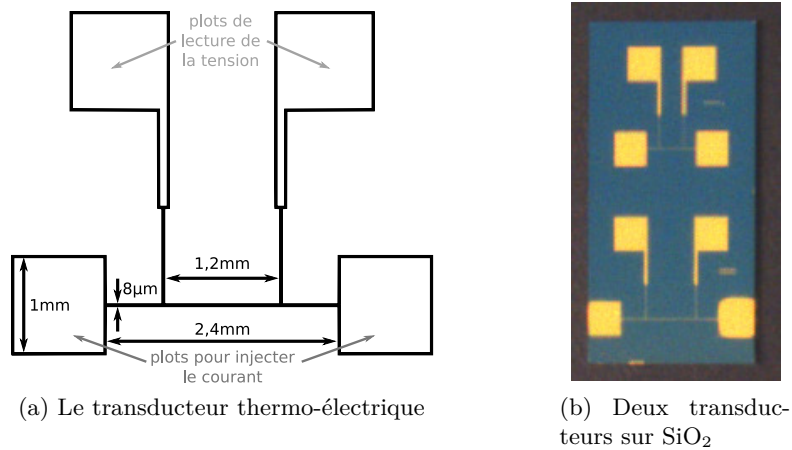


FIGURE III.8: Vue schématique du transducteur thermo-électrique

L'échantillon est placé dans un cryostat sous vide afin de pouvoir effectuer des mesures cryogéniques si nécessaire et de contrôler la température l'environnant. Le cryostat est scellé par un joint en indium afin de garantir le vide. On vient ensuite chauffer la bande métallique avec un courant sinusoïdal de pulsation ω . En mesurant l'harmonique en 3ω générée par l'échauffement sur la tension, on peut en déduire la conductivité thermique du matériau sous-jacent. L'harmonique en 3ω est mesurée avec un amplificateur à détection synchrone (lock-in amplifier) dont la composante en ω est donnée par le synthétiseur.

Le schéma équivalent du dispositif expérimental permettant la mesure de la composante 3ω est présenté sur la figure III.9.

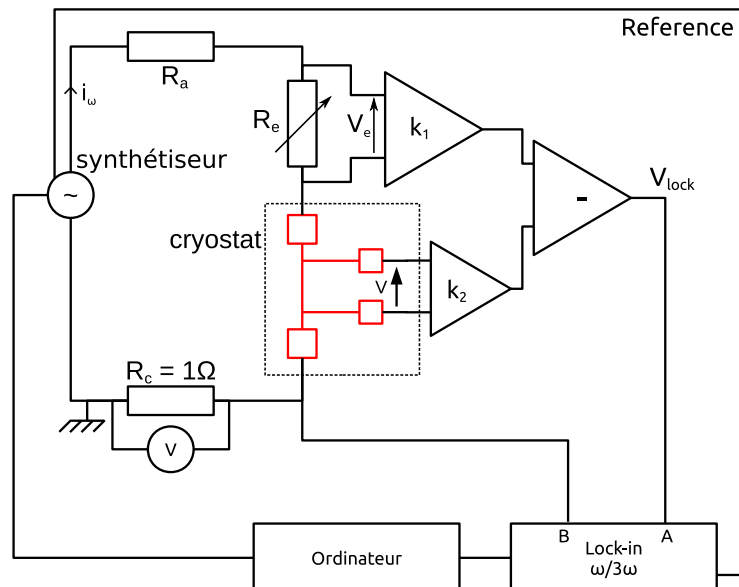


FIGURE III.9: Schéma électrique de l'expérience. Le transducteur est représenté en rouge.

Un courant i_ω d'amplitude I_0 maintenue constante et de pulsation ω est délivré

par un synthétiseur :

$$i_{\omega}(t) = I_0 \cos(\omega t) \quad (\text{III.9})$$

Ce courant provoque un échauffement en traversant le transducteur, proportionnel à son effet Joule. Le courant étant en ω , le flux thermique créé un échauffement ΔT qui possède à la fois une composante continue et une composante sinusoïdale $\Delta T_{2\omega}$, d'amplitude θ , de pulsation 2ω et déphasé de ϕ par rapport au courant :

$$\Delta T_{2\omega} = \theta \cos(2\omega t + \phi) \propto R i_{\omega}^2 \quad (\text{III.10})$$

où R est la résistance de la piste métallique. L'amplitude θ des oscillations de température sont typiquement de l'ordre de 0.001K à 0.1K. La résistance du transducteur est fonction de la température tel que :

$$R = R_0 (1 + \alpha \Delta T) \quad (\text{III.11})$$

Où α est le coefficient thermique de la piste. On lit la tension V au bord du transducteur, qui est le produit de R et i_{ω} . La tension possède donc une composante V_{ω} en ω et une composante $V_{3\omega}$ en 3ω , qui reflète l'échauffement. La composante en 3ω s'écrit :

$$V_{3\omega} = \frac{R_0 I_0 \alpha \theta}{2} \cos(3\omega t + \phi) \quad (\text{III.12})$$

Elle est difficile à récupérer car son amplitude est très faible devant celle du terme en ω . Afin de pouvoir la mesurer, on retranche à V la composante en ω à l'aide de la tension V_e lue aux bornes de la résistance d'équilibrage R_e . En réglant le gain de l'amplificateur k_2 , on parvient ainsi à rendre V_{ω} faible devant $V_{3\omega}$.

L'acquisition des mesures se fait de la manière suivante :

- On mesure la fonction de transfert entre la tension de sortie lue par le lock-in V_{lock} et la tension V aux bornes du transducteur en court-circuitant l'amplificateur opérationnel k_2 de la partie supérieure.
- En lisant en sortie la composante en ω , on règle la résistance variable R_e de façon à minimiser ce signal qui peut parasiter la lecture en 3ω , c'est l'équilibrage du pont différentiel.
- on balaye en fréquence, typiquement de 10 Hz à 2 kHz, le signal délivré par le synthétiseur. Le courant est mesuré à l'aide de R_e et adapté pour être maintenu d'amplitude constante. Pour chacune des fréquences, on mesure la tension en 3ω lue par le lock-in.
- A chaque tension de sortie, on associe la tension $V_{3\omega}$ avec la fonction de transfert précédemment mesurée.
- On en déduit ΔT avec la formule III.12.

Ce dispositif expérimental nous permet donc de mesurer l'amplitude et la phase des oscillations de température ΔT . Il faut ensuite les relier aux propriétés thermiques des matériaux afin d'en déduire les conductivités thermiques.

Cas d'un matériau massif

On se place dans l'hypothèse où l'échauffement est uniforme dans la piste métallique. On modélise ainsi le flux thermique par une fonction porte. On peut montrer

que pour un matériau massif, l'élevation de température peut alors s'écrire [113]:

$$\Delta T(\omega) = \frac{P}{\pi k_0} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(y)}{y^2} \frac{1}{\sqrt{y^2 + iy_0^2}} dy \quad (\text{III.13})$$

où $P = RI_0^2/L$ est la puissance électrique linéique avec L la longueur du transducteur, k_0 est la conductivité thermique du matériau, $y = W\lambda/2$, $y_0 = W^2\omega/4D$ et D est la diffusivité thermique, W étant la largeur du transducteur et λ la variable pendante de z de l'espace de Fourier.

Pour des fréquences suffisamment basses, $\Re(\Delta T(\omega))$ est linéaire et peut se réduire à :

$$\Re(\Delta T(\omega)) = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega}{\Omega} \right) + \eta \right] \quad (\text{III.14})$$

où $\eta = \frac{3}{2} - \gamma$, avec γ la constante d'Euler et :

$$\Omega = \frac{4k_0}{\rho CW} \quad (\text{III.15})$$

avec ρ la masse volumique du matériau, C sa chaleur spécifique.

Cas d'une couche mince sur un substrat

Dans l'hypothèse d'une couche mince sur substrat semi-infini, on peut écrire [113]:

$$\Re(\Delta T) = \frac{P}{\pi k} \left[-\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega}{\Omega} \right) + \eta \right] + \frac{Pt_1}{Wk_1} \quad (\text{III.16})$$

où t_1 est l'épaisseur de la couche mince et k_1 sa conductivité thermique.

On voit donc que l'effet de la couche mince est uniquement de translater la partie réelle de l'amplitude de l'échauffement vers le haut. En pratique, pour déterminer k_1 , on procède donc comme suit :

- on mesure la conductivité thermique du substrat en prenant la pente de $\Re(\Delta T)$
- on fait une hypothèse sur la chaleur spécifique C et la masse volumique ρ du substrat en supposant que $C = 0,31 \text{ J/gK}$ et $\rho = 4,81 \text{ g/cm}^{-3}$.
- on ajuste à la courbe de $\Re(\Delta T)$ mesurée pour le substrat avec couche mince, la courbe calculée de $\Re(\Delta T)$ pour le substrat seul
- on déduit k_1 du décalage entre la courbe calculée pour le substrat nu et celle mesurée du substrat avec couche mince

Mesure des propriétés thermiques du SiO_2

Afin de simplifier la mise en œuvre des expériences et d'économiser l'utilisation d'un joint en indium, Les échantillons de SiO_2 ont été caractérisés avec et sans mise sous vide de la chambre pour étudier si le vide est nécessaire, et quantifier l'erreur si la chambre n'est pas mise sous vide. Le principal risque de casser le vide est de perturber l'évolution thermique de l'échantillon par convection de l'air.

Le premier transducteur utilisé, TR1, a une longueur de 750 μm pour une largeur de 9 μm . On considère à titre exemple, le cas où $I = 15 \text{ mA}$ en étant sous vide, sans circulation d'hélium pour assurer le refroidissement de l'échantillon. Il a une résistance de 11,44 Ω , et la puissance linéique P dissipée est de 3,434 W/m. On mesure $\frac{dR}{dT} = 3,063 \times 10^{-2} \Omega/\text{K}$. On calcule à partir des mesures les oscillations de température ΔT puis on calcule une courbe d'ajustement pour leur partie réelle, $\Re(\Delta T)$, par la fonction $y = A - B \ln(x)$ comme représenté sur la figure III.10.

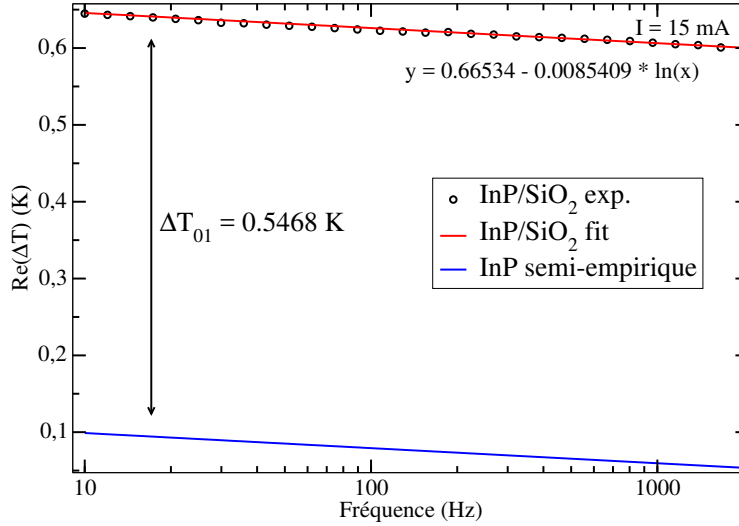


FIGURE III.10: Amplitude des oscillations thermique pour l'InP nu et pour l'InP avec un film de 1233 nm de SiO_2

Les mesures expérimentales sont en cercle noir et la courbe ajustée en rouge. Afin de réduire des effets de mauvaise thermalisation de l'échantillon qui introduisent des oscillations à basses fréquences, on effectue le fit pour $f > 200 \text{ Hz}$. On obtient $A = 0.6653$ et $B = 8,541 \times 10^{-3}$, et comme on a : $\frac{P}{2\pi k_0} = B$ On en déduit ainsi la conductivité du substrat d'InP :

$$k_0 = \frac{P}{2\pi B} = 63,99 \text{ W/mK}$$

On peut maintenant comparer ces courbes à la courbe calculée correspondant à l'échauffement du substrat sans diélectrique, donnée par l'équation III.14 et représentée en bleue sur la figure III.10. On évalue $\Omega = 2,119 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$.

La différence de température les deux courbes $\Delta T_{01} = 0,547 \text{ K}$ correspond à la contribution de la couche mince dans l'échauffement. D'après l'équation III.16, on en déduit sa conductivité thermique :

$$k_1 = \frac{Pt_1}{W\Delta T_{01}} = 0,873 \text{ W/mK} \quad (\text{III.17})$$

La même procédure est répétée pour des courants de 5, 10, 15 et 20 mA, avec et sans mise à vide de la chambre, avec le même transducteur TR1, afin de mesurer la conductivité thermique du substrat et du SiO_2 . L'ensemble des résultats pour le

SiO₂ est récapitulé dans l'annexe B.1.1. Les conductivités thermiques k_0 du SiO₂ et k_1 de l'InP ainsi mesurée sont regroupées dans la figure III.11.

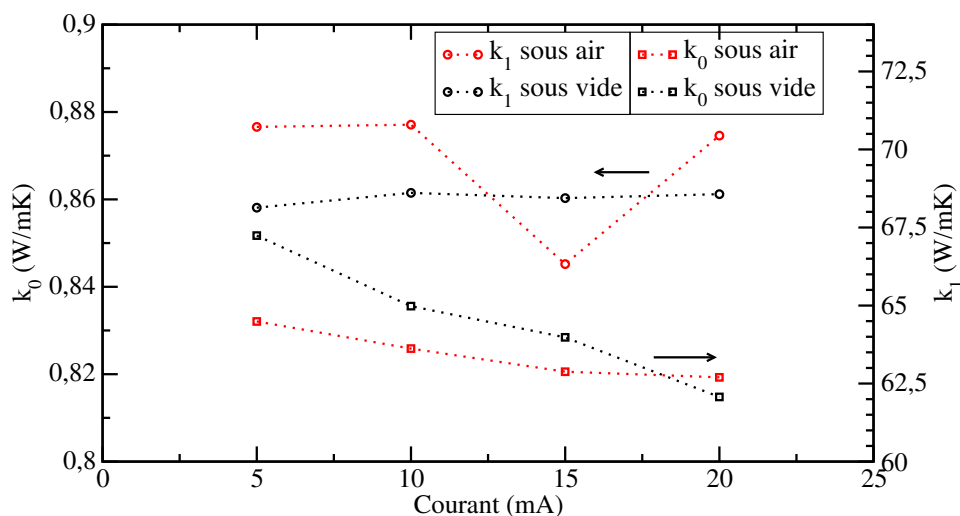


FIGURE III.11: Conductivités thermiques mesurées pour l'InP et le SiO₂ en fonction du courant traversant le transducteur

La conductivité thermique mesurée est de 64,00 W/mK avec des variations inférieures à 5% pour le substrat d'InP et de 0,864 W/mK avec des variations inférieures à 2% pour le SiO₂. Ces valeurs sont en accords avec la littérature, l'InP non intentionnellement dopé a une conductivité thermique tabulée de 68 W/mK [114]. Dans notre cas, l'InP est fortement dopé ($n_d = 9.3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$). Nous nous attendons bien à une conductivité thermique plus faible. En effet, la chaleur est majoritairement transportée par les phonons à température ambiante et la présence de dopants vient entraver leurs déplacements. De même, pour le SiO₂, on retrouve des valeurs similaires à celle de la littérature [115, 116] et à celle que nous avons mesuré par thermo-réflectance, que nous présenterons par la suite.

III.1.4 Mesures thermiques par thermo-réflectance

Nous avons donc obtenu avec une bonne précision la conductivité thermique du SiO₂. Cependant la méthode 3ω est relativement longue à mettre en œuvre. Par souci de gain de temps, il nous a semblé intéressant de réaliser d'autres mesures par thermo-réflectance. Cette méthode est plus rapide, et nous permet ainsi de comparer plus d'échantillons de manière systématique.

Description de la méthode

La mesure des propriétés thermiques de matériaux par thermo-réflectance s'appuie sur le fait que l'indice de réfraction, et donc la réflectivité, d'un matériau dépend de sa température de surface T [117]. Le schéma de principe de l'expérience est représenté sur la figure III.12.

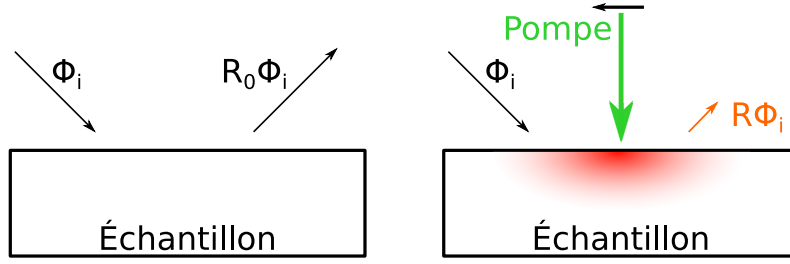


FIGURE III.12: Schéma de principe des mesures par thermo-réflexance.

Un laser pompe vient créer un échauffement $\Delta T \ll T$ ce qui modifie la réflectivité R du matériau. Elle peut alors s'écrire au premier ordre :

$$R(T + \Delta T) = R_0 + \Delta R \quad (\text{III.18})$$

où R_0 est la réflectivité à la température de surface T de l'échantillon et $\Delta R = \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T$. Le flux réfléchi par l'échantillon ϕ_R s'écrit alors, en fonction du flux incident ϕ_i , :

$$\phi_R = R \phi_i \quad (\text{III.19})$$

$$= (R_0 + \Delta R) \phi_i \quad (\text{III.20})$$

$$= R_0 \left(1 + \frac{1}{R_0} \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T \right) \phi_i \quad (\text{III.21})$$

$$= R_0 (1 + \kappa) \phi_i \quad (\text{III.22})$$

où $\kappa = \frac{1}{R_0} \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T$ est appelé coefficient de thermo-réflexance. En déplaçant le laser sonde, ou de pompe, on peut ainsi mesurer le profil de l'échauffement à la surface de l'échantillon.

Dans notre cas, l'échauffement est provoqué par un laser vert de puissance P_0 , modulé à une pulsation ω , focalisé sur l'échantillon. La température décroît à partir du point d'impact du laser vert de façon concentrique. Dans le cas d'un matériau semi-infini, en modélisant l'absorption du laser par une source ponctuelle de chaleur, on a :

$$T(r) \propto \frac{\exp(-qr)}{2\pi kr} \quad (\text{III.23})$$

où k est la conductivité thermique du matériau et $q^2 = \frac{i\omega}{D}$, avec D la diffusivité du matériau.

Échantillons étudiés

Afin de pouvoir faire les caractérisations, un dépôt métallique est réalisé. Dans notre cas, deux métallisations ont été utilisées :

- M1 : 7,5 nm titane et 250 nm d'or. Le dépôt est effectué par pulvérisation cathodique.
- M2 : 5 nm titane et 200 nm d'or. Le dépôt est effectué par évaporation.

Le titane sert de couche d'accroche pour éviter une délamination de l'or. La métallisation M2 a été utilisée pour permettre de réaliser des carrés de contacts de 1 mm de côté pour une autre étude. Les échantillons suivants ont été étudiés :

- E1 : un substrat de référence de BK7 avec la métallisation M1 afin de caractériser les propriétés thermiques de la métallisation M1.
- E2 : un substrat d'InP de 325 μm d'InP dopé n par du Sn à $9.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la moitié étant métallisée M1 comme montré sur la figure III.13.
- E3 : un substrat d'InP avec une couche de SiO_2 de 839 nm déposée par PECVD, la moitié étant métallisée M1.
- E4 : un substrat d'InP avec une couche de Si_3N_4 de 874 nm déposée par PECVD, la moitié étant métallisée M1.
- E5 : un substrat d'InP d'InP avec 990 nm de TiO_2 déposé par IBAD
- E6 : un substrat d'InP d'InP avec un dépôt d'AlN de 2 μm sans préparation de surface, avec des carrés de 1 mm de métallisation M2
- E7 : un substrat d'InP avec un dépôt d'AlN de 2 μm avec une préparation de surface au $(\text{NH}_4)_2\text{S}$, avec des carrés de 1 mm de métallisation M2

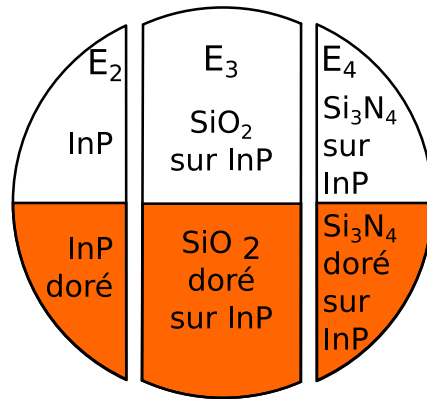


FIGURE III.13: Représentation schématique des échantillons E2, E3 et E4. Ils sont issus du même wafer et sont métallisés sur la moitié de leur surface.

Tous les substrats d'InP sont supposés avoir des propriétés thermiques proches, leur dopage étant similaire. Par ailleurs, les échantillons E2, E3 et E4 sont issus du même wafer, comme représenté sur la figure III.13.

La seule différence entre les échantillons E6 et E7 est que l'échantillon E7 a eu une préparation de surface chimique, avec du $(\text{NH}_4)_2\text{S}$. Il s'agit d'une préparation standard dans le cas de dépôt d'AlN sur silicium. Le but de l'échantillon E7 est de voir si la préparation de surface issue de la filière silicium doit être portée à la filière InP.

Déduction des diffusivités et des conductivités thermiques

Deux exemples de courbes obtenues pour l'amplitude et la phase du signal sont représentées sur la figure III.14. Elles correspondent aux mesures expérimentales (en pointillés) et aux fit (en lignes pleines) pour les échantillons E2 (InP doré) et E5 (InP avec 990 nm de TiO_2). La couche de TiO_2 agit comme une forte résistance thermique en série entre la couche d'or et le substrat. La chaleur créée par l'absorption du laser pompe a donc plus de mal à se dissiper, ce qui explique que l'amplitude soit plus

forte au centre. La chaleur se retrouve piégée dans la couche de TiO_2 et a donc également tendance à s'y propager plus loin du point d'impact. C'est pourquoi la cloche de la courbe d'amplitude est plus large et aplatie pour le cas avec TiO_2 , alors que l'InP nu est beaucoup plus piqué au centre.

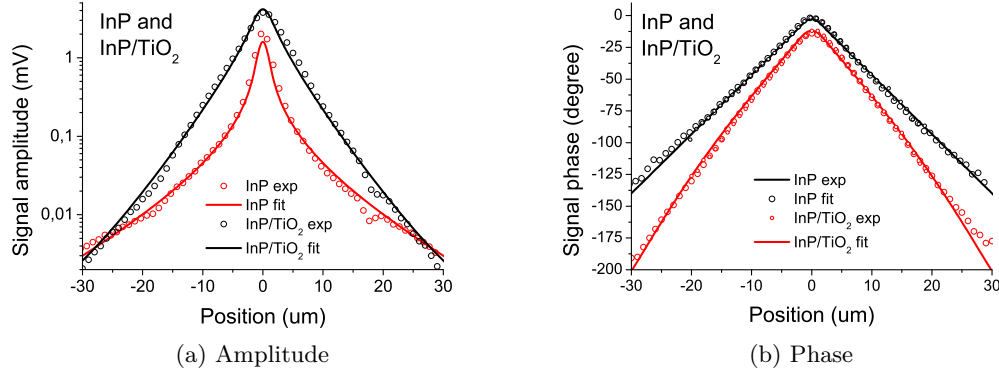


FIGURE III.14: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour les échantillons E2 (InP doré) et E5 (InP avec 990 nm de TiO_2)

L'ensemble des mesures expérimentales superposées au fit théorique sont placés dans l'annexe B.2. Les résultats obtenus par ajustement des courbes expérimentales sont récapitulés dans le tableau III.3.

Échantillon	Épaisseur (nm)	Diffusivité (m^2/s)	Conductivité thermique (W/mK)
M1 (par E1)			
Au:	200	126×10^{-5}	105
Ti:	7.5	9×10^{-6}	21
M2			
Au:	250	126×10^{-5}	250
Ti:	5	9×10^{-6}	21
E2 (InP)	325 μm	4.8×10^{-5}	62
E3 (SiO_2)	839	3.5×10^{-7}	0.7
E4 (Si_3N_4)	874	8×10^{-7}	1.5
E5 (TiO_2)	990	3.5×10^{-7}	1.1 ± 0.1
E6 (AlN)	2000	4×10^{-5}	35 ± 10
E7 (AlN)	2000	4×10^{-5}	35 ± 10

Table III.3: Diffusivités et conductivités thermiques mesurées par thermo-réflexance pour l'ensemble des échantillons.

Discussion

A partir de ces mesures, plusieurs conclusions peuvent être tirées.

Premièrement, la métallisation M1 semble très mauvaise thermiquement. La couche de titane est tellement fine devant celle d'or que l'on considère qu'elle n'a pas d'impact sur la résistance thermique finale de la métallisation. La conductivité thermique obtenue pour l'or ainsi déposé est de 105 W/mK à mettre en regard avec 315 W/mK pour l'or massif [118]. Un film d'or déposé en couche mince a normalement une valeur typique de 250 W/mK [119], comme c'est le cas avec M2. Le bâti de dépôt utilisée pour la métallisation M1 est un équipement de remplacement, l'équipement par défaut n'étant pas disponible pendant cette étude. Ces mesures soulignent donc l'importance de pouvoir suivre la réalisation de dépôts afin de limiter les dérives des procédés, soit dans le temps, soit lors d'un changement d'équipement. Elles ont également montrées les limitations du bâti de remplacement actuel et la nécessité d'optimiser le dépôt sur celui-ci.

Deuxièmement, les conductivités thermiques trouvées pour le substrat d'InP correspondent bien aux valeurs tabulées. La conductivité thermique mesurée expérimentalement est de 62 W/mK alors qu'elle est de 68 W/mK dans la littérature [120]. Comme nous l'avons expliqué dans la partie III.1.3, cette différence peut s'expliquer par le fait que nos substrats soient fortement dopés (à $9.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) ce qui réduit le libre parcours moyen des phonons. On observe un bon accord avec les mesures faites par la méthode 3ω , celles-ci différant de 3%.

D'autre part, la conductivité thermique du SiO_2 est proche de celle attendue. En effet, on trouve une valeur de 0,8 W/mK, ce qui est proche des mesures faites par la méthode 3ω , qui donnait une valeur de 0,864 W/mK. Elle correspond également aux mesures de la littérature, faites par thermo-réfectance sur du SiO_2 déposé par PECVD[115]. Les épaisseurs y sont plus faibles, mais la valeur de la conductivité thermique se stabilise pour des couches supérieures à 200 nm [116]. En effet, plus les épaisseurs de matériaux sont épaisses, plus la résistance thermique apportée par l'interface est négligeable et meilleur est la qualité du matériau, ce qui explique que la conductivité croise avec l'épaisseur jusqu'à un palier. Celles du Si_3N_4 et du TiO_2 , respectivement de 1,5 W/mK et 1 W/mK, sont cohérentes avec les mesures de la littérature. Les valeurs pour des couches minces de Si_3N_4 en fonction de leur épaisseur sont présentées sur la figure III.15. La valeur que nous avons mesurée, en rond bleu, suit la tendance dégagée par ces mesures.

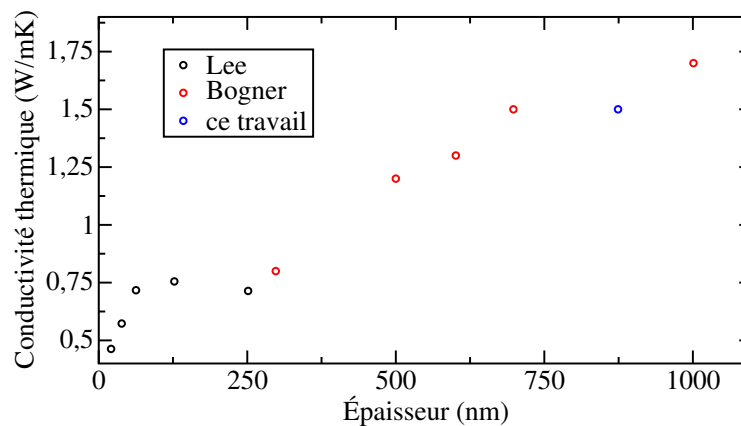


FIGURE III.15: Différentes mesures de la conductivité thermique du Si_3N_4 en fonction de l'épaisseur de la couche. Les valeurs sont celles rapportées pour Lee[116] et Bogner[121]

De la même façon, la conductivité thermique de couches minces de TiO_2 a été mesurée entre 0,18 W/mK[122] et 1,6 W/mK[111]. Cette valeur de 1,6 W/mK a été obtenue pour des films de 920 nm également déposés par pulvérisation assistée par un faisceau d'ions. Le fait que notre mesure donne une conductivité plus faible peut s'expliquer par un matériau plus poreux et colonnaire. Cette hypothèse reste à confirmer.

Cependant de meilleures conductivités thermiques peuvent être espérées, leur valeur sous forme céramique ou massive étant beaucoup plus forte. Elles sont de 30,1 W/mK pour le Si_3N_4 [123] et 11,8 W/mK pour le TiO_2 [124]. L'utilisation de céramique n'est malheureusement pas compatible avec les procédés de fabrications des QCLs, qui nécessitent des couches minces conformes à la topologie du ruban.

Enfin, les mesures faites sur l'AlN permettent de tirer plusieurs conclusions. D'une part, aucune différence notable n'a été observée entre les échantillons avec et sans préparation de surface avant le dépôt d'AlN. Cela veut donc dire que, soit aucune préparation de surface n'est nécessaire, soit cette préparation n'a aucun effet sur la qualité de l'interface. La préparation de surface du procédé utilisé pour le dépôt de l'AlN sur Si n'est donc pas validée pour le dépôt d'AlN sur InP. D'autre part, la conductivité mesurée est forte, de l'ordre de 35 W/mK, ce qui est bien plus élevé que pour les oxydes amorphes étudiés. Cela nous conforte dans l'idée que l'AlN est un candidat intéressant pour remplacer le SiO_2 et le Si_3N_4 aujourd'hui utilisés pour la couche d'isolation dans les QCLs. Une comparaison avec d'autres mesures reportées dans la littérature de la conductivité thermique de l'AlN déposé par pulvérisation est présentée sur la figure III.16.

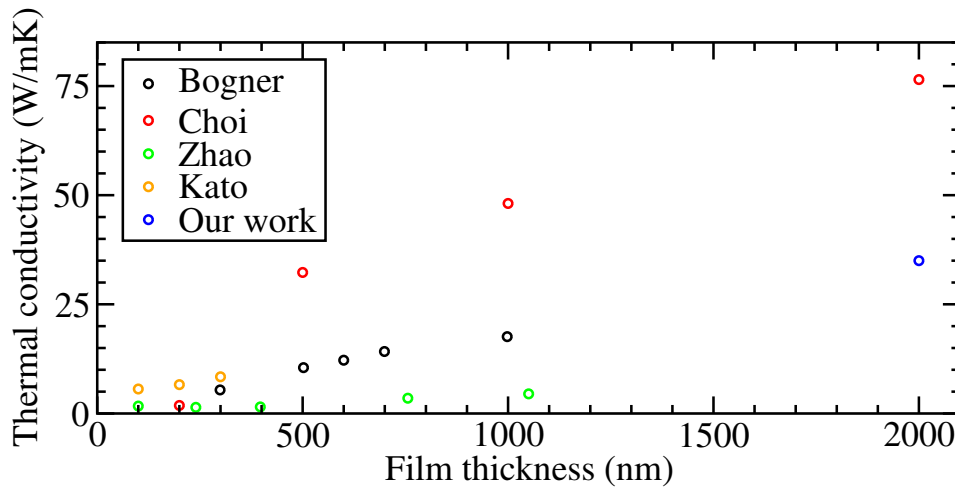


FIGURE III.16: Comparaison de la valeur de la conductivité thermique de l'AlN mesurée avec les mesures de Bogner[121], Choi[125], Zhao[126] et Kato[127]

Notre AlN présente une moins bonne conductivité thermique que celui développé par l'équipe de Choi mais s'inscrit dans la tendance dégagée par les mesures de l'équipe de Bogner.

Cette étude sur les propriétés thermiques a été ultérieure à celles sur leurs propriétés optiques et sur le choix du diélectrique d'isolation. C'est pour cette raison que les valeurs des conductivités thermiques prises dans cette dernière ne sont pas

identiques à celles mesurées. Cependant les résultats sont similaires avec les valeurs obtenues expérimentalement.

III.1.5 Choix de l'AlN comme couche d'isolation

Motivations

Comme nous l'avons vu dans la section III.1.4, les diélectriques utilisés pour la couche d'isolation des QCLs ont des conductivités thermiques très faibles, de l'ordre de 1 W/mK. Celui-ci agit donc comme un isolant thermique qui empêche la charge thermique d'être efficacement dissipée. Comme nous le verrons dans la partie III.2.2, c'est pourquoi la structure enterrée est préférée pour les QCLs de puissance, où les forts courants injectés nécessitent une bonne dissipation thermique.

Cependant, l'InP a une conductivité thermique de 62 W/mK alors que celle d'un or de bonne qualité est de 250 W/mK. Dans le cas des composants DT, les tranchées sont remplies d'or et la couche d'isolation est fine, de l'ordre de 1 μm . On comprend donc que si l'on arrive à utiliser une couche d'isolation avec une conductivité thermique suffisamment élevée, la résistance thermique du composant peut devenir plus faible en configuration DT que SIBH. De cette façon, on peut conserver les bonnes propriétés du DT, que sont les faibles courants de fuite et le bon confinement horizontal de la lumière, tout en ayant une faible résistance thermique. L'AlN cristallin a une conductivité thermique de l'ordre de 319 W/mK [128] à 340 W/mK [129]. Des couches d'AlN déposées par pulvérisation magnétron et ayant une conductivité thermique de 250 ± 50 W/mK ont été reportées dans la littérature [130]. Cela en fait le meilleur candidat possible en ce qui concerne la dissipation thermique. Des QCLs avec une couche d'isolation en AlN ont été réalisés une unique fois en 2016, à notre connaissance [131], postérieurement au début de cette étude. Dans ce cas, la couche isolante en AlN a permis d'obtenir des QCLs DFB à faible consommation électrique (inférieure à 1 W), en régime continu à température ambiante, à 7,4 μm de longueur d'onde, sans recroissance épitaxiale. Les puissances optiques de sorties restaient cependant faibles, inférieures à 12 mW à 20°C. Aucune étude sur des QCLs de puissance n'a encore été rapportées dans la littérature.

De meilleures performances thermiques pour le DT par rapport au SIBH ont déjà été simulées en configuration Up [88], sans mesures des propriétés thermiques des matériaux. Le but ici est de montrer que l'utilisation de l'AlN peut encore réduire la résistance thermique, et rendre le DT plus avantageux que le SIBH en montage Down.

Deux architectures ont été envisagées pour réaliser des composants avec une passivation en AlN. D'une part, il est possible de se positionner dans le cas des QCLs SIBH en remplaçant l'InP:Fe par de l'AlN. Néanmoins cela imposerait de déposer des couches très épaisses, d'un minimum de 5 μm . D'autre part, il est possible de reproduire la structure DT en substituant l'AlN au diélectrique d'isolation. Cependant, comme nous le verrons dans la section III.1.5, l'AlN est un matériau très résistant et difficile à travailler. Une structure SIBH compliquerait donc la fabrication en ce qu'elle nécessiterait une couche très épaisse d'AlN, de l'ordre de 4 à 6 μm . Il serait alors très difficile de retirer l'AlN sur le dessus des rubans pour reprendre le contact électrique. Il faut donc en déposer le moins possible ce qui nous a conduit à choisir

l'architecture DT. D'autre part, une structure DT nous permet de bénéficier de la bonne conductivité thermique de l'or remplissant les tranchées.

L'AlN utilisé pour cette étude a été déposé par phase vapeur (PVD) au CEA. Lors d'une étude précédente sur des dépôts épais au sein du projet ESEE, l'épaisseur d'AlN déposée sur des flancs verticaux de mesa a été mesurée comme étant deux fois plus fine que l'épaisseur déposée sur des surfaces horizontales. Comme vu précédemment, cela peut être gênant pendant le procédé de fabrication, car plus l'épaisseur d'AlN sur le ruban est épaisse, plus il sera dur de l'ouvrir pour réaliser le contact électrique sur le dessus du ruban. La conductivité thermique d'une couche d'AlN de 2 μm a été mesurée par thermo-réflexance, comme expliqué dans la partie III.1.4, comme étant de 35 W/mK. L'indice de réfraction et le coefficient d'extinction ont été mesurés indirectement par ellipsométrie de Mueller dans la partie III.1.1, et sont représentés sur la figure III.4. On voit que l'AlN est un matériau viable pour la couche d'isolation d'un point de vue optique, notamment pour les grandes longueurs d'onde. On remarquera spécialement que celui ne présente pas de pic d'absorption caractéristique de la liaison Si-H autour de 4,5 μm ce qui peut lui permettre d'induire moins de pertes optiques que le SiO₂ et le Si₃N₄.

Comportement optique et thermique

Afin de dimensionner l'épaisseur de cette couche, nous avons calculé les pertes qu'elle introduit, en suivant la même procédure qu'à la partie III.1.2. Par comparaison avec les cas du SiO₂ et du Si₃N₄, on peut alors choisir l'épaisseur nécessaire pour obtenir des pertes suffisamment basses.

Les simulations optiques ont été réalisées avec COMLASE pour des longueurs d'onde entre 3 et 13 μm . Les largeurs des rubans choisies sont de 4 μm , 8 μm et 16 μm , ce qui correspond à des largeurs typiques utilisées pour réaliser respectivement des QCLs de faible consommation, polyvalents ou de forte puissance. L'épaisseur de la couche de diélectrique est variée entre 200 nm et 2 μm . L'indice de réfraction et le coefficient d'extinction utilisés dans les simulations sont ceux qui ont été déduits des mesures d'ellipsométrie de Mueller décrites dans la partie III.1.1 et sont représentés sur la figure III.4. L'ouverture du diélectrique, ou via, sur le dessus du ruban est prise égale à la largeur du rubans moins 2 μm . La couche de diélectrique recouvre donc le ruban sur 1 μm de chaque côté.

Sur la figure III.17, nous représentons les pertes optiques dans la couche d'isolation pour le SiO₂, le Si₃N₄ et l'AlN à 4,5 μm et 7,4 μm .

Pour tracer ces courbes, nous avons calculé pour chaque cas le mode fondamental avec COMLASE, et nous en avons extrait le recouvrement avec le diélectrique. Nous l'avons ensuite multiplié avec les coefficients d'absorption mesurés par ellipsométrie. On peut alors dimensionner l'épaisseur de la couche d'AlN nécessaire en regardant quand les pertes dans la couche d'isolation sont similaires entre l'AlN et le SiO₂ ou le Si₃N₄. De cette manière, on voit qu'on peut garder environ la même épaisseur d'AlN que de SiO₂ à 4,5 μm . En effet, on utilise usuellement 1 μm de SiO₂, et on retrouve les mêmes performances pour 1,1 μm d'AlN. À 7,4 μm , on utilise typiquement 1,5 μm de Si₃N₄, l'AlN ayant un meilleur couple de constantes optiques, on a besoin de 1,4 μm pour subir des pertes optiques équivalentes. L'épaisseur de diélectrique que l'on met est normalement limitée par la résistance thermique qu'il induit. Néanmoins

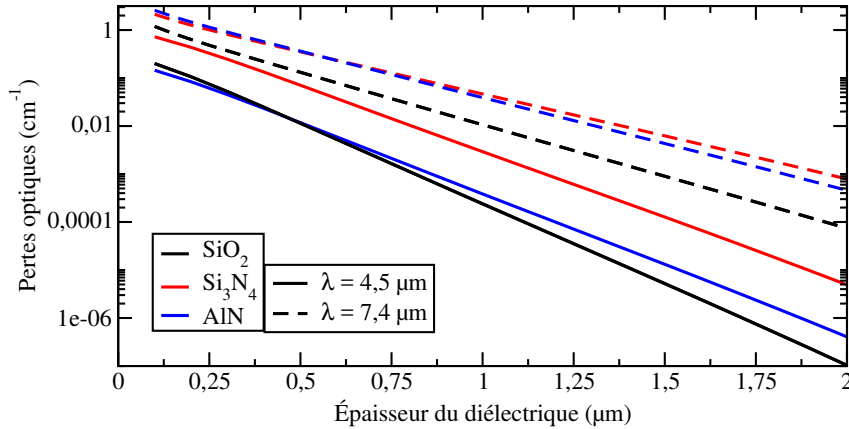


FIGURE III.17: Pertes optiques dans la couche d'isolation pour le SiO₂, le Si₃N₄ et l'AlN, à des longueurs d'onde de 4,5 μm et 7,4 μm.

nous verrons par la suite que l'on peut augmenter l'épaisseur d'AlN sans dégrader les performances thermiques. On peut alors déposer de plus fortes couches pour réduire les pertes optiques dans le diélectrique, ainsi que dans le métal de la couche de contact. Afin d'avoir une quantification plus précise des pertes liées à l'épaisseur de la couche isolante, les pertes dans le métal sur les flancs sont également à prendre en compte.

Afin de pouvoir quantifier les avantages de l'AlN par rapport aux diélectriques usuels, le SiO₂ et le Si₃N₄, et pour connaître l'impact de l'épaisseur du diélectrique, nous avons également effectué des simulations thermiques. En effet, nous pouvons ainsi calculer la baisse de la résistance thermique par rapport aux matériaux classiques.

Le conductivité thermique de l'or a été prise égale à 250 W/mK en accord avec les mesures faites par thermo-réflexance décrites dans la partie III.1.4. Concernant la conductivité thermique de l'AlN, deux hypothèses ont été envisagées, celle reposant sur la caractérisation thermique de nos échantillons, soit 35 W/mK, soit celle du record de conductivité thermique mesuré dans la littérature, soit 250 W/mK. Nous appellerons par la suite ces deux cas AlN₃₅ et AlN₂₅₀. Comme pour les calculs de pertes optiques, les simulations sont également effectuées pour des rubans de 4 μm, 8 μm et 16 μm. Sauf mention contraire, la couche de diélectrique a une épaisseur de 500 nm et le QCL une longueur de 5 mm.

Dans un premier temps, nous avons calculé l'évolution de la résistance thermique avec la largeur du ruban pour le SiO₂, l'AlN₃₅ et l'AlN₂₅₀. Les résultats sont affichés sur la figure III.18.

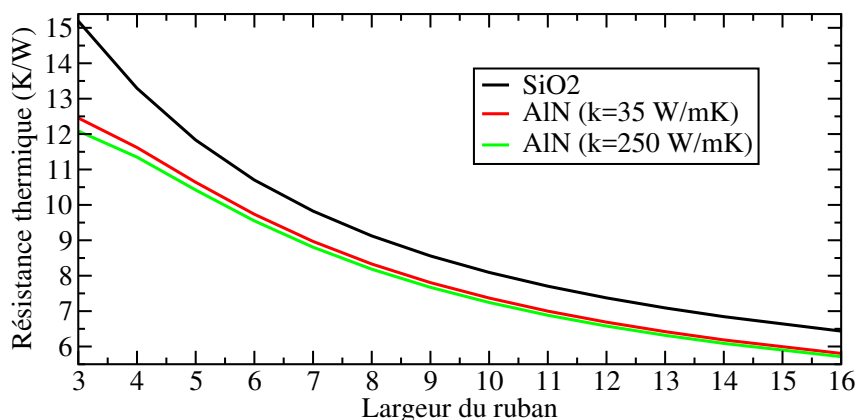


FIGURE III.18: Comparaison des résistances thermiques entre des couches d'isolation en SiO_2 , en AlN_{35} et en AlN_{250} .

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces courbes. D'une part, on remarque que l' AlN améliore grandement la dissipation thermique comme attendu. Cette amélioration est nettement plus marquée pour les rubans étroits. Ainsi, entre le SiO_2 et l' AlN_{35} , la résistance thermique baisse de 15,2 K/W à 12,5 K/W, soit une réduction de 2,7 K/W, ou 18%. Pour un ruban de 8 μm , elle diminue de 9,1 K/W à 8,3 K/W, soit une différence de 0,8 K/W, ou 9%. On récapitule sur le tableau III.4 les résistances thermiques obtenues pour les grandeurs d'intérêt.

$W \backslash k_{th}$	0,8 W/mK	35 W/mK	250 W/mK
4 μm	13,85 K/W	11,62 K/W	11,35 K/W
8 μm	9,00 K/W	8,33 K/W	8,2 K/W
16 μm	6,13 K/W	5,78 K/W	5,71 K/W

Table III.4: Résistance thermique en fonction de la largeur du ruban et de la conductivité thermique du diélectrique d'isolation.

Le fait que l'amélioration soit plus forte pour les rubans étroits s'explique par le fait que plus le ruban est large, plus la dissipation thermique se fait verticalement. Dans l'hypothèse d'un ruban infiniment large, le diélectrique n'a plus aucun impact sur l'évacuation de la charge thermique, toutes les courbes se rejoignent asymptotiquement.

D'autre part, il convient de noter que, bien que notre AlN soit de moins bonne qualité que celui de la littérature, peu d'améliorations sur le plan thermique sont à attendre d'un matériau plus conducteur thermiquement. En effet, l'utilisation d' AlN_{250} au lieu d' AlN_{35} n'apporte une réduction de la résistance thermique que de l'ordre de 1,5%. L' AlN_{35} reste donc un très bon matériau de ce point de vue, bien supérieur au SiO_2 et au Si_3N_4 .

En effet, nous avons simulé la résistance thermique en fonction de la conductivité thermique de la couche d'isolation, pour différentes tailles de rubans. Cela nous permet de saisir l'impact de la qualité de l' AlN déposé sur la résistance thermique, mais plus généralement de pouvoir comparer tous les diélectriques potentiels selon leur conductivité thermique. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure III.19.

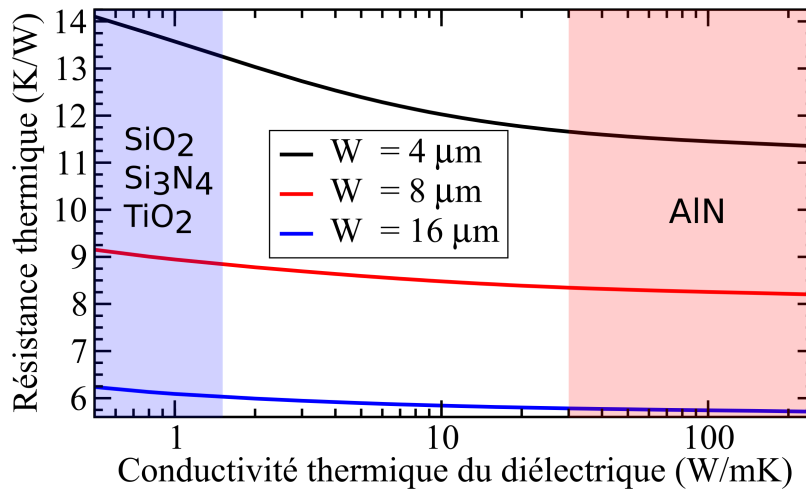


FIGURE III.19: Résistance thermique en fonction de la conductivité thermique de la couche d'isolation pour des rubans de 4 μm , 8 μm et 16 μm . La couche d'isolation a une épaisseur de 500 nm.

Les diélectriques usuels et étudiés dans la section III.1.2, le SiO_2 , le Si_3N_4 et le TiO_2 , sont tous situés dans la partie bleutée à gauche du graphique, d'après les mesures des conductivités thermiques faites aux parties III.1.3 et III.1.4. L' AlN correspond à la partie rouge, à droite du graphique, que l'on délimite avec les deux valeurs de conductivités thermiques de l' AlN_{35} et de l' AlN_{250} . Comme on peut le voir, l'impact de la conductivité thermique sur la résistance thermique est beaucoup plus fort pour les conductivités thermiques faibles, entre 0,5 W/mK et 10 W/mK. Ainsi pour un ruban de 4 μm , la résistance thermique baisse de 14,1 K/W à 12,0 K/W, soit 15%, sur cette plage. À l'inverse, la résistance thermique depuis virtuellement constante pour des conductivités thermiques supérieures à 30 W/mK. Ainsi, elle ne baisse que de 1 à 2% sur la gamme de conductivités thermiques 30 W/mK à 250 W/mK. On remarque également que, conformément à ce que nous avons vu sur la figure III.18, la résistance thermique et l'impact de la conductivité thermique sur la résistance thermique se fait plus faible en augmentant la taille du ruban. Elle baisse néanmoins de 0,5 K/W pour un ruban de 16 μm entre les diélectriques standards et l' AlN_{35} ce qui est une nette amélioration si l'on considère la plus importante charge thermique à dissiper pour les rubans larges. Ainsi, comme nous l'avons vu dans la partie II.3.2, les performances du QCL sont proportionnelles à $\exp(-R_{th}UI)$ où U et I sont la tension et le courant sur le QCL. Une réduction de la résistance thermique de 0,5 K/W donne un courant de seuil équivalent à une température inférieure de 10°C.

Enfin, comme nous l'avons vu dans cette partie, l'épaisseur du diélectrique a un impact déterminant sur les pertes optiques. En effet, si la couche de diélectrique est trop fine, elle ne remplit plus assez efficacement son rôle de guide d'onde et les pertes par porteurs libres dans le métal viennent fortement diminuer les performances du QCL. Du point de vue du confinement optique, l'épaisseur doit donc être la plus importante possible. Thermiquement, la couche joue néanmoins le rôle de résistance, en série avec celle du métal de contact et en parallèle avec celle du guide d'onde et plus elle est épaisse, plus sa résistance thermique est grande. Un compromis doit donc être trouvé entre une dissipation thermique efficace et un bon confinement du

mode optique, en plus d'être techniquement réalisable.

Nous avons calculé la variation de la résistance thermique avec l'épaisseur de la couche d'isolation pour le SiO_2 , l' AlN_{35} et l' AlN_{250} , pour des rubans de 4 μm , 8 μm et 16 μm . Les résultats sont représentés sur la figure III.20.

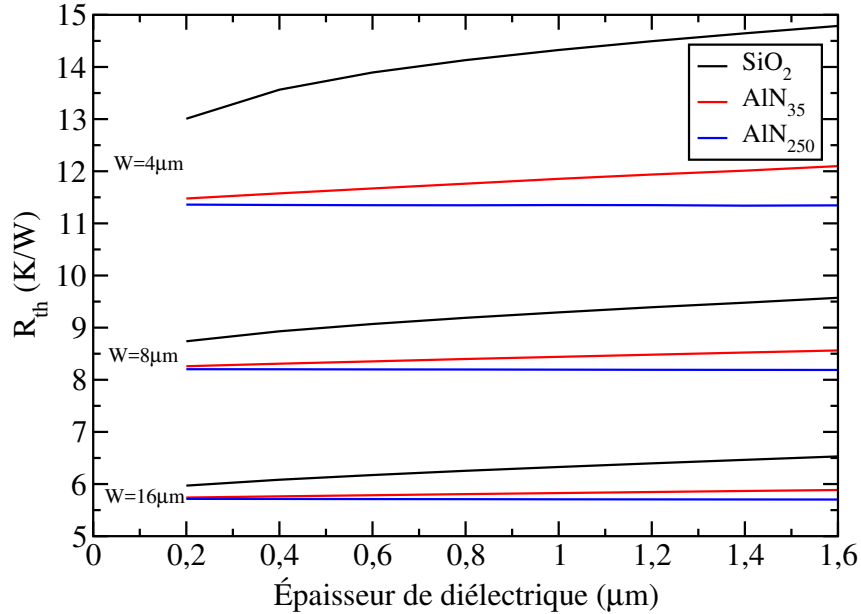


FIGURE III.20: Résistance thermique en fonction de l'épaisseur de la couche d'isolation pour des rubans de 4 μm , 8 μm et 16 μm . La longueur du QCL est de 5 mm.

On retrouve que plus le ruban est étroit, plus la résistance thermique dépend fortement de l'épaisseur du diélectrique. Cependant, il est très intéressant de noter que pour des conductivités thermiques élevées, comme c'est le cas avec l' AlN , la résistance thermique y est indépendante. Cela signifie qu'un dépôt d' AlN_{250} peut être épais sans que cela n'affecte l'efficacité de la dissipation thermique. L' AlN_{35} n'est pas aussi bon thermiquement et la résistance thermique du composant augmente légèrement avec l'épaisseur déposée, mais de façon moindre que dans le cas du SiO_2 ou du Si_3N_4 . Ainsi, entre des épaisseurs de 200 nm et de 1,5 μm , pour un ruban de 4 μm de large, la résistance thermique augmente de 1,8 K/W pour le SiO_2 et seulement de 0,6 K/W pour l' AlN_{35} . On peut donc améliorer le confinement optique en mettant des couches plus épaisses d' AlN en ne dégradant pas autant la dissipation thermique qu'avec du SiO_2 , ou le Si_3N_4 .

Premières briques de fabrication

Les dépôts avec lesquels nous avons travaillé ont été réalisés en PVD par le CEA LETI. Contrairement au SiO_2 et au Si_3N_4 , l' AlN est un matériau très résistant, avec une excellente stabilité chimique, et difficile à travailler, que cela soit en gravure sèche ou humide. Des états de l'art de la gravure de l' AlN ont été publiés par Zhuang [132] et Adesida [133]. A partir de ces deux revues, et d'autres articles, nous avons fait notre propre état de l'art, qui est reporté dans le tableau III.5 pour la gravure par

voie humide et III.6 par voie sèche. Nous n'avons retenu que les gravures sèches présentant des vitesses de gravure supérieures à 100 nm/ min.

Gravure humide		
Chimie	Température	vitesse
NaOH	75°C	50 [132]
développeur de AZ400K	20-80°C	10-1000 [134] 280-840 [135]
H ₃ PO ₄	80°C 100-140°C	85 [136] N.A. [137]

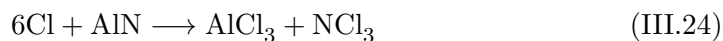
Table III.5: État de l'art des procédés de gravure en voie humide de l'AlN.

Gravure sèche		
Gaz	type	vitesse
Cl ₂ /H ₂	ECR-ICP	110 [138]
HI/H ₂	ECR-ICP	120 [139]
Cl ₂ /H ₂ /Ar	ECR-ICP	110 [140]
IBr/Ar	ECR-ICP	160 [141]
ICl/Ar	ECR-ICP	200 [142]
Cl ₂ /H ₂ /SF ₆ /Ar	ICP	184 [143]
Cl ₂ /Ar	ICP	749 [144]
Sf ₆ /Ar	ICP	140 [145]
BCl ₃ /Cl ₂ /Ar	ICP	400 [146]
	ICP	258 [147]
	ICP	110 [148]

Table III.6: État de l'art des procédés de gravure en voie sèche de l'AlN.

Comme mentionné par Mileham [134], en ce qui concerne la gravure par voie chimique, notamment par du KOH et du développeur AZ400K, plus la qualité de l'AlN déposé est bonne, plus la vitesse de gravure est faible, descendant jusqu'à atteindre 10 nm/ min. En plus de cette dépendance au matériau, qui rend difficile le contrôle précis de la gravure, les défauts inhérents à une gravure chimique (difficulté de mise à l'échelle, isotropie de l'attaque, ...) ne sont pas compatibles avec une mise en production de QCLs.

La gravure sèche en ICP permet d'obtenir potentiellement des procédés de gravure plus reproductibles et des flancs plus droits. D'autre part, elle permet d'utiliser des masques en nickel (Ni) qui présentent une bonne sélectivité si les masques en SiO₂ ou Si₃N₄ étaient trop rapidement attaqués. Les produits de gravure sont alors des composés Al-Cl, comme l'Al₂Cl₆ et le AlCl₃. L'AlN réagit avec le chlore du plasma selon la réaction [147]:



et



La présence d'argon dans le mélange gazeux sert principalement à usiner physiquement l'échantillon, à ioniser le plasma et à aider au retrait du produit de réaction AlCl_3 qui inhibe la réaction III.24 par auto-masquage [145], ce qui réduit la vitesse et la qualité de gravure. Du BCl_3 peut être ajouté pour réduire la rugosité de surface et augmenter la vitesse de gravure [148]. En effet, l'aluminium en surface est oxydé par l'oxygène résiduel dans la chambre et provoque de l'auto-masquage. Le BCl_3 neutralise l'oxygène résiduel en formant des composés $\text{B}_x\text{Cl}_y\text{O}_z$ qui peuvent être efficacement pompés. Il n'a néanmoins pas été possible de tester de gravure chlorée de l'AlN en ICP chlorée, des tests de contamination du bâti devant d'abord être menés, celui-ci étant utilisé pour la production de composants industriels.

Toujours en partenariat avec le CEA LETI nous avons alors envisagé une autre méthode pour retirer l'AlN présent sur le dessus des rubans, afin de pouvoir réaliser le contact électrique supérieur du QCL. Fort de leur expérience sur les technologies silicium, le LETI a en effet développé un savoir-faire dans le polissage mécano-chimique (CMP) permettant de s'arrêter avec une précision de l'ordre de 20 nm. Un développement technologique reposant sur cette méthode a donc été mené sur des substrats d'InP de test. Il diffère de celui des QCLs en configuration DT uniquement pour les étapes ayant trait au dépôt et à l'ouverture de l'AlN. Les étapes du procédé de fabrication sont représentées sur la figure III.21.

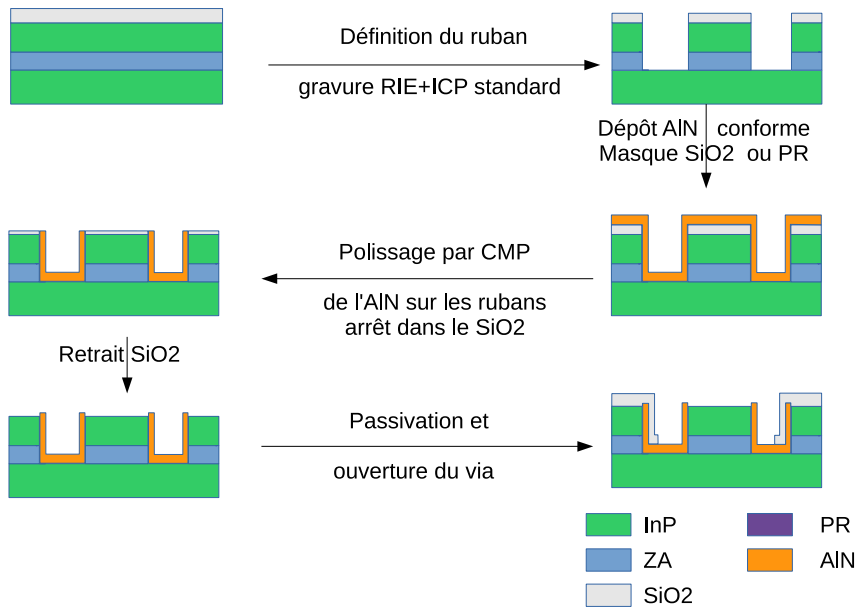


FIGURE III.21: Processus de fabrication de QCL DT avec une couche d'isolation en AlN.

Un masque dur de SiO_2 d'épaisseur typique 1 μm à 1,5 μm est utilisé pour définir des rubans en configuration DT. Le masque est ouvert par RIE après lithographie. Les doubles tranchées sont ensuite gravées par ICP. L'AlN est ensuite déposé par PVD, des épaisseurs cibles de 2 μm et 3 μm ayant été testées. Le masque de SiO_2 n'est pas retiré avant le dépôt et sert de couche d'arrêt pour la CMP. Des images

obtenues après la CMP sont représentées sur les figures III.22a et III.22b, respectivement aux microscopes optique et à balayage électronique.

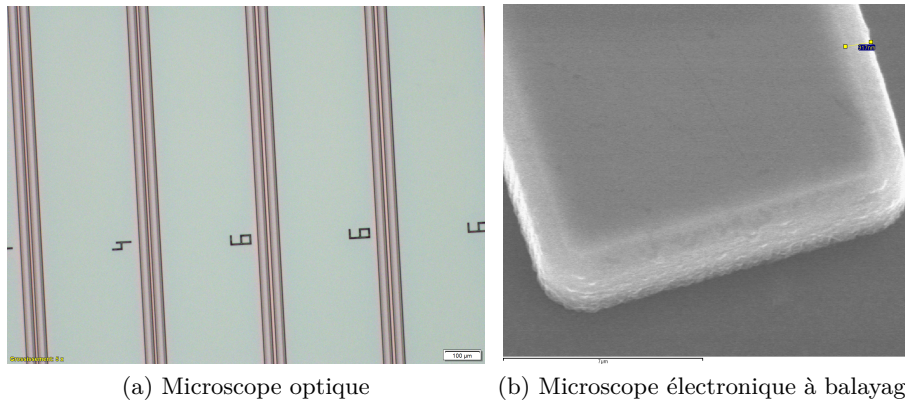


FIGURE III.22: Images au microscope optique et au microscope électronique à balayage de rubans après la CMP.

Comme on peut le voir sur la figure III.22a, le résultat après CMP est très homogène, les rubans ne sont pas détériorés. Cela est confirmé en imageant au MEB le ruban, comme montré sur la figure III.22b. On aperçoit également que l'AlN recouvre bien les flancs du laser. On y voit très distinctement le masque de SiO_2 entouré par une couche d'environ 850 nm d'AlN.

Le masque de SiO_2 est ensuite retiré par gravure ionique réactive (RIE). Des images au microscope optique et à balayage électronique sont affichées sur les figures III.23a et III.23b.

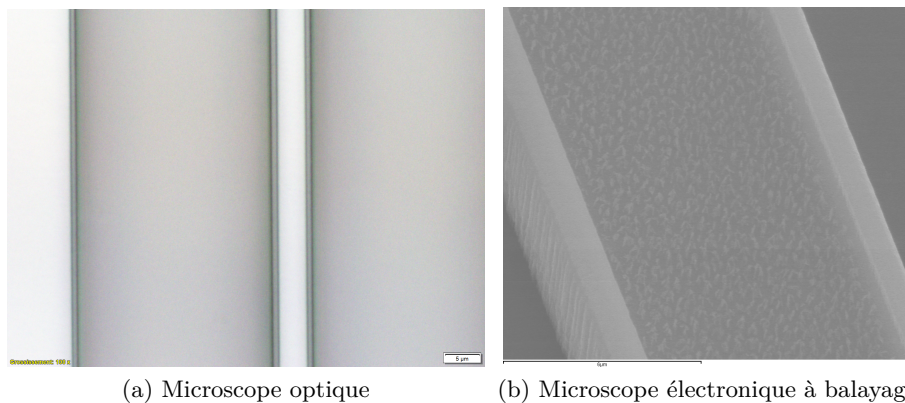


FIGURE III.23: Images au microscope optique et au microscope électronique à balayage de rubans après la CMP.

On voit sur les deux images les flancs d'AlN qui surplombent bien le dessus du ruban. On observe néanmoins un peu de rugosité sur le dessus du ruban. Le procédé de retrait du SiO_2 doit être encore amélioré pour ne plus avoir d'herbe, mais celle-ci ne devrait pas empêcher d'avoir de premiers composants fonctionnels. En combinant

des images MEB ainsi que des mesures faites avec un interféromètre optique, on mesure des épaisseurs allant de 850 ± 50 nm sur la plaque. L'épaisseur déposée sur les parties horizontales étant de $2 \mu\text{m}$, on observe donc un ratio avec l'épaisseur sur les flancs de 2,4. Ce ratio permet de déterminer l'épaisseur cible à déposer pour obtenir l'épaisseur nécessaire à un confinement optique efficace, dimensionnée telle qu'expliqué à la partie III.1.5.

III.1.6 Conclusion

En conclusion de cette section sur l'analyse des matériaux constitutifs des QCLs, nous avons mené des campagnes expérimentales pour mesurer précisément les propriétés optiques et thermiques des différents matériaux utilisés pour fabriquer les QCLs. D'une part, les indices de réfraction et les coefficients d'extinction de l'InP, du SiO_2 , du Si_3N_4 , du TiO_2 et de l'AlN ont été calculés à partir de mesures faites par ellipsométrie de Mueller dans le moyen infrarouge. D'autre part, les conductivités thermiques de l'InP, du SiO_2 , du Si_3N_4 , du TiO_2 , de l'AlN et de l'or ont également été mesurées par la méthode 3ω et par thermo-réflexance.

Ces mesures nous ont ensuite permis de comparer lequel du SiO_2 , du Si_3N_4 et du TiO_2 est le matériau le plus adéquat en fonction de la longueur d'onde en utilisant une figure de mérite reposant sur la densité de courant de seuil. Le SiO_2 est le plus avantageux pour des longueurs d'onde inférieures à $8 \mu\text{m}$. Au delà c'est le TiO_2 , ou à défaut le Si_3N_4 , qui présente de meilleures performances. Le TiO_2 est également un diélectrique d'isolation intéressant pour des QCLs opérant autour de $4,5 \mu\text{m}$ car il n'y présente pas de pics d'absorption au contraire du SiO_2 et du Si_3N_4 qui sont impactés par les vibrations Si-H.

Enfin, nous présentons la solution de remplacer le diélectrique d'isolation par de l'AlN. En effet, ce matériau possède de bonnes propriétés optiques, et notamment un indice de réfraction faible à grandes longueurs d'onde, mais également de très bonnes propriétés thermiques, avec une conductivité thermique au minimum 30 fois supérieure à celle du SiO_2 ou du Si_3N_4 . En nous appuyant sur des simulations optiques et thermiques, nous présentons des règles de dimensionnement d'une couche d'isolation en AlN et nous quantifions les bienfaits de ce matériau en terme de résistance thermique et de pertes optiques.

III.2 Optimisation du procédé de fabrication du composant

Outre le choix des matériaux, la géométrie du composant est un autre paramètre clef qui aura un fort impact sur les performances du QCL. Dans ce chapitre nous étudierons les paramètres géométriques autre que ceux concernant le diélectrique d'isolation, qui ont été étudiés dans le détail dans les parties III.1.2 et III.1.5.

Nous analyserons notamment l'impact de la géométrie du laser sur ses performances. En particulier, nous étudierons l'influence de la profondeur de gravure du ruban et de la hauteur de la couche guidante supérieure sur la résistance thermique et les pertes optiques. La possibilité d'augmenter la largeur du ruban pour atteindre de fortes puissances sera traitée dans la partie IV.3.

Enfin, nous montrerons les différences fondamentales entre les structures DT et SIBH. Après avoir expliqué les procédés de fabrication des deux architectures,

nous les comparerons en nous appuyant sur des résultats expérimentaux. Enfin nous étudierons l'impact d'une passivation supplémentaire des QCL SIBH sur les performances thermiques du composant.

III.2.1 Impact de la géométrie sur les performances

Les simulations de cette partie sont, sauf mention contraire, réalisées pour des rubans de 8 μm , avec 500 nm de SiO_2 pour la couche d'isolation et une couche d'or électrolytique de 5 μm . La gravure du ruban s'arrête 1 μm en dessous de l'interface entre la zone active et la couche guidante inférieure. Le substrat est aminci à 150 μm et la puce est montée coté croissance épitaxiée (Down) sur une embase en AlN dont la conductivité thermique vaut 170 W/mK. Le métal est exclu des simulations des modes optiques et remplacé par des conditions aux limites de type couche absorbante parfaitement adaptée (perfectly-matched layer, ou PML). La longueur d'onde d'émission est de 4,7 μm .

Profondeur de la gravure

Lorsque le ruban est gravé en gravure sèche, typiquement par un plasma contenant un mélange Cl_2/Ar , le suivi de la profondeur gravée se fait par interférométrie laser. Le faisceau du laser de suivi étant assez large, il n'est pas possible de le positionner uniquement dans les tranchées qui ne font que 5 μm d'espacement. De grands carrés de suivi faisant typiquement 200 μm de côté sont utilisés pour positionner facilement le laser de suivi à cet endroit. Cependant la vitesse de gravure dépend fortement de la taille des motifs à graver pour les faibles ouvertures, de l'ordre de quelques microns. En effet, plus les ouvertures sont petites et plus les radicaux du plasma peinent à parvenir jusqu'au fond de gravure et les produits de gravure à s'évacuer, et donc plus la gravure se fait lente. On parle de RIE-lag. Ce phénomène est particulièrement visible dans le cas des μSQCL où la profondeur de gravure à l'extérieur et entre les stripes peut varier de plusieurs centaines de nanomètres [85]. La profondeur atteinte dans les carrés de suivi n'est donc pas *a priori* identique à celle dans les tranchées.

Afin d'être sûr d'avoir traversé la zone active, il est donc ajouté un temps de surgravure à celui nécessaire pour passer la zone active dans les carrés de suivi. Il s'ensuit que les tranchées sont plus profondes que la zone active, parfois de plusieurs microns. Cela est d'autant plus vrai dans le cadre de structures complexes où le suivi interférométrique est parfois difficile à exploiter. De plus, le temps de gravure n'est pas connu *a priori* car il dépend de nombreux paramètres, comme la composition de la zone active. Nous en prenons toujours une estimation haute. Il serait possible de suivre plus précisément la profondeur de gravure en élargissant les tranchées. Cependant la valeur de 5 μm a été gardée pour ne pas modifier les procédés de fabrication.

Nous nous sommes donc intéressés à l'impact de la profondeur de surgravure sur la résistance thermique du composant. On définit la profondeur de surgravure Δz_s comme la différence entre la profondeur de la tranchée et le bas de la zone active. On fait varier Δz_s entre le cas où il n'y a pas de surgravure, $\Delta z_s = 0 \mu\text{m}$ et une surgravure profonde, $\Delta z_s = 10 \mu\text{m}$. L'évolution de la résistance thermique est montré sur la figure III.24.

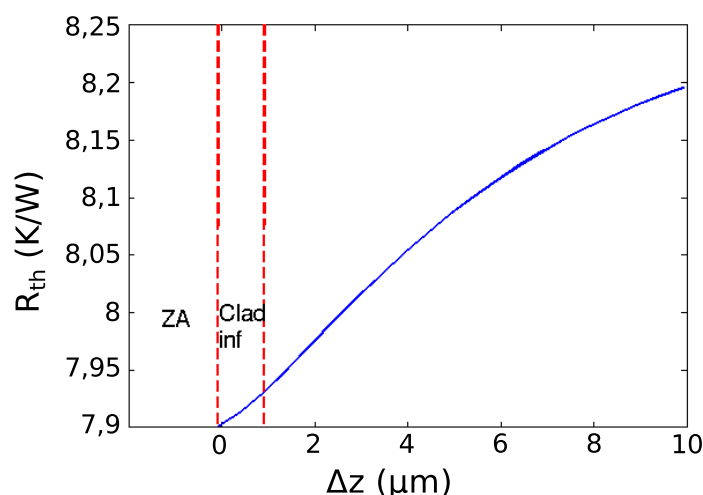


FIGURE III.24: Évolution de la résistance thermique avec la profondeur de gravure.

Comme on le voit sur la figure, la profondeur de gravure a une influence non négligeable sur l'efficacité de la dissipation thermique. À titre d'exemple, pour une surgravure de $\Delta z_s = 6 \mu\text{m}$, la résistance thermique augmente de 0,2 K/W. On comprend donc ainsi la nécessité de réduire au maximum la profondeur de la surgravure. Avec un suivi de gravure, on arrive à atteindre des surgravures $\Delta z_s \approx 1 \mu\text{m}$, et la dégradation de la résistance thermique est alors faible, inférieure à 0,05 K/W, ce qui est négligeable.

Impact de la largeur du via

Une autre problématique liée à la fabrication est la largeur du via dans la couche d'isolation. En effet, lors de la réalisation de la couche d'isolation, le via que nous ouvrons sur le dessus du ruban laisse $1 \mu\text{m}$ de diélectrique de chaque côté en raison de la précision de la lithographie optique. On est ainsi sûr de bien isoler le ruban même en cas de léger désalignement du masque de lithographie. Cependant, il advient qu'une telle sécurité est parfois un peu juste sur les masqueuses manuelles pour lesquelles l'alignement ne se fait pas localement, comme c'est le cas pour les masqueuses automatiques de type stepper. Les plaques peuvent avoir une flèche, c'est-à-dire être bombé. La distance entre les rubans n'est alors plus la bonne, ce qui peut décaler l'ouverture dans le diélectrique. C'est aussi le cas quand les rubans sont plus étroits que prévus, par exemple en cas de surexposition pour réaliser le masque de gravure des rubans.

Nous avons donc voulu caractériser le manque à gagner thermique à utiliser un via de largeur W_v plus ou moins grand. Nous avons considéré un ruban de $8 \mu\text{m}$ avec un via très étroit $W_v = 0,5 \mu\text{m}$ et le cas idéal où il est entièrement ouvert, $W_v = 8 \mu\text{m}$. La résistance thermique résultante est représentée sur la figure III.25

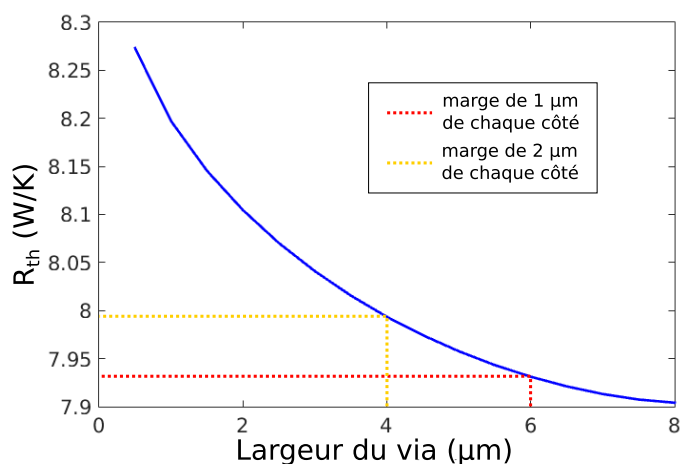


FIGURE III.25: Évolution de la résistance thermique avec la largeur de l'ouverture dans la couche d'isolation.

Comme on le constate sur la figure, la résistance thermique est bien minimale quand le via est de la même largeur que le ruban. Dans ce cas, il n'y a aucun diélectrique agissant comme écran thermique sur le dessus du ruban. En augmentant la marge de sûreté sur la largeur de diélectrique sur les bords du haut du ruban de 1 µm à 2 µm, on voit que la résistance thermique augmente de 0,07 K/W. Elle est plus grande de 0,1 K/W par rapport au cas idéal. Il n'est toutefois pas envisageable d'utiliser des structures à via très étroits, la résistance thermique augmentant alors de 0,3 K/W.

En conclusion, il apparaît que, même s'il faut chercher à la minimiser, on peut légèrement diminuer la largeur du via de 2 µm sans dégrader trop fortement la résistance thermique en prenant une sécurité deux fois plus grande. Toutefois, ces problématiques ont été résolues en grande partie lorsque nous avons porté les procédés de fabrication sur un stepper, en remplacement des masqueuses manuelles. En effet, l'utilisation du stepper a permis d'atteindre des précisions d'alignement beaucoup plus grandes et reproductibles.

Dimensionnement de la couche guidante supérieure

Comme nous l'avons vu dans la partie II.4.1, le guidage verticale de la lumière est assurée par un guide d'onde dont la partie supérieure est composée de trois couches. Comme nous l'avons expliqué, la couche la plus haute, en InGaAs très fortement dopé, sert essentiellement pour le contact électrique, la couche intermédiaire, en InP fortement dopé, assure un bon confinement par effet plasmon. La couche inférieure, en InP modérément dopé, sert à la fois à confiner efficacement le mode dans la zone active mais également de zone tampon pour qu'il ne recouvre pas trop avec le métal de contact et les couches supérieures du guide dont le fort dopage introduit également des pertes par porteurs libre. Nous appellerons par la suite cette couche, la couche buffer. Nous avons donc étudié l'impact de l'épaisseur de la couche buffer sur les propriétés optiques et thermiques du QCL, afin de bien la dimensionner.

Nous avons donc calculé le recouvrement des trois premiers modes optiques, TM00, TM01 et TM02, avec la zone active, noté Γ_{ZA} , pour nous assurer de l'effica-

cité du guidage de la lumière, ainsi que leur recouvrement avec la couche supérieure du guide d'onde en InGaAs, noté Γ_{sup} en fonction de l'épaisseur de la couche buffer, h_{buf} . En effet, cela permet de quantifier l'isolement optique du mode aux couches fortement dopées et au métal. Les résultats sont affichés sur la figure III.26a. La résistance thermique est également calculée et affichée sur la figure III.26b, le composant étant ici en configuration de ruban simple, et non en double tranchée, ce qui explique la faible valeur de R_{th} . La tendance est néanmoins identique pour un composant en double tranchée.

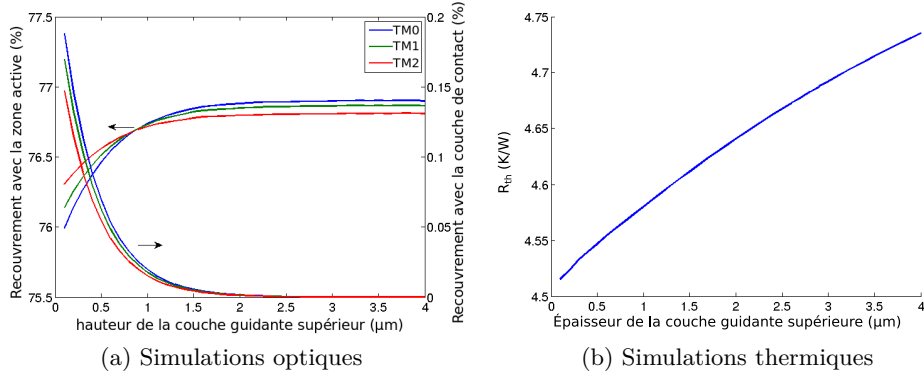


FIGURE III.26: Évolution du recouvrement modal avec la ZA et avec la couche d'InGaAs fortement dopé (III.26a) et de la résistance thermique (III.26b) en fonction de la hauteur de la première couche guidante supérieure.

Γ_{sup} décroît exponentiellement avec h_{buf} et devient très faible pour h_{buf} dépassant 2 μm. On cherche en effet à garder les pertes de propagation faible devant la longueur du QCL : $\alpha \ll 1/L = 2 \text{ cm}^{-1}$. En descendant sous les 2 μm, Γ_{sup} augmente fortement, la couche buffer ne permet plus d'empêcher les pertes dans l'InGaAs. D'autre part, Γ_{ZA} augmente avec h_{buf} , ce qui s'explique par un meilleur confinement vertical, jusqu'à se stabiliser pour h_{buf} supérieur à 2 μm. Les Γ_{ZA} des trois modes se coupent autour de $h_{buf}^{crit} = 850 \text{ nm}$. Au delà de cette valeur, le mode fondamental TM00 est favorisé alors que la tendance s'inverse en dessous. En pratique, nous sommes toujours dans le premier cas, $h_{buf} > h_{buf}^{crit}$

En conclusion, on voit qu'on peut légèrement diminuer la hauteur du guide d'onde supérieur. Il est aujourd'hui de 2,7 μm et peut être abaissé à 2 μm sans dégrader les performances optiques. Néanmoins, le gain en terme de résistance thermique reste également limité, inférieur à 0,05 K/W. Outre les performances optiques et thermiques du composant, une réduction de cette épaisseur peut rendre plus facile la fabrication. En effet, dans ce cas, moins de matériau doit être gravé, ce qui relâche les contraintes sur le temps de gravure et sur le remplissage des tranchées par de l'or, ou de l'entre-ruban par de l'InP:Fe ou du a-Si pour les μSQCL, comme nous le verrons au chapitre V.

III.2.2 Amélioration des performances par enterrement de la zone active

De manière complémentaire à l'optimisation de la géométrie du composant précédemment discutée, une des ruptures technologiques qui a permis de aux QCLs de fonctionner en régime continu à température ambiante et d'atteindre les puissances optiques de sorties records est l'enterrement de la zone active.

L'utilisation de lasers enterré nous a permis de fabriquer des lasers de très fortes puissances optiques de sorties. Le maximum de puissance a été obtenu pour des lasers de 5 mm de long, de 10 μm à 12 μm de largeur de rubans sur la plaque ART 1815. Dans ce cas, le matériau servant à enterrer le ruban est de l'InP:Fe recru par HVPE. Cette méthode a été décrite dans la littérature [149, 150]. Les courbes caractéristiques d'un de ces lasers sont représentées sur la figure III.27a.

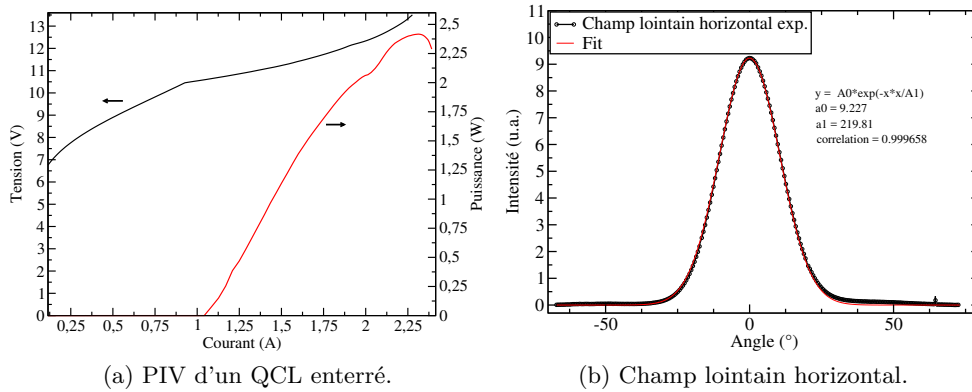


FIGURE III.27: Courbes caractéristiques PIV d'un QCL avec un ruban de 5 mm de long et 12 μm de large, en configuration SIBH avec la zone active LCQ79 (III.27a) ainsi que son champ lointain horizontal au maximum de puissance (III.27b).

La puissance maximale obtenue est de 2,41 W à 20°C pour un courant de 2,2 A et une tension de 13,2 V. La densité de courant caractéristique est de 2,07 kA/cm² et la température caractéristique de $T_0 = 301\text{K}$. Le rendement est de 2,64 W/A. Il s'agit d'un laser Fabry-Pérot, avec une émission spectrale comprise entre 4,6 et 4,8 μm . Comme on peut le voir sur la figure III.27b, le champ lointain reste mono-lobé, gaussien et peu divergent même au maximum de puissance. La largeur à mi-hauteur (FWHM) est de 24,7°.

Cependant, la recroissance de l'InP:Fe est très complexe. Une mauvaise qualité du matériau obtenu ainsi qu'un dopage trop faible peuvent augmenter sa conductivité électrique. Il n'est alors plus isolant et des courants de fuite viennent réduire le rendement à la prise du laser. Ces courants peuvent représenter plusieurs dizaines de pourcents du courant total. Afin de faire disparaître ces courants de fuites, il est possible de rajouter une couche de diélectrique après la recroissance de l'InP:Fe pour n'injecter le courant que dans le ruban, comme représenté sur la figure III.28a.

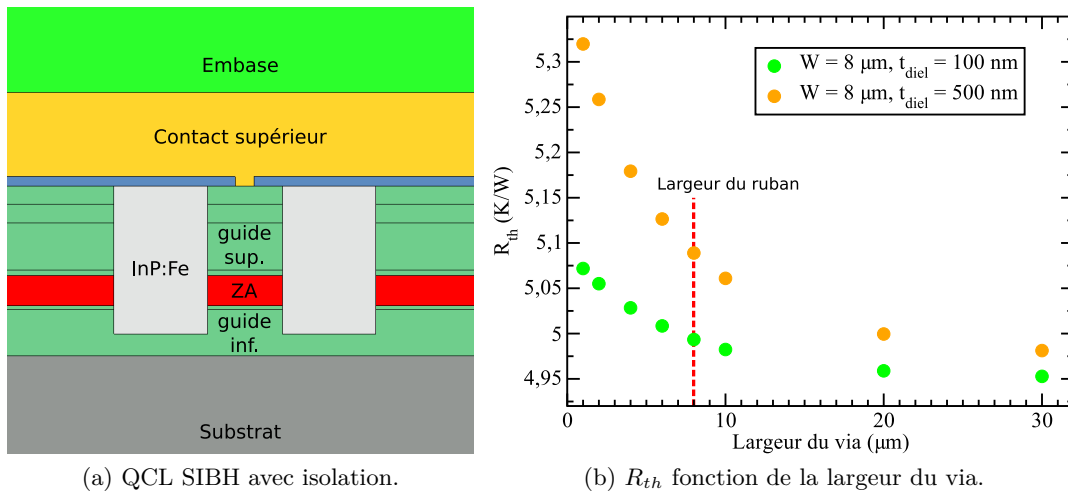


FIGURE III.28: Vue schématique d'un QCL SIBH avec une couche d'isolation supplémentaire (III.28a) et impact de l'ajout de cette couche sur la résistance thermique, selon la largeur du via.

Cependant l'ajout de ce diélectrique va introduire une nouvelle barrière thermique. L'évolution de la résistance thermique en fonction de la largeur du via est représentée sur la figure III.28b pour des lasers de $8 \mu\text{m}$ de large. Dans le cas où $t_{diel} = 500 \text{ nm}$, en utilisant un via plus étroit que le ruban de $2 \mu\text{m}$, la résistance thermique augmente d'environ $0,16 \text{ K/W}$, soit environ 3% . Contrairement au cas des QCLs DT, le diélectrique ne sert qu'à isoler le ruban électriquement et non à éloigner le mode optique du métal. On peut ainsi utiliser des couches plus fines. Nous avons ainsi simulé un deuxième cas, un où le diélectrique a une épaisseur t_{diel} de 100 nm . On réduit ainsi l'augmentation de la résistance thermique à $0,06 \text{ K/W}$, soit environ 1% .

En conclusion, l'utilisation de structures enterrées a permis d'obtenir des puissances moyennes de $2,4 \text{ W}$, ce qui est le record interne au laboratoire, et l'état de l'art sur embase AlN. De plus, il est possible d'utiliser une couche d'isolation supplémentaire dans le cas des QCLs SIBH sans dégrader trop fortement l'efficacité de la dissipation thermique.

III.2.3 Conclusion

En conclusion de cette section, nous avons étudié l'impact de la géométrie de différentes parties du QCL sur ses performances. Dans ce but, nous avons réalisé des simulations optiques et thermiques en nous appuyant sur les propriétés des matériaux mesurées dans la partie III.1. Nous avons également fabriqué et caractérisé des QCLs de puissances en nous appuyant sur les règles de conception ainsi établies.

Dans un premier temps nous avons étudié de manière systématique l'amélioration, ou la dégradation, apportée en faisant varier différentes dimensions du QCL : la profondeur de gravure du ruban, la largeur du via dans la couche d'isolation et l'épaisseur du guide d'onde supérieur. Les deux premières grandeurs sont directement liées aux difficultés de fabrication. Nous avons vu qu'une gravure trop profonde

du ruban, qui peut arriver avec un mauvais suivi de gravure, entraînait une augmentation de la résistance thermique de l'ordre de 0,2 K/W. De même, il est difficile de réaliser des vias trop large qui posent des problèmes d'alignement du masque de photolithographie. Nous avons vu qu'il est possible de prendre un via plus étroit (avec 2 μm au lieu de 1 μm de marge sur les flancs) sans dégrader trop fortement la résistance thermique. Enfin, nous avons montré qu'il est possible de diminuer la hauteur du guide d'onde supérieur afin de graver moins de matériau et d'améliorer légèrement la dissipation thermique, sans introduire de pertes optiques supplémentaires dans le métal de contact.

Dans un second temps, nous avons vu qu'il était possible d'améliorer les performances en utilisant des structures SIBH au lieu de DT. Nous avons ainsi rapporté des résultats expérimentaux à l'état de l'art, avec des puissances de sorties de 2,4 W pour des QCLs montés sur embases AlN. Une discussion a également été menée sur la possibilité de réduire les courants de fuites des composants SIBH en ajoutant une couche d'isolation supplémentaire. Nous avons montré que cette méthode ne dégrade notablement pas la dissipation de la charge thermique.

Il est également possible d'utiliser des lasers à larges rubans afin d'avoir une grande zone de gain. Ces lasers seront traités dans la partie [IV.3](#).

III.3 Le rôle clef du back-end

La dernière étape dans la fabrication est le montage du QCL sur une embase comme nous l'avons vu dans la partie [II.2.3](#). L'embase joue à la fois un rôle de support mécanique, le composant en lui-même faisant typiquement 5 mm par 300 μm il est trop petit pour être manipulé aisément, et de drainage thermique. Elle permet également d'alimenter électriquement le laser. Elle ne joue en revanche aucun rôle d'un point de vue optique.

Nous étudions dans cette partie deux aspects critiques du back-end : le montage et la soudure de la puce sur l'embase et l'embase elle-même.

D'une part, l'embase en elle-même doit être choisie avec soin. Comme nous le montrerons dans la partie [III.3.1](#), le matériau utilisé devra être choisi pour pouvoir dissiper la chaleur, et donc avoir une bonne conductivité thermique, mais aussi permettre une soudure fiable, et donc avoir un coefficient de dilatation thermique (CTE) proche de celui du QCL.

D'autre part, la qualité du montage est primordiale pour la robustesse mécanique du composant et une bonne évacuation de la charge thermique. De plus, le QCL peut être soudé côté substrat ou côté couches épitaxiées, ce qui a un impact très fort sur la résistance thermique comme nous le verrons dans la partie [III.3.2](#).

III.3.1 L'embase

Une fois le laser conçu et fabriqué, celui-ci doit être reporté sur une embase, ne serait-ce que pour des problématiques de préhension. Le type d'embase, notamment sa géométrie et le(s) matériau(x) la constituant, sont pourtant d'une importance critique en ce qui concerne la dissipation de la charge thermique. Dans cette partie,

nous menons une étude expérimentale en comparant plusieurs types d'embases, ainsi qu'une étude numérique sur le sens de montage du QCL sur l'embase.

Comme expliqué dans la partie II.2.3, les embases standards utilisées sont en AlN, recouvertes d'or sur lequel des contacts ont été séparés. Une embase type est représentée sur la figure III.29, et fait typiquement $5 \times 6 \text{ mm}^2$ pour une épaisseur de l'ordre de 1 mm. L'AlN des embases du commerce est compris entre 170 et 230 W/mK et est isolant électriquement.

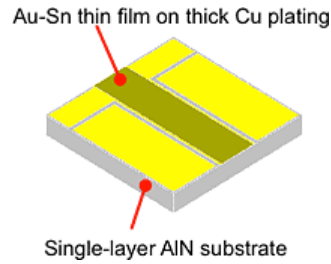


FIGURE III.29: Schéma typique d'une embase (Kyocera).

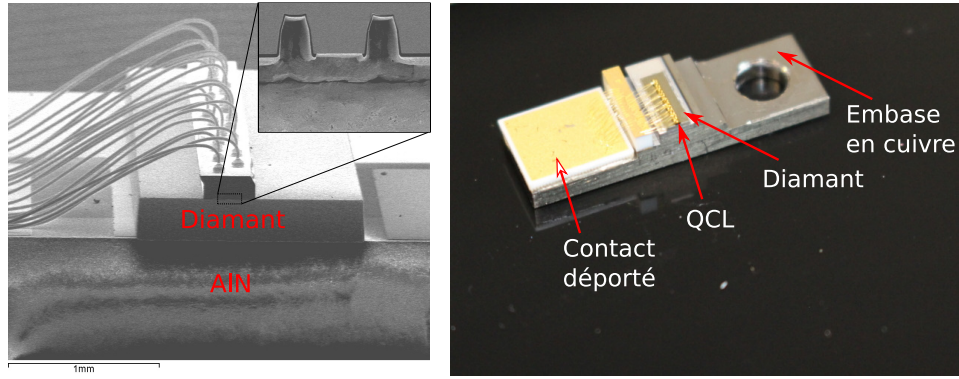
Sur la partie centrale, où sera soudé le laser, un dépôt d'Au/Sn est réalisé. La soudure est alors effectuée en appuyant le laser sur la piste d'Au/Sn tout en chauffant l'ensemble à la température de fusion de l'Au/Sn.

Pendant des embases faites avec d'autres matériaux sont couramment employées, comme le cuivre, ou de façon plus sporadique, comme le BeO, les métaux composites tungstène/cuivre, l'alumine et le diamant. Certains d'entre eux sont de meilleurs conducteurs thermiques, mais présentent le désavantage de ne pas avoir le même CTE que l'InP. Les propriétés de ces matériaux (tels qu'utilisés pour la fabrication des embases) sont résumées dans le tableau III.7 en nous basant sur deux états de l'art antérieurs [151, 152] et sur les données des fabricants.

Matériau	conductivité thermique (W/mK)	CTE (ppm/°C)	isolant électrique
Kovar	15	5,8	non
Al ₂ O ₃	20-30	6,7	oui
AlN	170 - 230	4,3	oui
W _{1-x} /Cu _x	170-240 (pour x de 10 à 55)	6,5 (x=10)	non
AlSiC	200	8	oui
SiC	250	2,4	oui
BeO	270	9	oui
Cu	400	17,8	non
Diamant	1200 - 2000	1,5 - 2	oui

Table III.7: Propriétés thermo-mécaniques et électriques des principaux matériaux employés pour les embases lasers.

Nous avons pu travailler, en plus de l'embase standard précédemment décrite, sur une embase standard avec un pavé de diamant soudé à l'indium, et un embase en cuivre doré avec pavé de diamant, comme montré respectivement sur les figures III.30a et III.30b. Nous appellerons par la suite ces embases E_{AlN} , $E_{\text{AlN}}^{\text{CD}}$ et $E_{\text{Cu}}^{\text{CD}}$.



(a) Image MEB d'un laser indié sur em- (b) Photographie du laser soudée sur embase E_{Cu}^{CD} .
base E_{AIN}^{CD}

FIGURE III.30: Photographies MEB et optiques des deux embases E_{AIN}^{CD} et E_{Cu}^{CD} .

Trois lasers identiques de 3 mm de long et 8 μm de large, issus de la même plaque avec la plaque ART 1784, similaire à la ART 609, présentée à la partie II.3.3, sont montés sur ces trois embases. Les courbes caractéristiques sont mesurées en PW à 3% et en CW, avec une régulation du Peltier allant de 10°C à 50°C. Les résistances thermiques de chaque composant sont mesurées expérimentalement selon la méthode décrite par Faist [74], en utilisant la formule :

$$R_{th} = \frac{T_0 \ln(I_{th}^{CW} / I_0^p) - T_{sub}}{U_{th} I_{th}^{CW}} \quad (\text{III.26})$$

où T_0 et I_0^p sont la température et le courant caractéristique du courant de seuil, telle que décrite en II.3.2, I_{th}^{CW} et U_{th} sont le courant et la tension de seuil à la température du Peltier en CW.

Les valeurs de T_0 sont extraites individuellement pour chaque laser à partir des courbes caractéristiques, présentées en annexes B.3. Toutes les valeurs mesurées pour le calcul des résistances thermiques telles que définies par la formule III.26 sont résumées dans le tableau III.8.

Embase E _{AlN}					
T_{peltier} (°C)	I_{th}^{PW} (A)	I_{th}^{CW} (A)	V_{th} (V)	R_{th} (K/W)	T0 (K)
10	0,442	0,630	10,8	8,59	165
20	0,474	0,681	10,88	8,05	165
30	0,503	0,732	11,04	7,64	165
40	0,534	0,786	11,32	7,15	165
50	0,564	0,849	11,58	6,87	165
Embase E _{AlN} ^{CD}					
T_{peltier} (°C)	I_{th}^{PW} (A)	I_{th}^{CW} (A)	V_{th} (V)	R_{th} (K/W)	T0 (K)
10	0,443	0,675	10,72	9,15	157
20	0,476	0,725	10,86	8,42	157
30	0,506	0,782	11,04	7,90	157
40	0,540	0,840	11,28	7,32	157
50	0,572	0,912	11,55	6,96	157
Embase E _{Cu} ^{CD}					
T_{peltier} (°C)	I_{th}^{PW} (A)	I_{th}^{CW} (A)	V_{th} (V)	R_{th} (K/W)	T0 (K)
10	0,477	0,621	10,68	6,52	164
20	0,510	0,663	10,79	6,03	164
30	0,537	0,709	10,93	5,88	164
40	0,575	0,757	11,1	5,38	164

Table III.8: Mesure des résistances thermiques des lasers montés sur les trois embases E_{AlN}, E_{AlN}^{CD} et E_{Cu}^{CD} pour des températures allant de 10°C à 50°C.

Les résistances thermiques ainsi obtenues sont représentées sur la figure III.31.

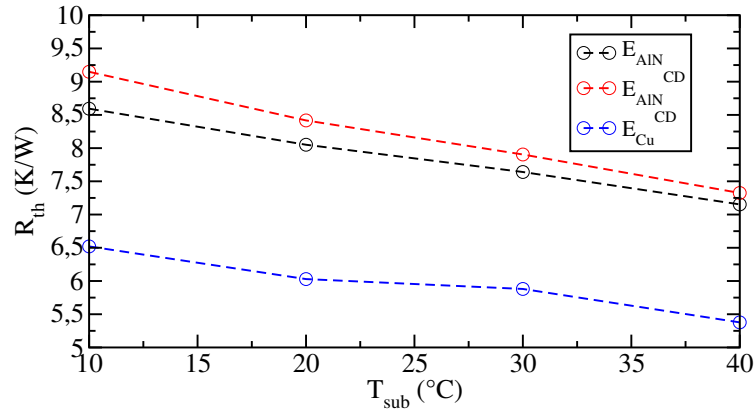


FIGURE III.31: résistances thermiques mesurées pour les trois types d'embase en fonction de la température.

On remarque sur la figure que les résistances thermiques décroissent avec la température conformément aux prévisions, la conductivité thermique de l'InP augmentant avec la température. D'autre part, le QCL sur embase E_{AlN}^{CD} présente, au contraire de ce que l'on aurait pu attendre, une résistance thermique légèrement

supérieure à celui sur embase E_{AlN} . Cet écart varie de 0,17 K/W à 0,56 K/W selon la température. Cette différence peut s'expliquer par la différence de maturité dans les procédés de montage, et notamment de soudure. La soudure indinée sur diamant n'est pas un procédé standard, contrairement à la brasure Au/Sn sur embase AlN, et celle-ci n'a pas pu faire l'objet d'un développement approfondie en raison du nombre limité d'échantillons. En outre, l'embase $E_{\text{Cu}}^{\text{CD}}$ montre de meilleures performances que l'embase standard. En effet, la résistance thermique du QCL monté sur embase $E_{\text{Cu}}^{\text{CD}}$ a été mesurée comme étant plus faible d'environ 2 K/W par rapport à l'embase standard. L'effet de cette baisse de la résistance thermique est visible sur les courbes caractéristiques, présentée sur la figure III.32.

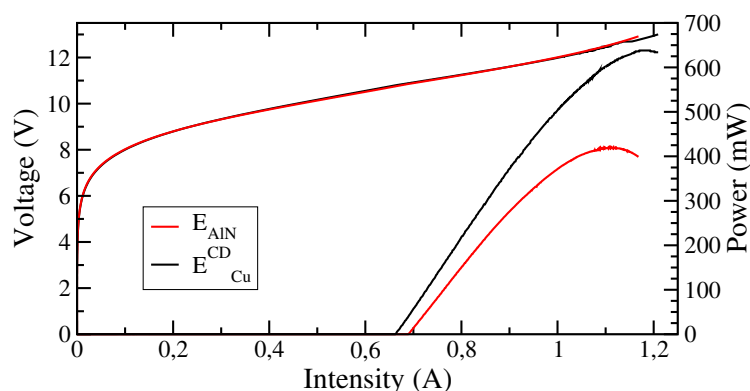


FIGURE III.32: Courbes caractéristiques de deux lasers en CW de 3 mm de long et 8 μm de large, issus de la même plaque, l'un sur une embase en AlN standard et l'autre sur une embase cuivre avec pavé de diamant.

Le courant de seuil et l'efficacité dP/dI sont légèrement meilleures, passant respectivement de 0,690 A à 0,665 A et de 1,36 W/A à 1,61 W/A, soit des améliorations de 3,8 % et 18 %. La performance qui bénéficie le plus de cette baisse de la résistance thermique est la puissance maximum. En effet, une résistance thermique plus faible permet non seulement de diminuer le courant de seuil, mais aussi d'atteindre le roll-over thermique pour des courants plus fort. Ainsi, l'utilisation de l'embase $E_{\text{Cu}}^{\text{CD}}$ permet d'atteindre une puissance de 638 mW contre 357 mW pour le QCL monté sur embase standard, ce qui représente une amélioration de 79 %.

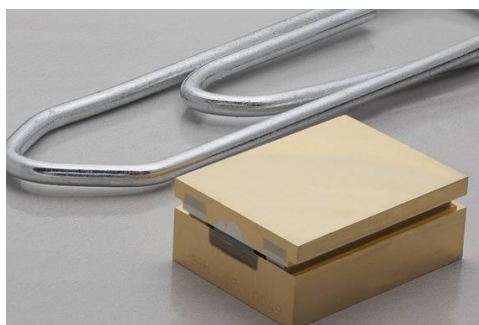
Il convient toutefois de souligner le fait que l'InP, le cuivre et le diamant ont tous les trois des CTE très différents, comme rappelé dans le tableau III.7. L'utilisation des embases employant du cuivre ou du diamant nécessite donc de faire des soudures dites "molles" (soft-solder) avec de l'indium. Ces soudures sont moins robustes et fiables en comparaison des lasers montés sur AlN par brasure Au/Sn, dont le procédé a été développé pour les diodes servant aux télécommunications. Les principaux problèmes sont la migration électrique et thermo-électrique de l'indium vers la facette des composants, son oxydation et l'usure mécanique par la contrainte thermique de la soudure, ce qui réduit la durée de vie des composants [153].

III.3.2 Amélioration de la thermique par le sens de montage

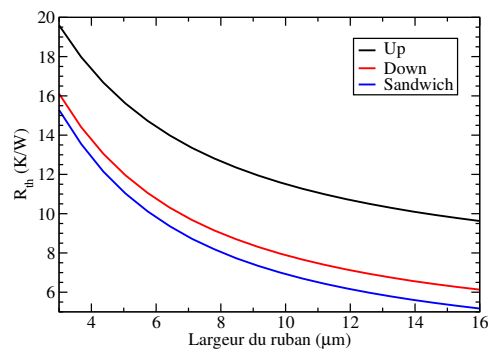
Pour une embase et un type de soudure choisis et pour un QCL donné, il est possible de monter celui-ci soit en le soudant côté substrat sur l'embase, soit côté

croissance épitaxiée. On parle alors respectivement de montages Up et Down. Le montage Up est plus facile à réaliser. De plus, un montage Up permet de mieux résister aux dislocations générées par une non-correspondance des CTE de l'InP, de l'embase et de la soudure, celles-ci devant alors traverser le substrat avant de venir endommager la facette du laser. Toutefois, les lasers de puissances sont toujours montés Down. En effet, la zone active, qui est l'élément chauffant, est alors plus proche de l'embase et la chaleur est plus efficacement dissipée. Le montage Down est beaucoup plus complexe à effectuer. La force appliquée par l'outil de soudure, par exemple, doit être assez forte pour que la soudure mouille bien le composant, mais assez modérée pour ne pas endommager le laser. De plus, toute remontée de soudure sur le composant devient alors critique, car celle-ci obstruerait la facette. C'est une des raisons pour lesquels une couche épaisse d'or électrolytique est crue sur le QCL, il sert alors à éloigner la facette de l'interface, tout en introduisant une résistance thermique faible de part sa forte conductivité thermique, tout en encaissant la différence de CTE entre l'embase et le QCL.

Nous avons également étudié du point de vue de la dissipation thermique l'apport d'un montage dit "sandwich", où la puce est montée sur embase de chaque côté, ce qui peut être vue comme une combinaison des montages Up et Down. L'extraction thermique se fait alors des deux côtés, chacune des deux embases étant refroidie par un module Peltier indépendant. Cette approche a notamment été utilisée pour le développement de lasers de pompe à 940 nm par l'institut FBH [154, 155] dont un composant est montré sur la figure III.33a.



(a) Montage sandwich [155]



(b) résistance thermique (K/W)

FIGURE III.33: Photographie d'un laser refroidi par les deux cotés [155] (III.33a) et calcul de la résistance thermique pour des montages Up, Down et sandwich pour différentes largeurs de rubans (III.33b).

L'évolution de la résistance thermique avec la largeur du ruban, pour des composants montés Up, Down ou en sandwich, est représentée sur la figure III.33b. La résistance thermique est meilleure de 3,5 à 3,7 K/W pour des lasers montés Down, par rapport à ceux montés Up. Le montage en sandwich entre deux embases permet de la réduire d'encre environ 1 K/W. Il faut noter que l'écart entre les courbes est presque constant avec la largeur du ruban, contrairement à des améliorations portant par exemple sur le diélectrique qui vont avoir un impact plus fort pour les faibles largeurs. Le montage sandwich est donc une piste intéressante pour les QCLs larges et très larges.

III.3.3 Conclusion

En conclusion de cette partie, nous avons réalisé une étude expérimentale et numérique sur l'impact du montage sur les performances des QCLs.

Dans un premier temps, nous avons montré que l'utilisation d'une embase en cuivre avec pavé de diamant permettait d'améliorer très fortement la dissipation thermique. Ainsi, la résistance thermique est mesurée comme étant plus faible d'environ 2 K/W avec cette embase par rapport à une embase standard en AlN. La puissance maximale mesurée augmente alors très fortement, passant de 357 mW à 638 mW, soit une amélioration d'environ 80%. Les effets de la soudure indium sur la durée de vie du composant restent à étudier.

Dans un second temps, nous avons comparé les sens de montage qui sont pour l'instant soit effectué côté substrat (Up) ou côté croissance (Down). Nous étudions également l'apport d'un montage "sandwich", à la fois Up et Down sur la résistance thermique. Une telle approche n'a pas encore été démontré expérimentalement à notre connaissance, mais permettrait de diminuer la résistance thermique d'environ 1 K/W par rapport au montage Down.

III.4 Conclusion du chapitre

En conclusion de ce chapitre, nous avons présenté plusieurs méthodes pour optimiser les performances des QCLs dans le but d'augmenter la puissance de sortie.

Dans un premier temps, nous avons étudié les propriétés optiques et thermiques des matériaux constituant les QCLs. Nous avons mesuré les indices de réfraction et les coefficients de pertes optiques du SiO₂, du Si₃N₄, du TiO₂ et de l'AlN entre 3 µm et 11 µm par ellipsométrie de Mueller. Grâce à ces mesures et à des simulations effectuées avec COMLASE, nous avons montré que le SiO₂ est le meilleur diélectrique pour la couche isolante pour des longueurs d'onde plus courtes que 8,3 µm en nous appuyant sur une figure de mérite basée sur le courant de seuil. Au delà, le TiO₂, ou à défaut le Si₃N₄, permet d'obtenir de meilleures performances. De plus, nous avons mis en évidence que le choix du diélectrique en fonction de la longueur d'onde ne dépend pas de sa conductivité thermique. Nous avons également déterminé les constantes optiques du a-Si, ce qui nous permettra de dimensionner les µSQCL antiguidés dans la partie V.4. L'intérêt de ces résultats dépasse le domaine des QCLs, ces matériaux sont en effet utilisés pour de nombreux composants opto-électroniques.

Nous avons également mesuré les conductivités thermiques de ces matériaux, mais également celles de l'InP et de l'or de contact. Ainsi, nous avons montré que les diélectriques utilisés usuellement ont une conductivité thermique proche de 1 W/mK. En comparaison, celle de l'AlN que nous utilisons est de 35 W/mK. Son utilisation permettrait alors de réduire la résistance thermique de l'ordre de 20% par rapport au SiO₂ ou au Si₃N₄.

Dans une seconde partie, nous avons étudié l'impact de la géométrie du composant sur les figures de mérites. Nous avons montré qu'une faible surgravure n'impacte que peu la résistance thermique. Celle-ci augmente de 0,1 K/W pour une surgravure de 2 µm, qui est atteignable technologiquement. D'autre part, nous avons vu qu'il est possible de relâcher les contraintes technologiques sur la largeur du via en

CHAPITRE III. OPTIMISATION DE LA PUISSANCE ÉMISE PAR UN QCL95

diminuant celle-ci de 2 μm , ce qui ne dégrade la résistance thermique que de 0,05 K/W. De plus, nous avons vu qu'il est possible de diminuer l'épaisseur de la première couche guidante supérieure de 700 nm sans détériorer ni le recouvrement du mode avec la zone active, ni les pertes optiques par porteurs libres. Enfin, nous avons démontré expérimentalement la supériorité en terme de dissipation thermique des structures SIBH par rapport aux architectures DT. Nous avons ainsi caractérisé des lasers ayant des puissances de 2,4 W avec un champ lointain mono-lobe avec une FWHM horizontale inférieure à 25° .

Dans une dernière partie, nous avons étudié l'importance du montage sur embase dans la dissipation thermique. Nous avons mesuré la résistance thermique d'un QCL monté sur embase cuivre/diamant comme étant près de 25% plus faible que celle d'un composant identique monté sur embase AlN conventionnelle. Cette réduction de la résistance thermique a permis d'atteindre des puissances plus fortes de près de 80%. Finalement nous avons présenté l'intérêt des montages Down et Sandwich qui réduisent la résistance thermique respectivement de 3,5 K/W et 4,5 K/W par rapport au montage Up.

Chapitre IV

Amélioration et mise en forme du faisceau par le biais d'architectures innovantes

IV.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, il est possible de chercher à augmenter la puissance optique émise en se plaçant du point de vue du laser. On peut ainsi chercher à optimiser la structure utilisée afin d'améliorer la dissipation thermique ou de réduire les pertes optiques.

Une autre approche est de se placer d'un point de vue extérieur au composant. Par exemple, en considérant le cas des contre-mesures optiques, c'est la puissance vue par le missile qui va entrer en compte, plus que la puissance totale émise par le laser. Dès lors la notion de divergence du laser devient critique. Un laser de puissance moyenne mais peu divergent pourra se montrer plus apte à répondre à ces problématiques qu'un QCL très puissant mais avec un faisceau très divergent. De manière générale, la divergence du faisceau est à prendre en compte dès que la cible à atteindre est distante. C'est le cas des contre-mesures, comme nous l'avons dit, mais également de la spectroscopie à distance. Les distances typiques de ces applications sont de plusieurs centaines de mètres à quelques kilomètres.

Afin de quantifier la quantité de puissance reçue par un objet, on introduit la notion de luminance L :

$$L = \frac{P_{opt}}{S \Delta \Omega} \quad (\text{IV.1})$$

où P_{opt} est la puissance émise par le laser sur une surface S et $\Delta \Omega$ est l'angle solide. Il est également possible de définir la luminance avec le facteur de qualité de faisceau M^2 pour montrer la dépendance avec la longueur d'onde λ :

$$L = \frac{P_{opt}}{\lambda^2 M_x^2 M_y^2} \quad (\text{IV.2})$$

Le facteur M^2 se définit comme la dégradation du faisceau par rapport au cas où il est limité par la diffraction, avec une divergence θ_0 . Il s'exprime selon l'angle de

divergence θ_i et du rayon de gorge $w_{0,i}$:

$$M_i^2 = \theta_i \frac{\pi w_{0,i}}{\lambda} = \frac{\theta_i}{\theta_0} \quad (\text{IV.3})$$

où l'indice i reflète soit la direction horizontale, soit la direction verticale, θ_i et $w_{0,i}$ sont définis sur la figure IV.1.

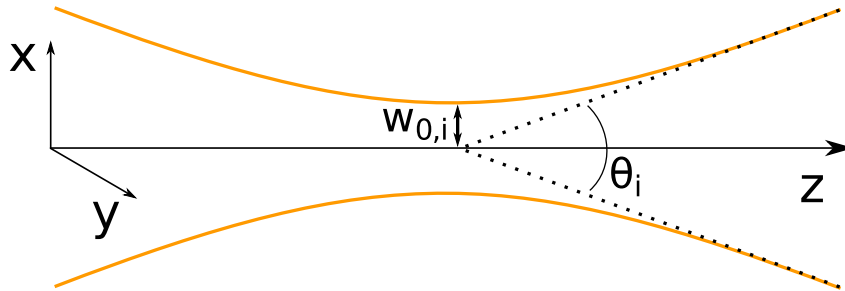


FIGURE IV.1: Nomenclature et définition du rayon de gorge $w_{0,i}$ et θ_i selon la direction i (horizontale ou verticale).

Pour les applications nécessitant une forte puissance à une distance importante, on souhaite maximiser la luminance. Il faut donc chercher à réduire au maximum la divergence du faisceau ($\theta_i \approx \theta_0$ et $M^2 \approx 1$).

Dans la section suivante, nous montrons des méthodes permettant de mettre en forme le faisceau afin d'améliorer la luminance. Dans un premier temps, nous montrerons les bonnes performances atteintes avec un ruban de 32 μm . Nous verrons également comment concevoir des QCLs à sections évasées dans le but d'améliorer la qualité de faisceau en réduisant la divergence horizontale. Dans un second temps, nous démontrerons la possibilité de coupler les QCLs à des fibres infrarouges en chalcogénures. En plus de faciliter la conception de système et le transport de la lumière, nous analyserons la possibilité de les utiliser pour améliorer le faisceau de QCLs de puissance. Enfin, nous rapporterons la première étude sur la réinjection optique dans les QCLs à larges rubans (BA QCLs).

IV.2 Mise en forme par couplage à une fibre

Les QCLs présentent une facette très asymétrique, typiquement de 10 μm de large sur 3 μm de haut. De fait les champs proche et lointain présentent un profil fortement elliptique qui est complexe à utiliser dans un système. Une première approche que nous avons étudiée pour mettre en forme le faisceau de sortie d'un QCL est de coupler celui-ci à une fibre optique. Le profil du champ lointain est alors dicté par le profil de la fibre, et non plus celui de la facette du QCL. À la différence du QCL, les fibres présentent une symétrie de révolution qui fait que le mode est beaucoup plus circulaire.

Dans cette partie, nous étudierons différentes fibres chalcogénures que nous avons pu tester dans le cadre d'un partenariat avec la start-up SelenOptics, issue de l'équipe "Verres et Céramiques" de l'Université de Rennes 1 et de la plateforme de Photonics Bretagne, Perfos.

IV.2.1 Les fibres infrarouges

Les fibres conventionnelles utilisées aux longueurs d'onde des télécommunications, notamment à 1,55 μm ne peuvent pas être employées dans le moyen-infrarouge. Le remplacement du verre de silice par des verres de chalcogénures [156, 157], de tellures [158, 159] et de fluorures a permis d'étendre leur utilisation à des longueurs d'onde plus grandes [160]. Les fibres fluorées ont typiquement des transmissions de 2 à 5 μm , les chalcogénures de 1 à 9 μm et les tellures ont même permis d'étendre le domaine utilisable de 2 à 12 μm [161].

Trois fibres ont été employées durant cette thèse. Leurs caractéristiques géométriques sont récapitulées dans le tableau IV.1.

Nom du mode	Diamètre du cœur (μm)	Diamètre de la gaine (μm)	Plage de transmission à 1dB/m (μm)
fibre microstructurée F1	13 μm	125 μm	5-9,3 μm
fibre microstructurée F2	16 μm	140 μm	5,3-9,3 μm
fibre 6 trous F3	18 μm	200 μm	1,5-7,5 μm

Table IV.1: Fibres utilisées pour les mesures de champ lointain et de tenue au flux.

Leur caractéristique en transmission ainsi qu'une vue de leur section sont affichées dans l'annexe C. Ces trois fibres sont munies d'un connecteur d'un côté, et sont clivées de l'autre. Les pertes de couplage dans les fibres ont été estimées à 3,5 dB.

IV.2.2 Résultats expérimentaux

Afin de pouvoir évaluer les possibilités de mettre en forme le faisceau par couplage des QCLs avec une fibre, nous avons dans un premier temps mesuré le profil du champ lointain en sortie d'une fibre couplé à un QCL. Dans le but de quantifier la circularité du faisceau de sortie, on définit le rapport d'ellipticité comme le rapport des largeurs à mi-hauteur (FWHM) selon les deux axes :

$$R_e = \frac{FWHM(\text{verticale})}{FWHM(\text{horizontale})} \quad (\text{IV.4})$$

Celui-ci devra être le plus proche de l'unité possible. Si l'on considère le cas de champ lointain d'un QCL de puissance non-couplé à une fibre, on a $R_e \approx 1,5 - 3$ selon la largeur du laser.

Deux QCLs ont été utilisés pour cette étude, un issu de la plaque ART105, émettant autour de 5,5 μm , et un autre provenant de la plaque ART442, émettant à 7,4 μm . Les fibres F1 et F2 ont été ainsi caractérisées. Les champs lointains horizontaux et verticaux obtenus en injectant le laser de la ART105 à 5,5 μm dans la fibre F1 sont représentés sur la figure IV.2.

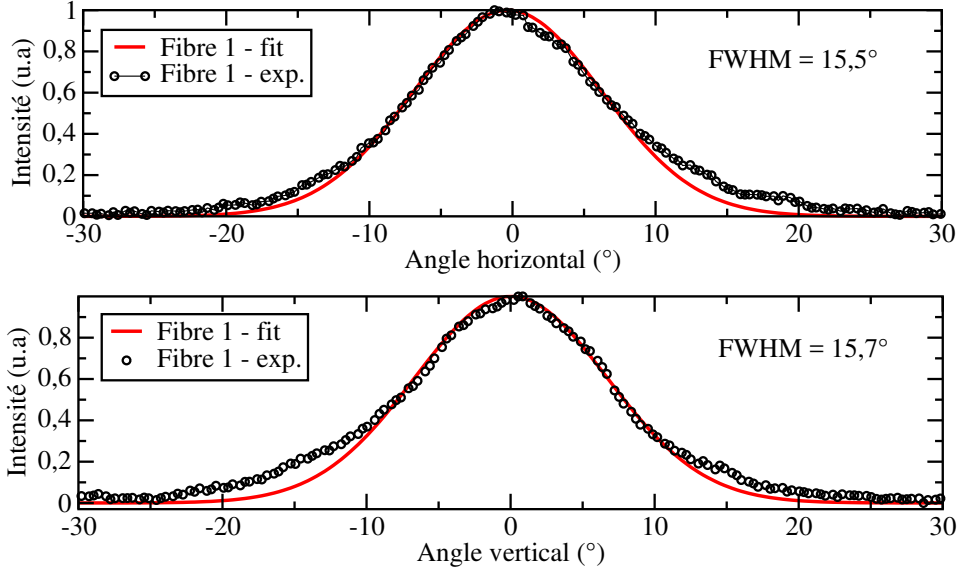


FIGURE IV.2: Champs lointains verticaux et horizontaux, expérimentaux et ajustés, obtenus en sortie de la fibre 1 avec le laser de la ART 105.

Les champs lointains expérimentaux sont ajustés par une courbe gaussienne dont on déduit la largeur à mi-hauteur (FWHM). Les résultats ainsi extraits sont récapitulés dans le tableau IV.2.

Fibre	longueur d'onde (μm)	FWHM horizontale ($^\circ$)	FWHM verticale ($^\circ$)	R_e
F1	5,5 μm	15,5 $^\circ$	15,7 $^\circ$	1,01
F2	5,5 μm	12,2 $^\circ$	13,6 $^\circ$	1,11
F1	7,5 μm	15,2 $^\circ$	15,5 $^\circ$	1,02
F2	7,5 μm	18,3 $^\circ$	19,9 $^\circ$	1,09

Table IV.2: Largeurs à mi-hauteur horizontales et verticales pour les deux lasers de la ART105 et de la ART442, pour les fibres F1 et F2. Le rapport d'ellipticité R_e est également affiché.

On vérifie donc bien que la symétrie du champ lointain est grandement améliorée. On obtient des faisceaux qui sont parfaitement circulaires avec la fibre F1 à la fois à 5,5 et à 7,5 μm ($R_e \approx 1$). Dans le cas de la fibre F2, les faisceaux sont légèrement asymétrique ($R_e \approx 1,1$), mais davantage circulaire que dans le cas non-fibré. Outre, la meilleure symétrie du faisceau, sa divergence est également fortement améliorée de manière générale. Ainsi la FWHM verticale du laser ART105 utilisée a été mesurée à 45 $^\circ$ sans fibre, et diminue à 15,5 $^\circ$ avec une fibre. On arrive donc à réduire la divergence verticale d'un facteur 3. La divergence horizontale est également réduite, d'un facteur 1,5 à 2. Des résultats similaires sont obtenus avec le laser issu de la ART442.

D'autre part, le but étant de fibrer des QCLs de puissance, nous avons mené des tests de tenue au flux des fibres chalcogénures. À cette fin, nous avons caractérisé deux lasers individuellement, l'un émettant à 4,5 μm et l'autre à 4,75 μm . Les lasers ont ensuite été injectés dans la fibre F3 à faible puissance, puis celle-ci est augmentée

au fur et à mesure jusqu'à destruction du tronçon de fibre. La puissance injectée dans la fibre est déduite du courant de fonctionnement du laser.

Avec le laser à 4,5 μm , la fibre a tenu jusqu'à une puissance de 150 mW, le dispositif expérimental nous empêchant de monter plus haut en puissance. À 4,7 μm , la fibre a fondu pour une puissance de 230 mW au niveau d'une courbure. Le défaut est attribué à une absorption dans la gaine, le mode pouvant y fuir sous l'effet de la courbure. La fibre a ensuite été enduite de graphite, ce qui permet de vider la gaine. La fibre a alors fondu au niveau de sa facette d'entrée avec une puissance injectée de l'ordre de 250 mW.

Malgré les résultats obtenus, le protocole expérimental de tenue de flux doit être repensé. Il nécessite de rapprocher la fibre presque au contact du QCL pour optimiser le couplage. Le risque d'abîmer le laser est alors trop important, le matériau de la fibre peut être projeté dessus en cas de fusion sous trop fort flux. D'autre part, la facette clivée de la fibre présente une réflectivité non-nulle. Une partie du signal est alors réinjecté dans le laser, ce qui perturbe son fonctionnement. Il y a alors une imprécision sur la puissance émise par le QCL. Le taux de signal réinjecté dans le laser par la fibre a été estimé comme étant de 11 à 15% par Jumpertz [162], autre doctorante de l'équipe.

IV.2.3 Conclusion

En conclusion, nous avons montré que l'utilisation de fibres chalcogénures permet d'améliorer le champ lointain, le rendant quasiment circulaire, et de réduire sa divergence d'un facteur 2 à 3 selon l'axe. De plus, nous avons montré qu'il était possible d'injecter des puissances de l'ordre de 200 mW dans de telles fibres. Ces résultats préliminaires sont très encourageants pour réaliser des QCLs de forte puissance ayant une faible divergence. Une architecture envisageable pour augmenter la puissance de sortie est de fusionner plusieurs fibres entre elles, en formant un bundle [163].

Les mécanismes d'absorption et de fuites du mode dans la gaine doivent être étudiés plus profondément afin de pouvoir augmenter les puissances pouvant être transmises avec ces fibres. Les fibres fluorées sont également une option intéressante pour les applications de fortes puissances pour des longueurs d'onde inférieures à 4,5 μm . Elles ont déjà fait leurs preuves en terme de tenue au fort flux optique dans ce domaine spectral [164, 165] et sont employées pour réaliser des fibres lasers infrarouges de fortes puissances [166].

IV.3 L'utilisation de lasers larges

IV.3.1 Motivations

Lorsque l'on cherche à augmenter la puissance optique de sortie d'un laser, une idée naturelle est d'augmenter le volume de la zone de gain. La longueur de la diode est fixée par les pertes optiques en propagation α_{prop} et les pertes miroirs α_m . En effet, si la longueur devient trop grande devant $1/\alpha_{prop}$, les pertes optiques en propagation deviennent trop importantes et la puissance diminue. La hauteur des

zones de gain est également limitée, notamment par les techniques de croissance des matériaux. En effet, la qualité, la composition et l'épaisseur des couches crues par MBE deviennent de plus en plus dures à contrôler au fur et à mesure de la croissance. De plus, si la zone active devient trop épaisse, des modes transverses verticaux peuvent apparaître et détériorer le champ lointain du QCL. La seule possibilité restante pour agrandir la zone de gain est alors d'élargir le ruban laser. On parle alors de QCLs à large ruban (broad-area QCLs, ou BA QCLs). De plus, la divergence du faisceau est inversement proportionnelle à la largeur du mode en champ proche. Ainsi, plus le ruban est large, plus le mode fondamental est étalé et moins le faisceau diverge horizontalement, si l'on parvient à ne conserver que ce mode.

Cette voie a été empruntée par l'équipe de Razeghi [50] qui a reportée des puissances crêtes records de 120 W pour des rubans QCLs de 400 μm de larges à 4,7 μm de longueur d'onde, avec une efficacité d'environ 13 %, ainsi que des 203 W pour des rubans dont la facette présente un angle avec la direction de propagation [48]. Les courants d'opération sont alors très grands, typiquement de 65 A pour une tension de 15 V, et la charge thermique est très difficile à dissiper. Ils doivent donc être utilisés en régime impulsionnel, avec des impulsions très brèves (200 ns) et un rapport cyclique très faible (0,2 %). Cela limite la puissance moyenne qui n'est dès lors que de l'ordre de 250 mW.

Néanmoins, les QCLs à très large rubans sont limités par deux phénomènes.

D'une part, les courants injectés sont également proportionnels à la largeur du ruban, ce qui augmente l'échauffement par effet Joule. Celui-ci ne peut plus être dissipé efficacement et la zone active du QCL chauffe au point de détériorer les performances, voire de détruire le laser. Il est alors nécessaire d'utiliser ces QCLs en mode impulsionnel avec de très faibles rapports cycliques (0,1%) pour réduire la charge thermique. La puissance moyenne émise par ces composants est alors limitée, de l'ordre de la centaine de milliwatts. À titre de comparaison, on peut obtenir des puissances de plusieurs watts en CW pour des QCLs étroits en SIBH, le record étant de 5,1 W [47].

D'autre part, la cavité peut supporter de nombreux modes transverses ($W \approx 100\lambda$) dont les indices effectifs sont proches. L'émission n'est alors pas stable optiquement, des sauts de modes peuvent se produire en augmentant le courant, voire même au sein d'une impulsion [51]. Le champ lointain est alors fortement dégradé, le faisceau étant très divergent ou multi-lobe [50]. Plusieurs méthodes ont été développées dans la littérature pour améliorer la qualité du faisceau des BA QCLs. Ainsi, des cristaux photoniques gravés en surface ont été étudiés [167] et réalisés à 4,36 μm [168] (34 W crête), 4,75 μm [169] (300 mW crête) et 7,8 μm [170] (320 mW). Des architectures avec des facettes présentant un angle avec la direction de propagation ont aussi été réalisées [171, 172, 48]. Si la qualité du faisceau est améliorée avec ces méthodes, elle reste toutefois loin de celle qui serait obtenue dans le cas où seul le mode fondamental serait excité.

Dans cette partie, nous traiterons tout d'abord de la fabrication et des performances d'un QCL de 32 μm de large. Il est donc large devant les QCLs usuellement utilisés en CW qui ont une largeur de l'ordre de 8 μm à 12 μm . Il est cependant plus étroits que les QCLs qui font plusieurs centaines de microns de la littérature [50]. Nous étudierons ensuite la possibilité d'améliorer la qualité du faisceau en réalisant des QCLs à sections évasées. Nous étudierons comment les concevoir pour qu'ils

permettent la propagation du mode fondamental sans exalter de modes d'ordre supérieur.

IV.3.2 Procédé de fabrication

Des lasers larges de $32\ \mu\text{m}$ ont été réalisés avec la technologie SIBH, telle que décrit à la partie II.2.2. Toutefois, la recroissance de l'InP:Fe a été faite par HVPE, ce qui implique une étape supplémentaire.

En effet, la recroissance HVPE présente l'inconvénient, dans notre cas, de s'effectuer à la fois verticalement et latéralement. Cela implique un profil de l'InP:Fe qui s'amincit à une certaine distance du ruban laser, comme montré dans la figure IV.3a.

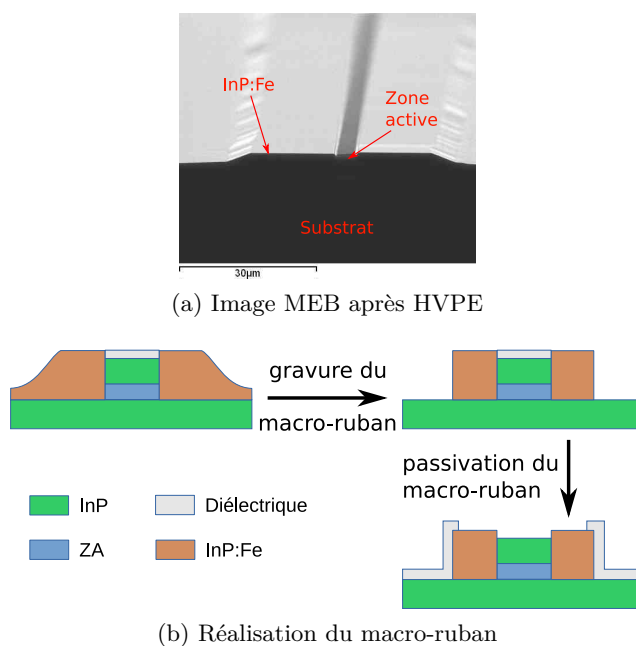


FIGURE IV.3: Image MEB du ruban laser après recroissance de l'InP:Fe par HVPE (IV.3a) et étape de réalisation du macro-ruban (IV.3b).

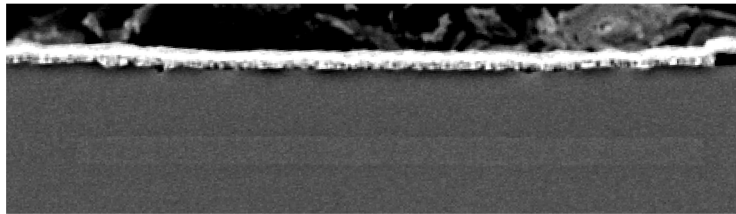
L'épaisseur d'InP:Fe devenant plus fine loin du ruban, le risque est d'observer soit un claquage au travers, soit des effets capacitifs transitoires pouvant entraîner la destruction du QCL. Un macro-ruban est donc réalisé, comme montré sur la figure IV.3b, en gravant l'InP:Fe là où son épaisseur est plus fine. Le macro-ruban est ensuite isolé électriquement avec un diélectrique. Cette technique a également été utilisée pour les μSQCL dont il sera question dans la partie V.2.

La suite du procédé de fabrication est la même que pour les lasers DT ou SIBH standards. On métallise la face avant, on recroît des plots d'or électrolytique, on amincit le substrat et on réalise le contact face arrière. La plaque est ensuite clivée et débitée en QCLs unitaires qui sont montés Down sur embase AlN.

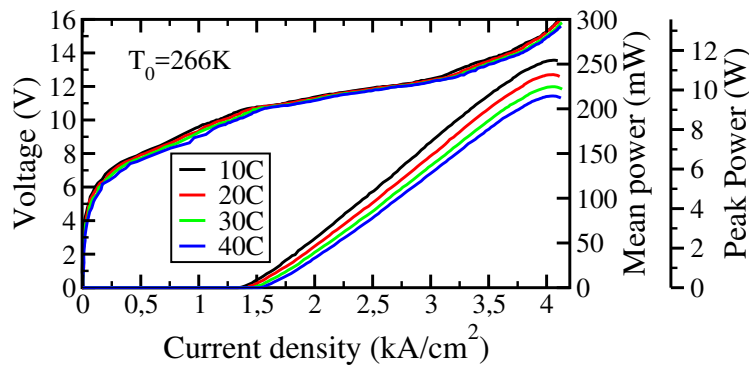
IV.3.3 Résultats expérimentaux

Dans le cadre de cette thèse, nous avons cherché un équilibre entre la forte puissance crête des lasers larges et la possibilité de faire fonctionner les lasers avec un bon rapport cyclique pour obtenir de fortes puissances moyennes. Nous avons donc réalisé des lasers plus larges que les largeurs standards, typiquement de 6 à 10 μm , mais plus étroits que la centaine de microns. Nous avons ainsi fabriqué des lasers de 16 et 32 μm sur la plaque ART 1815, enterrés par HVPE. Les meilleurs résultats en termes de puissance émise ont été obtenus pour les lasers de 32 μm dont nous rapportons ici les performances.

Le laser étudié fait donc 32 μm de large, pour une longueur de 4 mm, il est doté d'un revêtement à haute réflectivité (HR) et est monté sur une embase AlN standard. De plus fortes puissances peuvent potentiellement être obtenues avec des QCLs plus long, nous étions limités par l'alimentation électrique. Une image au MEB de la facette est affichée sur la figure IV.4a.



(a) Image MEB du QCL de 32 μm .



(b) PIV.

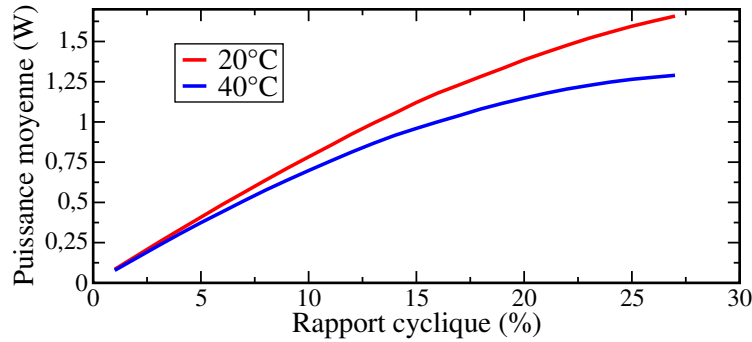
FIGURE IV.4: Image MEB de la facette du laser de 32 μm (IV.4a) ainsi que ses courbes caractéristiques PIV pour un rapport cyclique de 3% et des impulsions de 600 ns (IV.4b).

L' $\text{InP}:\text{Fe}$, sur chaque côté de la zone active, ne se distingue pas de l' $\text{InP}:\text{Si}$ qui constitue le guide d'onde horizontal, ce qui est une manifestation de sa bonne qualité.

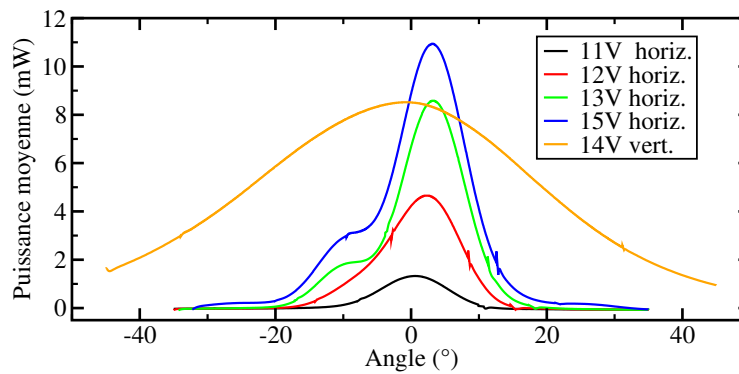
Les courbes caractéristiques PIV sont ensuite mesurées pour des températures allant de 10°C à 40°C, par pas de 10°C. Elles sont représentées sur la figure IV.4b. Les densités de courant de seuil mesurées sont de 1,51 kA/cm^2 à 10°C et 1,69 kA/cm^2 à 40°C, ce qui donne une température caractéristique de $T_0 = 266\text{K}$ dans la plage 10-40°C. Ceci est en accord avec la littérature pour ce dessin de zone active [47]. La faible valeur de la densité de courant de seuil montre que les fuites de courant

au travers de l'InP:Fe sont faibles, et ainsi la bonne qualité du matériau recru par HVPE. La puissance crête maximale est de 11.5 W est la puissance moyenne est de 254 mW avec un rapport cyclique de 3%. On obtient des puissances crêtes ($p = 360 \text{ mW}/\mu\text{m}$) par unité de largeur supérieures à la littérature ($p = 300 \text{ mW}/\mu\text{m}$) [50].

L'évolution de la puissance avec le rapport cyclique a également été mesurée à 20°C et à 40°C et est représentée sur la figure IV.5a.



(a) Évolution avec le rapport cyclique.



(b) Champs lointains horizontaux et verticaux.

FIGURE IV.5: Évolution de la puissance moyenne avec le rapport cyclique à 20°C et 40°C (IV.5a) et champs lointains horizontaux (pour des tensions de 11 à 15 V) et verticaux du QCL (IV.5b).

Notre source de courant ne nous permet de monter que jusqu'à un rapport cyclique de 26%. Ce rapport cyclique n'est pas assez haut pour observer le roll-over thermique, ni à 20°C, ni à 40°C. Cela montre que la charge thermique est efficacement dissipée par le QCL, tant par le dessus du ruban que par l'InP:Fe sur ses flancs. Pour un rapport cyclique de 26%, la puissance moyenne mesurée est de plus de 1,6 W.

Le champ lointain du QCL est également mesuré sur toute la plage de fonctionnement du laser, de 11 à 15 V. La vitesse du bras rotatif est d'environ 0,6 degrés par seconde. La mesure est effectuée avec la même source de courant et le même photodétecteur que pour les PIV. Le bruit de fond est supprimé en effectuant un balayage avec le laser éteint, que l'on retranche à toutes les mesures suivantes. Les champs lointains obtenus sont représentés sur la figure IV.5b. Comme pour les QCLs plus étroits, la divergence verticale est forte, avec une FWHM de 45,5° à 14 V, et

celle-ci ne dépend que faiblement du point de fonctionnement choisi. Cependant, le champ lointain reste mono-lobé jusqu'à une tension de 12 V et ne subit ensuite qu'un épaulement, contrairement aux lasers sus-cités avec de très larges rubans dont le champ lointain est multi-lobes et se dégrade fortement avec une augmentation du courant. La FWHM mesurée varie de 11° à $13,1^\circ$ pour des tensions de 11 à 15 V. Lorsque la tension est augmentée, le maximum d'émission se déplace de $0,5^\circ$ à $3,2^\circ$. Cette déviation du faisceau est attribuée à un battement entre les modes transverses d'ordre les plus bas, leurs indices effectifs étant proches les uns des autres. De manière générale, elle peut être induite par du mélange à quatre ondes [173] lié à la forte susceptibilité non-linéaire dans les QCLs [174].

Afin de vérifier cette hypothèse, ainsi que pour l'étude qui sera menée dans la partie IV.4, les modes optiques ont été simulés avec COMLASE. Pour ces simulations, l'indice de la zone active est fixé à 3,19, à 1 pour le SiO_2 de la couche d'isolation (d'après la base de donnée de matériaux de COMSOL) et à 3,09 pour l'InP:Fe. Les LOC et l'InP:Si des couches guidantes sont modélisés par un modèle de Drude avec une permittivité haute fréquence $\epsilon_\infty = 9,61$, une masse effective de l'électron de $m^* = 0,08$ et un temps de diffusion de l'électron de $\tau_{scat} = 0,1$ ps. On obtient de cette façon que la cavité peut supporter 6 modes transverses, dont nous représentons le mode fondamental, TM00, et le mode d'ordre le plus haut, TM05, sur les figures IV.6a et IV.6b.

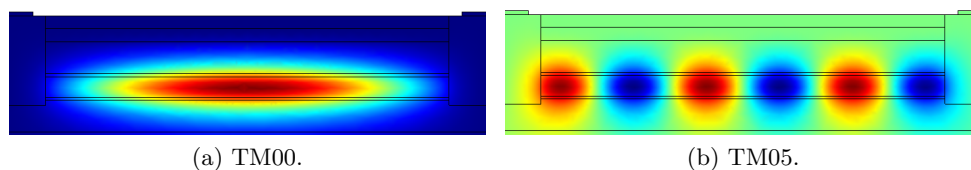


FIGURE IV.6: Mode fondamental, TM00 (IV.6a), et ordre le plus grand, TM05 (IV.6b).

Le recouvrement des modes avec la zone active ainsi que leur indice de réfraction effectif sont récapitulés dans le tableau IV.3.

Ordre du mode	Recouvrement avec la zone active (%)	Indice de réfraction effectif
TM00	58.58	3.1305
TM01	58.38	3.1284
TM02	58.03	3.1248
TM03	57.51	3.1199
TM04	56.73	3.1136
TM05	55.51	3.1059

Table IV.3: Recouvrements avec la zone active et indice de réfraction effectif des 6 modes transverses.

Plus l'ordre d'un mode est élevé, plus le recouvrement dans l'InP:Fe augmente. En comparaison, dans le cas des QCLs en configuration DT cette différence de

recouvrement est bien plus faible, étant donné que les modes sont mieux confinés latéralement par le diélectrique. La différence de recouvrement entre les modes TM00 et TM05 est de $\Delta\Gamma = 3,1\%$ pour le composant étudié, alors qu'elle n'est que de $\Delta\Gamma = 0,87\%$ pour un QCL DT équivalent, de $32\ \mu\text{m}$ de large. Ainsi, l'InP:Fe sert également à filtrer les modes d'ordre supérieur. Le beam-steering observé peut ainsi être attribué à un battement entre les modes TM00 et TM01 [173]. Celui-ci est favorisé par une faible différence entre leur indice effectif ($\Delta n_{eff} = 2,1 \times 10^{-3}$).

IV.3.4 Utilisation d'un ruban à section évasée

Afin de combiner les avantages des QCLs avec un ruban large, permettant de fortes puissances, et celle des rubans étroits, qui n'autorise que le mode transverse fondamental, des rubans avec une section évasée, ou taper, peuvent être utilisés. Une vue schématique d'un tel composant est représentée sur la figure IV.7.

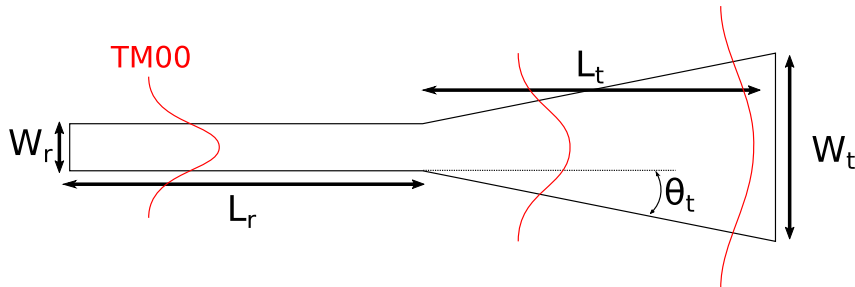


FIGURE IV.7: Schéma d'un QCL avec section évasée et nomenclature.

La partie de gauche correspond à un ruban étroit, de largeur W_r et possède pour seul mode transverse le fondamental, TM00. Celui-ci se propage sur une longueur L_r avant d'entrer dans la section évasée où il s'élargit adiabatiquement en étant amplifié sur une longueur L_t jusqu'à la facette de largeur W_t .

Les avantages de ces structures sont multiples. Elles permettent comme nous l'avons mentionné d'offrir une large zone de gain, ce qui offre la possibilité d'atteindre de fortes puissances, mais également de diminuer la densité de puissance optique à la facette. Cela réduit les risques de dégâts optiques critiques (COD), une trop forte absorption à la facette pouvant détruire celle-ci.

Les sections évasées ont ainsi permis de réduire la divergence du faisceau d'un QCL de $49,8^\circ$ à $6,6^\circ$ tout en offrant des puissances crêtes supérieures à 200 mW à $8,9\ \mu\text{m}$ [175]. À $4,7\ \mu\text{m}$, des puissances de 4,5 W en CW ont été atteintes avec une bonne qualité de faisceau [176]. L'élargissement du mode en propagation libre n'étant pas linéaire, des évasements non-rectilignes, et notamment exponentiels, ont également été développés dans le proche-infrarouge pour optimiser l'utilisation des porteurs [177, 178], sans avoir été à notre connaissance testés avec des QCLs. Ces géométries "en trompette" servent également à éviter une instabilité de la section évasée [179]. Pour la même raison, toute réflexion à la facette de sortie doit être évitée, soit par utilisation d'un dépôt anti-reflet, soit en introduisant un angle entre la facette et la direction de propagation. Cette dernière approche a été employée avec des QCLs [90].

Nous rapportons dans cette partie des éléments de conception d'un QCL à section évasée ainsi qu'une démonstration de faisabilité technologique. Pour cette étude, nous avons cherché à concevoir des QCLs de puissance à section évasée émettant à $4,5 \mu\text{m}$. La largeur de la section droite est fixée à $6 \mu\text{m}$ afin que seul le mode fondamental puisse y exister. La propagation du mode dans la section évasée a ensuite été simulée avec le logiciel FIMMWAVE. L'indice de réfraction de la zone active est fixé à 3,3, et celui des couches guidantes à 3,1. La longueur du taper L_t a été variée de $100 \mu\text{m}$ à 3 mm pour trois largeurs de facette de sortie différentes, $W_t = 25, 50$ et $90 \mu\text{m}$. Un exemple de mode se propageant dans un taper de 1 mm avec une largeur en sortie de $25 \mu\text{m}$ est représenté sur la figure IV.8.

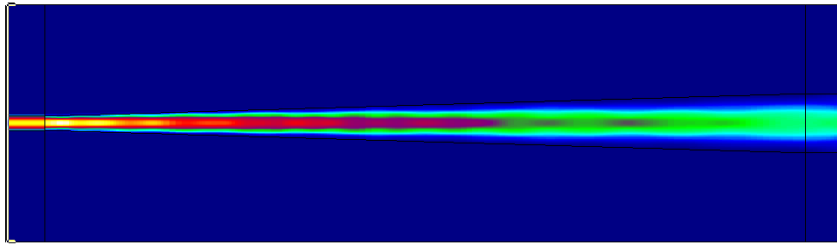


FIGURE IV.8: Propagation du mode fondamental de la section droite dans la section évasée pour une facette de sortie de $W_t = 25 \mu\text{m}$.

On retrouve que le mode s'élargit bien en se propageant le long du taper. Néanmoins, on observe également que la puissance du mode fluctue longitudinalement, ce qui traduit un couplage avec d'autres modes d'ordre supérieur. Afin de dimensionner le taper pour avoir la largeur, et donc la puissance, maximale tout en évitant ce couplage avec des modes d'ordre supérieur qui détériorerait la qualité de faisceau, nous avons analysé la distribution de puissance entre les modes transverses pour les trois géométries en fonction de la longueur du taper. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure IV.9.

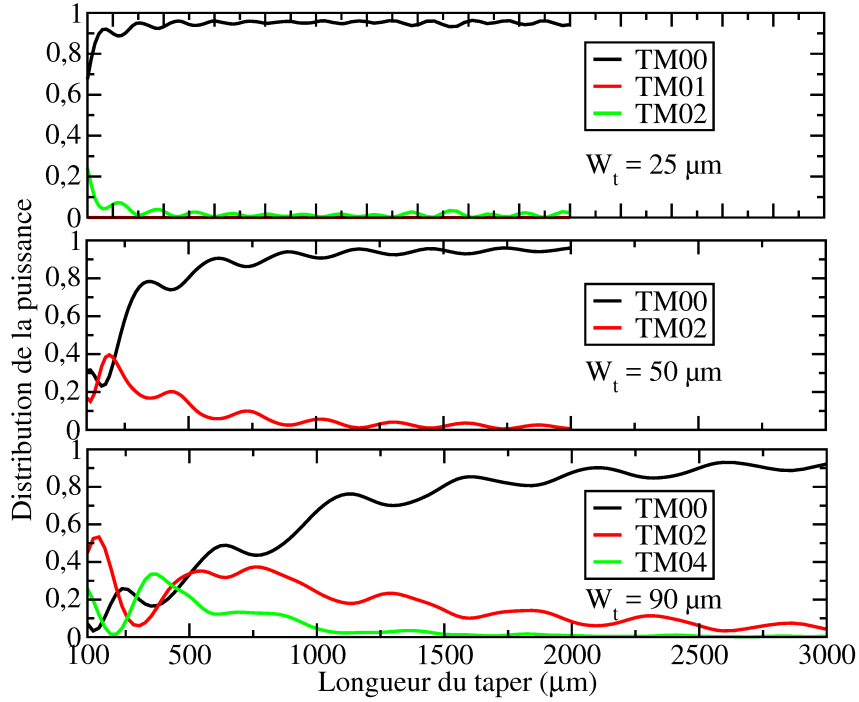
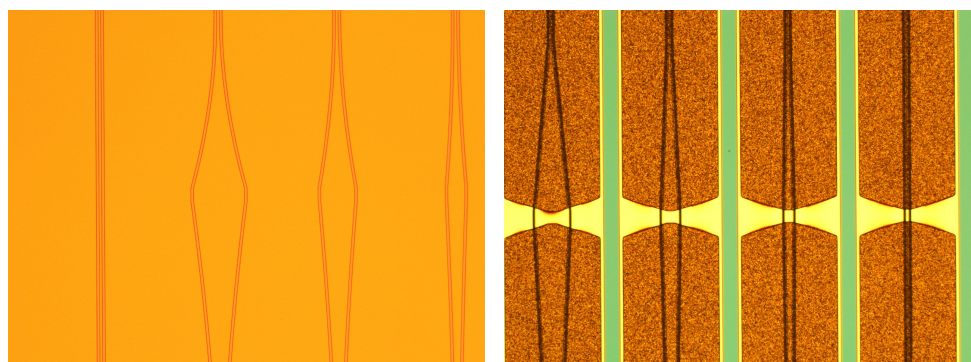


FIGURE IV.9: Évolution de la distribution de puissance entre les modes transverses selon la longueur du taper pour les trois largeurs de facette de sortie W_t étudiées.

Le couplage du mode fondamental avec les modes d'ordre impair est impossible, à cause de la différence de parité. La simulation le valide pour les trois configurations, nous n'avons donc représenté que le mode TM01 pour la première géométrie, les autres modes impairs étant identiquement négligeables. Les autres modes d'ordre pair peuvent cependant se coupler avec le fondamental. Ainsi, dans le cas où $W_t = 25 \mu\text{m}$, le mode TM02 existe et peut avoir 25% de la puissance totale pour des tapers de $100 \mu\text{m}$ de long. En effet, plus le taper est court, moins la propagation sera adiabatique et plus les modes d'ordre élevés seront exaltés. Comme règle empirique, il faut choisir l'angle θ_t sous la limite de diffraction $\theta_{diff} \approx W_t/\lambda$. Ainsi, plus de 94% de la puissance est dans le mode fondamental pour des tapers plus long que $420 \mu\text{m}$ pour $W_t = 25 \mu\text{m}$. Plus la facette de sortie est large, plus l'angle θ_t est grand, plus les modes d'ordre supérieur seront exaltés et plus le taper devra être long. Ainsi pour une facette de $50 \mu\text{m}$, il faut un taper de $1650 \mu\text{m}$ pour obtenir 94% de la puissance dans le mode fondamental. Pour une facette de $90 \mu\text{m}$, même avec un taper de 3 mm de long, on n'obtient qu'un maximum de 93% de la puissance dans le mode fondamental. Le mode TM02, et dans une moindre mesure TM04, gardent un pourcentage élevé de la distribution de puissance.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons développé un procédé de fabrication de QCLs à section évasée linéaire et exponentielle. Des images de QCLs de tests à section évasée linéaire définis dans le masque dur de SiO_2 avant gravure du ruban sont représentées sur la figure IV.10a.



(a) Lithographie de QCLs en trompette. (b) QCLs à section linéaire en fin de fabrication.

FIGURE IV.10: Image lors du procédé de fabrication des QCLs à section évasée après lithographie du ruban (IV.10a) et en fin de fabrication (IV.10b).

Des images de QCLs de tests à section évasée exponentielle en fin de technologie face avant, après croissance des plots d'or électrolytique, sont affichées sur la figure IV.10b. Nous avons ainsi validé le procédé de fabrication de QCLs avec taper de bout en bout. La prochaine étape étant la réalisation de tels composants avec une vraie plaque, comportant une zone active.

IV.3.5 Conclusion

En conclusion, nous avons montré qu'il était possible d'obtenir des QCLs SIBH présentant de fortes puissances à la fois crêtes et moyennes en employant des rubans larges, de l'ordre de $30\ \mu\text{m}$. Nous avons ainsi fabriqué des composants avec des puissances crêtes de $11,4\ \text{W}$ et moyennes supérieures à $1,6\ \text{W}$. La majorité de la puissance est concentrée dans un lobe, malgré la présence d'un épaulement et d'un peu de beam steering.

Nous avons également présenté des simulations de propagations optiques permettant de dimensionner des QCLs à section évasée. Ceux-ci permettent d'atteindre de fortes puissances optiques tout en ayant des faisceaux très faiblement divergents horizontalement. Les procédés de fabrication ont été développés et des réalisations sur des plaques avec des zones actives de puissance doivent être effectuées prochainement.

IV.4 La rétro-action comme moyen de contrôler le faisceau

Dans cette partie, nous rapporterons une autre méthode pour mettre en forme le faisceau : la réinjection optique. Nous étudierons spécifiquement l'impact de la réinjection optique sur un QCL de $32\ \mu\text{m}$ de large. Les performances de ce laser émettant à $4,6\ \mu\text{m}$ ont été décrites à la partie IV.3.3. Nous étudierons la possibilité de modifier le profil d'émission du laser en analysant l'impact de l'angle du miroir de réinjection sur le champ proche du laser. Une exaltation du mode fondamental sera montrée en utilisant une réinjection centrée et en filtrant spatialement le faisceau.

Nous comparerons les résultats obtenus avec ceux d'un laser présentant un champ lointain dégradé et multi-lobes ainsi qu'avec ceux d'un laser plus étroit, de 14 μm de large.

IV.4.1 État de l'art de l'utilisation de la rétro-action dans les diodes lasers et les QCLs

Dans le cas des lasers interbandes, il a été montré que l'injection et la rétro-injection optique sont des méthodes efficaces pour contrôler la qualité du faisceau et la stabilité dynamique sans avoir recours à des solutions intégrées [180, 181, 182, 183]. Par exemple, la filamentation est l'un des problèmes principaux dans les diodes lasers larges et elle peut être ainsi fortement réduite. La filamentation correspond à des oscillations spatio-temporelles rapides induites par la diffraction de la lumière, de l'auto-lentillage et à l'évanouissement spatial du gain (spatial hole burning), dont la distribution spatiale le long de la cavité dépend du temps. Les origines de la filamentation sont encore un sujet d'étude actif et elles ne sont pas pleinement expliquées. Elle provoque l'excitation de modes optiques d'ordre supérieur, avec des vitesses de phase différentes, ce qui dégrade fortement la cohérence du laser et le champ lointain.

D'autre part, l'apparition de la filamentation est fortement liée au facteur de Henry (ou LEF) du laser [184]. Ce paramètre quantifie le couplage entre la phase et l'amplitude du champ électrique du composant et en dicte certaines performances, comme la largeur spectrale ou la stabilité temporelle. Plus le LEF du laser est élevé, plus celui-ci sera impacté par les effets de la filamentation. La rétro-injection optique est alors une méthode pour contre-balancer les effets négatifs de la filamentation sans modifier les autres performances du laser.

De plus, la dynamique des lasers larges est complexe, de nombreux modes transverses étant en compétition dans la cavité. Celle-ci peut donner lieu à l'apparition d'instabilités ou de chaos dans le signal émis par une diode laser large en régime libre. Ces effets peuvent également être compensés en réinjectant une partie du signal optique.

L'impact de la rétro-injection optique sur le champ proche et le comportement dynamique d'un laser large dépend de trois paramètres. Le premier est le signe de la variation de l'indice optique induite par l'inversion de population, c'est-à-dire si le mode est guidé par le gain (variation positive) ou par l'indice optique (variation négative). Des études ont montrées que le profil d'émission peut être totalement stabilisé, en forçant le laser à émettre sur le mode optique fondamental par rétro-injection optique, dans le cas des variations d'indice négatives (lasers guidés par l'indice) [185]. Les deux autres paramètres clefs sont la force de la rétro-injection, définie comme le ratio entre les puissances réinjectées et émises, et la longueur de la cavité externe. Selon ces paramètres, les modes d'ordre supérieur seront soit exaltés soit supprimés [182, 183]. En augmentant le nombre de modes excités, le laser passera d'une dynamique d'émission stable, à des fluctuations d'impulsions en rafale, à un état totalement chaotique [181].

La rétro-injection optique filtrée spatialement peut apporter une amélioration supplémentaire du profil du champ proche. En réinjectant uniquement la partie centrale du faisceau émis, on peut favoriser les modes optiques d'ordre faible. On

peut ainsi se rapprocher d'une qualité de faisceau proche de celle d'un laser émettant uniquement sur le mode fondamental [183].

En comparaison des lasers interbandes, les QCLs ont un facteur de Henry faible, ce qui réduit les risques de filamentation. Cependant, on peut tout de même améliorer la qualité du faisceau par rétro-injection, notamment pour les QCLs à larges rubans (BA QCL). Ceux-ci présentent des champs lointains dégradés, instables et multi-lobes [50]. La réinjection optique pourrait les corriger et les rendre adaptés aux applications de fortes puissances. Des études récentes ont montré que celle-ci avait un effet similaire sur les QCLs de faible largeur de ruban et sur les diodes interbandes. Elle occasionne une évolution du spectre optique d'une émission mono-mode à multi-modes et peut même mener à l'apparition de régimes chaotiques [186].

IV.4.2 Dispositif expérimental

Afin de caractériser le comportement des QCLs sous rétro-action optique, le dispositif décrit dans la figure IV.11 a été utilisé.

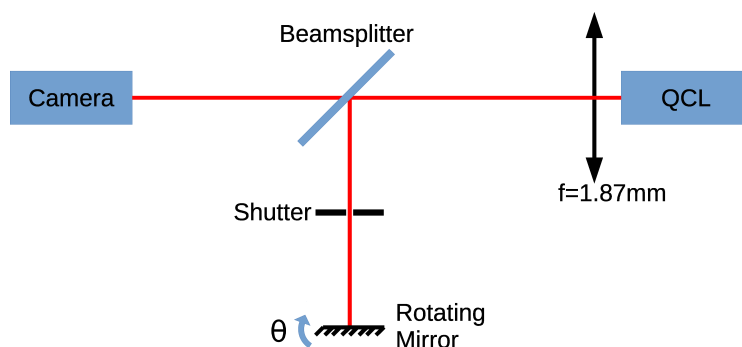


FIGURE IV.11: Dispositif expérimental. Le miroir est monté sur un support rotatif de précision avec un vernier pour contrôler finement l'angle de rétro-action

La lumière émise est collectée à la sortie du laser par une lentille de courte focale ($f=1,8\text{ m m}$) et divisée en un chemin de détection et un chemin de rétro-action par une lame séparatrice 60/40. D'une part, sur le chemin servant à la rétro-action, une partie de la lumière est réinjectée dans le laser après réflexion sur un miroir monté sur un support rotatif. Selon l'angle du miroir, le faisceau est réinjecté avec un écart sur la facette Δx par rapport à son centre. D'autre part, sur le chemin utilisé pour la détection, le fait que la lumière soit collectée par une lentille de courte focale permet d'imager le champ proche du QCL sur une caméra infrarouge. Celle-ci comporte 124×124 pixels. La caméra est à la même distance de la facette du laser que le miroir de rétro-action. Par ce biais, le faisceau est focalisé simultanément sur la caméra et le miroir, et la lumière réinjectée dans le laser est une image de son champ proche. La longueur de la cavité externe est $L_{ext} = 29\text{ cm}$. Des cavités plus longues ont été testées et ont produit des résultats similaires, tant que le faisceau laser restait focalisé sur le miroir de rétro-action.

L'équation d'état formalisant le champ électrique complexe d'un QCL sous rétro-

action optique est donnée par [182]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = & \frac{i\pi c^2}{\omega_0 n_{eff}^2} \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} + \frac{1 + i\alpha}{2} \left(N_{pd} G_0 \Delta N - \frac{1}{\tau_p} \right) E(x, t) \\ & + k E(x - \Delta x, t - \tau_{ext}) \exp(-i\omega_0 \tau_{ext}) \end{aligned} \quad (IV.5)$$

où c est la vitesse de la lumière, ω_0 est la vitesse angulaire sans rétro-action, n_{eff} est l'indice de réfraction effectif, τ_p la durée de vie des photons dans la cavité laser. G_0 est le gain modal net pour une période, N_{pd} est le nombre de périodes, α est le facteur de compression du gain et τ_{ext} est le temps de trajet des photons dans la cavité externe. ΔN correspond à la différence de densité de porteurs entre l'état haut et l'état bas de la transition laser. Enfin, k est le coefficient de rétro-action, qui est défini dans le cas des lasers Fabry-Pérot par :

$$k = \frac{1}{\tau_{in}} \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_2}} \sqrt{f_{ext}} \quad (IV.6)$$

avec τ_{in} le temps de trajet des photons dans la cavité interne, R_2 la réflectivité de la face avant (dans notre cas, les face avant des QCLs sont justes clivées et $R_2 = 0,3$) et f_{ext} est le rapport de rétro-action, c'est-à-dire le rapport entre la puissance émise par le laser et celle réinjectée. Avec le dispositif présenté, il n'est pas possible d'obtenir une mesure exacte du rapport de rétro-action. Néanmoins, les courbes caractéristiques LIV des lasers sous rétro-action ont été mesurées. Des fluctuations des densités de courant de seuil inférieures à 1% ont été ainsi observées. Cela suggère que seule une faible partie de la lumière émise est réinjectée dans le laser, ce qui correspond à des rapports de rétro-action optique inférieurs à 5%. Le fait que seule une mince quantité d'énergie soit réinjectée dans le laser va dans le sens d'une potentielle amélioration de la forme du faisceau. En effet, un taux de réinjection trop fort tendrait à déstabiliser le fonctionnement du laser [181].

Dans le cas des lasers à large ruban, la dépendance du champ électrique et de la densité de porteurs avec la variable x deviennent très importantes, comme souligné par le terme de diffraction dans l'équation IV.5, représentant l'évolution du champ complexe. Un terme de diffusion existe également dans les équations d'état des porteurs [187]. Lorsque le laser est soumis à une rétro-action optique, le mode réinjecté ne se superpose pas nécessairement au mode correspondant émis. Il est décalé par une quantité Δx .

IV.4.3 Rétro-action dans les QCLs larges, multimodes transverses

Comme nous l'avons vu dans la section IV.4.2, l'écart horizontal Δ_x entre le mode réinjecté et le mode émis n'est pas négligeable et doit être pris en compte. Nous étudions par la suite l'influence de la position spatiale du mode réinjecté. L'angle de réinjection θ peut être ajusté de manière à balayer totalement la facette du laser avec le faisceau réinjecté, avec une précision de mesure de $\pm 2'$. D'autre part, la possibilité de filtrer spatialement le faisceau réinjecté est démontrée en plaçant un diaphragme sur le chemin de réinjection. Il est ainsi possible de choisir une partie spécifique du faisceau à réinjecter.

Rétro-action optique conventionnelle

Le QCL utilisé dans cette étude est celui de $32\ \mu\text{m}$ sur la plaque ART 1815 dont les performances sont rapportées dans la partie IV.3.3, sauf mention contraire. La figure IV.12 montre les profils de champ proche du QCL étudié légèrement au-dessus du seuil (à $11.19\ \text{V}$, avec un rapport cyclique de 3%) lorsqu'il est en régime de rétro-action optique conventionnelle.

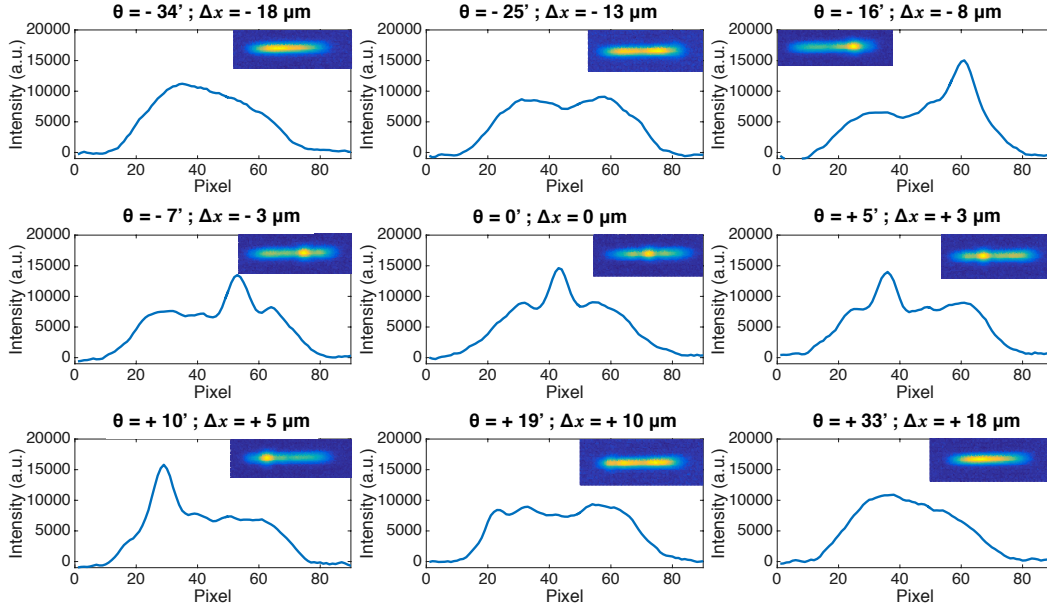


FIGURE IV.12: Champ proche à la facette pour différents angles de réinjection, exprimés à la fois en minutes d'angle et en déplacement sur la facette du laser par rapport à la position centrale. Le diaphragme est ouvert et n'a pas d'impact sur la rétro-action optique. Les images en médaillon correspondent aux champs proches directement enregistrés à la caméra.

Dans chaque configuration, le profil est calculé en sommant les intensités sur chaque colonne de pixels. Les images en médaillons représentent les champs proches directement enregistrés à la caméra. Les neuf courbes correspondent à différents angles du miroir de réinjection, comme indiqué au-dessus de chacune d'entre elles. La première et la dernière courbe sont les cas extrêmes où le laser est en régime libre, c'est-à-dire où le faisceau réinjecté ne se couple pas à la cavité du laser. En changeant l'angle du miroir, on voit que l'impact de la rétro-action optique est parfaitement symétrique par rapport à la position centrale. On définit de cette manière la référence pour Δx , en posant $\Delta x = 0$ pour cette position centrale.

En régime libre ($\theta = -34'$ et $+33'$), le champ proche du QCL n'est pas complètement symétrique, il y a plus de puissance sur le côté gauche du profil. Cela est attribué à des effets de beam-steering qui ont déjà été observés dans des QCLs à large ruban [49]. Ce beam-steering peut être compensé en réinjectant une petite quantité de lumière sur un côté de la cavité. Dans ce cas, la distribution de puissance devient presque homogène pour le champ proche ($\theta = -25'$ et $+19'$). Lorsque le faisceau est ensuite dirigé plus vers le centre de la cavité, un pic apparaît sur le

profil du champ proche, correspondant à la position où la lumière est réinjectée. La position de ce pic est décalée de manière continue dans toute la largeur de la cavité en changeant l'angle de rétro-action optique (de $\theta = -16'$ à $+10'$). En particulier, le mode transverse TM00 devient prédominant pour une réinjection centrée ($\theta = 0'$). Il est néanmoins important de souligner que, bien que la répartition de la puissance entre les différents modes de la cavité soit fortement affectée par la rétro-action optique, la puissance totale émise ne change pas de façon notable quel que soit l'angle du miroir.

Rétro-action optique avec filtrage spatial

À partir de cette position centrale où le mode TM02 est très présent, un diaphragme est ajouté sur le chemin de rétro-action, proche de la lame séparatrice. Il a pour but de filtrer spatialement le lobe central du mode réinjecté. Comme montré sur la figure IV.13, lorsque le diaphragme est totalement ouvert et comme nous l'avons vu précédemment, le mode TM02 apparaît. Le fait que les pics apparaissent moins clairement que sur la figure IV.12 s'explique par une différence de contraste sur la caméra.

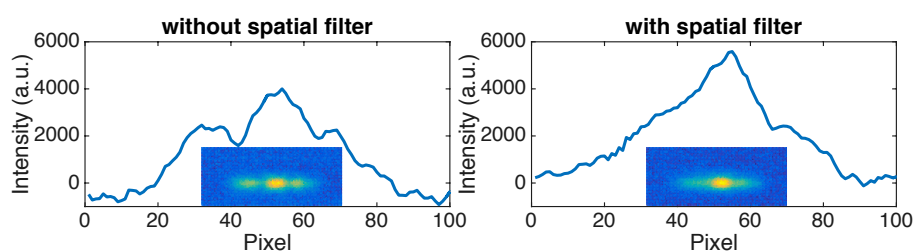


FIGURE IV.13: Champs proches à la facette du laser avec une rétro-action centrée et deux ouvertures du diaphragme. Le diaphragme est ouvert (a) et partiellement fermé (b) pour filtrer le lobe central

Lorsque le diaphragme est partiellement fermé pour ne laisser passer que le lobe central, un profil plus proche du mode transverse fondamental TM00 est obtenu. Cet effet est cohérent avec des études menées sur la rétro-action optique dans les diodes lasers larges qui ont montrées que le filtrage spatial de la rétro-action tendait à exciter les modes transverse d'ordres inférieurs [183].

Impact d'une émission multi-lobes sur la réponse à la rétro-action

La réponse à la rétro-action d'un second QCL est étudiée. Ce QCL est identique au précédent, il provient du même wafer et a vu les mêmes étapes de fabrication. Les performances sont similaires en termes de puissance émise et de densité de courant de seuil. Le profil du champ lointain est cependant très différent, il est composé de plusieurs lobes même proche du seuil. Le champ lointain de ce laser est représenté sur la figure IV.14a, le QCL étant polarisé à 11 V.

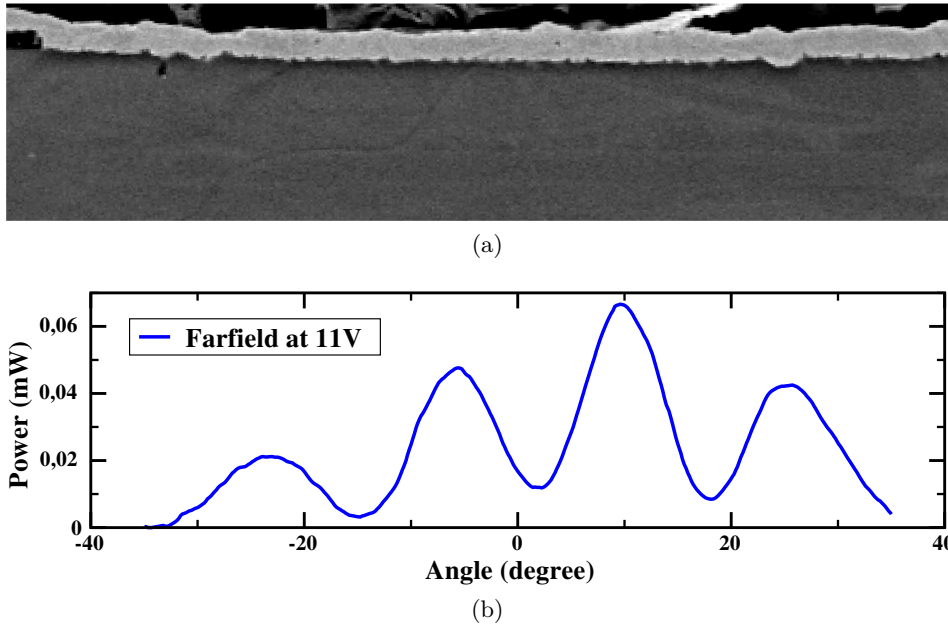


FIGURE IV.14: Photographie au microscope électronique à balayage du QCL avec une fissure à la facette (a) et champ lointain de ce laser à 11 V (b)

Cette dégradation du champ lointain s'explique en observant la facette au microscope électronique à balayage, dont une image est représentée sur la figure IV.14b. En effet, le plan de clivage apparaît contraint et une fissure traverse la zone active à la gauche du ruban. Ce défaut brise la symétrie du composant, ce qui occasionne une distribution inhomogène du gain. Certains effets non-linéaires sont accentués, comme le spatial hole burning, ce qui donne lieu à ce profil de champ lointain à plusieurs lobes.

Lorsque ce QCL est soumis à une rétro-action optique, une réponse très différente du précédent QCL est observée, comme montré sur la figure IV.12.

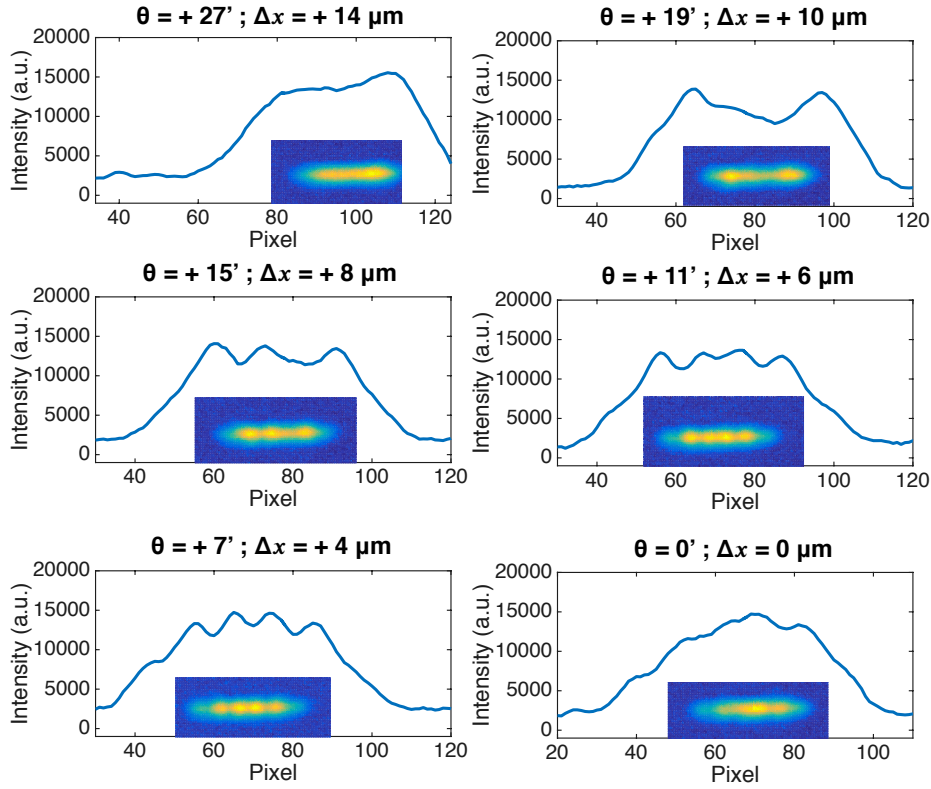


FIGURE IV.15: Champ proches à la facette du laser défectueux pour différents angles de rétro-action. Seulement la moitié de l'excursion angulaire est représentée, l'autre moitié présentant un comportement symétrique

Le profil du champ proche n'est plus symétrique par rapport à la position de réinjection centrale. Nous représentons ici seulement la moitié la plus intéressante, de la position de régime libre dans le cas où $\Delta x = 0$. En réduisant l'angle de réinjection depuis la position de régime libre, de plus en plus de modes transverses sont excités. Les modes TM01 ($\theta = +19'$), TM02 ($\theta = +15'$), TM03 ($\theta = +11'$) et TM04 ($\theta = +5'$) sont observés successivement. Enfin, en position de rétro-action centrée ($\theta = 0'$), le mode TM5 est exalté, bien que l'extinction entre les modes soit moins claire. Ces observations corroborent les simulations menées, montrant qu'un maximum de six modes transverses peuvent exister dans la cavité de $32 \mu\text{m}$ de large.

D'autre part, ces profils de champ proche où des ordres supérieurs sont excités sous l'influence d'une rétro-action optique ressemblent aux observations faites sur les diodes larges qui sont très sensibles au spatial hole burning [182]. Cela pourrait suggérer l'apparition de filamentation dans ce QCL à large ruban présentant un défaut à la facette. Une étude temporelle serait néanmoins nécessaire pour conclure sur cette question. Des distributions de champs et des réponses à une rétro-action optique similaires sont attendues dans le cas d'autres QCLs à rubans larges présentant un gain inhomogène ou asymétrique conduisant à un champ lointain à plusieurs lobes.

Comparaison avec un ruban de 14 μm

Afin d'évaluer l'impact de la largeur du ruban sur la réponse à la réinjection optique, nous avons également effectué les mesures sur un QCL de 14 μm de large. Ce laser a été également réalisé sur la plaque ART1815, mais il a été fabriqué dans une configuration DT. D'après les simulations COMLASE, cette cavité permet l'existence de trois modes transverses. Le profil du faisceau est néanmoins gaussien, comme représenté sur la figure IV.16.

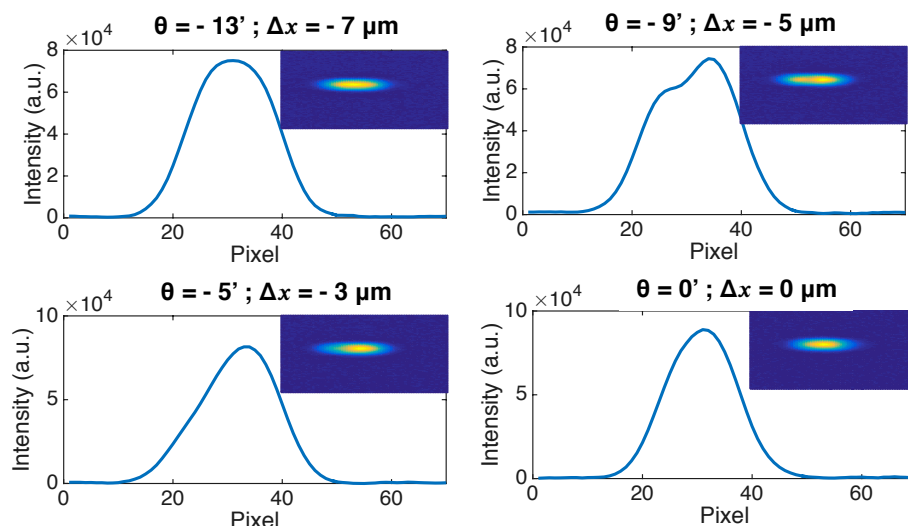


FIGURE IV.16: Champ proches à la facette du QCL de 14 μm . Seulement la moitié de l'excursion angulaire est représentée, l'autre moitié présentant un comportement symétrique.

Ce QCL n'est pas à proprement parler un laser large, et il présente en effet la même réponse à une réinjection centrée que les lasers étroits, la puissance optique augmente et son champ proche devient plus étroit.

Toutefois, en changeant l'angle de réinjection, le mode TM01 est excité ($\theta = -9'$ et $\theta = +5'$). La même tendance que pour les BA QCLs est observée, avec une excursion plus limitée du pic d'intensité lié à la rétro-injection. Cela est directement dû au fait que, la cavité étant moins large, un moins grand nombre de modes peuvent être excités. Le cas du laser de 14 μm peut donc être considéré comme un cas limite entre les lasers étroits et larges, pour lequel la dimension spatiale x doit être prise en compte.

IV.4.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié la réponse d'un BA QCL à la réinjection optique. Nous avons montré qu'il est possible de modifier le profil d'émission d'un BA QCL en modifiant l'angle de la réinjection et en utilisant des filtres spatiaux.

Une très faible part de lumière réinjectée hors axe suffit à modifier le champ proche du laser, ce qui montre qu'il peut s'agir d'une solution simple à mettre en

œuvre. Il est possible de choisir une émission présentant un champ proche plus uniforme sur la facette, ou au contraire ayant un pic d'intensité selon l'angle du miroir lorsque le QCL émet sur un lobe. Un filtre spatial a été employé pour améliorer la qualité du champ proche. Dans le cas de BA QCLs émettant sur plusieurs lobes, les modes transverses de la cavité sont séquentiellement exaltés avec l'angle du miroir. La comparaison avec un QCL plus étroit a permis de voir l'influence du nombre de modes transverses sur la réponse à la réinjection optique.

En perspective de ce travail, il faudrait étudier plus en détail le comportement dynamique du QCLs sous une réinjection optique. En effet, selon la qualité de la structure du QCL, un fort évanouissement spatial du gain peut avoir lieu, et générer de la filamentation. La rétro-injection optique peut alors être utilisée pour améliorer la dynamique du QCL, comme pour les diodes lasers larges dans le proche-infrarouge.

D'autre part, la conception du filtre spatial peut être optimisée pour permettre un meilleur contrôle du faisceau réinjecté. Le champ lointain pourrait ainsi être modifié à souhait en réalisant un filtre de phase.

Une étude sur des QCLs larges de plusieurs centaines de microns doit également être menée.

IV.5 Conclusion du chapitre

En conclusion de ce chapitre, nous avons étudié trois méthodes pour améliorer pour améliorer la luminance des QCLs de puissance.

Premièrement, nous avons montré que les lasers larges permettaient d'obtenir de très bonnes performances. Des puissances moyennes de 1,6 W et crêtes de plus de 11 W ont été démontrées avec un laser de 32 μm de large. Néanmoins, ce laser présente du beam-steering, et les lasers plus larges ont de manière générale un faisceau fortement dégradé. L'utilisation de sections évasées peut être une solution à ce problème. Nous avons apporté des éléments de simulation permettant de les concevoir. À titre d'illustration, il faut utiliser un taper de plus de 1,5 mm pour avoir la majeure partie de la puissance sur le mode fondamental dans le cas d'une facette de sortie de 50 μm .

Deuxièmement, nous avons montré que les fibres chalcogénures sont une solution intéressante pour transporter la lumière émise par les QCLs et améliorer la symétrie du faisceau. Ainsi, des faisceaux quasiment symétriques ($R_e \approx 1$) ont été obtenus à 5,5 μm et 7,5 μm . Nous avons montré que ces fibres supportent un flux optique supérieur à 250 mW.

Enfin, nous avons réalisé une étude expérimentale de l'impact de la réinjection optique sur le profil du champ proche de BA QCLs selon l'angle du miroir de renvoi. Nous avons montré qu'il est possible d'exalter le mode fondamental en réinjectant le signal optique de façon centrée. Cet effet peut être augmenté en y adjoignant l'usage de filtres spatiaux. Dans le cas d'un laser fortement multi-lobes, il est également possible d'exciter séquentiellement tous les modes de cavité.

Chapitre V

Amélioration de la dissipation thermique et stabilisation du mode optique par l'utilisation de réseaux de lasers couplés

V.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre [IV](#), il est possible d'augmenter la puissance de sortie des QCLs en élargissant le ruban laser. En effet, cela permet d'accroître le volume de la zone de gain. D'autre part, l'étendue du mode fondamental suit l'élargissement du guide, ce qui réduit la divergence horizontale. Cependant, comme nous l'avons vu dans la partie [IV.3](#), l'augmentation de la largeur du ruban laser est limitée par des contraintes thermiques (augmentation de la charge thermique) et optiques (dégradation du faisceau par l'excitation de plusieurs modes transverses).

Dans ce chapitre, nous allons présenter une structuration du ruban laser permettant de répondre à cette double problématique optique et thermique. Cette architecture sera appelée par la suite μ SQCL, pour micro-stripes QCLs. Trois différentes catégories de μ SQCL seront ici étudiées. En premier lieu, nous présenterons le cas où tous les micro-rubans ont la même largeur. Nous introduirons ainsi les bénéfices que peuvent apporter ces structures sur le plan thermique et optique, avant de présenter nos résultats à 4,6 μm et 8,2 μm . Deuxièmement, nous verrons comment il est possible de choisir le mode optique transverse d'émission en jouant sur les largeurs relatives des micro-rubans. Notamment, nous montrerons que le mode fondamental symétrique peut être favorisé contrairement au cas des μ SQCL uniformes. Enfin, nous analyserons un concept innovant de couplage des micro-rubans par antiguidage par l'utilisation de silicium amorphe. Nous mettrons en avant les avantages de ces structures, permettant de se ramener à un faisceau quasiment mono-lobe pour de grandes largeurs effectives de rubans et détaillerons leur conception.

V.1.1 La combinaison incohérente de QCLS

On distingue deux approches pour associer des lasers dans le but d'augmenter la puissance optique totale, l'une cohérente et l'autre incohérente [188]. Dans le cas de la combinaison incohérente, on somme des carrés des champs électriques, et les faisceaux n'interfèrent pas entre eux. Pour la combinaison cohérente, on obtient le carré de la somme des champs électriques, il est dès lors possible de faire interférer chaque source de manière destructives ou constructives. Il est alors possible de combiner plusieurs lasers émettant sur des polarisations ou des longueurs d'onde différentes.

La combinaison des différentes polarisations peut se faire avec un cube polariseur et a déjà été implémentée avec des QCLS dans le moyen-infrarouge [189]. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite $N-1$ cubes polariseurs pour coupler N lasers entre eux, environ 20% de la puissance étant perdus à chaque combinaison. Bien qu'il s'agisse d'une solution intéressante pour combiner deux sources, elle n'est donc pas viable pour un grand nombre de QCLS.

La combinaison de QCLS émettant à différentes longueurs d'onde, ou combinaison spectrale, peut être réalisée avec des miroirs dichroïques ou un élément dispersif comme un réseau de diffraction ou un prisme. Le principe des lames dichroïques est qu'elles réfléchissent une longueur d'onde particulière, tout en transmettant les autres. On peut alors les mettre en série pour intégrer à chaque lame une nouvelle longueur d'onde. Leur utilisation pour un grand nombre de sources est limitée car la réalisation de l'élément dichroïque devient de plus en plus complexe et coûteuse lorsque l'on augmente sa sélectivité à réfléchir une longueur d'onde tout en transmettant les autres. La combinaison spectrale par un réseau de diffraction de QCLS a également été démontrée [190, 191]. Les pertes de puissance à la combinaison sont de l'ordre de 50%. La combinaison spectrale est également limitée par le fait qu'elle repose sur l'utilisation de sources mono-fréquences. Dans le cas des QCLS, cela se traduit par la nécessité d'employer des QCLS avec un DFB, ce qui augmente fortement le prix de réalisation, tout en offrant des puissances optiques faibles par rapport à un QCL en configuration Fabry-Pérot. De plus, le faisceau résultant est par nature multi-fréquences. Cette méthode ne convient donc pas pour les applications de spectroscopie. La méthode de combinaison spectrale de réseaux de QCLS a été brevetée en 2016 [192].

La combinaison cohérente du faisceau est donc intéressante. Elle permet une réalisation monolithique, sans optique externe, ne demandant pas d'alignement, et donc plus robuste mécaniquement. Elle n'est également pas incompatible avec un fonctionnement mono-fréquence. De plus, comme nous le verrons dans ce chapitre, elle permet d'obtenir de fortes puissances de sortie tout en réduisant la divergence du faisceau.

V.1.2 La combinaison cohérente de lasers semi-conducteurs

L'idée de coupler en phase et en fréquence un réseau de laser est apparue peu de temps après les premières réalisations de diodes lasers [193, 194, 195, 196]. Le but alors recherché était déjà d'obtenir de plus fortes puissances et un faisceau moins divergent. Différents schémas ont été proposés pour mettre en phase chacun des rubans lasers [197, 198, 199, 200].

Basov [197] a ainsi été le premier, en 1965, à étudier théoriquement ces structures avec une architecture où le couplage repose sur une diffraction de la lumière entre les éléments et à poser les conditions *sine qua non* pour parvenir à émettre de la lumière sur le mode couplé. Premièrement le gain modal du mode couplé doit être plus important que celui de chacun des éléments pris séparément, sinon chacun d'eux émet de la lumière sur son mode propre, de manière incohérente avec son voisin. Deuxièmement l'écart fréquentiel entre les deux lasers doit être assez faible, comme cela avait été montré pour les oscillateurs couplés non-linéaires [201].

La première réalisation expérimentale de lasers couplés, de manière non monolithique, a été reportée par Fowler en 1964 afin d'étudier les effets d'asservissement d'un laser esclave à un laser maître [202, 203].

Afin de fournir des diodes pouvant être utilisées pour les télécommunications spatiales, la recherche s'est ensuite intensifiée pour augmenter la puissance de sortie des diodes laser. En effet, celles-ci offraient des vitesses de commutation très élevées mais avaient alors des puissances de sorties trop faibles. Ainsi Vuilleumier [204] a proposé en 1967 un schéma où un laser maître venait exciter un réseau de lasers esclaves. Des réseaux de lasers en AsGa ont également été réalisés, le verrouillage de phase étant alors obtenu par des résonateurs externes [205, 206]. Ces structures ont permis de montrer expérimentalement que la mise en phase de lasers permet d'obtenir de fortes puissances ainsi que de réduire la divergence du faisceau.

La première concrétisation expérimentale d'un réseau de lasers couplés par recouvrement du champ électrique, comme dans notre cas, a été mentionnée par Ripper en 1970 [207]. En rapprochant suffisamment deux rubans lasers l'un de l'autre, ils ont montré que le champ généré par un des deux rubans avait un recouvrement assez fort avec son voisin pour assurer un couplage latéral et un verrouillage de fréquence [208]. Comme nous le verrons plus en détail dans les sections V.2 et V.4, deux cas de figure sont possibles. Dans le cas où l'indice de réfraction de la zone de gain est supérieur à celui du matériau entre les rubans, on a un couplage par évanescente du champ électrique dans le ruban voisin. Dans le cas contraire, le couplage se fait par antiguidage du mode. La plupart des structures de mise en réseau de diodes lasers ont par la suite adopté des variations autour de ce principe. Ces composants ont été revus en détail dans deux livres de référence écrit par Botez [209] et Nils [210]. La plupart des composants ont dans un premier lieu été réalisés avec un couplage assuré par évanescente du champ, ils sont aussi appelés réseaux à guidage positif. Ainsi, Scifre est parvenu à réaliser en 1978 des composants avec 5 rubans couplés de $3,5 \mu\text{m}$ de large, et à obtenir une divergence de l'ordre de 2° [211] et une puissance autour de 130 mW par facette.

Malgré les résultats prometteurs obtenus avec les réseaux de diodes couplés par évanescente du champ, ceux-ci se sont montrés limités par leur profil d'émission. En effet, comme nous l'expliquerons plus avant dans la section V.2, ceux-ci ont un champ lointain qui est typiquement bi-lobé. La recherche s'est alors orientée vers la quête de structures produisant un champ lointain mono-lobé, dans la limite de la diffraction. De cette façon, des solutions intégrant des déphaseurs [212, 213, 214] ont été proposées afin de résoudre ce problème. De même, différentes structurations des rubans lasers ont été essayées toujours dans cette optique, notamment en introduisant de la non-uniformité, soit dans la distribution du gain [215, 216, 217, 218, 219, 220, 221], soit dans l'espacement entre les rubans [222, 223] ainsi que des réseaux couplés par diffraction [224, 225, 226, 227, 228, 229, 230] ou à rubans partagés (configuration en

"Y" et par arborescence) [231, 232, 233, 234].

Toutefois, c'est l'avènement des réseaux antiguidés de diodes qui a permis d'atteindre les meilleures performances en termes de courant de seuil, de puissance de sortie, et de qualité et de stabilité de faisceau. Leur fonctionnement sera approfondi dans la section V.4. Ce type de réseau utilise les modes de fuite des rubans pour les coupler entre eux. Ce couplage est beaucoup plus puissant et assure une discrimination modale bien plus grande.

V.1.3 La combinaison cohérente de QCLs

La première réalisation expérimentale de réseau de QCLs en phase a été reportée dans la littérature en 2011 par De Naurois [235]. L'appellation de micro-stripes QCL (μ SQCL) a été donnée à ces composants où la largeur de chaque ruban est faible (inférieure à 4 μm) et où le couplage des rubans se fait par évanescente du champ dans le matériau entre les rubans, de l'InP dopé Fe. De cette façon, des réseaux comportant jusqu'à 16 rubans de 2 μm ont été couplés et ont émis autour de 8,4 μm de longueur d'onde. Malgré une densité de courant de seuil élevée par rapport à des QCL unitaire, typiquement de 7 kA/cm^2 , ces composants ont tout de même atteint des puissances crête de sortie de l'ordre de 250 mW pour un système de 4 stripes de 2 μm espacés de 8 μm . Comme dans le cas des diodes lasers, le profil du champ lointain obtenu est dans ce cas bi-lobé. Une émission cohérente d'un réseau de 32 éléments a ensuite été démontrée [236], malgré une enveloppe du champ électrique creusée au centre de la facette. Des simulations thermiques ont été menées [237] par la suite pour montrer que la résistance thermique était drastiquement réduite pour ces architectures. En effet, cette étude a montré que la résistance thermique pouvait être diminuée d'un facteur 2 à 3 par rapport à un laser fait d'un unique ruban en utilisant des μ SQCLs, à charge thermique égale. Dans ce cas, c'est alors la conductivité thermique de l'embase qui devient limitante pour l'évacuation de la charge thermique. Ces composants ont ensuite été intégrés dans des systèmes de spectroscopie permettant notamment de détecter l'acétone [238]. Pour arriver à cette fin, une des deux lobes d'émission était réinjecté dans le μ SQCL dans une configuration de Littrow pour obtenir une raie spectrale d'émission fine et accordable sur 40 cm^{-1} .

Une autre approche a été choisie par Botez qui utilise des rubans plus large, de 15 μm , et qui les couple entre eux en les faisant fonctionner sur les modes de fuites [239]. On parle alors de réseaux de QCL à antiguidage. Afin d'obtenir un indice de réflexion plus fort entre les rubans, qui est une condition nécessaire pour pouvoir faire apparaître les modes de fuite, une couche d'InP dopé Fe et d'InGaAs dopé n sont recrées entre les rubans, légèrement plus haut que la zone active. Des puissances pics de 5.5 W en régime impulsionnel à 3% ont ainsi été obtenues avec un profil d'émission où environ 80% de la puissance est dans un lobe central, d'angle à mi-hauteur 6.8°. Suite à cette unique réalisation expérimentale de réseau de QCLs à antiguidage, leur fonctionnement théorique ainsi que leur conception ont été analysés en détail [240] afin de prédire le mode optique favorisé. Ces composants sont dimensionnés pour opérer autour de 4,8 μm , pour des applications de puissance.

D'autre part, l'équipe de Wang [241, 242] a choisi la réalisation de réseau de QCLs couplés en jouant sur le gain de la zone active. En effet, dans ce cas, seule une partie de la couche guidante supérieure est gravée, la zone active n'est pas atteinte,

on parle de gravure shallow. Dans ce cas, la variation d'indice au niveau de la zone active varie peu, mais l'injection du courant étant localisée, on crée ainsi un réseau de QCLs unitaires par le gain. La zone entre les rubans présente tout de même du gain, par diffusion du courant, ce qui vient favoriser un mode optique donnant un champ lointain mono-lobe. Ainsi, 15 éléments ont pu être mis en phase [241] pour une puissance crête de sortie de l'ordre de 4 W, avec un fonctionnement quasi monomode spatial et spectral. Par la suite, un réseau de 100 éléments de 5 μm de large et espacés de 7 μm a été fabriqué [242]. Ce dispositif, bien que non purement mono-lobe en champ lointain (environ 73% de la puissance est toutefois dans le lobe central), a permis d'atteindre des puissances crêtes de l'ordre de 40 W.

Toutes ces approches reposent sur un couplage latéral des QCLs entre eux. Il est également possible d'utiliser un couplage longitudinal. Ainsi, des structures arborescentes ont été développées [243, 244, 245]. Celles-ci ont permis d'obtenir une puissance de 1,5 W en CW à une longueur d'onde de 4,6 μm . Une amélioration du profil du champ lointain est toutefois nécessaire avant qu'elles ne puissent répondre aux besoins des DIRCM et de la spectroscopie à distance.

Table V.1: Points forts et points faibles des différentes approches pour coupler monolithiquement des QCLs entre eux.

	Couplage par évanescence	couplage par antiguidage	Gravure shallow
Qualité du champ lointain	- (bi-lobe)	+ (quasi mono-lobe)	+ (quasi mono-lobe)
Dissipation thermique	++ (forte surface de dissip.)	- (faible cond. de l'InGaAs)	- (pas de dissip. latérale)
Facilité de fabrication	- (une recroissance)	- (plusieurs recroissances)	++ (simple gravure)
Capacité de couplage	- (couplage série)	+ (couplage parallèle)	- (couplage série)

Les avantages et les inconvénients de chacune de ces trois architectures sont récapitulées dans le tableau V.1. Comme on le voit, bien que désavantagés par une émission bi-lobe et la nécessité d'effectuer une recroissance, les μSQCL restent les seuls dispositifs de la littérature permettant une évacuation thermique assez efficace pour viser un fonctionnement en régime continu. Les autres méthodes sont limitées à un régime impulsionnel, ce qui limite fortement leur puissance optique moyenne.

Dans la section V.2, nous commencerons par présenter plus avant les phénomènes de sélection du super-mode optique et de dissipation thermique dans les μSQCL . Ensuite, nous définirons et expliquerons pourquoi nous avons choisi une structure de macro-rubans pour la réalisation de nos composants. Enfin, nous exposerons les résultats que nous avons obtenus à deux longueurs d'onde, 4,6 μm et 8,2 μm .

Dans la section V.3, nous détaillerons ensuite une première méthode pour nous affranchir d'un profil d'émission bi-lobe et revenir à un champ lointain mono-lobe. Celle-ci repose sur une structuration non-uniforme des micro-rubans. Après une étude optique et thermique, nous montrerons que cet apport permet bien de revenir à un champ lointain mono-lobe. Finalement, nous verrons néanmoins que cette

approche souffre de limitations en ce qui concerne la réalisation technologique des composants ainsi que leur rendement à la prise.

Enfin, dans la section V.4, nous présenterons une nouvelle méthode pour réaliser des réseaux de QCLS antiguidés. Celle-ci repose sur l'utilisation de silicium amorphe (Si-a) comme matériau de remplissage de l'entre-ruban et a donné lieu à un brevet. Après une introduction à ces composants, nous mènerons une étude approfondie sur le comportement optique du Si-a, en mesurant notamment ses constantes optiques n et k dans le moyen infrarouge. Par la suite, en nous appuyant sur ces mesures, nous montrerons les règles de conception pour sélectionner le super-mode optique désiré et réaliser des composants de forte puissance. Nous clôturerons ce chapitre en présentant de premiers résultats de fabrication.

V.2 Couplage évanescent de micro-rubans uniformes

V.2.1 Principe de fonctionnement

Les réseaux de QCLS ayant la même largeur de ruban, et couplés par évanescence du champ ont été étudiés en détail par De Naurois [85]. Nous n'en présenterons donc pas ici d'étude détaillée, mais évoquerons les grands principes essentiels à la compréhension de la suite de ce travail.

Comme expliqué dans l'introduction de ce chapitre, la nécessité de mettre en phase des diodes est apparue alors que de plus fortes luminances étaient recherchées. Le couplage de sources portait alors la double promesse d'une augmentation de la puissance émise par élargissement de la zone de gain, et une réduction de la divergence, l'ensemble des diodes interférant constructivement pour émettre dans un lobe très fin. Dans le cas des QCLS, la charge thermique à évacuer est également beaucoup plus forte, de l'ordre de 30 W. En plus des bénéfices sur la qualité de faisceau et la quantité de gain disponible, ils ont aussi été employés afin de réduire drastiquement la résistance thermique du composant.

Les composants sont réalisés dans la configuration décrite sur la figure V.1, qui montre également les indices de réfraction de chaque partie à une longueur d'onde de $4,7 \mu\text{m}$.

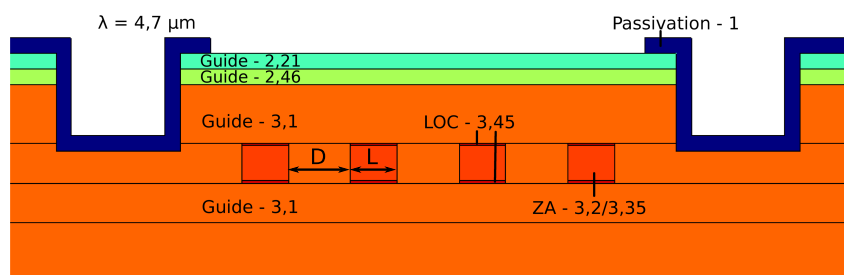


FIGURE V.1: Schéma de principe d'un μSQCL fonctionnant à $4,7 \mu\text{m}$, constitué de 4 éléments de $3 \mu\text{m}$ de large et espacés de $4 \mu\text{m}$. Les indices de réfraction de chaque partie sont également indiqués, pour cette longueur d'onde particulière.

Dans la pratique, les couches guidantes sont de l'InP dopé n, avec du silicium, le matériau de l'entre-stripe est de l'InP dopé p, avec du fer et la couche d'iso-

lation peut être soit du SiO_2 , soit du Si_3N_4 . Dans cette configuration, les modes optiques accessibles sont des combinaisons linéaires des modes optiques des rubans pris individuellement, on parle également de super-modes optiques.

Les premières études visant à expliquer le fonctionnement des lasers couplés reposaient sur la théorie de la diffraction, mais celle-ci ne permettait pas de prédire tous les super-modes. C'est la théorie des modes couplés qui a permis de tous les calculer [246]. Dans le cadre de cette théorie, le champ électrique d'un super-mode l évoluant dans la structure peut s'écrire [247, 248]:

$$\mathbf{E}^{(l)}(x, y, z) = \sum_{n=1}^N a_n^{(l)}(z) \mathbf{E}_n(x, y) \quad (\text{V.1})$$

où \mathbf{E}_n est le champ électrique du n^{eme} élément pris individuellement et les a_n sont les coefficients de pondération. Dans l'approximation où seuls les plus proches voisins sont couplés entre eux, et que ce couplage ne dépend pas des rubans considérés, la théorie des modes couplés permet d'avoir une expression analytique de ces coefficients. Pour le super-mode (l), en séparant le terme de propagation, de constante β_l , on a :

$$a^{(l)} = \left[a_n^{(l)} \right] \exp(i\beta_l z) \quad (\text{V.2})$$

Nous nous intéressons par la suite principalement à la composante non-propagative du champ qui s'écrit :

$$a_n^{(l)} = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sin\left(\frac{nl\pi}{N+1}\right) \quad (\text{V.3})$$

Par exemple, pour un réseau de 3 rubans, on trouve trois super-modes dont les coefficients sont :

$$a^1 = \begin{pmatrix} 1/2 \\ 1/\sqrt{2} \\ 1/2 \end{pmatrix}, \quad a^2 = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 0 \\ -1/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad a^3 = \begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/\sqrt{2} \\ 1/2 \end{pmatrix} \quad (\text{V.4})$$

La théorie des modes couplés permet également d'obtenir l'expression du champ lointain F selon l'angle θ [249, 250]:

$$F(\theta) = |E(\theta)|^2 I(\theta) \quad (\text{V.5})$$

où $E(\theta)$ est l'amplitude du champ lointain pour un seul élément du réseau et $I(\theta)$ est la "fonction réseau" qui traduit le couplage des rubans entre eux. Elle peut s'écrire :

$$\begin{aligned} I(\theta) &= \left| \sum_{n=1}^N a_n^{(l)} \exp(-ik_0 D \sin(\theta)) \right|^2 \\ &= I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{(N+1)u}{2} + \frac{l\pi}{2}\right)}{\left(\sin^2\left(\frac{u}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{l\pi}{2(N+1)}\right)\right)^2} \end{aligned} \quad (\text{V.6})$$

où $u = k_0 D \sin(\theta)$, avec k_0 le nombre d'onde dans le vide, et D la distance entre deux éléments, et I_0 est une constante. Comme on le voit dans les équations V.1 et V.5, une condition nécessaire pour obtenir un champ lointain mono-lobe centré est que les éléments pris individuellement émettent sur le mode fondamental. Nous

forçons chaque élément à laser sur ce mode en prenant les rubans fins, $W < 4 \mu\text{m}$.

Dans le cas de la figure V.1, nous avons donc 4 super-modes différents possibles : TM00 pour lequel tous les rubans sont en phase (+ + + +), TM01 (+ + - -), TM02 (+ - - +) et TM03 pour lequel les rubans sont en opposition de phase (+ - + -). Ces modes sont représentés sur la figure V.2. Les modes TM00 et TM03 seront aussi appelés respectivement modes symétriques et anti-symétriques et sont d'un intérêt tout particulier comme nous le verrons par la suite.

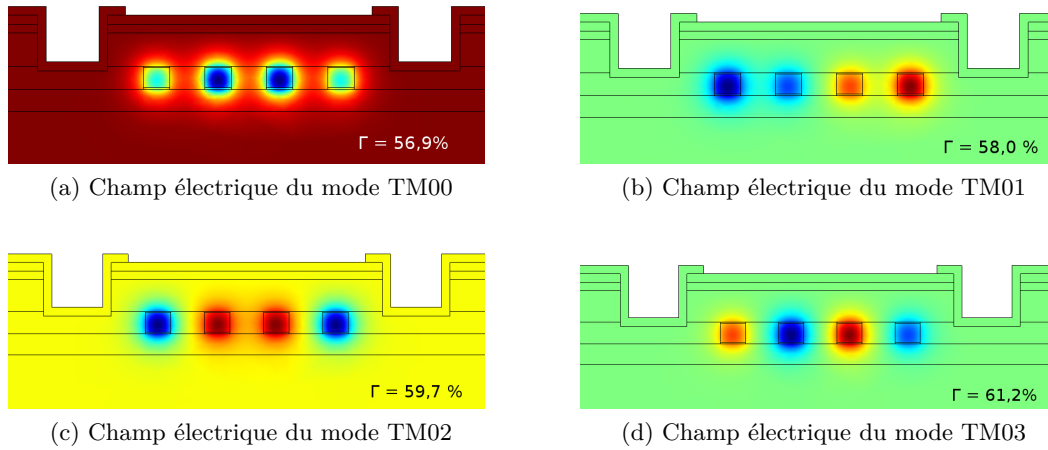


FIGURE V.2: Champs électriques des 4 super-modes pouvant être excités. Le recouvrement avec la zone active est indiqué pour chaque mode.

Une coupe horizontale des champs proches ainsi que les champs lointains correspondants sont représentés pour chacun des super-modes sur la figure V.3, respectivement sur les colonnes de gauche et de droite. Le champ lointain vertical est similaire à celui d'un laser à ruban unitaire.

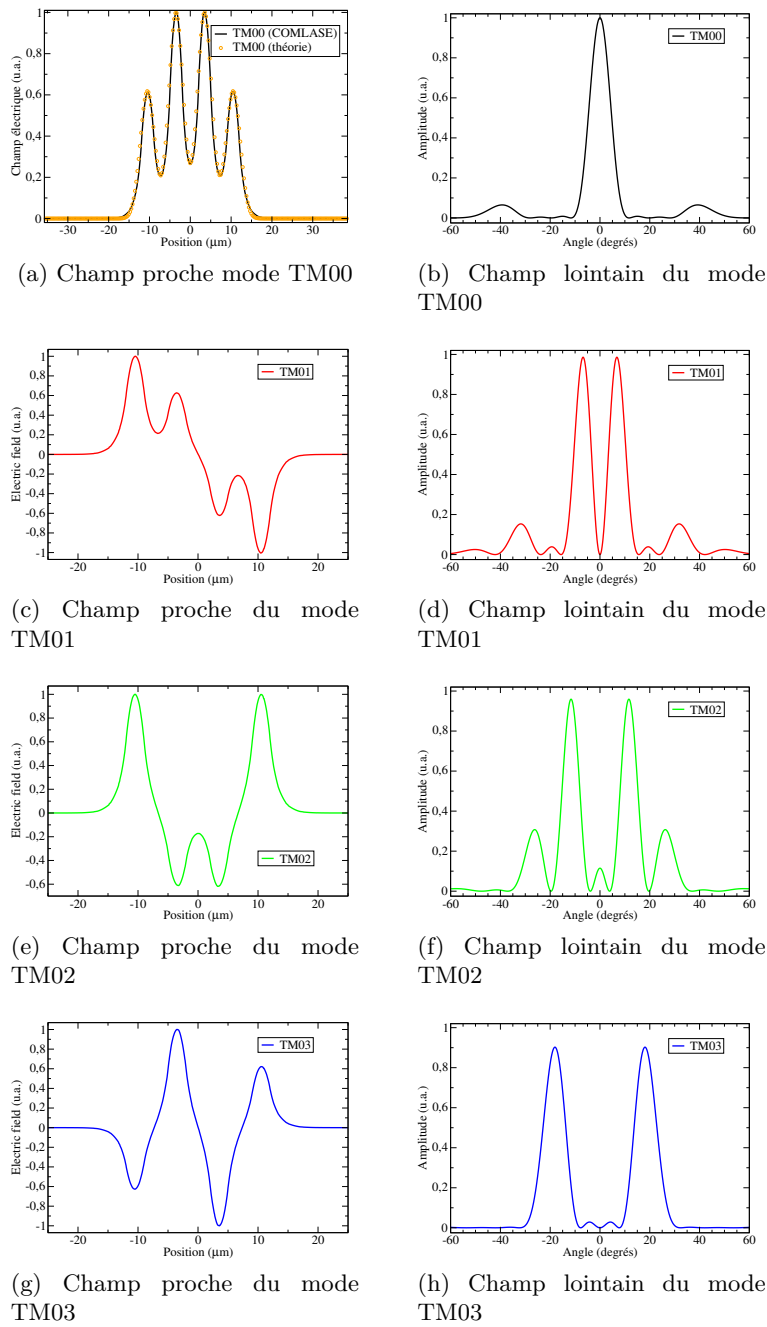


FIGURE V.3: Champs proches (colonne de gauche) et lointains (colonne de droite) horizontaux des super-modes du μ SQCL présenté à la figure V.1

On retrouve bien les résultats théoriques attendus. En effet, les valeurs appro-

chées des coefficients $a_n^{(l)}$ sont :

$$\begin{aligned} a^1 &= 0,6015 \begin{pmatrix} 0,6180 \\ 1 \\ 1 \\ 0,6180 \end{pmatrix}, & a^2 &= 0,6015 \begin{pmatrix} 1 \\ 0,6180 \\ -0,6180 \\ -1 \end{pmatrix}, \\ a^3 &= 0,6015 \begin{pmatrix} 1 \\ -0,6180 \\ -0,6180 \\ 1 \end{pmatrix}, & a^4 &= 0,6015 \begin{pmatrix} 0,6180 \\ -1 \\ 1 \\ -0,6180 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{V.7})$$

En choisissant la valeur des coefficients ainsi calculées, on parvient parfaitement à ajuster les courbes avec l'équation V.1, en prenant un champ gaussien pour les éléments individuels. La courbe de régression choisie est :

$$E_{fit}(x) = \sum_{i=1}^4 a_i^{(l)} \exp\left(-\frac{(x-x_i)^2}{\sigma^2}\right) \quad (\text{V.8})$$

où les x_i et σ sont les variables d'ajustement. On impose la contrainte supplémentaire que σ ne dépende pas du micro-ruban car on s'attend à avoir le même mode pour les rubans pris séparément, comme ils ont tous la même largeur. Ce très bon accord entre les courbes analytiques et les simulations par éléments finis renforce notre confiance dans la précision des résultats obtenus avec COMLASE.

Le champ lointain du mode symétrique TM00 (figure V.3b) est celui qui est le plus intéressant car il permet de concentrer la majeure partie de la puissance dans un faisceau centré et peu divergent. Malheureusement, le mode anti-symétrique, ici TM03, est celui dont l'émission est favorisée car il présente le plus fort recouvrement avec la zone active, et donc le gain modal le plus grand comme on peut le voir sur la figure V.2d. Ce comportement n'est pas lié à notre exemple particulier, il est général à tous les composants à couplage par évanescence du champ. Le mode symétrique peut uniquement être favorisé en diminuant très fortement l'espacement entre les rubans, ce qui conduit à des architectures ne pouvant pas être réalisées en pratique. Il faudrait en effet espacer les micro-rubans de moins de 1 μm , et il serait alors impossible de remplir l'espace entre eux. Nous écartons donc ce cas de ce travail.

V.2.2 Fabrication des composants

Les micro-stripes sont d'abord gravés dans la plaque épitaxiée par voie sèche. On procède ensuite à une recroissance InP:Fe en HVPE pour remplir la zone entre les micro-rubans, de la même façon qu'expliquée dans la partie IV.3.2. On réalise donc également la gravure d'un macro-ruban en gravant l'InP:Fe par voie sèche, comme pour les lasers larges. Le macro-ruban est ensuite isolé électriquement avec un diélectrique, le contact métallique face-avant est déposé et les plots d'or électrolytique sont crus. Enfin, le substrat est aminci, le contact métallique face-arrière est déposé. Les QCLS sont ensuite clivés et débités avant d'être montés Down sur embase AlN.

Les précédents μSQCL réalisés avant cette thèse ne nécessitaient pas de graver un macro-ruban [85]. En effet, ils étaient recrus par MOVPE, ce qui donne des profils de recroissance plan.

Deux plaques ont été utilisées pour fabriquer ces composants, la ART439 et la ART1815, ayant respectivement un dessin fait pour laser à 8,2 μm et à 4,7 μm .

Dans la suite de cette partie, nous nous référerons aux lasers tels que définis par le tableau V.2.

Table V.2: Numéros, longueur d'onde et configurations géométriques des μSQCL s utilisés.

numéro	λ (μm)	Longueur (mm)	L (μm)	D (μm)	N
166	4,7	4	2	4	8
197	4,7	4	2	8	8
361	4,7	4	2	4	4
432	4,7	5	2	4	2
306	8,2	1	2	2	16

V.2.3 Résultats expérimentaux à 4,6 μm

Dans cette première partie, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à 4,6 μm . Dans un premier temps, nous mesurerons la résistance thermique des μSQCL ainsi réalisés. Nous rapporterons ensuite les performances optiques de ces composants, notamment leur puissance optique et leur qualité de faisceau.

Comparaison expérimentale et théorique de R_{th}

Dans un premier temps, afin de valider que la structuration en micro-rubans permet de dissiper plus efficacement la charge thermique, nous avons cherché à mesurer la résistance thermique des composants. Dans ce but, nous avons suivi la méthode de la comparaison des courbes IV en impulsif et en continu [74] sur deux échantillons. Les deux μSQCL mesurés ont 8 micro-rubans de 2 μm , espacés de 4 μm pour l'un et de 8 μm pour l'autre. On compare sur la figure V.4 les résultats expérimentaux avec la simulation.

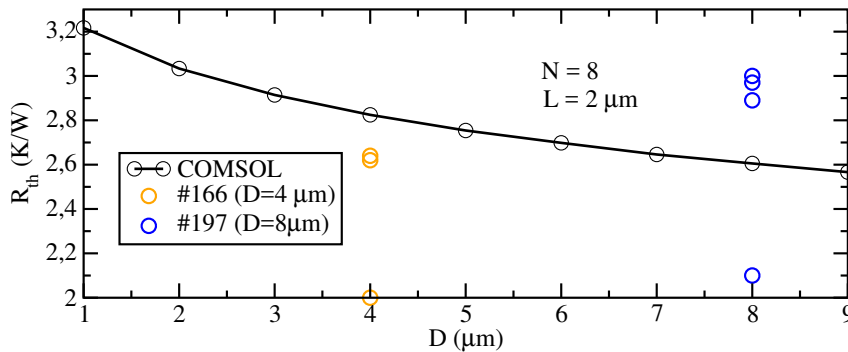


FIGURE V.4: Évolution de la résistance thermique en fonction de l'espacement entre les micro-rubans pour un composant avec $N = 8$, et $L = 2 \mu\text{m}$. Les points expérimentaux sont représentés par des cercles jaunes ($D = 4 \mu\text{m}$) et bleus ($D = 8 \mu\text{m}$).

Les résultats obtenus avec COMLASE pour des structures similaires sont affichés en noir. On mesure une résistance thermique comprise entre 2 et 2,6 K/W pour l'échantillon avec $D = 4 \mu\text{m}$ et entre 2,1 et 3 K/W pour $D = 8 \mu\text{m}$. Par la simulation, on trouve respectivement des résistances thermiques de 2,8 et 2,6 K/W. La forte dispersion des points mesurés est principalement liée à une lecture imprécise du courant et aux fluctuations de courant de la source de courant impulsionnel utilisée. Les données expérimentales nous permettent de valider la forte amélioration de la dissipation thermique prévue par la simulation pour les μSQCLs . Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, la résistance thermique de QCLs fait d'un ruban unique est de l'ordre de 8 à 12 K/W, la résistance thermique est donc réduite d'un facteur 3 à 4.

Performances optiques

Outre les performances thermiques, ces échantillons ont été caractérisés optiquement. Nous avons mesuré la puissance émise en PW, à 3% à des températures allant de 15°C à 40°C . La courbe PIV du laser #166 est représentée sur la figure V.5.

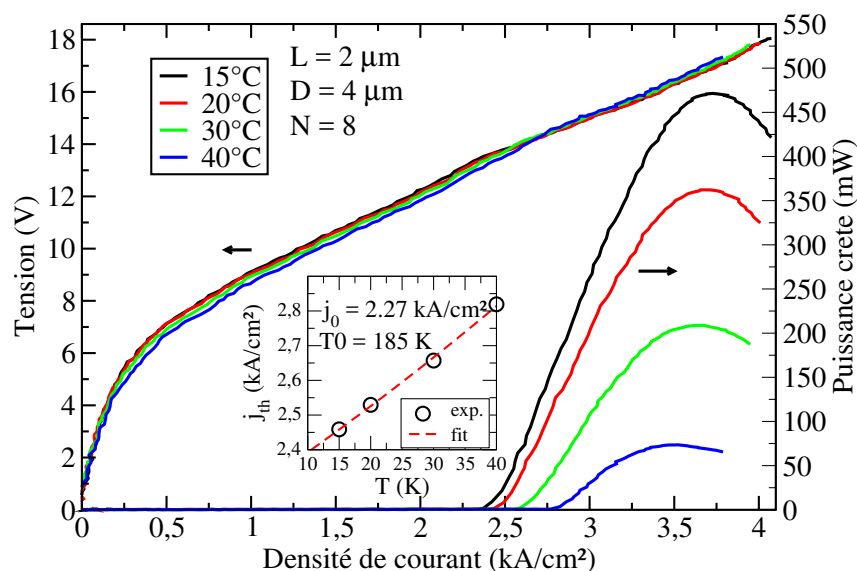


FIGURE V.5: Courbes caractéristiques du laser #166 à différentes températures. Le médaillon représente l'évolution de la densité de courant de seuil en fonction de la température, de laquelle on extrait T_0 et j_0 .

À 20°C on obtient une puissance crête supérieure à 350 mW. Le courant de seuil est de l'ordre de $2,5 \text{ kA/cm}^2$, ce qui est bon de manière générale et en comparaison à des lasers DT ayant le même dessin, typiquement de l'ordre de 2 kA/cm^2 . Le médaillon représente l'évolution de la densité de courant de seuil avec la température, de laquelle nous extrayons une température et une densité de seuil caractéristique de 185 K et $2,27 \text{ kA/cm}^2$.

Le champ lointain en trois dimensions a ensuite été mesuré en plaçant les composants au centre de rotation un bras doublement-motorisé, selon l'horizontal et la verticale. Le champ lointain vertical montre une divergence similaire à celle de lasers DT équivalents. Ce résultat est attendu car on ne modifie pas la distribution

verticale du champ à la facette. Les champs lointains horizontaux des μ SQCL #361 et #432 sont représentés sur la figure V.6.

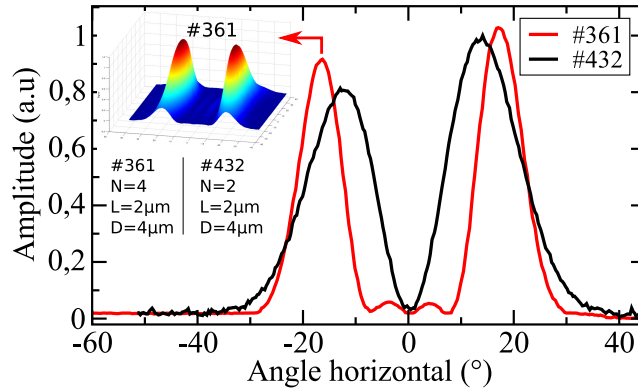


FIGURE V.6: Champs lointains horizontaux des lasers #361 et #432. Le médaillon représente le champ lointain en 3D du laser #361.

Les champs lointains correspondent à ceux prédits par la théorie. On retrouve notamment que le nombre de lobes secondaires est égal à $N-2$ et que la FWHM est inversement proportionnelle à N . L'asymétrie des deux lobes principaux est liée à un défaut d'alignement du banc de mesure.

V.2.4 Résultats expérimentaux à 8,2 μm

Nous avons également caractérisé les μ SQCL issus de la plaque ART439. Ceux-ci ont néanmoins présenté des performances plus faibles qu'attendues. Les courbes caractéristiques PIV du laser #306 sont représentées sur la figure V.7.

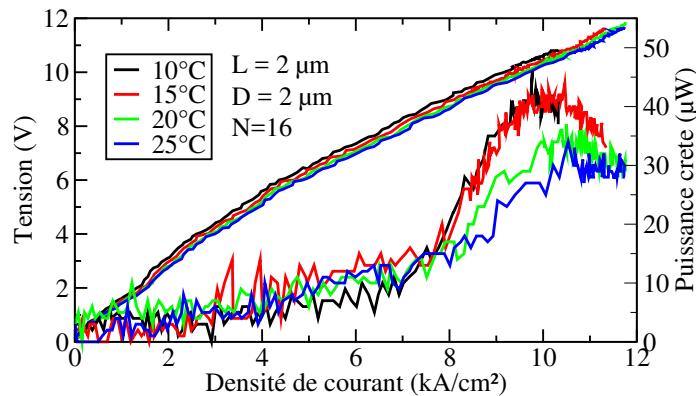


FIGURE V.7: Courbes caractéristiques du laser #306 pour des températures de 10°C à 25°C.

Les puissances observées sont faibles, de l'ordre de quelques dizaines de μW , et les courants de seuil élevés, de l'ordre de 7 kA/cm^2 . Nous pensons que ces performances peuvent s'expliquer par trois phénomènes.

D'une part, aux grandes longueurs d'onde, les dessins ont un gain plus faible et le recouvrement avec la zone active diminue, en comparaison avec les composants dans

la plage 4-5 μm . D'autre part, la qualité de la recroissance InP:Fe semble inférieure à celle de la ART1815. En effet, les courbes IV des μSQCL issus de la plaque ART439 sont moins redresseuses que celles des composants de la ART1815. De plus les courants de seuil sont élevés. Ces deux effets sont caractéristiques de courants de fuites au travers de l'InP:Fe. Enfin, les lasers ayant donné les meilleures performances sont ceux de plus courtes longueurs, 1 mm, alors que les longueurs optimales sont plutôt de 3 à 5 mm pour des lasers DT. Cela nous laisse penser que cette recroissance présente une plus grande quantité de défauts, la probabilité d'en avoir diminuant avec la longueur du laser. Enfin, il est possible que le super-mode subisse plus de pertes optiques sur les flancs du macro-rubans qu'à 4,7 μm . À 8,2 μm , le mode va plus s'étaler et ainsi être impacté plus fortement par la rugosité des flancs gravés dans l'InP:Fe. La gravure utilisée pour définir le macro-ruban est la même que pour faire les tranchées dans la zone active. Son procédé doit être optimisé pour réduire cette rugosité.

V.2.5 Conclusion

En conclusion de cette partie, nous avons démontré expérimentalement la possibilité de réaliser des μSQCL s à 4,7 μm de longueur d'onde. Il s'agit des premiers réseaux de QCLS couplés par évanescente du champ à notre connaissance dans la gamme spectrale 3-7 μm . Le profil bi-lobé du champ lointain montre que les micro-rubans sont bien couplés entre eux.

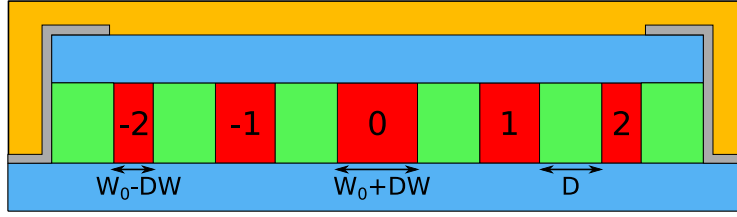
Les performances des μSQCL réalisés à 8,2 μm ne sont pas aussi bonnes qu'espérées en terme de puissance optique et de courant de seuil. Des études plus approfondies devront être menées pour identifier les points les limitant. Les pistes de recherche sont le dimensionnement des micro-rubans pour avoir un recouvrement Γ_{ZA} suffisant, la qualité de la recroissance InP:Fe et la rugosité des flancs du macro-ruban.

Enfin, le profil d'émission bi-lobé des μSQCL uniformes est non désirable pour la majeure partie des applications. Nous avons donc cherché à proposer des solutions pour obtenir un profil mono-lobé, centré, le moins divergent possible. Deux nouvelles méthodes de structuration de la zone active ont été étudiées, les μSQCL non-uniformes et à antiguidage. Elles sont présentées respectivement dans les parties [V.3](#) et [V.4](#).

V.3 Couplage évanescent de micro-rubans non-uniformes

Pour éviter une émission bi-lobé et revenir à un profil de champ lointain mono-lobé et centré, une solution envisagée est d'utiliser des rubans dont la largeur décroît du ruban central vers les extrémités, comme cela a été étudié dans le proche-infrarouge [251]. Des approches reposant sur une variation de l'espacement entre les rubans ont été étudiées dans le proche-infrarouge [252] mais se sont montrées moins efficaces pour discriminer le mode symétrique qu'une non-uniformité dans la largeur du ruban [253].

Comme nous le verrons, il faut utiliser un nombre impair de micro-rubans pour pouvoir obtenir le super-mode symétrique. Nous nous plaçons dans ce cas par la suite. Pour cette partie, nous utilisons la nomenclature de la figure [V.8](#).

FIGURE V.8: Schéma de μ SQCL non-uniforme et définition du paramètre DW .

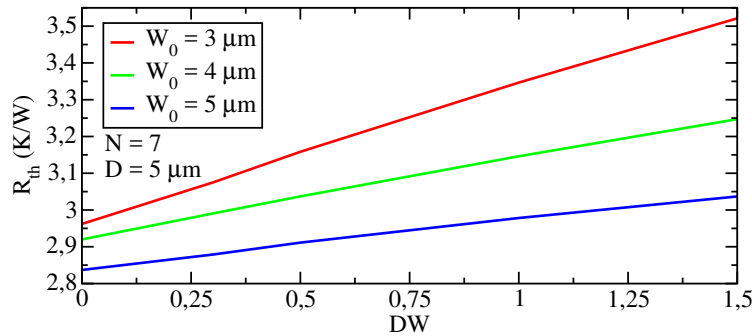
Chaque ruban est numéroté à partir de 0 pour le ruban central dans le sens positif de gauche à droite. Pour un total de N rubans, ils sont donc numérotés de $-\frac{N-1}{2}$ à $\frac{N-1}{2}$. La largeur de chaque ruban W_i^p est choisie telle que :

$$W_i^p = -\frac{4DW}{(N-1)^p}i^p + W_0 + DW, \quad i \in \left[-\frac{N-1}{2} \dots \frac{N-1}{2}\right] \quad (\text{V.9})$$

On retrouve bien que le ruban central fait $W_0 + DW$ et les rubans extrêmes $W_0 - DW$, p donne la vitesse de décroissance de la largeur. Par défaut, on se placera dans le cas de variation linéaire, $p = 1$. Des simulations ont été réalisées pour $p > 1$, sans montrer de comportements fondamentalement différents du cas linéaire.

V.3.1 Étude thermique

Il est important dans un premier temps de vérifier que l'utilisation des μ SQCLs non-uniformes permet bien de réduire la résistance thermique du composant, ce qui est leur but premier. Il est également important de comparer la résistance thermique entre les μ SQCLs uniformes et non-uniformes. Nous représentons sur la figure V.9, la résistance thermique de μ SQCL avec 7 micro-rubans espacés de $D = 5 \mu\text{m}$ en fonction du facteur de non-uniformité DW pour des rubans de 3, 4 et 5 μm .

FIGURE V.9: R_{th} fonction de DW pour différentes configurations.

Pour toutes les largeurs de ruban, la résistance thermique augmente avec DW . Ainsi pour $W_0 = 3 \mu\text{m}$, elle passe de 2,96 à 3,52 K/W entre le cas uniforme ($DW = 0 \mu\text{m}$) et le cas où $DW = 1,5 \mu\text{m}$. Cette augmentation peut s'expliquer par deux phénomènes. D'une part, la largeur totale effective $W_{tot} = \sum_i W_i^p$ est inférieure à celle dans le cas uniforme $W_{tot}^{unif} = NW_0$. Comme nous l'avons vu dans le cha-

pitre III.18, la résistance thermique diminue avec la largeur du ruban dans le cas d'un laser DT, auquel s'apparente le macro-ruban.

D'autre part, lorsque DW devient grand, la largeur du ruban central devient beaucoup plus grande comparé à W_0 . Elle passe ainsi de 3 à 4,5 μm pour $DW = 1,5 \mu\text{m}$. On perd alors l'avantage des micro-rubans qui doivent être suffisamment étroit pour dissiper la chaleur efficacement.

Malgré cette augmentation de la résistance thermique, celle-ci restent néanmoins plus faible que les QCLS mono-rubans d'un facteur 1,5 à 2. Les μSQCLS sont donc une solution intéressante d'un point de vue de la dissipation de la charge thermique.

V.3.2 Filtrage du mode optique fondamental

En plus des bonnes qualités thermiques de ces composants, il faut maintenant s'assurer qu'ils peuvent opérer sur un mode offrant une émission mono-lobes. Dans ce but, nous avons calculé le recouvrement des super-modes avec chaque micro-ruban Γ_{ZA}^i , desquels on obtient le recouvrement avec la zone active dans son ensemble $\Gamma_{ZA} = \sum_i \Gamma_{ZA}^i$.

On représente sur la figure V.10 les modes symétriques et anti-symétriques calculés dans le cas uniforme et non-uniforme pour $N = 7$ micro-rubans.

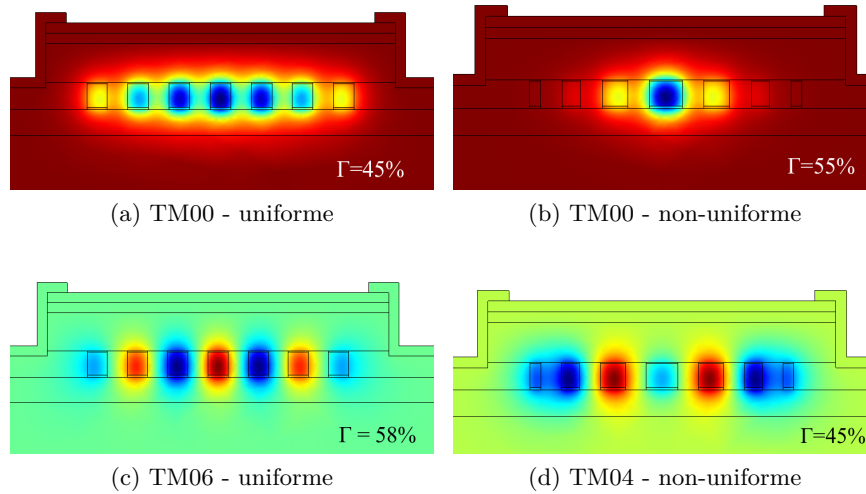


FIGURE V.10: Illustration du principe de filtrage des modes d'ordre supérieur dans les μSQCL non-uniformes, comparaison d'un dispositif avec $N=7$ dans le cas uniforme et non-uniforme.

On retrouve que le mode anti-symétrique est favorisé dans le cas uniforme ($\Gamma_{sym}^{unif} = 45\% < 58\% \Gamma_{anti}^{unif}$). Dans le cas non-uniforme, on bascule les tendances, le mode symétrique est maintenant le mode présentant le plus grand recouvrement avec la zone active ($\Gamma_{sym}^{n-unif} = 55\% > 45\% \Gamma_{anti}^{n-unif}$).

Afin de pouvoir dimensionner les structures non-uniformes, la variation des recouvrements pour chaque mode a été simulée en faisant varier DW . Un exemple de

résultats obtenus pour $N = 11$, $W_0 = 3 \mu\text{m}$, et $D = 5 \mu\text{m}$ est représenté sur la figure V.11, en faisant varier DW de $0 \mu\text{m}$ (cas uniforme) à $1,5 \mu\text{m}$.

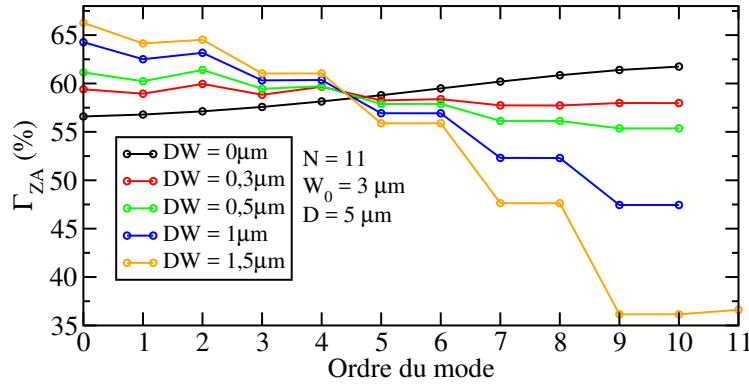


FIGURE V.11: Recouvrement Γ_{ZA} pour chaque mode pour DW variant de $0 \mu\text{m}$ (cas uniforme) à $1,5 \mu\text{m}$.

Dans le cas où $DW = 0 \mu\text{m}$, on est dans la situation des μSQCLs uniformes et on retrouve que le mode anti-symétrique est favorisé. Une différence dans Γ_{ZA} de l'ordre de 1% suffit à sélectionner un mode par rapport à un autre. En effet, Γ_{ZA} croît régulièrement avec l'ordre du mode, de 56,6% pour le mode fondamental, à 61,7% pour le mode anti-symétrique. Dès que le paramètre de non-uniformité est non-nul, plusieurs phénomènes apparaissent.

D'une part, le mode anti-symétrique est toujours défavorisé par rapport au mode symétrique. En effet, même pour le DW le plus faible, de 3%, le mode fondamental a maintenant un $\Gamma_{ZA} = 59,4\%$ alors que celui du mode anti-symétrique chute à 58,0%. Cette différence augmente avec le facteur DW jusqu'à atteindre $\Delta\Gamma_{ZA} = \Gamma_{ZA}^{sym} - \Gamma_{ZA}^{anti} = 29,4\%$.

D'autre part, on remarque que les modes pairs sont favorisés par rapport à leur modes voisins impairs :

$$\Gamma_{ZA}^{2i} = \max(\Gamma_{ZA}^{2i-1}, \Gamma_{ZA}^{2i+1}) \quad (\text{V.10})$$

Cela s'explique par le fait que les modes impairs présentent une annulation du champ dans le ruban central, alors que c'est l'endroit où le ruban, et donc la zone de fort indice, est plus large. Le problème qui se pose alors est de pouvoir discriminer le mode fondamental, non plus du mode anti-symétrique, mais du mode pair TM_{02} qui le suit, comme on le voit sur la figure. En effet, pour $DW = 0,3 \mu\text{m}$, on a $\Gamma_{\text{TM}_{00}} = 59,4\% < 60,0\% \Gamma_{\text{TM}_{02}}$, c'est donc le mode TM_{02} qui va être favorisé. De plus, dans ce cas, les Γ_{ZA} de tous les modes sont très proches, le fonctionnement modal sera donc instable, et le champ lointain dégradé. On retrouve un filtrage suffisant du mode fondamental avec $DW = 1 \mu\text{m}$, pour lequel $\Gamma_{\text{TM}_{00}} = 64,3\% > 63,2\% \Gamma_{\text{TM}_{02}}$.

Évolution du champ lointain

Nous avons montré dans la partie V.3.2 que le mode fondamental peut être favorisé par rapport aux autres modes, et notamment le mode anti-symétrique qui occasionnait l'émission bi-lobe du QCL. Il faut donc vérifier la qualité du faisceau dans le cas de μSQCLs non-uniformes. Pour cela, le champ lointain selon l'axe horizontal

a été calculé avec COMLASE en faisant varier de la même façon les paramètres géométriques. Les champs lointains des modes fondamentaux correspondants aux cas de la figure V.11 sont affichés sur la figure V.12.

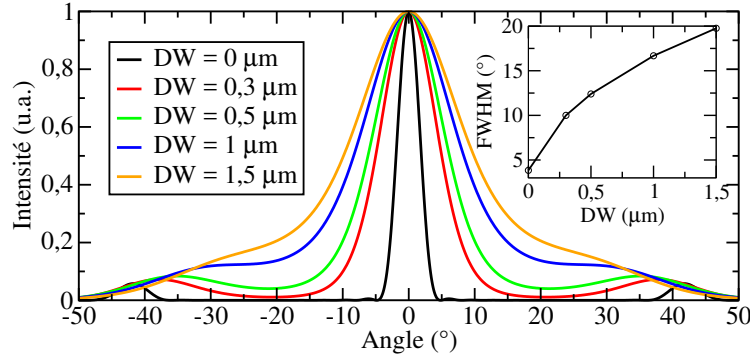


FIGURE V.12: Évolution du champ lointain en fonction du facteur de non-uniformité DW . Le médaillon représente la largeur à mi-hauteur (FWHM) extraite de ces courbes.

La largeur à mi-hauteur (FWHM) du champ lointain s'élargissant fortement avec DW , passant de $3,8^\circ$ pour des rubans uniformes à $19,8^\circ$. À titre de comparaison, les lasers larges de la partie IV.3 avaient une longueur d'onde et une largeur totale proche des cas simulés et présentaient une FWHM de l'ordre de 10 à 15° . Si le paramètre DW est trop grand, on risque donc une dégradation du faisceau par rapport à un laser large qui émettrait sur son mode fondamental, ce qui reste difficile à obtenir. La FWHM reste meilleur que les QCLs de puissance usuels, ayant un ruban de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, et qui ont une FWHM de l'ordre de 25 à 35° .

Outre l'élargissement du lobe central, on remarque que les lobes latéraux, qui sont négligeables dans le cas uniforme, deviennent de plus en plus forts et larges, et se rapprochent du lobe central. Cela vient réduire la puissance utile, qui correspond à la fraction de puissance sur le lobe central sur la puissance émise totale.

Recouvrement individuel et total du mode avec les stripes

Dans la partie V.3.2, nous avons abordé le fonctionnement optique des μSQCLs non-uniformes en considérant le recouvrement du champ électrique avec l'ensemble de la zone active, I_{ZA}^{tot} . Celui-ci peut être décomposé en la somme des recouvrements sur chaque micro-rubans, I_{ZA}^i tel que :

$$I_{ZA}^{tot} = \sum_i I_{ZA}^i \quad (\text{V.11})$$

Les I_{ZA}^i ont été calculés pour l'exemple de μSQCL ayant $N = 7$ micro-rubans représenté sur la figure V.10b, pour plusieurs valeurs du facteur DW . Les résultats obtenus sont récapitulés sur la figure V.13.

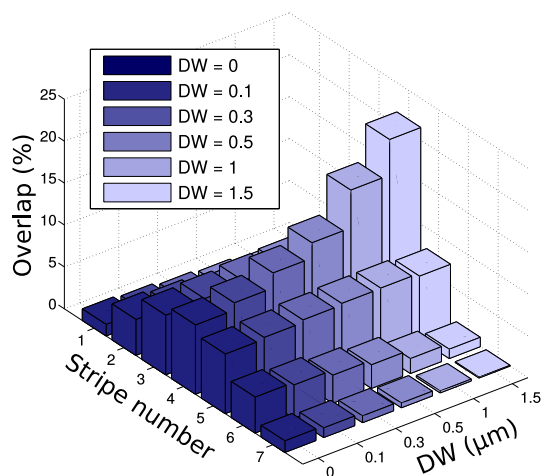


FIGURE V.13: Recouvrement du mode sur chaque stripe pour différents facteur de non-uniformités DW .

Lorsque le facteur DW augmente, on concentre le champ sur les micro-rubans centraux. Ainsi, lorsque $DW = 1,5 \mu\text{m}$, les trois micro-rubans centraux concentrent 94% du champ qui se recouvrent sur l'ensemble des rubans. Les rubans périphériques ne participent plus à l'émission stimulée et le courant qui y est injecté ne contribue pas à une augmentation de la puissance. Il est perdu et le rendement à la prise est réduit.

Il est possible d'isoler les rubans externes qui ne contribuent pas à l'effet laser afin de remonter le rendement à la prise. Néanmoins, le nombre de rubans prenant part à l'émission stimulée reste limité, le mode restant très localisé dans les rubans centraux. Or, dans le but d'obtenir une zone active de grande largeur effective pour produire de fortes puissance, il est nécessaire d'en avoir un plus grand nombre.

V.3.3 Conclusion

En conclusion de cette partie, nous avons montré que l'utilisation de μSQCLs non-uniformes permettait de faire fonctionner le laser sur le mode fondamental, symétrique tout en gardant une dissipation thermique plus efficace que les QCLs unitaires.

Cependant, en comparaison des μSQCLs uniformes, ceux-ci présentent un mode fondamental plus divergent et un rendement à la prise fortement diminué. De plus, il est impossible d'utiliser un grand nombre de micro-rubans dans cette configuration. Enfin, il faut contrôler les épaisseurs des micro-rubans avec une précision de l'ordre de la centaine de nanomètres. Cela impose de fortes contraintes sur le masque de lithographie ainsi que sur les techniques de fabrication qui viennent augmenter les coûts de production.

Ces raisons font que ce ne sont pas des bons candidats pour les QCLs de très fortes puissances, tout en restant intéressant pour des applications moyenne puissance. On peut effectivement concevoir des structures où le champ se recouvrement sur 5 micro-rubans ayant une largeur d'environ $2,5 \mu\text{m}$, ce qui donnerait une largeur effective de $12,5 \mu\text{m}$. Par comparaison aux composants à ruban unique caractérisés, on peut donc espérer des puissances de sorties de l'ordre de 1 W.

V.4 Couplage par antiguidage

Une autre méthode pour favoriser le mode fondamental et forcer une émission mono-lobes est de coupler les micro-rubans par antiguidage, comme cela a été démontré dans le proche infrarouge [254], et pour les QCLs en 2015 [239]. Dans cette partie, nous présenterons une méthode innovante pour parvenir à une émission mono-lobes par la réalisation d'antiguide à base de silicium amorphe (a-Si).

Dans un premier temps, nous expliquerons ce que sont les modes de fuite (leaky-waves) qui apparaissent dans des antiguides ainsi que les avantages à les utiliser en comparaison des modes évanescents.

Dans un deuxième temps, nous récapitulerons les paramètres qui entrent en jeu dans le but de choisir le matériau constitutif des antiguides. Nous montrerons pourquoi le a-Si est un matériau remplissant ce cahier des charges, en nous appuyant notamment sur une mesure expérimentale de ses propriétés.

Dans un troisième temps, nous dresserons des règles de conception permettant de dimensionner des réseaux des μ SQCL à antiguidage. La longueur d'onde de fuite sera définie et sa dépendance à la largeur des micro-rubans rappelée. Nous verrons que le fait d'utiliser des modes de fuite permet de choisir le super-mode favorisé, entre le symétrique et l'anti-symétrique, en changeant l'espacement entre les rubans. De même, nous verrons que les pertes latérales permettent de filtrer de façon additionnelle l'un ou l'autre super-mode.

Enfin, nous présentons la faisabilité technologique de ces composants. En particulier, nous étudierons la possibilité de remplir des espaces micrométriques par le a-Si ainsi que les méthodes permettant de le graver.

V.4.1 Modélisation de l'antiguide

Principe des ondes de fuite

Dans le cas d'un guide d'onde individuel, le matériau de gaine a le plus souvent un indice de réfraction n_{gaine} plus faible que celui du cœur, $n_{cœur}$ qu'il entoure. On a alors une propagation guidée du mode optique, celui-ci ayant un champ qui décroît exponentiellement dans la gaine. Ce cas est représenté sur la figure V.14.

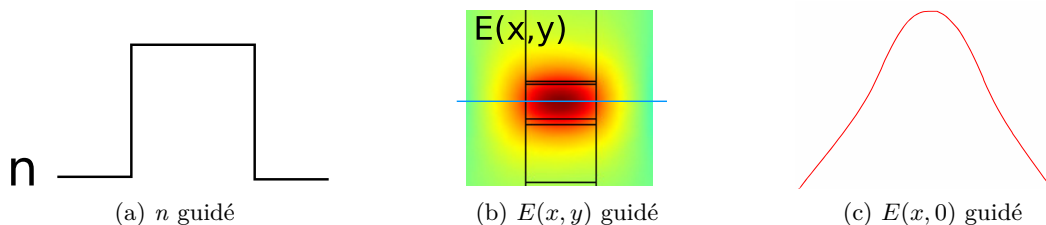


FIGURE V.14: Indice de réfraction (V.14a, profil 2D du champ électrique (V.14b) ainsi que de sa section au milieu de la zone active (V.14c) dans le cas guidé.

Il s'agit du cas des μ SQCL couplés par évanescence du champ où le couplage est assuré par la superposition de la queue de l'exponentielle décroissante avec les rubans voisins.

Cependant il est également possible de choisir une gaine avec un indice de réfraction plus élevé que celui du cœur. Les modes qui sont alors solutions des équations de Maxwell sont les modes dits antiguidés, ou de fuite. Dans ce cas, le champ est toujours sinusoïdal dans le cœur, comme dans le cas des modes guidés, mais il l'est également dans la gaine, comme cela est représenté sur la figure V.15.

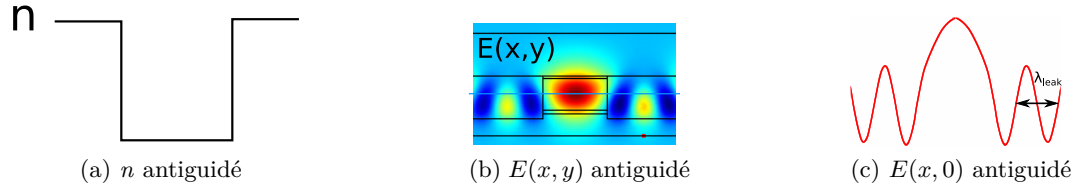


FIGURE V.15: Profils de l'indice de réfraction (V.15a), du champ électrique 2D (V.15b) et de sa section au milieu de la zone active (V.15c) dans le cas antiguidé.

La longueur d'onde spatiale des oscillations dans la gaine est notée par la suite λ_{leak} .

Avantages comparatifs du guidage et de l'antiguillage

Dans le cas d'un ruban ou d'un guide d'onde unique, on cherche à n'avoir que les modes guidés. En effet, la partie oscillante du champ dans la gaine est perdue. Dans le cas où $n_{gaine} \approx n_{cœur} = n$, les pertes par radiations latérales autour d'un cœur de largeur W peuvent s'écrire [209]:

$$\alpha_R = \frac{(l+1)^2 \lambda^2}{W^3 n \sqrt{n \Delta n}} \quad (\text{V.12})$$

où l est le numéro de mode latéral, et $\Delta n = n_{gaine} - n_{cœur}$.

Cependant, dans le cas où l'on souhaite coupler plusieurs guides optiquement, les modes de fuites sont particulièrement intéressants. En effet, le couplage évanescent des rubans ne permet qu'un couplage entre plus proches voisins, on parle de couplage en série, ce qui limite le nombre d'émetteurs utilisés [236]. De plus, si l'on veut améliorer le couplage, il impose de faire des rubans les plus proches possible, ce qui en complexifie, voire en rend impossible, la fabrication.

D'autre part, comme nous le verrons plus en détail dans la partie V.4.3, le couplage par antiguidage fait résonner séquentiellement les modes symétriques et anti-symétriques lorsque que l'on augmente l'espacement D entre les rubans. D devient dès lors un degré de liberté supplémentaire pour favoriser, ou non, le mode symétrique qui permet d'obtenir un faisceau mono-lobé.

V.4.2 Choix du matériau pour l'antiguide

La seule réalisation de réseau de QCLs couplés par antiguidage aujourd'hui rapportée dans la littérature [239] repose sur une structure complexe dont l'antiguide est issu d'une double recroissance InP:Fe/InGaAs, auquel est ajouté un filtrage modal supplémentaire par pertes métalliques. Le fait d'utiliser deux recroissances cristallines rendent la fabrication très coûteuse et peu reproductible en comparaison

des procédés usuels de fabrication des QCLs. Les filtrages par pertes métalliques viennent également diminuer le gain modal.

Nous avons donc cherché un matériau plus souple pouvant permettre la fabrication de réseaux de QCLs antiguidés. Celui-ci doit répondre à un cahier des charges comportant plusieurs critères, dans l'ordre d'importance :

- son indice de réfraction doit être plus élevé que celui de la zone active comme vu dans la partie V.4.1. Il s'agit de la condition *sine qua non* pour avoir des modes de fuites.
- il doit être isolant électrique afin de ne pas court-circuiter la zone active ou d'introduire des courants de fuites. Ceux-ci augmenteraient l'échauffement ce qui réduirait les performances, et feraient chuter le rendement à la prise.
- il doit permettre un drain suffisant de la charge thermique.
- il doit permettre une fabrication à bas coût et reproductible.
- il doit introduire le moins de pertes optiques possibles afin de réduire la diminution du gain modal.
- il ne doit pas introduire de contraintes mécaniques qui dégraderaient le vieillissement du composant.

Le a-Si est un bon candidat sur tous ces points. En effet, ses propriétés optiques ont été mesurées indirectement par ellipsométrie de Mueller, comme expliqué dans la partie III.1. Elles sont représentées sur la figure III.5. Comme on peut le voir, son indice de réfraction est toujours supérieur à celui de la zone active. En effet, la zone active a un indice pouvant varier de 3,15 à 3,35 alors que l'indice du a-Si est toujours plus grand que 3,5. On a $\Delta n = n_{Si} - n_{za} > 0,15$ ce qui constitue une très grande différence d'indice. À titre de comparaison, pour les réseaux antiguidés de diodes dans le proche infrarouge, les plus grands Δn sont de l'ordre de 2 à 5×10^{-2} au maximum [209]. Cela garantit donc une bonne stabilité du mode face aux effets thermiques ou de porteurs sur l'indice.

Néanmoins, le a-Si présente un fort pic d'absorption à 5 μm . Cependant, la mesure a été faite avec les premiers essais de dépôt de a-Si. Nous pensons qu'il est possible d'améliorer la qualité du matériau par recuit ou en optimisant les conditions de dépôt. Ce pic d'absorption laisse la possibilité de réaliser des μSQCLs antiguidés hors de la fenêtre 4,7-5,3 μm .

Afin de s'assurer que le a-Si est assez isolant pour notre application, nous avons cherché à mesurer sa courbe caractéristique. Pour cela, nous avons gravé des cylindres de a-Si sur InP dopé n ($n \approx 10^{17} - 10^{18} \text{cm}^{-3}$), ayant une hauteur h de 2 μm et un diamètre variable allant jusqu'à $d = 190 \mu\text{m}$. Le dessus des cylindres et la face arrière du substrat d'InP ont été métallisés. Des tensions allant jusqu'à 40 V sont ensuite appliquées, et on mesure le courant. Pour une tension de 40 V, celui-ci est inférieur à la précision de la sonde de courant, qui est d'environ 1 mA. On obtient alors que la résistivité de la couche de a-Si est supérieure à :

$$\rho_{min} = \frac{U}{I} \frac{\pi(d/2)^2}{h} \quad (\text{V.13})$$

On trouve que la résistivité du a-Si est au moins de l'ordre de $10^3 \Omega\cdot\text{m}$. Cela signifie que les courants de fuites au travers du a-Si sont largement inférieurs à 1% du courant total injecté, ce qui est suffisant.

D'autre part, il est facile de déposer du a-Si en comparaison d'une recroissance cristalline. De plus, les bâtis utilisés permettent de passer beaucoup de plaques en

même temps, typiquement de 3 à une dizaine. Ces avantages réduisent les coûts de production, et augmentent la reproductibilité des procédés de fabrication. Les contraintes mécaniques induites par le a-Si n'ont pas été mesurées, cependant nous nous attendons à ce qu'elles soient assez faibles étant donné qu'il ne s'agit pas d'un matériau cristallin.

En conclusion, nous avons donc choisi le a-Si pour réaliser les antiguides, en vertu de ses bonnes propriétés optiques, électriques et sa facilité de fabrication.

V.4.3 Conception des structures antiguidées

Maintenant que nous avons choisi le matériau des antiguides, nous pouvons concevoir les composants. Comme nous l'avons indiqué dans la partie V.4.1, les modes symétriques et antisymétriques entre en résonance les uns après les autres lorsque l'on augmente la distance D entre les micro-rubans.

Dans la suite de cette partie, nous utiliserons la nomenclature de la figure V.16

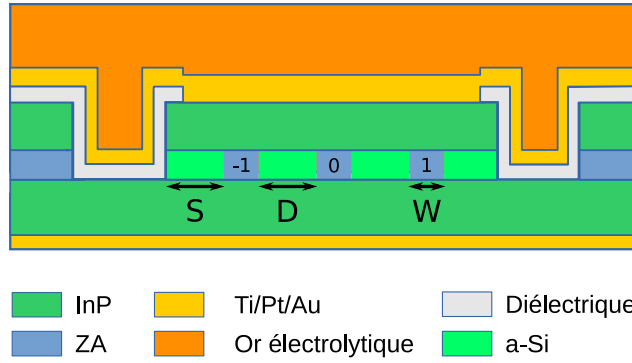


FIGURE V.16: Schéma d'un μ SQCL à antiguidage avec $N = 3$ rubans espacés de D . Les rubans aux extrémités sont espacés de S du macro-ruban.

Dimensionnement théorique de la longueur d'onde de fuite

Les super-modes symétriques et anti-symétriques vont entrer en résonance lorsque la longueur d'onde spatiale de fuite, λ_{leak} , est un semi-multiple de l'espacement :

$$D_{res} = \frac{m\lambda_{leak}}{2} \quad (V.14)$$

En effet, dans ce cas, les oscillations de fuite des modes des micro-rubans pris séparément vont vérifier les mêmes conditions de bords aux interfaces des rubans. À titre d'exemple, les 4 premiers super-modes d'un μ SQCL avec 4 micro-rubans sont représentés sur la figure V.17.

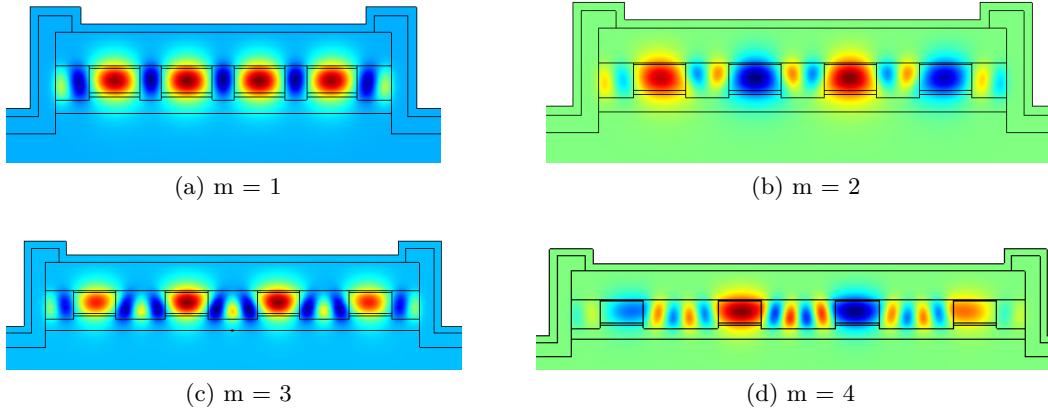


FIGURE V.17: Quatre premiers super-modes ($m=1$ à 4) d'un μ SQCL avec 4 micro-rubans.

D'une part, si m est pair, on va favoriser les modes anti-symétriques. Le fait qu'on ait un nombre entier d'oscillations va faire changer le signe du champ entre deux rubans voisins. D'autre part, si m est impair, on favorise le mode symétrique. On a dans ce cas un nombre entier d'oscillations, plus une demi-oscillation. Grâce à cette demi-oscillation supplémentaire, on force le champ électrique à être de même signe sur chaque micro-ruban.

La longueur d'onde de fuite peut s'écrire de la façon suivante [254]:

$$\lambda_{leak}(\lambda) = \frac{\lambda}{\sqrt{n_{Si}^2 - n_{ZA}^2 + \left(\frac{\lambda}{2W}\right)^2}} \quad (\text{V.15})$$

où λ est la longueur d'onde spectrale de la lumière émise, n_{Si} et n_{ZA} sont les indices de réfraction du a-Si et de la zone active.

La longueur d'onde de fuite λ_{leak} ainsi calculée pour une émission à $4,6 \mu\text{m}$ est représentée sur la figure V.18a en fonction de la largeur W des rubans et de l'indice du a-Si n_{Si} .

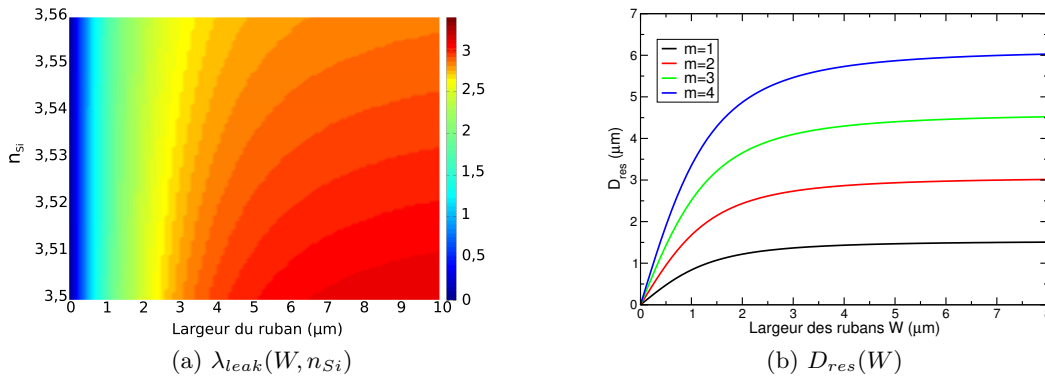


FIGURE V.18: Variation de D_{optim} avec la largeur du ruban W (V.18b) et de λ_{leak} en fonction de W et de l'indice du silicium amorphe n_{Si} (V.18a).

On remarque pour des rubans plus étroits que $2,5 \mu\text{m}$, λ_{leak} est quasiment in-

dépendant de l'indice du n_{Si} . Un manque de précision sur la mesure de n_{Si} n'aura donc pas d'impact sur la conception de la structure. Afin de conserver une bonne dissipation thermique, les rubans utilisés sont typiquement de 2 à 3 μm de large.

Les espacements entre les micro-rubans théoriques pour la résonance des 4 premiers super-modes sont représentés sur la figure V.18b en fonction de leur largeur. Les modes impairs, $m = 1$ et $m = 3$ sont les deux premiers modes symétriques alors que les modes pairs, $m = 2$ et $m = 4$, sont les deux premiers modes anti-symétriques. On remarque que pour des largeurs W supérieures à 4 μm , les espacements optimaux sont presque indépendants de W .

Nous nous situons typiquement dans le cas où $W = 2 \mu\text{m}$, et $\lambda = 4,6 \mu\text{m}$. On obtient alors une longueur d'onde de fuite de $\lambda_{leak} = 2,4 \mu\text{m}$. Les deux premiers modes symétriques sont alors résonants pour des espacements de 1,2 μm et 3,6 μm .

L'espacement entre les rubans, clef de voûte du design

Afin de pouvoir dimensionner plus précisément les μSQCLs antiguidés, nous avons simulé avec COMLASE l'ensemble des super-modes optiques en fonction de l'espacement inter-rubans pour différentes configurations. Un module de tri des super-modes a été implémenté pour pouvoir automatiquement récupérer le recouvrement Γ_{ZA} avec la zone active pour les modes symétriques et anti-symétriques.

Nous avons notamment fait varier le nombre N de rubans entre 4 et 16, leur largeur L entre 2 et 5 μm et la longueur d'onde optique émise entre 4 et 5 μm . Cette étude ayant été faite avant la mesure de l'indice optique du a-Si par ellipsométrie de Mueller, nous avons utilisé une valeur d'indice de 3,49, alors que nous l'avons mesuré par la suite entre 3,5 et 3,52. Cette différence ne devrait pas avoir un impact trop grand sur λ_{leak} d'après la partie précédente. L'indice de réfraction de la zone active est pris égal à 3,35. D'après la formule V.15, on obtient une longueur d'onde de fuite théorique $\lambda_{leak}^{theo}(4,5 \mu\text{m}) = 3,0 \mu\text{m}$ à 4,5 μm .

Un ensemble de résultats est représenté sur la figure V.19.

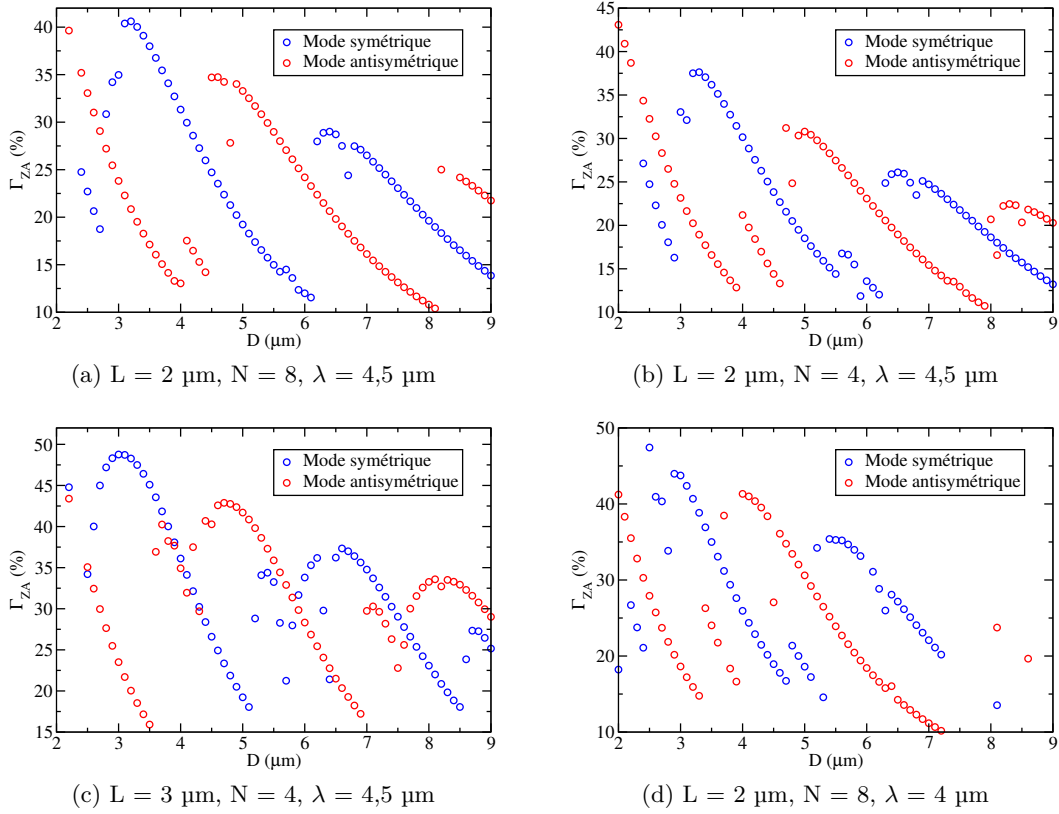


FIGURE V.19: Résonance séquentielle des modes symétriques (en bleu) et antisymétriques (en rouge) pour différents paramètres de structures et deux longueurs d'onde.

Le recouvrement Γ_{ZA} avec la zone active est assez faible dans les exemples affichés car la couche guidante supérieure a été prise comme une couche simple d'InP faiblement dopé. Les deux couches supérieures permettant de fortement confiner le mode par effet plasmon n'ont pas été ajoutées afin d'accélérer le temps de calcul. En effet, il faut demander à COMSOL de calculer un grand nombre de solutions, typiquement de l'ordre de 50 à 100 solutions, pour être sûr de trouver tous les modes dans le cas des μSQCLs antiguidés. Chacun point des courbes peut alors prendre un temps de calcul de l'ordre de 10 minutes. Nous avons vérifié que l'absence des deux couches guidantes fortement dopées ne vient que réduire le confinement et n'a pas d'impact au premier ordre sur la position des pics de résonance. Lorsqu'elles sont intégrées à la simulation, le recouvrement Γ_{ZA} à une longueur d'onde de $4,5 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 70 à 75%, ce qui est comparable avec les rubans unitaires.

D'autre part, on observe bien le comportement prédit par la théorie, les modes symétriques (en bleu) et anti-symétriques (en rouge) entrent en résonance séquentiellement, avec une longueur d'onde de fuite de $\lambda_{leak}^{simu}(4,5 \mu\text{m}) = 3,3 \pm 0,3 \mu\text{m}$ ce qui est en accord avec la formule théorique. Nous verrons dans la partie V.4.4 qu'un tel espacement est réalisable techniquement. Par ajustement des courbes, on voit que le recouvrement modal avec la zone active décroît inversement à l'espacement D :

$$\Gamma_{res}^m = \frac{\Gamma_0}{\alpha_1 + \alpha_2 D} \quad (\text{V.16})$$

où Γ_0 , α_1 et α_2 sont les variables d'ajustement. De plus, on retrouve que λ_{leak} augmente avec la largeur W et la longueur d'onde λ et qu'elle ne dépend pas au premier ordre du nombre de rubans N .

Enfin, en se plaçant proche de la résonance d'un mode symétrique, on calcule avec COMLASE le profil du champ proche et du champ lointain. Un exemple pour un composant ayant 10 micro-rubans de 3 μm espacés de 2 μm est représenté sur la figure V.20.

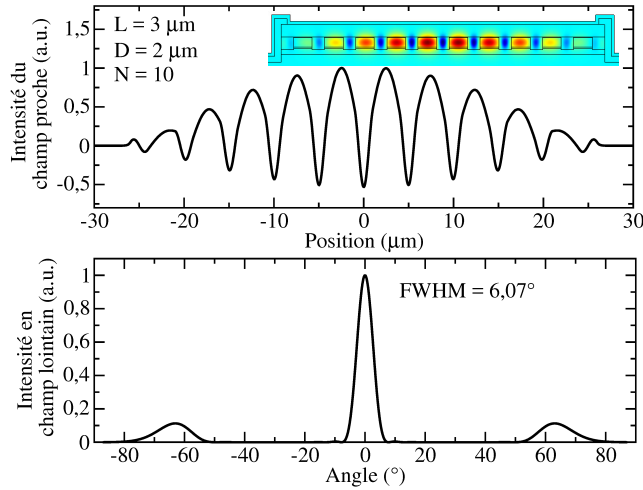


FIGURE V.20: Champ proche (figure du haut) et champ lointain (figure du bas), selon l'axe horizontal, d'un μSQCL à antiguidage comportant $N = 10$ micro-rubans de 3 μm et espacés de 2 μm . Le profil simulé sur COMLASE est affiché en médaillon du champ proche.

Le faisceau obtenu est très peu divergent, il présente une largeur à mi-hauteur de $FWHM = 6,07^\circ$ et la majeure partie de la puissance est contenu dans un lobe centré. Les lobes secondaires du champ lointain ont une intensité d'environ 10% par rapport à celle du lobe central. On retrouve le même comportement pour le premier mode symétrique pour toutes les configurations géométriques étudiées, lorsque l'on est proche de sa résonance.

Enfin, d'après les profils affichés sur la V.19, on voit qu'on a une tolérance d'environ 1 μm sur l'espacement entre les rubans pour choisir de faire résonner un supermode particulier. Par exemple, pour le cas de la figure V.19c, on voit que le mode symétrique est le mode sélectionné pour des espacements allant de 2,6 à 3,7 μm . Cela constitue un avantage majeur par rapport au μSQCL non-uniforme qui nécessite un contrôle plus précis de la largeur des rubans.

Filtrage par les pertes latérales

Nonobstant l'espacement entre les rubans, il faut également structurer l'ensemble des rubans couplés par antiguidage dans un macro-ruban, comme montré sur la figure V.16.

En effet, si l'on considère que du a-Si est de chaque côté des rubans, selon un plan semi-infini, le champ va osciller dans l'antiguide indéfiniment. Comme le super-

mode est d'énergie bornée, cela signifierait que l'ensemble du super-mode est perdu dans l'antiguide et que le recouvrement avec la zone active serait nul.

Afin de conserver un recouvrement du mode avec la zone active assez grand, on force l'arrêt des oscillations en gravant le a-Si de part et d'autre des micro-rubans aux extrémités, à une distance S . On définit ainsi une structure que l'on appelle macro-rubans, constituée de l'ensemble des micro-rubans. On retrouve ainsi sur les flancs du a-Si un matériau, typiquement un diélectrique ou de l'air, avec un indice de réfraction faible, inférieur à 2. Le super-mode se retrouve donc guidé latéralement dans ce macro-ruban.

Dans la partie précédente, nous avons fixé $S = D$. Le recouvrement Γ_{ZA} a été calculé en faisant varier S et D séparément. Les résultats obtenus sont affichés sur la figure V.21.

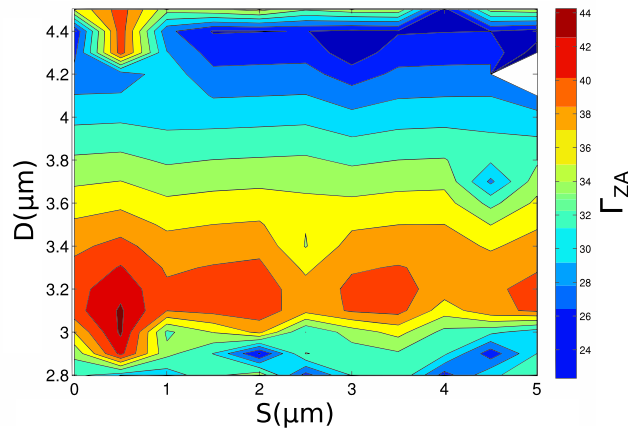


FIGURE V.21: Recouvrement avec la zone active en fonction de l'espacement D entre les rubans et S entre les rubans latéraux et le macro-ruban.

On observe que lorsque l'on se place à la résonance du mode symétrique ($D \approx 3,2 \mu\text{m}$) et que l'on fait varier S , on retrouve une variation pseudo-périodique.

Cela s'explique par le fait que l'on vient stopper les oscillations dans l'antiguide successivement à des ventres et à des nœuds du champ électrique. Lorsqu'on grave le macro-ruban au niveau d'un maximum du champ, on défavorise le super-mode en introduisant des pertes supplémentaires. Dans le cas contraire, si on le grave à un zéro du champ, la condition de bord est déjà remplie et le mode ne subit aucune perte additionnelle. On parle de filtrage par les pertes latérales.

Dans cette partie, nous avons donc montré comment dimensionner les μSQCLs à antiguidage pour favoriser soit le mode symétrique, soit le mode anti-symétrique. Nous avons montré que ce choix se fait principalement en choisissant l'espacement entre les micro-rubans de manière à remplir une condition de résonance du mode désiré. De plus, le concept de filtre par les pertes latérales a été introduit. Nous allons décrire dans la prochaine partie les premières briques de réalisation de μSQCLs à antiguidage.

V.4.4 Briques de fabrication

Un procédé de fabrication technologique permettant la réalisation des μ SQCLs à antiguidage a été développé dans le cadre de la thèse. Il suit les mêmes étapes que celui des μ SQCLs à couplage évanescent développé à la partie V.2.2 à la différence que la recroissance de l'InP:Fe est remplacé par un dépôt de a-Si. Celui-ci est réalisé par PECVD, ce qui permet un dépôt rapide et conforme à la topologie.

Afin de tester la possibilité de réalisation technologique et en développer le procédé, nous avons fabriqué des structures tests avec des plaques d'InP massif. Des μ SQCLs avec des micro-rubans de 1 et 2 μ m et espacés de 2 à 8 μ m ont ainsi été gravés par voie sèche. La hauteur des micro-rubans est de 3 μ m, ce qui est une hauteur typique pour des μ SQCLs. Une image MEB après gravure est représentée sur la figure V.22a.

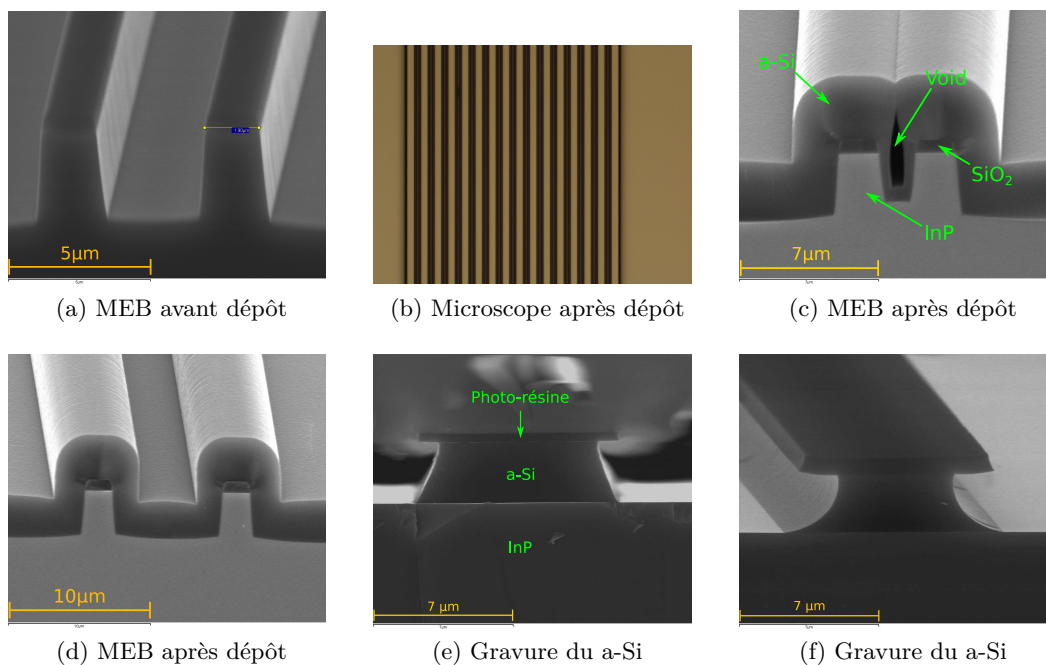


FIGURE V.22: Image avant (V.22a) et après (V.22b, V.22c et V.22d) dépôt du a-Si. L'image V.22b est prise au microscope optique. Les autres photos sont prises au MEB.

En partenariat avec le laboratoire LPICM, nous avons ensuite déposé du a-Si en PECVD. L'épaisseur visée est de 3 μ m, afin de remplir l'espace entre les micro-rubans sur toute la hauteur. Des images après dépôt au microscope optique et au MEB sont représentées sur les figures V.22b à V.22d. Les dépôts obtenus sont très uniformes et réguliers. Comme dans le cas de la recroissance InP:Fe [85], des "vides" (voids) apparaissent dans les tranchées les moins espacées. Pour le cas du a-Si, nous avons validé qu'il est possible de remplir des espacements supérieurs à 3 μ m sans avoir de voids. Il est ainsi possible d'obtenir le premier mode symétrique pour les structures présentées sur la figure V.19.

Contrairement au cas de l'InP:Fe, le a-Si est également déposé sur les micro-rubans, ce qui empêche de reprendre le contact électrique. Il faut donc parvenir à

dégager le dessus des rubans. De plus, le a-Si a besoin d'être gravé pour définir le macro-ruban. La gravure du macro-ruban doit être la plus droite et non-rugueuse possible alors que la gravure de dégagement des micro-rubans peut être plus isotrope. Pour ces deux raisons, nous avons étudié la gravure du a-Si avec une ICP-RIE avec un masque de résine. Les concentrations de trois gaz, les conditions de pression ainsi que les puissances RIE et ICP ont été prises en compte. Les résultats obtenus pour deux procédés p1 et p2 différents sont représentés sur les figures V.22e et V.22f. Le procédé p1 permet d'obtenir des flancs assez droits alors que le procédé p2 est isotrope. Les deux procédés sont peu rugueux et dans le cas de p2, la rugosité des flancs du a-Si est majoritairement limitée par la définition du masque de photo-résine.

Nous avons donc démontré ainsi la faisabilité technique du remplissage des tranchées par du a-Si par un dépôt PECVD. Nous avons également montré qu'il était possible de le graver par ICP pour définir le macro-ruban et dégager le dessus des micro-rubans pour réaliser le contact électrique. La prochaine étape sera de réaliser des composants sur plaques de tests de bout en bout, puis d'en fabriquer avec une zone active.

V.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps fabriqué des μ SQCLs uniformes émettant à 4,7 μm et 8,2 μm . Leur résistance thermique a été mesurée comme étant plus faible d'environ 3 fois par rapport à des QCLs fait d'un simple ruban équivalent. Le modèle thermique de COMLASE a été ainsi validé par confrontation à l'expérience. Les performances de ces composants ont été mesurées. Aucun réseau de QCLs couplés par évanescente du champ émettant dans la plage de longueurs d'onde de 4 à 5 μm n'avait été reporté dans la littérature avant ce travail. Les puissances optiques crêtes obtenues sont de l'ordre de plusieurs centaines de mW, ce qui confirme leur potentiel pour les applications de puissance. Les μ SQCLs à 8,2 μm ont montré de moins bonnes performances mais ont tout de même fonctionné. Les champs lointains de ces composants ont été mesurés et ont tous montré un profil bi-lobé. Il justifie que le couplage entre les micro-rubans a bien lieu, mais n'est pas désirable pour la plupart des applications.

Dans un second temps, nous avons étudié une première solution pour revenir à une émission mono-lobé qui consiste à utiliser des micro-rubans de largeur non-uniforme. Après avoir montré que la dissipation thermique reste grandement améliorée par rapport à un ruban unitaire de taille équivalente, nous avons démontré qu'il était possible de filtrer le mode fondamental, et ainsi obtenir une émission où la majeure partie de la puissance est dans un lobe centré. Néanmoins, ces structures présentent plusieurs défauts. Leur champ lointain est assez large, en comparaison du mode fondamental de μ SQCLs uniformes. De plus, les micro-rubans latéraux ne contribuent pas à l'émission stimulée, ce qui limite fortement l'utilisation de la largeur effective de la zone active.

Nous avons alors proposé dans une troisième partie une solution innovante pour parvenir à une émission mono-lobé, utilisable pour un grand nombre de micro-rubans. Celle-ci repose sur l'utilisation de a-Si pour remplir les entre-rubans, afin de les coupler par antiguidage. Cette solution technique a donné lieu à un brevet.

Nous avons également montré comment dimensionner la géométrie du composant pour pouvoir sélectionner soit un super-mode symétrique, soit un super-mode anti-symétrique. Enfin, nous avons exposé des premières briques de réalisation technologique qui permettront de fabriquer des composants dans le futur.

Chapitre VI

Conclusion générale de la thèse et perspectives

De nombreuses méthodes pour améliorer la puissance optique et la luminance des lasers à cascade quantique dans le moyen infrarouge ont été présentées dans ce manuscrit.

Tout d'abord, nous avons cherché à comprendre et à isoler les grandeurs physiques reflétant les performances des QCLs. Ainsi, nous avons vu que celles-ci peuvent se décomposer selon quatre axes : les propriétés optiques, électroniques et thermique du composant, ainsi que le procédé de fabrication. Ces quatre axes sont rattachés à des figures de mérite qui nous permettront de juger de la qualité des QCLs. Les figures de mérite les plus pertinentes pour les QCLs de puissance sont la résistance thermique ainsi que la divergence du faisceau et la puissance optique de sortie. Ces deux dernières dépendent directement du facteur de gain de la zone active, du recouvrement modal et des pertes optiques des matériaux. Afin de pouvoir comprendre les limitations des QCLs de puissance et proposer de nouvelles architectures de composants, il faut pouvoir quantifier ces valeurs.

Dans un second temps, nous avons donc contribué au développement des outils de simulation permettant d'analyser et de quantifier le transport électronique, les modes optiques existants dans la cavité et l'efficacité de la dissipation thermique. Dans le but de réaliser des simulations précises et prédictives, les propriétés optiques et thermiques des matériaux constitutifs des QCLs ont été mesurées. Les indices de réfraction et les coefficients d'absorption du SiO_2 , du Si_3N_4 , du TiO_2 , de l'AlN et du silicium amorphe entre $3\ \mu\text{m}$ et $11,1\ \mu\text{m}$ ont été obtenus par ellipsométrie de Mueller. Nous avons également déterminé les conductivités thermiques de l'InP, du SiO_2 , du Si_3N_4 , du TiO_2 , de l'AlN et de l'or utilisé pour les contacts métalliques par la méthode dite 3ω et par thermo-rélectance. Les diélectriques ont une conductivité thermique de l'ordre de $1\ \text{W/mK}$, l'AlN que nous utilisons de $35\ \text{W/mK}$, l'InP de $64\ \text{W/mK}$ et l'or de $250\ \text{W/mK}$. Cette étude a une portée beaucoup plus vaste que la communauté des QCLs. Elle bénéficie à l'ensemble des équipes de recherche travaillant dans les composants moyen infrarouge, pour les mesures des constantes optiques, et à tous les groupes de recherche sur les composants de manière générale pour les mesures thermiques. En effet, les matériaux caractérisés sont déposés ou crus avec les mêmes méthodes pour réaliser de nombreux composants électroniques et opto-électroniques. La précision des outils de simulation a été validée par compa-

raison aux résultats expérimentaux. En perspective de cette partie, des mesures de la conductivité thermique de la zone active en fonction de son dessin sont à réaliser. En effet, l'empilement de couches de l'hétéro-structure créer une forte anisotropie de la conductivité thermique qui reste peu étudiée. Les mesures des constantes optiques doivent également être faites afin de mieux comprendre et quantifier les pertes optiques dans l'InP dopé n du guide d'onde vertical, et dans l'InP:Fe pour les structures enterrées.

Grâce à ces outils de calcul numérique, nous avons pu montrer quel est le meilleur diélectrique d'isolation entre le SiO_2 , le Si_3N_4 et le TiO_2 selon la longueur d'onde. Le SiO_2 est le meilleur diélectrique pour la couche isolante pour des longueurs d'onde plus courtes que $8,3 \mu\text{m}$. Au delà, le TiO_2 , ou à défaut le Si_3N_4 , permet d'obtenir de meilleures performances. De plus, nous avons mis en évidence que ce choix ne dépend pas de la conductivité thermique du diélectrique, même en fonctionnement continu du QCL. Nous avons également montré le potentiel de l'AlN pour remplacer le diélectrique d'isolation. En effet, sa conductivité thermique est plus grande d'un facteur 35 et il présente de bonnes propriétés optiques. L'utilisation de celui-ci réduirait la résistance thermique de 1 à 3 K/W selon la taille du ruban. Nous avons ensuite validé la faisabilité technologique de réaliser des QCLs isolés avec de l'AlN en détaillant les procédés de fabrication. La fabrication de composants sur une plaque avec une zone active sont en cours de démarrage.

Nous avons ensuite étudié l'impact de la géométrie du composant sur les performances des QCLs. Nous avons montré qu'il est possible de réduire les contraintes sur la largeur du via et la hauteur de la couche guidante supérieure sans introduire de trop fortes pertes optiques ou résistances thermiques. Enfin nous avons expérimentalement vérifié que les structures enterrées présentent de meilleures performances que les QCLs en double tranchée. Nous avons ainsi pu atteindre des puissances de 2,4 W à $4,6 \mu\text{m}$ sur embase AlN, ce qui constitue l'état de l'art du laboratoire et est à mettre en regard du record mondial de 5,1 W sur embase diamant. L'importance de l'embase et du type de montage dans la dissipation de la charge thermique ont en effet été soulignés. En remplaçant les embases conventionnelles par des embases en cuivre avec un pavé de diamant, nous avons obtenu une augmentation de la puissance d'environ 80% en régime continu pour des QCLs équivalents. Le procédé de soudure sur embase diamant doit encore être fiabilisé pour devenir un produit aussi robuste que les QCLs sur embase AlN.

Nous avons ensuite cherché à améliorer la luminance des QCLs en mettant en forme le faisceau émis. En couplant les QCLs à des fibres infrarouges chalcogénures, nous sommes parvenus à obtenir des faisceaux circulaires avec une divergence de l'ordre de 15° . La divergence est ainsi améliorée d'un facteur 2 à 3. Ces fibres ont montré une résistance au flux optique jusqu'à des puissances de l'ordre de 200 à 250 mW. Dans ce but nous avons également cherché à utiliser des lasers à rubans larges. Des puissances crêtes supérieures à 11 W et moyenne de 1,6 W ont été atteintes pour le même QCL de $32 \mu\text{m}$ de large. Les QCLs très larges sont néanmoins limités par une qualité de faisceau difficilement contrôlable. Nous avons proposé une architecture à section évasée pour l'améliorer. Nous avons enfin analysé la réponse des QCLs à large ruban à une réinjection optique hors-axe. Si le laser a un faisceau principalement mono-lobes, il est possible d'exalter le mode fondamental et ainsi de corriger le profil d'émission. La possibilité de réaliser du filtrage spatial a également été démontrée. Si le laser a un faisceau multi-lobes, on peut exciter séquentiellement tous les modes

transverses de la cavité en variant l'angle de réinjection. La suite de ce travail est de répéter cette étude sur des QCLs avec des rubans extrêmement larges, de plusieurs centaines de microns et de réaliser des filtres spatiaux plus évolués, permettant de mettre en forme le faisceau de manière plus complexe.

Dans un dernier chapitre, nous avons étudié les performances des réseaux couplés de QCLs à rubans fins, les μ SQCLs. Trois architectures ont été détaillées, les μ SQCLs uniformes, non-uniformes et à antiguidage. Nous avons montré que les μ SQCLs uniformes permettent d'atteindre de fortes puissances crêtes, de l'ordre de 500 mW à 4,6 μ m, et ont des résistances thermiques extrêmement basses, de 3 à 4 fois plus faible que les QCLs à simple ruban. Cependant, les μ SQCLs ont un faisceau bi-lobé, comme prévu par la théorie. Nous avons vu que les μ SQCLs non-uniformes permettent de retrouver un faisceau mono-lobé centré. Cependant, ils sont limités par une faible largeur effective de ruban et une divergence relativement forte. Pour pallier ces problématiques, nous avons alors proposé une méthode innovante pour coupler les rubans entre eux par antiguidage. Celle-ci repose sur le remplacement de l'InP:Fe entre les rubans par du a-Si et a donné lieu à un brevet. L'espacement entre les rubans devient alors un degré de liberté permettant de sélectionner le mode optique désiré. Le procédé de fabrication de ces composants a été développé sur plaque de test, sans zone active. Les efforts doivent être poursuivis pour permettre aux μ SQCLs de fonctionner en régime continu, avec un plus grand nombre de rubans. Les μ SQCLs antiguidés par utilisation du a-Si nous semble la voie la plus prometteuse pour coupler des QCLs, et la plus innovante. Elle reste à être démontrés expérimentalement.

En guise de conclusion de ce travail de thèse, les réalisations permettant d'augmenter la puissance de sortie des QCLs à court terme sont l'optimisation de la géométrie des composants et la réalisation de QCLs à section évasée. Les outils de simulations et les procédés technologiques pour les concevoir ont été développés et sont prêts à l'emploi. À moyen terme, l'amélioration du montage par soudure molle sur embase cuivre/diamant, l'utilisation de l'AlN comme couche isolante et la réalisation de μ SQCLs antiguidés permettront de démultiplier les puissances de sorties. Enfin, sur le plus long terme, il nous semble intéressant de se porter sur la réinjection optique dans les lasers à très larges rubans pour réaliser des mises en forme complexes du faisceau. De même, l'utilisation de fibres fluorés ayant une meilleure tenue au flux optique et la fusion de plusieurs fibres en une seule, en un bundle, sont des pistes prometteuses, à l'interface entre l'optimisation des QCLs et de l'intégration système.

Annexes

Annexe A

Applications générales dans le domaine de l'infrarouge

Les propriétés de l'infrarouge que nous venons de voir, à savoir qu'il correspond à l'émission thermique des corps aux températures usuelles, qu'il présente des plages spectrales où il est peu atténué par l'atmosphère par rapport au visible et au proche-infrarouge, et qu'il correspond aux énergies de transitions entre les modes vibrationnels de molécules, font que le rayonnement peut être utilisé pour de nombreuses applications, civiles comme militaires. Après quelques exemples pour l'infrarouge en général, nous détaillerons plus avant les utilisations propres aux sources QCLs.

A.1 Le domaine de la Défense

La vision assistée est un domaine d'intérêt ancien pour les applications militaires, notamment pour la vision nocturne. Dans le domaine du visible, les photomultiplicateurs permettent d'amplifier le faible flux de photons. Un photon incident y est transformé en photoélectron par une photocathode avant d'être multiplié par une suite de dynodes, chacune à potentiel plus haut que la précédente, ce qui crée un effet d'avalanche. Les paquets d'électrons sont finalement collectés par une anode en bout du tube photomultiplicateur. Le photon incident est ainsi transformé en un signal électrique assez élevé pour être lu. Néanmoins de tels systèmes sont fragiles, complexes et coûteux.

Une autre solution est d'éclairer la scène avec une diode émettant dans le proche infrarouge. Le signal rétro-diffusé peut ensuite être récupéré par un capteur de type CCD ou CMOS comme on en trouve dans les caméras grand public. Cependant, l'inconvénient de cette méthode est l'utilisation d'une source secondaire, qui est facilement décelable par un ennemi.

Enfin, comme nous l'avons vu précédemment, les corps émettent un rayonnement infrarouge dans la plage spectrale dépend de leur température. Ainsi, des corps dont la température est différente de leur environnement peuvent être détectés avec des imageurs infrarouges. Ainsi, un déplacement de troupe de nuit est détectable, le corps humain émettant un rayonnement infrarouge dans le moyen et lointain infrarouge plus intense que celui du théâtre d'opération. Un avantage de cette méthode est qu'elle peut aussi permettre de visualiser une scène par temps de brume ou de brouillard, alors que la visibilité est très mauvaise.

A.2 Les applications médicales

Le rayonnement infrarouge a également trouvé écho dans le domaine médical, également pour les possibilités d'imagerie thermique qu'il apporte.

De cette façon, la thermographie infrarouge (IRT) a été développée. En réalisant une cartographie thermique de zones ciblées d'un patient, elle offre une méthode non-invasive, rapide, sans-contact et sans nécessité de source extérieure de diagnostic de nombreuses pathologies. Elle a notamment permis d'aider au diagnostic du cancer du sein, d'artériopathie des membres inférieurs (une obstruction des vaisseaux sanguins), ou encore à l'endommagement des nerfs (neuropathie) chez les personnes atteintes de diabète. La thermographie infrarouge a également permis de détecter des problèmes en dermatologie, en gynécologie, en physiologie néo-natale ainsi que

lors de greffe de foie. Elle a de plus donné de nouvelles possibilités pour l'évaluation de la fièvre ou en imagerie cérébrale.

Outre la thermographie infrarouge, des lasers infrarouges sont également utilisés pour la phlébologie, pour traiter les varices, et pour la chirurgie esthétique, pour aider au traitement de l'acné ou des peaux grasses.

A.3 Loisirs

Nonobstant les deux grands pans applicatifs précédemment décrits, que sont le domaine militaire et médical, les propriétés du rayonnement infrarouge sont régulièrement utilisés pour des usages civils, voire récréatifs. Dans ce cas, la plus grande partie des applications reposent sur l'imagerie thermique

Dans le domaine sportif, l'imagerie infrarouge est également régulièrement utilisée, comme décrit dans la revue de Braggins [4]. CEDIP a notamment développé un système appelé Hot Spot, reposant sur deux caméras thermiques, pour l'arbitrage au cricket. Le but est d'identifier la localisation de l'impact de la balle [5]. L'étude de la dissipation thermique au travers de vêtements ou d'équipements sportifs est également très répandue, que cela soit pour la conception de chaussure de courses [8, 4], ou de casques de cricket [9], de cyclisme [10, 11], ou plus généralement de protection [255]. Après le scandale des moteurs électriques dissimulés dans les vélos lors du Tour de France 2016, le Ministère des Sports a également demandé au CEA de fournir des caméras infrarouges pour les déceler [6, 7].

L'imagerie thermique a été également fortement développée dans le but de réaliser des systèmes d'aide à la conduite [12]. Elle permet notamment de pallier à un manque de visibilité la nuit [13]. En outre, les capteurs infrarouges sont utilisés dans le but de réaliser des véhicules autonomes [14, 15], par exemple en aidant au repérage et au suivi d'autres véhicules [16].

Enfin, la thermographie est un outil clef pour l'étude de déperdition thermique des bâtiments [17, 18]. Elle permet de localiser de manière rapide et non destructive où se situe les zones mal-isolées thermiquement, particulièrement dans le cas de constructions anciennes [19, 20]. D'autre part, elle est également utilisée pour déterminer les qualités thermiques des matériaux de constructions [21] ou l'apparition de moisissures sur des façades [256].

Annexe B

Mesures thermiques

B.1 Mesures expérimentales avec la méthode 3ω

B.1.1 Résultats pour 1233 nm de SiO₂ sur InP

Avec le vide				
I (mA)	5	10	15	20
R (ohm)	11,442	11,449	11,445	11,444
T (° C)	21,647	21,863	22,0435	21,8085
P (W/m)	0,3814	1,527	3,434	6,103
s (Ks)	0,0009028	0,003739	0,008541	0,01565
k_0 (W/mK)	67,24	64,98	63,98	62,07
Omega (s-1)	2226812	2152105	2119050	2055657
ΔT_{01} (K)	0,0609	0,2428	0,5468	0,9710
k_1 (W/mK)	0,8581	0,8615	0,8603	0,8612
Sans le vide				
I (mA)	5	10	15	20
R (ohm)	11,435	11,443	11,450	11,450
T (° C)	21,5095	21,7700	22,0005	22,0050
P (W/m)	0,3812	1,526	3,435	6,107
s (Ks)	0,0009407	0,003817	0,008695	0,01550
k_0 (W/mK)	64,49	63,62	62,88	62,70
Omega (s-1)	2135877	2107040	2082330	2076601
ΔT_{01} (K)	0,05957	0,23832	0,55677	0,95661
k_1 (W/mK)	0,8766	0,8771	0,8452	0,8746

B.2 Mesures expérimentales en thermorélectance et fits des courbes

B.2.1 BK7 doré

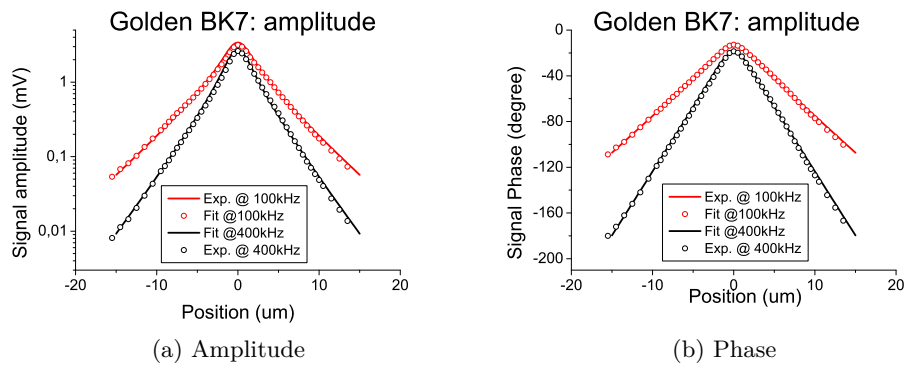


FIGURE B.1: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour un échantillon de BK7

B.2.2 InP doré

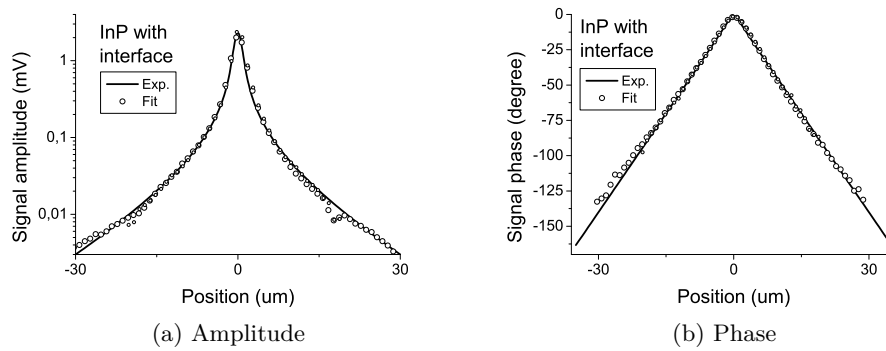


FIGURE B.2: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour un échantillon d'InP doré

B.2.3 InP avec SiO₂ doré

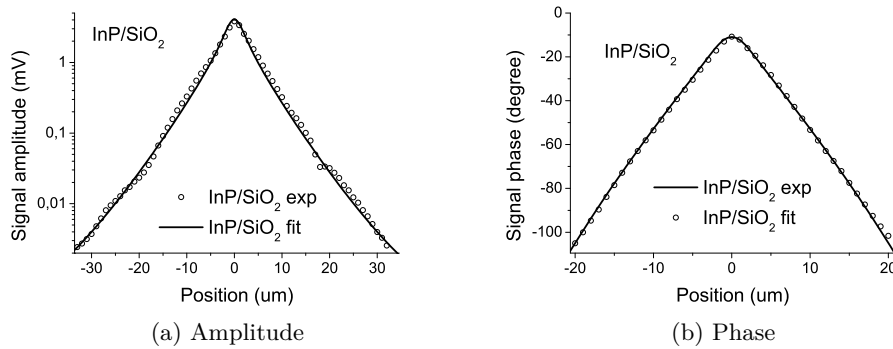


FIGURE B.3: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour un échantillon d'InP avec SiO₂ doré

B.2.4 Inp avec Si₃N₄ doré

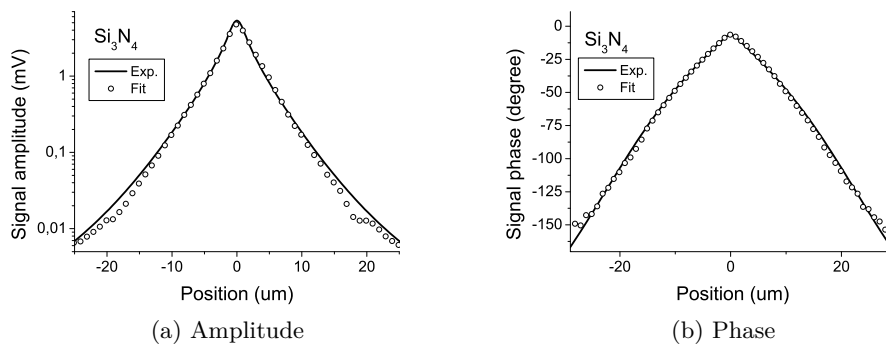


FIGURE B.4: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour un échantillon d'Inp avec Si₃N₄ doré

B.2.5 InP avec TiO_2 doré

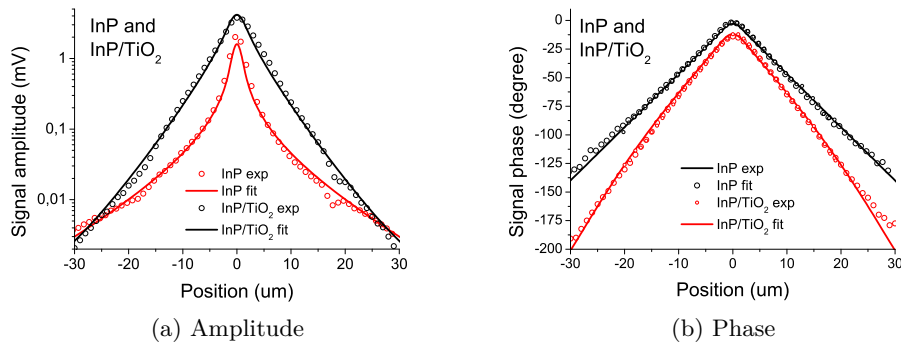


FIGURE B.5: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour un échantillon d'InP avec TiO_2 doré

B.2.6 InP avec AlN sans préparation de surface, doré

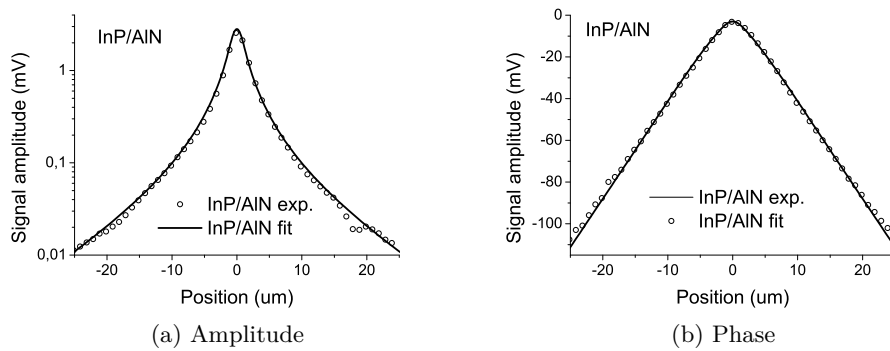


FIGURE B.6: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour un échantillon d'InP avec AlN sans préparation de surface, doré

B.2.7 InP avec AlN avec préparation de surface, doré

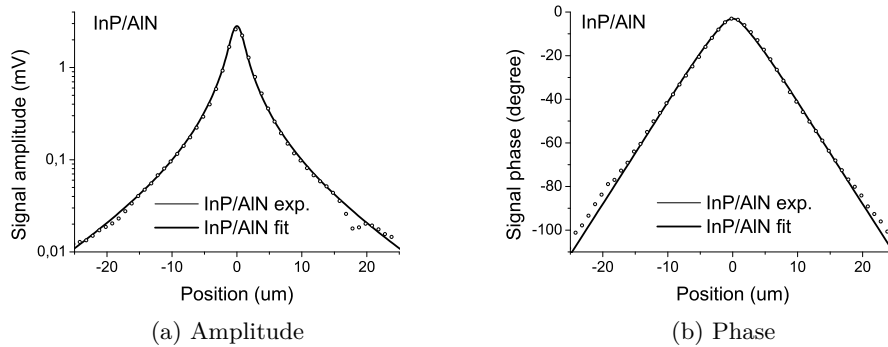


FIGURE B.7: Mesures et modèles de l'amplitude et de la phase pour un échantillon d'InP avec AlN avec préparation de surface, doré

B.3 Courbes caractéristiques pour le calcul de la résistance thermique en fonction de l'embase

B.3.1 E_{AlN}

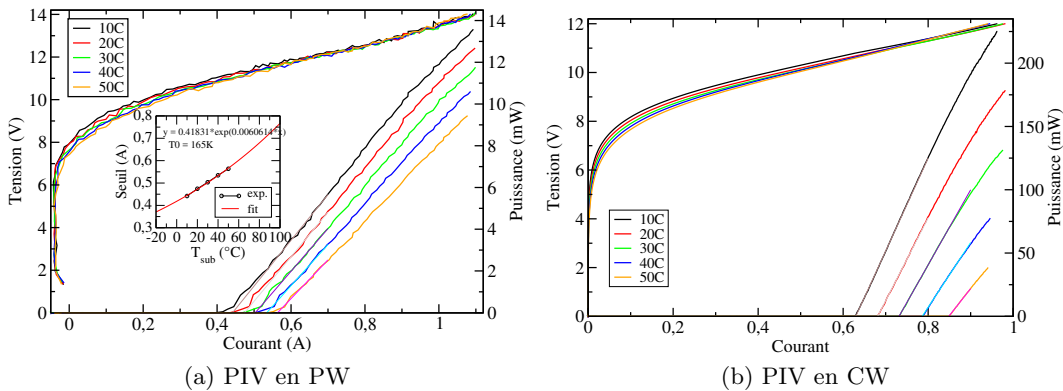


FIGURE B.8: Courbes caractéristiques PIV du laser sur embase E_{AlN} , en PW (B.8a) et CW (B.8b). Les mesures sont faites de 10 à 50°C, par pas de 10°C. Le médaillon de la figure B.8a montre l'extraction du T_0 .

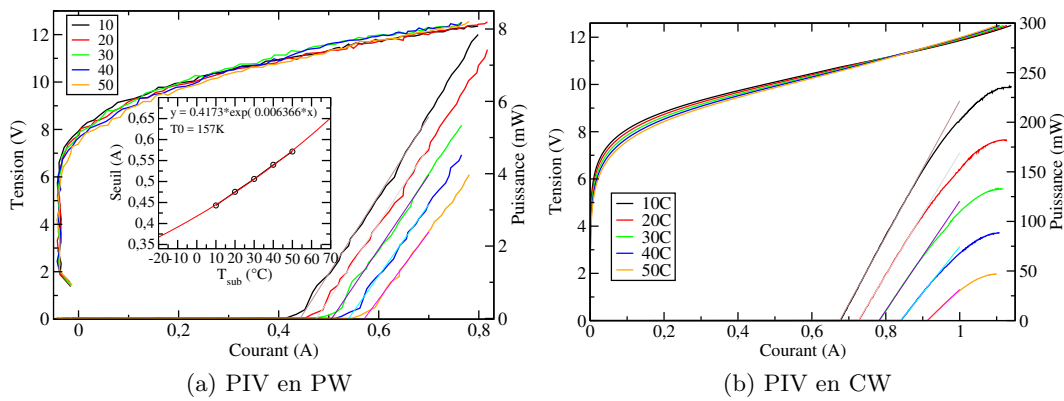
B.3.2 $E_{\text{AlN}}^{\text{CD}}$ 

FIGURE B.9: Courbes caractéristiques PIV du laser sur embase $E_{\text{AlN}}^{\text{CD}}$, en PW (B.9a) et CW (B.9b). Les mesures sont faites de 10 à 50°C, par pas de 10°C. Le médaillon de la figure B.9a montre l'extraction du T_0 .

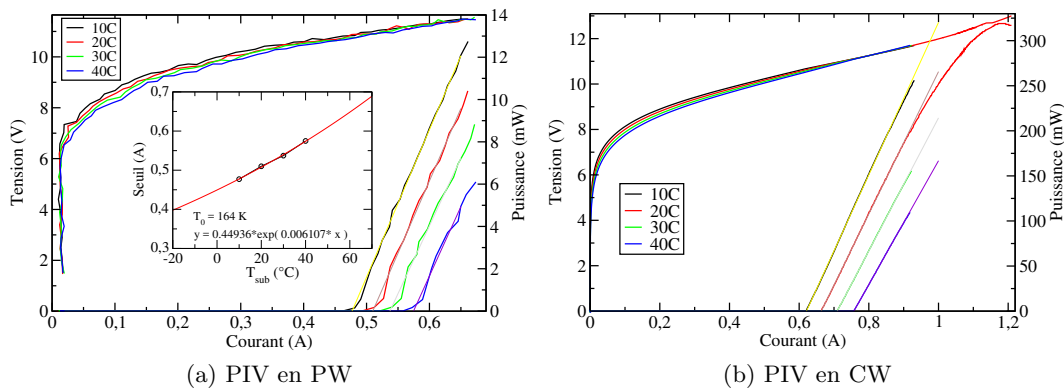
B.3.3 $E_{\text{Cu}}^{\text{CD}}$ 

FIGURE B.10: Courbes caractéristiques PIV du laser sur embase $E_{\text{Cu}}^{\text{CD}}$, en PW (B.10a) et CW (B.10b). Les mesures sont faites de 10 à 40°C, par pas de 10°C. Le médaillon de la figure B.10a montre l'extraction du T_0 .

Annexe C

Caractéristiques en transmission des fibres chalcogénures utilisées

C.1 Fibre F1

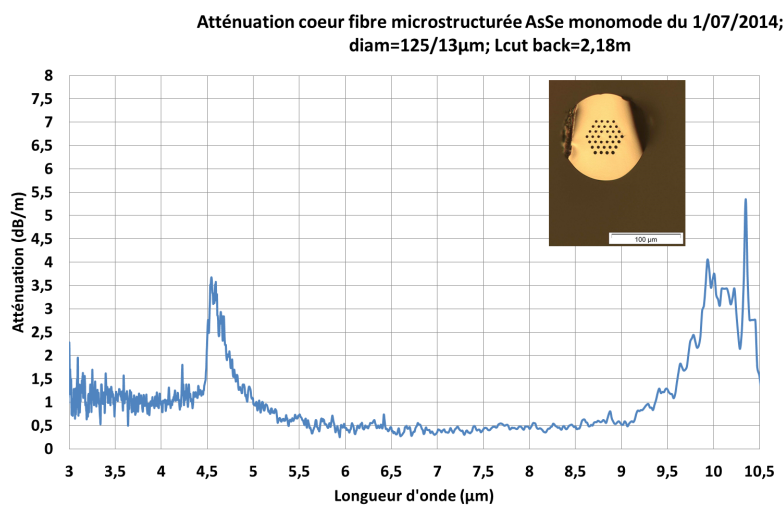


FIGURE C.1: Transmission de la fibre 1 dans le moyen-infrarouge. Une vue en coupe de la fibre est représentée en médaillon.

C.2 Fibre F2

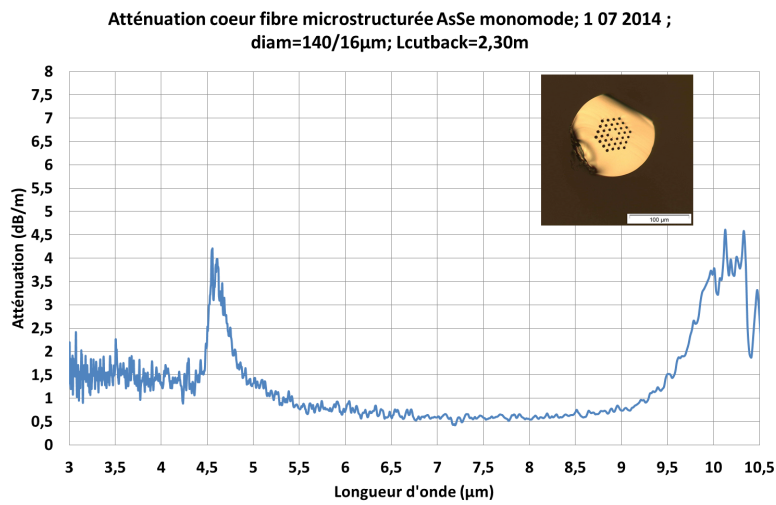


FIGURE C.2: Transmission de la fibre 2 dans le moyen-infrarouge. Une vue en coupe de la fibre est représentée en médaillon.

C.3 Fibre F3

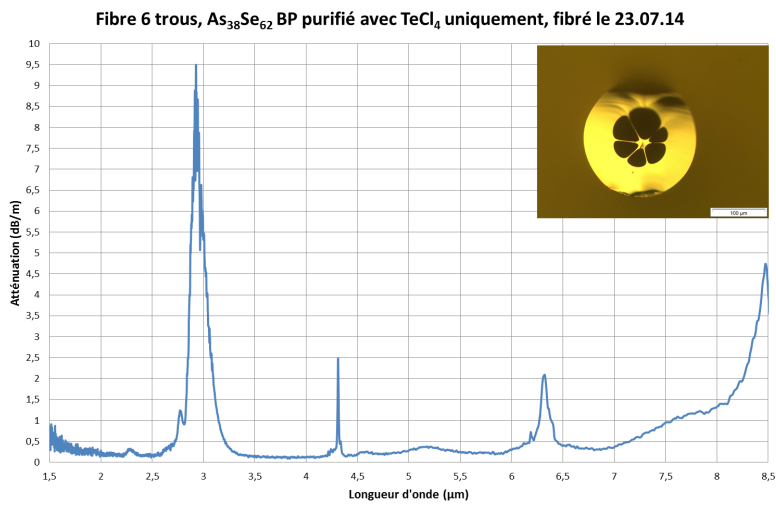


FIGURE C.3: Transmission de la fibre 2 dans le moyen-infrarouge. Une vue en coupe de la fibre est représentée en médaillon.

Références

- [1] S. D. Lord, « A new software tool for computing earth’s atmospheric transmission of near-and far-infrared radiation », 1992.
- [2] « Ir transmission spectra ». <http://www.gemini.edu/sciops/telescopes-and-sites/observing-condition-constraints?q=node/10789#Near-IR>. Date de visite : 27-07-2016.
- [3] B. Lahiri, S. Bagavathiappan, T. Jayakumar et J. Philip, « Medical applications of infrared thermography: a review », *Infrared Physics & Technology*, vol. 55, no. 4, p. 221–235, 2012.
- [4] D. Braggins, « Vision in sport ». http://www.imveurope.com/features/feature.php?feature_id=35. Date de visite : 01-10-2016.
- [5] V. Thakur, « Technological advancement in cricket ».
- [6] B. Ryan, « Thermal cameras to be used to detect mechanical doping at tour de france ». <http://www.cyclingnews.com/news/thermal-cameras-to-be-used-to-detect-mechanical-doping-at-tour-de-france/>. Date de visite : 01-10-2016.
- [7] E. Limer, « Thermal imaging may show pro cyclists’ illegal hidden motors ». <http://www.popularmechanics.com/technology/gear/a20430/thermal-imaging-reveals-hidden-bicycle-motors-mechanical-doping/>. Date de visite : 01-10-2016.
- [8] L. McKenna, « Apparatus and method for “seeing” foot inside of shoe to determine the proper fit of the shoe », déc. 13 2005. US Patent 6,975,232.
- [9] T. Y. Pang, A. Subic et M. Takla, « A comparative experimental study of the thermal properties of cricket helmets », *International Journal of Industrial Ergonomics*, vol. 43, no. 2, p. 161–169, 2013.
- [10] J. C. McCall, « Thermo-electric cooled motorcycle helmet », nov. 20 1984. US Patent 4,483,021.
- [11] F. Alam, H. Chowdhury, Z. Elmir, A. Sayogo, J. Love et A. Subic, « An experimental study of thermal comfort and aerodynamic efficiency of recreational and racing bicycle helmets », *Procedia Engineering*, vol. 2, no. 2, p. 2413–2418, 2010.
- [12] R. Siegwart, I. R. Nourbakhsh et D. Scaramuzza, *Introduction to autonomous mobile robots*. MIT press, 2011.
- [13] B. Digregorio, « Safer driving in the dead of night [infrared vision systems] », *IEEE Spectrum*, vol. 43, no. 3, p. 20–21, 2006.
- [14] T.-H. Li, S.-J. Chang et Y.-X. Chen, « Implementation of human-like driving skills by autonomous fuzzy behavior control on an fpga-based car-like mobile

- robot », *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 50, no. 5, p. 867–880, 2003.
- [15] J. Levinson, J. Askeland, J. Becker, J. Dolson, D. Held, S. Kammel, J. Z. Kolter, D. Langer, O. Pink, V. Pratt et others, « Towards fully autonomous driving: Systems and algorithms », in *Intelligent Vehicles Symposium (IV), 2011 IEEE*, p. 163–168, IEEE, 2011.
- [16] T.-H. Li, S.-J. Chang et W. Tong, « Fuzzy target tracking control of autonomous mobile robots by using infrared sensors », *IEEE Transactions on Fuzzy Systems*, vol. 12, no. 4, p. 491–501, 2004.
- [17] C. Balaras et A. Argiriou, « Infrared thermography for building diagnostics », *Energy and buildings*, vol. 34, no. 2, p. 171–183, 2002.
- [18] M. Vollmer et K.-P. Möllmann, *Infrared thermal imaging: fundamentals, research and applications*. John Wiley & Sons, 2010.
- [19] D. Haralambopoulos et G. Paparsenos, « Assessing the thermal insulation of old buildings—the need for in situ spot measurements of thermal resistance and planar infrared thermography », *Energy conversion and management*, vol. 39, no. 1, p. 65–79, 1998.
- [20] E. Grinzato, P. Bison et S. Marinetti, « Monitoring of ancient buildings by the thermal method », *Journal of Cultural Heritage*, vol. 3, no. 1, p. 21–29, 2002.
- [21] E. Barreira et V. P. de Freitas, « Evaluation of building materials using infrared thermography », *Construction and Building Materials*, vol. 21, no. 1, p. 218–224, 2007.
- [22] K. Hashimura, K. Ishii, N. Akikusa, T. Edamura, H. Yoshida et K. Awazu, « Coagulation and ablation of biological soft tissue by quantum cascade laser with peak wavelength of 5.7 μm », *Journal of Innovative Optical Health Sciences*, vol. 7, no. 03, p. 1450029, 2014.
- [23] K. Hashimura, K. Ishii, N. Akikusa, T. Edamura, H. Yoshida et K. Awazu, « Selective ablation of whhmi rabbit atherosclerotic plaque by quantum cascade laser in the 5.7 μm wavelength range for less-invasive laser angioplasty », in *European Conferences on Biomedical Optics*, p. 88030H–88030H, International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [24] Y. Huang et J. U. Kang, « Corneal tissue ablation using 6.1 μm quantum cascade laser », in *SPIE BiOS*, p. 82091W–82091W, International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [25] K. Hashimura, K. Ishii, N. Akikusa, T. Edamura, H. Yoshida et K. Awazu, « Irradiation effects on cholesteryl ester and porcine thoracic aorta of quantum cascade laser in 5.7- μm wavelength range for less-invasive laser angioplasty », *Advanced Biomedical Engineering*, vol. 1, no. 0, p. 74–80, 2012.
- [26] D. Solutions, « Quantum cascade lasers ». http://www.daylightsolutions.com/technology/qcl_technology.htm. Date de visite : 01-10-2016.
- [27] C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco et A. Y. Cho, « Recent progress in quantum cascade lasers and applications », *Reports on progress in physics*, vol. 64, no. 11, p. 1533, 2001.
- [28] J. Li, W. Chen et H. Fischer, « Quantum cascade laser spectrometry techniques: a new trend in atmospheric chemistry », *Applied Spectroscopy Reviews*, vol. 48, no. 7, p. 523–559, 2013.

- [29] L. Bush, B. Lendl et M. Brandstetter, « Quantum cascade lasers for infrared spectroscopy: Theory, state of the art, and applications », *Spectroscopy*, vol. 28, no. 4, p. 26–33, 2013.
- [30] A. Bismuto, Y. Bidaux, C. Tardy, R. Terazzi, T. Gresch, J. Wolf, S. Blaser, A. Muller et J. Faist, « Extended tuning of mid-ir quantum cascade lasers using integrated resistive heaters », *Optics express*, vol. 23, no. 23, p. 29715–29722, 2015.
- [31] Y. Bidaux, A. Bismuto, C. Tardy, R. Terazzi, T. Gresch, S. Blaser, A. Muller et J. Faist, « Extended and quasi-continuous tuning of quantum cascade lasers using superstructure gratings and integrated heaters », *Applied Physics Letters*, vol. 107, no. 22, p. 221108, 2015.
- [32] A. Hugi, R. Maulini et J. Faist, « External cavity quantum cascade laser », *Semiconductor Science and Technology*, vol. 25, no. 8, p. 083001, 2010.
- [33] R. Ostendorf, L. Butschek, S. Hugger, F. Fuchs, Q. Yang, J. Jarvis, C. Schilling, M. Rattunde, A. Merten, J. Grahmann et others, « Recent advances and applications of external cavity-qcls towards hyperspectral imaging for standoff detection and real-time spectroscopic sensing of chemicals », in *Photonics*, vol. 3, p. 28, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2016.
- [34] R. Ostendorf, L. Butschek, A. Merten, J. Grahmann, J. Jarvis, S. Hugger, F. Fuchs et J. Wagner, « Real-time spectroscopic sensing using a widely tunable external cavity-qcl with moems diffraction grating », in *SPIE OPTO*, p. 975507–975507, International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [35] F. Fuchs, S. Hugger, M. Kinzer, R. Aidam, W. Bronner, R. Lösch, Q. Yang, K. Degreif et F. Schnürer, « Imaging standoff detection of explosives using widely tunable midinfrared quantum cascade lasers », *Optical Engineering*, vol. 49, no. 11, p. 111127–111127, 2010.
- [36] M. C. Phillips et N. Hô, « Infrared hyperspectral imaging using a broadly tunable external cavity quantum cascade laser and microbolometer focal plane array », *Optics express*, vol. 16, no. 3, p. 1836–1845, 2008.
- [37] B. E. Bernacki et M. C. Phillips, « Standoff hyperspectral imaging of explosives residues using broadly tunable external cavity quantum cascade laser illumination », in *SPIE Defense, Security, and Sensing*, p. 76650I–76650I, International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [38] X. Chen, L. Cheng, D. Guo, Y. Kostov et F.-S. Choa, « Quantum cascade laser based standoff photoacoustic chemical detection », *Optics express*, vol. 19, no. 21, p. 20251–20257, 2011.
- [39] « Bae to supply hardware ». <http://www.army-technology.com/news/newsbae-to-supply-hardware-for-us-army-atircm-system>. Date de visite : 27-07-2016.
- [40] G. Overton, A. Noguee, D. A. Belforte et C. Holton, « Annual review and forecast-economic aftershocks keep laser markets unsettled », *Laser Focus World*, 2016.
- [41] K. RF et R. Suris, « Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice », 1971.
- [42] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho et others, « Quantum cascade laser », *Science*, vol. 264, no. 5158, p. 553–556, 1994.

- [43] D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini et H. Melchior, « Continuous wave operation of a 9.3 μm quantum cascade laser on a peltier cooler », *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 14, p. 1964–1966, 2001.
- [44] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini et H. Melchior, « Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature », *Science*, vol. 295, no. 5553, p. 301–305, 2002.
- [45] J. Yu, S. Slivken, A. Evans, L. Doris et M. Razeghi, « High-power continuous-wave operation of a 6 μm quantum-cascade laser at room temperature », *Applied physics letters*, vol. 83, no. 13, p. 2503–2505, 2003.
- [46] A. Evans, J. Yu, S. Slivken et M. Razeghi, « Continuous-wave operation of $\lambda \approx 4.8 \mu\text{m}$ quantum-cascade lasers at room temperature », *Applied Physics Letters*, vol. 85, 2004.
- [47] Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Slivken et M. Razeghi, « Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency », *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 18, p. 181102–181102, 2011.
- [48] D. Heydari, Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Slivken et M. Razeghi, « High brightness angled cavity quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 9, p. 091105, 2015.
- [49] W. W. Bewley, J. R. Lindle, C. S. Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, A. J. Evans, J. S. Yu, S. Slivken et M. Razeghi, « Beam steering in high-power CW quantum cascade lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, no. 6, p. 833–841, 2005.
- [50] Y. Bai, S. Slivken, S. Darvish, A. Haddadi, B. Gokden et M. Razeghi, « High power broad area quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 22, p. 221104, 2009.
- [51] I. Sergachev, R. Maulini, A. Bismuto, S. Blaser, T. Gresch et A. Muller, « Gain-guided broad area quantum cascade lasers emitting 23.5 w peak power at room temperature », *Optics Express*, vol. 24, no. 17, p. 19063–19071, 2016.
- [52] N. Bandyopadhyay, S. Slivken, Y. Bai et M. Razeghi, « High power, continuous wave, room temperature operation of $\lambda \approx 3.4 \mu\text{m}$ and $\lambda \approx 3.55 \mu\text{m}$ inp-based quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 21, p. 212104, 2012.
- [53] N. Bandyopadhyay, Y. Bai, B. Gokden, A. Myzaferi, S. Tsao, S. Slivken et M. Razeghi, « Watt level performance of quantum cascade lasers in room temperature continuous wave operation at $\lambda \approx 3.76 \mu\text{m}$ », *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 13, p. 1117, 2010.
- [54] A. Lyakh, R. Maulini, A. Tsekoun, R. Go, S. Von der Porten, C. Pflügl, L. Diehl, F. Capasso et C. K. N. Patel, « High-performance continuous-wave room temperature 4.0- μm quantum cascade lasers with single-facet optical emission exceeding 2 w », *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 107, no. 44, p. 18799–18802, 2010.
- [55] L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hoffer, M. Loncar, M. Troccoli et F. Capasso, « High-temperature continuous wave operation of strain-balanced quantum cascade lasers grown by metal organic vapor-phase epitaxy », *Applied physics letters*, vol. 89, no. 8, p. 081101, 2006.

- [56] L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hoffer, M. Loncar, M. Troccoli et F. Capasso, « High-power quantum cascade lasers grown by low-pressure metal organic vapor-phase epitaxy operating in continuous wave above 400 k », *Applied physics letters*, vol. 88, no. 20, p. 201115–201115, 2006.
- [57] J. Yu, S. Slivken, A. Evans, S. Darvish, J. Nguyen et M. Razeghi, « High-power $\lambda \approx 9.5 \mu\text{m}$ quantum-cascade lasers operating above room temperature in continuous-wave mode », *Applied physics letters*, vol. 88, no. 9, p. 1113, 2006.
- [58] S. Slivken, A. Evans, W. Zhang et M. Razeghi, « High-power, continuous-operation intersubband laser for wavelengths greater than $10\mu\text{m}$ », *Applied physics letters*, vol. 90, no. 15, p. 151115, 2007.
- [59] A. Y. Cho, « Film deposition by molecular-beam techniques », *Journal of Vacuum Science & Technology*, vol. 8, no. 5, p. S31–S38, 1971.
- [60] M. B. Panish, « Molecular beam epitaxy », *Science*, vol. 208, no. 4446, p. 916–922, 1980.
- [61] S. Fatholouloumi, E. Dupont, C. Chan, Z. Wasilewski, S. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu et H. Liu, « Terahertz quantum cascade lasers operating up to ≈ 200 k with optimized oscillator strength and improved injection tunneling », *Optics express*, vol. 20, no. 4, p. 3866–3876, 2012.
- [62] C. Downs et T. E. Vandervelde, « Progress in infrared photodetectors since 2000 », *Sensors*, vol. 13, no. 4, p. 5054–5098, 2013.
- [63] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, S.-N. G. Chu et A. Y. Cho, « Short wavelength ($\lambda \approx 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs », *Applied Physics Letters*, vol. 72, 1998.
- [64] M. P. Semtsiv, S. Dressler et W. T. Masselink, « Short-wavelength ($\lambda \approx 3.6 \mu\text{m}$) In_{0.73}Ga_{0.27}/AlAs/InP quantum cascade laser », *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 43, no. 1, p. 42–46, 2007.
- [65] G. Maisons, *Réalisation de source lasers monomodes innovantes émettant dans le moyen infrarouge. Application à la spectroscopie*. Thèse doctorat, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2010.
- [66] H. Kogelnik et C. Shank, « Coupled-wave theory of distributed feedback lasers », *Journal of applied physics*, vol. 43, no. 5, p. 2327–2335, 1972.
- [67] J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon et A. Y. Cho, « Distributed feedback quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 20, p. 2670–2672, 1997.
- [68] A. Wittmann, M. Giovannini, J. Faist, L. Hvozdar, S. Blaser, D. Hofstetter et E. Gini, « Room temperature, continuous wave operation of distributed feedback quantum cascade lasers with widely spaced operation frequencies », *Applied physics letters*, vol. 89, no. 14, p. 141116, 2006.
- [69] S. Darvish, S. Slivken, A. Evans, J. Yu et M. Razeghi, « Room-temperature, high-power, and continuous-wave operation of distributed-feedback quantum-cascade lasers at $\lambda \approx 9.6 \mu\text{m}$ », *Applied physics letters*, vol. 88, no. 20, p. 1114, 2006.
- [70] S. Slivken, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Nida, Y. Bai, Q. Lu et M. Razeghi, « Sampled grating, distributed feedback quantum cascade lasers with broad tunability and continuous operation at room temperature », *Applied physics letters*, vol. 100, no. 26, p. 261112, 2012.

- [71] J. M. Wolf, A. Bismuto, M. Beck et J. Faist, « Distributed-feedback quantum cascade laser emitting at $3.2 \mu\text{m}$ », *Optics express*, vol. 22, no. 2, p. 2111–2118, 2014.
- [72] R. Terrazi, *Transport in quantum cascade lasers*. Thèse doctorat, ETH Zurich, 2012.
- [73] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist et S. Scandolo, « Nonparabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells », *Physical Review B*, vol. 50, no. 12, p. 8663, 1994.
- [74] J. Faist, *Quantum cascade lasers*. Oxford University Press, 2013.
- [75] V. Trinité, E. Ouerghemmi, V. Guériaux, M. Carras, A. Nedelcu, E. Costard et J. Nagle, « Modelling of electronic transport in quantum well infrared photodetectors », *Infrared Physics & Technology*, vol. 54, no. 3, p. 204–208, 2011.
- [76] R. Ferreira et G. Bastard, « Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures », *Physical Review B*, vol. 40, no. 2, p. 1074, 1989.
- [77] G. Bastard, « Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures », 1990.
- [78] T. Unuma, M. Yoshita, T. Noda, H. Sakaki et H. Akiyama, « Intersubband absorption linewidth in GaAs quantum wells due to scattering by interface roughness, phonons, alloy disorder, and impurities », *arXiv preprint cond-mat/0208195*, 2002.
- [79] A. Vasanelli, A. Leuliet, C. Sirtori, A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, G. Bastard, B. Vinter, M. Giovannini et J. Faist, « Role of elastic scattering mechanisms in GaInAs quantum cascade lasers », *Applied physics letters*, vol. 89, no. 17, p. 172120, 2006.
- [80] R. Terazzi et J. Faist, « A density matrix model of transport and radiation in quantum cascade lasers », *New journal of Physics*, vol. 12, no. 3, p. 033045, 2010.
- [81] P. Harrison et A. Valavanis, *Quantum wells, wires and dots: theoretical and computational physics of semiconductor nanostructures*. John Wiley & Sons, 2016.
- [82] A. Evans, S. Darvish, S. Slivken, J. Nguyen, Y. Bai et M. Razeghi, « Buried heterostructure quantum cascade lasers with high continuous-wave wall plug efficiency », *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 7, p. 1101, 2007.
- [83] J. Yu, S. Darvish, A. Evans, J. Nguyen, S. Slivken et M. Razeghi, « Room-temperature continuous-wave operation of quantum-cascade lasers at $\lambda \approx 4 \mu\text{m}$ », *Applied physics letters*, vol. 88, no. 4, p. 1111, 2006.
- [84] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson et A. Y. Cho, « Quantum cascade laser with plasmon-enhanced waveguide operating at $8.4 \mu\text{m}$ wavelength », *Applied physics letters*, vol. 66, no. 24, p. 3242–3244, 1995.
- [85] G.-M. De Naurois, *Combinaison monolithique de lasers à cascade quantique par couplage évanescent*. Thèse doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, 2012.
- [86] M. S. Vitiello, G. Scamarcio et V. Spagnolo, « Temperature dependence of thermal conductivity and boundary resistance in THz quantum cascade lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 14, no. 2, p. 431–435, 2008.

- [87] M. Szymański, « Calculation of the cross-plane thermal conductivity of a quantum cascade laser active region », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 8, p. 085101, 2011.
- [88] A. Lops, V. Spagnolo et G. Scamarcio, « Thermal modeling of gainas/AlInAs quantum cascade lasers », *Journal of applied physics*, vol. 100, no. 4, p. 43109–43109, 2006.
- [89] E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, vol. 3. Academic press, 1998.
- [90] M. Troccoli, C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco et A. Y. Cho, « Mid-infrared ($\lambda \approx 7.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser amplifier for high power single-mode emission and improved beam quality », *Applied physics letters*, vol. 80, no. 22, p. 4103–4105, 2002.
- [91] M. Bahriz, G. Lollia, P. Laffaille, A. Baranov et R. Teissier, « Inas/alsb quantum cascade lasers operating near $20 \mu\text{m}$ », *Electronics Letters*, vol. 49, no. 19, p. 1238–1240, 2013.
- [92] C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson et A. Y. Cho, « Long-wavelength (8–11.5 μm) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons », *Optics Letters*, vol. 23, no. 17, p. 1366–1368, 1998.
- [93] D. Chastanet, A. Bousseksou, G. Lollia, M. Bahriz, F. Julien, A. Baranov, R. Teissier et R. Colombelli, « High temperature, single mode, long infrared ($\lambda = 17.8 \mu\text{m}$) inas-based quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 11, p. 111118, 2014.
- [94] R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco, A. Tredicucci, M. C. Wanke, A. M. Sergent et A. Y. Cho, « Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at $21.5 \mu\text{m}$ and $24 \mu\text{m}$ wavelengths », *Applied physics letters*, vol. 78, no. 18, p. 2620–2622, 2001.
- [95] E. Garcia-Caurel, A. Lizana, G. Ndong, B. Al-Bugami, C. Bernon, E. Al-Qahtani, F. Renguez et A. De Martino, « Mid-infrared mueller ellipsometer with pseudo-achromatic optical elements », *Applied optics*, vol. 54, no. 10, p. 2776–2785, 2015.
- [96] E. Compain, S. Poirier et B. Drevillon, « General and self-consistent method for the calibration of polarization modulators, polarimeters, and mueller-matrix ellipsometers », *Applied optics*, vol. 38, no. 16, p. 3490–3502, 1999.
- [97] R. A. Chipman, « Handbook of optics », *Polarimetry, 2nd ed. M. Bass ed. McGraw Hill, New York*, vol. 2, 1995.
- [98] R. Azzam et N. Bashara, « Ellipsometry and polarized light », *North-holland publ Co, Amsterdam*, 1977.
- [99] E. Garcia-Caurel, A. De Martino, J.-P. Gaston et L. Yan, « Application of spectroscopic ellipsometry and mueller ellipsometry to optical characterization », *Applied spectroscopy*, vol. 67, no. 1, p. 1–21, 2013.
- [100] H. Tompkins et E. A. Irene, *Handbook of ellipsometry*. William Andrew, 2005.
- [101] J. Kischkat, S. Peters, B. Gruska, M. Semtsiv, M. Chashnikova, M. Klinkmüller, O. Fedosenko, S. Machulik, A. Aleksandrova, G. Monastyrskiy et others, « Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride », *Applied optics*, vol. 51, no. 28, p. 6789–6798, 2012.

- [102] G. Jellison Jr et F. Modine, « Parameterization of the optical functions of amorphous materials in the interband region », *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 3, p. 371–373, 1996.
- [103] « Tauc-lorentz dispersion formula ». http://www.horiba.com/fileadmin/uploads/Scientific/Downloads/OpticalSchool_CN/TN/ellipsometer/Tauc-Lorentz_Dispersion_Formula.pdf. Date de visite : 27-07-2016.
- [104] I. Nerbø, S. Le Roy, M. Foldyna, M. Kildemo et E. Søndergård, « Characterization of inclined gasb nanopillars by mueller matrix ellipsometry », *Journal of Applied Physics*, vol. 108, no. 1, p. 014307, 2010.
- [105] X. Chen, C. Zhang et S. Liu, « Depolarization effects from nanoimprinted grating structures as measured by mueller matrix polarimetry », *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 15, p. 151605, 2013.
- [106] F. Ay et A. Aydinli, « Comparative investigation of hydrogen bonding in silicon based pecvd grown dielectrics for optical waveguides », *Optical Materials*, vol. 26, no. 1, p. 33–46, 2004.
- [107] A. Sassella, A. Borghesi, F. Corni, A. Monelli, G. Ottaviani, R. Tonini, B. Pivac, M. Bacchetta et L. Zanotti, « Infrared study of si-rich silicon oxide films deposited by plasma-enhanced chemical vapor deposition », *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 15, no. 2, p. 377–389, 1997.
- [108] A. Murashkevich, A. Lavitskaya, T. Barannikova et I. Zharskii, « Infrared absorption spectra and structure of TiO₂-SiO₂ composites », *Journal of Applied Spectroscopy*, vol. 75, no. 5, p. 730–734, 2008.
- [109] U. Diebold, « The surface science of titanium dioxide », *Surface science reports*, vol. 48, no. 5, p. 53–229, 2003.
- [110] T. M. Tritt, *Thermal conductivity: theory, properties, and applications*. Springer Science & Business Media, 2005.
- [111] D. G. Cahill et T. H. Allen, « Thermal conductivity of sputtered and evaporated SiO₂ and TiO₂ optical coatings », *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 3, p. 309–311, 1994.
- [112] Y. Touloukian, R. Powell, C. Ho et P. Klemens, « Thermal conductivity: Non-metallic solids, vol. 2 », 1970.
- [113] A. Saci, *Transport thermique dans les milieux nano-structurés (GaAs) n/(AlAs) n*. Thèse doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2011.
- [114] A. Jordan, « Some thermal and mechanical properties of inp essential to crystal growth modeling », *Journal of crystal growth*, vol. 71, no. 3, p. 559–565, 1985.
- [115] O. Käding, H. Skurk et K. Goodson, « Thermal conduction in metallized silicon-dioxide layers on silicon », *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 13, p. 1629–1631, 1994.
- [116] S. M. Lee et D. G. Cahill, « Heat transport in thin dielectric films », *Journal of applied physics*, vol. 81, no. 6, p. 2590–2595, 1997.
- [117] G. Tessier, S. Hole et D. Fournier, « Quantitative thermal imaging by synchronous thermoreflectance with optimized illumination wavelengths », *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 16, p. 2267–2269, 2001.
- [118] Y. Touloukian, R. Powell, C. Ho et P. Klemens, « Thermophysical properties of matter-the tprc data series. volume 1. thermal conductivity-metallic elements and alloys », rap. tech., DTIC Document, 1970.

- [119] G. Langer, J. Hartmann et M. Reichling, « Thermal conductivity of thin metallic films measured by photothermal profile analysis », *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 3, p. 1510–1513, 1997.
- [120] P. Maycock, « Thermal conductivity of silicon, germanium, iii–v compounds and iii–v alloys », *Solid-state electronics*, vol. 10, no. 3, p. 161–168, 1967.
- [121] M. Bogner, A. Hofer, G. Benstetter, H. Gruber et R. Y. Fu, « Differential 3ω method for measuring thermal conductivity of AlN and Si₃N₄ thin films », *Thin Solid Films*, vol. 591, p. 267–270, 2015.
- [122] D. Ristau et J. Ebert, « Development of a thermographic laser calorimeter », *Applied optics*, vol. 25, no. 24, p. 4571–4578, 1986.
- [123] J. F. Shackelford, Y.-H. Han, S. Kim et S.-H. Kwon, *CRC materials science and engineering handbook*. CRC press, 2016.
- [124] AzoMaterials, « Titanium dioxide - titania (tio2) ». <http://www.azom.com/properties.aspx?ArticleID=1179>. Date de visite : 01-10-2016.
- [125] S. R. Choi, D. Kim, S.-H. Choa, S.-H. Lee et J.-K. Kim, « Thermal conductivity of AlN and SiC thin films », *International journal of thermophysics*, vol. 27, no. 3, p. 896–905, 2006.
- [126] Z. Yimin, Z. Chunlin, W. Sigen, J. Tian, D. Yang, C. Chen, C. Hao et P. Hing, « Pulsed photothermal reflectance measurement of the thermal conductivity of sputtered aluminum nitride thin films », *Journal of applied physics*, vol. 96, no. 8, 2004.
- [127] R. Kato, A. Maesono et R. Tye, « Thermal conductivity measurement of submicron-thick films deposited on substrates by modified ac calorimetry (laser-heating ångstrom method) », *International journal of thermophysics*, vol. 22, no. 2, p. 617–629, 2001.
- [128] G. A. Slack, R. A. Tanzilli, R. Pohl et J. Vandersande, « The intrinsic thermal conductivity of ain », *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 48, no. 7, p. 641–647, 1987.
- [129] J. H. Edgar, « Properties of group iii nitrides », Institution of Electrical Engineers, 1994.
- [130] K. A. Aissa, N. Semmar, A. Achour, Q. Simon, A. Petit, J. Camus, C. Boulmer-Leborgne et M. Djouadi, « Achieving high thermal conductivity from AlN films deposited by high-power impulse magnetron sputtering », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 47, no. 35, p. 355303, 2014.
- [131] R. M. Briggs, C. Frez, M. Fradet, S. Forouhar, R. Blanchard, L. Diehl et C. Pflügl, « Low-dissipation 7.4- μ m single-mode quantum cascade lasers without epitaxial regrowth », *Optics Express*, vol. 24, no. 13, p. 14589–14595, 2016.
- [132] D. Zhuang et J. Edgar, « Wet etching of GaN, AlN, and SiC: a review », *Materials Science and Engineering: R: Reports*, vol. 48, no. 1, p. 1–46, 2005.
- [133] I. Adesida, C. Youtsey, A. Ping, F. Khan, L. Romano et G. Bulman, « Dry and wet etching for group iii–nitrides », in *MRS Proceedings*, vol. 537, p. G1–4, Cambridge Univ Press, 1998.
- [134] J. Mileham, S. Pearton, C. Abernathy, J. MacKenzie, R. Shul et S. Kilcoyne, « Wet chemical etching of AlN », *Applied physics letters*, vol. 67, no. 8, p. 1119–1121, 1995.

- [135] C. Vartuli, S. Pearton, J. Lee, C. Abernathy, J. MacKenzie, J. Zolper, R. Shul et F. Ren, « Wet chemical etching of AlN and InAlN in KOH solutions », *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 143, no. 11, p. 3681–3684, 1996.
- [136] A. Ababneh, H. Kreher et U. Schmid, « Etching behaviour of sputter-deposited aluminium nitride thin films in H₃PO₄ and KOH solutions », *Microsystem Technologies*, vol. 14, no. 4-5, p. 567–573, 2008.
- [137] M. Aid, E. Defay, A. Lefevre et G.-M. Parat, « Procédé pour obtenir une couche d'AlN à flancs sensiblement verticaux », 2012.
- [138] S. Pearton, C. Abernathy et F. Ren, « Low bias electron cyclotron resonance plasma etching of GaN, AlN, and InN », *Applied physics letters*, vol. 64, no. 17, p. 2294–2296, 1994.
- [139] S. Pearton, C. Abernathy et C. Vartuli, « ECR plasma etching of GaN, AlN and InN using iodine or bromine chemistries », *Electronics Letters*, vol. 30, no. 23, p. 1985–1986, 1994.
- [140] R. Shul, S. Kilcoyne, M. H. Crawford, J. Parmeter, C. Vartuli, C. Abernathy et S. Pearton, « High temperature electron cyclotron resonance etching of GaN, InN, and AlN », *Applied physics letters*, vol. 66, no. 14, p. 1761–1763, 1995.
- [141] C. Vartuli, S. Pearton, J. Lee, J. MacKenzie, C. Abernathy et R. Shul, « Electron cyclotron resonance etching of III–V nitrides in IBr/Ar plasmas », *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 15, no. 1, p. 98–102, 1997.
- [142] C. Vartuli, S. Pearton, J. Lee, J. Hong, J. MacKenzie, C. Abernathy et R. Shul, « ICl/Ar electron cyclotron resonance plasma etching of III–V nitrides », *Applied physics letters*, vol. 69, no. 10, p. 1426–1428, 1996.
- [143] R. Shul, C. Willison, M. Bridges, J. Han, J. Lee, S. Pearton, C. Abernathy, J. MacKenzie et S. Donovan, « High-density plasma etch selectivity for the III–V nitrides », *Solid-State Electronics*, vol. 42, no. 12, p. 2269–2276, 1998.
- [144] S. Smith, C. Wolden, M. Bremser, A. Hanser, R. Davis et W. Lampert, « High rate and selective etching of GaN, AlGaIn, and AlN using an inductively coupled plasma », *Applied physics letters*, vol. 71, no. 25, p. 3631–3633, 1997.
- [145] D. Chen, D. Xu, J. Wang, B. Zhao et Y. Zhang, « Dry etching of AlN films using the plasma generated by fluoride », *Vacuum*, vol. 83, no. 2, p. 282–285, 2008.
- [146] F. Khan, L. Zhou, V. Kumar, I. Adesida et R. Okojie, « High rate etching of AlN using BCl₃/Cl₂/Ar inductively coupled plasma », *Materials Science and Engineering: B*, vol. 95, no. 1, p. 51–54, 2002.
- [147] X. Liu, C. Sun, B. Xiong, L. Niu, Z. Hao, Y. Han et Y. Luo, « Smooth etching of epitaxially grown AlN film by Cl₂/BCl₃/Ar-based inductively coupled plasma », *Vacuum*, vol. 116, p. 158–162, 2015.
- [148] J. Yang, C. Si, G. Han, M. Zhang, L. Ma, Y. Zhao et J. Ning, « Researching the aluminum nitride etching process for application in MEMS resonators », *Micromachines*, vol. 6, no. 2, p. 281–290, 2015.
- [149] W. Metaferia, B. Simozrag, C. Junesand, Y.-T. Sun, M. Carras, R. Blanchard, F. Capasso et S. Lourduoss, « Demonstration of a quick process to achieve buried heterostructure quantum cascade laser leading to high power and wall plug efficiency », *Optical Engineering*, vol. 53, no. 8, p. 087104–087104, 2014.

- [150] S. Lourdudoss, W. Metaferia, C. Junesand, B. Manavaimaran, S. Ferré, B. Simozrag, M. Carras, R. Peretti, V. Liverini, M. Beck et others, « Hydride vapour phase epitaxy assisted buried heterostructure quantum cascade lasers for sensing applications », in *SPIE OPTO*, p. 93700D–93700D, International Society for Optics and Photonics, 2015.
- [151] A.-C. Pliska, J. Mottin, N. Matuschek et C. Bosshard, « Bonding semiconductor laser chips: substrate material figure of merit and die attach layer influence », in *THERMINIC 2005*, p. 76–83, TIMA Editions, 2005.
- [152] « Diatherm low cost cvd diamond heat spreaders ». <http://www.sp3diamondtech.com/pdf/DiaThermLowCostCVDHeatSpreadersWhitePaper.pdf>. Date de visite : 27-07-2016.
- [153] X. Liu, W. Zhao, L. Xiong et H. Liu, *Packaging of high power semiconductor lasers*. Springer, 2014.
- [154] H. Li, T. Towe, I. Chyr, D. Brown, T. Nguyen, F. Reinhardt, X. Jin, R. Srinivasan, M. Berube, T. Truchan et others, « Near 1 kw of continuous-wave power from a single high-efficiency diode-laser bar », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 13, p. 960–962, 2007.
- [155] « Single emitter broad area laser ». <http://www.fbh-berlin.com/en/research/photonics/high-power-diode-lasers/ba-lasers-bars>. Date de visite : 27-07-2016.
- [156] Z. G. Lian, Q. Q. Li, D. Furniss, T. M. Benson et A. B. Seddon, « Solid microstructured chalcogenide glass optical fibers for the near-and mid-infrared spectral regions », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, no. 24, p. 1804–1806, 2009.
- [157] F. Désévéday, G. Renversez, J. Troles, P. Houizot, L. Brilland, I. Vasilief, Q. Coulombier, N. Traynor, F. Smektala et J.-L. Adam, « Chalcogenide glass hollow core photonic crystal fibers », *Optical Materials*, vol. 32, no. 11, p. 1532–1539, 2010.
- [158] J. Toulouse, A. Lin, A. Ryaznyanskiy, A. Belwalkar, C. Guintrand, C. Lafontaine, W. Misiolok et I. Biaggio, « Development of new tellurite fibers for mid-ir applications », in *Winter Topicals (WTM), 2011 IEEE*, p. 185–186, IEEE, 2011.
- [159] T. Cheng, W. Gao, H. Kawashima, D. Deng, M. Liao, M. Matsumoto, T. Misumi, T. Suzuki et Y. Ohishi, « Widely tunable second-harmonic generation in a chalcogenide–tellurite hybrid optical fiber », *Optics letters*, vol. 39, no. 7, p. 2145–2147, 2014.
- [160] J.-L. Adam et X. Zhang, *Chalcogenide Glasses: Preparation, Properties and Applications*. Woodhead Publishing, 2014.
- [161] G. Tao, H. Ebendorff-Heidepriem, A. M. Stolyarov, S. Danto, J. V. Badding, Y. Fink, J. Ballato et A. F. Abouraddy, « Infrared fibers », *Advances in Optics and Photonics*, vol. 7, no. 2, p. 379–458, 2015.
- [162] L. Jumpertz, C. Caillaud, C. Gilles, S. Ferré, K. Schires, L. Brilland, J. Troles, M. Carras et F. Grillot, « Estimating optical feedback from a chalcogenide fiber in mid-infrared quantum cascade lasers », *AIP Advances*, vol. 6, no. 10, p. 105201, 2016.

- [163] J. Bland-Hawthorn, S. Ellis, S. Leon-Saval, R. Haynes, M. Roth, H.-G. Löhmansröben, A. Horton, J.-G. Cuby, T. A. Birks, J. Lawrence et others, « A complex multi-notch astronomical filter to suppress the bright infrared sky », *Nature communications*, vol. 2, p. 581, 2011.
- [164] S. D. Jackson, « High-power and highly efficient diode-cladding-pumped holmium-doped fluoride fiber laser operating at $2.94 \mu\text{m}$ », *Optics letters*, vol. 34, no. 15, p. 2327–2329, 2009.
- [165] « Le verre fluoré ». <http://leverrefluore.com/>. Date de visite : 02-08-2016.
- [166] S. D. Jackson, « Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser », *Nature photonics*, vol. 6, no. 7, p. 423–431, 2012.
- [167] I. Vurgaftman et J. R. Meyer, « Photonic-crystal distributed-feedback quantum cascade lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 6, p. 592–602, 2002.
- [168] B. Gökden, Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Slivken et M. Razeghi, « Broad area photonic crystal distributed feedback quantum cascade lasers emitting 34 W at $\lambda \sim 4.36 \mu\text{m}$ », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 13, p. 1112, 2010.
- [169] Y. Bai, S. Darvish, S. Slivken, P. Sung, J. Nguyen, A. Evans, W. Zhang et M. Razeghi, « Electrically pumped photonic crystal distributed feedback quantum cascade lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 14, p. 141123, 2007.
- [170] Q. Lu, W. Zhang, L. Wang, F. Liu et Z. Wang, « Photonic crystal distributed feedback quantum cascade laser fabricated with holographic technique », *Electron. Lett.*, vol. 45, no. 1, p. 1, 2009.
- [171] Y. Bai, S. Slivken, Q. Lu, N. Bandyopadhyay et M. Razeghi, « Angled cavity broad area quantum cascade lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 8, p. 081106, 2012.
- [172] S. Ahn, C. Schwarzer, T. Zederbauer, D. C. MacFarland, H. Detz, A. M. Andrews, W. Schrenk et G. Strasser, « High-power, low-lateral divergence broad area quantum cascade lasers with a tilted front facet », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 5, p. 051101, 2014.
- [173] N. Yu, L. Diehl, E. Cubukcu, D. Bour, S. Corzine, G. Höfler, A. K. Wojcik, K. B. Crozier, A. Belyanin et F. Capasso, « Coherent coupling of multiple transverse modes in quantum cascade lasers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 1, p. 013901, 2009.
- [174] P. Friedli, H. Sigg, B. Hinkov, A. Hugi, S. Riedi, M. Beck et J. Faist, « Four-wave mixing in a quantum cascade laser amplifier », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, p. 222104, 2013.
- [175] L. Nähle, J. Semmel, W. Kaiser, S. Höfling et A. Forchel, « Tapered quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 18, p. 181122, 2007.
- [176] A. Lyakh, R. Maulini, A. Tsekoun, R. Go et C. K. N. Patel, « Tapered $4.7 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers with highly strained active region composition delivering over 4.5 watts of continuous wave optical power », *Opt. Express*, vol. 20, no. 4, p. 4382–4388, 2012.
- [177] G. Bendelli, K. Komori, S. Arai et Y. Suematsu, « A new structure for high-power tw-sla (travelling wave semiconductor laser amplifier) », *IEEE Photonics technology letters*, vol. 3, no. 1, p. 42–44, 1991.

- [178] J.-W. Lai et C.-F. Lin, « Carrier diffusion effect in tapered semiconductor-laser amplifier », *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 34, no. 7, p. 1247–1256, 1998.
- [179] P. Skovgaard, J. McInerney, J. V. Moloney, R. A. Indik et C.-Z. Ning, « Enhanced stability of mfa-mopa semiconductor lasers using a nonlinear, trumpet-shaped flare », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 9, p. 1220–1222, 1997.
- [180] J. R. Marciante et G. P. Agrawal, « Lateral spatial effects of feedback in gain-guided and broad-area semiconductor lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 9, p. 1630–1635, 1996.
- [181] S. K. Mandre, I. Fischer et W. Elsässer, « Spatiotemporal emission dynamics of a broad-area semiconductor laser in an external cavity: stabilization and feedback-induced instabilities », *Opt. Commun.*, vol. 244, p. 355–365, 2005.
- [182] T. Tachikawa, S. Takimoto, R. Shogenji et J. Ohtsubo, « Dynamics of broad-area semiconductor lasers with short optical feedback », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 46, no. 2, p. 140–149, 2010.
- [183] A. Takeda, R. Shogenji et J. Ohtsubo, « Spatial-mode analysis in broad-area semiconductor lasers subjected to optical feedback », *Opt. Rev.*, vol. 20, no. 4, p. 308–313, 2013.
- [184] G. C. Dente, « Low confinement factors for suppressed filaments in semiconductor lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 12, p. 1650–1653, 2001.
- [185] J. Martin-Regalado, G. H. M. van Tartwijk, S. Balle et M. san Miguel, « Mode control and pattern stabilization in broad-area lasers by optical feedback », *Phys. Rev. A*, vol. 54, no. 6, p. 5386–5393, 1996.
- [186] L. Jumpertz, K. Schires, M. Carras, M. Sciamanna et F. Grillot, « Chaotic light at mid-infrared wavelength », *Light Sci. Appl.*, vol. 5, p. e16088, 2016.
- [187] E. Wolf, éd., *Progress in Optics*, vol. 44. Elsevier, 2002.
- [188] T. Y. Fan, « Laser beam combining for high-power, high-radiance sources », *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 3, p. 567–577, 2005.
- [189] J. Wagner, N. Schulz, B. Rösener, M. Rattunde, Q. Yang, F. Fuchs, C. Manz, W. Bronner, C. Mann, K. Köhler et others, « Infrared semiconductor lasers for dircm applications », in *SPIE Europe Security and Defence*, p. 71150A–71150A, International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [190] B. G. Lee, J. Kinsky, A. K. Goyal, C. Pflügl, L. Diehl, M. A. Belkin, A. Sanchez et F. A. Capasso, « Beam combining of quantum cascade laser arrays », *Optics Express*, vol. 17, no. 18, p. 16216–16224, 2009.
- [191] S. Hugger, R. Aidam, W. Bronner, F. Fuchs, R. Lösch, Q. Yang, J. Wagner, E. Romasew, M. Raab, H. D. Tholl et others, « Power scaling of quantum cascade lasers via multiemitter beam combining », *Optical Engineering*, vol. 49, no. 11, p. 111111–111111, 2010.
- [192] A. Goyal, B. G. Lee, C. Pfluegl, L. Diehl, M. Belkin, A. Sanchez-Rubio et F. Capasso, « Wavelength beam combining of quantum cascade laser arrays », jan. 26 2016. US Patent 9,246,310.

- [193] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. Kingsley, T. Soltys et R. Carlson, « Coherent light emission from gaas junctions », *Physical Review Letters*, vol. 9, no. 9, p. 366, 1962.
- [194] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr et G. Lasher, « Stimulated emission of radiation from gaas pn junctions », *Applied Physics Letters*, vol. 1, p. 62–64, 1962.
- [195] N. Holonyak Jr et S. Bevacqua, « Coherent (visible) light emission from ga (as1- xpx) junctions », *Applied Physics Letters*, vol. 1, no. 4, p. 82–83, 1962.
- [196] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. Keyes, W. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter et H. Zeigler, « Semiconductor maser of gaas », *Applied Physics Letters*, vol. 1, p. 91–92, 1962.
- [197] N. Basov, E. Belenov et V. Letokhov, « Diffraction synchronization of lasers », DTIC Document, 1965.
- [198] N. Basov, E. Belenov et V. Letokhov, « Synchronization of oscillations in a semiconducting laser having several p-n junctions(oscillations synchronized in semiconductor laser by p-n transitions to increase power and directivity of emission) », *Soviet Physics-Solid State*, vol. 7, p. 275, 1965.
- [199] V. Letokhov, « Diffraction losses of an open resonator formed by mirrors with absorbing strips(diffraction losses of open resonator oscillations with plane mirrors as function of absorption band of mirror) », *SOVIET PHYSICS-TECHNICAL PHYSICS*, vol. 10, p. 629–632, 1965.
- [200] E. Belenov et V. Letokhov, « Theory of coupled optical masers(coupling and synchronization of lasers, noting field amplitudes, delayed interaction and dielectric constant dispersion) », *SOVIET PHYSICS-TECHNICAL PHYSICS*, vol. 10, p. 1628, 1966.
- [201] R. Adler, « A study of locking phenomena in oscillators », *Proceedings of the IRE*, vol. 34, no. 6, p. 351–357, 1946.
- [202] A. B. Fowler, « Quenching of gallium-arsenide injection lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 3, no. 1, p. 1–3, 1963.
- [203] A. B. Fowler, « Cooperative effect in gaas lasers », *Journal of Applied Physics*, vol. 35, no. 7, p. 2275–2276, 1964.
- [204] R. Vuilleumier, N. Collins, J. Smith, J. Kim et H. Raillard, « Coherent amplification characteristics of a gaas phased array », *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, no. 8, p. 1420–1425, 1967.
- [205] J. Crowe et W. Ahearn, « External cavity coupling and phase locking of gallium arsenide injection lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 4, no. 4, p. 169–172, 1968.
- [206] E. Phillip-Rutz et H. Edmonds, « Diffraction-limited gaas laser with external resonator », *Applied optics*, vol. 8, no. 9, p. 1859–1865, 1969.
- [207] J. E. Ripper et T. L. Paoli, « Optical coupling of adjacent stripe-geometry junction lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 9, p. 371–373, 1970.
- [208] K. Otsuka, « A proposal on coupled waveguide lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 13, p. 895–898, 1977.
- [209] D. Botez et D. R. Scifres, *Diode laser arrays*, vol. 14. Cambridge University Press, 2005.

- [210] N. W. Carlson, *Monolithic diode-laser arrays*, vol. 33. Springer Science & Business Media, 2012.
- [211] D. Scifres, R. Burnham et W. Streifer, « Phase-locked semiconductor laser array », *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 12, p. 1015–1017, 1978.
- [212] D. Ackley, D. Botez et B. Bogner, « Phase-locked injection laser arrays with integrated phase shifters », *RCA Review (ISSN 0033-6831)*, vol. 44, Dec. 1983, p. 625–633., vol. 44, p. 625–633, 1983.
- [213] M. Matsumoto, M. Taneya, S. Matsui, S. Yano et T. Hijikata, « Single-lobed far-field pattern operation in a phased array with an integrated phase shifter », *Applied physics letters*, vol. 50, no. 22, p. 1541–1543, 1987.
- [214] M. Taneya, M. Matsumoto, S. Matsui, S. Yano et T. Hijikata, « Stable quasi 0° phase mode operation in a laser array diode nearly aligned with a phase shifter », *Applied physics letters*, vol. 50, no. 13, p. 783–785, 1987.
- [215] Y. Twu, A. Dienes, S. Wang et J. Whinnery, « High power coupled ridge waveguide semiconductor laser arrays », *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 7, p. 709–711, 1984.
- [216] J. Katz, E. Kapon, C. Lindsey, S. Margalit, U. Shreter et A. Yariv, « Phase-locked semiconductor laser array with separate contacts », *Applied Physics Letters*, vol. 43, no. 6, p. 521–523, 1983.
- [217] E. Kapon, J. Katz, S. Margalit et A. Yariv, « Controlled fundamental supermode operation of phase-locked arrays of gain-guided diode lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 6, p. 600–602, 1984.
- [218] E. Kapon, J. Katz, S. Margalit et A. Yariv, « Longitudinal-mode control in integrated semiconductor laser phased arrays by phase velocity matching », *Applied Physics Letters*, vol. 44, no. 2, p. 157–159, 1984.
- [219] Y. Twu, K.-L. Chen, A. Dienes, S. Wang et J. Whinnery, « High-performance index-guided phase-locked semiconductor laser arrays », *Electronics Letters*, vol. 21, no. 8, p. 324–325, 1985.
- [220] J. Ohsawa, S. Hinata, T. Aoyagi, T. Kadowaki et N. Kaneno, « Triple-stripe phase-locked diode lasers emitting 100 mw cw with single-lobed far-field patterns », *Electronics Letters*, vol. 21, p. 779, 1985.
- [221] L. Zhu, G. Feak, J. Ballantyne, D. Wagner et P. Tihanyi, « In-phase coupling between ridge guide lasers by introducing distributed saturable absorption regions in subordinate laser cavities », *Applied physics letters*, vol. 50, no. 22, p. 1550–1552, 1987.
- [222] D. Ackley, « Phase-locked injection laser arrays with nonuniform stripe spacing », *Electronics Letters*, vol. 20, p. 695–697, 1984.
- [223] D. Ackley, J. Butler et M. Ettenberg, « Phase-locked injection laser arrays with variable stripe spacing », *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 22, no. 12, p. 2204–2212, 1986.
- [224] T. Chen, K. Yu, B. Chang, A. Hasson, S. Margalit et A. Yariv, « Phase-locked InGaAs p laser array with diffraction coupling », *Applied Physics Letters*, vol. 43, no. 2, p. 136–137, 1983.
- [225] S. Wang, J. Z. Wilcox, M. Jansen et J. J. Yang, « In-phase locking in diffraction-coupled phased-array diode lasers », *Applied physics letters*, vol. 48, no. 26, p. 1770–1772, 1986.

- [226] J. Wilcox, M. Jansen, J. Yang, G. Peterson, A. Silver, W. Simmons, S. Ou et M. Sergant, « Supermode discrimination in diffraction-coupled laser arrays with separate contacts », *Applied physics letters*, vol. 51, no. 9, p. 631–633, 1987.
- [227] D. Mehuys, K. Mitsunaga, L. Eng, W. Marshall et A. Yariv, « Supermode control in diffraction-coupled semiconductor laser arrays », *Applied physics letters*, vol. 53, no. 13, p. 1165–1167, 1988.
- [228] I. Vinogradov, A. E. Kosykh et A. S. Logginov, « Analysis of an array of diffraction-coupled injection lasers », *Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, p. 515–517, 1990.
- [229] J. Wilcox, W. Simmons, D. Botez, M. Jansen, L. Mawst, G. Peterson, T. Wilcox et J. Yang, « Design considerations for diffraction coupled arrays with monolithically integrated self-imaging cavities », *Applied Physics Letters*, vol. 54, no. 19, p. 1848–1850, 1989.
- [230] M. Jansen, J. Yang, S. Ou, D. Botez, J. Wilcox et L. Mawst, « Diffraction-limited operation from monolithically integrated diode laser array and self-imaging (talbot) cavity », *Applied physics letters*, vol. 55, no. 19, p. 1949–1951, 1989.
- [231] M. Taneya, M. Matsumoto, S. Matsui, S. Yano et T. Hijikata, « 0° phase mode operation in phased-array laser diode with symmetrically branching waveguide », *Applied Physics Letters*, vol. 47, no. 4, p. 341–343, 1985.
- [232] D. F. Welch, P. Cross, D. Scifres, W. Streifer et R. Burnham, « High-power (cw) in-phase locked “y”coupled laser arrays », *Applied physics letters*, vol. 49, no. 24, p. 1632–1634, 1986.
- [233] D. Botez, P. Hayashida, L. Mawst et T. Roth, « Diffraction-limited-beam, high-power operation from x-junction coupled phase-locked arrays of algaas/gaas diode lasers », *Applied physics letters*, vol. 53, no. 15, p. 1366–1368, 1988.
- [234] J. Whiteaway, D. Moule et S. Clements, « Tree array lasers », *Electronics Letters*, vol. 25, p. 779–781, 1989.
- [235] G. De Naurois, M. Carras, B. Simozrag, O. Patard, F. Alexandre et X. Marcadet, « Coherent quantum cascade laser micro-stripe arrays », *AIP Adv.*, vol. 1, no. 3, p. 032165, 2011.
- [236] G. De Naurois, M. Carras, G. Maisons et X. Marcadet, « Effect of emitter number on quantum cascade laser monolithic phased array », *Optics letters*, vol. 37, no. 3, p. 425–427, 2012.
- [237] G. De Naurois, B. Simozrag, G. Maisons, V. Trinité, F. Alexandre et M. Carras, « High thermal performance of μ -stripes quantum cascade laser », *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 4, p. 041113, 2012.
- [238] R. Vallon, B. Parvitte, L. Bizet, G. M. De Naurois, B. Simozrag, G. Maisons, M. Carras et V. Zeninari, « External cavity coherent quantum cascade laser array », *Infrared Physics & Technology*, vol. 76, p. 415–420, 2016.
- [239] J. Kirch, C.-C. Chang, C. Boyle, L. Mawst, D. Lindberg III, T. Earles et D. Botez, « 5.5 W near-diffraction-limited power from resonant leaky-wave coupled phase-locked arrays of quantum cascade lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 6, p. 061113, 2015.

- [240] C. Sigler, C.-C. Chang, J. D. Kirch, L. J. Mawst, D. Botez et T. Earles, « Design of resonant leaky-wave coupled phase-locked arrays of mid-ir quantum cascade lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, no. 6, p. 97–106, 2015.
- [241] Y.-H. Liu, J.-C. Zhang, F.-L. Yan, F.-Q. Liu, N. Zhuo, L.-J. Wang, J.-Q. Liu et Z.-G. Wang, « Coupled ridge waveguide distributed feedback quantum cascade laser arrays », *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 14, p. 142104, 2015.
- [242] F.-L. Yan, J.-C. Zhang, Z.-W. Jia, N. Zhuo, S.-Q. Zhai, S.-M. Liu, F.-Q. Liu et Z.-G. Wang, « High-power phase-locked quantum cascade laser array emitting at $\lambda \approx 4.6 \mu\text{m}$ », *AIP Advances*, vol. 6, no. 3, p. 035022, 2016.
- [243] L. K. Hoffmann, C. Hurni, S. Schartner, M. Austerer, E. Mujagić, M. Nobile, A. Benz, W. Schrenk, A. M. Andrews, P. Klang et others, « Coherence in y-coupled quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 16, p. 161106, 2007.
- [244] L. K. Hoffmann, M. Klinkmüller, E. Mujagić, M. P. Semtsiv, W. Schrenk, W. T. Masselink et G. Strasser, « Tree array quantum cascade laser », *Optics express*, vol. 17, no. 2, p. 649–657, 2009.
- [245] A. Lyakh, R. Maulini, A. Tsekoun, R. Go et C. K. N. Patel, « Continuous wave operation of buried heterostructure $4.6 \mu\text{m}$ quantum cascade laser y-junctions and tree arrays », *Optics express*, vol. 22, no. 1, p. 1203–1208, 2014.
- [246] D. Botez, « Array-mode far-field patterns for phase-locked diode-laser array: Coupled-mode theory versus simple diffraction theory », *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 21, no. 11, p. 1752–1755, 1985.
- [247] J. Butler, D. Ackley et D. Botez, « Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays », *Applied Physics Letters*, vol. 44, no. 3, p. 293–295, 1984.
- [248] J. Butler, D. Ackley et D. Botez, « Erratum: Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays[appl. phys. lett. 44, 293(1984)] », *Applied Physics Letters*, vol. 44, no. 9, p. 935, 1984.
- [249] D. Scifres, W. Streifer et R. Burnham, « Experimental and analytic studies of coupled multiple stripe diode lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 15, no. 9, p. 917–922, 1979.
- [250] E. Kapon, J. Katz et A. Yariv, « Supermode analysis of phase-locked arrays of semiconductor lasers », *Optics letters*, vol. 9, no. 4, p. 125–127, 1984.
- [251] E. Kapon, C. Lindsey, J. Katz, S. Margalit et A. Yariv, « Chirped arrays of diode lasers for supermode control », *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 3, p. 200–202, 1984.
- [252] E. Kapon, « The supermode structure of phase-locked diode laser arrays with variable channel spacing », *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 23, no. 1, p. 89–93, 1987.
- [253] K.-Y. Kwon, « Effects of simultaneous chirping on the supermode discrimination and beam angle in the index-guided laser arrays », *International Journal of Advancements in Computing Technology*, vol. 5, no. 12, p. 568, 2013.
- [254] D. Botez, L. J. Mawst, G. L. Peterson et T. J. Roth, « Phase-locked arrays of antiguides: model content and discrimination », *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 26, no. 3, p. 482–495, 1990.

- [255] Y.-L. Hsu, C.-Y. Tai et T.-C. Chen, « Improving thermal properties of industrial safety helmets », *International Journal of Industrial Ergonomics*, vol. 26, no. 1, p. 109–117, 2000.
- [256] J. L. Lerma, M. Cabrelles et C. Portalés, « Multitemporal thermal analysis to detect moisture on a building façade », *Construction and Building Materials*, vol. 25, no. 5, p. 2190–2197, 2011.

Sujet : Nouvelles architectures et optimisations pour la montée en puissance des lasers à cascade quantique moyen infrarouge

Résumé : Les lasers à cascade quantique (QCLs) sont des sources laser à semi-conducteurs permettant de fortes puissances optiques dans le moyen-infrarouge. Les applications visées sont la spectroscopie à distance et les contre-mesures optiques. Les performances des QCLs restent limitées par le transport électronique, le comportement optique et la dissipation de la charge thermique. Premièrement, cette thèse a permis une meilleure compréhension des éléments limitants les performances des QCLs. Les propriétés optiques et thermiques des matériaux qui constituent les QCLs ont été mesurées. En nous appuyant sur des simulations, nous avons montré l'impact de la géométrie du composant et de l'embase sur les performances.

Deuxièmement, nous avons étudié des méthodes pour mettre en forme le faisceau afin d'augmenter la luminance du QCL. Nous avons ainsi montré que le couplage avec des fibres optiques ou l'utilisation de QCLs à section évasée permettent de réduire la divergence du QCL. De plus, nous avons obtenu de très fortes puissances crêtes et moyennes avec des lasers larges tout en conservant un bon champ lointain. Enfin, nous avons montré qu'il est possible de mettre en forme le faisceau émis par des QCLs larges en réinjectant le signal optique.

Dernièrement, nous avons proposé des nouvelles méthodes pour réaliser des réseaux de QCLs couplés monolithiquement. En plus de résultats expérimentaux sur des réseaux de QCLs uniformes, nous avons montré les limites des réseaux non-uniformes. Enfin, nous avons breveté une solution basée sur des antiguides en silicium amorphe pour coupler un grand nombre de QCLs.

Mots clés : Moyen infrarouge, lasers à cascade quantique, forte puissance, réseaux de lasers couplés monolithique

Subject : Optimisation and new architectures for high power mid-infrared quantum cascade lasers

Résumé : Quantum cascade lasers (QCLs) are semiconductor laser sources able to produce high output power in mid-infrared range. Target applications are remote spectroscopy and optical counter-measure. Their performances are still limited by electronic transport, optical behavior and thermal load dissipation.

First, this work has lead to a better comprehension of the features limiting the QCLs performances. Optical and thermal properties of the materials the QCLs are made of have been measured. By simulation, we have shown the impact of the device and submount's geometries on the performances. Second, we have studied some methods to shape the beam in order to increase the luminance of the QCL. We have then demonstrated that coupling with optic fibers, or using tapered QCLs reduces the divergence of the QCL. In addition, we have obtained very high peak and average powers with broad area (BA) QCLs, while keeping a good far-field quality. Finally, we have shown that it is possible to shape the beam emitted by BA QCLs by optical feedback.

Lastly, we have proposed new methods to conceive monolithically phase-locked QCL arrays. On top of experimental results on uniform QCL arrays, we have shown the limits of non-uniform arrays. Finally, we have patented a solution based on amorphous silicon antiguides to phase-lock a large number of QCLs.

Keywords : Mid-infrared, quantum cascade lasers, high power, monolithic coupled laser arrays