



HAL
open science

Combinaison monolithique de lasers à cascade quantique par couplage évanescent

Guy-Maël De de Naurois Naurois

► **To cite this version:**

Guy-Maël De de Naurois Naurois. Combinaison monolithique de lasers à cascade quantique par couplage évanescent. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112423 . tel-00829111

HAL Id: tel-00829111

<https://theses.hal.science/tel-00829111v1>

Submitted on 2 Jun 2013

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.

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : *STITS*
III-V Lab

DISCIPLINE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 21/12/2012

par

Guy-Maël DE NAUROIS

Combinaison monolithique de lasers à cascade
quantique par couplage évanescent

Directeur de thèse : Dr. Alexei TCHELNOKOV CEA
Encadrant de thèse : Dr. Mathieu CARRAS III-V Lab

Composition du jury :

Président du jury : Dr. Patrick GEORGES Institut d'Optique
Rapporteurs : Dr. Vincent KERMENE CNRS / Université de Limoge
Prof. Roland TEISSIER Université Montpellier II
Examineurs : Prof. Joachim WAGNER Fraunhofer Institut

Remerciements

Ces trois années de thèse se sont déroulées au laboratoire III-V Lab au sein de l'équipe des lasers à cascade quantiques. Ce laboratoire, héritier du fameux Laboratoire Centrale de Recherches de la Thomson-CSF est un vivier de savoir-faire et de compétences qui en fait un laboratoire de premier choix pour tout doctorant. Cela a été un véritable honneur d'avoir pu y apprendre le métier de chercheur et d'avoir pu contribuer à l'effort de recherche. Je souhaite donc en premier lieu remercier son directeur, Dominique Pons, pour m'y avoir accueilli. Mes remerciements vont ensuite à Bruno Gérard, responsable du groupe sources optronique, et enfin Xavier Marcadet qui m'a accueilli au sein de son équipe des lasers à cascade quantiques.

Je tiens à remercier Mathieu Carras, véritable moteur de cette thèse, qui a été mon mentor tout au long de ces trois années, et qui a eu la délicate tâche de m'enseigner les arcanes du métier. J'ai beaucoup appris à tes côtés. Méthodologie, rigueur d'esprit, ténacité et surtout ta patience sont tes qualités qui ont eu raison de mes imprécisions et mes erreurs de doctorants. J'espère durant ces trois années avoir pu assimiler quelques une de ces qualités qui font de toi un excellent chercheur et mentor. Je te dois l'ensemble de mes résultats qui m'ont amené de l'autre côté de l'atlantique poursuivre ce beau métier.

Je tiens également à remercier Borge Vinter et Jean Massies qui m'ont été d'une grande aide lors du développement des modèles numériques et pour la rédaction des articles. Bénéficier de vos expertises a été un véritable honneur.

Mes remerciements vont également aux collègues de l'équipe QCL, notamment Bouzid Simozrag, qui est véritablement l'homme de l'ombre des QCLs. Ton savoir-faire, et ta motivation font de toi un allié précieux pour un doctorant. Rien de tout ceci ne serait publié sans ta patte. Je remercie Gregory Maisons, qui a été à mes cotés durant ces trois années de labeur, aussi bien pour les moments de joies et de peines. Merci Greg. Je tiens également à remercier Guillaume, pour m'avoir entraîné hors du laboratoire pour quelques bières qui m'ont été salutaires dans le creux des vagues. Je ne peux évidemment oublier Guilhem, Thomas, Marco et Alex. Enfin, la personne qui a le plus compté est sans nul doute ma petite Aude qui a réussi à me supporter pendant ces années éprouvantes.

Table des matières

Introduction générale	1
I Introduction	1
1 Les besoins de fortes puissances dans l'infra-rouge	3
1.1 Les systèmes de contre-mesure	3
1.2 Spectroscopie de puissance	5
2 Les lasers à cascades quantiques	7
2.1 Introduction	7
2.2 Transport cascade	8
2.3 Propriétés électro-optiques	11
2.3.1 Seuil laser	11
2.3.2 Efficacité différentielle	12
2.3.3 Pertes	12
2.4 État de l'art technologique des LCQs	14
2.4.1 Structures ridges doubles tranchées	14
2.4.2 Structures ridges enterrées	14

II	Modélisation	19
3	Introduction	21
4	Modélisation du couplage optique	27
4.1	Analyse dans le proche infra-rouge	28
4.2	Calcul des supermodes par FEM	32
4.2.1	Système N=2 et N=5 émetteurs	35
4.2.2	Impact de l'espacement	38
4.2.3	Impact du nombre d'émetteurs	41
4.2.4	Champ lointain	42
4.2.5	Robustesse de la cohérence	44
4.3	Structures interdigitées pour une émission monolobe	48
4.3.1	Dimensionnement du filtre au moyen de la BPM	51
4.3.2	Impact technologique	55
4.4	Conclusion	58
5	Modélisation thermique	59
5.1	Description du modèle	59
5.1.1	Structure du calcul	59
5.1.2	Calcul électrique	62
5.1.3	Calcul thermique	65
5.2	Etude ridge enterré unique	67
5.2.1	Calcul des champs	67
5.2.2	Résistance thermique	67
5.3	Etude μ SQCL	80

5.3.1	Calcul des champs	80
5.3.2	Résistance thermique	83
5.4	Conclusion	90
6	Modélisation effective optoelectronique	93
6.1	Comportement électrique	94
6.1.1	Comportement optique	95
6.1.2	Mesure du T_0 et de R_{th}	97
6.1.3	Modélisation des pertes	98
6.1.4	Fuite vers le continuum	99
6.1.5	Correction par la température électronique	100
6.2	Calibration sur lasers références	101
6.3	Prédiction de puissances sur μ SQCL	104
III	Mise en œuvre expérimentale	113
7	Fabrication technologique	115
7.1	Gravure RIE et ICP	116
7.2	Structures μ SQCL parallèles	116
7.2.1	Cas de la recroissance fer post croissance guide	117
7.2.2	Cas de la recroissance fer avant croissance guide	126
7.3	Structures μ SQCL en pointes inter-digitées	142
7.4	Conclusion	150
8	Caractérisation : analyse des structures	151
8.1	Résistivités	152

8.2	I(V), P(I)	154
8.2.1	Recroissance $3\mu\text{m}$ (074-7A)	154
8.2.2	Recroissance $4\mu\text{m}$ (074-7C)	157
8.3	Etude des seuils	158
8.4	Mesure des propriétés optiques	159
8.4.1	Étude du champ proche	159
8.4.2	Etude du champ lointain	163
8.5	Mesure de la résistance thermique	168
8.6	Scénarios de puissance	172
8.7	Conclusion	173
	Conclusion	175
	Liste des publications	179
	Bibliographie	181

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Les besoins de fortes puissances dans l'infra-rouge

Nous allons dans cette partie décrire les applications de puissances auxquelles vont répondre les dispositifs de la thèse. Nous allons décrire le domaine des contre-mesures optiques dans le moyen infrarouge. Nous présenterons une liste de sources répondant à ce besoin, et expliciterons la particularité de la solution semiconductrices. Dans un deuxième temps, nous présenterons le domaine de la spectroscopie de puissance pour la détection à distance de gaz et de produits chimiques.

1.1 Les systèmes de contre-mesure

L'atmosphère présente trois fenêtres de transmission principales dans lesquelles la transmission d'un signal optique peut se propager sans distorsion [1]. Ces fenêtres de transmission sont classés dans trois domaines : Bande I, Bande II, Bande III. A chaque bande peut-être associée une ou des sources lasers 1.2.

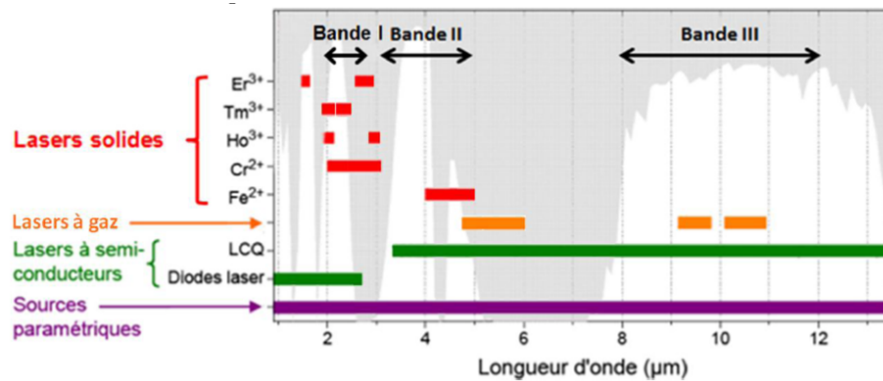


FIGURE 1.1 – Les trois bandes de transmission de l'atmosphère et principales sources laser émettant dans ces bandes à température ambiante.

Le domaine de la contre mesure optique concerne les applications civiles et militaires de protections des aéronefs [2], [3], [4], [5], [6], [7]. Le principe est d'émettre une puissance suffisamment élevée pour aveugler le système de détection d'un missile. Ces capteurs ont une bande d'absorption centrés dans le moyen infrarouge en bande II afin de pouvoir suivre les sources de chaleur telle que les propulseurs des aéronefs. Ces solutions de protections sont appelés DIRCM (Directed Infrared Counter Measures). Pour remplir son rôle, la source doit être capable d'émettre une puissance moyenne supérieure au watt, avec une excellente qualité de faisceau. Deux solutions majeures sont en compétition : les premières sont les sources OPO (Optical Parametric Oscillator) qui sont des solutions optiques non linéaires à conversion de fréquences. Bien qu'elles présentent de fortes puissances, elles présentent les inconvénients d'avoir de faibles rendements et présentent une faible stabilité. Les solutions lasers semiconductrices sont une autre alternative. Les contraintes de poids, de rendement énergétique, ainsi que de stabilité rendent ces sources attrayantes. L'inconvénient est qu'elles présentent des puissances moyennes plus faibles que les OPO.



FIGURE 1.2 – Schéma de principe de la contre mesure optique. (a) Le missile détecte une source de chaleur (b) Le missile est dévié de sa trajectoire après avoir été ébloui par une source optique.

1.2 Spectroscopie de puissance

L'autre domaine d'application du domaine de l'infrarouge est la spectroscopie [8], [9], [10], [11], [12]. Comme le montre la figure 1.3, de nombreuses molécules possèdent des spectre d'absorption dans l'infrarouge. La détection à distance de molécules (Standoff Spectroscopy) est une application particulière de la spectroscopie. C'est une méthode de détection de substances dangereuses qui permet de rester à une distance de sécurité 1.4. La technique utilise une source accordable dans l'infrarouge, qui dans un premier temps analyse le spectre d'une cible. La cible est ensuite vaporisée à l'aide d'une source UV de forte puissance qui va libérer les substances à détecter. Une deuxième acquisition est faite avec la source infrarouge et les deux spectres sont comparés. La différence entre le spectre avant et après l'attaque de la cible sous UV permet de détecter les traces d'éléments dans le spectre couvert par la source infrarouge [13], [14]. Les contraintes de distance pour la sources infrarouge requièrent de fortes puissances (contrairement au DIRCM) et une bonne qualité de faisceau.

Par ailleurs, les applications médicales sont également un domaine qui peut exploiter des sources dans l'infrarouge, dans les traitements thérapeutiques [15], [16], [17]. Comme il s'agit d'irradier des cellules sur une distance très courte, les

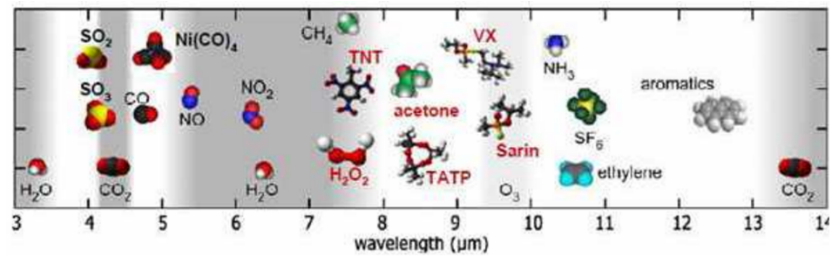


FIGURE 1.3 – Raies d'absorption de différentes molécules (Polluants, explosifs...) Tiré de [10]

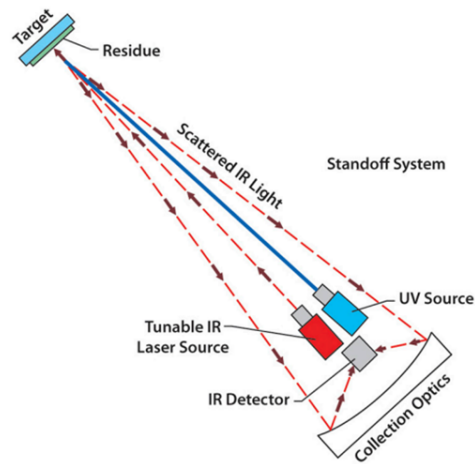


FIGURE 1.4 – Schéma de spectroscopie à distance, utilisant une source infrarouge et une source UV.

conditions de divergence du faisceau ainsi que les besoins de puissances ne sont pas aussi critiques que pour les applications distantes que nous avons évoquées.

Chapitre 2

Les lasers à cascades quantiques

2.1 Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre le fonctionnement des lasers à cascades quantiques (LCQ). Nous détaillerons les différentes caractéristiques et grandeurs qui régissent le fonctionnement des lasers.

Les lasers à cascade quantique sont des lasers semi-conducteur unipolaires basés sur la transition inter-sous-bandes dans des hétérostructures. Ces transitions se produisent entre les états électroniques confinés à l'intérieur de la bande de conduction. Kazarinov et Suris ont pour la première fois en 1971 proposé une inversion de population qui pourrait être obtenue entre les sous-bandes électroniques dans les super-réseaux de semiconducteurs et proposent d'utiliser ce type de structures sous tension pour obtenir une émission stimulée [18].

Dans les années suivantes, les super-réseaux et la résonance tunnel à travers les hétérostructures à double barrière ont été étudiés de manière intensive [19], [20], [21] et l'existence d'états discrets dans les puits quantiques a été prouvé par des

mesures d'absorption [22].

Une des principale contribution au domaine des hétérostructures a été faite grâce à l'introduction de l'épitaxie par jets moléculaires (MBE) [23], [24]. C'est en 1994, par une équipe du Bell Labs dirigée par F. Capasso et A. Cho que la première démonstration du laser à cascade quantique a lieu [25].

Les développements des performances des LCQ qui ont suivi ont été très rapides, avec notamment la première émission continue à température ambiante, grâce à de meilleures propriétés thermiques et quantiques [26]. Ces résultats génèrent un grand attrait pour les hétérostructures enterrés SIBH, avec notamment des résultats majeurs qui ont été suivis par les équipes de M. Razeghi (Northern Western Uni.) et F.Capasso (Harvard Uni.) [27], [28], [29], [30], [31], [32], [33].

2.2 Transport cascade

Les lasers à cascade quantique sont des sources semiconductrices dont la transition repose sur une relaxation de l'électron d'une sous-bande de la bande de conduction à une autre sous-bande. La longueur d'onde d'émission n'est pas déterminée par la bande interdite du matériau semiconducteur, contrairement au laser interbande (Fig. 2.1), mais par une ingénierie complexe des niveaux électroniques dans les puits quantiques des couches du superréseaux constituant la partie active du laser (Fig. 2.2).

Ces successions de couches confinent spatialement l'électron dans le plan des couches de semiconducteur et leur moment est quantifié dans une direction et libre dans les deux autres, créant des niveaux discrets. L'énergie de ces niveaux n'est déterminée que par l'épaisseur des barrières et des puits, formés par les alliages de

l'hétérostructure. Une conséquence de la nature inter-sous-bande de la transition est la forme lorentzienne du gain des laser provenant de l'élargissement homogène de la transition électronique. [34].

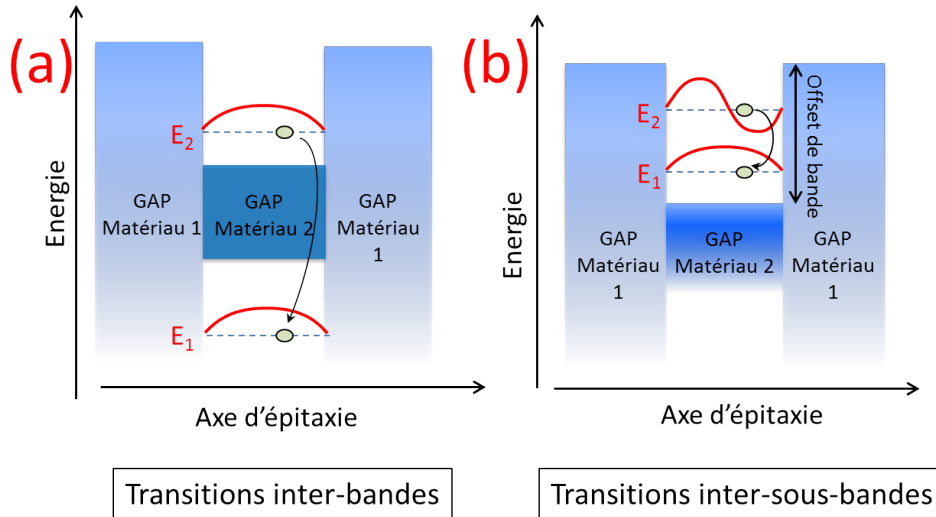


FIGURE 2.1 – (a) Cas des transitions inter-bandes ou l'électron situé dans la bande de conduction se combine avec un trou dans la bande de valence. (b) Cas de transitions inter-sous-bande : l'électron se relaxe d'une bande de conduction vers une autre bande de conduction d'énergie inférieure.

La figure 2.2 montre une coupe TEM de la structure typique d'un LCQ. On voit l'alternance de puits (clairs) et de barrières (foncé). Le motif est périodique, chaque période étant constitués d'une dizaine de paire puits/barrière. Du point de vu fonctionnel, chaque période cascade est composée de deux partie : d'une zone d'émission au sein de laquelle la transition stimulée a lieu, et d'une zone d'injection qui permet de vider le niveau bas de la zone d'émission de la période N-1 et de les amener sur le niveau haut de la zone d'émission de la période N. C'est donc la vitesse d'extraction de l'injecteur qui permet d'établir l'inversion de population.

Pour modéliser simplement le comportement d'une période, on peut résumer

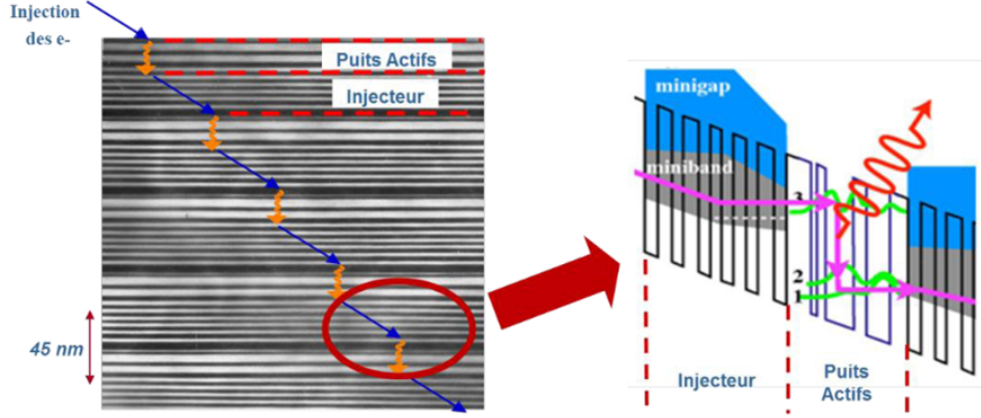


FIGURE 2.2 – A gauche, image TEM de l'hétérostructure du LCQ, avec en évidence sur une période, les puits actifs et l'injecteur. A droite, schéma d'une période.

le système à trois niveaux consistant en trois états ou 3 est le niveau haut de la zone d'émission, 2 le bas, et 1 le niveau de l'injecteur, avec n_3 , n_2 et n_1 leurs populations d'électrons respectif. On appelle η l'efficacité d'injection du niveau 1 de l'injecteur vers le niveau 3. Les équations bilans peuvent s'écrire selon [35].

$$\frac{dn_3}{dt} = \eta \frac{J}{q} - \frac{n_3}{\tau_3} - gS(n_3 - n_2) \quad (2.1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = (1 - \eta) \frac{J}{q} + \frac{n_3}{\tau_{32}} + gS(n_3 - n_2) - \frac{n_2 - n_2^{th}}{\tau_2} \quad (2.2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c}{n_{eff}} \left[\left(gS(n_3 - n_2) - \alpha_{tot}^{opt} \right) . S + \beta \frac{n_3}{\tau_{sp}} \right] \quad (2.3)$$

S représente le flux de photon dans la cavité (par période, en $cm^{-1}s^{-1}$). J est la densité de courant injectée dans le système, q est la charge de l'électron, g le gain (cm^{-1}/kA), c/n_{eff} la vitesse des photons dans le matériau, et α_{tot}^{opt} les pertes optiques totales dans la cavité. n_2^{th} représente le peuplement thermique depuis l'injecteur vers le niveau bas, donné par $n_2^{th} = n_d \exp(-\Delta_{inj}/k_B T)$, ou n_d est le

dopage nominal et Δ_{inj} la différence d'énergie entre le niveau 2 et le niveau de Ferme de l'injecteur. Enfin, $\beta \approx 0.001$ représente la fraction de photon spontanée dans le mode laser et τ_{sp}^{-1} le taux d'émission spontanée. Mais ce produit étant plus petit que τ_3^{-1} , le terme entier peut-être négligé. Enfin, on note que le taux d'émission stimulé est donné par $\tau_{stim}^{-1} = S.g$, ce qui vient du fait que l'inversion de population est clampée au-dessus du seuil.

2.3 Propriétés électro-optiques

Un laser se caractérise par son courant seuil, son courant maximum, et son efficacité différentielle $\partial P/\partial I$. Nous les expliciterons dans cette partie, en fonction des différents paramètres du laser.

2.3.1 Seuil laser

Le courant de seuil définit le point de courant lorsque le gain egalise les pertes du laser, et peut se réécrire à partir de 2.3 :

$$J_{th} = \frac{q(\alpha_{tot}^{opt}/g + n_2^{th})}{\tau_{eff}\eta - \tau_2(1 - \eta)} \quad (2.4)$$

en prenant $\eta = 1$ on arrive à :

$$J_{th} = \frac{q(\alpha_{tot}^{opt}/g + n_2^{th})}{\tau_{eff}} \quad (2.5)$$

Pour atteindre le seuil, le courant doit non seulement compenser les pertes de la cavité, mais aussi la population du niveau 2 due au "thermal backfilling" n_2^{th} . L'activation d'énergie Δ_{inj} doit être choisie afin de minimiser n_2^{th} . Mais une

valeur trop grande diminuera l'efficacité à la prise.

Le seuil laser se dégrade thermiquement en fonction d'une température caractéristique T_0 :

$$J_{th} = J_0 \exp(T_{za}/T_0) \quad (2.6)$$

ou T_{za} est la température de la zone active.

2.3.2 Efficacité différentielle

A partir des équation bilans, on peut réécrire n_3 pour établir une relation du flux de photon en fonction du courant J .)

$$S = \frac{(J - J_{th}) [\tau_{eff}\eta - \tau_2(1 - \eta)]}{q\alpha_{tot}^{opt}(\tau_2 + \tau_{eff})} \quad (2.7)$$

L'efficacité différentielle s'écrit donc :

$$\frac{dP}{dI} = \frac{1}{2} \frac{\hbar\omega}{q} N_p \frac{\alpha_M}{\alpha_{tot}^{opt}} \frac{\tau_{eff}\eta - \tau_2(1 - \eta)}{\tau_2 + \tau_{eff}} \quad (2.8)$$

qui se réécrit :

$$\frac{dP}{dI} = \frac{1}{2} \frac{\hbar\omega}{q} N_p \frac{\alpha_M}{\alpha_{tot}^{opt}} \eta_{int} \quad (2.9)$$

avec N_p est le nombre de période, η_{int} le rendement quantique interne et e la charge électronique.

2.3.3 Pertes

La condition de seuil s'établit lorsque le gain de la cavité compense les pertes :

$$g\Gamma J_{th} = \alpha_{tot} \quad (2.10)$$

ou $g\Gamma$ est le taux de gain modal, et J_{th} la densité de courant seuil.

Γ représente le recouvrement du mode sur la zone active, et exprime le taux d'intensité du mode contenu dans la zone active. Pondéré au gain, cela évalue la part de photon qui participeront à l'émission stimulée.

$$\Gamma = \frac{\int_{ZA} \epsilon |E|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon |E|^2 dx} \quad (2.11)$$

Les pertes totales se décomposent en termes de pertes miroirs α_m qui dépendent de la longueur du guide et des reflectivités aux facettes, et de pertes guides α_g .

Les pertes miroirs sont données par :

$$\alpha_m = \frac{\ln(R_1 R_2)}{2L} \quad (2.12)$$

ou R_1 et R_2 sont les reflectivités aux facettes et L la longueur du guide. Une méthode conventionnelle pour mesurer ces pertes est de mesurer la densité de courant à différentes longueurs L .

Les pertes peuvent avoir plusieurs sources :

- **Absorption par porteurs libres** Cette absorption vient de l'interaction entre les photons et les électrons. Elle est d'autant plus forte que l'on est proche de la résonance du plasmon électronique dans le matériau massif. [36].
- **Pertes par diffusion** Vient du mécanisme de diffusion de la lumière par les imperfections de la cavité, due à des défauts du matériau, ou la rugosité des interfaces [37].

2.4 État de l'art technologique des LCQs

Nous allons ici donner les grandes lignes de la technologie de fabrication des LCQ. Il est important de montrer le point de départ technologique avant les travaux de cette thèse. Au cours des dix dernières années, les méthodes de fabrication ont beaucoup évolué. La modification radicale a été de passer d'un processus double tranchées monté UP (substrat entre la zone active et l'embase) à une technologie enterrée montée DOWN (le laser monté directement l'embase, coté zone active.)

2.4.1 Structures ridges doubles tranchées

Ces dispositifs sont historiquement réalisés en premier. La zone active est gravée de part et d'autre sur deux tranchées. Puis un dépôt de silice permet de venir isoler électriquement les flancs du laser. L'alimentation est obtenue par l'ouverture de la silice en haut du ruban avant un dépôt métallique. Ce processus présente l'avantage d'avoir des courants de fuite très faibles. Cependant, la dissipation thermique est faible, car essentiellement dans la direction perpendiculaire aux couches, axe dans lequel la conductivité de la zone active est faible. Le maximum de puissance obtenue est de quelques 100mW à 2.5W à $\lambda = 4.6\mu m$ en continu à température ambiante, monté sur embase diamant [29].

2.4.2 Structures ridges enterrées

La technologie enterrée est réalisée en gravant la zone active sur toute la surface de la plaque. Puis s'ensuit une étape de reprise d'épitaxie InP dopé Fer sur substrat d'InP. Cela présente l'avantage de pouvoir améliorer la dissipation latérale (parallèle aux couches) et donc de refroidir le laser. Nous parlerons plus en détail

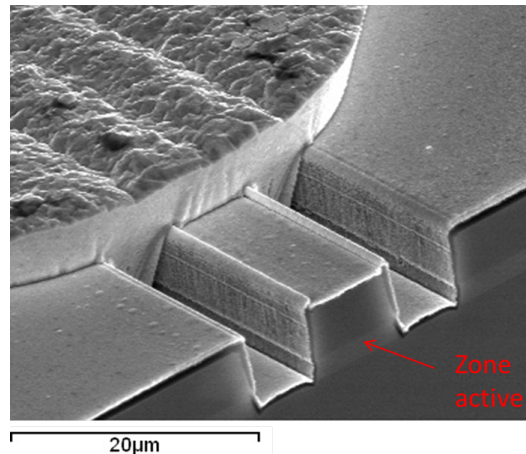


FIGURE 2.3 – Image MEB d'un processus double tranchée avec or electrolytique. La zone active est désignée par la flèche rouge.

de la dissipation au Chapitre 5. Cependant, l'InP :Fe engendre des phénomènes de fuites de courant aux interfaces.

Cela a permis d'obtenir au laboratoire III-V Lab, des performances de 2.5W en régime continu Fig. 2.5, grâce à la réduction de la résistance thermique et par l'amélioration du T_0 de 160°C à environ 300°C grâce de nouveaux dessins de zone active (shallow well design [32]) sur des rubans de 14 μm .

Concernant l'état de l'art dans les LCQs, il est établi par l'équipe de M. Razeghi (North Western Uni.) qui a atteint en 2011, sur les même dessins de zone active, 5 W en continu à température ambiante [32]. Cette performance représentée Fig. 2.6 est obtenue sur des largeurs de rubans relativement faibles (8 μm), grâce à une amélioration des dessins de transport qui a permis d'obtenir des température caractéristiques T_0 supérieur à 300°K [33] et à grâce une forte réduction des pertes guides à 0.5 cm^{-1} .

Cette forte insensibilité à la température montre que le courant injecté dans la structure peut-être augmenté pour obtenir plus de puissance. Cela peut-être

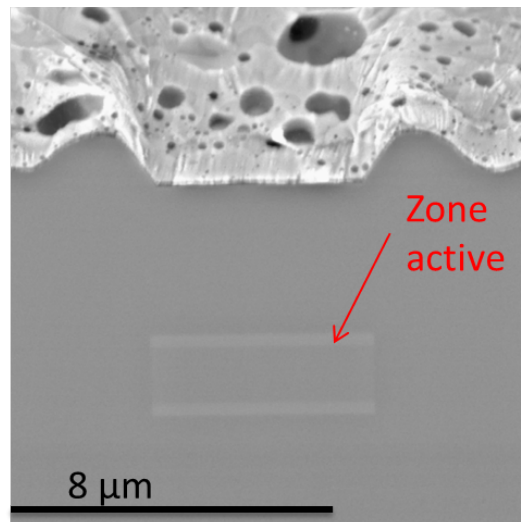


FIGURE 2.4 – Image MEB d'un processus enterré. La zone active est désignée par la flèche rouge.

réalisable selon deux façons : soit par le nombre de porteurs en augmentant le dopage dans la zone active, soit en augmentant la taille du ruban.

La première solution pourrait être envisageable car le courant maximum de la structure est linéaire avec le nombre de porteur [38]. Cependant, une augmentation du dopage augmenterait les pertes par absorptions et par backfilling thermique.

La deuxième solution consistant à augmenter la taille du ruban serait également limitée : au-delà d'une certaine taille (10-15 μm à $\lambda = 4.6\mu\text{m}$), le laser deviendrait multi-mode, et la qualité de faisceau dégradée.

Cette thèse apporte donc une solution à ce problème, en séparant le ruban en émetteurs étroits périodiquement espacés, afin de contrôler le mode latéral ce qui permettrait d'augmenter le courant dans la structure en augmentant le nombre d'émetteurs. De plus, l'utilisation d'émetteurs étroits enterrés permettrait d'augmenter la dissipation de la chaleur.

La partie suivante va introduire ce type de dispositif et aborder le contrôle

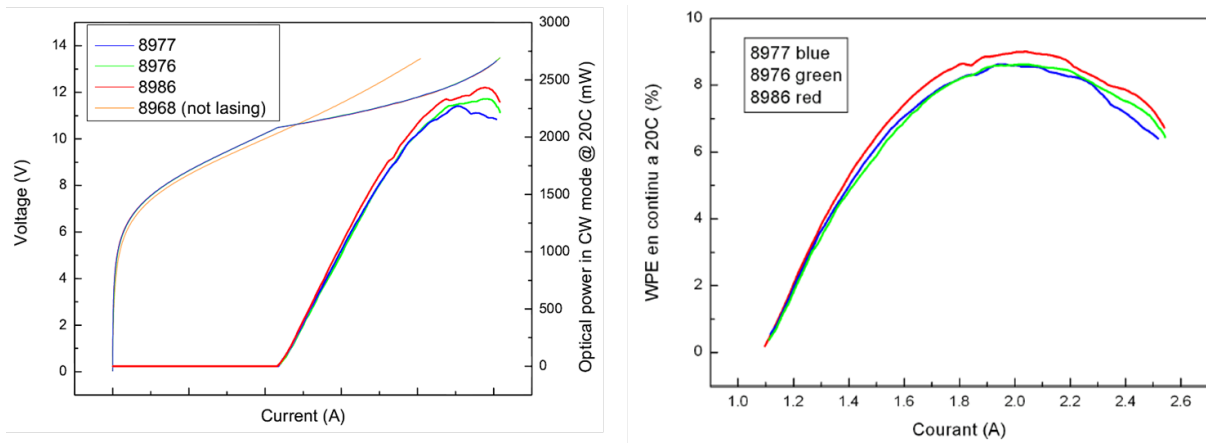


FIGURE 2.5 – Performances obtenus au III-V lab sur des rubans enterrés. A gauche puissance continue en fonction du courant. A droite : rendement à la prise, en fonction du courant.

optique par la combinaison de faisceau, et dans un second temps, le comportement thermique de ces dispositifs.

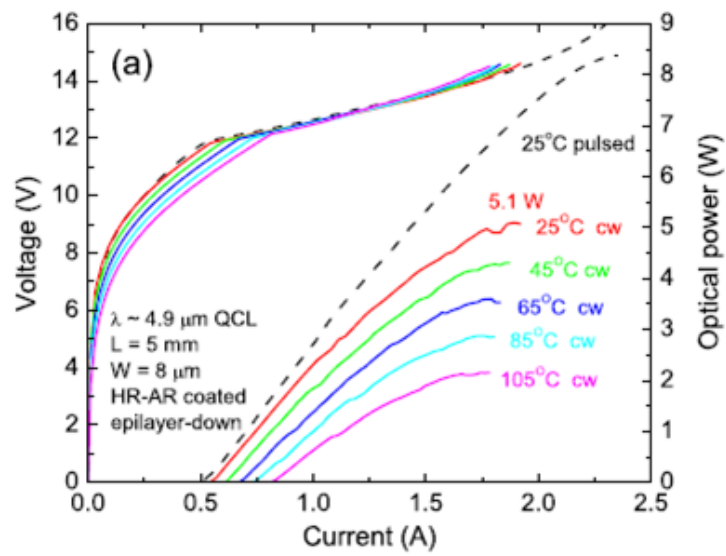


FIGURE 2.6 – Performances obtenues à North Western Uni. sur des rubans enterrés.

Deuxième partie

Modélisation

Chapitre 3

Introduction

Un des paramètres qui limite actuellement les performances des LCQs est la taille de rubans, dont dépendent la qualité de faisceau et la puissance d'émission. Au-dessus d'une taille critique de rubans, le comportement optique se caractérise par des instabilités multimodes, ce qui détériore la qualité de faisceau. Par ailleurs, la puissance de sortie va être limitée par des problèmes thermiques qui se résument par l'échauffement de la zone active et la sensibilité du laser à cet échauffement. Tout d'abord, l'élévation de la température dans la zone active est donnée par le produit de la puissance électrique dissipée avec la résistance thermique. Cette dernière peut-être réduite par des choix de matériaux plus dissipatifs, et par des géométries du laser qui augmentent les surfaces d'échanges. La sensibilité du laser à l'échauffement est quant à elle intrinsèque aux propriétés de transport de la zone active. Ces deux caractéristiques sont donc parfaitement distinctes : un laser peut avoir de fortes élévations de température, mais y être insensible ; dans un autre cas, le laser peut montrer une très haute sensibilité à l'échauffement mais conserver une température de fonctionnement basse. Cela se traduit sur les performances du

laser par le terme $\Delta T/T_0$, dont va dépendre exponentiellement le seuil du laser. La solution apportée par ce manuscrit est la structuration de la zone active des LCQs en rubans étroits (Fig. 3.1). Ce réseaux périodique d'émetteurs μ SQCL (Micro Stripes Quantum Cascade Lasers), permettent de résoudre à la fois les problèmes optiques, par la mise en phase des sources par couplage évanescent, et thermiques, par l'amélioration de la dissipation du laser, grâce à des choix de matériaux plus dissipatifs et d'architectures minimisant le chemin thermique vers le régulateur. Le nombre d'émetteur va permettre d'augmenter la puissance du laser tout en ayant un faisceau optique stable, et moins divergent.

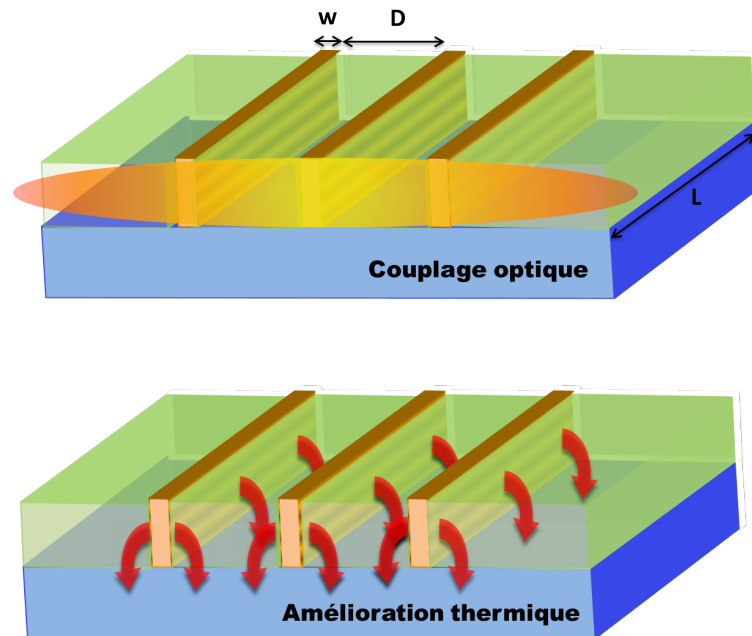


FIGURE 3.1 – Réseau d'émetteur périodiquement espacés μ SQCL. w est la largeur unitaire des émetteurs, D l'espacement, et L la longueur du guide d'onde. En haut : schéma du couplage optique monolithique. En bas : schéma de la dissipation thermique.

Afin de modéliser les comportements optique et thermique et ainsi les performances du laser, nous avons mis en place un environnement Matlab utilisant entre

autre le programme de calcul par élément finis COMSOL (Fig. 3.2). Afin de faciliter les études, nous avons développé des briques sous Matlab permettant, à partir de données d'entrées fonctionnelles (type de technologie, type de zone active, type de montage,...) complétées par des paramètres géométriques (longueur/largeurs du laser, etc...) ce qui permet de générer un objet interprétable par COMSOL. L'avantage de cette approche est de permettre de faire des études paramétriques exhaustives, le facteur limitant jusque là n'étant pas le temps de calcul, mais la capacité à dessiner la structure à la main sous COMSOL. Cet environnement a nécessité un investissement du laboratoire qui est déjà rentabilisé dans le cadre de cette thèse.

Un dimensionnement géométrique est nécessaire pour définir le domaine de configuration dans lequel la puissance et la qualité de faisceau est optimale. Cette étude, décrite dans cette partie, est effectuée par une analyse des propriétés du couplage optique par onde évanescente (Chapitre 4), qui en déduira l'allure du recouvrement modal en fonction des différentes configurations géométriques. Dans le chapitre 5, nous ferons une analyse thermique du problème, et expliciterons les géométries qui montrent le maximum de dissipation. Ces calculs se déroulent dans un environnement Matlab (Fig. 3.2), qui consiste à définir un laser virtuel, définie par des valeurs d'entrées données (matériaux, processus technologiques, etc...). Cette structure va ensuite calculer par méthode en éléments finis (FEM) les propriétés optiques (indices effectifs, recouvrements etc...) et thermiques du composant (distribution du courant, champ de température, résistance thermique, etc...) Enfin, l'ensemble des grandeurs numériques vont être implémentés dans un modèle effectif qui, calibré avec des valeurs expérimentales mesurées sur des lasers de références, prédire le comportement $I(V)$, $P(I)$ de ce dispositif virtuel (pertes, courant seuil, puissance maximale, efficacité à la prise, etc...).

La modélisation est très similaire à la réalisation : Définition de la zone active, création d'un processus de fabrication technologique (double tranchées, ruban enterré, μ SQCL), création du maillage, et enfin, les étapes de calcul.

Cette structure présente le grand avantage de pouvoir étudier de façon entièrement paramétrique le système laser, et de conclure sur les stratégies de fabrication, en fonction des figures de mérites (puissance maximal, rendement à la prise, etc....)

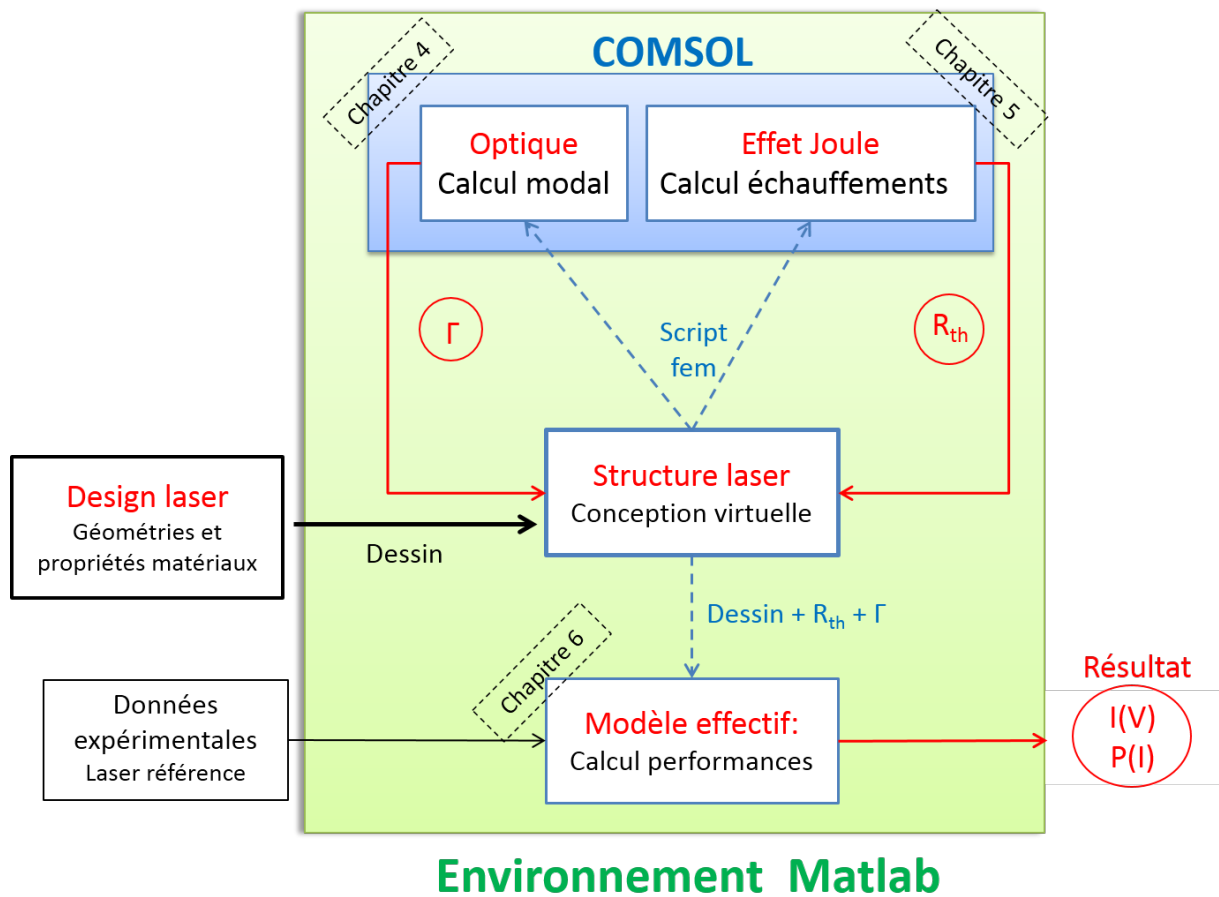


FIGURE 3.2 – Diagramme de l'environnement de modélisation du comportement des QCLs.

Chapitre 4

Modélisation du couplage optique

Nous allons dans cette partie, décrire la modélisation des mécanismes de couplage optique dans les μ SQCL. Nous expliquerons d'abord pourquoi il est important de mettre en phase les émetteurs, en détaillant les propriétés des lasers en phase.

Nous verrons que la propriété principale de lasers en phase, est la possibilité pour ces sources d'interférer. Cela permet par exemple d'avoir l'ensemble de l'énergie produite par les émetteurs concentrée sur des positions précises, au lieu d'avoir un rayonnement étalé de faible brillance.

Le couplage monolithique donne un réseau de sources qui peut-être traité dans le cadre d'une première approximation par la théorie de la diffraction (cf Annexe 1). Cette théorie ne permettant pas de décrire le comportement collectif des sources, la théorie des modes couplés est abordée, et décrit l'oscillation des modes propres et décrit un système discret de supermodes. Cela nous permettra d'aborder l'analyse modale des lasers couplés par ondes évanescentes dans le moyen infrarouge. Nous verrons que le mode en anti-phase est privilégié, qui engendre une émission bi-

lobe, en accord avec certains résultats de l'étude dans le proche-infrarouge. Nous aborderons enfin une solution pour forcer une émission sur un lobe unique, dont le maximum d'intensité est dans la direction perpendiculaire à la facette du laser.

4.1 Analyse dans le proche infra-rouge

Les réseaux de diodes en phase (phase-locked diodes arrays en anglais) ont été étudiés de façon intensive sur les lasers semiconducteurs p-n émettant dans le visible et proche infrarouge pendant près de vingt ans, durant les années 80-90 [39], [40], [41], [42], [43], [44]. Voyons comment la physique liée au couplage optique développée dans ces années là autour de la problématique des diodes couplées peut être transposable au cas des μ SQCL. Ces dispositifs ont été développés dans le but d'obtenir de fortes puissances cohérentes ($>100\text{mW}$, limité par la diffraction) pour des applications telles que la communication espace libre, la génération de diode bleue par le doublage fréquentiel, des interconnexions optiques, les imprimantes lasers haute vitesse et haute résolution, etc... En comparaison avec les lasers à cascade quantique (uni-polaires), la puissance de sortie des diodes n'était pas limitée par l'échauffement. Le but était d'augmenter la plage de courant en augmentant la taille des lasers. Des lasers de 3-4 μm permettaient d'obtenir des sources mono-mode à 100mW, mais ils étaient limités par la densité de puissance sur la facette. Pour des émissions supérieures au watt, de grandes tailles de facettes étaient donc nécessaires ($>100\mu\text{m}$). Mais cela entraînant une dégradation de la qualité de faisceau, l'enjeu était d'obtenir un fonctionnement mono-mode spatial, stable, et avec des qualités de faisceaux proches de la limite de diffraction. Comparée aux méthodes de couplages externes, la mise en phase monolithique

présente un certains nombre d'avantages : aucun besoin d'optique externe pour obtenir la mise en phase des émetteurs, ce qui entraîne une très bonne stabilité et donc des systèmes plus technologiquement fiables. Cela est particulièrement utile pour des applications embarquées (monitoring métrologique orbital, contre-mesure optiques pour avions, etc...) De plus, le système étant auto-stabilisé, il n'a y pas besoin d'optique externes pour corriger les aberrations des fronts de phase pendant le fonctionnement liés à des variations du profil d'indice (lié à une variation du gradient de température, de gain, etc...) [39].

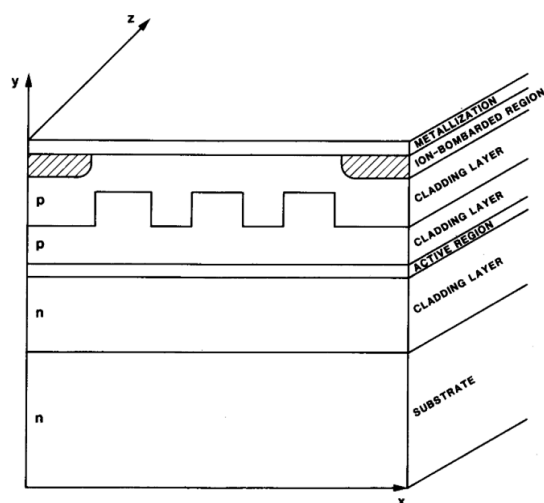


FIGURE 4.1 – Schéma d'un dispositif de réseau laser p-n dans le moyen-infrarouge. La périodicité effective de l'indice de la zone active est induit par un guide supérieur périodique. La zone de gain est donc contigue (Tiré de [45])

Les réseaux dans le proche infrarouge étaient obtenus à partir d'une zone active contigue, c'est-à-dire non gravée. Le réseau périodique était gravé dans le guide supérieur, ce qui créait une périodicité de l'indice pour le mode optique. Cette périodicité pouvait être obtenu soit par l'indice, soit par les porteurs, en périodisant l'injection, ou les deux.

Il existe trois schémas de couplages : le couplage par ondes évanescentes, le couplage par ondes de fuites [46], [47] et les jonctions Y [48], [49]. Les deux premiers reposent sur le fait que la phase est forcée par couplage entre le recouvrement des modes propres des guides voisins, alors que le dernier sont des guides très espacés, mais qui possède à un endroit de l'espace un tronçon de guide commun, forçant la phase à ce point. Pendant plusieurs années, il a été très difficile pour la communauté d'évaluer les effets du couplage monolithique, car le seul critère retenu était la puissance de sortie, et les réseaux étaient extrêmement peu efficaces. La raison première à cela, est que le couplage obtenu était de type "série", qui est caractérisé par un échange d'énergie uniquement de proches en proches par les émetteurs adjacents. [50]

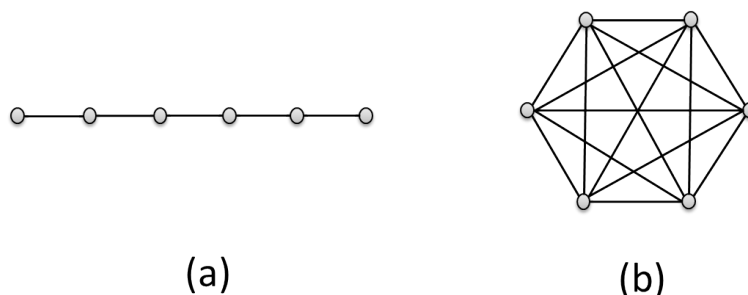


FIGURE 4.2 – Schéma de couplage : (a) Couplage série, ou seuls les proches voisins échangent de l'énergie, (b) Couplage parallèle, cas où tous les émetteurs échangent la même quantité d'énergie. Dans les deux cas l'ensemble des émetteurs sont couplés, mais la robustesse du couplage diffère.

Ainsi, un couplage "série" entraîne une cohérence globale faible, qui va engendrer une faible discrimination modale. Pour obtenir un couplage global fort, l'échange d'énergie doit impliquer un lien fort entre tous les émetteurs du réseaux. C'est le cas d'un couplage dit "parallèle", où chaque élément du réseaux échange de l'énergie avec les autres [50]. Le système se décrit comme une matrice

$N \times N$ symétrique où les éléments de matrices diagonaux sont les énergies propres de chaque émetteurs. Plus le couplage est fort, plus la matrice se remplit. Dans le cas de figure du couplage parallèle (aucun éléments non nuls), la discrimination modale et la stabilité de la cohérence sont maximisés. Ce système possède un profil de champ homogène à la facette, et évite les phénomènes de hole burning [51], [52].

La seule façon de résoudre ce problème est de concevoir des dispositifs en couplage parallèle, ou du moins, de s'en approcher. Cela demande donc aux émetteurs d'échanger plus d'énergie, ce qui peut se faire en réduisant le confinement optique (en réduisant par exemple la marche d'indice). Dans le proche infra-rouge, cela peut rendre le dispositif plus sensible aux variations de l'indice dut aux effets thermiques et/ou lié à la variation de porteurs. L'obtention à la fois d'une cohérence totale et d'une bonne stabilité modale peut-être obtenue avec des dispositifs couplés en parallèle, qui montrent également un fort confinement. C'est le principe des dispositifs anti-guidés invoqués par Ackely et Engelmann en 1980 [46] dont le principe est de situer la zone de gain dans la region de faible indice et qui ont été la solution, et qui s'est avérée être la solution idéale. En 1992, les réseaux d'antiguides ont obtenu une amélioration considérable de la puissance [53], avec un faisceau très proche de la limite de diffraction, ce qui a rapidement rendu le couplage évanescent obsolète.

Dans le cas du moyen infrarouge, le réseaux d'anti-guides ne sont pas la solution idéale, à la fois d'un point de vue optique et thermique. D'abord, il s'agirait d'avoir des espacements inter-émetteurs plus faible que dans le cas evanescent, ce qui serait une limitation technologique. Deuxièmement, pour déconfiner le mode de la zone de gain vers la zone inter-émetteur, ce dernier doit avoir un indice supérieur à 3.3 . Or, pour obtenir cet indice fort entre les émetteurs, une solution est de ne

pas graver la zone active entièrement (structure dite "shallow") et de faire une recroissance d'InGaAs. Cela annihilerait l'effet thermique escompté du système μ SQCL, car la zone active n'est pas gravée et séparée sur toute la hauteur.

Le couplage évanescent est donc une solution très adaptée pour le moyen infrarouge. Cette plus grande longueur d'onde, nous permet de fabriquer des émetteurs relativement fins ($w < 2\mu m$) et des espacements faibles ($w + D < \lambda$) devant la longueur d'onde, qui sont suffisamment grands pour être réalisables technologiquement. Cela permet d'obtenir un déconfinement du mode optique pour obtenir un couplage proche du couplage parallèle. Il est important de noter ici que le couplage reste faible. Enfin l'utilisation de gravures profondes permet, contrairement au cas du proche infrarouge, de créer des marches d'indice générés par la fabrication technologique. Cela rend le système très robuste face aux variations du profil de l'indice et du courant d'origine thermique et/ou technologique. Dans notre cas, la distribution spatiale de courant est imposée par le processus technologique.

Ces arguments permettent de ressusciter le couplage évanescent dans les réseaux monolithique de LCQ. Cependant, l'inconvénient du couplage évanescent est que l'émission sera favorisée sur le mode anti-symétrique [39].

4.2 Calcul des supermodes par FEM

Nous utilisons le logiciel commercial COMSOL piloté dans l'environnement Matlab, présenté en introduction.

Le principe de la méthode par éléments finis est de calculer les équations de Maxwell, sur les champs transverses magnétiques, sur un maillage. La solution recherchée est le champ électrique $E_y(x)$ polarisé selon y, la direction perpendicu-

laire aux couches. Les indices optiques sont fixés et constants pour la zone active $n_{ZA} = 3.35$, $n_{InP:Fe} = 3.1$. Les indices des couches sont définis par un modèle de drude, faisant appel au dopage du matériau.

La finesse du maillage est choisie suffisamment fine pour que les énergies des modes propres n'en dépendent plus. La taille de la base sur lequel on va chercher les solutions propres est prise supérieure aux nombres d'émetteurs N , et fixée à environ $20 N$. Cette valeurs doit être la plus grande possible afin de pouvoir calculer l'ensemble des N modes propres, et est limitée essentiellement par le temps de calcul. Si on raisonne à largeur d'émetteur constante, l'espacement des émetteurs crée un compromis entre la cohérence, et le recouvrement. Le degré de cohérence permet d'obtenir un faisceau robuste devant les impuretés (inhomogénéités technologiques et/ou gain), alors que le recouvrement influe sur la puissance des émetteurs. La simulation numérique permet de répondre à ce compromis.

En effet, la cohérence et le confinement sont liés. La cohérence est par définition la quantité d'énergie qui est échangée entre les émetteurs. Or le confinement modal est la quantité qui définit le rapport de champ se trouvant à l'intérieur de la zone de gain par rapport au champ dans tout l'espace.

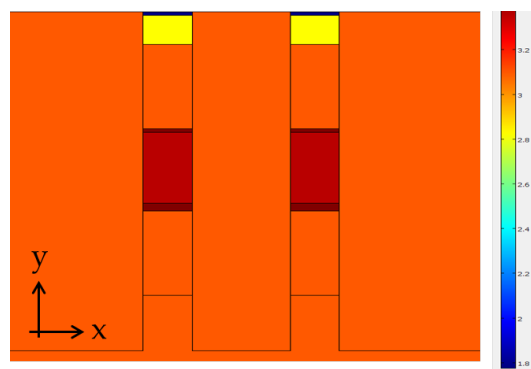


FIGURE 4.3 – Représentation 2D selon x,y du profil d'indice dans COMSOL, de deux émetteurs μ SQCL de $w=1\mu\text{m}$ et $D=2\mu\text{m}$.

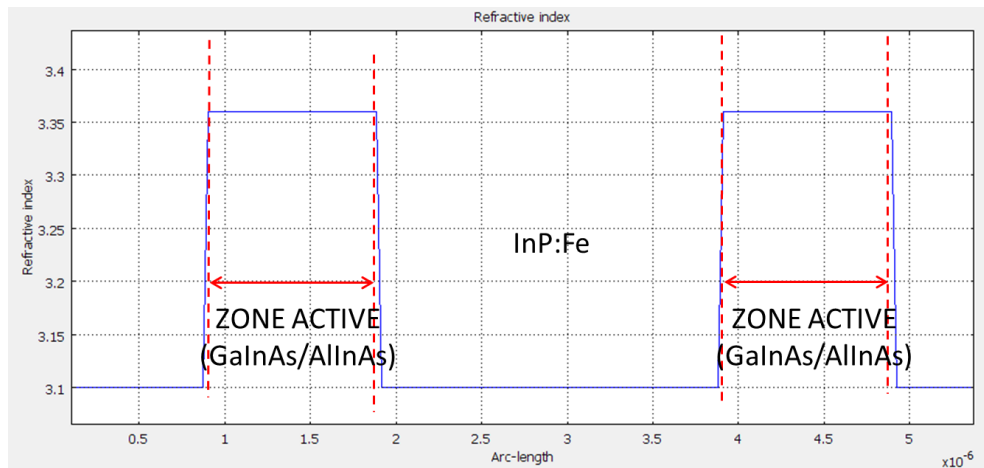


FIGURE 4.4 – Profil de l'indice optique selon la direction x , centré au à mi-hauteur de la zone active.

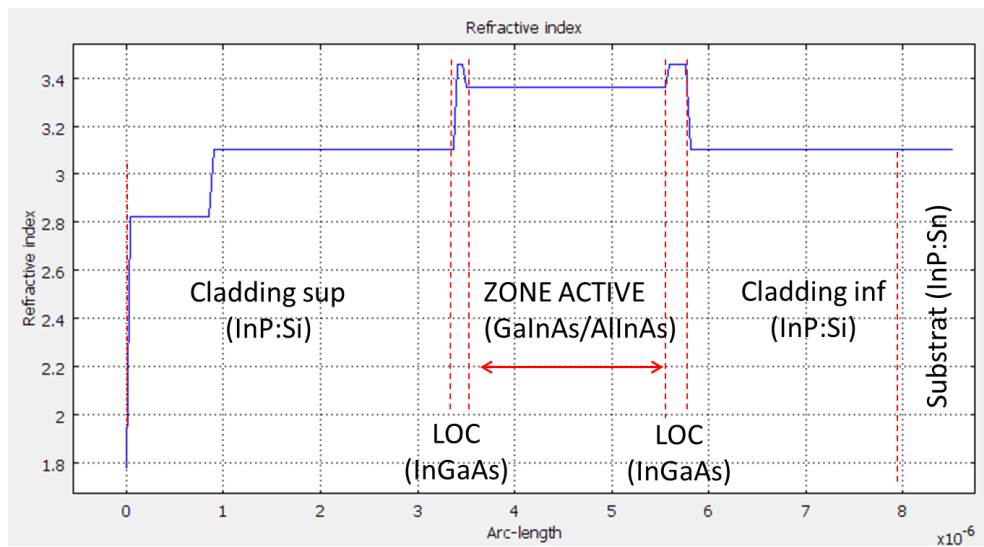


FIGURE 4.5 – Profil de l'indice optique selon la direction y , centré sur un émetteur. Les gradients sont dûs aux points de maillages. Le rôle des LOC est d'homogénéiser le profil des champs.

Le calcul est purement optique, et aucun effet thermique sur l'indice optique n'est pris en compte. Cela en fait une des sources d'erreur potentielles, pour modéliser le comportement en continu du laser, car un fort gradient de température

peut rendre le profil d'indice à son tour inhomogène dans une même couche.

4.2.1 Système N=2 et N=5 émetteurs

Ce système à N=2 constitue le motif élémentaire du système. Cela permet de bien comprendre le comportement des modes couplés, avant de généraliser à N>2. Sur la fig 4.6, est représenté le résultat du champ électrique des modes solutions du système à N=2 émetteurs, calculé pour $\lambda = 4.6\mu m$. Deux modes sont solutions : le mode symétrique, où le signe du maximum de champ est le même pour les deux émetteurs. Il n'y a pas de saut de phase entre les émetteurs. A droite, le mode anti-symétrique, où les signes des amplitudes sont alternés. Il y a un saut de π de la phase entre les deux émetteurs. On dit des deux modes qu'ils oscillent en-phase (symétrique) et en anti-phase (anti-symétrique).

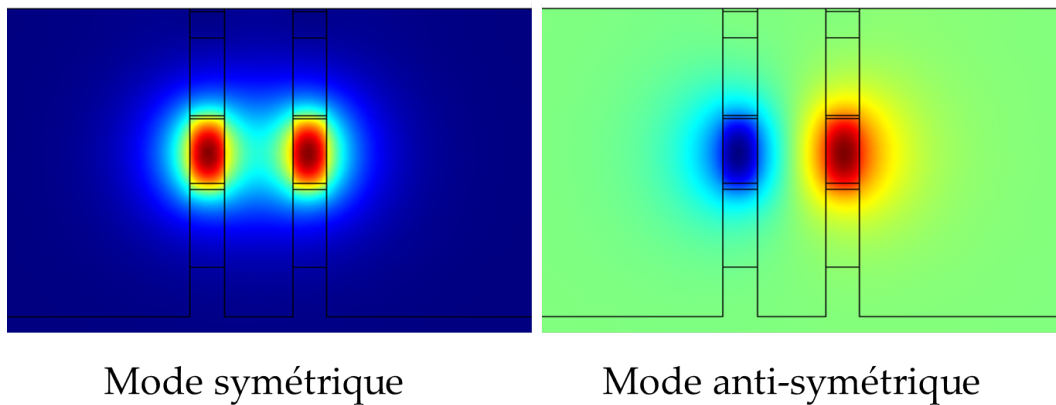


FIGURE 4.6 – Champ électrique des deux supermodes du système à N=2 émetteurs, avec $w=1\mu m$, $D=2\mu m$. A gauche, le mode symétrique, où le signe du maximum de champ est le même pour les deux émetteurs. A droite, le mode anti-symétrique, où les signes sont alternés.

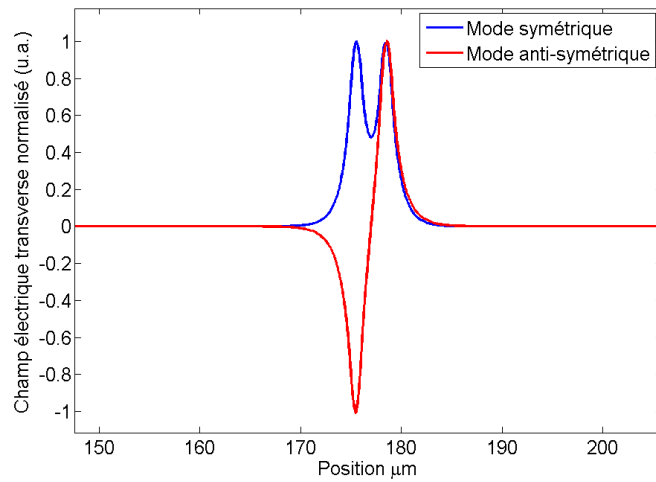


FIGURE 4.7 – Profils des champs électriques normalisés à mi-hauteur de la zone active, du mode symétrique (bleu) et anti-symétrique (rouge)

Nous allons analyser l'impact du nombre d'émetteurs sur le champ électromagnétique de la structure μSQCL , en fixant $N=5$, gardant toutes choses égales par ailleurs ($w=1\mu\text{m}$, $D=2\mu\text{m}$). Comme le prédit la théorie des modes couplés, on obtient $N=5$ supermodes, avec $m-1$ noeuds au m -ième supermode (m entier non nul).

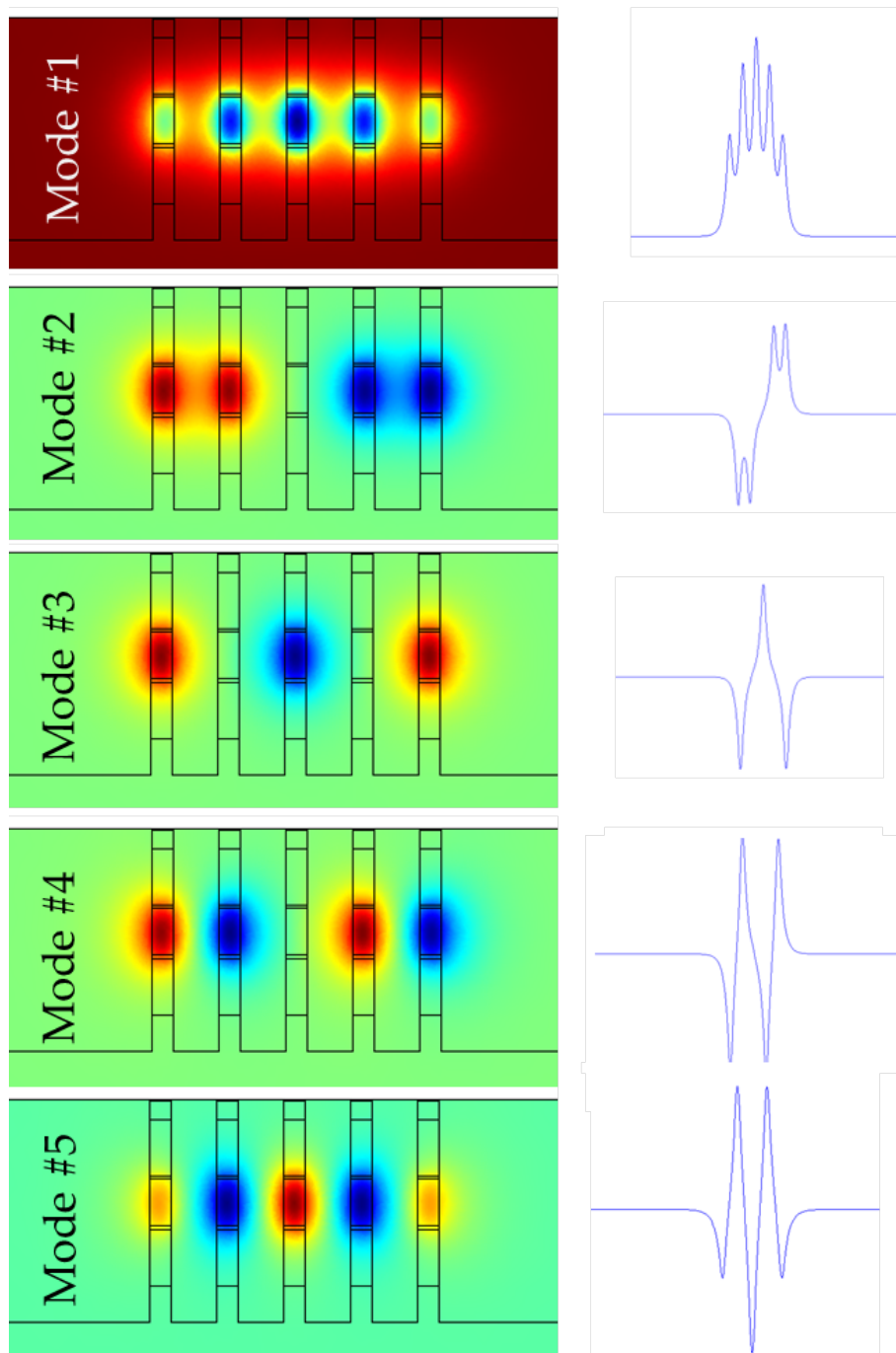


FIGURE 4.8 – Supermodes de $N=5$ émetteurs. De haut en bas : mode croissant en énergie propre. (Du symétrique à l'anti-symétrique) A droite est représenté le profil du champ du mode correspondant.

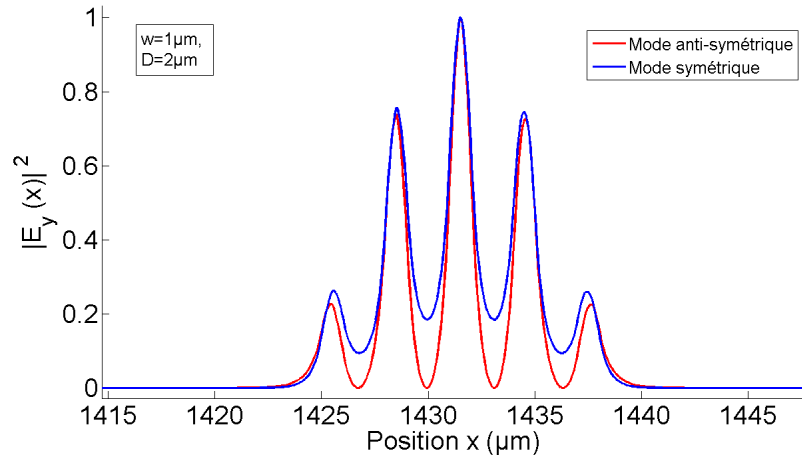


FIGURE 4.9 – Profil selon la direction x à mi-hauteur de la zone active de l'intensité du champ électrique, pour le mode symétrique (bleu) et anti-symétrique (rouge), pour des μ SQCL de dimensions $w=1\mu\text{m}$ et $D=2\mu\text{m}$

La fig. 4.9 montre la superposition des profils normalisés de l'intensité des supermodes $|E_y(x)|^2$. Ils possèdent la même enveloppe qui correspond à la cohérence globale du couplage.

4.2.2 Impact de l'espacement

Nous allons étudier l'effet de l'espacement sur le comportement du laser afin d'identifier et de pouvoir déterminer dans le modèle effectif, le domaine D, N optimum, en terme de qualité de faisceau, et de performance. Il s'agit de mettre une borne sur la valeur de D et N afin de conserver un comportement optimum du laser. L'espacement va modifier le coefficient de couplage des μ SQCL. La grandeur que l'on va analyser est le recouvrement du champ Γ sur la zone active, qui va directement influencer les performances du laser à travers le rendement différentiel $\partial P / \partial I$, et le seuil du laser, via le gain et les pertes. En effet, une redistribution spatiale du recouvrement optique va modifier les pertes par absorptions de la zone

active et celle de l'InP :Fe.

La figure 4.10 représente l'indice effectif de chaque supermode en fonction de l'espacement pour des μ SQCL de $w=1\mu\text{m}$ et $N=5$. Pour $D \rightarrow \infty$, les modes sont dégénérés, et tous les indices effectifs de chaque mode tendent vers l'indice effectif du laser unique de $w=1\mu\text{m}$. En diminuant D , la dégénérescence de l'indice est levée, preuve de la cohérence du système. Cette séparation des énergies avec l'espacement est limitée par les conditions de guidages : lorsque l'espacement se réduit, les modes d'ordres supérieurs voient leurs indices baisser jusqu'à la limite de la valeur de l'InP. Au-delà, les modes ne sont plus en réflexion latérale totale interne, et ne sont plus guidés.

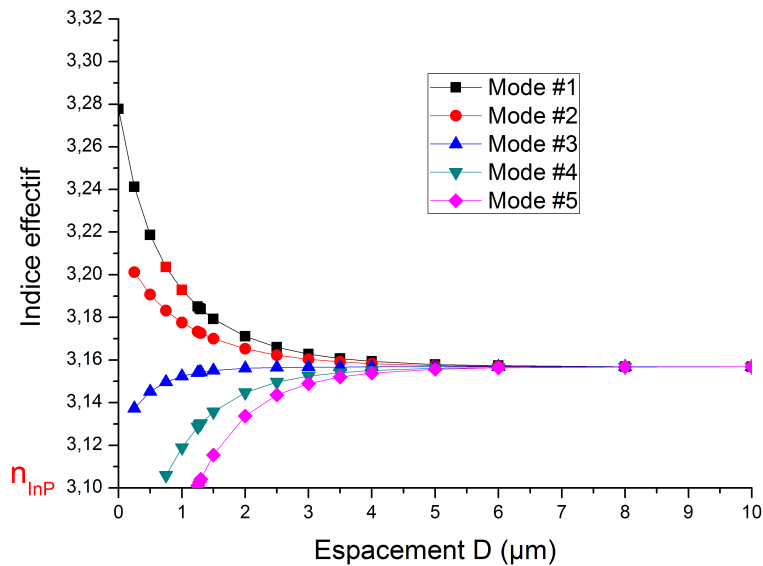


FIGURE 4.10 – Indice effectifs des supermodes en fonction de l'espacement entre les émetteurs, pour des μ SQCL de $w=1\mu\text{m}$ et $N=5$.

La figure 4.11 représente le recouvrement modal de chaque modes en fonction de l'espacement pour la configuration $w=1\mu\text{m}$ et $N=5$. Premièrement, on remarque que pour un espacement nul, seul le mode fondamental existe. La taille de la zone

active est trop fine ce qui déconfiner trop fortement les modes supérieurs, et ne sont plus guidés. Le recouvrement du mode fondamental décroît avec l'espacement et le recouvrement tend vers celui du mode unique. Le mode antisymétrique présente un maxima vers $2\mu\text{m}$ et décroît vers le mode propre des guides. Au-delà de cette valeur, c'est le mode qui présente le plus de recouvrement dans la zone active, (donc plus de gain), et le moins de recouvrement dans l'InP :Fe (donc moins de pertes). Ce mode sera donc le moins discriminé lors de l'émission laser, ce qui confirme l'étude des émetteurs couplés par ondes évanescentes dans le proche infra-rouge.

Cependant, on observe que à espacements faibles ($D < 1\mu\text{m}$) le mode privilégié est le mode fondamental, ce qui peut-être une solution pour obtenir un faisceau monolobe. Cependant, cela peut s'avérer difficile à réaliser technologiquement.

Le recouvrement à $D=0$ représente le recouvrement modal du laser unique $W=N*w=5\mu\text{m}$, dont la valeur est : $\Gamma^{5\mu\text{m}} \approx 85\%$. Les μSQCL présentent donc un gain optimum autour de $D \approx 1.5\mu\text{m}$, ou le gain du mode anti-symétrique est maximum $\approx 60\%$. En comparant avec la valeur du recouvrement du laser ruban unique, cela représente une dégradation du recouvrement de 30% dû à la structuration.

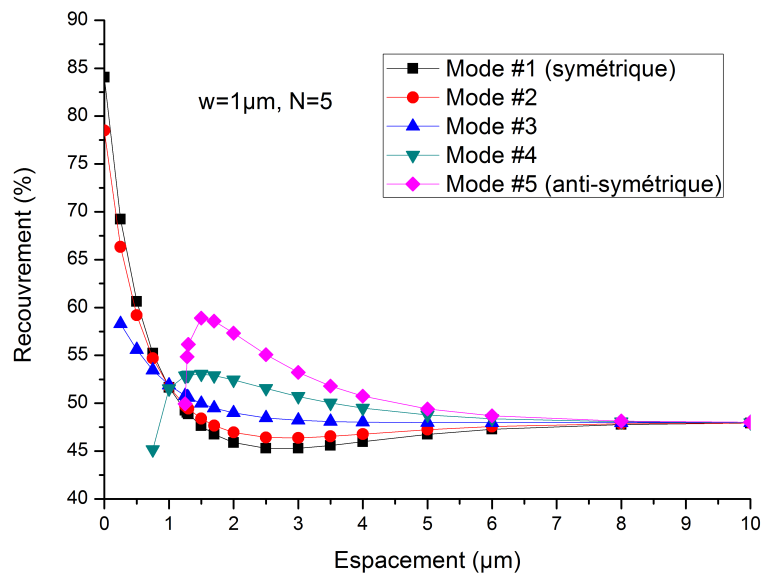


FIGURE 4.11 – Recouvrement modal en fonction de l'espacement entre les émetteurs, pour des μ SQCL de $w=1\mu\text{m}$ et $N=5$. Les différentes courbes représentent les modes.

4.2.3 Impact du nombre d'émetteurs

Nous allons maintenant analyser l'impact du nombre d'émetteurs sur la structure. Nous verrons plus tard qu'il est technologiquement difficile de réaliser des espacements inférieurs à $2\mu\text{m}$. Nous fixerons dans ce qui suit l'espacement à $2\mu\text{m}$. Sur la figure 4.12, sont représentés les recouvrement modaux des modes symétriques et anti-symétrique en fonction du nombre d'émetteurs N .

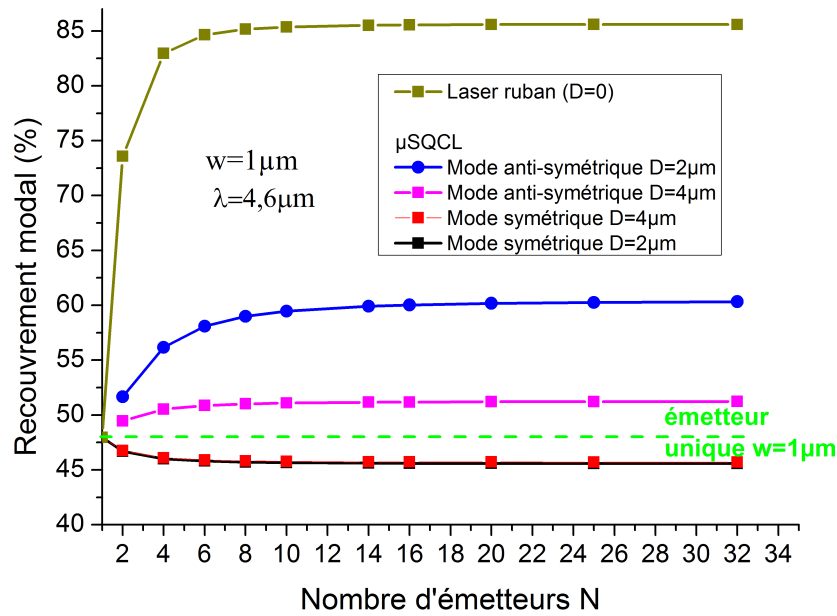


FIGURE 4.12 – Recouvrement modal des modes symétriques et anti-symétriques pour $w=1\ \mu\text{m}$ en fonction de N . La courbe en vert sombre représente le recouvrement modal d'un laser ruban non structuré, dont la taille est $W=N*1\ \mu\text{m}=N$.

On remarque qu'il y a un effet de déconfinement des modes symétriques lorsque l'on augmente le nombre d'émetteurs. A la différence du mode symétrique, le mode antisymétrique présente un nœud entre les émetteurs. A intégrale constante, cela délocalise le champ en dehors des émetteurs. Ainsi, la période spatiale optique est plus grande que celle du réseau. En augmentant le nombre d'émetteurs, cela crée une condition aux limites sur les extrémités qui reconcentre le champ dans les émetteurs. Lorsque N tend vers l'infini, la période spatiale optique du champ tend vers celle du réseau.

4.2.4 Champ lointain

Le champ lointain se définit comme la propagation du champ proche dans l'espace libre. Il se calcule par une transformation de Fourier du champ proche

dans l'espace angulaire [54].

Sur la figure 8.9 sont tracés les champs lointains de μ SQCL de même structuration $w=1\mu\text{m}$, $D=2\mu\text{m}$, dont le nombre a été varié de $N=2$ à $N=32$ émetteurs. Seul le mode d'ordre le plus élevé (l'anti-symétrique) a été tracé, car c'est le mode préférentiel, d'un point de vue perte et gain. La largeur des lobes s'agrandit en λ/T avec T l'extension spatiale du motif, $T=N*P-P \approx N*P$ pour N grand ; avec $P=W+D$ la période du réseau. On peut donc obtenir des sources de très forte brillance, proches de la limite de la diffraction. Deuxièmement, l'écart angulaire entre les pics augmente avec N . Or la position du lobe ne dépend que du rapport λ/Λ . Dans ce cas, on suppose que la période du champ proche est celle du réseau. Mais ce n'est pas toujours le cas comme on l'a vu précédemment. Pour $N \rightarrow \infty$, la période optique du champ proche tend vers celle du réseau Λ . Ainsi, on observe une convergence des lobes vers λ/Λ .

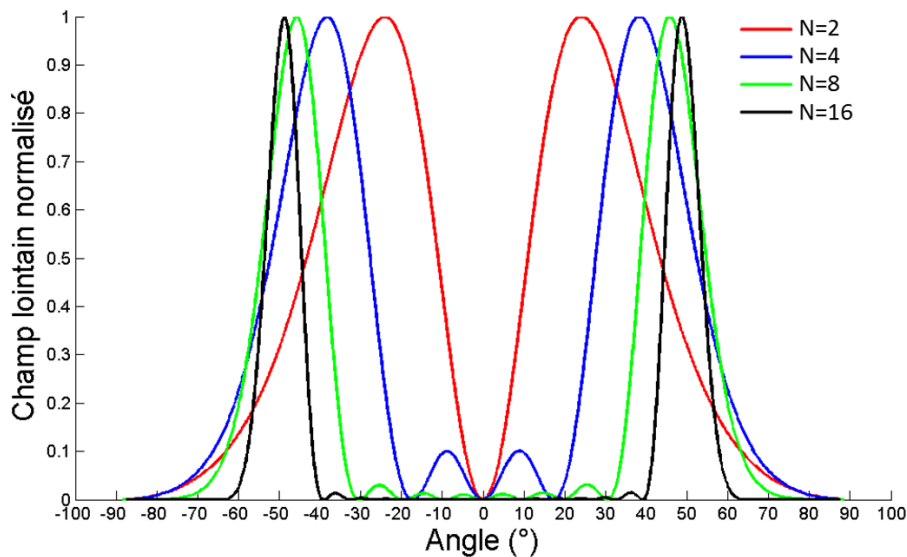


FIGURE 4.13 – Champs lointains normalisés de μ SQCL de $w=1\mu\text{m}$ et $D=2\mu\text{m}$, $\lambda = 4.6\mu\text{m}$, pour différents nombres N d'émetteurs.

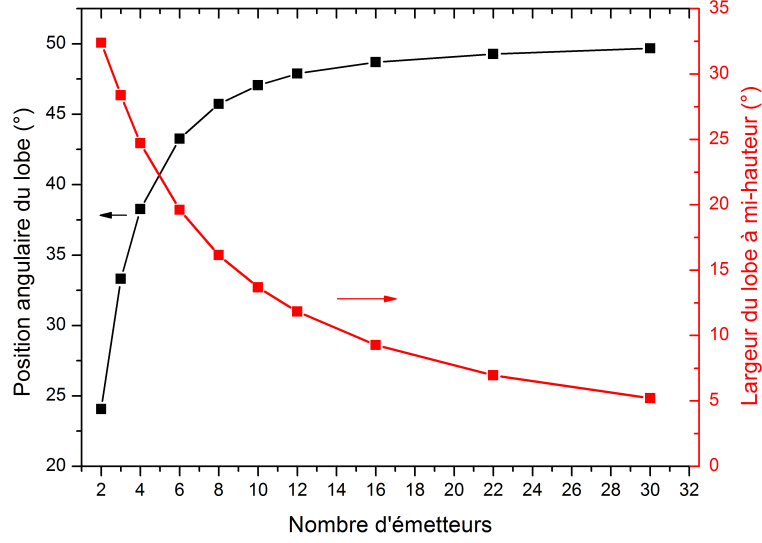


FIGURE 4.14 – Position angulaire et largeur à mi-hauteur des lobes du champ lointain calculé, en fonction du nombre d'émetteurs.

4.2.5 Robustesse de la cohérence

Nous allons dans ce paragraphe, définir et quantifier le degré de cohérence de la mise en phase dans les réseaux μ SQCL. Nous avons précédemment détaillé les énergies propres calculées par éléments finis. A partir de ces valeurs, nous pouvons en déduire le coefficient de couplage qui se définit par l'écart en énergie de la levée de dégénérescence des modes propres isolés, caractérisé par la différence entre l'indice effectif du mode symétrique (plus bas en énergie) et le mode anti-symétrique (le plus haut en énergie) :

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} |n_{eff}^{++} - n_{eff}^{+-}| \quad (4.1)$$

Le degré de cohérence se caractérise par la robustesse de l'enveloppe du mode devant un certain nombre de perturbations. Elles peuvent être d'ordre technolo-

giques, thermiques, provenir d'effet non linéaires, etc... Une variation locale d'un des émetteurs dû à un défaut technologique peut réduire ou augmenter la taille d'un émetteur. De plus, un profil non-homogène de la température peut également induire une variation de l'indice. Ces variations, très locales, peuvent agir comme des défauts pour l'enveloppe du supermode, et engendrer des phénomènes de localisation autour de ces impuretés [55], [56], [57].

Pour que tous les modes restent spatialement homogènes, il faut que les variations $\Delta\beta$ du vecteur d'ondes liés aux perturbations soient faibles devant κ/N , qui représente le degré de cohérence entre les émetteurs les plus éloignés (Fig. 4.15). Cette grandeur caractérise la discrimination en énergie des supermodes. Plus le couplage est grand devant la perturbation, moins le mode sera perturbé, ce qui se caractérise par $N\Delta\beta/\kappa \ll 1$.

La localisation du photon autour de l'impureté se calcule donc en fonction du rapport $N\Delta\beta/\kappa$ qui représente le degré de désordre. Il est défini selon :

$$N.\Delta\beta/\kappa = \frac{N(\beta_0 - \beta_{imp})}{\kappa} \quad (4.2)$$

ou β_0 représente la constante de propagation d'un émetteur non perturbé, et β_{imp} la constante de propagation dû à une perturbation. Cela implique donc que plus le couplage est fort, plus le degré de localisation est faible.

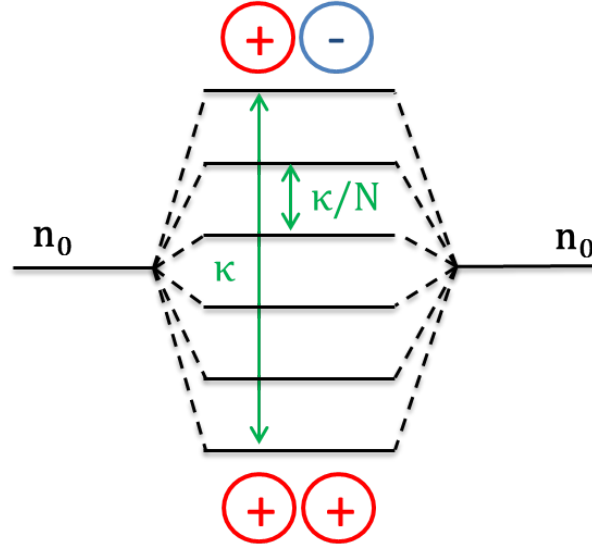


FIGURE 4.15 – Schéma de la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie dans un système couplé. n_0 est l'énergie propre des émetteurs isolés. La cohérence globale est donnée par l'amplitude κ et la cohérence entre les émetteurs κ/n .

- $N\Delta\beta/\kappa > 1$: Fort degré de localisation. Le mode est fortement localisé, et l'enveloppe dépend peu des dimensions globales, notamment du nombre d'émetteurs.
- $N\Delta\beta/\kappa < 1$: Faible localisation.

Nous présentons un exemple numérique, dans le cas d'une variation de 10% de la taille initiale $w=1\mu\text{m}$ de $N=2$ émetteurs, espacés de $D=2\mu\text{m}$, avec $\lambda = 4.6\mu\text{m}$. On obtient des indices effectifs non perturbés $n^{sym} = 3.1654$ et $n^{antisym} = 3.1452$, ce qui donne un coefficient de couplage : $\kappa \approx 2.76 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. Nous allons maintenant générer une variation de 10% de la taille des émetteurs (la période est conservée) ce qui simule un défaut technologique.

Le défaut engendre une perturbation que l'on peut calculer à partir de l'in-

dice effectif calculé sous COMSOL après une variation de 10% de la taille d'un émetteur : $\Delta\beta^{10\%} \approx 1.18 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Cela donne un coefficient de désordre de $N\Delta\beta/\kappa \approx 0.08 \ll 1$. Les μSQCL dans cette configuration élémentaire sont donc extrêmement peu sensibles aux défauts technologiques. Cette perturbation d'origine technologique peut-être une limite dans la conception des μSQCL . Cette limite est donnée par la valeur du couplage perturbé, du $N=2$, que l'on utilisera dans le cas limite $D=4\mu\text{m}$.

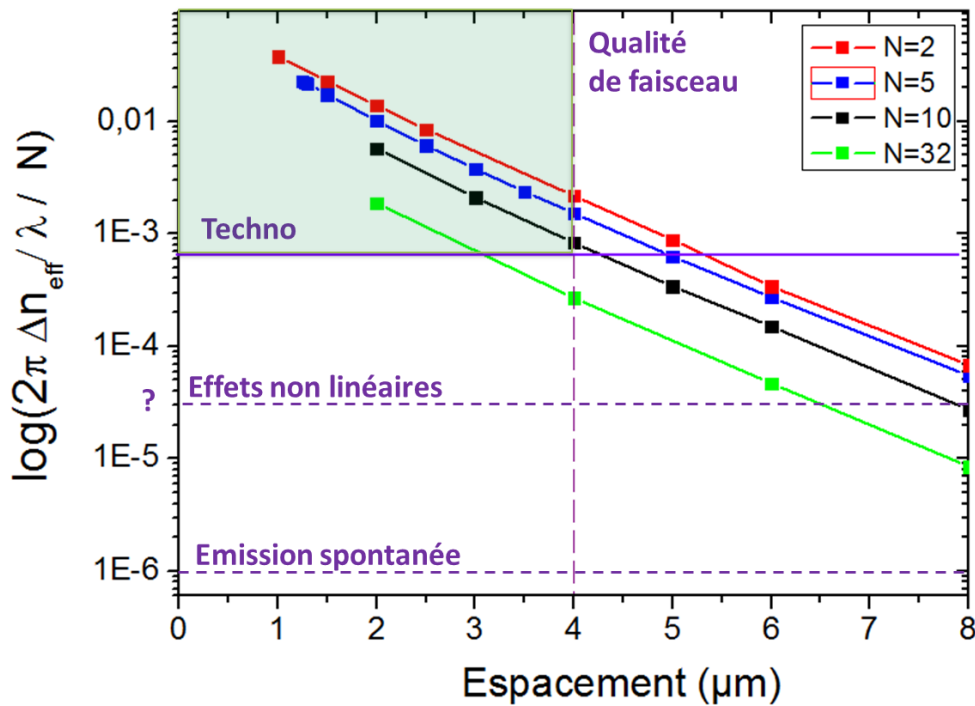


FIGURE 4.16 – Couplage κ/N en échelle log, en fonction de l'espacement entre les émetteurs, pour différents nombre N d'émetteurs. Différentes limites génèrent une zone de dimensionnement où le laser est stable et mono-lobé.(verte)

La figure 4.16 représente le couplage κ/N en échelle log, en fonction de l'espacement entre les émetteurs, pour différents nombres N d'émetteurs. La limite en $D=4\mu\text{m}$ représente la limite où les modes supérieurs du réseaux sont non radiatifs,

assurant que le supermode fondamental n'émette que sur un lobe uniquement. La limite technologique correspond à une perturbation de la constante de couplage pour une variation de 10 % de la taille des émetteurs. Ces 10 % représente le cas extrême de fiabilité technologique. Une limite dû à des effets de couplages non-linéaires entre les modes de la cavité autour d'une variations spatiale du gain peut être présent [52]. La limite fondamentale est l'émission spontanée donnée par le temps de cohérence du photons spontanée qui vaut environ 10ns. Cela donne donc une cohérence de $\beta^{spont} = 10^{-6} \mu m^{-1}$ La zone verte délimite le dimensionnement où les μ SQCLs sont stables et avec une bonne qualité de faisceau. La limite technologique calculée pour $\lambda = 4.6 \mu m$, impose donc un nombre maximum d'émetteurs pour une distance $D=4\mu$, approximativement $N>15$. La distance inter-émetteur doit être réduite pour augmenter le nombre d'émetteur. Ainsi, pour un espacement de $D<2\mu m$, le domaine de stabilité nous indique qu'on peut fabriquer un grand nombre d'émetteurs (supérieur à 32) avec une bonne stabilité de l'enveloppe. Par un facteur d'échelle, on peut anticiper le fait que passer à $\lambda = 8.4 \mu m$, une largeur de $2 \mu m$ et une distance de $4 \mu m$ permettra d'obtenir les mêmes performances.

4.3 Structures interdigitées pour une émission monolobe

Comme nous l'avons vu dans l'étude optique des μ SQCL, le mode présentant le plus de recouvrement est le mode anti-symétrique, et son champ lointain est bi-lobes comme nous l'avons calculé.

Nous l'avons déjà abordé, le champs lointain multi-lobe n'est pas facile d'utili-

sation, au contraire d'un champ lointain mono-lobé qui est le cas du mode fondamental. Il est donc intéressant de forcer le laser à émettre sur le mode fondamental. Pour cela, nous allons décrire une méthode que nous proposons pour favoriser le mode fondamental. Cette invention a fait l'objet d'un brevet. Le principe de base de ce brevet est de briser l'invariance par translation du guide optique en introduisant un élément diffusant. Cet élément doit introduire des pertes sur les modes d'ordre supérieur et pas sur le mode fondamental.

La propriété du mode fondamental que nous allons exploiter est l'absence de nœuds en champ.

L'idée est d'interdigiter les guides périodiquement, et que la jonction se fasse par des pointes dites "taper" en anglais. (Fig. 4.17) Ainsi, pour des raisons de symétries, les modes présentant des nœuds entre les émetteurs ne pourront transiter vers la section suivante.

La structure est donc composée d'une zone de propagation, où le mode se propage sans perturbation sur un supermode, et d'une zone de filtre, où les guides finissent en pointes, ce qui permet de déconfiner progressivement le mode et de le coupler sur les pointes suivantes. Le but de cette section en pointe est d'obtenir une transmission la plus adiabatique possible, et donc d'avoir le moins de perte possible pour le mode fondamental. Ce mode sera privilégié, car il ne possède aucun nœuds.

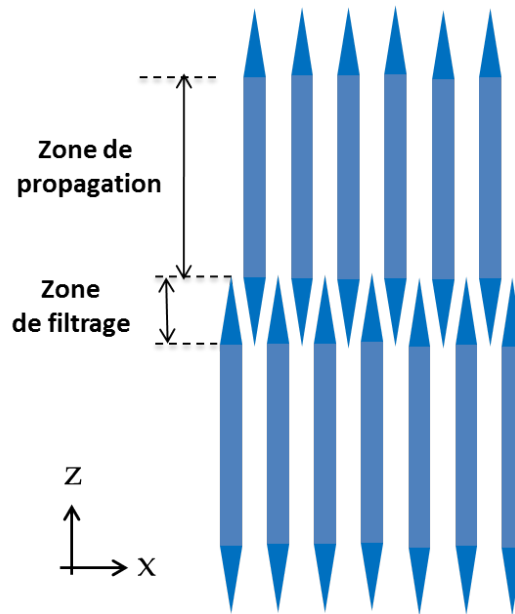


FIGURE 4.17 – Schéma de la structure inter-digitée pour filtrer le mode supérieur en énergie et favoriser le mode fondamental. Il est composé d'une zone de propagation, et d'une zone de filtrage.

-

Dans la zone de filtrage, les pics d'intensité dans les zones de gains du mode fondamental vont de se déconfiner progressivement vers les pointes en vis-à-vis, qui présentent une zone où la section s'élargit progressivement. Par symétrie, l'énergie va donc dans le même temps délocaliser de la zone en amont et se confiner dans la zone en aval. Les pics d'intensités présents dans l'InP :Fe vont se confiner dans les pointes en face, ce qui ne va pas être le cas des modes supérieurs qui possèdent des noeuds à cet endroit de l'espace. Les pertes subies par les modes vont donc être croissantes avec le nombre de nœud des supermodes. L'antisymétrique sera donc le mode le plus discriminé, alors que le fondamentale sera le mode qui se propagera avec le minimum de perte.

La simulation numérique a été faite par un logiciel commercial (BeamProp) qui

permet avec un CAD de définir les tailles et profil d'indice des motifs. Il permet de calculer les modes propres d'un système, et de calculer les propagations des champs dans la direction z par méthode BPM (Beam Propagation Method). Cette méthode résout numériquement l'équation de propagation du mode, en faisant l'approximation que la fonction enveloppe varie lentement.

4.3.1 Dimensionnement du filtre au moyen de la BPM

La résolution se fait en deux temps : premièrement on résout un calcul modal pour le système des guides parallèles (guides infinis). Une fois le mode trouvé, on l'injecte à l'entrée d'une section filtre de longueur L_{taper} (Fig.4.18). Le facteur de transmission se calcule par le rapport entre la puissance du mode en sortie après plusieurs mm de propagation, et la puissance d'entrée.

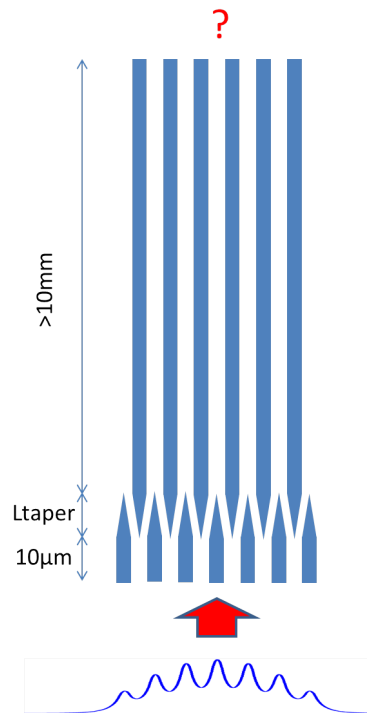


FIGURE 4.18 – Schéma de la méthodologie de calcul de la transmission. On impose le mode précédemment calculé sur μSQCL sans filtres, et on mesure la puissance du champ le long de l'axe z .

La figure 4.19 représente le résultat de calcul fait à $\lambda = 8.4\mu\text{m}$, dans la géométrie $N = 16$, $w = 2\mu\text{m}$, $D = 4\mu\text{m}$ et $L_{\text{taper}} = 100\mu\text{m}$. Sur le graphique de droite est représenté l'évolution de la puissance du mode mesuré dans les zones de gains le long de la direction de propagation. Cette puissance est normalisée par rapport à la puissance d'entrée. Concernant le mode symétrique, la quasi totalité de l'énergie a non seulement été transmise, mais est restée sur le mode fondamental. La transmission s'est donc déroulée de façon adiabatique, c'est-à-dire sans pertes. Pour le mode anti-symétrique, on observe une nette diminution de la puissance le long de la direction de propagation.

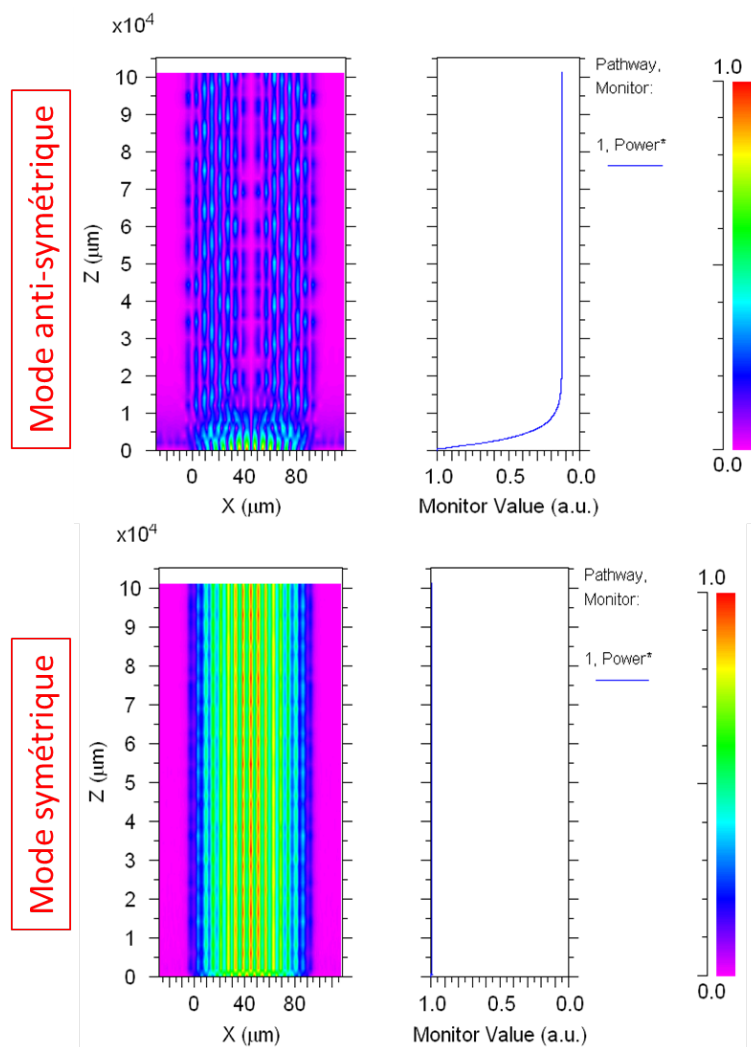


FIGURE 4.19 – Résultat du calcul de propagation selon le schéma 4.18 de la puissance du champ selon l'axe z , à $\lambda = 8.4\mu m$, dans la géométrie $N = 16, w = 2\mu m, D = 4\mu m$ et $L_{taper} = 100\mu m$.

Une partie de l'énergie est couplée vers une superposition des modes de la seconde section. Il ne reste que 15% de l'énergie. Cette valeur résiduelle dépendra de la qualité de filtrage, et de la valeur de la taille des pointes L_{taper} .

$$filtrage = \frac{tansmission^{sym}}{tansmission^{anti-sym}} \approx 1/0.15 \approx 6,6$$

Cela veut dire que le mode fondamental est presque environ 6 fois plus favorisé dans la cavité après un seul passage. Le signal devant se propager sur 10mm pour obtenir cette valeur, cela correspond au temps que prend l'énergie pour se distribuer vers le ou les modes finaux, c'est-à-dire $10\text{mm}/c \approx 0.3\text{ps}$. Cette longueur arbitraire a été choisie afin de pour voir supprimer l'énergie non guidée de quitter la fenêtre de calcul.

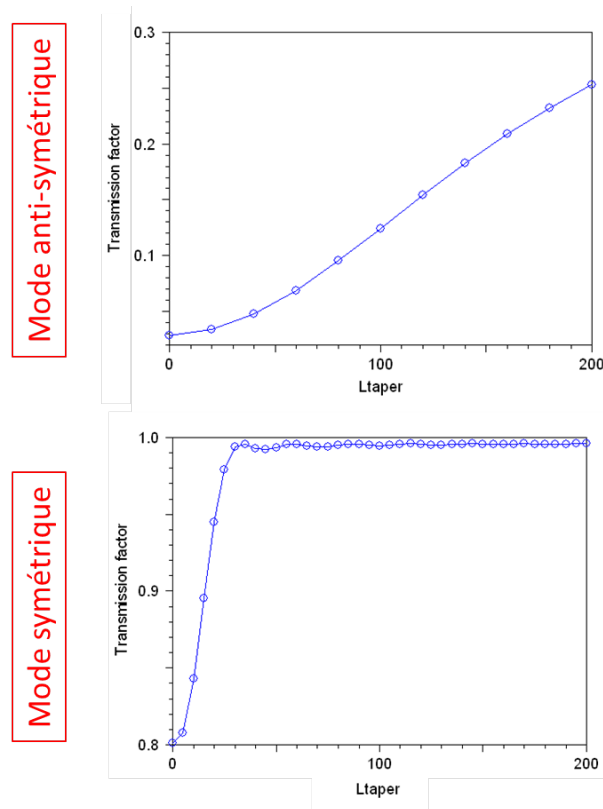


FIGURE 4.20 – Résultat de calcul selon le schéma 4.18 de la puissance du champ selon l'axe de propagation z , à $\lambda = 8.4\mu\text{m}$, dans la géométrie $N = 16$, $w = 2\mu\text{m}$, $D = 4\mu\text{m}$ et $L_{\text{taper}} = 100\mu\text{m}$.

4.3.2 Impact technologique

Étant données les tailles des motifs en jeu et les limitations de la lithographie optique, la longueur L_{taper} des pointes du masque va se réduire ce qui diminuera le recouvrement des pointes (Fig. 4.21). On appelle L_{techno} la longueur après fabrication et α_{techno} le facteur de dégradation technologique :

$$\alpha_{techno} = \frac{L_{taper} - L_{techno}}{L_{techno}}$$

Cette diminution, entrainera une dégradation de la transmission, car, bien que la période soit conservée, cela diminuera de façon significative l'indice optique dans cette zone, se rapprochant de celui de l'InP. Cette rupture de l'indice va engendrer des réflexions du signal et du fait de la réduction du recouvrement des pointes et va nuire à l'adiabaticité du système (Fig. 4.21).

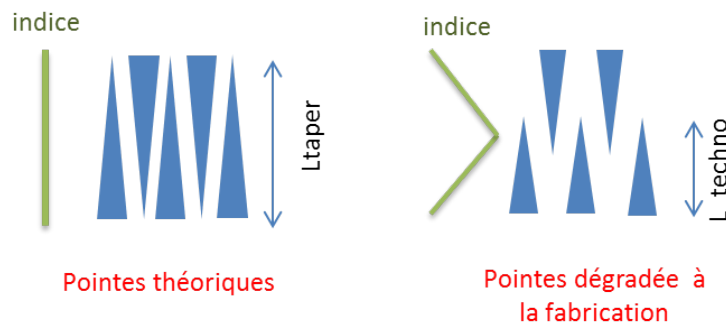


FIGURE 4.21 – Schéma de la zone de filtrage, avec les pointes en bleu, et en vert le profil de l'indice optique sur la longueur correspondante. A gauche, les pointes théoriques avec un recouvrement total. A droite, pointes dégradés par processus de fabrication, engendrant une diminution du recouvrement et une diminution de l'indice.

Cette variation d'indice pourrait éventuellement créer un filtre sur les modes longitudinaux puisque l'on se retrouvera avec une série de cavités couplées.

Nous avons donc simulé l'influence de cette dégradation en posant tout d'abord le cas extrême (Fig.4.22), $L_{techno} = 0$, c'est-à-dire où toutes les pointes ont disparues au cours de la fabrication. Ce résultat montre que le mode anti-symétrique, ayant une propagation bi-lobes dans l'espace libre, ne se couple pas dans la section en face. Le filtrage est donc total. Sur le mode symétrique, on observe tout d'abord une première marche de la puissance à l'entrée dans la zone "libre", une diminution du signal lors de la propagation dans l'espace libre, puis un reconfinement dans les guides de la section d'en face. Ce reconfinement se traduit par une remontée du signal, car la mesure se fait dans les guides, et donc la densité en énergie a augmenté de ces régions de l'espace.

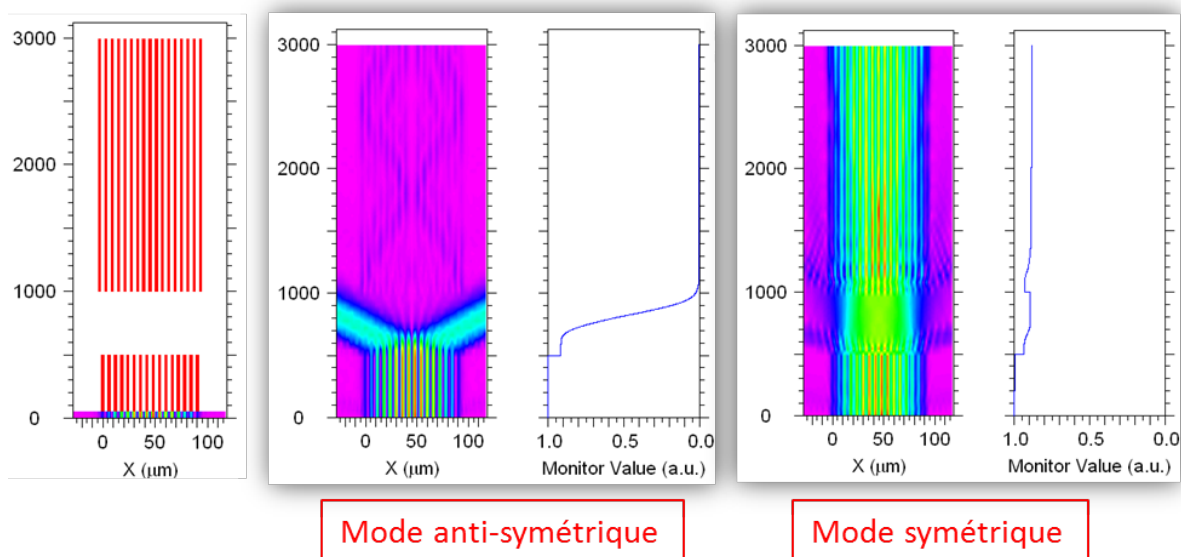


FIGURE 4.22 – Etude du cas extrême où $L_{taper} = 100\mu m$ et $L_{techno}=0$. À gauche, le dessin avant calcul, avec un "trou" de $100\mu m$, au milieu, résultat de la propagation pour le mode anti-symétrique, à droite le mode symétrique.

Le résultat de cette étude sur un cas extrême montre la claire différence de comportement des deux modes, et de l'exploitation de leurs propriétés dans la

conception d'un filtre par guides inter-digités. Mais on remarque tout de même la bonne capacité du fondamental de se coupler, bien qu'un saut de mode apparaisse après le filtre.

La figure 4.23 représente le calcul paramétrique de la transmission d'un filtre en fonction de α_{techno} pour un dessin de masque initial de $60\mu\text{m}$. Les valeurs montrent que une réduction allant jusqu'à 50% des longueurs des pointes ne dégrade que de moins de 2% la transmission. Au-delà, des dégradations supérieures à 10% peuvent être possibles. Cependant, dans le cas extrêmes $\alpha_{techno} = 1$ qui représente un "trou" de $60\mu\text{m}$, l'hypothèse BPM de faible variation d'enveloppe n'est plus respectée car la rupture de l'indice crée de brusques variations modales.

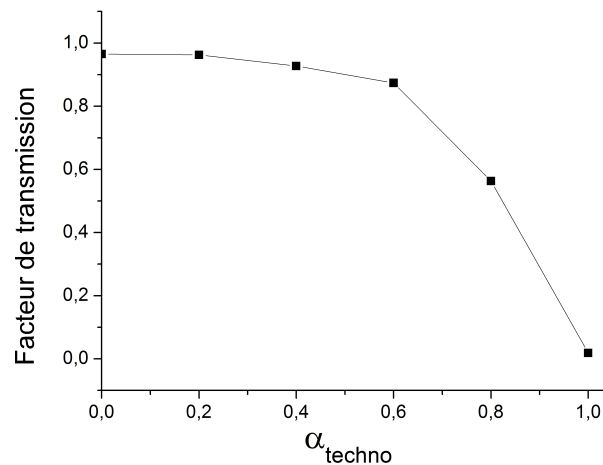


FIGURE 4.23 – Facteur de transmission du mode anti-symétrique en fonction de l'erreur technologique pour un dessin de masque de $60\mu\text{m}$

Nous avons clairement vu l'utilité de ces filtres inter-digités pour la sélection modale. Nous avons calculé des pertes quasi nulles pour le mode symétrique, et une discrimination modale d'un facteur 6 entre le symétrique et l'anti-symétrique, ce qui présage une émission mono-lobes possible, sans dégradation des performances du mode.

Cette analyse manque toutefois de deux études : une première demanderait à simuler l'ensemble des modes, et d'identifier une réduction de la transmission en fonction du nombre de nœuds. En effet, nous avons montré qu'il existait une forte discrimination modale entre les deux modes les plus espacés en énergie, mais il reste à prouver que le mode fondamental reste toujours plus favorisé que les autres modes. Une analyse plus fine, en terme de recouvrement, et perte (par transmission) doit clairement identifier les modes avantagés.

4.4 Conclusion

Le compromis géométrique du dimensionnement est donné par une condition à la fois du gain (Γ conditionné entre autre par la largeur des émetteurs), de la qualité du champ lointain (conditionnée par le rapport entre la période du réseau et la longueur d'onde) et de guidage.

Nous avons pu analyser les comportements du recouvrement modal des lasers ainsi que leur stabilité, en fonction du nombre et de l'espacement des émetteurs. Cependant, afin de pouvoir une conclusion sur l'optimum de dessin, il est nécessaire de calculer les performances du laser en fonction du recouvrement. Néanmoins, nous avons pu établir une limitation de l'espacement donné par la qualité de champ lointain. Pour un fonctionnement en impulsionnel, et s'affranchir des effets thermiques, la distance doit donc être au plus proche de la limite technologique. Concernant l'émission en continu, la distance va jouer un rôle capital dans les performances, puisque la qualité de la dissipation thermique va en dépendre, ce qui est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 5

Modélisation thermique

5.1 Description du modèle

Nous allons dans ce chapitre modéliser et dimensionner les diffusions thermiques dans les lasers à cascade quantiques. Nous allons tout particulièrement étudier les réseaux d'émetteurs μ SQCL et démontrer l'avantage de cette configuration d'un point de vue thermique. Le but de ce chapitre est d'introduire l'outil de modélisation, en détaillant les hypothèses du modèle, le domaine de validité, ses limites et illustrer avec des résultats préliminaires.

5.1.1 Structure du calcul

Nous allons calculer le gradient thermique dans le laser à partir du potentiel électrique appliqué à ses bornes : c'est l'effet Joule. Deux systèmes d'équation sont à résoudre : d'abord la loi d'ohm, afin de calculer le potentiel dans la structure à partir de la densité de courant, ce qui permet d'en déduire la charge thermique, puis l'équation de Fourier pour la distribution de température. Ces équations forment

un système couplé par la conductivité thermique k et la conductivité électrique σ des matériaux, qui sont dépendants de la température (Fig 5.1). L'ensemble de ces équations forment un système d'équations couplés, qui est résolu par COMSOL.

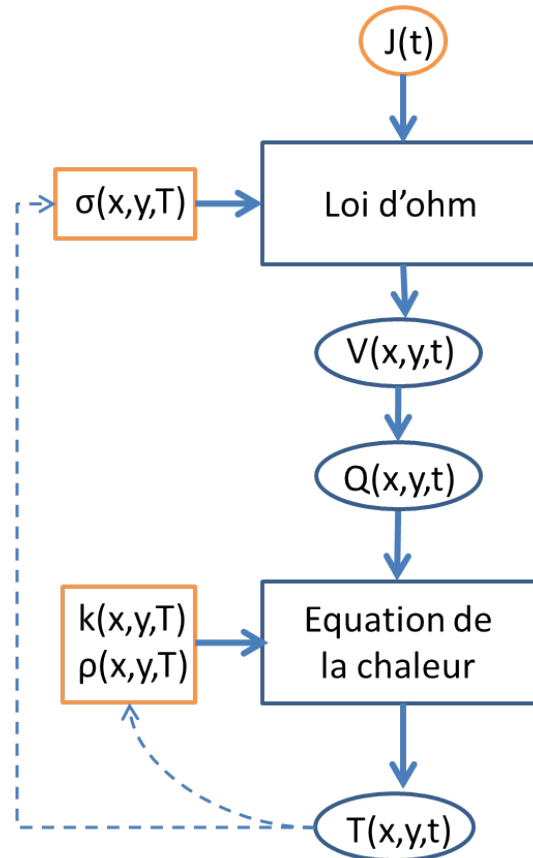


FIGURE 5.1 – Diagramme de calcul de l'effet Joule dans les lasers. Les valeurs en orange représentent les paramètres d'entrées du laser. J est la densité de courant. σ la conductivité électrique, V le potentiel, Q la charge thermique, k et ρ la conductivité et la capacité thermique des matériaux, et enfin T le champ de température.

Nous allons maintenant détailler les hypothèses de modélisation pour le calcul électrique puis thermique. Il est à noter que l'utilisation d'un calcul électrique n'est pas important pour le calcul thermique. En effet, le calcul de la distribution thermique peut être fait directement en utilisant une source de chaleur homogène

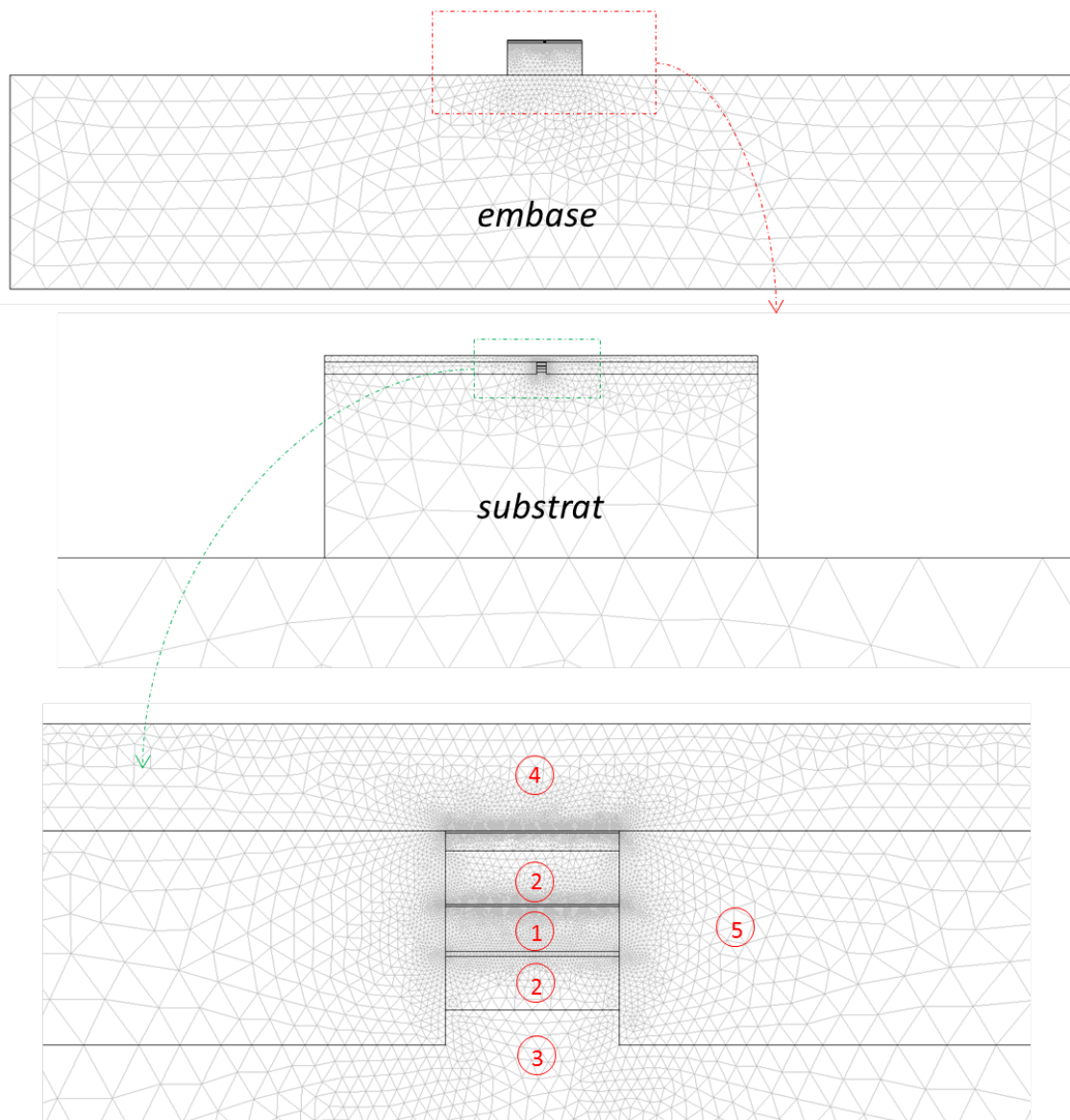


FIGURE 5.2 – Maillage du système simulé. En haut, vue globale. Puce montée UP sur une embase. Milieu : zoom sur la puce soudée. Bas : zoom sur le guide. (1) zone active, (2) couches guidantes InP :Si, (3) substrat InP :Sn, (4) couche d'or, (5) InP :Fe. Les couches "LOC" sont également représentées entre la ZA et les couches guidantes. On aperçoit qu'elles forcent un maillage très serrés dans ces zones, qui peut induire des instabilités de calcul.

dans la zone active. Cependant, par soucis de concevoir un modèle complet du laser, nous avons implémenté un calcul électrique dont les hypothèses (notamment la conductivité des matériaux) peuvent être une source d'imprécision. Les résultats des calculs électriques doivent être considérés avec prudence. Cependant, dans une première approximation, le seul calcul de la distribution de charge suffit pour le calcul thermique.

5.1.2 Calcul électrique

Le système va résoudre la loi d'Ohm :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}$$

La condition de continuité du flux (divergence nulle) s'écrit selon :

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\nabla \cdot (\sigma \nabla V) = 0$$

Les champs sont calculés par éléments finis sur un maillage, avec différentes conditions aux limites aux interfaces :

- Continuité entre deux milieux conducteurs : $\vec{n} \cdot (\vec{J}_1 - \vec{J}_2) = 0$
- Isolation électrique : $\vec{n} \cdot \vec{J} = 0$
- Source de courant : $\vec{n} \cdot (\vec{J}_1 - \vec{J}_2) = J_{source}$
- Mise à la masse de l'embase : $V = 0$

Conductivité électrique de la zone active

La valeur de la conductivité électrique de la zone active σ_{ZA} va jouer un rôle clefs sur deux points : Premièrement, elle va définir la charge thermique au sein de

la zone active (une faible résistance entraînera une faible polarisation). Deuxièmement, la zone active et l'InP :Fe étant électriquement en parallèle, σ_{ZA} va définir la part du courant qui traverse l'InP dopé fer, par le rapport $\sigma_{ZA}/\sigma_{InP:Fe}$.

Les électrons étant confinés dans la direction perpendiculaire à l'axe de croissance (e_y), et libres dans le plan parallèle (direction latérale e_x), la conductivité de la zone active est donc anisotrope.

Pour la composante e_x , nous la prenons arbitrairement à 1000 S/m. Dans la direction e_y , la zone active a un comportement courant/tension d'une diode redresseuse et donc non linéaire.

Conductivité électrique InP :Fe

Afin d'expliquer le comportement électrique de l'InP, il convient de rappeler les bases du dopage dans les semi-conducteurs. La conductivité électrique d'un matériau est caractérisé par la mobilité des ses porteurs, qui dépend de la structure de bande du matériau. Doper un matériau permet de contrôler la population des bandes d'énergies en jouant sur le niveaux de Fermi.

La résistivité électrique s'écrit selon la loi :

$$\rho = \frac{1}{ne\mu_n + pe\mu_p}$$

avec n et p la densité d'électrons et de trous, et μ leur mobilité. La résistivité du matériau augmente donc lorsque l'on réduit n et p . Le principe du dopage Fer permet de créer des états supplémentaires dans le milieu de la bande interdite pour piéger ces charges, et réduire n et p . Le matériau étant naturellement dopé par des impuretés donneurs (on parle de dopage résiduel), nous devons doper en

accepteur, comme c'est le cas du dopage Fer, de façon suffisamment élevé pour forcer le niveau de Fermi au plus près du centre de la bande interdite (on parle de dopage profond). Plusieurs matériaux ont été utilisés pour rendre l'InP semi-insolants : le Chrome, le Cobalt, le CCl_4 , le Manganèse, le Titane, ou encore le Ruthénium (Fig [?]). Mise à part ce dernier et le Fer, aucun de ces éléments n'a pu déboucher sur des composants SIBH (Semi Insulating Buried Heterostructures) viables. Le dopage Fer s'effectue par l'incorporation du Fer dans l'InP en prenant la place de l'Indium, contrôlé par la pression de Ferrocène. C'est une technologie de croissance qui bénéficie d'une très grande maturité et l'InP :Fe est ainsi un matériau de choix pour créer des structures μSQCL SIBH.

En première approximation, on considère dans la modélisation électrique que l'InP :Fe est un matériau idéal, en fixant sa conductivité électrique à 0.

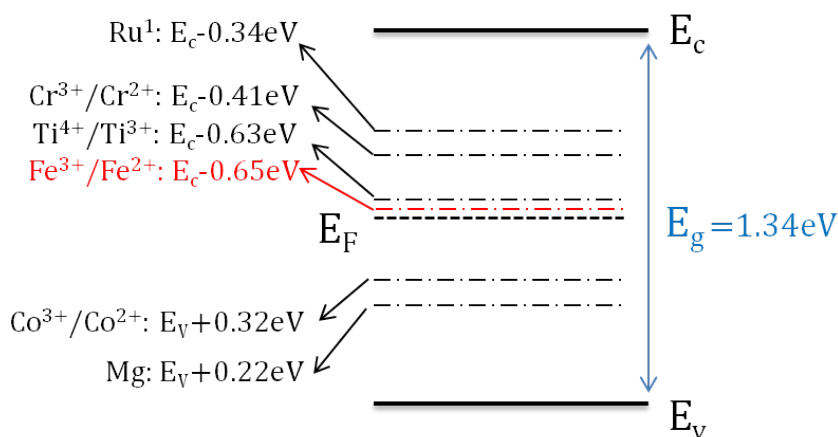


FIGURE 5.3 – Énergies de bande offset de candidats pour le dopage de l'InP SIBH. Le Fer présente l'énergie la plus proche du milieu de la bande interdite.

5.1.3 Calcul thermique

Les conductivités thermiques des matériaux composant le dispositif sont représentés sur la figure 5.4 :

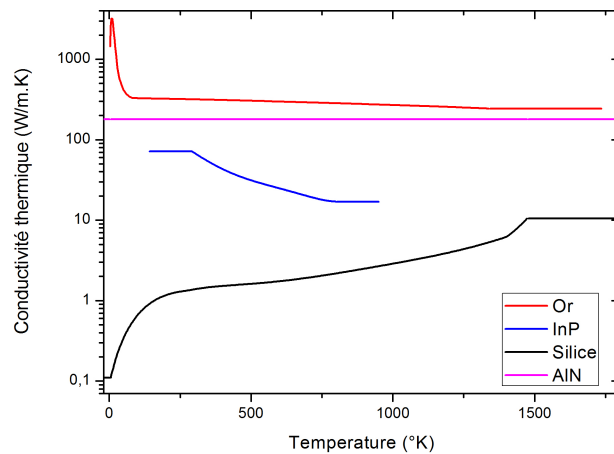


FIGURE 5.4 – Conductivités thermiques des matériaux en fonction de la température.

Conductivité thermique de la zone active

La zone active est une hétérostructures périodique de couches AlInAs et GaInAs. A chaque interface, se crée des réflexions à la propagation des phonons. Ces réflexions sont assimilées à des résistances d'interface appelé résistances Kapitza ou plus communément TBR (Thermal Bounderies Resistance) [58] et réduisent le libre parcours moyen des phonons L_p [59]. Cela entraîne une réduction de la conductivité thermique dans le plan perpendiculaire aux couches , créant une anisotropie dans la conductivité thermique du matériau [60].

Établir par le calcul cette résistance thermique est complexe. Cela suggère de mettre en relation L_p et la période des couches P . Dans le cas $L_p > P$, les phonons

ont un comportement à la fois ondulatoire et corpusculaire [61].

La conductivité thermique peut-être calculée à partir de la relation de dispersion obtenue des équations dynamiques des atomes dans un réseau cristallins [62]. Dans le cas $L_p < P$, les phonons ont un comportement purement corpusculaire et la conductivité thermique est cette fois calculée par les équations de Boltzmann. C'est le cas des structures des lasers à cascade quantiques. Le calcul est complexe, et des modèles effectifs plus simples à mettre en œuvre ont été élaborés. Le phénomène de TBR peut-être décrit par deux modèles de diffusion des phonons, appelés "Acoustic Mismatch Model" (AMM) et "Diffuse Mismatch Model" (DMM). Les données d'entrée sont réduits à la température de Debye et à la vitesse de l'onde acoustique. La conductivité thermique peut ainsi être calculée par les résistance séries équivalentes (résistance des matériaux + résistance d'interface).

$$(k_{\perp})^{-1} = R_{bulk} + R_{interfaces} = \left(\sum_i \frac{d_i}{d_{tot}} R_i + \frac{N}{d_{tot}} TBR \right)$$

où d_i et R_i est l'épaisseur et la résistivité des matériaux (GaInAs et AlInAs) et $d_{tot} = \sum_i d_i$ est l'épaisseur totale ; N le nombre d'interfaces.

Des mesures expérimentales des conductivités thermiques ont permis d'établir une loi analytique dans la gamme $T=[130K-400K]$. [63].

Cependant, dans une gamme de température proche de la température ambiante, une approximation a été vérifiée expérimentalement [63]. Dans le cadre de la simulation de cet ouvrage, nous utiliserons cette approximation :

$$k_{\perp} = 2.2 \pm 0.2W/(K.m)$$

$$k_{\parallel} = 5.5 \pm 0.5W/(K.m)$$

avec

$$k_{\perp}/k_{\parallel} = 2.5$$

Ces valeurs ont été extraites par des mesures expérimentales, où le rapport d'anisotropie k_{\perp}/k_{\parallel} est un paramètre libre. Ce rapport va définir la taille des émetteurs limite qui maximise le rapport d'extraction latéral/perpendiculaire.

Après avoir définis les méthodes de calcul de l'effet Joule, nous allons maintenant faire l'étude thermique pour deux types de technologies : les rubans uniques enterrés, et les μ SQCL.

5.2 Etude ridge enterré unique

5.2.1 Calcul des champs

Sur la figure 5.5, nous avons représenté les grandeurs physiques résolues : le champ électrique E_y polarisé TM, (selon l'axe de croissance des couches) ; le potentiel, c'est-à-dire, le gradient du champ E_y . Puis le courant associé à ce potentiel et enfin la charge thermique $Q(x, y) = \vec{J} \cdot \vec{grad}(V)$ correspondante. Cette grandeur est le but final du calcul électrique, qui va ensuite être utilisé dans l'équation de la chaleur pour le calcul du champ de température.

5.2.2 Résistance thermique

Nous allons maintenant calculer les résistances thermiques des dispositifs, qui seront utilisés comme valeurs d'entrée du modèle effectif.

La résistance thermique d'un matériau se définit par l'élévation de température

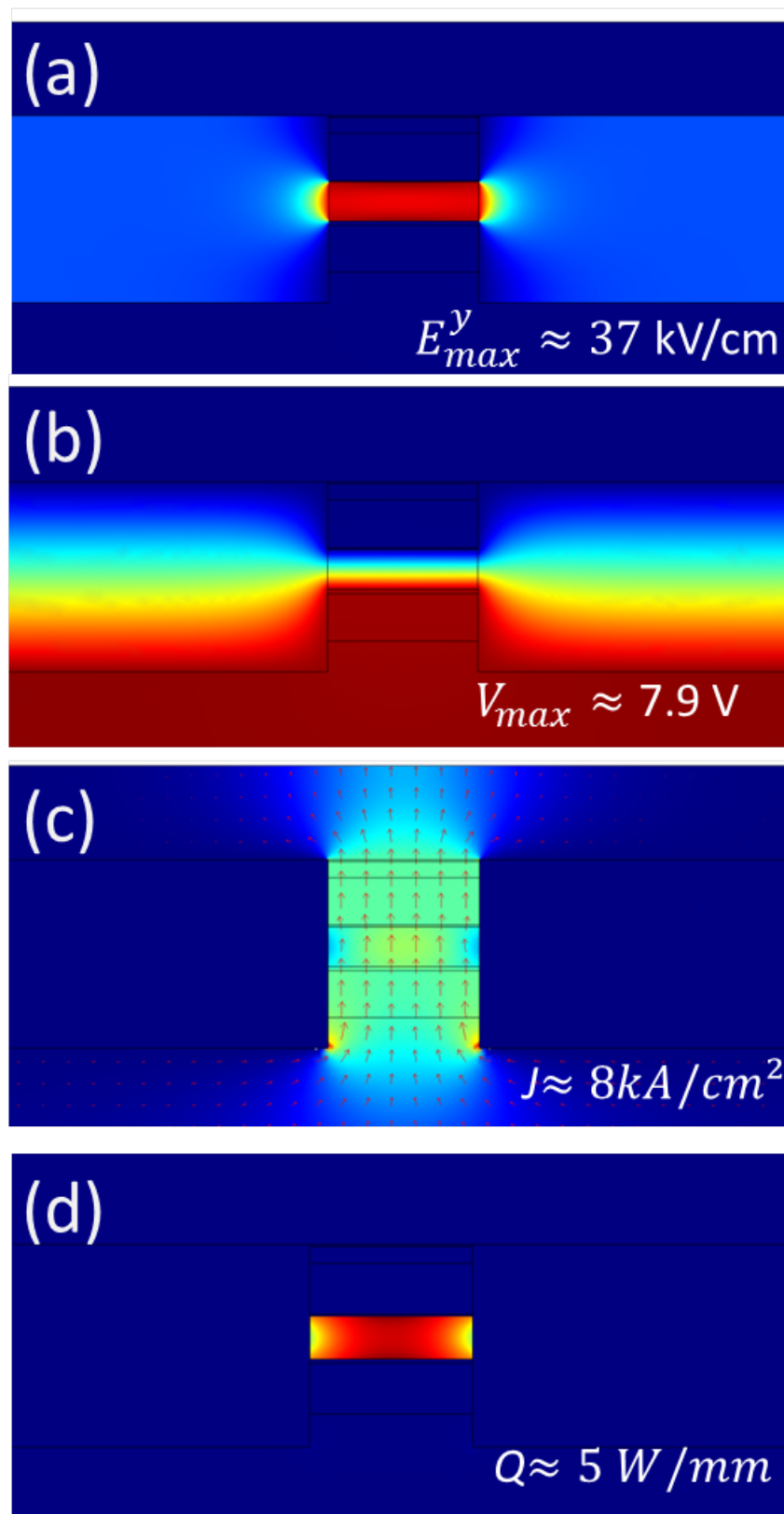


FIGURE 5.5 – Résultats du calcul de l'effet Joule sur une structure QCL ridge enterré. (a) Champ électrique selon la direction E_y . (b) Potentiel (c) Densité de courant (couleur : scalaire + flèches : vecteur de champ) (d) Distribution 2D de la charge thermique (W)/mm

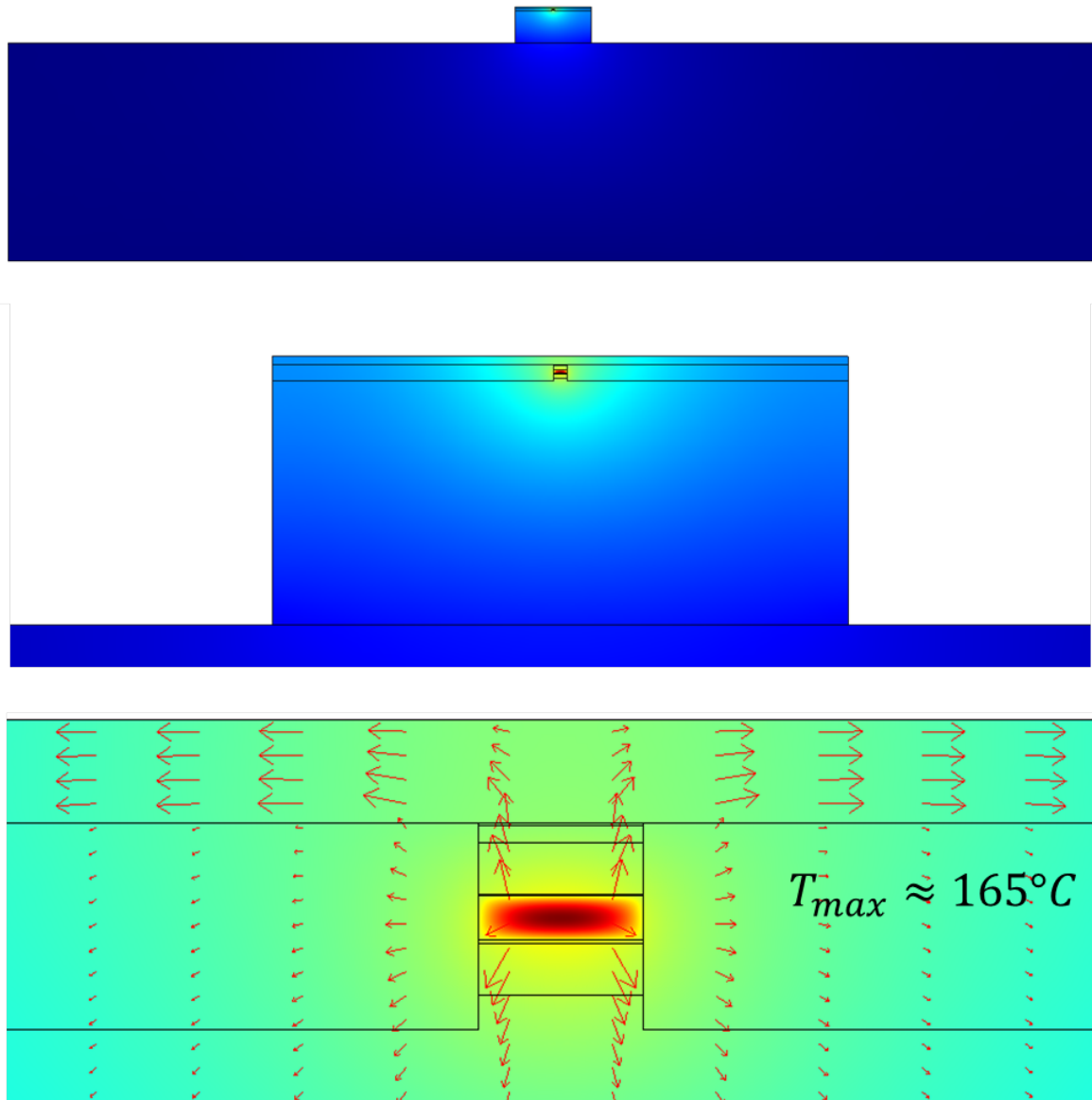


FIGURE 5.6 – Résultat de l'élévation thermique sur une structure rubans enterrée de $W=8\mu\text{m}$, montée "episode-up". En haut, image du dispositif dans son ensemble, avec la puce montée sur embase. Milieu : Zoom sur la puce. En bas : Zoom sur la zone active. Les couleurs représentent l'élévation de température et les flèches représentent le flux thermique.

ΔT par unité de puissance $U.I$ dissipée :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{U.I}$$

La résistance thermique est analogue à la résistance électrique : On peut étudier les système thermiques de façon analogue à un système électrique en simplifiant des circuits. Nous allons donc, dans un premier temps, établir un comportement analytique de la résistance thermique d'une zone active de conductivité anisotrope, que l'on peut approximer par un système de résistances équivalentes en parallèle 5.7.

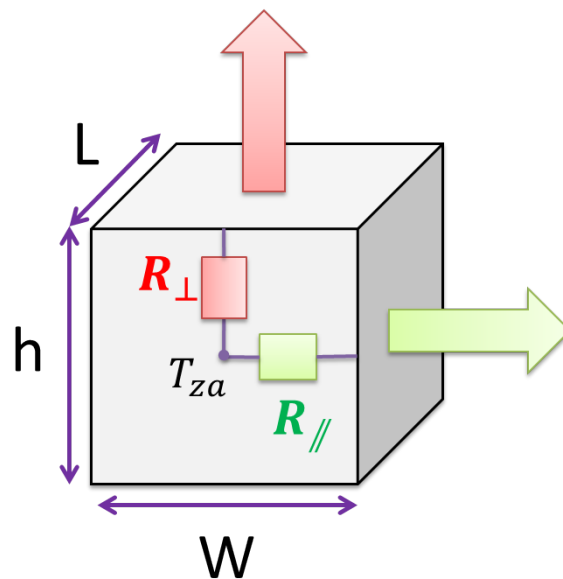


FIGURE 5.7 – Représentation d'un zone active anisotrope. L est la longueur du guide, h la hauteur de la zone active, et W la largeur du ridge. R_{\perp} est la résistance thermique perpendiculaire au couches, et R_{\parallel} la résistance parallèle aux couches.

Modèle analytique

La résistance thermique d'un matériau (fig. 5.8) est défini par :

$$R_{th}^{mat} = \frac{e}{k.S} \quad (5.1)$$

où k est la conductivité thermique, e le chemin thermique traversé par le flux thermique à travers une surface S du matériau, avec $[k] = W.K^{-1}.m^{-1}$.

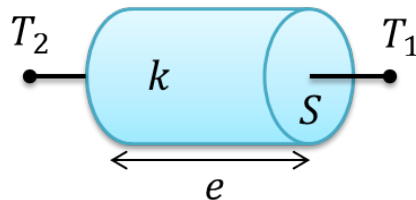


FIGURE 5.8 – Schéma de la résistance thermique d'un matériau traversé : k est la conductivité thermique, e le chemin thermique traversé par le flux thermique à travers une surface S du matériau. T_1 et T_2 sont les températures "aux bornes", équivalent au potentiel dans l'analogie électrique.

La résistance parallèle s'écrit :

$$R_{th}^{\parallel} = \frac{1}{2} \frac{w/2}{k_{\parallel} \cdot h \cdot L} \quad (5.2)$$

Le coefficient $\frac{1}{2}$ correspond au flux thermique vers la gauche et du flux vers la droite, qui ont la même norme, par symétrie par rapport à l'axe vertical centré sur $w/2$. Dans l'approximation du guide infini, la conductivité est invariante par translation le long du guide, et on peut donc ramener la conductivité $k.L$ surfacique par un k linéique.

L'équation 5.2 se résume donc à :

$$R_{th}^{\parallel} = \frac{1}{4} \frac{1}{k_{\parallel}} \frac{w}{h.L} \quad (5.3)$$

De la même façon, on établit la résistance perpendiculaire, avec $w.L$ la surface, et $h/2$ le chemin thermique :

$$R_{th}^{\perp} = \frac{1}{4} \frac{1}{k_{\perp}} \frac{h}{w.L} \quad (5.4)$$

La résistance équivalente du système de résistance en parallèle s'écrit :

$$\frac{1}{R_{th}^{equ}} = \frac{1}{R_{th}^{\parallel}} + \frac{1}{R_{th}^{\perp}} \quad (5.5)$$

Après simplification :

$$R_{th}^{equ} = \frac{(w.h)/4.L}{k_{\parallel}h^2 + k_{\perp}w^2} \quad (5.6)$$

La figure 5.9 montre le comportement de l'équation (5.6), avec $k_{\perp} = 2.2$ W/K.m et $k_{\parallel} = 5.5$ W/K.m . On identifie donc deux régimes séparés par un maximum W_m ; pour $W < W_m$: c'est un régime linéaire d'extraction purement parallèle. Pour $W > W_m$, c'est un régime en $1/W$ d'extraction purement perpendiculaire.

On identifie donc le maximum de $R_{th}(w)$ au point $w = w_m$, qui peut se calculer en dérivant (5.6) : $\partial R_{th}/\partial W = 0$

Ce qui donne, en simplifiant :

$$k_{\parallel}h^2 = k_{\perp}W_m^2 \quad (5.7)$$

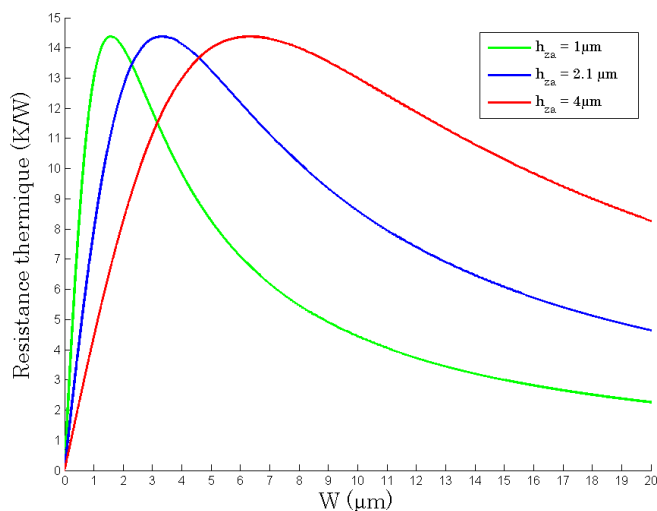


FIGURE 5.9 – Courbes analytiques de l'équation (5.6), ramenées à une longueur guide $L = 2.5mm$. La courbe bleu représente la résistance thermique pour une hauteur de zone active $h_{za}=2.1 \mu m$ qui est la hauteur des zones actives étudiées expérimentalement.

$$\Rightarrow W_m = h \sqrt{\frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}}} \quad (5.8)$$

Cette grandeur est importante, car elle définit la taille maximale que doivent avoir les émetteurs pour dissiper dans un régime dominé par l'extraction latérale. De plus, si on augmente la taille des émetteurs, la hauteur de la zone active h peut-être augmentée du même facteur d'échelle afin d'obtenir une dissipation constante.

Dans le cas $k_{\parallel}/k_{\perp} = 2.5$ et $h = 2.1 \mu m$, cela donne :

$$W_m \approx 3.3 \mu m$$

Cependant, ce modèle très simpliste ne prend pas en compte les chemins dissipatifs supplémentaires de l'InP :Fe. Cette résistance thermique supplémentaire

génèrera un chemin thermique en parallèle plus long, mais beaucoup plus dissipatif ($k_{InP:Fe} \approx 70 \text{ W/K.m} > 5.5 \text{ W/K.m}$). De plus, l'embase doit être rajoutée, mais équivalente à une résistance série supplémentaire sur l'ensemble. De plus, l'utilisation de la hauteur de la zone active, dans le terme de la résistance thermique parallèle (equ. 5.3) n'est qu'une approximation : les couches supérieures et inférieures du guide vont également participer à l'extraction parallèle, ce qui augmente la hauteur effective d'extraction parallèle. Enfin, comme les sources thermiques sont spatialement non homogènes [5.5(d)], et que l'ensemble des conductivités dépendra de la température, cela complexifie d'avantage le système. L'ensemble de ces arguments justifie l'utilisation de Comsol pour obtenir des résistances thermiques plus justes, avant de confronter la modélisation à l'expérience.

Calcul COMSOL

La figure 5.10 représente le résultat du calcul dans l'environnement Matlab+COMSOL, sur un ruban enterré, de hauteur de zone active $h = 2.1 \mu\text{m}$, monté sur embase d'AlN coté zone active (epi-side down). La courbe a été ajustée avec l'équation 5.6. Seul ont été fixées la hauteur de la zone active et la résistance de l'embase ($R_{th}^{embase} = 2.5 \text{ K/W}$). Cette dernière est une approximation, qui sera vérifiée sur les μSQCL , dont la résistance thermique est faible devant celle de l'embase. Nous observons en premier lieu que le comportement de $R_{th}(W)$ reproduit le modèle des résistances parallèle décrit plus haut, avec un régime d'émetteurs fin dont la dissipation est dominé par l'extraction parallèle, ainsi qu'un régime d'émetteurs larges, ou la dissipation est dominée par l'extraction verticale. La position du maxima séparant les deux régimes est calculée à $W_m = 3\mu\text{m}$, ce qui reproduit le calcul analytique ($W_m = 3.3\mu\text{m}$). Cette différence de 10% peut tenir du fait que le rapport

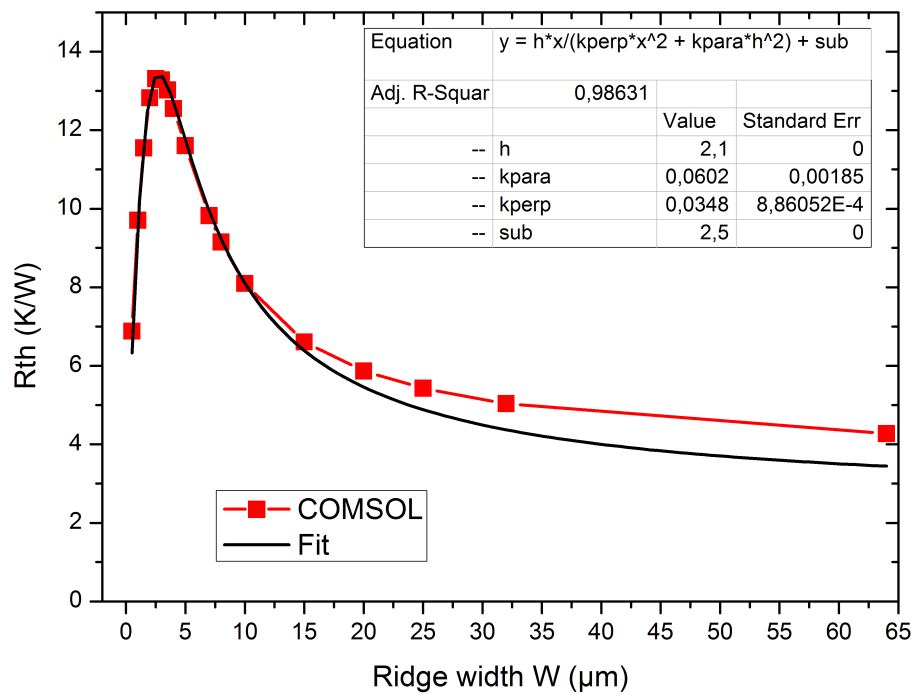


FIGURE 5.10 – Résistance thermique calculée dans COMSOL, d'un ridge enterré dans l'InP :Fe, monté epi-side down sur embase d'AlN.

d'anisotropie effectif issu de la régression ($k_{\parallel}/k_{\perp} \approx 6.02/3.48 = 1.7$) est plus faible que celui de la zone active (2.5). Cela peut s'expliquer par le fait que la conductivité perpendiculaire effective est plus élevée, due à la forte conductivité des couches contacts, et de l'embase. Comme on le voit sur les paramètres de régression, cette conductivité perpendiculaire (effective dans ce cas) est plus grande que celle de la zone active, pour les raisons citées plus haut. Même remarque dans la direction parallèle, où l'InP va l'augmenter. Cependant, la courbe du modèle ne suit plus le calcul par FEM, à grande taille d'émetteur. Cela vient d'un effet de bord du calcul ou le système a une taille latérale finie. Enfin, on remarque que faire un émetteur étroit de $1\mu\text{m}$ permet de dissiper autant qu'un émetteur de $10\mu\text{m}$! Cela motive et renforce donc l'idée de constituer un réseau d'émetteurs de taille étroite, c'est-à-dire, inférieur à W_m . Tout réseau d'émetteurs dont la taille des émetteurs est supérieur à W_m ne bénéficiera pas d'amélioration thermique, qui se traduit par le fait que leur courbe $R_{th}(W)$ sera identique celle de l'émetteur unique.

Sur la figure 5.11 est représentée la part dans la résistance thermique des trois grandeurs qui caractérisent le système : La zone active (rouge), l'InP :Fe (bleu) et enfin l'embase (vert). Ces proportions sont calculées pour différentes tailles d'émetteurs W (1,3,4,8,20 et $64\mu\text{m}$).

Nous avons suivi la démarche suivante : pour évaluer la contribution à la résistance thermique d'un élément, nous avons mis sa résistance thermique à 0. On considère alors que l'écart entre le calcul avec de vraies résistances thermiques et le calcul avec une résistance nulle donne le poids de cet élément dans la résistance thermique. Dans la pratique, il n'est pas possible de mettre la conductivité infinie et nous la fixerons à $1e6$. Pour vérifier la pertinence de notre approche, il suffit

Single ridge

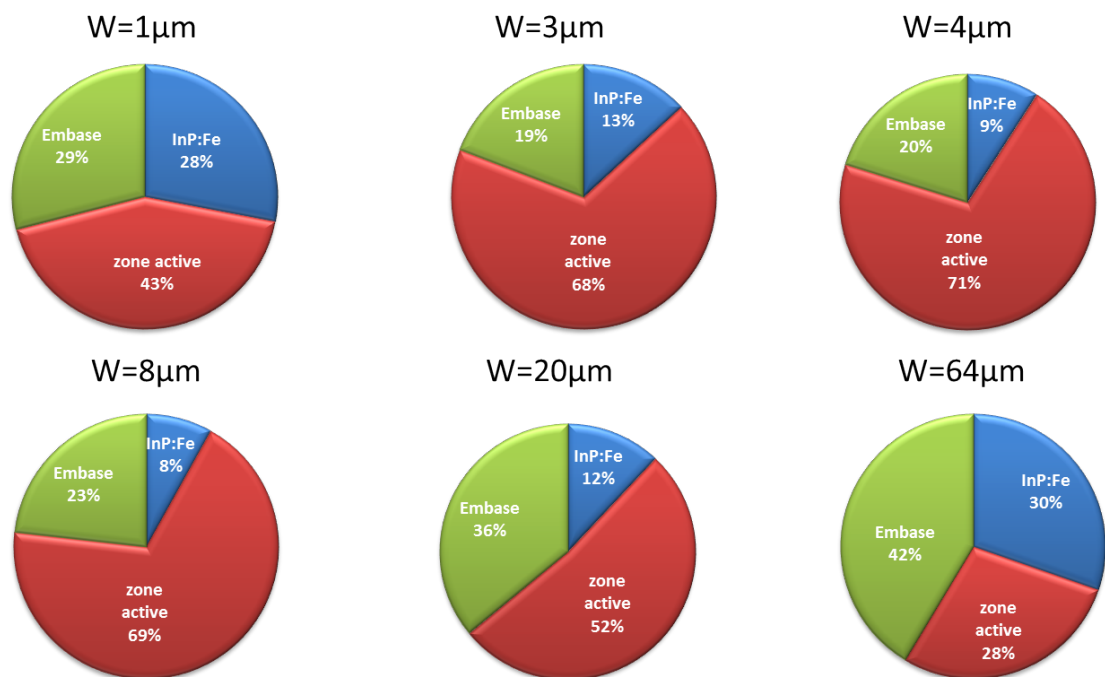


FIGURE 5.11 – Poids des différentes contributions de la résistance thermique : La zone active (rouge), l’InP :Fe (bleu) et enfin l’embase (vert). Ces proportions sont calculées pour différentes tailles d’émetteurs W (1,3,4,8,20 et 64 μm).

de vérifier à la fin que la somme des contributions obtenues est égale à la résistance thermique totale. Cela permet donc d'obtenir successivement le poids des différentes composantes et d'établir le facteur dominant la résistance thermique dans les différents régimes dissipatifs (latéral $W < W_m=3\mu\text{m}$ ou perpendiculaire $W > W_m=3\mu\text{m}$). On remarque que dans le cas de l'émetteur de taille $W=8\mu\text{m}$, qui est la taille de ruban qui présente les meilleures performances avec une bonne qualité de faisceau [32], la résistance thermique est dominée par la zone active. Dans ce cas de figure, le poids de l'embase est relativement bas (23%), ce qui montre que changer d'embase (AlN vers diamant par exemple) ne devient pertinent que pour de grandes tailles de zones actives, où la résistance de la zone active devient très faible ($R_{th} \propto 1/W$).

Impact de la hauteur de la zone active

La calcul de la résistance thermique est également fait pour différentes hauteurs de zone active. La figure 5.12(a) montre les différentes courbes calculées pour $H_{za} = 0.5, 1, 1.6, 2.1, 3 \mu\text{m}$. On obtient le même type de courbe que dans le modèle analytique des résistances parallèles (Fig. 5.9). La valeur w_m croît linéairement avec h_{za} comme pour le modèle analytique. Dans le régime $W < W_m$, la résistance thermique diminue lorsque h_{za} augmente à W fixé. En effet, on se trouve dans ce cas du régime dominé par l'extraction parallèle dont le flux dépend de la surface des flancs, et donc de la hauteur de la zone active. Dans l'autre cas, $W > W_m$, on observe une augmentation de la résistance thermique avec la hauteur. De la même façon, dans ce régime de dissipation dominé par l'extraction perpendiculaire (donc vertical), le chemin thermique augmente avec la taille de la zone active et donc augmente la résistance thermique. On en conclut que plus la zone active est large,

plus il faut réduire la hauteur de la zone active pour espérer réduire la résistance thermique (ce qui peut être dramatique pour le gain ; d'un point de vue optique pour le recouvrement, et électriquement car cela sous-entend que l'on cherchera à réduire le nombre de période N_p qui baissera également le nombre de photons par électron.) Cela constitue un argument supplémentaire pour fabriquer des émetteurs fins régis par le régime de dissipation latéral. La partie (b) de la figure 5.12 conclut l'argumentation, en représentant la résistance thermique calculée en (a), avec en abscisse le rapport W/H_{za} . Les courbes se superposent. Cela se confirme par la relation R_{th} calculée 5.6 dans le modèle analytique des résistance parallèles, qui peut se réécrire à l'aide du rapport w/h :

$$\begin{aligned} R_{th}(w, h) &= \frac{w \cdot h}{k_{\parallel} \cdot h^2 + k_{\perp} \cdot w^2} \\ &= \frac{w/h}{k_{\parallel} + k_{\perp} \cdot (w/h)^2} = R_{th}(w/h) \end{aligned}$$

Donc R_{th} ne dépend géométriquement que du avec rapport w/h . Cela veut dire, comme nous l'avons dit plus haut, que dans le régime $W > W_m$, une augmentation de la taille de l'émetteur peut compenser une augmentation de la hauteur de la zone active (par une augmentation par exemple du nombre de périodes) ; cela sous entend que l'on peut garder la résistance thermique constante si l'on augmente W et h proportionnellement. Cela laisserait penser que l'on peut envisager des zones actives de grandes tailles (h et W) pour émettre des lasers de grande puissance, grâce à une dissipation constante. Mais, la puissance à dissiper augmenterait avec

le volume de zone active avec le carré du facteur d'échelle, ce qui entrainerait donc des échauffements plus importants (du carré du facteur d'échelle).

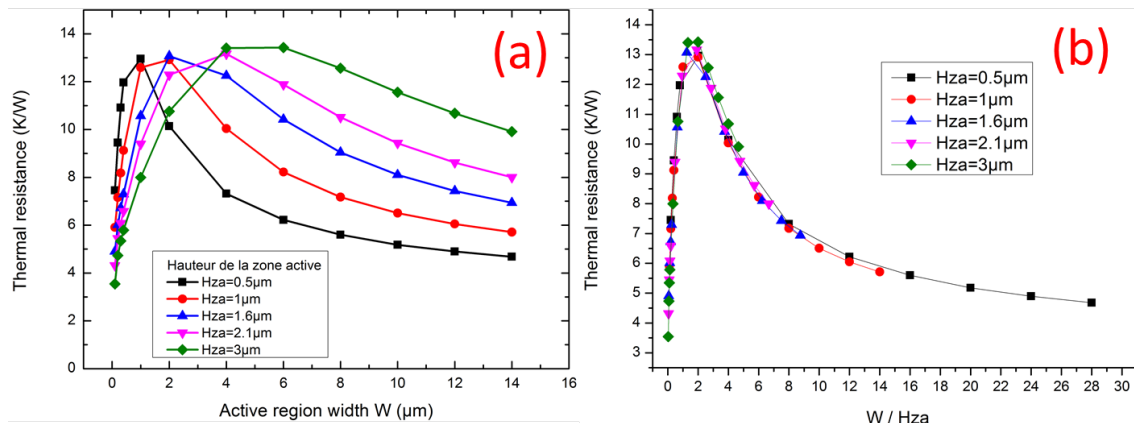


FIGURE 5.12 – (a) : Résistance thermique calculée dans COMSOL, en fonction de la largeur du ridge (W) enterré, monté down sur embase d'AlN. Les différentes couleurs représentent différentes hauteurs de zone active (Hza). (b) : Résistance thermique calculée en (a), en fonction du rapport taille du ridge / hauteur de la zone active

5.3 Etude μSQCL

5.3.1 Calcul des champs

Dans le cas des μSQCL , le calcul FEM se déroule de la même manière que dans le cas des rubans enterrés. De façon similaire au processus de fabrication technologique, seul le motif du masque d'ouverture est modifié dans la simulation. La figure(5.13) montre les résultats du calcul sur une structure μSQCL .

En comparant avec les résultats obtenus dans le cas de l'émetteur unique ridge, on observe une augmentation de la différentiel de potentielle. Cela est dû aux effets de bords des émetteurs (courbures du potentiel). La structuration μSQCL permet

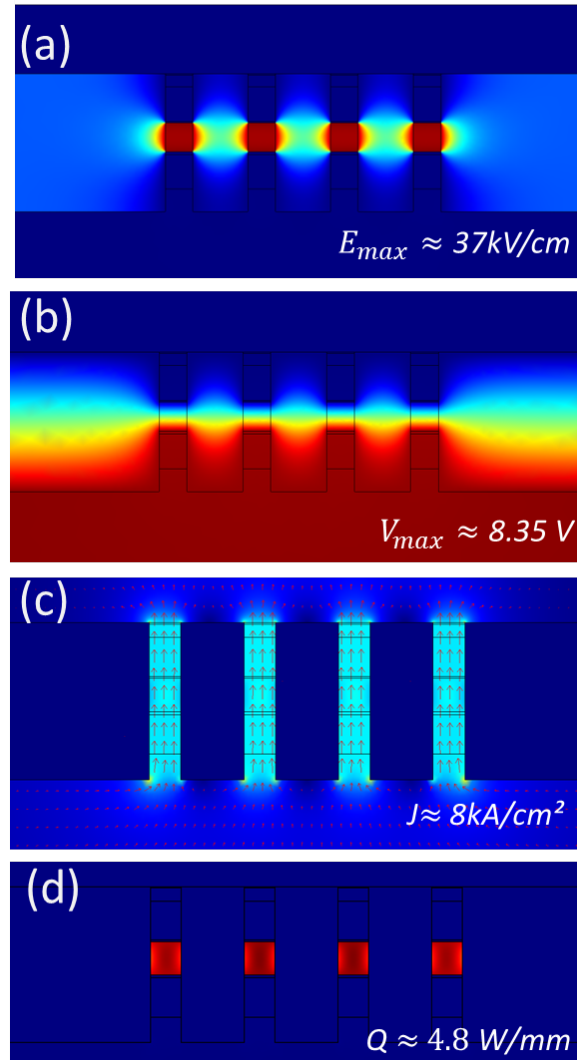


FIGURE 5.13 – Tracé à la section des différents champs calculé sur une structure μ SQCL, avec $w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$ et $N=4$, représentant une taille totale : $W=N*w=8\mu\text{m}$. (a) Champ électrique polarisé selon la direction E_y . (b) Potentiel électrique (c) Densité de courant (couleur : champ scalaire ; flèches : vecteur de champ)

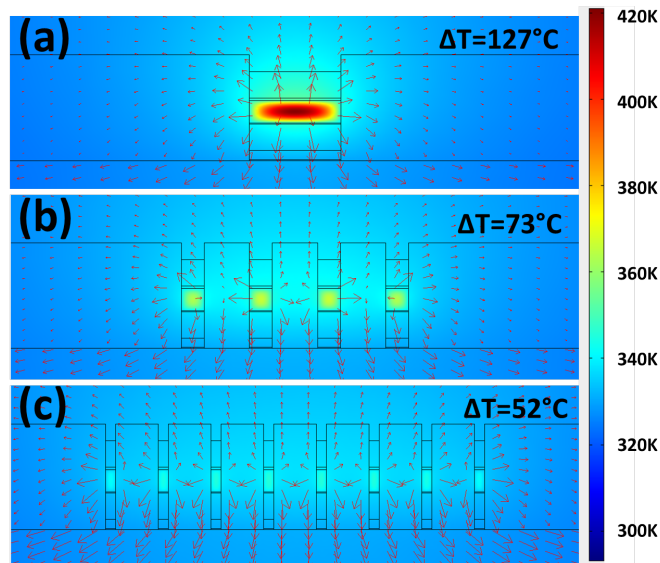


FIGURE 5.14 – Résultat du calcul de la température sur une structure μSQCL $w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, $N=4$. On observe une réduction de la température de 30% de la température au centre, par rapport à la structure de rubans enterré unique.

de réduire l'inhomogénéité du courant dans la zone active que l'on avait observée sur la technologie ruban. Comme le montre la figure 5.15, la réduction du taux de remplissage $w/(w+D)$ permet de réduire l'inhomogénéité. Cela peut avoir un fort impact sur les effet de hole burning et donc sur la stabilité du faisceau [51]. Mais, comme nous l'avons dit en introduction, les hypothèses utilisées comme valeurs des conductivités électriques étant des paramètres peu connus, les résultats absolus doivent être considérés avec la plus grande prudence. Néanmoins, la tendance de la réduction, relativement à l'émetteur ruban unique, permet de penser que des réductions de l'inhomogénéité auront effectivement lieu, et donc rend les μSQCL moins sujets à des phénomènes de hole burning.

Les résultats du champ de température calculés sont résumés sur la figure 5.14, pour des lasers montés epi-side down sur embase d'AlN. Une forte réduction de la température est observée. Comme la puissance injectée a très peu varié, on peut

en conclure que la résistance thermique a fortement diminué. Nous allons décrire les mécanismes de diffusions dans ce type de structure en utilisant les analogies des résistances afin d'en tirer les paramètres qui régissent le comportement thermique du système.

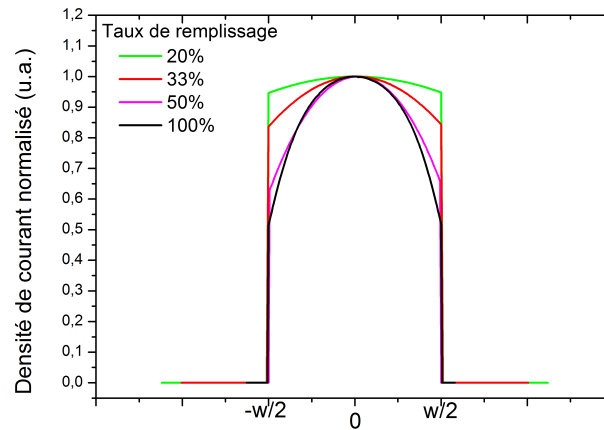


FIGURE 5.15 – Effet de la réduction de l'inhomogénéité de la densité de courant avec le taux de remplissage de zone active $w/w+D$. Tracé à la section de la densité de courant à mi-hauteur de la zone active sur un émetteur pour différents degrés de structuration. Les quatre calculs sont effectués sur les structures suivantes : $W=N*w=8\mu\text{m}$ (noir), $w=4\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, $N=2$ (mauve), $w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, $N=4$ (rouge) et $w=1\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, $N=8$, (vert)

5.3.2 Résistance thermique

Impact de l'espacement

Nous allons dans un premier temps décrire le comportement de la résistance thermique en fonction de l'espacement. La figure 5.17 représente la résistance thermique des μ SQCLs en fonction de l'espacement inter-émetteurs, pour différents nombres N d'émetteurs. Cette étude permet d'identifier le cross-talk thermique entre les émetteurs, c'est-à-dire la contribution thermique des émetteurs sur leurs

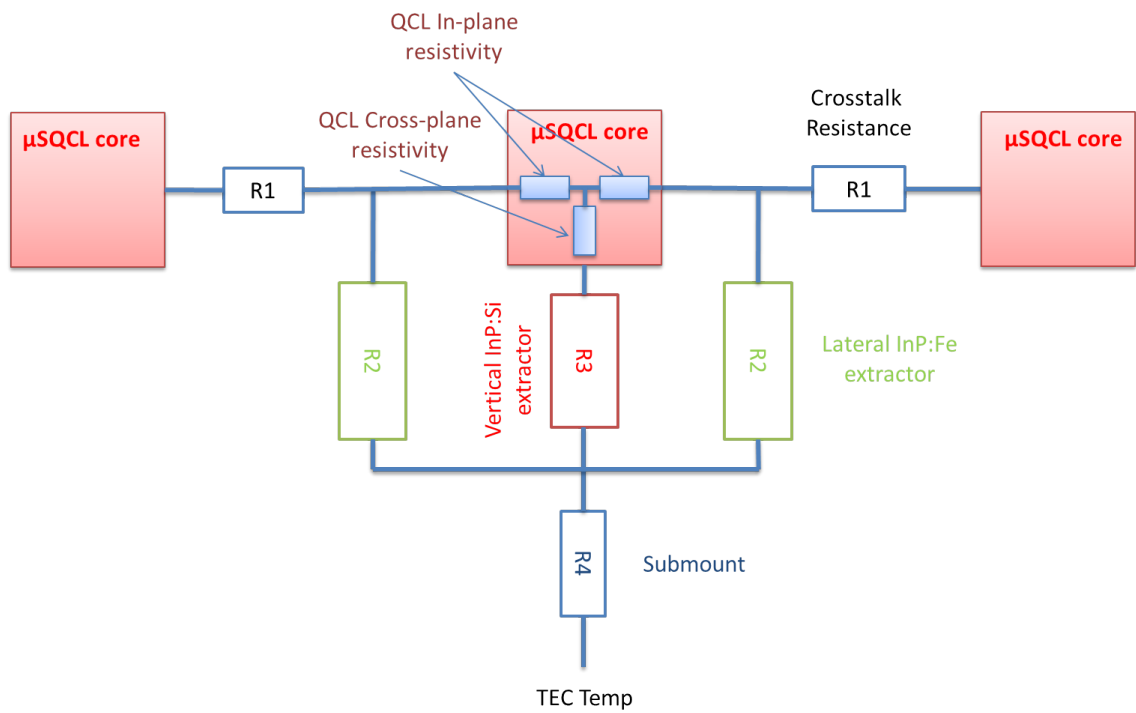


FIGURE 5.16 – Schéma équivalent des résistances thermiques dans les μ SQCL.

voisins, qui se caractérise par une résistance thermique reliant les émetteurs entre eux. Comme nous l'avons écrit (Equ. 5.1), la résistance d'un matériau est linéaire avec le chemin thermique e . La résistance de crosstalk thermique est donc linéaire avec l'espacement : plus les émetteurs sont proches, plus la résistance thermique est faible, et la diffusion thermique inter-émetteur importante. Cependant, l'espacement impacte également la résistance latérale de l'InP, qui a pour effet d'extraire latéralement. Sa résistance thermique (R2 sur le schéma 5.16) est elle, conformément à l'équation 5.1, dépendante de la surface du flux thermique, qui s'écrit $L \cdot D$. La résistance thermique latérale présente donc un comportement en $1/D$, représenté sur la figure 5.17.

Dans un cas de figure où la résistance thermique de l'InP :Fe est grande, cela signifie que la résistance latérale est dominée par le crosstalk. C'est le cas limite de la configuration $D=0$, c'est-à-dire le cas de l'émetteur unique, dominé donc par un flux perpendiculaire aux couches. Cette analyse permet de comprendre l'enjeu de la structuration μ SQCL, et le rôle de l'extraction InP :Fe pour annihiler le crosstalk thermique, et ainsi réduire la résistance thermique globale du dispositif.

Par ailleurs, pour évaluer le recouvrement de champ thermique d'un émetteur sur les autres, nous avons simulé l'échauffement dans une structure dans laquelle seul un émetteur est injecté (Fig.5.18). La simulation a été réalisée pour différents espacements. On remarque donc que pour des espacements supérieur au micron, la valeur de l'élévation de température dans l'émetteur le plus proche est proche de 0%. Cela valide donc le fait que la structuration permet de réduire considérablement le cross-talk thermique.

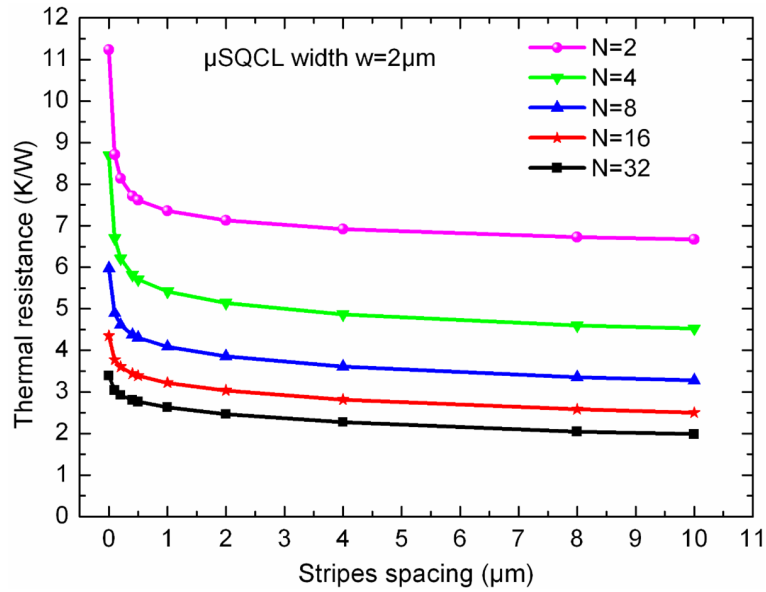


FIGURE 5.17 – Résistance thermique des μ SQCLs en fonction de l’espacement inter-émetteurs, pour différents nombres N d’émetteurs.

Impact du nombre N

Nous allons calculer l’impact du nombre d’émetteurs sur la résistance globale des μ SQCL. Comme nous avons vu sur le schéma des résistance thermiques, l’ensemble des périodes constituées de l’émetteur ainsi que d’un extracteur latéral d’InP :Fe, sont en parallèle les uns des autres. Un comportement en $1/N$ est donc attendu. La figure 5.19 montre la résistance thermique calculée sous COMSOL en fonction de la taille totale de zone active $W=N*w$, l’émetteur unique, et des μ SQCL de taille $w=1$ et $2\mu\text{m}$, pour une distance $D=4\mu\text{m}$.

En bleu : réseau de laser μ SQCL de $w=2\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$. En vert : $w=1\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$. La barre horizontale noire sur la courbe rouge désigne approximativement la limite de l’émission TM_{00} . En inset : Rapport des résistances thermiques émetteur unique sur μ SQCL $w=2\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$. La résistance thermique est tracée en fonction de la taille totale de zone active $N*w$. On remarque donc que les systèmes

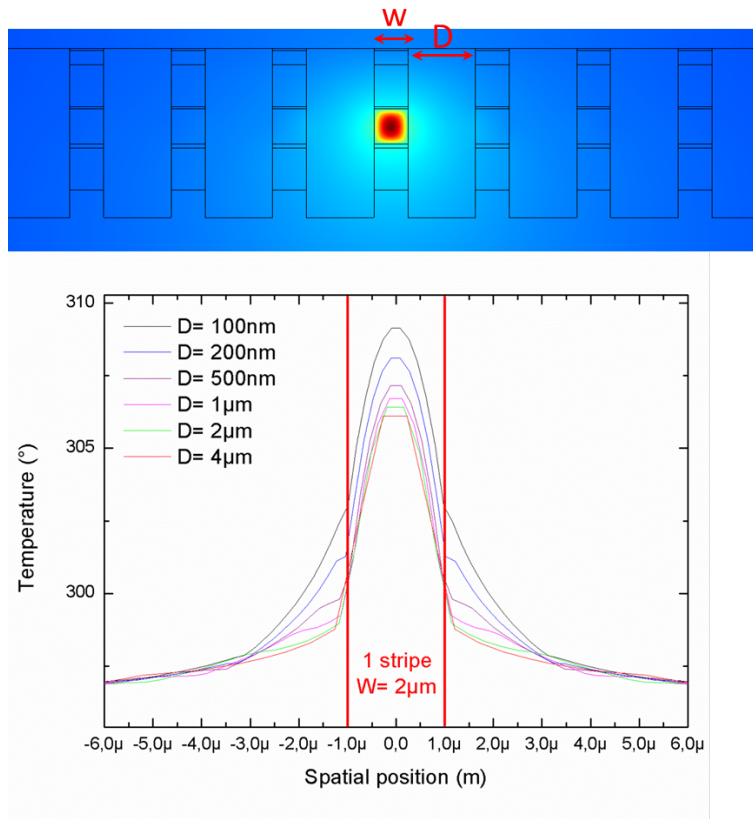


FIGURE 5.18 – Simulation thermique sur μ SQCL de taille $w=2\mu\text{m}$, avec un seul émetteur injecté. En bas : Champ de température en fonction de la position à la facette (X), situé à mi-hauteur de la zone active. La simulation est faite pour différents espacements, de 0.1 à $4\mu\text{m}$.

μ SQCL ayant des dimensions inférieures à $w < W_m$ permettent de bénéficier d'une extraction latérale constante qui se caractérise par une résistance thermique bien inférieure à l'émetteur unique. De plus, l'émetteur ridge unique enterré possède une limite dans la taille du ridge, donnée par la qualité de faisceau, matérialisée par une droite noire. Au-delà de cette limite (approximativement donnée ici par trois fois la longueur d'onde), l'émission souffrira d'une instabilité multi-modale, dégradant fortement la qualité de faisceau. Les ridges uniques ne peuvent donc pas bénéficier des fortes dissipations qu'offrent les ridges de grandes tailles. Dans le cas des μ SQCL, le nombre d'émetteurs permet d'augmenter la taille de la zone active, avec à la fois un contrôle sur le mode optique grâce à la période du réseau, mais aussi de bénéficier d'une forte réduction de la résistance thermique. Cela est concrétisé par la figure 5.20, représentant la proportion du flux latéral sur l'ensemble des flux de dissipation en fonction de la taille totale des émetteurs. Ainsi, tandis que l'émetteur unique passe progressivement d'un flux dominé par l'extraction latérale à une dissipation verticale, la structuration μ SQCL permet de conserver une extraction latérale quasi constante avec le nombre d'émetteurs. La très faible variation (inférieure à 2% de $N=1$ à $N=16$) est dû au cross-talk thermique, ce qui constitue donc une autre bonne façon de l'évaluer.

Ainsi, pour un grand nombre d'émetteurs, la résistance thermique des zones actives des μ SQCLs devient si faible que l'ensemble est dominé par l'embase. Comparé aux zones actives non structurées, et à taille équivalente, la proportion de l'embase prend un poids considérable (supérieur à 80%) dans la résistance de l'ensemble. Cela justifie donc, pour ces systèmes, la pertinence de changer d'embase, ce qui l'était beaucoup moins pour les ridges uniques à $W=8\mu\text{m}$ (20%). Cela est concrétisé par le calcul du rapport entre la résistance thermique d'un ridge unique

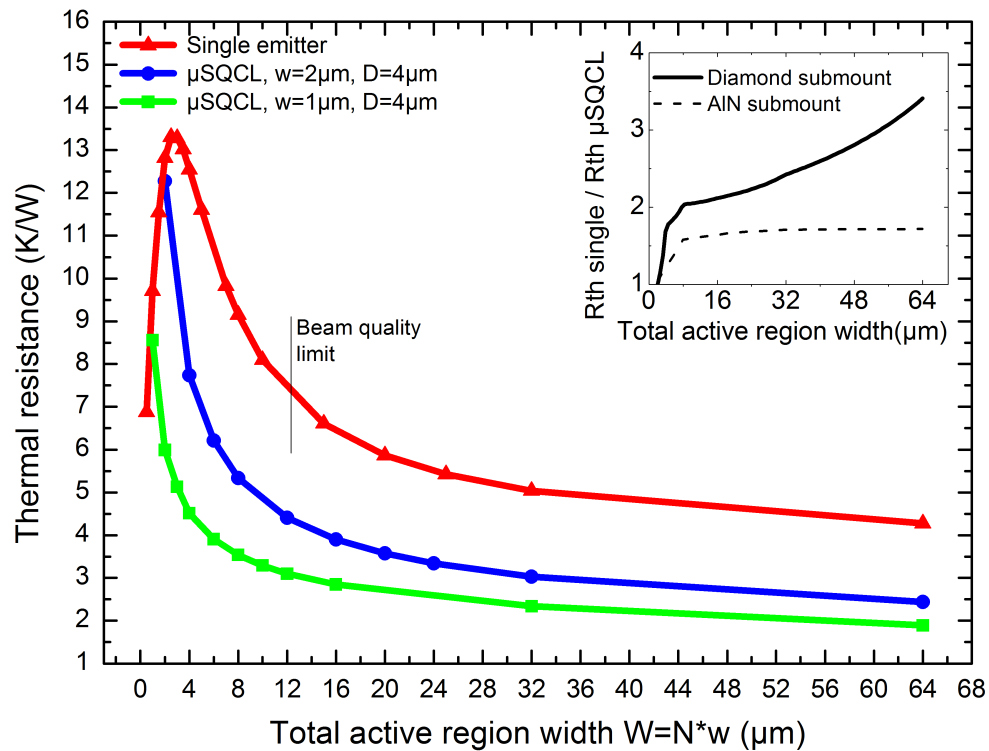


FIGURE 5.19 – Résistance thermique calculée sous COMSOL en fonction de la taille totale de zone active $W=N*w$, pour $L=3\text{mm}$. En rouge : l'émetteur unique ; En bleu, réseau de laser μ SQCL de $w=2\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$. En vert : $w=1\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$. La barre horizontale noire sur la courbe rouge désigne approximativement la limite de l'émission TM_{00} . En inset : Rapport des résistances thermiques émetteur unique sur μ SQCL $w=2\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$.

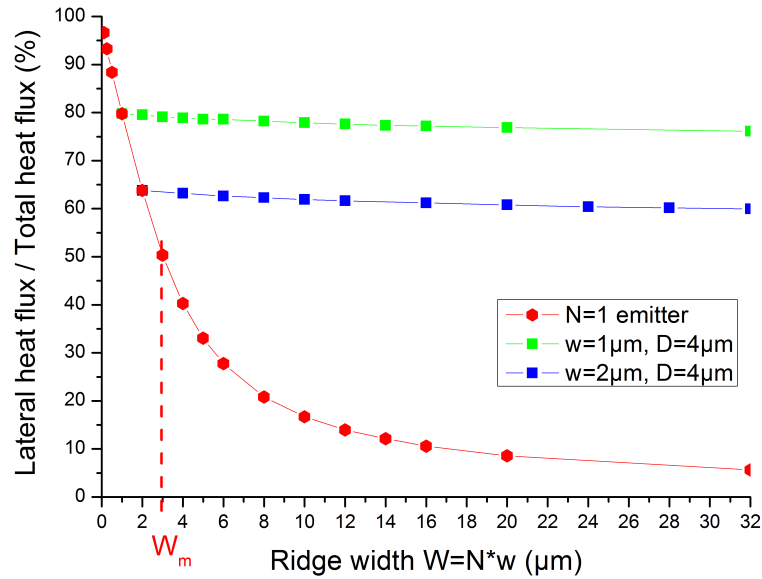


FIGURE 5.20 – Proportion du flux thermique latéral dans le flux thermique total. En rouge : l'émetteur unique ; En bleu, réseau de lasers μSQCL de $w=2\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$. En vert : $w=1\mu\text{m}$ et $D=4\mu\text{m}$. Les pointillés rouges horizontaux délimitent les régimes de dissipation latérale ($W < W_m$) et verticale ($W > W_m$)

et celle d'un μSQCL de taille $w=2\mu\text{m}$ (inset Fig.5.19) calculé pour une embase AlN et une embase diamant. Le système étant dominé par l'embase, le rapport est quasi constant pour l'AlN, alors que dans le cas d'une embase diamant, la résistance des μSQCL ne se stabilise toujours pas pour $N=32 \mu\text{m}$. Cette évolution nous montre donc l'importance de l'embase, lorsque l'on utilise des systèmes très dissipatifs comme les μSQCL .

5.4 Conclusion

L'étude électrique et thermique nous a permis de mettre en évidence les avantages de la structuration μSQCL . Tout d'abord, d'un point de vue électrique, nous avons pu montrer que cette technologie permettait de réduire l'inhomogénéité de

μ SQCL $w=2\mu\text{m}$ $D=4\mu\text{m}$

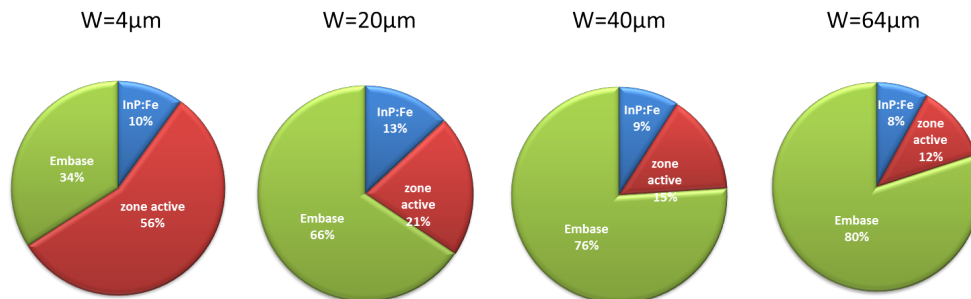


FIGURE 5.21 – Composition de la résistance thermique globale, pour les μ SQCL, de différentes tailles totales $W=N*w$.

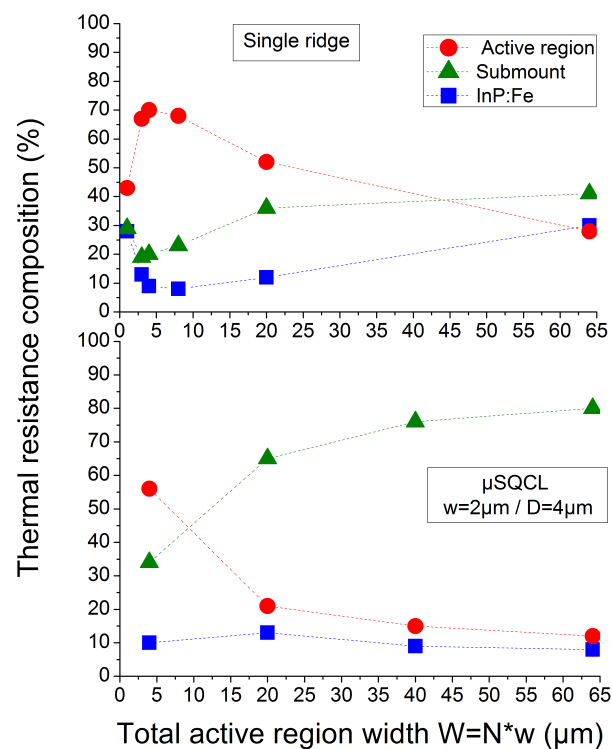


FIGURE 5.22 – Synthèse des compositions de la résistance thermique en fonction de la taille totale de zone active ($W+N*w$) pour le ridge unique (Haut) et les μ SQCLs (bas). La courbe rouge représente le poids de la zone active, en vert l'embase, et en bleu l'InP :Fe.

la distribution de courant sur la zone active : du ruban unique à la structuration μ SQCL à $w=1\mu\text{m}$ de large, le rapport entre la valeur au bord de l'émetteur et le centre est passée de 55% à 95%. C'est un argument qui permet d'améliorer considérablement la stabilité optique des lasers [51]. Dans un second temps, la résistance thermique a pu être calculée, et nous avons pût analyser les différents régimes de dissipations en fonction des géométries. Nous avons montré qu'un grand nombre d'émetteurs espacés permettait de réduire considérablement la résistance thermique, tendant vers une limitation par l'embase. Le choix de l'embase est donc beaucoup plus critique pour ces dispositifs à très haute dissipation et justifient un changement AlN vers diamant.

Afin de pouvoir vérifier l'amélioration sur les performances qu'offrent les μ SQCL et de pouvoir identifier les configurations présentant les meilleurs performances, le chapitre suivant va établir un modèle effectif qui va utiliser en paramètre d'entrée la résistance thermique calculée dans ce chapitre, ainsi que les recouvrements optiques calculés dans le chapitre précédemment.

Chapitre 6

Modélisation effective optoelectronique

Dans les deux premiers chapitres de la partie simulation, nous avons pu établir et simuler le recouvrement modal et la résistance thermique des lasers sur les structures μ SQCL. Cependant, il convient d'établir et de prédire les performances de ces structures en fonction de ces paramètres afin de pouvoir déterminer les dimensions de la structure μ SQCL idéale, et de quantifier précisément l'amélioration de performances apportée par les μ SQCL.

Les performances du laser semblent complexes à calculer analytiquement, car les physiques en jeux sont multiples. Nous allons voir qu'il est tout de même possible d'avoir une loi semi-empirique qui est à la fois très simple et très puissante. A partir de données expérimentales d'un laser référence, nous serons capable d'anticiper les performances de tout laser ayant la même zone active. Par exemple, nous pourrons évaluer l'impact d'un changement de la longueur du laser, de processus technologique ou de montage du laser. Dans notre cas, le changement de processus

technologique pourra consister à l'utilisation de μ SQCL. Seront analysés l'impact de l'espacement entre les émetteurs et le nombre d'émetteurs.

6.1 Comportement électrique

Comme nous l'avons dit dans la partie d'introduction de ce manuscrit, la relation entre le courant et la tension est non linéaire et redresseur. On peut considérer trois régime de courant : le premier dans une plage de tension de 0 à la tension coude ou la résistance différentielle est très élevée, de l'ordre du $k\Omega$. Dans ce régime de tension, le courant augmente exponentiellement avec la tension. Or, le courant dans un LCQ est proportionnel au nombres d'électrons d'un réservoir se trouvant au-dessus de la barrière de potentiel (barrière d'injection). Lorsque l'on varie avec la tension, ce nombre varie exponentiellement ainsi que le courant.

Nous modélisons le comportement du laser par une diode en série avec une résistance. Expérimentalement, on observe une cassure de l'I(V). Sa valeur est l'ordre de l'ohm (typiquement 2-3 Ω).

Au-dessus d'une tension V_{max} , le courant sature et le régime devient plus résistif. Nous ne traiterons pas cette partie de la caractéristique courant-tension dans le modèle. De ce fait, le courant injecté dans la zone active est surévaluée autour de V_{max} . La conséquence peut être une surévaluation de la puissance de sortie.

La relation courant-tension s'écrit :

$$J(V) = J_0 \exp\left(\frac{qV/N - \Delta E - R_{za} \cdot J}{kT}\right)$$

d'où :

$$qV(J) = NkT \log\left(\frac{J}{J_0}\right) + N \cdot \Delta E + R_{za} J$$

Le courant dans la structure dépend du temps de transit [38] :

$$J = N_{trans} * q / \tau = I * L * W \quad (6.1)$$

où N_{trans} est le densité de porteur qui participe au transport, proportionnel au dopage et τ le temps de transit d'une période à l'autre, q est la charge électronique et R_{za} la résistance électronique au-dessus du seuil, qui dépend du temps de transit de l'électron d'une période à l'autre. Pour des laser à faible rendements interne, elle est dominée par la résistance de l'injecteur, et est dans cas une constante. Pour des dessins de transport ou le taux de transitions radiatives est grand, cette resistance est dominée par les transitions radiatives et n'est plus linéaire avec la tension. L est la longueur du guide, et W la taille du ridge d'injection, avec $W=N*w$ dans le cas μ SQCL (où w est la taille unitaire des N émetteurs de la structure)

6.1.1 Comportement optique

La puissance de sortie est caractérisée par l'efficacité différentielle $\partial P / \partial I$ d'une part, et par les courants seuil et maximaux d'autre part. L'écart entre le seuil et le courant maximum doit être maximal pour obtenir le plus de puissance du laser. Le courant maximum J_{max} est le courant maximum en régime impulsionnel, à savoir le courant maximum que peut supporter la zone active.

Les formules qui suivent sont tirées de la référence [64].

La puissance se définit selon :

$$P(J) = k_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_G} (J - J_{th}) \quad (6.2)$$

avec

$$k_i = \eta_{tr} N_p \frac{\hbar\omega}{q_0}$$

η_{tr} est le rendement quantique, N_p le nombre de périodes. k_i sera ajustée sur la mesure expérimentale en impulsionnel.

Le courant seuil s'écrit :

$$J_{th} = \frac{\alpha_{tot}}{g\Gamma} \quad (6.3)$$

où α_{tot} représente les pertes totales du laser, g le gain, et Γ le recouvrement modal. Le courant seuil montre une dépendance avec la température, selon une loi exponentielle :

$$J_{th}(T_{za}) = J_0 \exp(T_{za}/T_0)$$

avec T_{za} la température du cœur et T_0 la température caractéristique du laser, qui ne dépend principalement que des propriétés de transport intrinsèques à la zone active. C'est une valeur qui a toute son importance dans les performances, et qui doit être la plus grande possible ; c'est une grandeur d'ajustement expérimentale, qui caractérise la sensibilité du dispositif à l'échauffement.

D'où :

$$P(J) = k_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_G} (J - J_0 \exp(T_{za}/T_0))$$

La valeur de la température dans le cœur est extraite de la relation du gradient

de température issu de la source d'énergie électrique : $Q = \text{div}(k \text{grad}(\vec{T}))$ et va dépendre de la capacité du dispositif à extraire la chaleur : R_{th} , la résistance thermique globale du dispositif.

$$T_{za} - T_P = R_{th} \times Q = R_{th}(P_{elec} - P) = R_{th}(U.I - P)$$

Le terme P_{elec} est la puissance électrique et P est la puissance optique émise. Cette différence de puissance $P_{elec} - P = Q = P_{elec}(1 - WPE)$ correspond à la quantité d'énergie transitée de façon non radiative, et définit la charge thermique Q responsable de l'élévation de température. Nous avons enfin :

$$P(J) = k_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_G} \left[J - J_0 \exp\left(\frac{R_{th}(U.I - P) + T_P}{T_0}\right) \right]$$

On obtient une équation implicite qui se résout numériquement par un algorithme auto-cohérent.

6.1.2 Mesure du T_0 et de R_{th}

La température caractéristique T_0 du laser se mesure par un ajustement exponentiel des valeurs du courant seuil mesurées en impulsionnel pour différentes température Peltier.

La résistance thermique R_{th} du laser référence se mesure expérimentalement par le rapport des seuils lasers en régime impulsionnel et continu. On écrit donc la relation des courants seuils, en fonction de R_{th} :

$$J_{th}^{cw} = J_0 \exp(T_{za}/T_0) = J_0 \exp\left(\frac{T_{peltier} + R_{th} U_{th} \cdot I_{th}}{T_0}\right)$$

$$J_{th}^{cw} = J_{th}^{pulsed} \exp\left(\frac{R_{th} U_{th} \cdot J_{th}}{T_0}\right)$$

Ainsi, on arrive à :

$$R_{th} = \frac{T_0}{U_{th} \cdot J_{th}} \log\left(\frac{J_{th}^{cw}}{J_{th}^{puls}}\right)$$

On extrait donc la valeur de la résistance thermique d'un dispositif, à partir de différentes mesures en température Peltier, en régime impulsional et continu. Cette information permet de confronter le modèle avec les expériences en accédant directement à la température de la zone active à d'autres températures non mesurées.

6.1.3 Modélisation des pertes

Les pertes sont modélisées selon les lois suivantes :

Les pertes miroirs :

$$\alpha_M = \log(R_1 \cdot R_2) / 2L$$

Et les pertes guides :

$$\alpha_G = \alpha_{za} \cdot \Gamma + \alpha_{clad} \cdot \Gamma_x (1 - \Gamma_y) + \alpha_{Fe} (1 - \Gamma_x) + \alpha_{rugo}$$

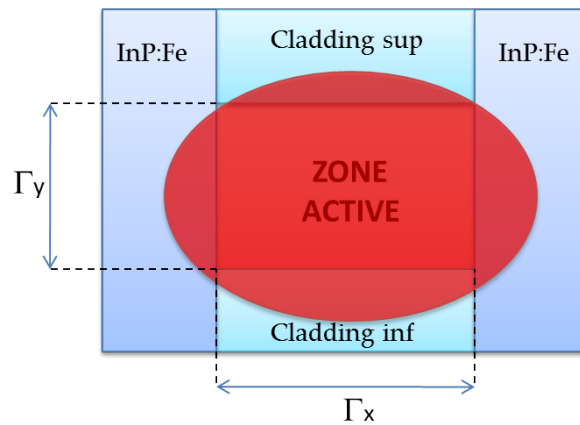


FIGURE 6.1 – Schéma représentant le recouvrement modal autour d'une zone active enterrée. Γ_x et Γ_y représentent respectivement le recouvrement modal sur la direction X et Y.

6.1.4 Fuite vers le continuum

On peut également prendre en compte les fuites vers le continuum. Cela se traduit par une diminution de l'efficacité à fort voltage, ou k_i peut avoir un terme dépendant du voltage. Cela peut-être valable pour certains dessins de zone active, notamment pour des puits étroits (niveaux hauts) et peu profonds (faible offset) ; la proximité du continuum peut avoir un impact sur la population du niveau supérieur, baissant sa population ce qui réduirait l'inversion de population et donc le gain. Cependant, nous n'appliquerons pas cette hypothèse de modélisation. En effet, il s'agirait d'isoler expérimentalement ce coefficient (le fitter), en comparant différents dessins de transport contenant par exemple des alliages d'aluminium différents.

Mais comme nous le verrons par la suite, les récents designs employant des schéma "shallow" ont annihilé ces transitions parasites.

6.1.5 Correction par la température électronique

Le modèle peut s'affiner en prenant en compte le fait que la température des électrons est différente de celle du réseau. Les électrons échangent de l'énergie avec le réseau cristallin par émission ou absorption de phonons. L'énergie est fournie aux électrons par l'application d'une tension. Le temps de transit est trop court pour qu'ils aient le temps de restituer cette énergie au réseau. La température électronique est donc supérieure à celle du réseau, de l'ordre de 400°K pour les électrons et 300 K pour le réseau.

$$T_{elec} > T_{réseau}$$

En première approximation on peut considérer que l'excès d'énergie des électrons est proportionnel à l'énergie reçue, c'est-à-dire UJ .

D'où :

$$T_{elec} = T_{réseau} + \alpha.U.J$$

avec α correspond à un coefficient de diffusion entre les électrons et les phonons, analogue à une résistance thermique. La puissance peut donc se synthétiser avec tout les paramètres, sous la forme :

$$P(J) = k_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_G} * exp \left[-\frac{1}{T_1} (\alpha.U.J + (R_{th}(U.J - P) + T_P)) \right] * \left[J - J_0 exp \left(\frac{R_{th}(U.J - P) + T_P}{T_0} \right) \right] \quad (6.4)$$

6.2 Calibration sur lasers références

La modélisation des $I(V)$ et $P(I)$ consiste premièrement à calibrer les paramètres libres sur des lasers de référence. La méthode consiste à confronter le modèle analytique sur une diode référence en impulsionnel dans un premier temps. Un certain nombre de paramètres sont mesurés expérimentalement et fixés dans le modèle : le courant seuil et maximum, la température T_0 et Peltier, les pertes guides, les réflectivités, la tension coude, la résistance de la zone active après le seuil, les dimensions (taille du ridge et longueur du guide), la résistance thermique, un recouvrement optique Γ donné par la simulation, le dopage, k_i , α et T_1 , qui représente la température caractéristique de l'efficacité différentielle. Le dopage n'est connu avec une grande précision. Cependant, et cela constitue la puissance du modèle effectif, une fois le modèle calibré, seul va compter la variation relative de ce paramètre avec la grandeur qui nous intéresse. En guise d'exemple, lorsque l'on a ajusté le modèle, on peut calculer à partir de 6.1 le nouveau courant I' en faisant varier la taille du ridge W' selon :

$$I' = I^{ref} \cdot \frac{W'}{W^{ref}} \cdot \frac{n'_d}{n_d^{ref}} \cdot \frac{L'}{L^{ref}}$$

où ref est la valeur du laser référence. De cette façon, l'ensemble des caractéristiques peuvent être corrigés en fonction des lois analytiques posé par le modèle. Nous ne calculons donc pas les valeurs absolues du comportement, mais les variations relatives par rapport à une valeur expérimentale. Nous pourrions donc prédire l'impact de la structuration μ SQCL sur un ridge laser mesuré expérimentalement, en connaissant la dégradation du recouvrement optique (Chapitre 4) et la variation de la résistance thermique (Chapitre 5), toutes choses restant égales par ailleurs,

aux pertes près.

La fig. 6.2 illustre le calibrage d'une diode référence à $\lambda = 8.4\mu m$ en impulsionnel à 3% de duty cycle. Le seuil et le courant max, la pente k_i et ses pertes ont été fixés à 20°C. Nous montrons en haut un coefficient α nul et en bas un coefficient ajusté. Cela illustre l'impact de l'effet d'échauffement de l'efficacité différentielle en impulsionnel pour différentes température Peltier. Le laser étant un dessin vieux et très peu efficace, on remarque donc un fort effet d'échauffement de la pente (on rappelle que le courant est pondéré par le coefficient de duty cycle, ici = 3%). On remarque également que le modèle surestime la puissance à fort courant, comme ce qui était prédit, du fait que l'effet de "roll over" de la tension n'est pas pris en compte, qui représente la limite l'injection tunnel.

La fig. 6.3 montre l'impact du recouvrement modal sur les pertes et la pente. On a fait varier le recouvrement modal Γ de 0 à 1 (0% à 100%) sur la diode de référence P(I) en impulsionnel. Γ a deux impacts : sur le seuil selon 6.3, où son augmentation réduit le seuil, et sur les pertes guides, qui vont être augmentées (absorption de la zone active) et réduire l'efficacité différentielle (pente). En faisant l'hypothèse que l'absorption de l'InP :Fe est faible, le seuil peut se réécrire selon ?? :

$$I_{th} = \frac{\alpha_{non_dop} + \alpha_{dop}n_d + \alpha_M}{g \cdot \Gamma} \sim \frac{(\alpha_{rugosité} + \alpha_{za} \cdot n_d) \cdot \Gamma + \alpha_M}{g \cdot \Gamma} = \frac{\alpha_{rugosité}}{g} + \frac{\alpha_{za}}{g}n_d + \frac{\alpha_M}{g \cdot \Gamma}$$

Cela montre que le seuil ne dépend de Γ que par le dernier terme :

$$\frac{\alpha_M}{g \cdot \Gamma} \propto \frac{1}{L \times \Gamma}$$

Le recouvrement Γ de photon sur la zone active engendre de l'émission stimulée créant du gain g ; mais ce recouvrement Γ de photons va être également absorbé par les porteurs libres selon le coefficient α_{za} . Le seuil va donc dépendre du rapport α_{za}/g qui est indépendant de Γ , et qui constitue un paramètre inconnu du modèle. Mais encore une fois, puisque la dépendance du seuil ne dépend que des pertes miroirs, le comportement relatif du seuil est correctement modélisé, puisque le terme α_{za}/g est inclus dans le seuil référence expérimental.

La variation de la pente ne dépend que du terme $\frac{\alpha_M}{\alpha_M + \alpha_W}$ dans 6.2. Mais comme α_W est linéaire avec Γ , la pente diminue en $1/x$. Ici, le coefficient d'absorption des porteurs libres de la zone active est pris en compte. Nous avons pris une valeur défaut pour montrer le comportement de l'analyse décrite. Mais une mesure correcte doit se faire, en étudiant l'efficacité différentielle de différents tailles de ridges d'une même zone active. Nous aborderons cela dans la partie caractérisation, et nous confronterons le modèle sur les μ SQCL avec différents scénarios de pertes.

On remarque donc qu'une dégradation du seuil liée à une diminution de Γ peut-être compensée par la longueur du guide : il suffit de maintenir constant le produit $L \times g \cdot \Gamma$. Physiquement, on compense en une diminution du gain en augmentant le temps de vie des photons dans la cavité. Le compromis se lit sur la fig. 6.3 (bas) où la courbe de la puissance maximale montre deux régimes : croissant avec le gain, sature puis redescend lorsque les pertes par absorptions deviennent trop élevées, quand moins de photons sortent de la cavité. (Communément, on dit du laser qu'il présente "trop de gain"). Nous avons paramétré cette courbe avec trois longueurs du guide L (1,2, et 3 mm) : Plus les pertes miroirs diminuent (L croissant), plus leur part dans les pertes totales est faible ce qui se traduit par une efficacité élevée. On remarque donc que dans le régime croissance de la puissance ($\Gamma < 30\%$ pour

$L=3\text{mm}$, correspondant à la courbe bleue), P augmente plus vite avec un guide plus long. Mais plus elle sature tôt, et la diminution est plus rapide. Cela témoigne du fonctionnement complexe du laser : le seuil est en α_M/Γ , et la pente est en $1/(1 + \Gamma/\alpha_M)$.

Ainsi, le refroidissement optimum de la structuration μSQCL est donné pour des émetteurs le plus espacé possible. Cela va réduire Γ . Donc, pour que la puissance continue à augmenter en réduisant Γ , il faut augmenter la taille du guide d'onde.

Une fois la diode correctement calibrée en impulsionnel, l'étude se fait en continu, afin de vérifier que le produit $R_{th} \times UI$ reproduit correctement les seuils expérimentaux en continu (T_0 étant fixé par la mesure expérimentale) La valeur de R_{th} est d'abord rentrée manuellement avant d'être pilotée par COMSOL. Le modèle est confronté aux mesures expérimentales, pour différentes valeurs d'échauffement électronique. On remarque que les seuils sont parfaitement calibrés, ce qui montre que la température la zone active est parfaitement calculée, ce qui valide par conséquent la valeur de la résistance thermique (calculée par COMSOL), et du produit $V * I$ donné par la simulation de la courbe $I(V)$.

6.3 Prédiction de puissances sur μSQCL

Nous allons donc faire une simulation du compromis gain (recouvrement) vs échauffement (résistance thermique) pour la structure simulée à $\lambda = 4.6\mu\text{m}$ sur la fig. 6.5. (ART 609 _ 7C). Ce compromis est se caractérise par la variation de

l'espacement entre les émetteurs D , qui dégrade Γ , mais réduit R_{th} . Nous avons calculé la puissance maximum Fig.6.6, pour des μ SQCL avec différents espacements D (en ordonnée) pour différents nombres d'émetteurs N (en abscisse), avec $w=2\mu\text{m}$ constant.

De plus, le compromis attendu sur l'espacement n'est effectif qu'au-delà d'un grand nombre d'émetteurs (pour $W=N*w>20\mu\text{m}$, soit $N>10$). Cela est dû au fait que le recouvrement modal, augmente avec le nombre d'émetteurs, comme nous l'avons vu au chapitre 4. Deuxièmement, on rappelle que pour obtenir une bonne qualité de faisceau, l'espacement doit être limité par la période du réseau Λ , qui doit être inférieure à : $\Lambda < 3 \times \lambda/2 \approx 7\mu\text{m}$, concernant une émission sur le mode anti-symétrique. Ce qui donne, pour $w=2\mu\text{m}$, $D_{max} \lesssim 5\mu\text{m}$. Pour une émission sur le mode fondamental, cela se restreint à $\Lambda < \lambda \sim 4.6\mu\text{m}$ ce qui donne un espacement limite de : $D < 2\mu\text{m}$. Dans ce domaine ($D < D_{max}$) (sous le trait pointillé noir), on observe clairement un maxima de puissance donné pour $W=15\mu\text{m}$.

Nous allons maintenant simuler le profil de la puissance avec le nombre d'émetteurs, pour un espacement fixé $D=4\mu\text{m}$, dans la limite de la qualité de faisceau. Nous avons simulé sur une structure de la littérature [32] qui constitue l'état de l'art de la puissance atteint par l'équipe de M. Razeghi, dont l'ensemble des paramètres sont indiqués (Fig. 6.7). Les seuls paramètres libres sont la résistance thermique et le recouvrement modal (tout les deux calculés par COMSOL, selon les méthodes des chapitres précédents). Le recouvrement modal utilisé dans le calcul correspond au mode anti-symétrique, à $\lambda = 4.6\mu\text{m}$. Nous considérons en première approximation que la technologie μ SQCL n'introduit pas de perte supplémentaire (les pertes guides utilisés sont 0.5 cm^{-1} donné par l'article). Ce design correspond à un dessin shallow-well qui présente une température T_0 record (244°K) et un efficacité diffé-

rentielle par période de 0.135 W/A. La hauteur de la zone active de 40 périodes vaut $h=2.1\mu\text{m}$. La température $T_1 = 350^\circ\text{K}$ a été ajustée sur les courbes expérimentales en continu. Le modèle reproduit très bien l'expérience (inset Fig. 6.7) où le modèle (courbes trait pointillé) est confronté aux courbes expérimentales en CW (courbes traits pleins) pour différentes températures Peltier. Une résistance thermique de $R_{th} = 3.5\text{K/W}$ sur une puce montée DOWN sur embase diamant reproduit de façon très juste les seuils des P(I).

Sur le fig.6.7 est donc représentée la puissance maximale pour différents nombres d'émetteurs, ou l'abscisse est $W=N*w$, $w=2\mu\text{m}$ constant. Quatre lasers ont été simulés : deux embases (AlN et diamant), et deux processus technologiques (ridge non structuré et μSQCL avec $D=4\mu\text{m}$). Lorsque l'on compare le ridge et le μSQCL , pour des tailles totales de zone active inférieures à $W<10\mu\text{m}$, la technologie μSQCL n'améliore pas de façon significative la puissance, car le dispositif n'est pas limité par la température. En effet, les structures proposées par [32], sont si peu sensibles aux échauffements thermiques ($T_0 = 244^\circ\text{K}$) que pour ces faibles tailles d'émetteurs, le produit courant*tension est trop faible pour limiter la puissance. Cela se traduit par :

$$\frac{(R_{th}UI)}{T_0} \ll 1$$

La puissance est donc linéaire avec W sur cette gamme. Par ailleurs, toujours sur cette gamme, on remarque que changer l'embase (AlN vers diamant) n'a aucun effet sur les performances (on passe de 4W à 5W pour un ridge de $W=8\mu\text{m}$). Cependant, lorsque l'on augmente W , les μSQCL ont une augmentation de performances significative par rapport aux ridges. Leur puissance maximale est de

8 Watt pour $W=30\mu\text{m}$, ce qui est supérieur au ridges, qui ne lasent plus après $W>20\mu\text{m}$ environ. Mais passer sur embase diamant permet de faire laser les ridges à plus de 10 Watt pour $W=30\mu\text{m}$. Cela montre bien que l'embase domine la résistance thermique dans ce domaine dimensionnel. Il est bon de rappeler que ces tailles ne sont pas concevables, car la qualité de faisceau sera dégradée (émission multi-modale). Mais concernant les μ SQCL, la puissance est linéaire sur une gamme de taille très grande ; Les effets thermiques commencent à se faire sentir pour des tailles supérieurs à $W>30\mu\text{m}$. On peut prévoir plus de 40W si l'on fabrique $N=32$ émetteurs dans ces conditions. Comme nous l'avons dit, augmenter N dégradera la discrimination modale. Mais le résultat majeur de cette simulation est que 10W peuvent être obtenu pour 10 émetteurs ($W=10*2=20\mu\text{m}$) sur embase diamant. Les simulations optiques montrent que cette puissance sera stable sur un mode unique, contrairement au ridge standard. De plus, cela montre également que dans l'hypothèse où la technologie μ SQCL n'apporte pas de pertes supplémentaires significatives, elle délivre relativement plus de puissance que le ridge standard. En effet, comme nous l'avons dit, seule la variation relative de puissance compte, et non pas la puissance absolue.

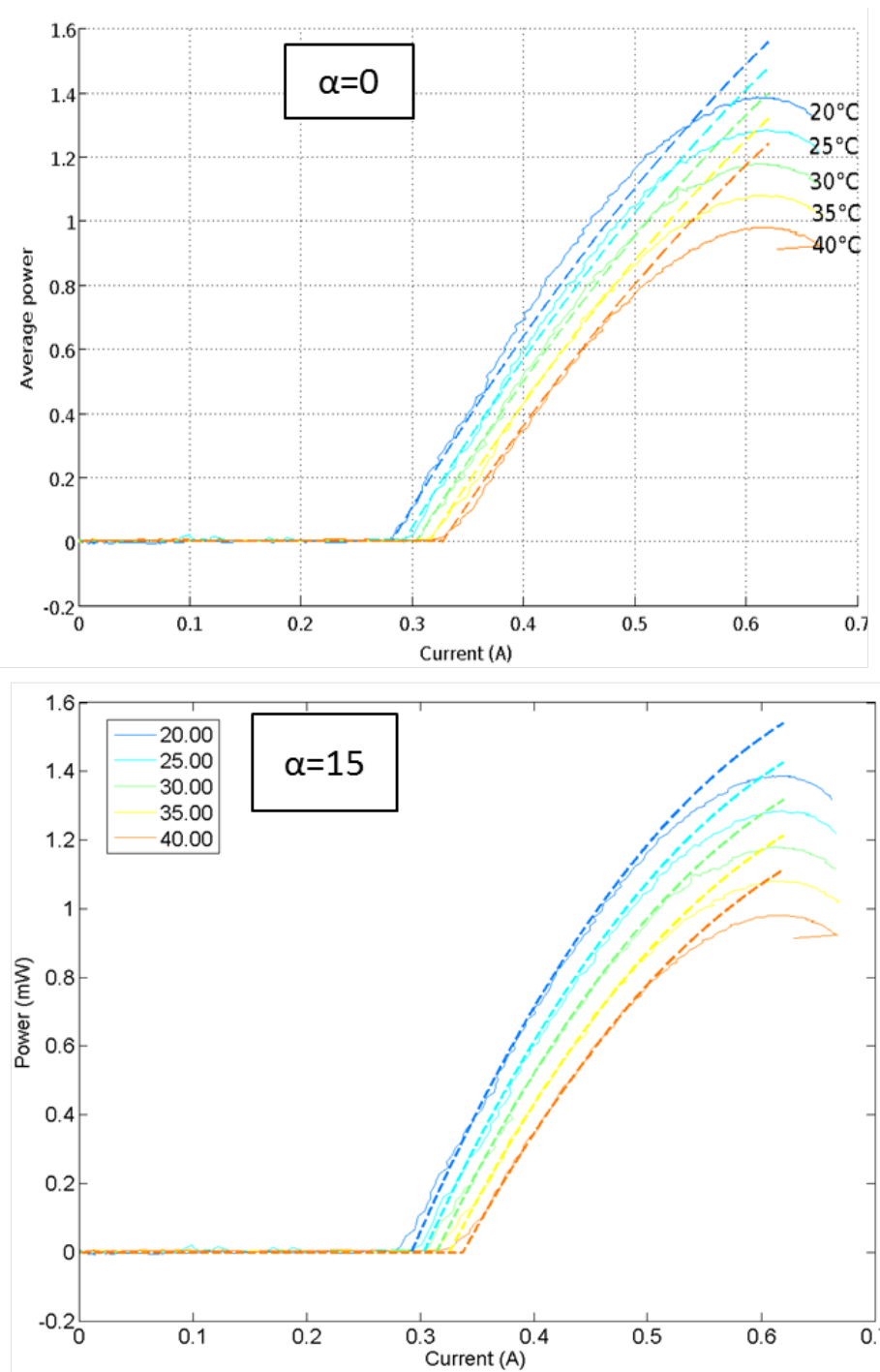


FIGURE 6.2 – Simulation impulsionnelles de $P(I)$ à $\lambda = 8.4 \mu\text{m}$. En haut, sans effet d'échauffement de l'efficacité différentielle. En bas, coefficient non nul, ajusté. Les traits pleins représentent l'expérience, les pointillés la simulation.

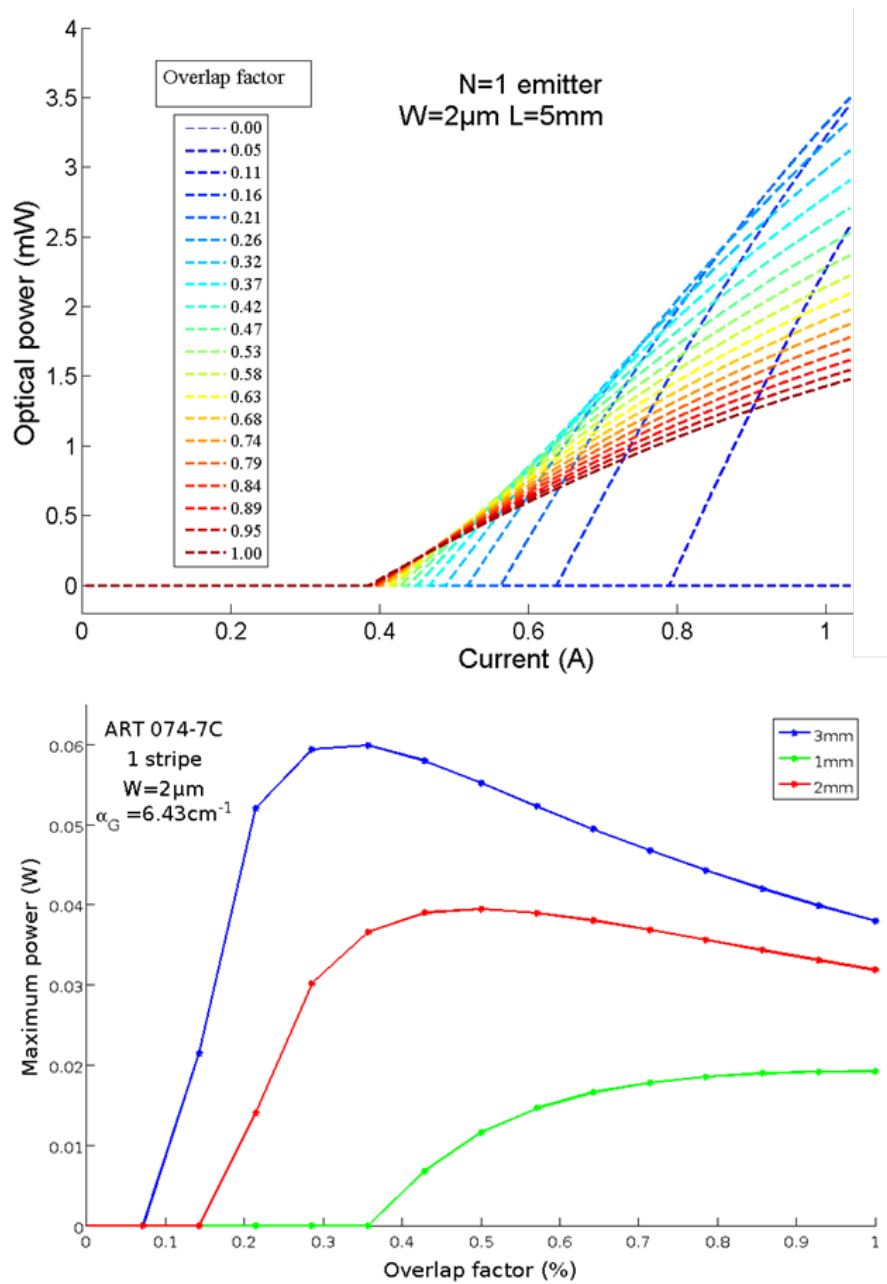


FIGURE 6.3 – En haut : $P(I)$ simulée en impulsif pour différentes valeurs de recouvrement modal. (de 0 à 100 %). En bas : évolution de la puissance maximum en régime CW, en fonction du recouvrement modal, pour différentes longueurs de guide (Bleu 3mm, rouge 2mm, vert 1mm). Les pertes guides sont fixées à 6.43cm^{-1}

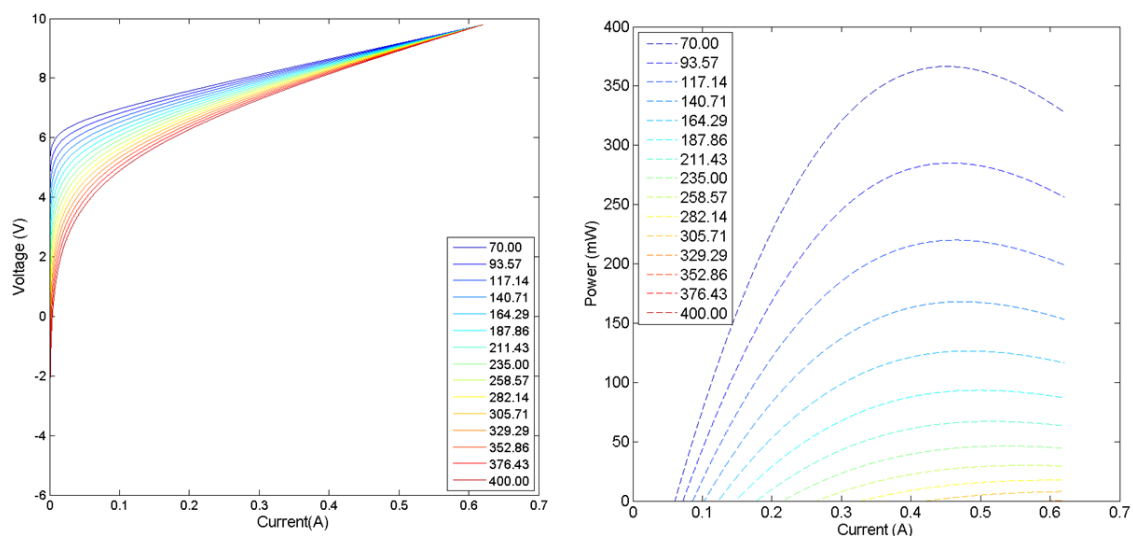


FIGURE 6.4 – Simulation impulsionnelle pour différents températures Peltier de 70K à 400K. A gauche, I(V) A droite, P(I)

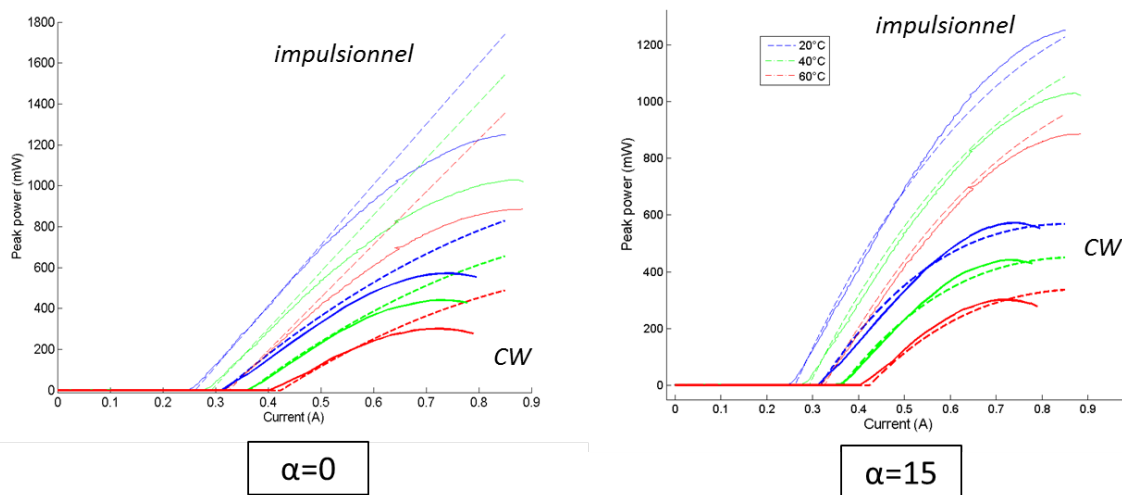


FIGURE 6.5 – Calibrage de la P(I) en régime impulsionnel et CW du laser pour différentes températures Peltier (20,40,6.°C). A gauche : pas d'effet d'échauffement électronique. A droite : $\alpha = 15$

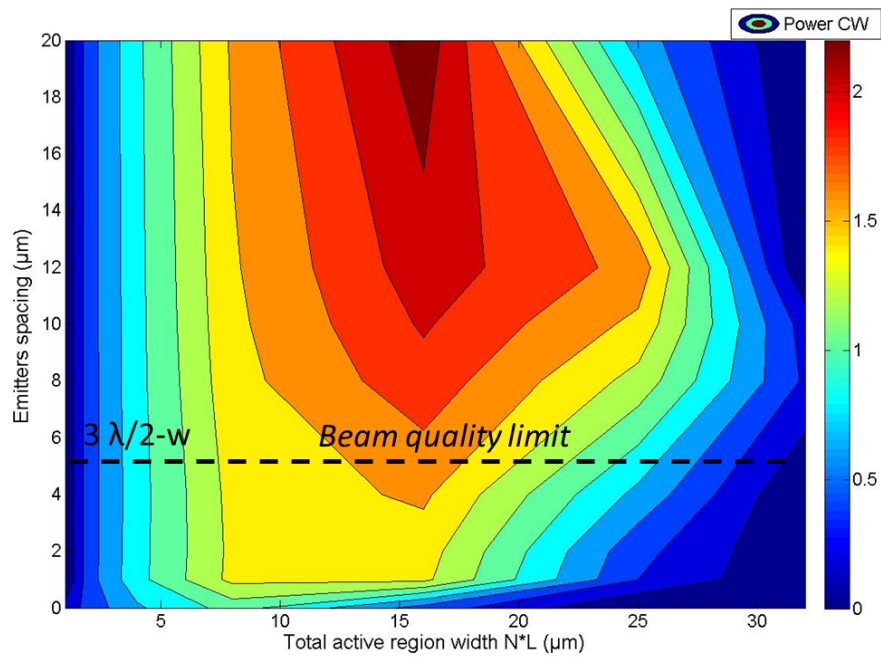


FIGURE 6.6 – Puissance maximale en régime CW simulée sur des μ SQCL de tailles $w=2\mu\text{m}$ constantes. En abscisse est représentée la taille totale des émetteurs $W=N*w$, et en ordonnée l'espacement D entre les émetteurs. L'ordonnée $D=0$ représente la technologie non structurée. Les pointillés noirs représentent la distance limite en-dessous de laquelle les far-fields émettent uniquement sur deux lobes, pour le mode anti-symétrique.

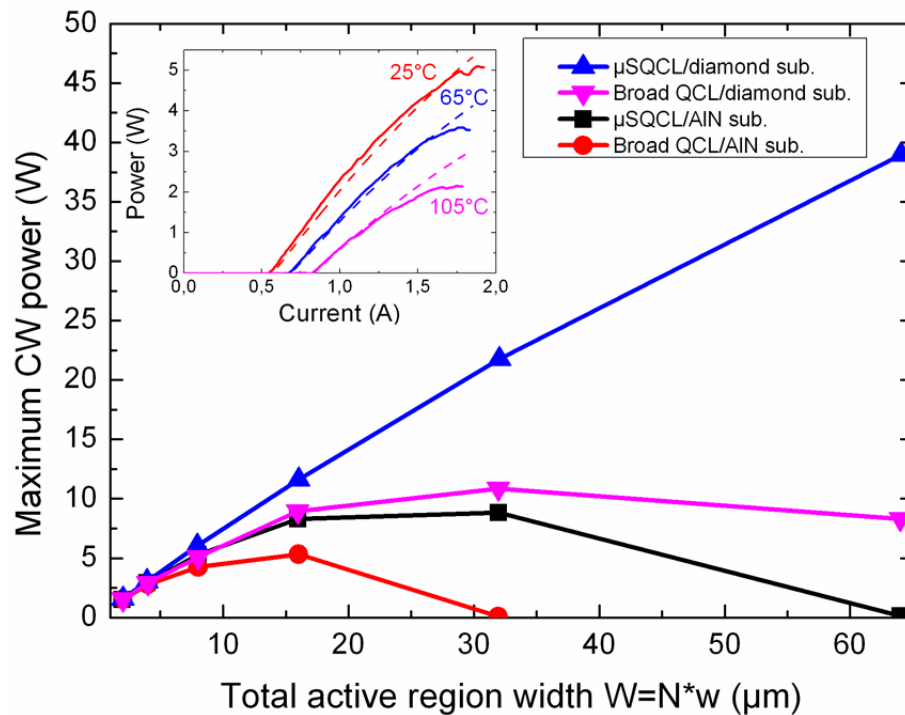


FIGURE 6.7 – Simulation des puissances maximales en régime CW calculé sur des technologies ridge et μSQCL avec $D=4\mu\text{m}$. En abscisse est représentée la taille totale de zone active $W=N \cdot w$, ou dans le cas μSQCL , N est le nombre d'émetteurs et $w=2\mu\text{m}$ la taille unitaire des émetteurs fixée constante. Les courbes rouge et noire représentent respectivement le ridge et les μSQCL sur embase AlN. Idem respectivement pour la violette et bleue, sur embase diamant. L'inset montre la simulation d'un ridge de $W=8\mu\text{m}$ en pointillés, avec les résultats expérimentaux en continu, pour différentes température Peltier tiré de ref Razeghi

Troisième partie

Mise en œuvre expérimentale

Chapitre 7

Fabrication technologique

Nous allons dans cette partie expliquer et décrire en détails les processus de fabrication technologique des deux types de réseaux que nous avons simulés numériquement : les μ SQCL parallèles et les μ SQCL dits "tapers interdigités".

Le but de ce chapitre est d'analyser la limite technologique de fabrication des μ SQCLs et d'aboutir à un domaine dimensionnel de faisabilité technologique.

Premièrement, nous décrirons les étapes les plus critiques de la fabrication : la lithographie optique, étape où l'on va véritablement créer le motif du réseau, les étapes de gravures RIE et ICP et enfin la recroissance InP :Fe, qui constitue de loin l'étape présentant le plus de défi.

Ensuite, nous montrerons les résultats de chaque étapes, qui motiveront les choix technologiques.

7.1 Gravure RIE et ICP

L'étape de la RIE permet de transférer le motif créé dans la résine par lithographie dans de la silice pour redéfinir un nouveau masque. Ce masque permettra de masquer la gravure de la zone active par ICP. Les procédés de gravure RIE et ICP développés au laboratoire sont des procédés standards dans le cadre de la fabrication des QCLs. Comme nous allons le voir en image, ils sont parfaitement compatibles aux faibles dimensions des émetteurs μ SQCL.

7.2 Structures μ SQCL parallèles

Il existe deux stratégies de fabrication. Soit on opère la recroissance InP :Fe après la recroissance de la couche guidante supérieure (cas n° 1), soit avant (cas n° 2). Les deux stratégies présentent chacune des avantages et inconvénients. Dans le cas n° 1, l'aspect de forme h_{za}/D de la hauteur de la zone active à recroître par rapport à l'espacement entre les émetteurs, sera plus grand. Cela peut entraîner, comme nous allons le voir des défauts sur l'aspect morphologique de la recroissance InP :Fe. Cependant, dans ce cas, la couche guidante supérieure est uniquement localisée sur la zone active. Ainsi, la zone inter-émetteur constituée uniquement d'InP :Fe ne sera pas polarisée, ce qui pourrait entraîner des courants de fuites parallèles à la zone active si le matériau n'est pas semi-isolant. Dans le cas n° 2, l'ensemble des zones inter-émetteurs seront contactées, et ces effets de fuite de courants seront dépendants de la conductivité de l'InP :Fe. Cette conductivité peut être mesurée par la résistance du laser à 0 V. Cette analyse sera détaillée dans le chapitre 9. Le point positif de cette stratégie technologique est que l'aspect ratio est réduit.

Nous n'aurons que la hauteur de la zone active à traverser (typiquement $2 \mu m$ sur les structures à $\lambda = 8.4 \mu m$, et $\approx 1.6 \mu m$ sur les structures à $\lambda = 4.6 \mu m$).

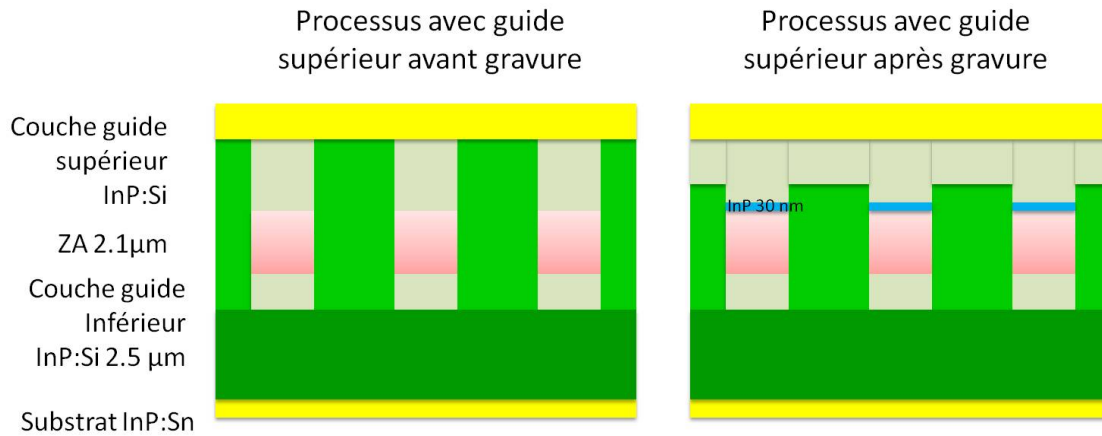


FIGURE 7.1 – Stratégie de fabrication technologique. À gauche, cas n° 1, où la recroissance InP :Fe est faite APRÈS la croissance de la couche guidante supérieure. À droite, cas n° 2, où l'InP :Fe est recru AVANT la croissance du guide.

7.2.1 Cas de la recroissance fer post croissance guide

Les premiers essais technologiques des $\mu SQCLs$ ont été réalisés par cette méthode. Comme nous le verrons, elles vont induire des problèmes morphologiques, dus au fort aspect ratios. Les étapes sont décrites sur la figure 7.2.

La lithographie a été réalisée selon la méthode par UVIII 250nm décrite précédemment. Certains défauts déjà présents, comme des défauts d'épitaxie (7.3), peuvent altérer l'homogénéité de la résine. Ces défauts peuvent casser le wafer sur le masque lors du contact vide.

Le contrôle optique lors de l'étape de lithographie permet de vérifier que les motifs ne présentent pas de défauts visibles : rubans présentant des trous (sur-insolation) ou que la résine n'est pas entièrement ouverte entre les émetteurs (sous-

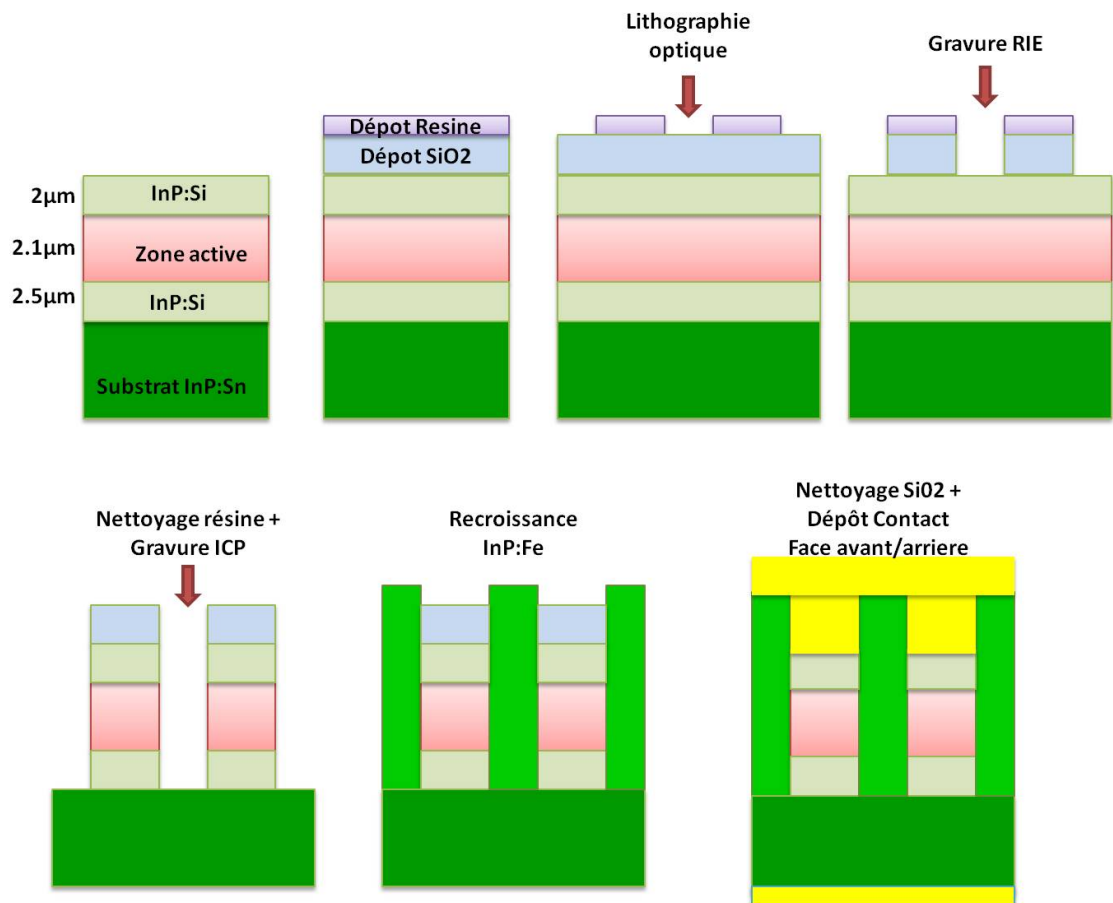


FIGURE 7.2 – Cas n°1 : Stratégie de fabrication dans le cas où la recroissance InP :Fe a lieu après la croissance de la couche guidante supérieure.

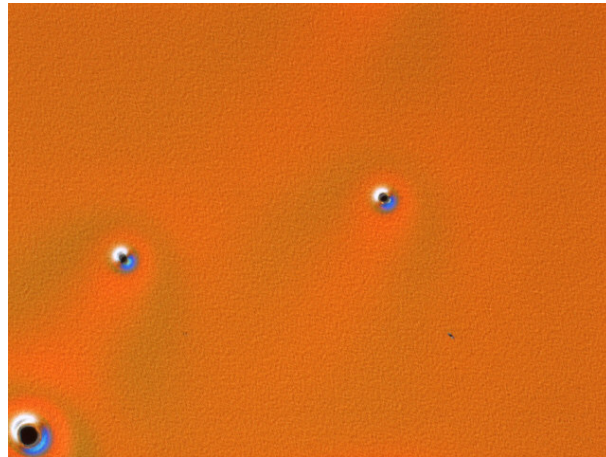


FIGURE 7.3 – Défauts d'épitaxie. Ces défauts peuvent générer des variations locales de l'épaisseur de la résine (noter la différence de contraste), ou briser le wafer lors du contact avec le masque chrome lors de la lithographie.

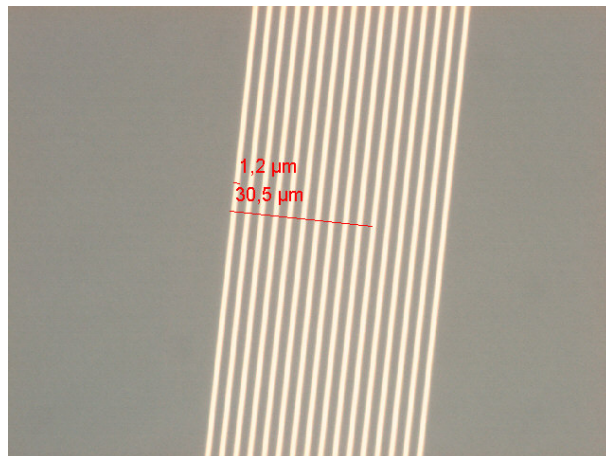


FIGURE 7.4 – Image optique de la lithographie d'une structure $\mu SQCL$ de $w=1\mu m$, $D=2\mu m$, $N=16$. Les rubans ne présentent pas de défaut, et la résine est entièrement ouverte entre les émetteurs.

insolation). La figure 7.4 montre une lithographie de basses dimensions ($w=1\mu m$, $D=2\mu m$) répondant parfaitement au critère.

Ensuite, il s'agit de transférer le motif développé dans la résine vers de la silice. En effet, (Figure 7.2) le motif de silice permettra de servir de masque lors de la gravure sèche de la zone active par ICP. L'enjeu consiste à conserver la qualité de

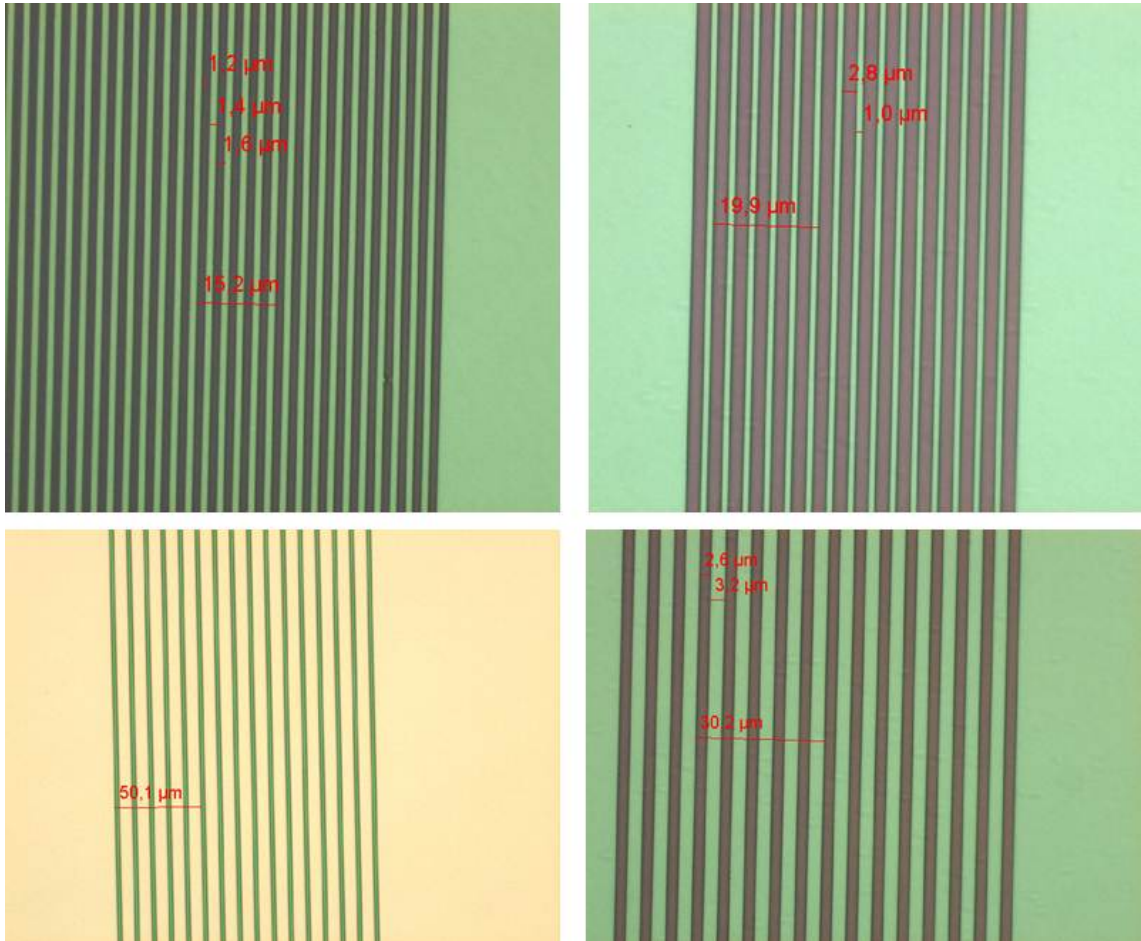


FIGURE 7.5 – Images optiques prise après l'étape de gravure RIE de la silice. Toutes les géométries montrent un masque de silice entièrement ouvert avec des flancs bien rectilignes.

définition de la lithographie, sans introduire de rugosité supplémentaire (voir Annexe). Le processus de gravure RIE est basé sur un processus fluoré sans oxygène. L'oxygène est un élément qui attaque les polymères (et donc la résine). Un voltage est appliqué (70V) ce qui permet à la gravure d'être très directionnelle (on parle de gravure "physique"). Le fluor permet lui d'attaquer la silice (on parle de gravure "chimique"). Ainsi, ce processus permet d'être à la fois "physique" et "chimique", ce qui permet une bonne sélectivité polymère/SiO₂, une bonne verticalité, et une moindre rugosité (cf Annexe). Afin de pouvoir par la suite graver la zone active de 2 μ m de haut par ICP, une épaisseur de 500nm a été déposée. Le temps sur laquelle va se dérouler la gravure est dépendant de cette épaisseur. Dans notre cas, une gravure d'une heure est effectuée en trois prises avec un temps de relaxation de 10 min entre les gravures pour éviter des échauffements de la pompe. Ces reprises n'affectent pas la qualité des flancs. La figure 7.5 montre le résultat de la gravure RIE, avec un masque de silice entièrement ouvert entre les émetteurs et des rubans sans défaut visible tels que des trous, ou des impuretés pouvant venir du masque.

L'effet de la géométrie (w, D, N, h_{za}) sur la morphologie de recroissance est très important. En effet, comme le montre la figure 7.7 ou les quatre photos représentent un même temps de recroissance, pour des $\mu SQCL$ de $w=2\mu$ m de large, et d'espacement $D=4\mu$ m, le nombre croissant d'émetteurs va impacter sur la diffusion de l'InP :Fe. C'est l'effet du masquage de la silice qui va agir de réflecteur pour les espèces, ce qui va réduire le libre parcours moyen des espèces, avec une distribution centrée sur le motif. Ceci va donc également créer un effet de bord important.

Les résultats issus de la stratégie technologique (figure 7.7) dans ce cas s'avèrent être très négatifs. Nous mettons très clairement en évidence un problème à la fois

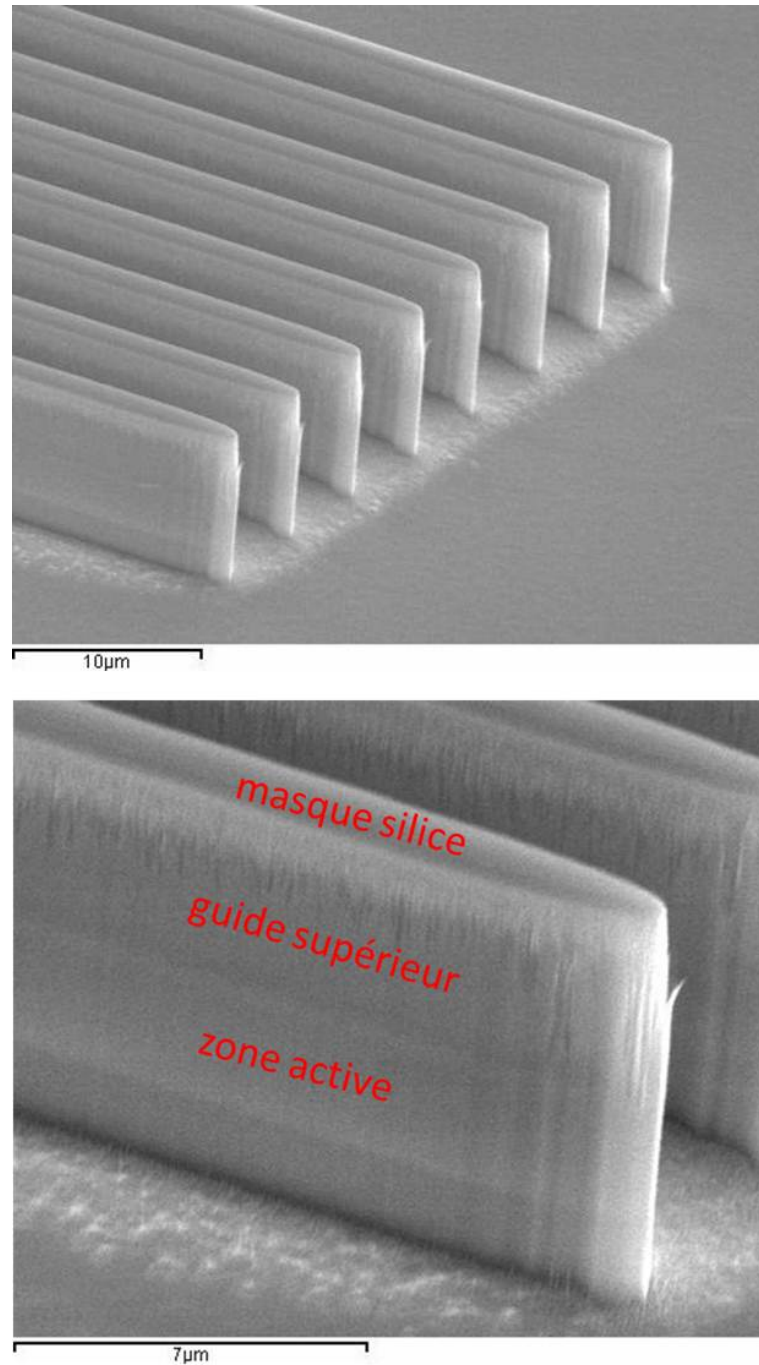


FIGURE 7.6 – Images MEB de la gravure ICP de la zone active. En haut, huit émetteurs de $w=1\mu\text{m}$ de large, espacés de $D=8\mu\text{m}$. En bas, zoom sur un émetteur. On voit nettement la zone active, et le guide supérieur, dont les hauteurs donnent un aspect ratio de l'ordre de 1 :10

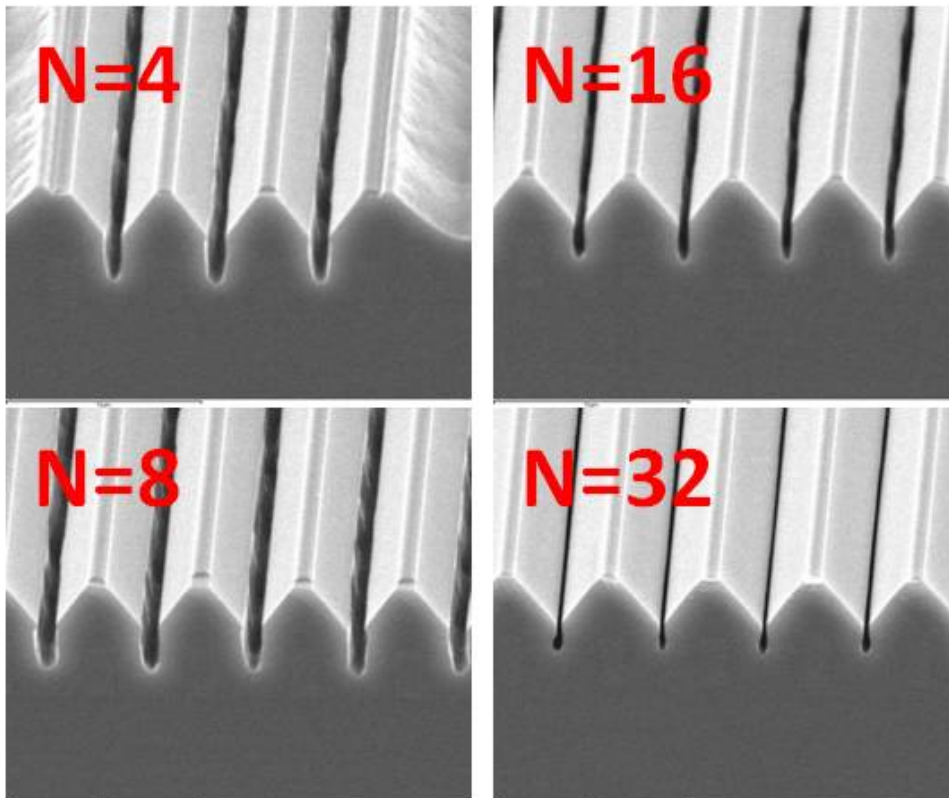


FIGURE 7.7 – Images MEB après l'étape de recroissance InP :Fe sur des $\mu SQCL$ de $w=1\mu m$ de large, et d'espacement $D=4\mu m$. Le nombre croissant d'émetteurs impacte sur la morphologie de recroissance. Le fort ratio d'aspect crée des cavités d'air entre les émetteurs.

de gravure et de recroissance. Les vitesses de recroissance n'étant pas isotropes, les flancs se bouchent plus rapidement que le plan horizontal créant des trous d'air, qui sont néfastes à la fois d'un point de vue thermique, car la conductivité de l'air vaut 1 et abaissera l'extraction moyenne (en traitant les flancs comme un matériau effectif), mais aussi d'un point de vue optique car cela créera une barrière pour la propagation des modes optiques, brisant le couplage.

La solution est de passer sur un choix technologique avec la recroissance InP :Fe sans la couche guidante supérieure, ce qui baissera le ratio d'aspect, et réduira le remplissage latéral pour éviter la formation des "voids".

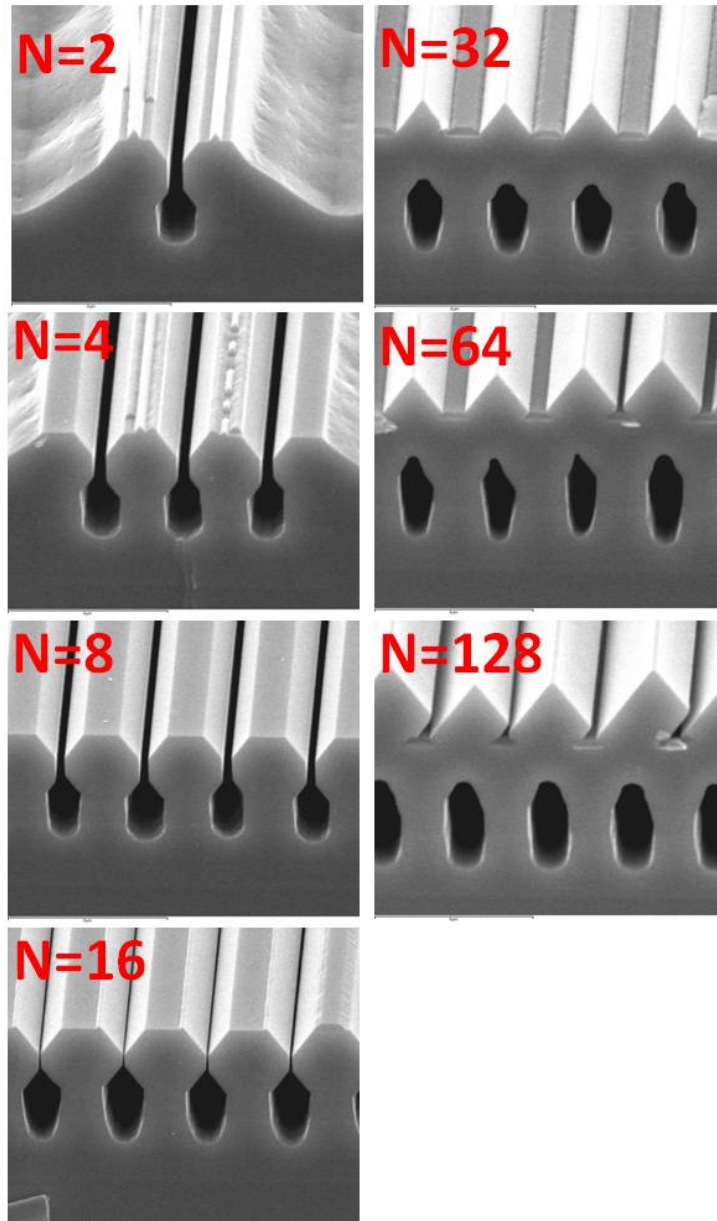


FIGURE 7.8 – Images MEB après l'étape de croissance InP :Fe sur des $\mu SQCL$ de $w=2\mu m$ de large, et d'espacement $D=4\mu m$. Dans ce cas, la gravure n'a même pas franchit le substrat d'InP. On note la fermeture du haut du guide avec le nombre d'émetteurs

7.2.2 Cas de la recroissance fer avant croissance guide

L'idée est de partir d'un substrat InP, de faire une croissance MBE d'une zone active, et de rajouter une couche InP très fine afin de pouvoir reprendre la couche du guide supérieur. L'étape de lithographie est commune aux précédentes. Seule la gravure va être optimisée.

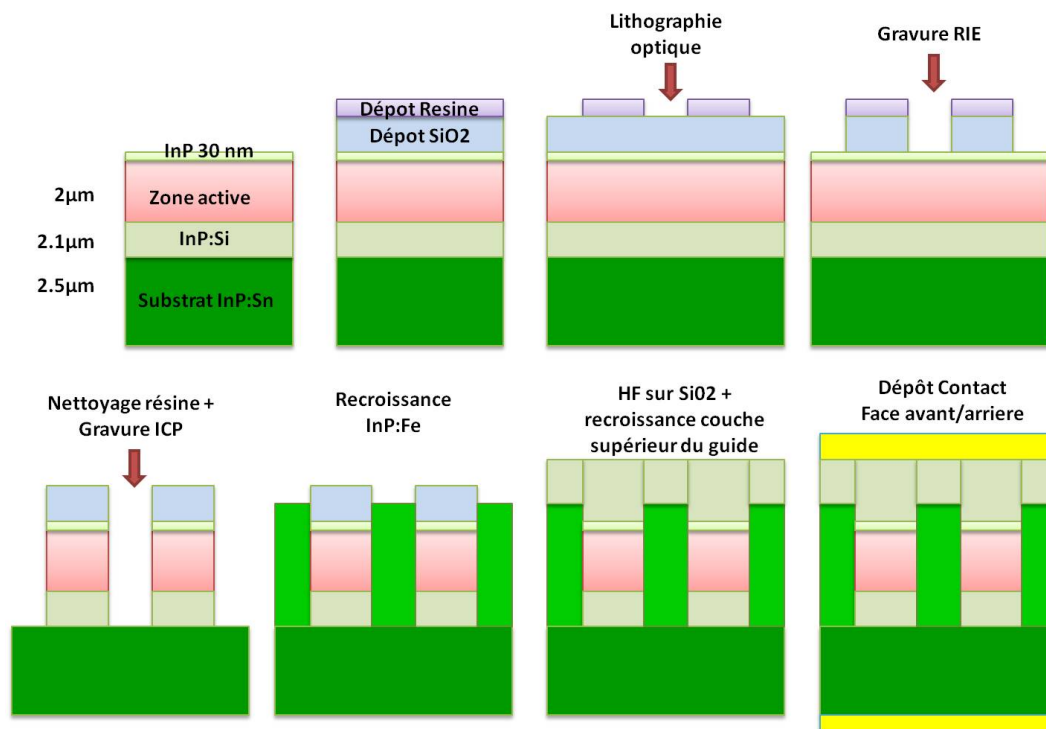


FIGURE 7.9 – Schéma des étapes de fabrication dans le cas n°2. Noter la couche InP de 30nm dans ce cas pour pouvoir reprendre le guide supérieur.

Gravure ICP

La gravure doit être ajustée pour qu'elle puisse traverser entièrement la zone active vers le substrat, sur l'ensemble des échantillons. En effet, dû au faible espacement entre les émetteurs, lorsque l'on va avancer dans la gravure, le rapport

d'aspect va augmenter et les espèces auront plus de mal à s'extraire des espaces entre les émetteurs. Il y aura donc une différence de marche entre le fond de gravure et la profondeur entre les émetteurs (Fig 7.10) La méthode pour optimiser la gravure consiste à mesurer avec un laser l'évolution de la hauteur entre les paquets de laser au cours du temps. Le signal oscillera pendant la gravure de la zone active, et le passage dans l'InP marquera une fin des oscillations, ce qui permet de mesurer le temps dit d'"over-etch" : le temps qui s'est déroulé après avoir atteint le substrat entre les émetteurs. L'idée est d'obtenir le temps d'over-etch minimum afin que les configurations à plus faible interstice ($D=1\mu\text{m}$) soient entièrement gravées, ce qui permet à l'ensemble des configurations d'être ouvertes. Mais il faut noter que nous aurons de grandes disparités de gravures, entre l'émetteur à faible D et grand D , ce qui se répercutera sur la recroissance. Si à l'avenir une production de $\mu SQCL$ est envisagée, il sera nécessaire de regrouper sur un wafer les mêmes configurations, afin d'avoir une recroissance adaptée en fonction de la géométrie.

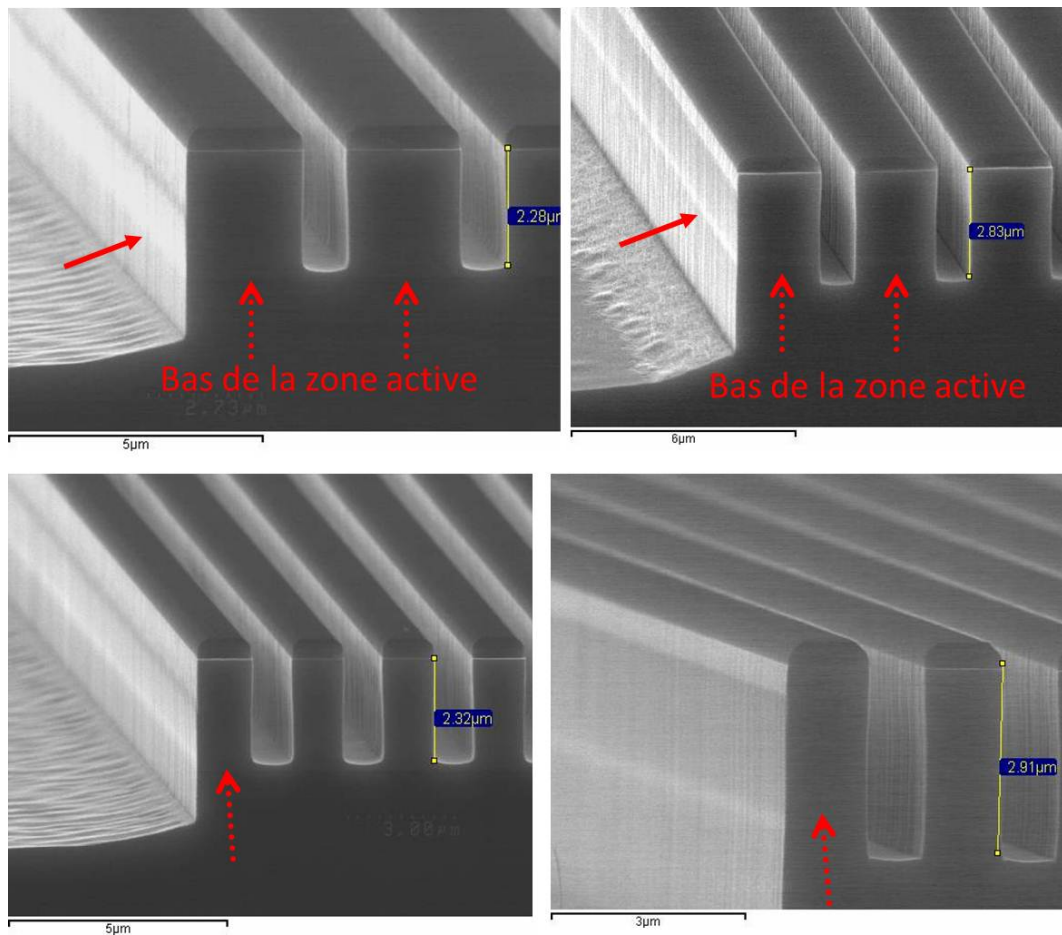


FIGURE 7.10 – Images MEB de la gravure des μ SQCL. A gauche, 2min over-etch. A droite, 4min d'over-etch. En haut $w=2\mu\text{m}$, en bas $w=1\mu\text{m}$. On remarque que les temps de 2min ne sont pas ouverts jusqu'au substrat. 4 min semble correct. Cependant, pour les $w=1\mu\text{m}$, la marge de surgravure est assez fine, ce qui nous poussera à adapter 4min30s pour avoir plus de marge.

On note (Figure 7.10) que les μ SQCLs gravées avec 2min d'over-etch ne sont pas ouverts jusqu'au substrat entre les émetteurs. On adoptera donc 4min + 30sec de marge, car les largeurs de $1\mu\text{m}$ présentent une marge de surgravure assez faible. Cependant, il s'agit de ne pas graver trop profondément afin de préserver le faible aspect de forme des structures, pour éviter la formation de cavités ("voids"), comme nous l'avons obtenu sur le cas de la gravure ICP après la reprise de la couche

guidante supérieure.

Concernant l'aspect des flancs, on remarque que l'on retrouve entre les émetteurs cet aspect arrondi du fond comme à l'extrémité des paquets. De plus, la largeur des émetteurs varie avec la hauteur, avec une base plus étroite que le haut de la zone active. Cet effet de "sur-gravure" s'explique par le fait que la hauteur des émetteurs évoluant dans le temps, la capacité à extraire les espèces impacte une morphologie variable. Pour souligner cette hypothèse, on doit retrouver des flancs droits pour de grands espacements, c'est-à-dire dans les cas où l'effet de proximité entre les émetteurs sera plus faible.

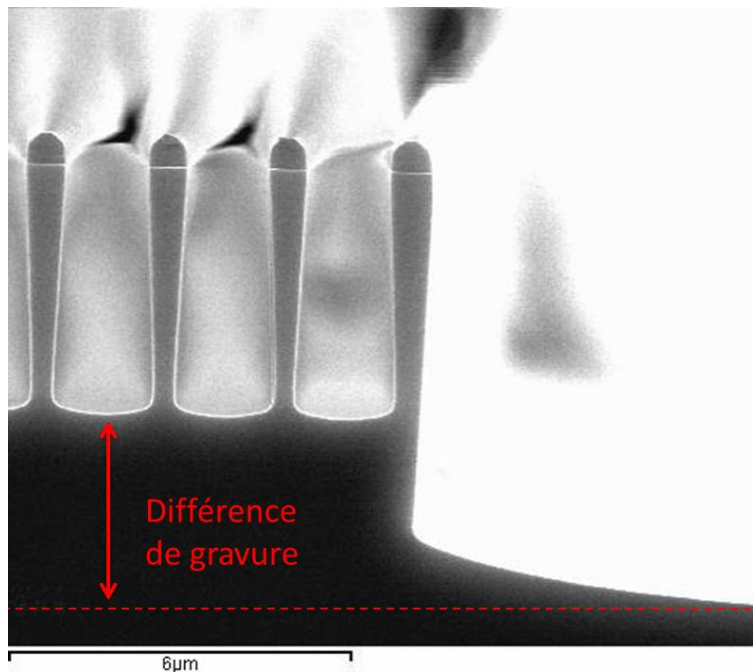


FIGURE 7.11 – Images MEB du profil après gravure. Deux choses sont à noter : la nette différence de gravure avec un profil arrondi et progressif, et la variation de la largeur des émetteurs.

Le configuration du procédé de gravure ICP peut également modifier la largeur des émetteurs. Une surgravure provoquerait une diminution de la largeur w et

une augmentation de l'espacement D , le pas étant conservé. Comme nous l'avons décrit dans la partie de simulation, une variation de la largeur w peut influencer l'injection du courant, le confinement du mode optique et la résistance thermique. La figure 7.13 montre en ordonnée de gauche les largeurs mesurées au MEB des émetteurs d'un μ SQCL. L'ordonnée de droite donne l'écart relatif $\frac{w_{mesuré}-2\mu m}{2\mu m}$ de l'émetteur par rapport au masque ($2\mu m$)

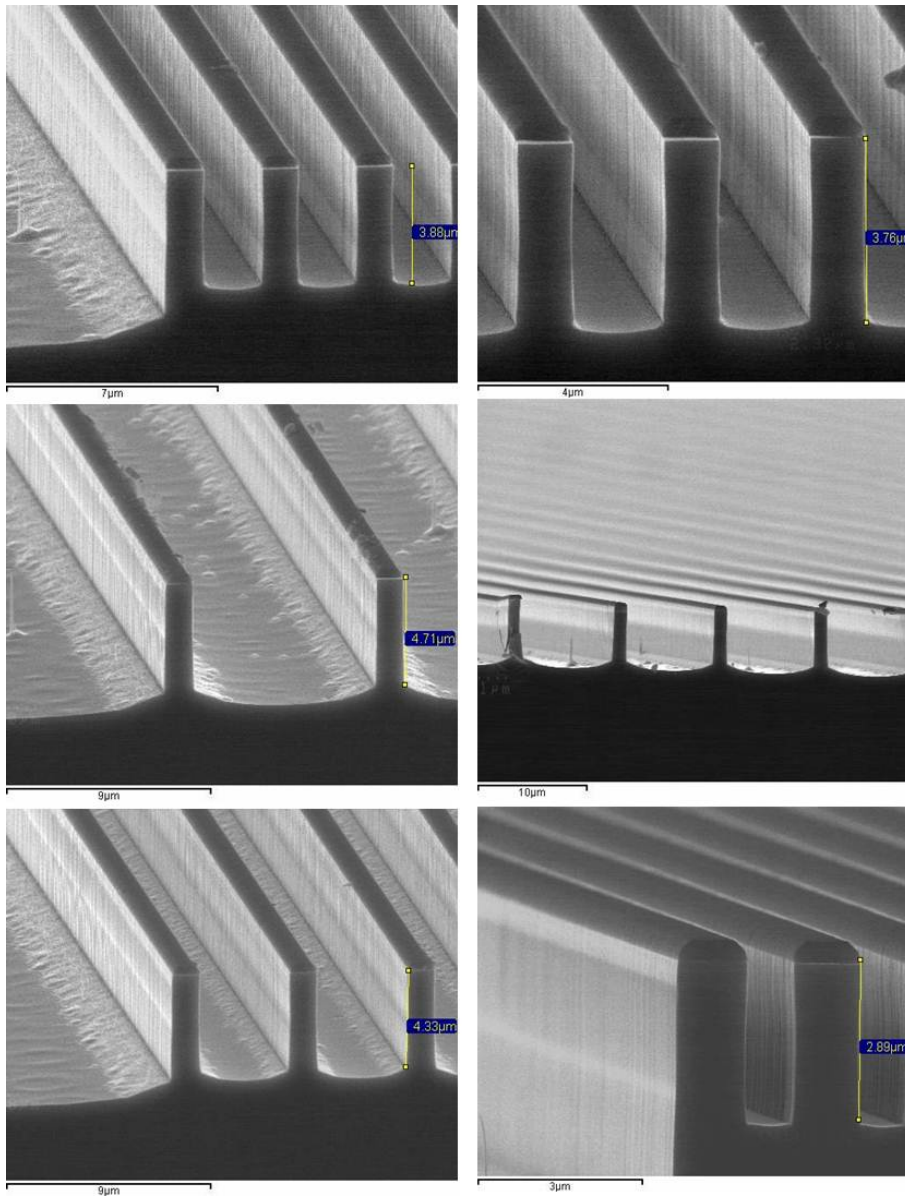


FIGURE 7.12 – Images MEB de la gravure des $\mu SQCL$ avec 4min d'over-etch. Tous les types de configurations montrent les aspects ratios que l'on a obtenu. L'ensemble des structures ont été surgravées.

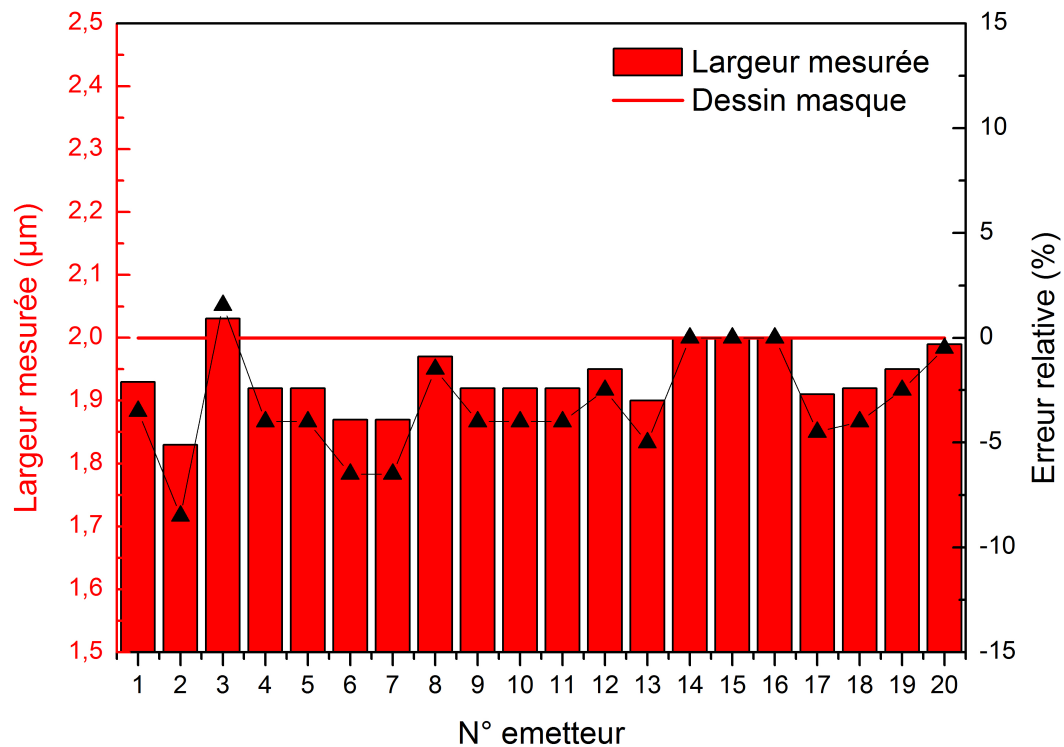


FIGURE 7.13 – Largeur mesurée au MEB de chaque émetteur d'un μ SQCL. La barre rouge situe la largeur cible du masque ($2\mu\text{m}$). Sur l'échelle de droite (triangles noirs), l'écart relatif à cette cible. On note en moyenne un écart de 5% par rapport au masque.

Recroissance

Le processus de recroissance fait par MOCVD consiste en une recroissance InP nid ($0.2\mu\text{m}$) suivie d'une recroissance InP :Fe ($3.9\mu\text{m}$). La couche guidante supérieure est ensuite constituée d'InP :Si dopé à $1e17$ ($3.3\mu\text{m}$) et suivie d'un dopage $1e19$ ($1\mu\text{m}$). On termine par une couche GaInAs :Si ($0.1\mu\text{m}$). Nous avons opéré un deuxième run de fabrication, avec $1\mu\text{m}$ de InP :Fe supplémentaire, créant une hauteur reprise de $5\mu\text{m}$ d'InP :Fe.

La recroissance InP :Fe se caractérisera par plusieurs aspects. Premièrement,

la qualité du haut de la recroissance. La figure 7.14 montre des surfaces présentant des "trous" et des surcroissance. Ces défauts ne perturberont pas (d'un point de vue thermique, optique et électrique) la qualité des dispositifs ; lors de la croissance de la couche guidante InP :Si, ces inhomogénéités seront a priori remplies.

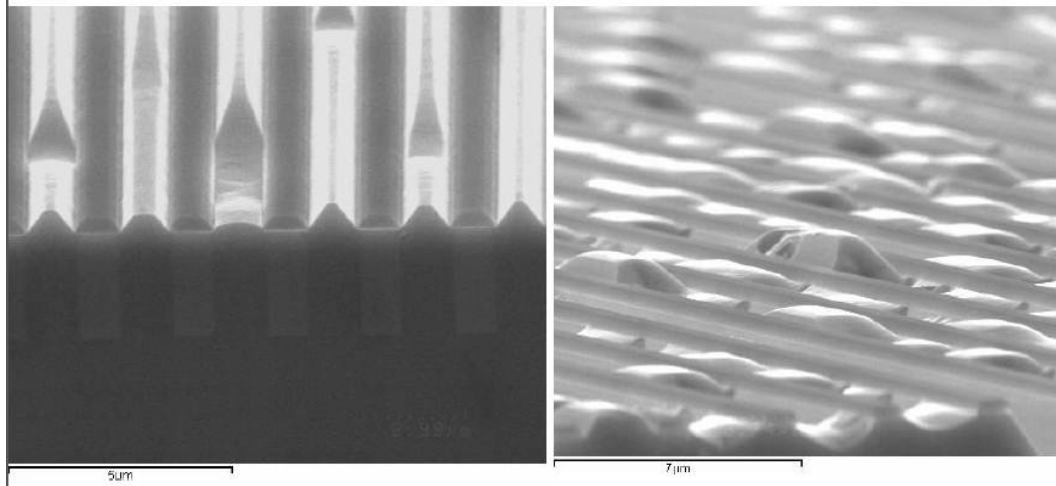


FIGURE 7.14 – A gauche, on peut noter des "trous" dans la couche supérieure. A droite, exemple d'une surface extrêmement inhomogène.

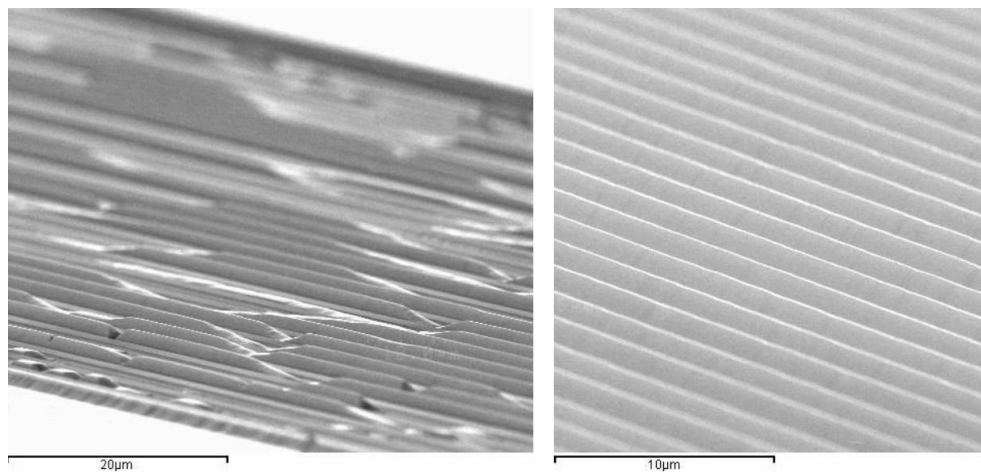


FIGURE 7.15 – État morphologique du haut de la recroissance. A gauche : Surface présentant une forte homogénéité. A droite, recroissance parfaitement homogène.

Deuxièmement, la création de "voids" est de loin le problème majeur à évaluer. Comme ce problème vient de l'anisotropie des vitesses de croissance (selon les axes cristallins), certaines configurations, notamment celles avec des espacements serrés, créeront inévitablement des "voids".

Cependant, comme nous l'avons vu (Fig 7.8), le nombre d'émetteurs va influencer la morphologie de de la recroissance, et donc la création de "voids". La figure 7.16 montre le même effet du nombre d'émetteurs. La qualité de recroissance constitue donc un frein, pour ces configurations dans le nombre d'émetteurs, et doit être étudiée plus en profondeur.. La solution consiste donc, comme nous l'avons fait en optant pour le choix technologique de recroître l'InP :Fe avant le guide, à diminuer la hauteur de la zone active. Dans notre cas (où l'on ne va pas modifier la hauteur de la zone active), le travail se résume donc dans un premier temps à identifier le domaine dimensionnel de faisabilité technologique.

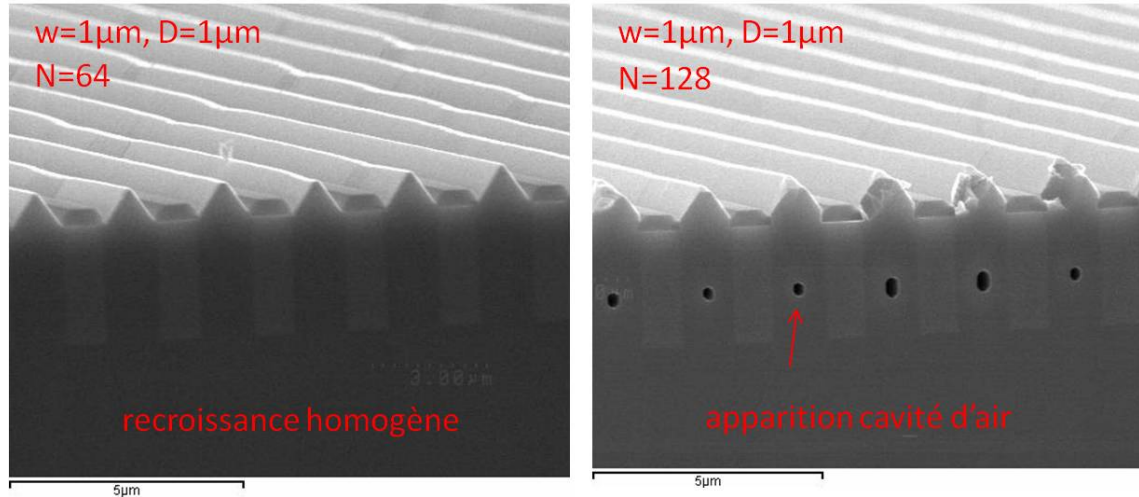


FIGURE 7.16 – Influence du nombre d'émetteurs sur la formation de cavités d'air ("voids") lors de la recroissance InP :Fe.

La croissance InP :Fe est aussi sujette à un problème de qualité des flancs avant

recroissance. La figure 7.17 montre des flancs de $\mu SQCL$ qui n'ont pas eu de croissance latérale. Ceci est provoqué par l'oxydation des flancs (présence d'aluminium) qui empêche la croissance latérale. Ce problème peut-être évité en réduisant au minimum le temps d'attente entre la gravure ICP et la recroissance InP :Fe, et surtout par des cycles de restauration chimiques dilués 2% et "torch" après la gravure de l'ICP et avant la recroissance. Ce traitement chimique est donc primordial.

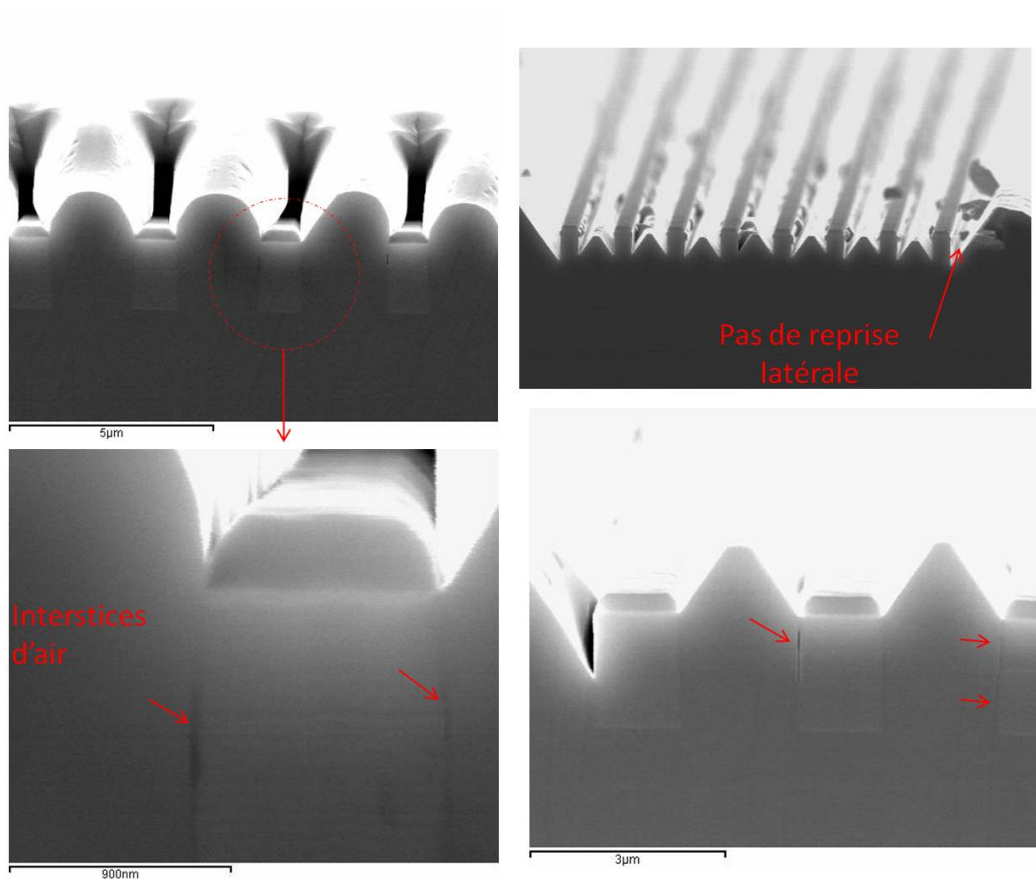


FIGURE 7.17 – Problème de croissance latérale. Une oxydation des flancs peut empêcher la croissance d'InP sur les flancs. La croissance est uniquement verticale. On peut observer des interstices d'air, qui peuvent fortement gêner à la fois la dissipation thermique et le couplage optique.

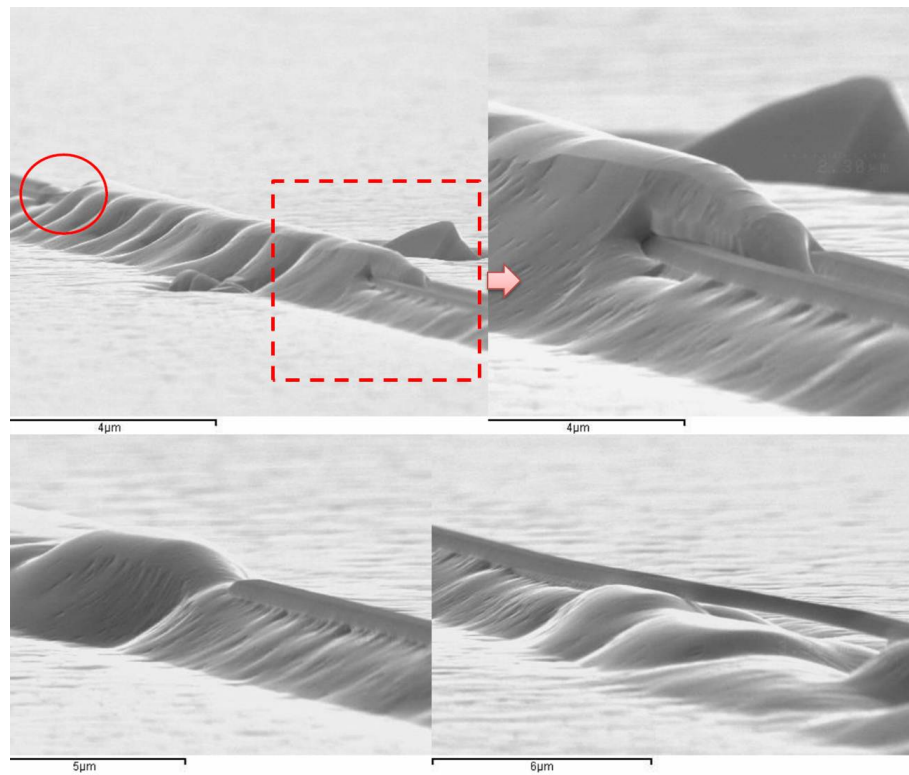


FIGURE 7.18 – Rupture du masque de silice. En haut à gauche, la zone entourée en rouge permet de remarquer que le masque a cédé, donnant lieu à une surcroissance. Partie de gauche zoomée. En bas à gauche, rupture claire du masque. En bas à droite, le masque de silice semble lifté par la recroissance.

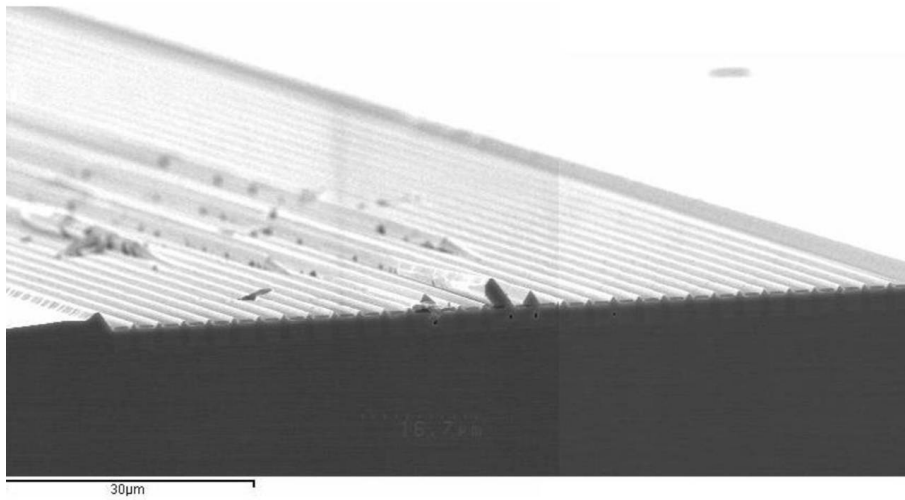


FIGURE 7.19 – Exemple d’effet de concentration des espèces sur le centre du motif. Le libre parcours moyen est réduit, et la distribution de croissance est centrée (noter la forme le long du guide)

Géométrie	Présence Void	Aspect Guide
1_1_1 et 2	Aucun	Masque SiO ₂ recouvert partiellement d'InP:Fe
1_1_4	Aucun	Très homogène
1_1_8	? (Facette détériorée)	Apparition de « bridge » entre les stripes
1_1_16	Aucun	Augmentation de plots d'InP entre les stripes
1_1_32	Aucun	Augmentation d'InP entre stripes
1_1_64	Aucun	Guides homogènes
1_1_128	Apparition au centre	Guides homogènes

Géométrie	Présence Void	Aspect Guide
1_2_(2 à 16)	Paquet de stripes entièrement recouverts: Impossible de discerner les guides et les zones actives	...
1_2_32	Aucun	Guides très inhomogènes
1_2_64	Apparition de voids espacés	Guides très inhomogènes

Géométrie	Présence Void	Aspect Guide
1_4_(2 à 64)	Aucun	Guides très homogènes
1_8_(2 à 32)	Aucun	Guides très homogènes Pas d'effet de proximité inter-stripes

FIGURE 7.20 – Tableau résumant les aspects morphologiques en fonction des configurations, dans le cas $w=1\mu\text{m}$. Les géométries sont définies selon : $w\text{-}D\text{-}N$, où w est la largeur unitaire des μSQCLs , D l'espacement, et N leur nombre.

Géométrie	Présence Void	Aspect Guide
2_1_(1 à 16)	Aucun	Guides très homogènes
2_1_32	Apparition de voids	Guides très homogènes
2_1_64	Voids fréquents	Guides très bosselés

Géométrie	Présence Void	Aspect Guide
2_2_2	Aucun	Très homogène
2_2_4	Aucun	Très homogène
2_2_8	Aucun	Très homogène
2_2_16	Apparition voids	Apparition d'excroissance entre stripes
2_2_32	Voids fréquents	Fréquentes d'excroissance entre stripes
2_2_64	Voids régulier sur toute la largeur	Aspect très homogène

Géométrie	Présence Void	Aspect Guide
2_4_(2 à 32)	Aucun	Guides très homogènes Pas d'effet de proximité inter-stripes

Géométrie	Présence Void	Aspect Guide
2_8_(2 à 32)	Aucun	Guides très homogènes Pas d'effet de proximité inter-stripes

FIGURE 7.21 – Suite du tableau. Résumé des aspects morphologiques, dans le cas $w=2\mu\text{m}$. Les géométries sont définies selon : $w\text{-}D\text{-}N$, où w est la largeur unitaire des $\mu SQCL$ s, D l'espacement, et N leur nombre.

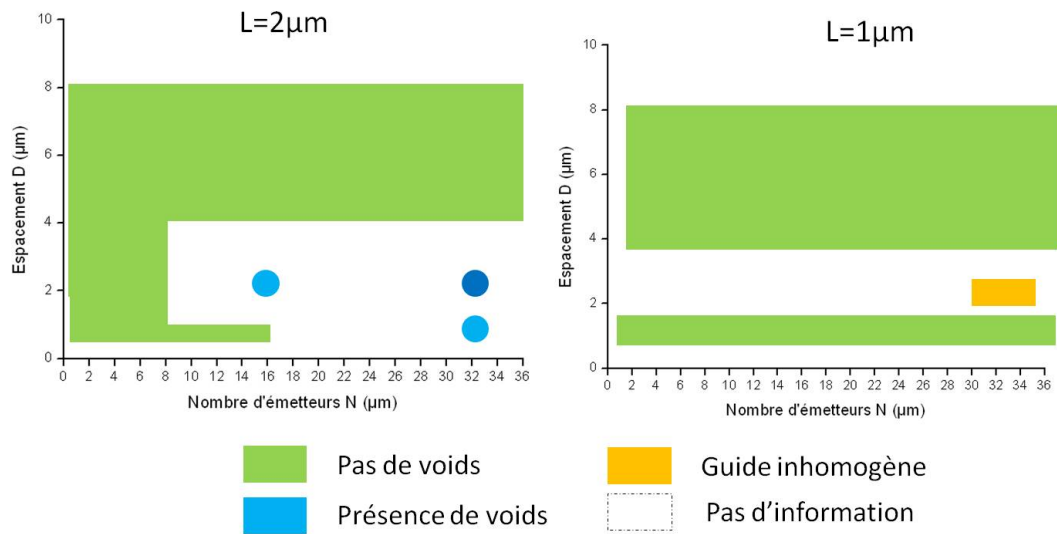


FIGURE 7.22 – Cartographie des résultats de recroissance InP :Fe, en fonction du nombre d'émetteurs et de l'espacement entre émetteurs. À gauche, largeur unitaire des émetteurs $w=2\mu\text{m}$, à droite, $w=1\mu\text{m}$

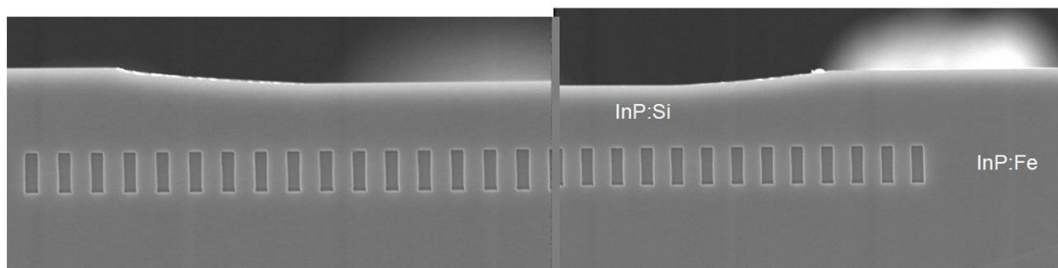


FIGURE 7.23 – Reprise de la couche guidante InP :Si de $4\mu\text{m}$ de hauteur, sur des μSQCL de $w=1\mu\text{m}$ de large, et $D=2\mu\text{m}$ d'espacement. Une parfaite homogénéité est obtenue.

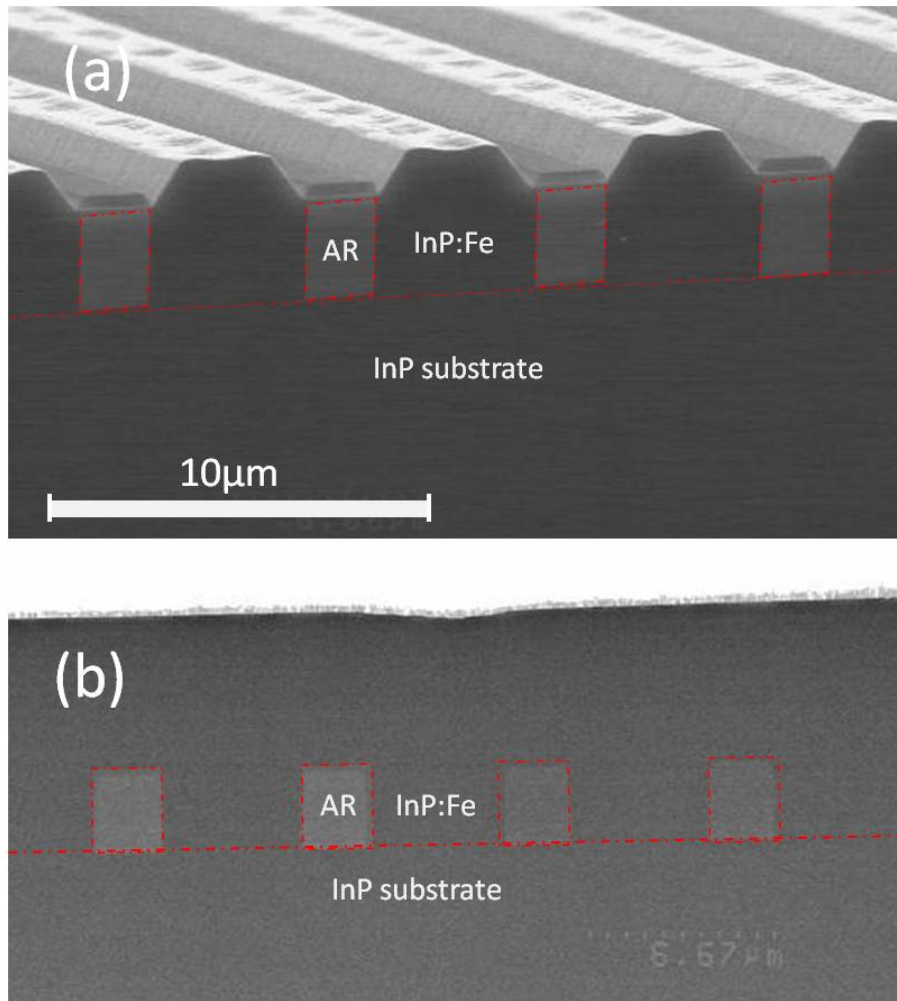


FIGURE 7.24 – $\mu SQCL$ de $L=2\mu m$ de large, et $D=4\mu m$ d'espacement. (a) Après recroissance $InP:Fe$. (b) Après reprise $InP:Si$

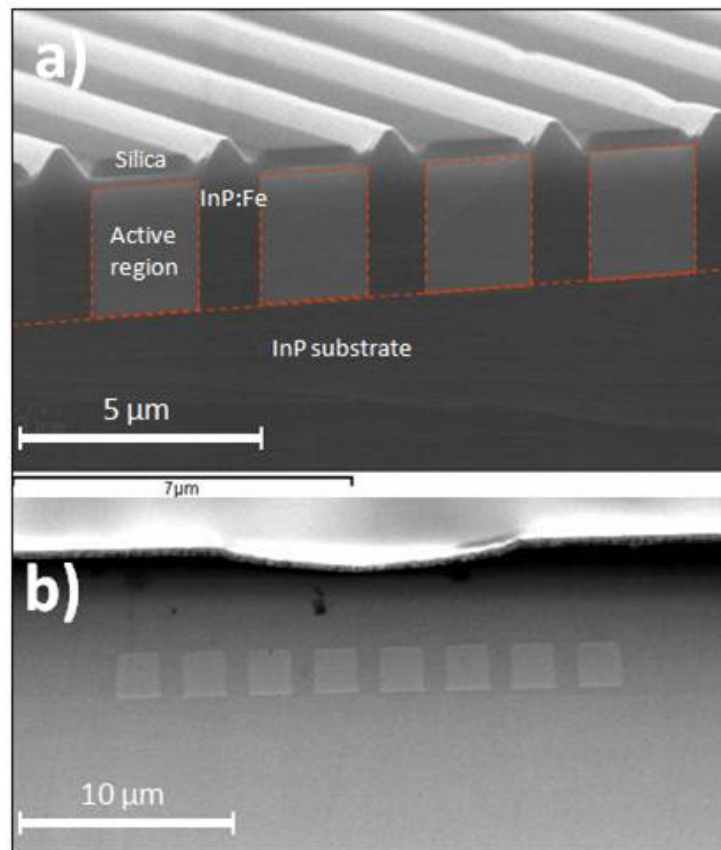


FIGURE 7.25 – Aspect de recroissance sur des μ SQCL de $w=2\mu\text{m}$, $D=1\mu\text{m}$, $N=8$. (a) Après recroissance, (b) Image du dispositif final, après recroissance InP :Si et métallisation.

7.3 Structures μ SQCL en pointes inter-digitées

Nous allons décrire dans cette section la fabrication de pointes ("tapers") inter-digitées pour l'obtention d'un filtre modal. Le principe décrit précédemment dans la partie modélisation est d'introduire des pertes supplémentaires sur les ordres supérieurs. L'objectif est d'obtenir des pertes proportionnelles au nombre de nœuds du mode.

L'objectif, pour avoir une bonne transmission adiabatique du mode fondamen-

tal d'une section à une autre est de réaliser des pointes avec le maximum de définition. Cette condition est caractérisée par l'obtention de flancs avec le moins de rugosité possible, et surtout par une longueur suffisante des pointes. La qualité technologique des "tapers" sera donc caractérisée par la longueur de la section commune L_{tp} , dit "zone taper". Initialement, le masque est dessiné avec des longueurs L_{tp} de $20\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$. Lors de la création du masque chrome, 25% ont été perdus, arrivant respectivement à des longueurs de $15\mu\text{m}$ et $75\mu\text{m}$ (Fig 7.26). La qualité technologique d'une étape de fabrication sera donc évaluée par la fidélité de conservation de la valeur de L_{tp} .

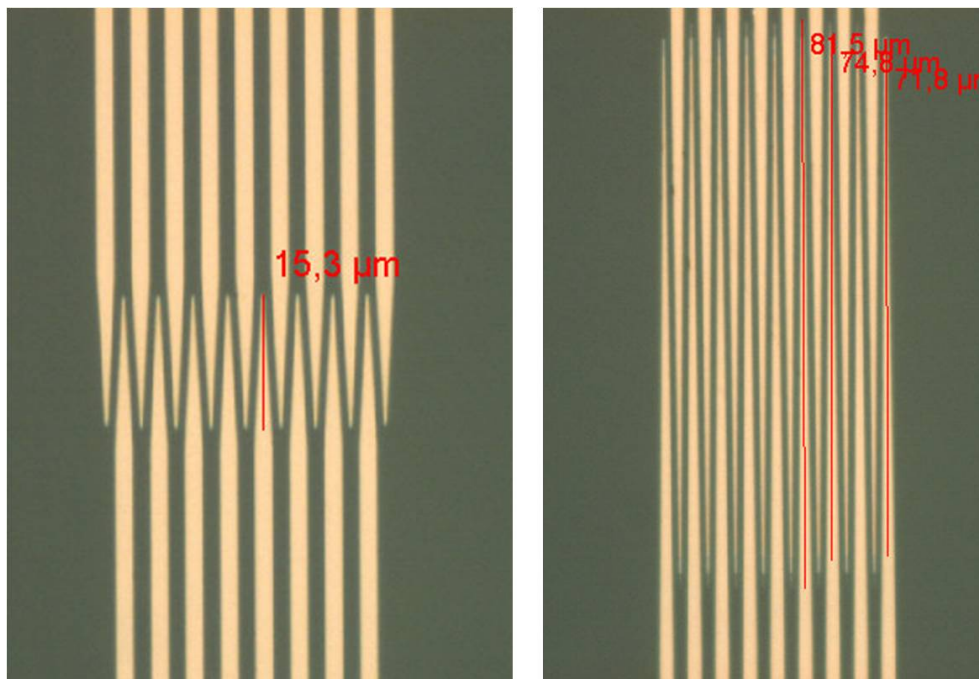


FIGURE 7.26 – Image optique du masque chrome des motifs des pointes interdigitées. La longueur de zone de recouvrement était initialement de $20\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$, mais ramenée à $15\mu\text{m}$ et $75\mu\text{m}$ respectivement lors de la fabrication du masque.

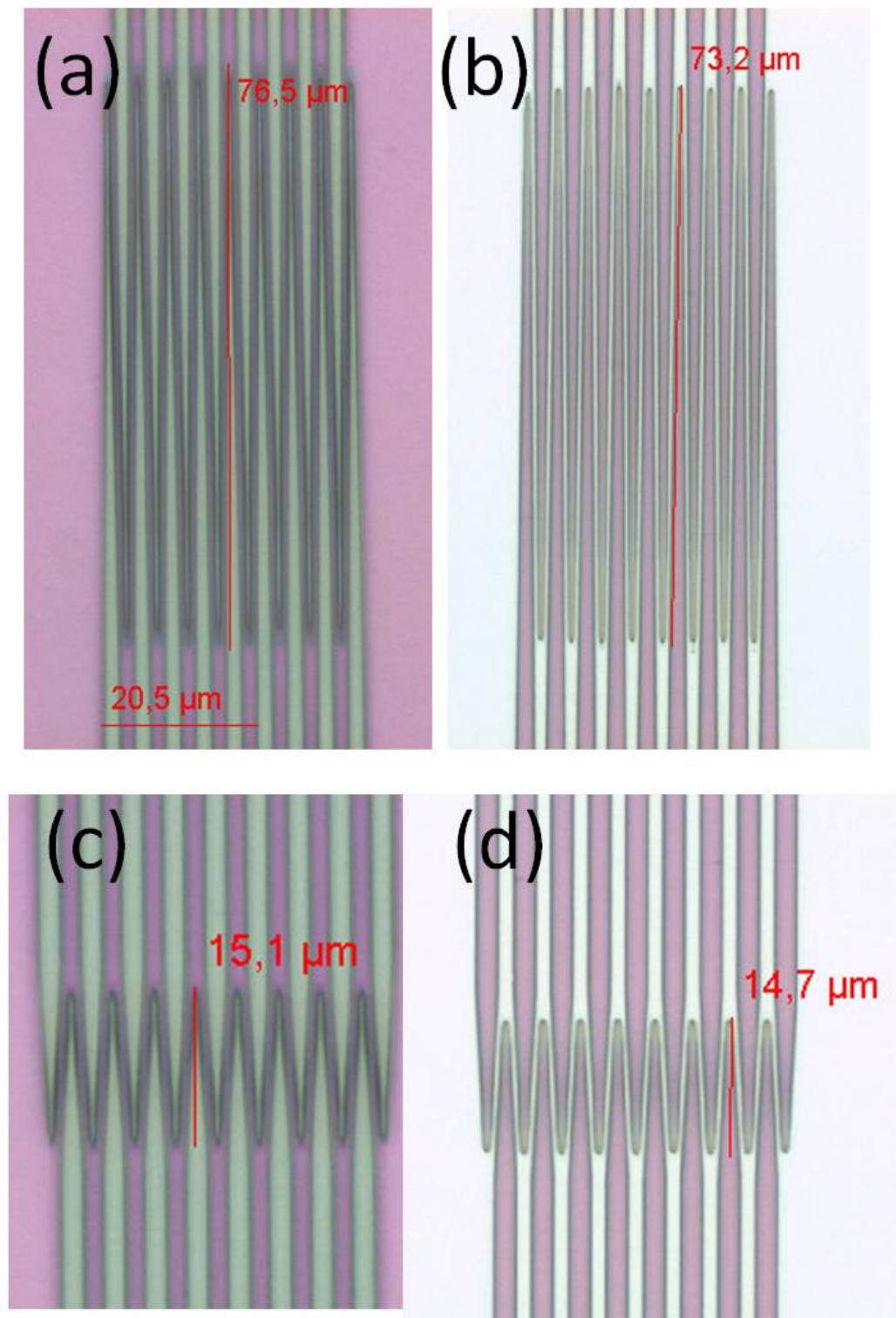


FIGURE 7.27 – (Photos optiques des structures inter-digitées. (a) Après développement de la lithographie pour L_{tp} initial à $100\mu\text{m}$. (b) Même structure après gravure RIE et retrait de la résine. (c) Après lithographie pour L_{tp} initial à $20\mu\text{m}$. (d) Idem après RIE

La gravure ICP des μ SQCL tapers inter-digitées est similaire aux μ SQCL parallèles. Le temps devra être ré-optimisé en fonction des espacements nominaux. Dans la zone de couplage (au niveau des pointes), l'espacement entre les émetteurs est réduit, et une différence de marche apparaîtra. Fig 7.28 montre la limite de la zone active, se situant au-dessus de la marche. Cela montre que la zone active est correctement sur-gravée, et la recroissance InP :Fe sera possible.

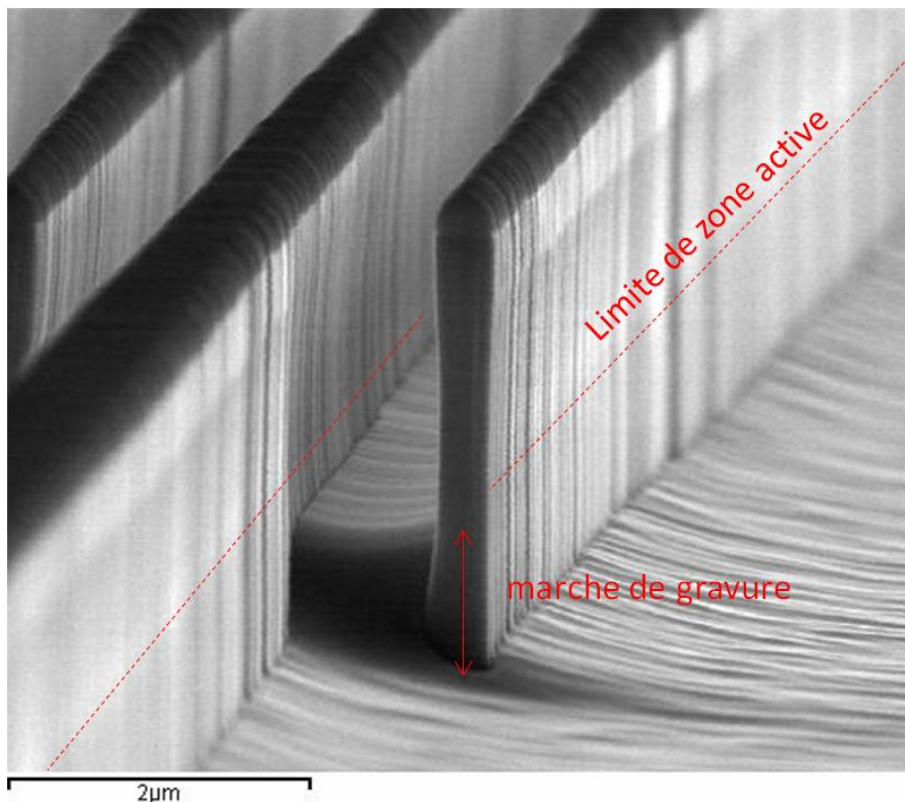


FIGURE 7.28 – Gravure ICP des μ SQCL inter-digités. La zone active est correctement surgravée.

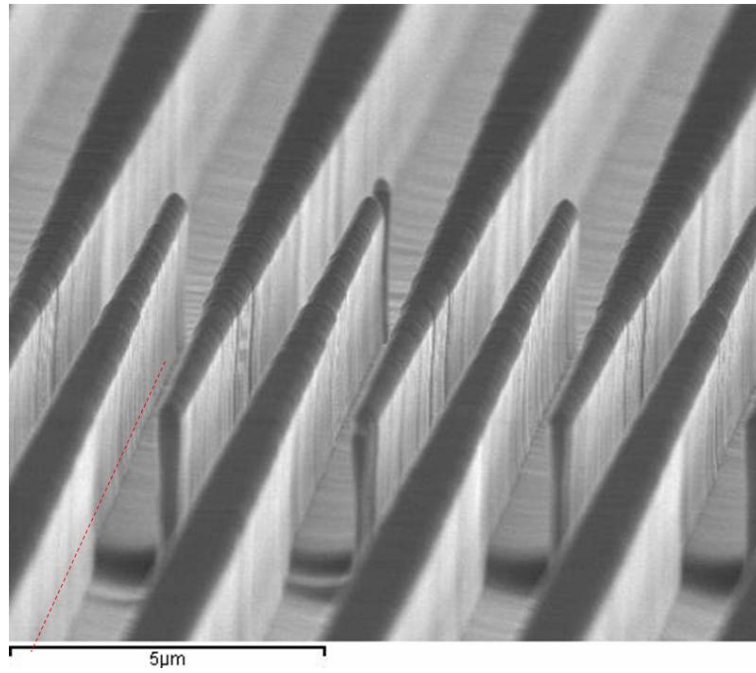


FIGURE 7.29 – Gravure ICP pour des configurations $L_{tp}=100\mu\text{m}$, et $D=4\mu\text{m}$

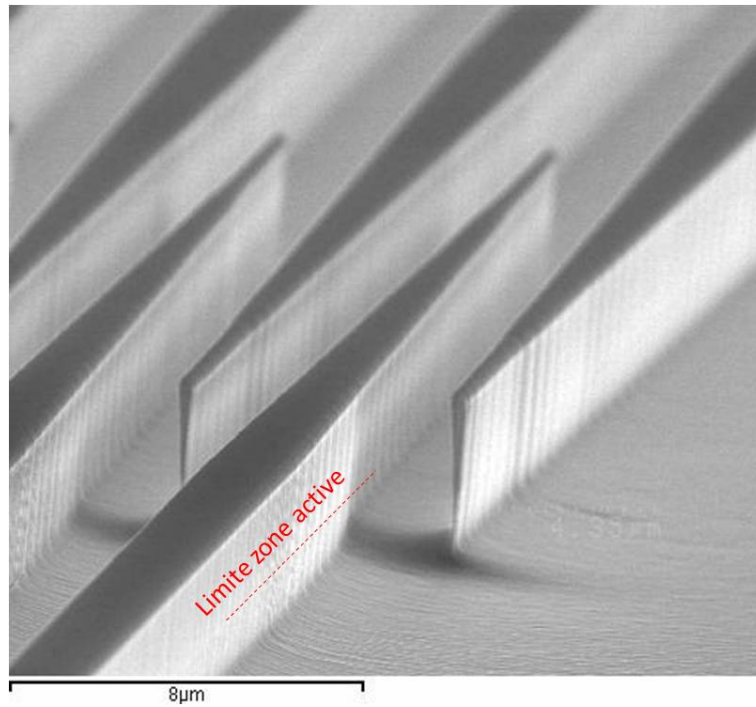


FIGURE 7.30 – $L_{tp}=20\mu\text{m}$

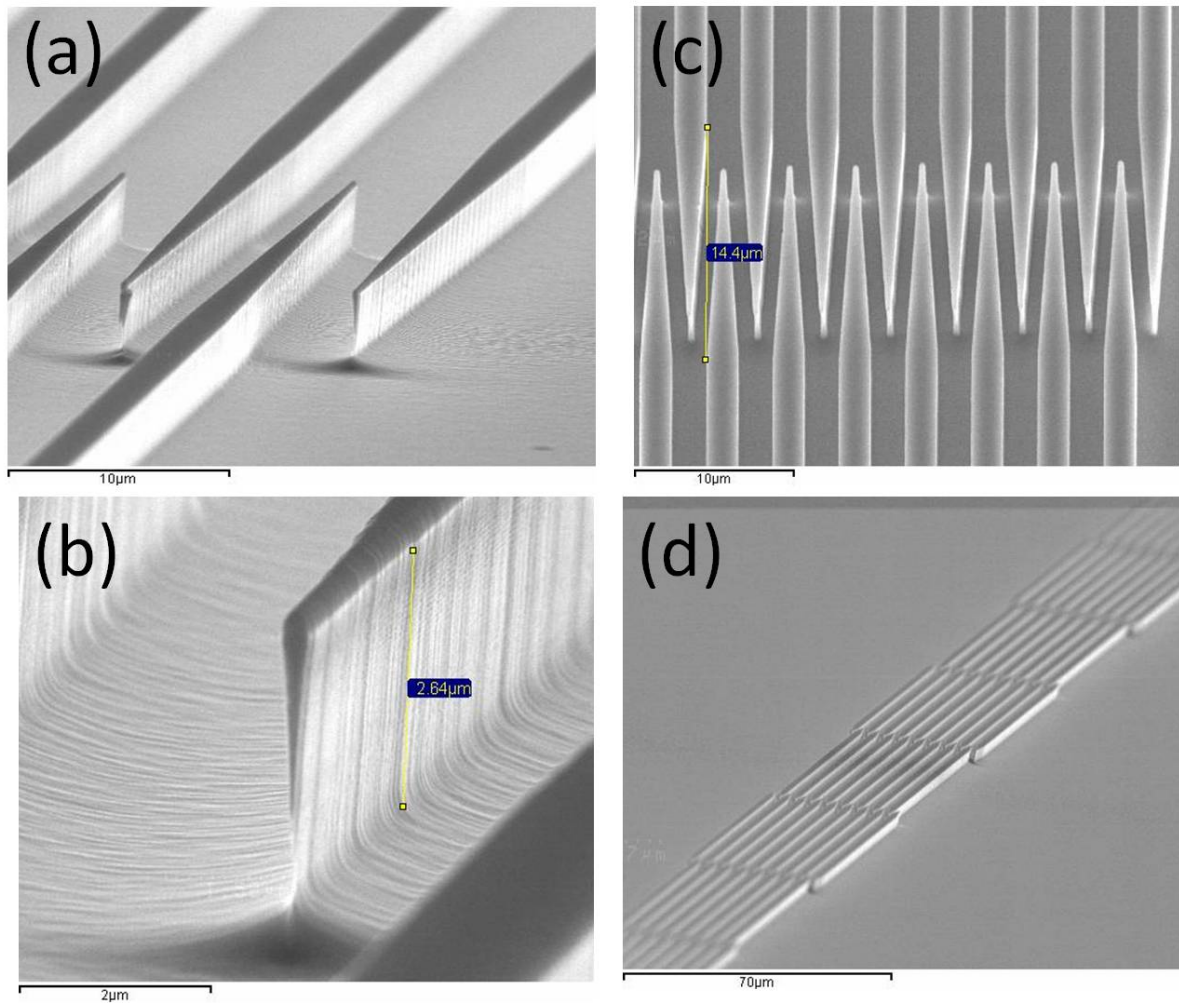


FIGURE 7.31 – Image MEB des gravures ICP de μ SQCL tapers inter-digités. (a) $L_{tp}=20\mu\text{m}$ et (b) Zoom de (a). (c) Vue de haut pour $L_{tp}=20\mu\text{m}$ et (d) image tiltée de (c).

Concernant la recroissance, la difficulté réside dans le fait que le bout des pointes peut recroître par-dessus le masque de silice et court-circuiter les pointes lors de la reprise de la couche supérieure du guide.

il existe un optimum dans la périodicité entre des espacements trop serres qui remplit la fonction de filtrage et trop d'espace qui ne laisse pas le temps au champ

de sortir du système.

La figure 7.32 montre une recroissance parfaitement homogène autour des pointes. Malheureusement, la couche guide supérieure ayant été deux fois trop dopée, les résultats de ces reprises ne pourront pas être exploités. Cependant, la démonstration technologique a été établie, dans la mesure où la lithographie, la gravure et la recroissance InP :Fe, constituant les étapes les plus sensibles, ont parfaitement été réalisées.

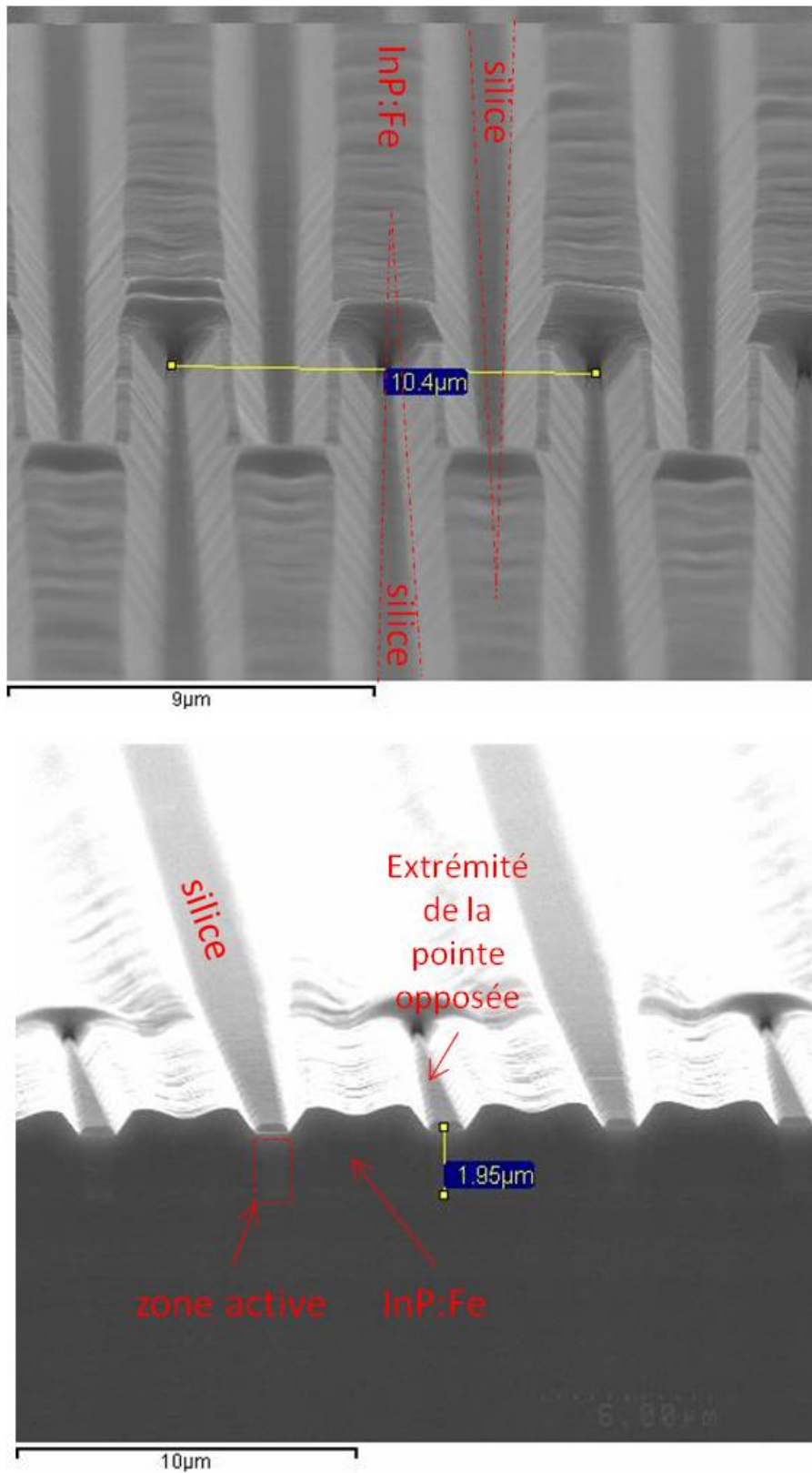


FIGURE 7.32 – Recroissance InP :Fe des μ SQCL tapers inter-digités. Haut : Les pointes sont parfaitement recouvertes (schéma des pointes en pointillés rouges) Bas : échantillon clivé. L’InP :Fe est parfaitement homogène, sans voids.

7.4 Conclusion

Nous avons décrit les différentes étapes clefs du processus de fabrication des μ SQCLs. Les résultats ont mis en évidence que les choix technologiques pris au niveau de la recroissance InP :Fe avant la reprise de la couche guidante supérieure se sont révélés concluants. Nous avons pu déterminer un domaine de validité technologique déterminé par la recroissance InP :Fe, dans lequel les μ SQCL sont parfaitement séparés et recrus de façon homogène, sans voids : Pour des espacements égaux et supérieur à $4\mu\text{m}$, tous types de μ SQCL sont définis (quels que soient w et N).

Pour des espacements plus faibles, (inférieurs à $4\mu\text{m}$), le nombre d'émetteurs doit être limité, ou la hauteur de la zone active doit être réduite. Le cas des lasers sans injecteur peut donc se révéler très positif pour la réalisation de μ SQCL.

Chapitre 8

Caractérisation : analyse des structures

Dans cette partie, nous analysons les résultats obtenus sur les structures stripes sans pointes inter-digitées, fabriquées dans le chapitre précédent. Les dessins de zones actives utilisés sont donc des longueurs d'onde d'émission à $8.4\mu\text{m}$. Cette relativement grande longueur d'onde a été utilisée comme essai, compte tenu de la meilleure facilité de faire laser des émetteurs plus grand. Nous allons caractériser expérimentalement le comportement électrique, optique et thermique de la structuration μSQCL . Nous allons vérifier que les émetteurs sont correctement injectés électriquement. Nous devons prouver expérimentalement que la distance entre les émetteurs est suffisamment faible devant la longueur d'onde, pour que l'émission soit cohérente et stable. Enfin, nous ferons une étude thermique, afin de caractériser la dissipation thermique. Pour toutes ces caractéristiques, nous ferons un comparatif avec les modélisations décrites en partie 2, adapté à la longueur d'onde à $8.4\mu\text{m}$. Le but de ce chapitre n'est donc pas d'établir un record de puissance,

mais de comprendre les phénomènes optiques et thermiques des μ SQCL, qui n'ont jamais été établis dans le moyen infra-rouge.

Deux types de processus technologique ont été établis sur deux quarts de wafer, différents par la hauteur de la recroissance InP dopé Fer :

-ART 074-7A : une recroissance de $3 \mu\text{m}$

-ART 074-7C : une recroissance de $4 \mu\text{m}$

Ces deux wafer seront discernés en terme d'injection, mais le comportement optique et thermique ne devrait pas montrer de différence, comme expliqué dans les chapitres précédents.

8.1 Résistivités

La résistivité des dispositifs à 0V est une grandeur importante : c'est ce qui caractérise la qualité d'injection des zones actives. Comme nous l'avons expliqué dans la partie 2, la résistivité de l'InP :Fe peut varier en fonction d'un certain nombre de paramètres ; en effet, la zone active étant redresseuse, sa résistance à 0V est proche de l'infini dans les QCLs. Le courant passant à cette tension ne peut donc se faire qu'à travers les interfaces vers l'InP :Fe. Sur la figure 8.2 est représentée la conductivité $1/R$, R étant la résistance mesurée à l'ohmmètre. Sur le graphique de gauche, l'abscisse représente la taille totale de la zone active $N*w$. Sur le graphique de droite est représenté le nombre d'interfaces $2*N$. Pour les deux graphiques, certains émetteurs se détachent du reste des statistiques (tous les espacements inférieurs ou égaux à deux notamment). Comme nous l'avons vu dans la partie fabrication, ces géométries ont montré un certain nombre de

défauts technologiques. Pour tout le reste ($D > 2$) les conductivités semblent avoir un comportement linéaire sur deux groupes, identifié sur $L=1, D=4$, et $L=2, D=4$. Lorsque l'on passe au graphique de droite, et ramène la conductivité au nombre d'interfaces, les droites se rejoignent, ce qui montre que l'injection est influencée par le nombre d'interfaces, c'est-à-dire que les fuites se déroulent à l'interface de la zone active. La conception de μ SQCL, avec son nombre élevé d'interfaces (en relatif d'une technologie ridge standard) peut donc s'avérer moins efficace, en terme de rendement, dû à ces courants de fuites supplémentaires, qui ne participeront pas à l'émission laser.

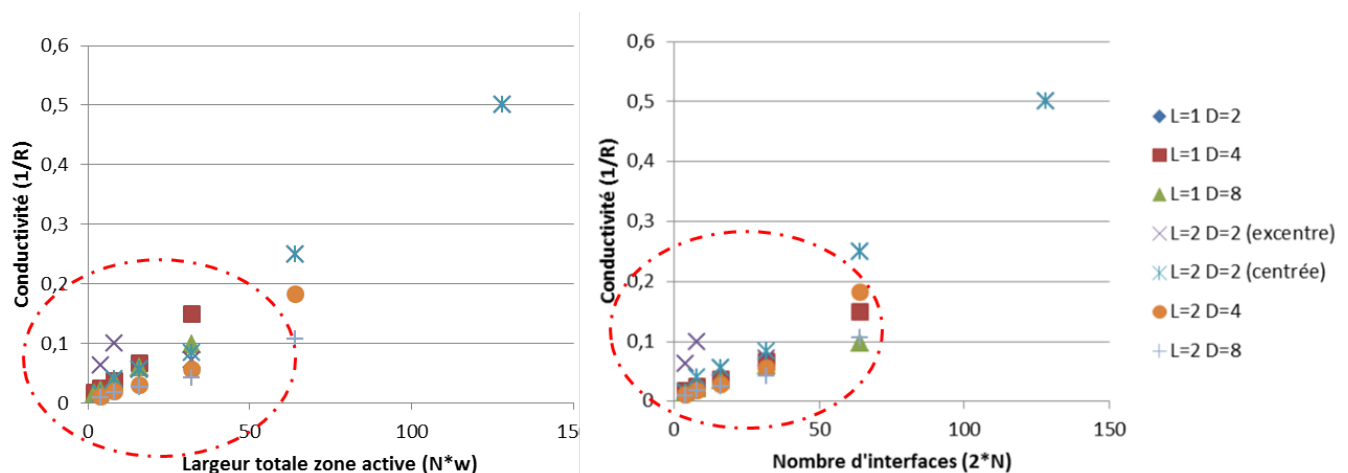


FIGURE 8.1 – Conductivité ($1/\text{résistance à } 0\text{V}$) des dispositifs en fonction de la largeur totale de zone active N^* (à gauche mesurée à 0V des dispositifs. En ordonnée : $1/R$)

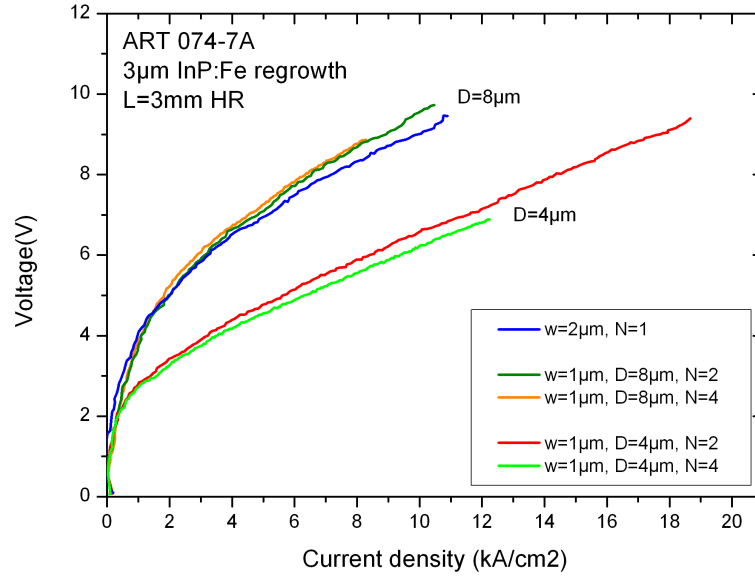


FIGURE 8.2 – Tension en fonction de la densité de courant pour différentes configurations de le μ SQCL. On remarque que l'espacement D entre les émetteurs une partie des périodes semblent court-circuitées.

8.2 I(V), P(I)

8.2.1 Recroissance $3\mu\text{m}$ (074-7A)

Les courants, tension et puissance ont été mesurés sur des bords optiques avec différentes alimentations. L'alimentation principale impulsionnelle n'ayant que 1.5A maximum de courant délivrable, les mesures sur grands émetteurs ($N > 2$) doivent être réalisées sur une alimentation à faible duty cycle, et faiblement matché en impédance, ce qui se traduit par une mesure médiocre de la tension. Concernant la mesure sur l'alimentation haute puissance, le faible rapport cyclique nous force à mesurer la puissance sur un détecteur rapide (fréquence de coupure 1Ghz), à très faible taux de collection. La mesure de la puissance en est donc altérée. La solution envisagée a été de mesurer la puissance totale en intégrant le champ lointain, dont

la valeur peut-être calibré par une valeur de laser référence, dont on connaît la puissance. Nous rappelons cependant que les lasers n'ayant pas une zone active optimisée pour fonctionner en continu, la puissance n'est donc pas une information capitale ici.

La figure 8.2 montre les résultats de caractérisation d'émetteurs de $w=1\mu\text{m}$ pour différents espacement D et nombre d'émetteurs N . Premièrement, on remarque que les espacements de $D=8\mu\text{m}$ montrent une injection similaire à l'émetteur unique de $w=2\mu\text{m}$, qui fait référence. Cependant, pour un espacement de $D=4\mu\text{m}$, l'injection est plus faible, avec de fortes fuites supplémentaires. Cela dévoile un impact de la morphologie de recroissance sur l'injection, où comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les espacements réduits montrent des effets de proximité. Cependant, aucune émission laser n'est mesurée, qui est validée par le fait qu'à cette longueur d'onde, le recouvrement est sous la barre des 10%.

La figure 8.3 représente les résultats de caractérisation de $N=1$ émetteur de $w=2\mu\text{m}$ de large (bleu), et de $N=4$ émetteurs de $w=2\mu\text{m}$ (mesuré sur l'alimentation haute puissance, 5kHz, et des largeurs d'impulsions de 100ns), espacés de $D=4\mu\text{m}$. L'émetteur large fait figure de référence, puisque la technologie double tranchée permet, grâce à la passivation des flancs, d'avoir des fuites quasi nulles. Concernant les μSQCL , le seuil a été fortement détérioré, entraînant des absorptions fortes, et à des pertes supplémentaires technologiques. En effet, on observe des fuites élevées sur les caractéristiques courant-tensions. Cependant, les puissances mesurées au champ lointain montrent un rapport de wall plug efficiency de 80%, comparé à l'émetteur unique.

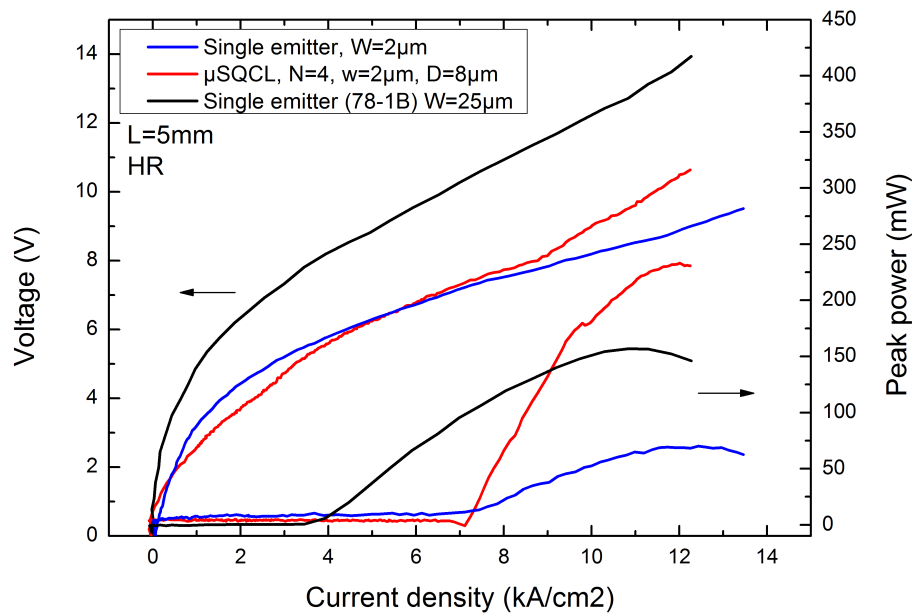


FIGURE 8.3 – Tension et puissance en fonction de la densité de courant. La surface d'injection est $N \cdot w$. En bleu : un émetteur de $2\mu\text{m}$, en rouge 4 émetteurs de $w=2\mu\text{m}$ (mesurés sur une alimentation différente), espacés de $D=8\mu\text{m}$. La courbe noire représente un émetteur de $W=25\mu\text{m}$, réalisé sur le même design de zone active, mais sur une technologie double tranchée.

8.2.2 Recroissance $4\mu\text{m}$ (074-7C)

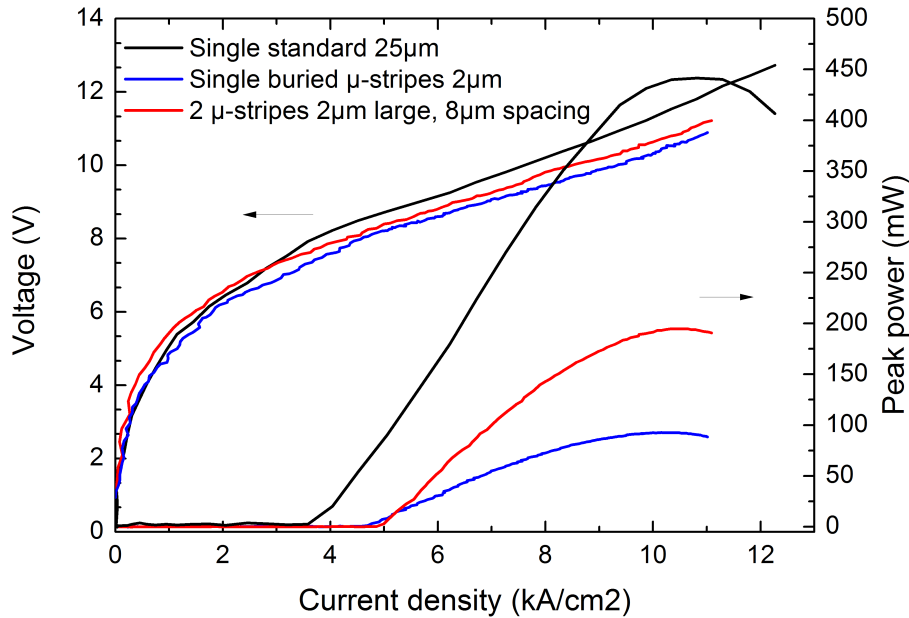


FIGURE 8.4 – Tension et puissance en fonction de la densité de courant. La surface d'injection est $N \cdot w$. En bleu : un émetteur de $2\mu\text{m}$, en rouge 4 émetteurs de $w=2\mu\text{m}$ (mesurés sur une alimentation différente), espacés de $D=8\mu\text{m}$. La courbe noire représente un émetteur de $W=25\mu\text{m}$, réalisé sur le même design de zone active, mais sur une technologie double tranchée.

Concernant les dispositifs avec $4\mu\text{m}$ de recroissance, les seuils ont été fortement réduits. (Fig. 8.4). De $3\mu\text{m}$ à $4\mu\text{m}$ de recroissance, le courant seuil est passé respectivement de 7.4 kA/cm^2 à 4.7 kA/cm^2 . Cette forte diminution peut venir du fait que la couche guidante supérieure subit moins de recouvrement optique, ce qui tend à réduire les pertes. Cependant, le manque d'information, notamment sur l'aspect de la morphologie de recroissance, ne permet pas de conclure sur cet aspect. Les photos montrées dans le chapitre précédent correspondant à une hauteur de $3\mu\text{m}$ sont difficiles à comparer aux structures à $4\mu\text{m}$, tant l'aspect peut varier d'un quart à l'autre. Une étude technologique sur ce sujet semble primor-

diale, au vu de ces résultats, montrant clairement une haute sensibilité du seuil aux aspect morphologiques de recroissances. Par ailleurs, le rapport d'efficacité semble toujours proche de 80%, ce qui est dès à présent une preuve d'une bonne homogénéité du mode optique, où l'ensemble des émetteurs semblent osciller dans le supermode.

8.3 Etude des seuils

Afin de pouvoir établir une dégradation des pertes par la technologie μ SQCL, nous devons étudier les seuils des laser.

Sur la figure 8.5, a été tracée la mesure expérimentale des seuils du laser ayant subi $4\mu\text{m}$ de recroissance (ART074-C), dans la configuration $D=8\mu\text{m}$. Comme nous l'avons vu sur les $I(V)$ et les mesures de résistances électriques, d'importantes fuites ont lieu, bien que réduites avec $4\mu\text{m}$ de recroissance. Nous avons donc retranché de ces seuils la valeurs des fuites (représentée par les cercles rouges), données par le rapport entre la tension seuil et la résistance électrique mesurée à 0V. Le comportement du seuil présente un régime de croissance non linéaire jusqu'à $N=8$ environ qui peut être expliqué par la croissance du recouvrement optique (que nous avons simulé dans la partie de modélisation). En revanche, à grand N , la courbe n'est pas convergente, mais est asymptotique sur une progression linéaire. Si l'on fait l'hypothèse que les modes ne soit pas complètement guides (leaky wave), cela pourrait entraîner des pertes supplémentaires. Or le nombre d'émetteurs tend à réduire l'indice effectif des modes, ce qui peut ainsi expliquer l'origine de pertes linéaires avec le nombre d'émetteurs.

Néanmoins, on rappelle que le recouvrement avec l'InP :Fe diminue avec le

nombre d'émetteur ce qui impliquerait une baisse des pertes par absorption de l'InP :Fe. Or aucune baisse n'est mesurée, ce qui tend à dire que la part de l'absorption du Fer est négligeable devant les autres pertes. Cela est confirmé par des mesures d'absorption dans [65], qui montrent que les coefficients sont inférieurs à 0.1 cm^{-1} .

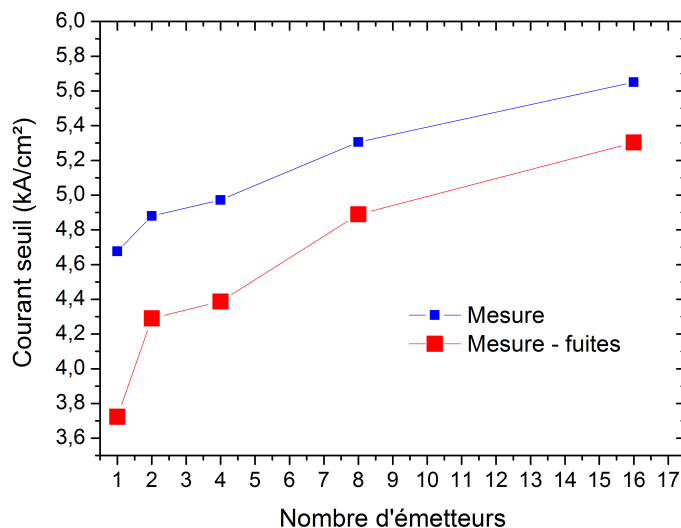


FIGURE 8.5 – Densité de courant seuil, en fonction du nombre d'émetteurs. En bleu : valeurs mesurées, en rouge les mesures retranchée des fuites, et en vert, la courbe de modélisation

8.4 Mesure des propriétés optiques

8.4.1 Étude du champ proche

Nous allons dès à présent analyser les caractéristiques optiques des émetteurs, à travers le comportement du champ lointain, et du champ proche. Pour cela, nous avons utilisé une camera QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector) qui permet d'imager avec une très haute résolution des émissions dans le moyen

infrarouge. De plus, la caméra possède un spectre d'absorption piqué autour de $8\ \mu\text{m}$, ce qui présente un avantage.

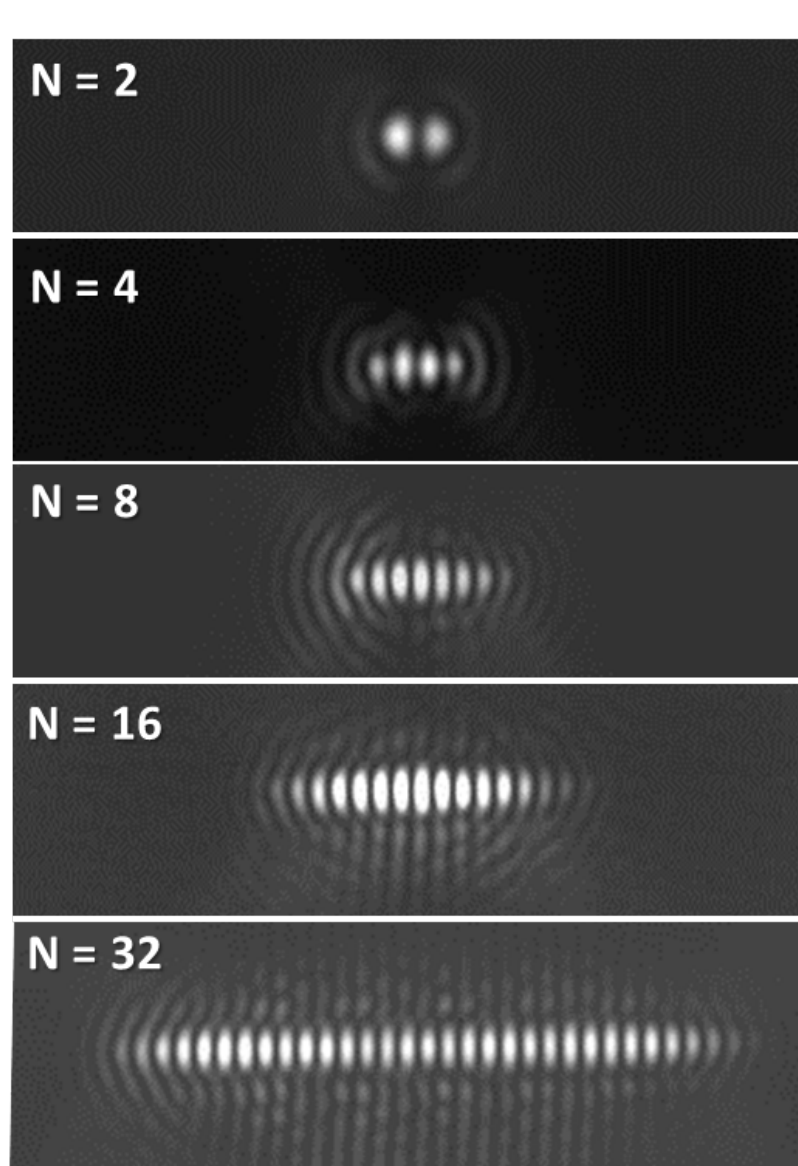


FIGURE 8.6 – Champ proche mesuré avec une caméra QWIP, de $N=2$ à 32 émetteurs de $w=2\ \mu\text{m}$, espacés de $D=8\ \mu\text{m}$, en émission laser.

Les émetteurs ont été mesurés à l'aide d'une lentille optique, permettant d'imager les facettes (de quelques centaines de μm de larges). La figure 8.6 montre $N=2$

à 32 émetteurs de $w=2\mu\text{m}$, espacés de $D=8\mu\text{m}$, au dessus du seuil, en impulsionnel. Les points brillants représentent le centre des émetteurs, et les anneaux circulaires en bordure représentent les lobes de diffraction à travers la lentille (fermeture du signal).

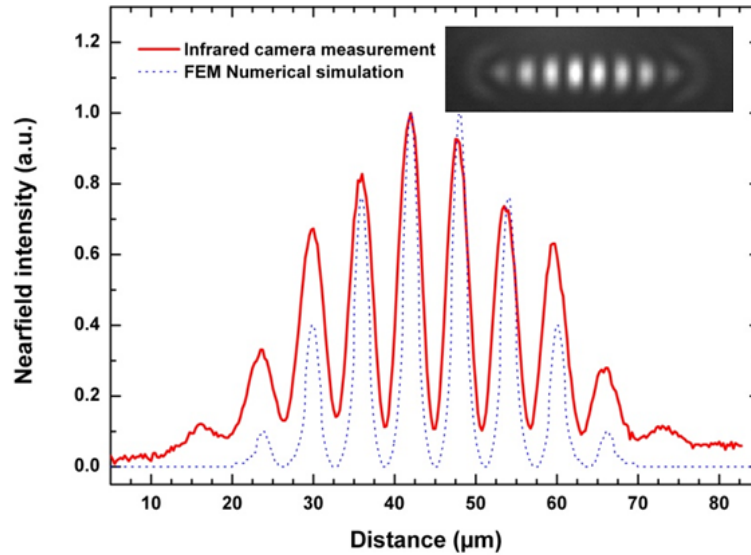


FIGURE 8.7 – Profil du champ proche mesuré avec la caméra QWIP, pour $N=8$, $D=4\mu\text{m}$. On note l'enveloppe modale, preuve de la cohérence.

On remarque que tous les émetteurs jusqu'au $N=16$ inclus émettent sur un supermode dont l'enveloppe semble présager soit le mode symétrique, soit le mode anti-symétrique. Seule une bonne résolution du nœud de champ entre les émetteurs permettrait de les discerner. Seul le laser de $N=32$ émetteurs semble montrer une enveloppe présentant un nœud au centre. Cela est la signature du mode $N-1$. Une mesure au champ lointain doit être réalisée afin de déterminer l'ordre du mode. Sur la figure 8.7 est représenté le profil du champ proche pour $N=8$, $D=4\mu\text{m}$ et $N=4$, $D=8\mu\text{m}$. On remarque la forme de l'enveloppe en cosinus, qui est une preuve de la cohérence optique. Cependant, la résolution entre les émetteurs étant limitée par

la caméra, la mesure en champ lointain permettra de définir précisément l'ordre du mode en émission. Cette cohérence peut-être étudiée en mesurant le profil du champ lointain, sous et au-dessus du seuil.

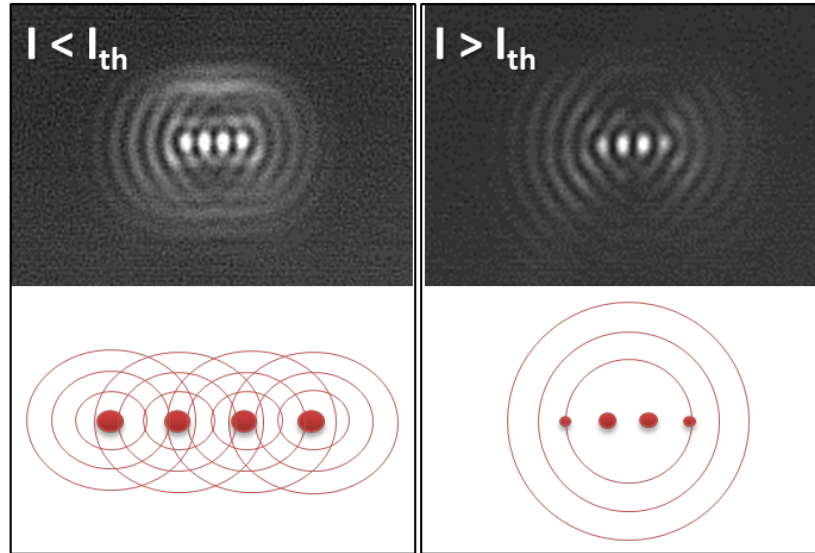


FIGURE 8.8 – Champ proche de $N=4$ émetteurs espacés de $8\mu\text{m}$. A gauche : Le courant est sous le seuil laser et l'émission est spontanée : Les émetteurs sont incohérents. A droite, le courant est au-dessus du seuil, et l'émission est stimulée. Les émetteurs sont cohérents. En bas sont représenté des schémas explicatifs des motifs de diffractions des différents régimes d'émission.

La figure 8.8 montre un μSQCL de $N=4$ émetteurs, espacés de $8\mu\text{m}$. A gauche le courant est sous le seuil laser et l'émission est spontanée : chaque photon émis de façon spontanée a sa propre phase, et les pertes sont trop élevées (devant le gain) pour avoir le temps de vie suffisant pour stimuler d'autres électrons et transmettre sa phase. Le temps de cohérence est donc très faible et les photons ne sont pas établis sur un supermode avec une phase fixe. Le motif de diffraction (schématisé en bas de la figure) est donc une sommation linéaire des intensités de champ, avec notamment un maximum d'intensité dans la zone centrée, au-dessus et en-dessous des émetteurs. On note par ailleurs que tous les émetteurs montrent

une intensité quasi-égale (pas d'enveloppe). Au-dessus du seuil, la population de photons est suffisante pour transmettre de façon stimulée une phase commune, d'un émetteur à l'autre. Le temps de cohérence est donc suffisamment grand devant le temps de vie pour que les photons oscillent sur un supermode. Le motif de l'émission cohérente présente donc des interférences constructives et destructives (la zone précédente de forte intensité est désormais une zone de champ nul). De plus, on note, contrairement à l'émission incohérente que les émetteurs montrent une enveloppe d'intensité.

8.4.2 Etude du champ lointain

La mesure du champ lointain est réalisée sur un axe circulaire, contrôlée par ordinateur, en utilisant un détecteur rapide placé sur une distance d'approximativement 10cm : la distance doit être assez grande pour ne pas saturer le détecteur, et avoir une bonne résolution angulaire, mais assez proche pour avoir un bon rapport signal à bruit. De plus, la vitesse doit être assez lente devant la vitesse d'acquisition, pour éviter des délais.

La figure 8.9 montre le résultat de mesure des champs lointains sur des émetteurs de $N=2$ à 16 émetteurs, avec $w=2\mu\text{m}$, et $D=4\mu\text{m}$. En haut (Fig. 8.9(a)) se trouve le résultat de la mesure expérimentale. En bas (b) est le calcul FEM, réalisé à $\lambda = 8.4\mu\text{m}$ en utilisant le mode anti-symétrique. Cela montre premièrement que l'émission laser se fait sur le supermode anti-symétrique. Cela conforte l'idée que ce mode présente le plus de gain grâce à un recouvrement sur la zone active supérieure. De plus, comme ce mode présente des nœuds de champ dans les régions inter-émetteurs (InP :Fe) qui sont des régions absorbantes, ce mode est donc privilégié

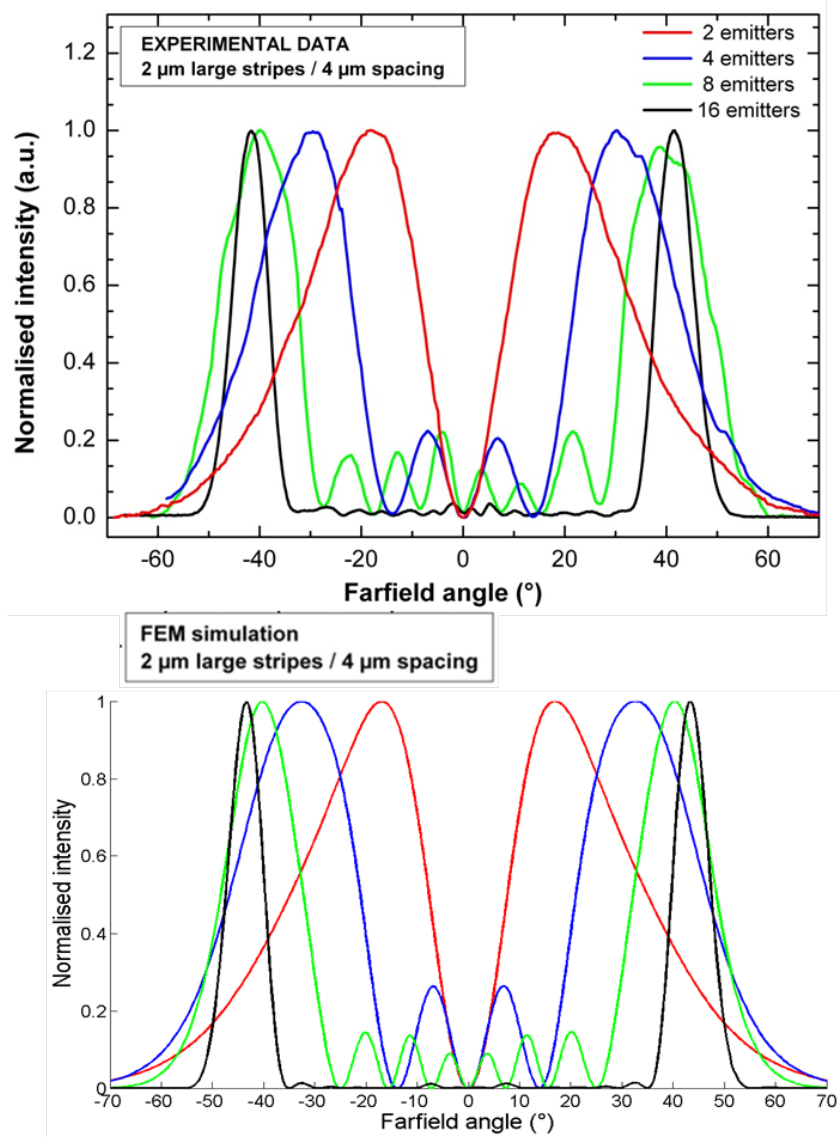


FIGURE 8.9 – Champ lointain de $N=2$ à 16 émetteurs, de $w=2\mu\text{m}$, et $D=4\mu\text{m}$. (a) Mesure expérimentale. (b) Simulation FEM, réalisée à partir du mode anti-symétrique, pour $\lambda = 8.4\mu\text{m}$.

devant les autres modes, comme nous l'avons décrit dans les chapitres précédents. Par ailleurs, les positions des lobes sont fidèlement reproduites, ce qui prouve que l'indice de la zone active est correctement calibré, et donc que le comportement optique de la zone active est correctement reproduit. Les lobes centraux sont liés au nombre fini du nombre d'émetteurs. Ils correspondent à l'extension spatiale finie des zone actives, et représentent donc la superpositions des lobes liés au sinus cardinaux de chaque lobe principal. Ce résultat montre que le supermode optique est correctement reproduit, et que les valeurs de recouvrements sont fidèles à l'expérience : le comportement optique des μ SQCL est bien établi sur un supermode cohérent donc les recouvrements calculés dans les chapitres précédents en fonction de D et N semblent valider l'expérience. Le modèle a donc été correctement choisi pour modéliser le comportement du laser. Cela montre que le laser est dans le domaine de validité du modèle.

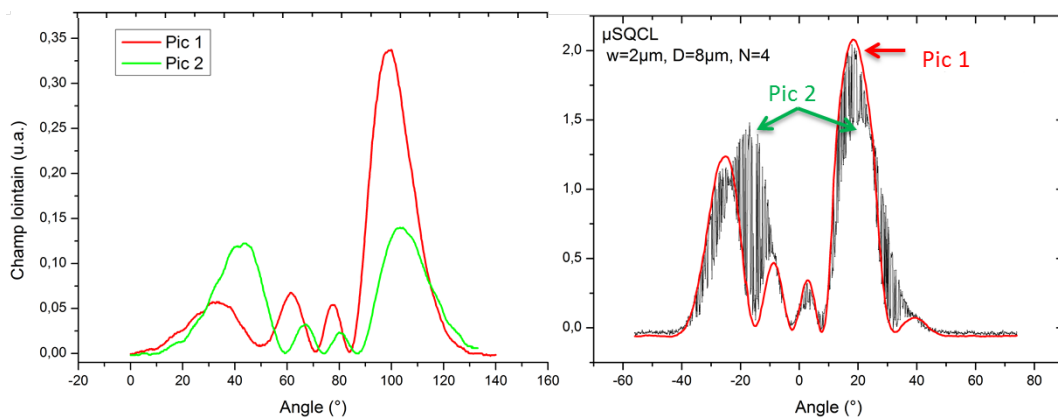


FIGURE 8.10 – Instabilité modale du champ lointain de la configuration $w=2 \mu m$, $D=4 \mu m$, $N=16$ émetteurs, en fonction du courant. A gauche, proche du seuil. A droite, loin du seuil (limite alimentation).

Afin d'étudier le comportement du mode au courant maximum, nous avons mesuré le champ lointain d'une diode clivée sur une longueur de $L=1$ mm, ce qui

permet de fonctionner sur une plage de courant accessible par l'alimentation. En effet, les inhomogénéités de gain [66] peuvent provoquer des couplages non linéaires entre les modes autour de la non homogénéité locale du gain, et rendre instable le champ lointain. Ce phénomène de couplage entre les modes latéraux a été analysé sur les ridges de grande taille, où la discrimination modale est réduite [67], [52].

La figure 8.10, montre le comportement du champ lointain de la configuration $w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, $N=4$ émetteurs des lasers ART-074-7A, qui ont subi $3\mu\text{m}$ de recroissance, et possédaient beaucoup de défauts technologiques. Dans le temps d'impulsion, le signal de détection a montré deux pics d'intensité distincts temporellement proches. Une mesure du champ lointain sur exclusivement chaque pic permet de représenter l'allure de chaque mode. La courbe rouge correspondant à l'un des pics, représente l'allure d'un supermode unique, anti-symétrique, caractérisé par ses deux lobes symétriques autour de l'axe $\theta = 0$. Cependant, le deuxième pic montre une allure caractérisée par une di-symétrie, qui est une signature d'un couplage entre les modes latéraux, à l'origine du phénomène du beam steering [51] [68].

La figure 8.11 montre le champ lointain de la configuration $w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, avec $N=16$ émetteurs, pour la plaque ART-074-7C, qui a montré de meilleures performances en terme de seuils. Cela permet d'étudier le comportement modal sur des dispositifs avec peu d'impuretés. Une stabilité modale a été obtenue sur toute la plage du courant, ce qui montre que le profil de courant dans les zones actives a été réduit à un niveau suffisamment homogène pour que le gain soit lui-même homogène. Dans le cas des μSQCL , l'homogénéité de courant est augmentée par rapport aux structures ridges non structurées, et donc l'homogénéité spatiale du gain dans chaque émetteur. Cela se caractérise par une grande stabilité

du champ lointain, sur un nombre élevé d'émetteurs. Or, comme nous l'avons dit, la discrimination modale se réduit avec le nombre d'émetteurs, si bien que le dispositif Fig. 8.11 représente la cas limite. Dans cette configuration, deux modes sont instables d'une impulsions a l'autre, et l'énergie va aleatoirement oscuiller d'un mode a l'autre.

Cette performance prouve que les μ SQCL représentent une solution pour résoudre les phénomène de beam-steering sur des grandes tailles de zones actives, et donc un argument fort en faveur des μ SQCLs pour obtenir des lasers de forte puissance, avec une bonne qualité de faisceau.

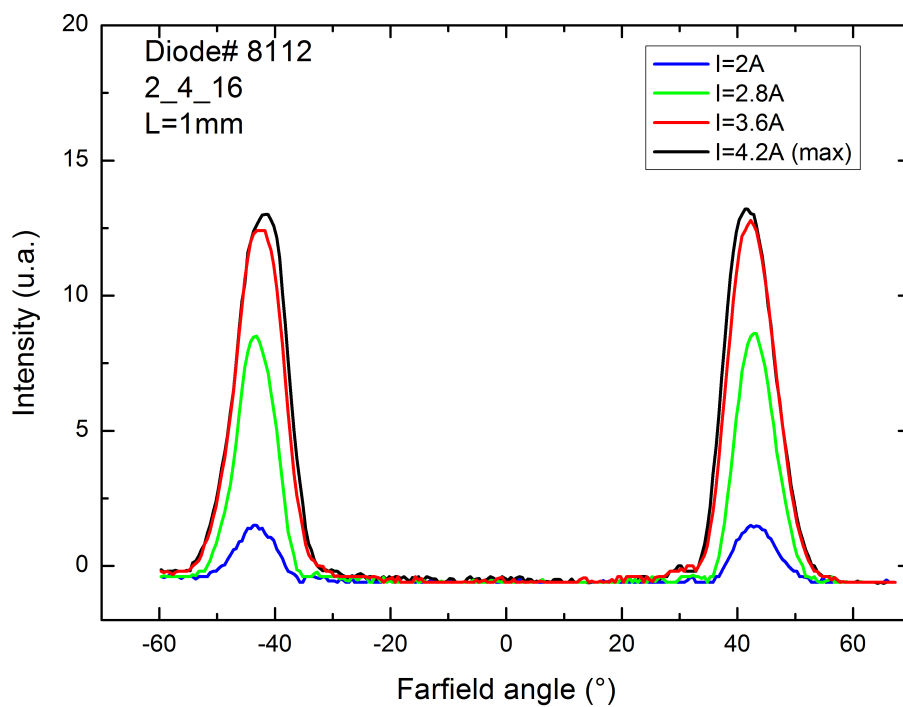


FIGURE 8.11 – Champ lointain de la configuration $w=2 \mu m$, $D=4 \mu m$, $N=16$ émetteurs, en fonction du courant. Une stabilité modale a été obtenue sur toute la plage du courant.

8.5 Mesure de la résistance thermique

Après avoir validé le comportement optique, il s'agit de conforter expérimentalement le comportement thermique prédit dans les chapitres précédents. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour mesurer la résistance thermique des lasers. Premièrement, la méthode la plus directe, et conventionnellement utilisée dans la communauté QCL, est de mesurer la dégradation du seuil, entre le régime impulsionnel (cavité à gradient thermique nul) et le seuil en régime continu (gradient thermique non nul). En connaissant le comportement des seuils en fonction de la température (mesure dite T_0 , pour différentes températures Peltier en régime impulsionnel), nous pouvons donc remonter à la température du laser en continu et, à partir de la puissance électrique, remonter à la résistance thermique (cf chapitres précédents). Cependant, les dessins de transports utilisés dans cette thèse ne permettent pas un fonctionnement en continu du laser. En effet, comme le montre la figure 8.12, une mesure de $T_0 \approx 125^\circ C$. Cette valeur, conjuguée aux fortes puissances électriques injectées (supérieures à la dizaine de watt) ne permet pas de faire laser en régime continu les μ SQCL, quelle que soit la réduction de R_{th} obtenue. Nous proposons une mesure alternative en exploitant uniquement les caractéristiques $I(V)$, en comparant les courbes en régime impulsionnel à différentes températures, et en faisant une mesure continue, limitée en courant pour éviter la dégradation du laser. La courbe continue, en chauffant, va croiser chaque courbe impulsionnelle lorsque la température "effective" de la zone active sera égale à celle de la courbe impulsionnelle. Ainsi, nous pouvons remonter, à partir d'une valeur de puissance CW à la température de la zone active.

La résistance thermique s'écrit dans ce cas :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{VCW \cdot ICW} = \frac{T_{impuls}^{intersect} - T_{Peltier}^{CW}}{VCW \cdot ICW} \quad (8.1)$$

où $T_{impuls}^{intersect}$ est la température Peltier de la courbe impulsionnel à l'intersection avec la courbe en régime continu. Cela donne une valeur de la résistance thermique R_{th} à chaque intersection, i.e. à chaque mesure en impulsionnelle aux différentes températures (Fig. 8.13). . Cette méthode n'est valide que lorsque l'intersection se fait avant le seuil laser, où le courant se comporte en $\exp(qV/kT)$, similairement à une diode.

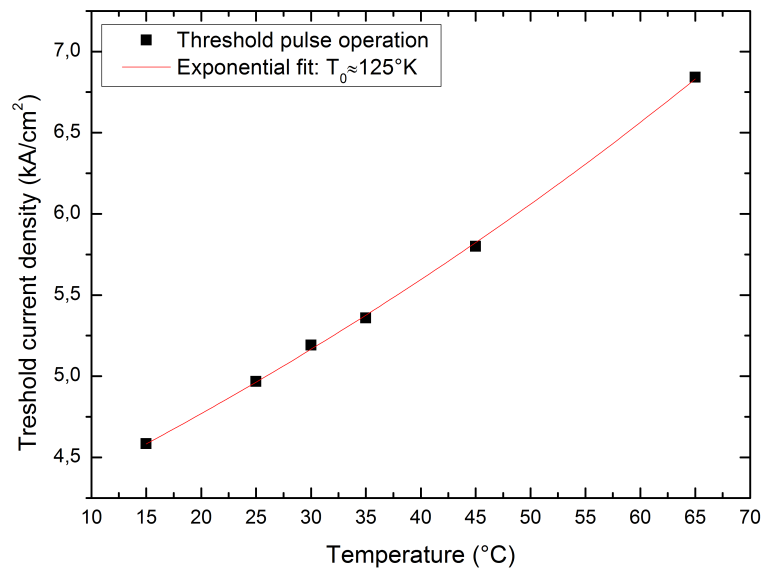


FIGURE 8.12 – Mesure T_0 d'un laser ridge unique $w=2\mu\text{m}$. En ordonnée, le seuil impulsionnel, en fonction de différentes températures Peltier. Un fit exponentiel permet de remonter à la température caractéristique T_0 du laser. Une valeur approximative de 125°C est mesurée.

La méthode montre une erreur de mesure comparable aux autres techniques de mesures (Méthode de la dégradation des seuil et du shift de la raie laser d'un DFB). De plus, cette méthode présente l'avantage d'éviter un fit numérique du T_0 . La seule source d'erreur provient des barres d'erreurs de la mesure du courant

et de la tension.

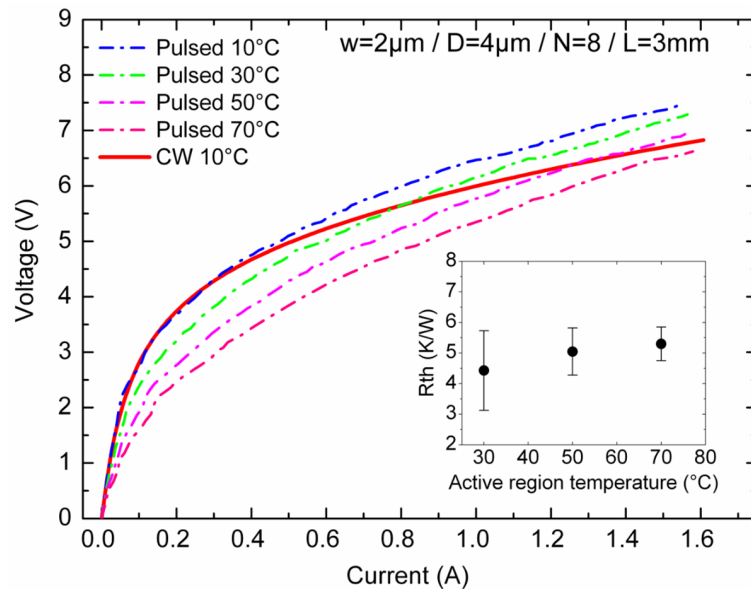


FIGURE 8.13 – Mesure $I(V)$ d'un μSQCL ($w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, $N=8$). Les courbes en pointillés représentent le régime impulsionnel (300ns, 100kHz) à différentes températures Peltier. La courbe rouge pleine représente la mesure en régime continu à une température Peltier de 10°C. Inset : Évaluation de R_{th} à chaque intersection.

Le résultat de l'étude thermique est représenté sur la courbe numérique modélisée dans le chapitre optique, sur lequel nous avons rajouté les mesures des R_{th} ainsi que leurs barres d'erreurs associées. Les différents symboles correspondent à différentes valeurs d'espacement D et de longueur de guides. Les courbes continues représentent le résultat de la simulation : la courbe rouge l'émetteur unique enterré, la bleue un μSQCL de $w=2\mu\text{m}$ et la verte $w=1\mu\text{m}$. Les points représentent les résultats expérimentaux, avec le même code couleur. L'inset de la figure représente le rapport des résistances thermiques de l'émetteur unique et du μSQCL de $w=2\mu\text{m}$ (bleu sur rouge), avec une embase d'AlN, et une embase diamant. L'étoile bleue correspond à un émetteur de $w=2\mu\text{m}$, $L=3\text{mm}$. Le triangle bleu correspond à de multiples émetteurs $w=2\mu\text{m}$, $D=8\mu\text{m}$, $L=3\text{mm}$. Le carré bleu correspond à

$w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, $L=3\text{mm}$. Enfin, le cercle bleu est $w=2\mu\text{m}$, $D=2\mu\text{m}$, $L=3\text{mm}$. Sur la courbe verte, les carrés correspondent à la configuration $w=1\mu\text{m}$ correspondant à $D=4\mu\text{m}$, $L=2\text{mm}$.

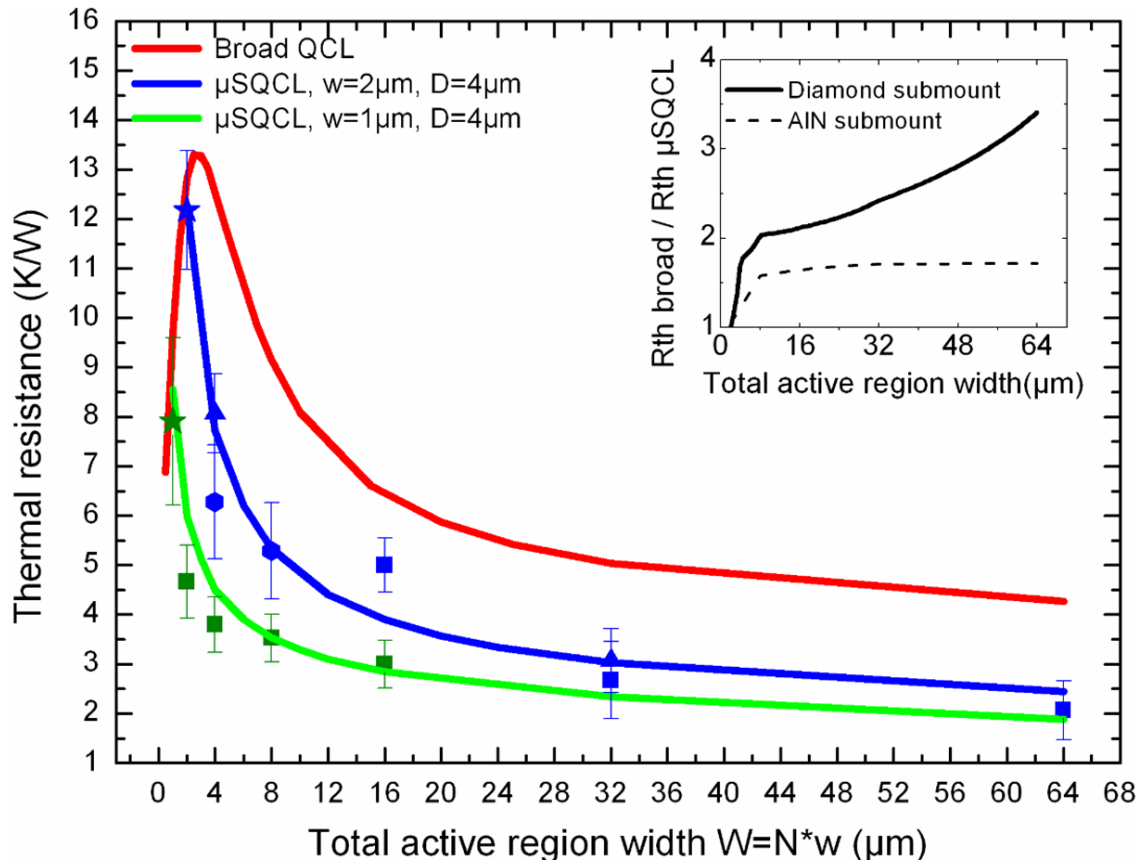


FIGURE 8.14 – Valeurs numériques et expérimentales de la résistance thermique des μSQCL , montés epi-side down sur embase d'AlN en fonction de la taille totale de zone active $W=N*w$. Les courbes continues représentent le résultat de la simulation : la courbe rouge l'émetteur unique enterré, la bleue un μSQCL de $w=2\mu\text{m}$ et la verte $w=1\mu\text{m}$. Les points représentent les résultats expérimentaux, avec le même code couleur. Inset : Rapport des résistances thermiques de l'émetteur unique et du μSQCL de $w=2\mu\text{m}$ (bleu sur rouge), avec une embase d'AlN, et une embase diamant. On ne montre pas les autres distance car $D=4$ est représentatif de $D=2 : 8$ comme montre au chapitre modélisation.

Les résultats expérimentaux sont fidèlement reproduits par le modèle de dissi-

pation introduit dans le chapitre de la modélisation thermique. Cela prouve que les μ SQCL permettent d'améliorer la dissipation thermique grâce à un régime d'extraction latérale, parallèlement aux couches d'épitaxie. L'injection dans les lasers ainsi que la puissance dissipée est correctement modélisée. Une résistance thermique record proche de 2K/W est mesurée pour N=32 émetteurs constituant une zone active de 64μ de large, régit par un régime de dissipation latérale. Pour ces valeurs de résistance thermique, la dissipation est telle que la résistance globale est dominée par la résistance de l'embase (incluant la brasure). On réalise donc la pertinence de changer d'embase pour ces configurations. Ces résultats constituent la première démonstration de laser refroidi par une dissipation à dominante latérale, et permettent d'envisager la création de lasers de grandes tailles à très forte dissipation.

8.6 Scénarios de puissance

Après avoir confirmé que le modèle optique et thermique reproduisait l'expérience de la structuration μ SQCL, nous sommes en mesure d'établir les performances des μ SQCL sur les zones actives qui établissent le record actuel des LCQs [32], en fonction de différents scénarios de pertes Fig. 8.15. Comme le processus technologique n'est pas le même, nous ne pouvons pas réutiliser les grandeurs ajustées sur le seuil. Nous avons donc directement introduit des pertes supplémentaires relatives aux pertes initiales du ruban unique. Nous avons modélisé les puissances sur la configuration $w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$, car elle représente la configuration qui a été démontrée technologiquement.

On observe que la puissance des μ SQCL reste supérieure à celle du ruban

unique non structuré pour des dégradations de pertes guides inférieures à 100%.

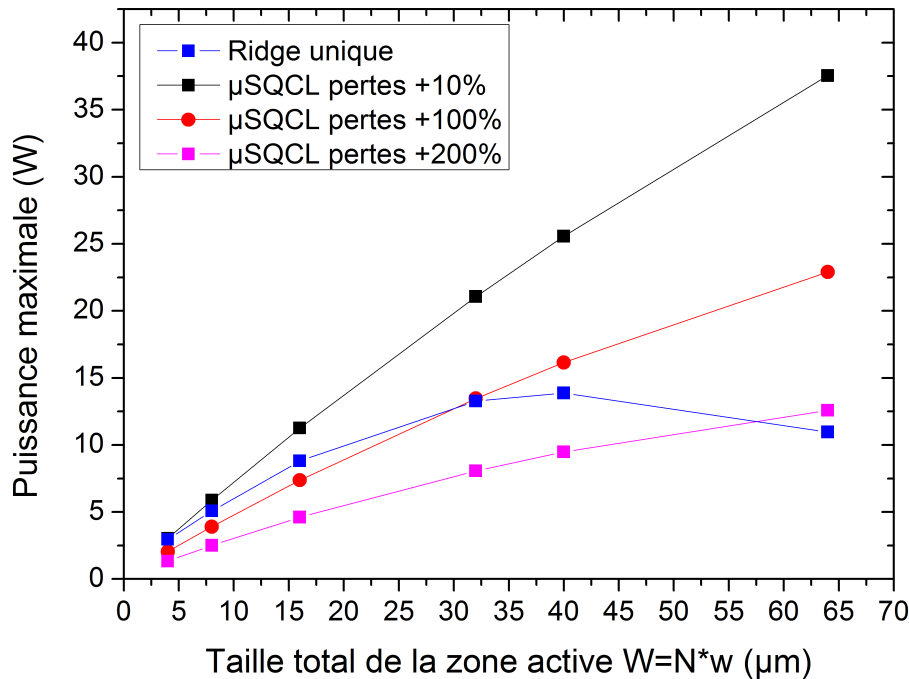


FIGURE 8.15 – Modélisation de la puissance maximale en continu à $4.6\mu\text{m}$ sur embase diamant, pour $L=5\text{mm}$, en fonction de la taille totale de zone active $W=N*w$. En bleu, le ruban unique, non structuré. En noir, μSQCL dans la configuration $w=2\mu\text{m}$, $D=4\mu\text{m}$ avec 10% de pertes guides supplémentaires, en rouge 100% et en mauve 200%.

8.7 Conclusion

En conclusion, de très faibles résistances thermiques ont été mesurées expérimentalement sur μSQCL , à 2 K / W . L'impact de l'espacement, la largeur, et le nombre d'émetteurs sur le comportement thermique survenant dans μSQCL a été étudiée expérimentalement et a validé les règles de conception dans le choix des dimensions fixé par la modélisation. L'ensemble des comportements expérimentaux optique et thermique sont validés par la modélisation, ce qui prouve que les valeurs

du recouvrement optique et les résistances thermiques sont celles escomptées. Ces résultats permettent de concevoir des lasers de très grandes tailles avec de fortes puissances émission, grâce à une extraction thermique élevée avec une qualité du faisceau stable et monomode, bien que bi-lobé.

Conclusion

Cette thèse apporte une solution aux problèmes thermiques et optiques des lasers à cascade quantique larges : Les forts échauffements diminuent le seuil ainsi que l'efficacité différentielle du laser, ce qui dégrade les performances. De plus, les grandes tailles de rubans montrent une instabilité multi-modale qui dégrade la qualité de faisceau.

Dans la première partie, nous avons décrit le principe de fonctionnement des lasers à cascade quantique et illustré la problématique de la thèse avec l'état de l'art des performances à $\lambda = 4.6\mu m$. Nous avons montré que les températures caractéristiques T_0 sont assez élevées pour augmenter le courant dans les structures, mais dont les tailles sont limitées par la stabilité modale.

Dans la deuxième partie, nous avons abordé le travail de modélisation des dispositifs μ SQCL. La simulation optique nous a permis de décrire le comportement du supermode dans les émetteurs couplés par ondes évanescentes à $\lambda = 4.6\mu m$. Les propriétés telles que le recouvrement modal ainsi que sa robustesse ont été calculées en fonction des géométries du réseau. Nous avons montré numériquement que la robustesse de l'enveloppe est donnée par la constante de couplage, qui dépend du nombre et de la distance entre les émetteurs. Cela met en évidence la possibilité d'obtenir 32 émetteurs cohérents et stables devant les incertitudes technologiques

en utilisant des espacements de $2\mu m$, pour des tailles de $1\mu m$. Par ailleurs, l'utilisation de ces sources à grandes extension spatiale permet de réduire la divergence du faisceau. L'étude thermique a permis de modéliser la dissipation thermique des μ SQCL. Les calculs ont mis en évidence deux régimes de dissipation : un régime d'extraction perpendiculaire aux couches d'épitaxie, qui est le schéma de dissipation des rubans larges, et un régime de dissipation latéral, parallèle aux couches, qui tire profit d'une meilleure conductivité thermique de la zone active. Cela définit une taille maximale que doivent avoir les émetteurs du réseau μ SQCL afin d'avoir un régime d'extraction dominé par une extraction latérale. Cette taille limite W_M dépend du rapport d'anisotropie de la conductivité thermique de la zone active, et de sa hauteur et est calculée pour $W_M = 3.3\mu m$. De plus, nous avons montré qualitativement que l'utilisation d'émetteurs fins permettait de réduire l'inhomogénéité du courant dans la zone active, ce qui réduirait les effets de hole burning. Grâce à la bonne conductivité de l'InP :Fe, le cross talk thermique s'avère être inférieur à 5%, rendant l'élévation de température peu sensible à la variations du nombre d'émetteurs. Cela permet de réduire la résistance thermique avec le nombre d'émetteurs, pour une puissance électrique augmentant linéairement avec N. Enfin, une modélisation effective du comportement laser a permis d'englober l'ensemble des propriétés optique et thermique calculées précédemment, ce qui a permis de projeter des puissances supérieures à la dizaine de watts, avec une émission stable, et monomode sur un supermode cohérent.

La troisième partie a été consacrée à la mise en œuvre expérimentale des μ SQCL. Nous avons démontré la faisabilité de fabrication des émetteurs en suivant une approche technologique où la recroissance de la couche guidante supérieure est réalisée après la gravure des émetteurs et de la reprise InP :Fe. Cela a permis d'évi-

ter les phénomènes de cavités d'air se formant entre les émetteurs, qui nuiraient au couplage optique et à la dissipation thermique. Une parfaite homogénéité de la morphologie de l'InP :Fe sans effet de proximité a été obtenue pour des espacements supérieurs à $4\mu\text{m}$ pour les largeurs de 1 et $2\mu\text{m}$. La fabrication de pointes inter-digitées pour le filtrage modal a également été réalisée sous lithographie UV. La gravure sèche a permis de graver de façon verticale et sans défaut le bout des pointes. La recroissance InP :Fe s'est correctement déroulée, malgré la différence de marche du fond de gravure due à la variation de l'espacement des flancs induite par les pointes. Cependant, le dopage de la reprise d'épitaxie de la couche guidante supérieure a été deux fois supérieure à la valeur prévue. Malgré tout, cette étude démontre la faisabilité technologique de telles structures en pointes.

Nous avons mesuré les caractéristiques électriques, optiques et thermiques des réseaux μSQCL . Premièrement, nous avons mis en évidence l'injection électrique des émetteurs. Nous avons établi l'impact de la morphologie de recroissance sur l'injection électrique, où les hauteurs recrus de $4\mu\text{m}$ permettent une injection avec peu de fuites en comparaison avec l'émetteur unique qui fait référence. La caractérisation optique, avec une caméra QWIP du champ proche, ainsi que la mesure des champs lointains ont montré que les réseaux de μSQCL jusqu'à $N=32$ émetteurs étaient en phase sur un supermode, dont les champs lointains ont été correctement reproduit par le modèle numérique. De plus, la mesure du champ lointain de 16 émetteurs s'avère être robuste avec le courant injecté, et ce jusqu'au courant maximum. Enfin, des résistances thermiques records de 2 K/W ont été mesurées sur les lasers. Ces résistances thermiques sont parfaitement reproduites par la modélisation, montrant que la dissipation de la chaleur est dominée par une extraction dans le plan des couches.

Ces mesures constituent la première démonstration expérimentale d'émetteurs LCQ couplés monolithiquement par ondes évanescentes, avec une dissipation thermique améliorée. Ces émetteurs autorisent des puissances d'émission supérieures à 10W en continu, avec un faisceau stable et une divergence réduite.

Liste des tableaux

Bibliographie

- [1] T. Elder and J. Strong. The infrared transmission of atmospheric windows. *Journal of the Franklin Institute*, 255(3) :189–208, 1953.
- [2] J. Wagner, N. Schulz, B. Rösener, M. Rattunde, Q. Yang, F. Fuchs, C. Manz, W. Bronner, C. Mann, K. Köhler, et al. Infrared semiconductor lasers for dircm applications. In *Proc. SPIE*, volume 7115, page 71150A, 2008.
- [3] J. Wagner, S. Hugger, B. Rösener, F. Fuchs, M. Rattunde, Q. Yang, W. Bronner, R. Aidam, K. Köhler, M. Raab, et al. Infrared semiconductor laser modules for dircm applications. In *Proc. SPIE*, volume 7483, page 74830F, 2009.
- [4] H.D. Tholl, J. Wagner, M. Rattunde, S. Hugger, and F. Fuchs. Mid-infrared semiconductor lasers for power projection and sensing. In *Security+ Defence*, pages 78360Q–78360Q. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [5] F. Wei. Recent development of dircm technique. *INFRARED TECHNOLOGY*, page 01, 1997.
- [6] H.D. Tholl and J. Wagner. Defense & security mid-ir semiconductor lasers for power projection and sensing.
- [7] A. Sijan. Development of military lasers for optical countermeasures in the mid-ir. In *Proc. of SPIE Vol*, volume 7483, pages 748304–1, 2009.

-
- [8] F. Tittel, D. Richter, and A. Fried. Mid-infrared laser applications in spectroscopy. *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, pages 458–529, 2003.
- [9] G. Maisons, P.G. Carbajo, M. Carras, and D. Romanini. Optical-feedback cavity-enhanced absorption spectroscopy with a quantum cascade laser. *Optics letters*, 35(21) :3607–3609, 2010.
- [10] E.B. Takeuchi, T. Rayner, M. Weida, S. Crivello, and T. Day. Standoff detection of explosives and chemical agents using broadly tuned external-cavity quantum cascade lasers (ec-qcls). In *Proc. of SPIE*, volume 6741, 2007.
- [11] A. Mukherjee, S. Von der Porten, and C.K.N. Patel. Standoff detection of explosive substances at distances of up to 150 m. *Applied optics*, 49(11) :2072–2078, 2010.
- [12] F. Fuchs, S. Hugger, M. Kinzer, R. Aidam, W. Bronner, R. Lösch, Q. Yang, K. Degreif, and F. Schnürer. Imaging standoff detection of explosives using widely tunable midinfrared quantum cascade lasers. *Optical Engineering*, 49(11) :111127–111127, 2010.
- [13] C.W. Van Neste, M.E. Morales-Rodriguez, L.R. Senesac, T.G. Thundat, et al. Standoff spectroscopy using a conditioned target, December 20 2011. US Patent 8,080,796.
- [14] C.W. Van Neste, L.R. Senesac, and T. Thundat. Standoff photoacoustic spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 92(23) :234102–234102, 2008.
- [15] R.W. Waynant, I.K. Ilev, and I. Gannot. Mid-infrared laser applications in medicine and biology. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 359(1780) :635–644, 2001.

- [16] J.T. Walsh and J.P. Cummings. Effect of the dynamic optical properties of water on midinfrared laser ablation. *Lasers in surgery and medicine*, 15(3) :295–305, 2005.
- [17] B. Guo, Y. Wang, C. Peng, H. Zhang, G. Luo, H. Le, C. Gmachl, D. Sivco, M. Peabody, and A. Cho. Laser-based mid-infrared reflectance imaging of biological tissues. *Optics Express*, 12(1) :208–219, 2004.
- [18] R. A. Suris R. Kazarinov. Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. *Soviet Physic Semiconductor*, pages 707–709, 1972.
- [19] LL Chang, L. Esaki, and R. Tsu. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. *Applied Physics Letters*, 24(12) :593–595, 1974.
- [20] L. Esaki and LL Chang. New transport phenomenon in a semiconductor" superlattice". *Physical Review Letters*, 33(8) :495–498, 1974.
- [21] R. Tsu and G. Döhler. Hopping conduction in a" superlattice". *Physical Review B*, 12(2) :680, 1975.
- [22] R. Dingle, W. Wiegmann, and C.H. Henry. Quantum states of confined carriers in very thin $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures. *Physical Review Letters*, 33(14) :827–830, 1974.
- [23] AY Cho. Film deposition by molecular-beam techniques. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 8(5) :S31–S38, 1971.
- [24] MB Panish. Molecular beam epitaxy. *Science*, 208(4446) :916–922, 1980.
- [25] D. Sivco C. Sirtori A. Hutchinson A. Cho J. Faist, F. Capasso. Quantum cascade lase. *Science*, 264(5158) :553–556, 1994.

-
- [26] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini, and H. Melchior. Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature. *Science*, 295(5553) :301–305, 2002.
- [27] A. Evans, SR Darvish, S. Slivken, J. Nguyen, Y. Bai, and M. Razeghi. Buried heterostructure quantum cascade lasers with high continuous-wave wall plug efficiency. *Applied Physics Letters*, 91(7) :071101–071101, 2007.
- [28] S. Slivken, A. Evans, W. Zhang, and M. Razeghi. High-power, continuous-operation intersubband laser for wavelengths greater than $10\mu\text{m}$. *Applied physics letters*, 90(15) :151115–151115, 2007.
- [29] Y. Bai, S. Slivken, SR Darvish, and M. Razeghi. Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with 12.5% wall plug efficiency. *Applied Physics Letters*, 93(2) :021103–021103, 2008.
- [30] L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hoffer, M. Loncar, M. Troccoli, and F. Capasso. High-power quantum cascade lasers grown by low-pressure metal organic vapor-phase epitaxy operating in continuous wave above 400K . *Applied physics letters*, 88(20) :201115–201115, 2006.
- [31] L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hoffer, M. Loncar, M. Troccoli, and F. Capasso. High-temperature continuous wave operation of strain-balanced quantum cascade lasers grown by metal organic vapor-phase epitaxy. *Applied physics letters*, 89(8) :081101–081101, 2006.
- [32] Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Slivken, and M. Razeghi. Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency. *Applied Physics Letters*, 98(18) :181102–181102, 2011.

-
- [33] Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, E. Selcuk, S. Slivken, and M. Razeghi. Highly temperature insensitive quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 97(25) :251104–251104, 2010.
- [34] A. Yariv. *Quantum electronics*, 1989.
- [35] E.R. Weber, R.K. Willardson, HC Liu, and F. Capasso. *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Device Applications : Physics and Device Applications*, volume 1. Academic press, 1999.
- [36] B.K. Ridley. *Quantum processes in semiconductors*”,. Clarendon Press, Oxford, 1988.
- [37] F. Toor, D.L. Sivco, H.E. Liu, and C.F. Gmachl. Effect of waveguide sidewall roughness on the threshold current density and slope efficiency of quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 93(3) :031104–031104, 2008.
- [38] T. Aellen, M. Beck, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist, and E. Gini. Doping in quantum cascade lasers. i. inalaš-ingaas/inp midinfrared devices. *Journal of applied physics*, 100(4) :043101–043101, 2006.
- [39] D. Botez and L.J. Mawst. Phase-locked laser arrays revisited. *Circuits and Devices Magazine, IEEE*, 12(6) :25–32, 1996.
- [40] DR Scifres, RD Burnham, and W. Streifer. Phase-locked semiconductor laser array. *Applied Physics Letters*, 33(12) :1015–1017, 1978.
- [41] E. Kapon, Z. Rav-Noy, S. Margalit, and A. Yariv. Phase-locked arrays of buried-ridge inp/ingaasp diode lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, 4(7) :919–925, 1986.

- [42] DF Welch, D. Scifres, P. Cross, H. Kung, W. Streifer, RD Burnham, and J. Yaeli. High-power (575 mw) single-lobed emission from a phased-array laser. *Electronics Letters*, 21(14) :603–605, 1985.
- [43] LJ Mawst, D. Botez, and TJ Roth. High-power, diffraction-limited-beam operation from diode-laser phase-locked arrays operating in coupled first-order modes. *Applied physics letters*, 53(14) :1236–1238, 1988.
- [44] N. Kaneno, T. Kadowaki, J. Ohsawa, T. Aoyagi, S. Hinata, K. Ikeda, and W. Susaki. Phased array of algaas multistriple index-guided lasers. *Electronics Letters*, 21(18) :780–781, 1985.
- [45] G.R. Hadley, J.P. Hohimer, and A. Owyong. Comprehensive modeling of diode arrays and broad-area devices with applications to lateral index tailoring. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24(11) :2138–2152, 1988.
- [46] DE Ackley and RWH Engelmann. High-power leaky mode multiple-stripe laser. In *Electron Devices Meeting, 1980 International*, volume 26, pages 362–365. IEEE, 1980.
- [47] D. Botez, L. Mawst, P. Hayashida, G. Peterson, and TJ Roth. High-power, diffraction-limited-beam operation from phase-locked diode-laser arrays of closely spaced “leaky” waveguides (antiguide). *Applied physics letters*, 53(6) :464–466, 1988.
- [48] D. Welch, W. Streifer, P. Cross, and D. Scifres. Y-junction semiconductor laser arrays : Part ii—experiments. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 23(6) :752–756, 1987.
- [49] DF Welch, PS Cross, DR Scifres, W. Streifer, and RD Burnham. High-power (cw) in-phase locked “y” coupled laser arrays. *Applied physics letters*,

- 49(24) :1632–1634, 1986.
- [50] WJ Fader and GE Palma. Normal modes of n coupled lasers. *Optics letters*, 10(8) :381–383, 1985.
- [51] Q. Yang, M. Kinzer, F. Fuchs, S. Hugger, B. Hinkov, W. Bronner, R. Lösch, R. Aidam, and J. Wagner. Beam steering and lateral hole burning in mid-infrared quantum-cascade lasers. *physica status solidi (c)*, 9(2) :302–305, 2012.
- [52] A. Gordon, C.Y. Wang, L. Diehl, FX Kärtner, A. Belyanin, D. Bour, S. Corzine, G. Höfler, HC Liu, H. Schneider, et al. Multimode regimes in quantum cascade lasers : From coherent instabilities to spatial hole burning. *Physical Review A*, 77(5) :053804, 2008.
- [53] D. Botez. High-power monolithic phase-locked arrays of antiguided semiconductor diode lasers. In *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, volume 139, pages 14–23. IET, 1992.
- [54] Anne-Cécile Marie. *Détermination de la Surface Equivalente Radar d'une cible à partir d'un Modèle de Mesures Multistatistiques en Champ Proche Exploitant les Matrices de Répartitions du Système de Mesure*. PhD thesis, Université Cergy-Pontoise, France, mars 2008.
- [55] V.R. Shteeman, I. Nusinsky, E. Kapon, and A.A. Hardy. Analysis of photonic crystals with defects using coupled-mode theory. *JOSA B*, 26(6) :1248–1255, 2009.
- [56] H. Pier and E. Kapon. Photon localization in lattices of coupled vertical-cavity surface-emitting lasers with dimensionalities between one and two. *Optics letters*, 22(8) :546–548, 1997.

-
- [57] D. Boiko, G. Guerrero, and E. Kapon. Polarization bloch waves in photonic crystals based on vertical cavity surface emitting laser arrays. *Optics Express*, 12(12) :2597–2602, 2004.
- [58] ET Swartz and RO Pohl. Thermal boundary resistance. *Reviews of Modern Physics*, 61(3) :605, 1989.
- [59] M. Szymański. Calculation of the cross-plane thermal conductivity of a quantum cascade laser active region. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(8) :085101, 2011.
- [60] G. Scamarcio, V. Spagnolo, and MS Vitiello. Temperature dependence of thermal conductivity and boundary resistance in thz quantum cascade lasers. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(2) :431–435, 2008.
- [61] B. Yang and G. Chen. Partially coherent phonon heat conduction in superlattices. *Physical Review B*, 67(19) :195311, 2003.
- [62] S. Tamura, Y. Tanaka, and H.J. Maris. Phonon group velocity and thermal conduction in superlattices. *Physical Review B*, 60(4) :2627, 1999.
- [63] A. Lops, V. Spagnolo, and G. Scamarcio. Thermal modeling of gainas/ alinas quantum cascade lasers. *Journal of applied physics*, 100 :043109, 2006.
- [64] J. Faist. Wallplug efficiency of quantum cascade lasers : Critical parameters and fundamental limits. *Applied physics letters*, 90(25) :253512–253512, 2007.
- [65] R. Fornari and J. Kumar. Infrared absorption spectra in bulk fe-doped inp. *Applied physics letters*, 56(7) :638–640, 1990.

- [66] K.L. Chen and S. Wang. Spatial hole burning problems in evanescently coupled semiconductor laser arrays. *Applied Physics Letters*, 47(6) :555–557, 1985.
- [67] C.Y. Wang, L. Diehl, A. Gordon, C. Jirauschek, FX Kärtner, A. Belyanin, D. Bour, S. Corzine, G. Höfler, M. Troccoli, et al. Coherent instabilities in a semiconductor laser with fast gain recovery. *Physical review A*, 75(3) :031802, 2007.
- [68] W.W. Bewley, J.R. Lindle, C.S. Kim, I. Vurgaftman, J.R. Meyer, A.J. Evans, J.S. Yu, S. Slivken, and M. Razeghi. Beam steering in high-power cw quantum-cascade lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 41(6) :833–841, 2005.
- [69] D. Botez. Array-mode far-field patterns for phase-locked diode-laser array : Coupled-mode theory versus simple diffraction theory. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 21(11) :1752–1755, 1985.
- [70] A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 9(9) :919–933, 1973.
- [71] A. Hardy and W. Streifer. Coupled mode theory of parallel waveguides. *Light-wave Technology, Journal of*, 3(5) :1135–1146, 1985.
- [72] E. Kapon. The supermode structure of phase-locked diode laser arrays with variable channel spacing. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 23(1) :89–93, 1987.
- [73] V.R. Shteeman, I. Nusinsky, E. Kapon, and A.A. Hardy. Extension of coupled mode analysis to infinite photonic superlattices. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 44(9) :826–833, 2008.

- [74] E. Kapon, J. Katz, and A. Yariv. Supermode analysis of phase-locked arrays of semiconductor lasers. *Optics letters*, 9(4) :125–127, 1984.

List of publications

Publications as first author :

1. **G. M. de Naurois**, M. Carras, B. Simozrag, O. Patard, F. Alexandre, and X. Marcadet, “Coherent quantum cascade laser micro-stripe arrays”, AIP Advances, **1**, 032165 (2011)
2. **G. M. de Naurois**, M. Carras, B. Simozrag, F. Alexandre, and X. Marcadet, “32 emitters quantum cascade laser phased array”, Proc. SPIE 8277, 82771T (2012)
3. **G. M. de Naurois**, M. Carras, G. Maisons, and X. Marcadet, “Effect of emitter number on quantum cascade laser monolithic phased array”, Optics Letters, **37**, 425-427 (2012)
4. **G. M. de Naurois**, B. Simozrag, G. Maisons, V. Trinite, F. Alexandre, and M. Carras, “High thermal performance of μ -stripes quantum cascade laser”, Applied Physics Letters, 041113 (2012).

Other publication

X. Marcadet*, M. Carras, G. Maisons, **G.M. de Naurois** et B. Simozrag, “Les lasers à cascade quantique : l'accès au moyen infrarouge”, Photoniques **54**, 54-57 (2011)

Industrial patent:

“Laser semiconducteur optimisé”, French Patent (2012)

Optical filter made of inter-digitated tapered waveguides. Optimize a laser array to obtain unidirectional beam from the fundamental order.