

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : physique

Lasers à cascade quantique à plasmons de surface et leurs applications aux cristaux photoniques

Présenté par Michaël Bahriz
pour l'obtention du grade de :
Docteur de l'Université Paris Sud

Thèse soutenue le 14 mai 2008 devant le jury composé de :

Stefano BARBIERI
Alexei BARANOV
Cristiano CIUTI
Raffaele COLOMBELLI
François JULIEN
Jean-François LAMPIN

Examinateur
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Président du jury
Examinateur

À mes parents pour leurs soutiens et leurs encouragements.

Remerciements

Je voudrais remercier tout d'abord l'ensemble de mon jury de thèse. Cristiano Ciuti et Alexei Baranov, je vous remercie d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Je remercie aussi Stefano Barbieri et Jean-François Lampin d'avoir manifesté leur intérêt pour mon travail de thèse en acceptant de participer à mon jury.

Je remercie François Julien de m'avoir accueilli dans son équipe, OptoGaN. Après mon DEA, j'ai décidé de faire une thèse sur les lasers à cascade quantique, alors forcément mon directeur de thèse était italien, merci beaucoup Raffaele Colombelli pour ton encadrement au cours des ces trois années. J'ai tout particulièrement apprécié ta force de travail qui est un véritable moteur pour ton équipe (*may the force be with you and your research*). J'ai néanmoins un gros regret à exprimer, à tes côtés j'ai surtout progressé en anglais, mais pas du tout en italien, *come mai* ?

Comment ne pas remercier l'ensemble des epitaxieurs qui nous ont fourni d'excellentes croissances de semiconducteur ? Les résultats que j'ai obtenus au cours de ma thèse sont un peu les vôtres. Je remercie donc Andrey B. Krysa, John Roberts et Luke Wilson de l'université de Sheffiled, Alexei Baranov et Rolland Teisier de l'université de Montpellier et Isabelle Sagnes du LPN.

Au court de ma thèse, j'ai eu la chance de pouvoir travailler un mois au California Institute of Technology dans l'équipe d'Oskar Painter, que je remercie pour son accueil. Orion Crisafulli et Raviv Perahia, travailler avec vous fut très enrichissant aussi bien sur le plan personnel que scientifique.

Je remercie aussi Paul-Arthur Lemoine et Yannick de Wilde de l'ESPCI avec qui j'ai été très content de pouvoir travailler pour la réalisation des images SNOM de nos dispositifs.

Une pensée toute particulière pour les personnes qui ont partagé mon quotidien tout au long de ces trois années de thèse. À commencer par les membres de notre petite équipe d'OptoGaN,

REMERCIEMENTS

mon laboratoire d'accueil. J'exprime toute ma sympathie à Elias Warde avec qui j'ai partagé mon bureau lors de la rédaction du manuscrit. Virginie Moreau qui est aussi douée pour l'empathie que pour le travail en salle blanche et le bavardage, comment ne pas apprécier travailler avec elle ? Yannick Chassagneux, personne ne peut nier tes qualités scientifiques, et c'est pour cette raison qu'il est très enrichissant de travailler à tes côtés. Laurent Nevou aussi indissociable de Yannick que le 16 et le 64. Sans toi l'ambiance à OptoGaN n'aurait pas été la même, surtout au moment des élections présidentielles. Maria Tchernycheva surtout ne change rien, tes qualités humaines et scientifiques feront de toi, j'en suis sûr, une excellente directrice de thèse pour ne pas dire d'équipe. Nasrin Essner, tu n'as malheureusement pas eu l'occasion de terminer ta thèse, je te souhaite bonne chance et bon courage pour ton nouveau travail. Si vous voulez éviter de vous faire remarquer en TD de méca-stat, ne parlez pas à Adrien Michon de "Phaunom". Ça m'a vraiment fait plaisir de te retrouver lors de ma dernière année de thèse. De même pour les derniers arrivants Houssaine Machhadani, Adel Bousseksou, Jean-René Coudevylle, Gangyi Xu, Nathalie Isac, je regrette de ne pas avoir pu passer plus de temps en votre compagnie. Adel bonne chance pour la suite, dans tous les cas Anis peut être fier de toi.

Et oui, la thèse n'est pas toujours un long fleuve tranquille, et c'est lors de ces moments que l'on apprécie d'avoir quelqu'un qui vous soutient. Je profite donc de cette petite tirade pour exprimer toute mon affection à Laetitia Doyennette. Je te remercie de m'avoir accompagné et encouragé tout au long de ma thèse.

Après mes collègues de bureau, je souhaite saluer mes collègues de salle blanche. Sébastien Lani, Sébastien Brault, Olivier Garel, sans vous le travail en salle blanche aurait été beaucoup plus ennuyeux. Et un clin d'oeil tout particulier à Olivier, maintenant que tu as raccroché tes patins de patinage artistique on va pouvoir se la faire cette partie de hockey. Je remercie aussi l'ensemble des techniciens de la salle blanche d'Orsay, et plus précisément José Palomo le "maître du métal " et Sylvain David le " maître du nitrure ".

Camarades de l'équipe de NAEL, ce n'est pas que nous avions un goût prononcé pour le jardinage, mais nous avons beaucoup parlé de carottes. Julien Houel arrête de jalouser Martine. Ton tour viendra aussi, et je suis sûr que tu atteindras ton but. Nawaz Burokur, merci pour la recette de ton thé, car désormais mon thé est bien meilleur que le tien. Boubacar Kante (Tichit), je te dirais simplement rendez-vous à l'Académie royale des sciences de Suède. Fatma Outay et Elika Saidi ne changez rien vous êtes géniales.

REMERCIEMENTS

Amis du mercredi et du jeudi soir, je ne vous oublie pas non plus. Jules Grucker et Mathieu Melich, on a vécu ensemble l'aventure de la thèse. " Quand nous en serons au temps des cerises et gai rossignol et merle moqueur seront tous en fête, les belles auront la folie en tête. (...) C'est de ce temps-là que je garde au coeur. (...) J'aimerais toujours le temps des cerises.". Merci pour toutes ces folles soirées parisiennes.

Je finis par les meilleurs, les amis de toujours. Laetitia Doyennette, Mathieu Chaillat, Corentin Chinsky, Yann Guevel, Séverine Duretz et Annie Forte. Vous tenez et tiendrez toujours une place importante dans ma vie.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	13
1 Les lasers à cascade quantique	17
1.1 Introduction	17
1.2 Ingénierie du laser à cascade quantique	19
1.2.1 Niveaux d'énergie d'une hétérostructure	19
1.2.2 Gain des transitions intersousbandes	24
1.2.3 L'inversion de population	27
1.2.4 La région active	29
1.2.5 L'injecteur	34
1.3 Résonateurs des lasers à cascade quantique	38
1.3.1 Les pertes optiques	39
1.3.2 Le guidage diélectrique	42
1.3.3 Le guidage par plasmon de surface	43
1.3.4 Le guide métal-métal	50
2 Fabrication des lasers à cascade quantique	53
2.1 Les étapes technologiques	53
2.1.1 Nettoyage	53
2.1.2 Gravure	54
2.1.3 Dépôt et ouverture de la couche de passivation électrique	56
2.1.4 Dépôt des contacts électriques	57
2.1.5 Montage	60

TABLE DES MATIÈRES

3 LCQ utilisant un guide à plasmons de surface	61
3.1 Motivations	61
3.2 Pertes dans les guides à plasmons de surface	62
3.3 Le banc de mesure	64
3.3.1 Mesures électriques	64
3.3.2 Mesures optiques	66
3.4 Lasers à plasmons de surface	68
3.4.1 Croissance utilisée pour les lasers à plasmons de surface	68
3.4.2 Lasers à plasmons de surface avec un contact titane/or et titane/argent .	69
3.5 Mesure des pertes par la méthode du $1/L$	74
3.6 Mesure des pertes par la méthode des sections	77
3.6.1 Principe de la mesure de gain et des pertes par la méthode des sections .	77
3.6.2 Résultats de la méthode des sections sur un laser à guidage diélectrique	79
3.6.3 Résultats de la méthode des sections sur un laser à guidage par plasmon	82
3.6.4 Mesure de l'absorption sans tension appliquée au laser	88
3.6.5 Simulation numérique de la méthode des sections	89
3.7 Passivation des contacts argent par encapsulation	90
3.8 Conclusion	94
4 Cristal photonique	95
4.1 Introduction	95
4.2 Structure de bandes des cristaux photoniques	96
4.2.1 Réseau direct et réseau réciproque	97
4.2.2 Equation aux valeurs propres	99
4.2.3 La méthode des ondes planes	102
4.3 Etude 2D du réseau nid d'abeille (<i>honeycomb</i>)	105
4.3.1 Présence d'un gap TM	105
4.3.2 Le réseau nid d'abeille	110
4.3.3 Réalisation d'une micro-cavité pour les LCQ	115
4.4 Etude 3D du réseau nid d'abeille	119
4.4.1 La méthode FDTD	119
4.4.2 Application aux LCQ émettant dans le moyen infrarouge	121

TABLE DES MATIÈRES

4.4.3	Application aux LCQ émettant dans le THz	126
4.5	Mesures expérimentales des lasers à cristal photonique	134
4.5.1	Lasers moyen infrarouge	134
4.5.2	Lasers THz	136
4.6	Conclusion	138
Conclusions et perspectives		139

Introduction

Tout au long de ma thèse, je me suis intéressé à l'étude du confinement optique dans les lasers à cascade quantique (LCQ). Depuis leur invention en 1994 aux Bell-Labs, les performances des lasers à cascade quantique n'ont cessé de progresser aussi bien en termes de puissance émise que de température maximale de fonctionnement. La gamme de longueurs d'onde offerte par les lasers à cascade quantique s'est aussi beaucoup élargie, elle couvre de nos jours le moyen infrarouge entre 3 et 24 μm et le THz entre 60 et 250 μm . Les longueurs d'onde proposées par les LCQ sont généralement difficilement atteignables par d'autres techniques. C'est donc tout naturellement que les applications des lasers à cascade quantique se sont tournées vers la détection et la spectroscopie. Une partie importante de mon travail de thèse a pour but de permettre le développement de ces applications. La détection et la spectroscopie nécessitant des sources monomodes et parfois même une émission par la surface, je me suis intéressé aux guides à plasmons de surface. Couplés avec un réseau DFB (*Distributed feed back*) en surface, ces guides permettent une émission par la surface et monomode. L'avantage principal de cette technologie est la simplicité de fabrication des dispositifs, puisqu'il est possible d'implémenter un réseau DFB par la seule structuration du métal à la surface. L'autre moyen d'obtenir une émission verticale et monomode est d'utiliser la technologie des cristaux photoniques. Dans ce cas aussi, l'utilisation des guides à plasmons de surface est un avantage du point de vue technologique. Ces guides simplifient la fabrication des cristaux photoniques puisque la gravure nécessaire à la fabrication des cristaux photoniques n'est que de 4 μm contre 8 à 10 μm avec les guides traditionnels. Une part importante de mon travail de thèse consiste d'ailleurs à élaborer théoriquement des micro-cavités laser à cristal photonique pour les lasers moyen infrarouge et THz. Les applications permises par le développement des cristaux photoniques sont elles aussi très nombreuses puisqu'ils autorisent une miniaturisation accrue des dispositifs lasers. Ils donnent lieu à une émission par la surface et monomode, et ils permettent en outre de confiner la lumière dans de

très petits volumes. Le cœur de mon travail de thèse a donc été le développement des techniques de caractérisation et l'optimisation des performances des guides à plasmons de surface. À ce travail expérimental, s'est greffé un travail plus théorique sur les cristaux photoniques, qui sont des applications directes des guides à plasmons de surface.

Le premier chapitre de mon manuscrit est consacré à la présentation des lasers à cascade quantique et des guides optiques qui leur sont associés. Je commencerai par présenter les spécificités des transitions intersousbandes mises en jeux dans les lasers, et les modèles qui leur sont associés. À partir de ces équations, je déduirai l'expression du gain et du seuil des lasers à cascade. Je présenterai ensuite les différents dessins de région active couramment utilisés dans les lasers moyen infrarouge et THz, en mettant l'accent sur les améliorations mises en place au fil du temps pour augmenter les performances des lasers. Je finirai ce premier chapitre en présentant les guides optiques les plus couramment utilisés dans les lasers à cascade quantique, en décrivant plus particulièrement les guides à plasmons de surface, et en discutant les avantages et les inconvénients de ces guides. J'expliquerai aussi pourquoi les guides à plasmons de surface et les guides diélectriques ne sont pas adaptés aux lasers THz, ce qui me donnera l'occasion de présenter le guide simple-métal et le guide métal-métal spécifiquement développés pour les lasers THz.

Le deuxième et troisième chapitre présenteront l'ensemble de mon travail expérimental sur les guides à plasmons de surfaces. Dans un premier temps, je décrirai au sein du deuxième chapitre les différentes techniques de fabrication que j'ai utilisées. Tandis que le troisième chapitre sera consacré à l'étude des guides à plasmons de surface. Les premiers guides à plasmons de surface fabriqués ne présentaient pas de bonnes performances, à cause des pertes importantes générées par ce guide. Je me suis donc attaché dans un premier temps à réduire les pertes de ces guides. Le moyen le plus efficace d'y parvenir était de jouer sur le type de métal utilisé pour confiner la lumière. En étudiant les propriétés de différents métaux, j'ai montré que l'argent était un excellent candidat. Les seuils obtenus avec les lasers utilisant un contact argent sont bien en dessous de ceux utilisant un contact or, et la température maximale de fonctionnement est supérieure à 300 K contre 260 K pour les lasers utilisant un contact or. Dans l'idée de quantifier les améliorations apportées par l'utilisation de l'argent, je me suis intéressé aux différentes techniques permettant de mesurer les pertes des guides à plasmons de surface. Les techniques habituellement utilisées pour les guides diélectriques n'étant pas adaptées, j'ai développé une

technique de mesure sur les lasers multi-sections afin de remonter aux pertes des guides à plasmons de surface. L'ensemble des résultats obtenus avec les guides argent ainsi que la démarche que j'ai suivie pour l'étude de la méthode des multi-sections seront exposés dans ce troisième chapitre.

Le quatrième et dernier chapitre est consacré à une des applications directes des guides à plasmons de surface précédemment développés, les cristaux photoniques. L'objectif de ce chapitre est double. Le premier est d'établir une structure de cristal photonique permettant la réalisation d'une micro-cavité à cristal photonique pour un laser à cascade quantique. Le second objectif est d'adapter ce cristal à des structures réelles pour le moyen infrarouge et THz. Ce cristal photonique doit posséder un gap TM, la lumière émise par les LCQ étant polarisée TM. Il doit aussi avoir une structure connectée pour permettre le pompage électrique. Dans ce but, je discuterai l'origine du gap TM dans les cristaux photoniques, et je présenterai le réseau nid d'abeille qui possède un gap TM et une structure connectée. J'étudierai ensuite plus en détail la structure de bande et les modes de défauts de ce réseau à partir d'une méthode bidimensionnelle utilisant une approche par ondes planes. J'utiliserai ensuite ces résultats pour étudier l'implémentation de ce cristal photonique à l'aide d'un code FDTD tridimensionnel sur des structures réelles moyen infrarouge et THz. Plus spécifiquement, je mettrai en évidence pour la première fois qu'avec les guides métal-métal THz, il est possible d'implémenter un cristal photonique par la seule structuration du métal à la surface. Ce résultat ouvre la voie au développement des sources lasers THz à cristal photonique.

Chapitre 1

Les lasers à cascade quantique

1.1 Introduction

Les Lasers à Cascade Quantique (LCQ) sont des lasers à injection électrique épitaxiés à partir de matériaux semiconducteurs. Le premier LCQ fonctionnant à $\lambda \simeq 4,2 \mu m$ fut réalisé en 1994 aux Bell-Labs aux États Unis [Faist1994]. Le premier laser THz, plus compliqué à concevoir à cause d'une énergie de photon plus petite que celle du phonon optique ($4,4 \text{ THz} \Rightarrow 68 \mu m$) ne fut démontré qu'en Octobre 2001 par Köhler et al. à la *Scuola Normale Superiore* à Pise [Kohler2002]. Depuis, des progrès constants ont été réalisés. L'émission des LCQ couvre désormais une large gamme de longueur d'onde dans le moyen infrarouge ($3 \mu m \leq \lambda \leq 24 \mu m$) [Faist1998, Colombelli2001] et dans le THz ($60 \mu m \leq \lambda \leq 250 \mu m$) [Walther2007]. La figure 1.1 présente l'état de l'art des LCQ, avec pour chaque longueur d'onde d'émission la température maximale de fonctionnement enregistrée.

L'originalité des LCQ est d'utiliser les transitions intersousbandes dans les hétérostructures de semiconducteur. La longueur d'onde d'émission du laser n'est pas déterminée par le gap du matériau semiconducteur, comme pour les lasers interbandes, mais par une astucieuse ingénierie quantique des niveaux électroniques dans les puits quantiques. Le LCQ est issu de l'ingénierie quantique. Grâce à une succession de couches de semiconducteur formant des hétérostructures, les électrons sont confinés spatialement dans le plan des couches de semiconducteur, et leur énergie est quantifiée formant ainsi les niveaux discrets des puits quantiques. La différence d'énergie entre les niveaux discrets des puits quantiques n'étant déterminée que par l'épaisseur des barrières et des puits, il est possible de fixer à priori la longueur d'onde d'une transition

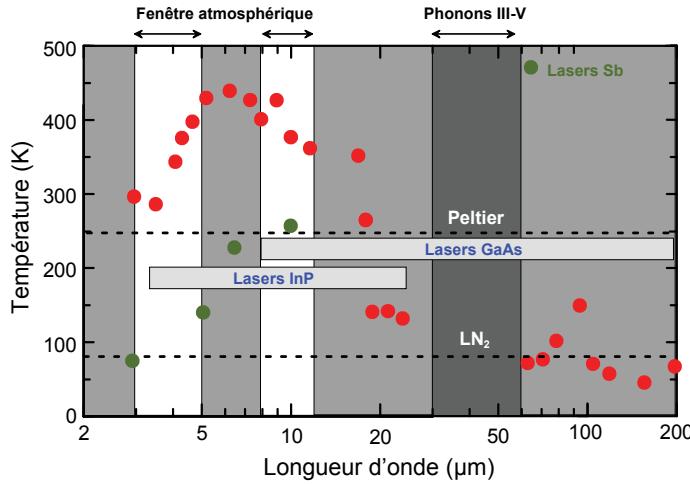


FIG. 1.1: État de l'art des LCQ, le graphique ci-dessus présente la température maximale de fonctionnement atteint en régime pulsé en fonction de la longueur d'onde d'émission du laser.

optique dans les puits quantiques.

Depuis 1994, les performances des LCQ n'ont cessé d'être optimisées. Le premier laser capable de fonctionner en régime continu à température ambiante fut réalisé en 2002 par Beck et al. [Beck2002]. La longueur d'onde d'émission était de $9,1 \mu m$, à $298 K$ et la puissance de sortie était comprise entre 10 et $20 mW$. Les dispositifs actuels peuvent émettre plus de $100 mW$ en régime continu, à température ambiante et sur une plage de longueurs d'onde comprises entre $4,8$ et $9,5 \mu m$ [Evans2004, Yu2004, Yu2006]. La plus haute température de fonctionnement rapportée actuellement est de $470 K$ en régime pulsé [Ulbrich2001]. La grande majorité de ces lasers à cascade est réalisée à partir d'un empilement de couches d' $InGaAs/AlInAs$ accordées en maille sur InP . En effet, ces matériaux se sont avérés être nettement plus performants que les hétérostructures $GaAs/AlGaAs$, en partie grâce à leur discontinuité de potentiel (ou *offset*) plus important (Tab. 1.1).

Pour atteindre la fenêtre atmosphérique des $3 - 5 \mu m$, voire les très petites longueurs d'onde $\lambda < 3 \mu m$, l'intérêt de la communauté des LCQ s'est porté sur les hétérostructures avec un important offset en bande de conduction tel que l' $InGaAs/AlAsSb$ sur substrat d' InP [Revin2004a, Yang2005, Yang2006a, Yang2006b, Yang2007]. La frontière des $3 \mu m$ a été franchie avec une structure $InGaAs/AlAsSb$ sur substrat d' InP pouvant fonctionner à $300 K$ [Revin2007], mais aussi avec une structure d' $InGaAs/AlInAs$ qui ne pouvait pas dépasser les $150 K$ [Semtsiv2007]. La barrière des $3 \mu m$ de longueur d'onde fut franchie par Devenson et al. à partir d'une croissance d' $InAs/AlSb$ sur substrat d' $InAs$ [Devenson2007].

D'autres matériaux tels que *SiGe/Si* sont aussi explorés [Dehlinger2000, Diehl2002]. La perspective de réaliser des lasers pouvant fonctionner aux longueurs d'onde télécom $\sim 1,3 - 1,55 \mu\text{m}$ pousse à étudier des matériaux avec un très grand offset de bande tel que l'*AlGaN/GaN* [Iizuka2000, Gmachl2001, Heber2002].

Matériaux puits/barrière	Substrat	Masse effective du puits (m_0)	Masse effective de la barrière (m_0)	Offset en BC (meV)
<i>GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As</i>	<i>GaAs</i>	0,067	0,1046	390
<i>In_{0,53}Ga_{0,47}As/Al_{0,48}In_{0,52}As</i>	<i>InP</i>	0,0427	0,076	520
<i>In_{0,53}Ga_{0,47}As/AlAs_{0,56}Sb_{0,44}</i>	<i>InP</i>	0,0427	0,125	1600
<i>InAs/AlSb</i>	<i>InAs ou GaSb</i>	0,027	0,12	2100

TAB. 1.1: Valeur de la discontinuité en bande de conduction (BC) et de la masse effective de l'électron dans les différents matériaux utilisés pour la fabrication de LCQ.

Le développement des lasers THz fut beaucoup plus complexe, à cause de la difficulté d'obtenir une inversion de population avec une transition optique aussi faible en énergie, et la nécessité de développer des guides optiques sans substrat dopé. Actuellement, le record de température est de *169 K* en pulsé et *117 K* en continu avec une puissance de *250 mW* pour le régime pulsé et *130 mW* pour le continu [Williams2005].

1.2 Ingénierie du laser à cascade quantique

1.2.1 Niveaux d'énergie d'une hétérostructure

Modèle simple des niveaux d'énergie

Contrairement aux transitions optiques interbandes résultant d'une recombinaison entre un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence, les transitions intersous-bandes se font entre deux niveaux de la bande de conduction ou de valence. Ces deux niveaux sont les états liés d'un puits quantique obtenu en intercalant une couche de semiconducteur entre deux couches d'un autre semiconducteur possédant un plus grand gap. Cette juxtaposition de matériaux est plus communément appelée hétérostructure (Fig. 1.2). La manière la plus simple de décrire le confinement est de considérer l'électron dans un puits entre deux murs de

potentiel infini. L'électron peut alors prendre différentes énergies quantifiées E_n , définies pour une impulsion nulle $k = 0$.

$$E_n = \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{eff}L_w^2} \right) n^2$$

où m_{eff} est la masse effective de l'électron dans le matériau semiconducteur constituant le puits quantique, L_w la largeur du puits et n un entier. La différence d'énergie entre les états discrets du puits quantique dépend de la largeur L_w du puits, plus il sera large plus les niveaux seront rapprochés. Dans l'espace des k ces niveaux d'énergie prennent la forme de bande parabolique représentée sur la figure (1.2).

$$E_{n,n-1} = E_n - E_{n-1} = \left(\frac{3\hbar^2 \pi^2}{2m_{eff}L_w^2} \right)$$

Cette propriété fournit aux lasers à cascade quantique une grande flexibilité en terme de longueur d'onde d'émission.

Les transitions intersousbandes se produisant entre deux bandes de conduction ou de valence, toutes les énergies des transitions entre ces deux bandes seront très proches les unes des autres. Il en résulte que la transition optique sera très piquée (Fig. 1.2), et son profil de raie aura la même allure que celle d'une transition atomique. Le dipôle de la transition optique des transitions intersousbandes étant orienté selon l'axe de croissance la lumière émise est perpendiculaire au plan des couches (polarisation TM : *Transverse Magnétique*).

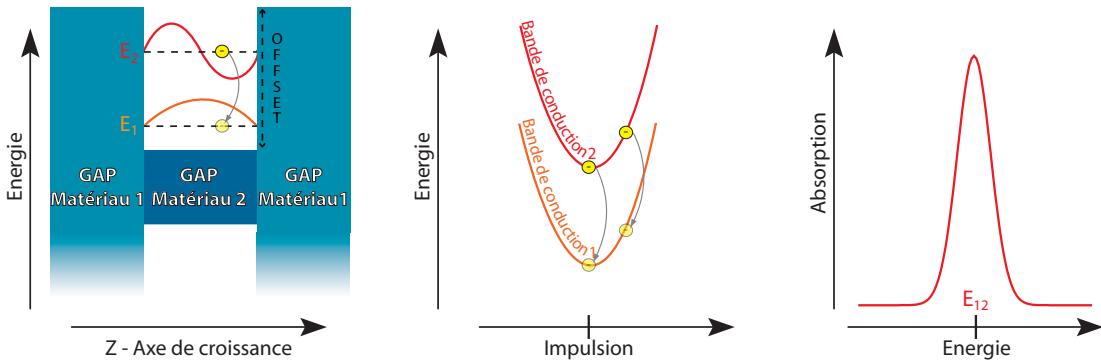
Les transitions intersousbandes ont comme propriété d'être plus rapides que les transitions interbandes (pour le moyen infrarouge $\tau_{ISB} \simeq ps$ et $\tau_{IB} \sim ns$). La raison principale tient à la durée de vie très courte des électrons dans les sous-bandes excitées, car ceux-ci communiquent très rapidement leur énergie au cristal en émettant des phonons. Les dispositifs intersousbandes pourront donc plus facilement fonctionner à des fréquences de modulation très élevées. Par contre, ce temps très faible aura un effet néfaste sur le seuil des lasers intersousbandes. Les lasers interbandes dans le moyen infrarouge ont un seuil de l'ordre de $J_{th} \sim 10A/cm^2$ contre $J_{th} \sim 1 kA/cm^2$ pour les LCQ [These-Bengloan] (Eq. 1.7 page 26).

La fonction enveloppe

Dans l'approximation de la fonction enveloppe la fonction d'onde de l'électron s'écrit :

$$\psi(\vec{r}) = \psi_n(\vec{r})u_{n,\vec{k}}(\vec{r})$$

Transition intersousbande



Transition interbande

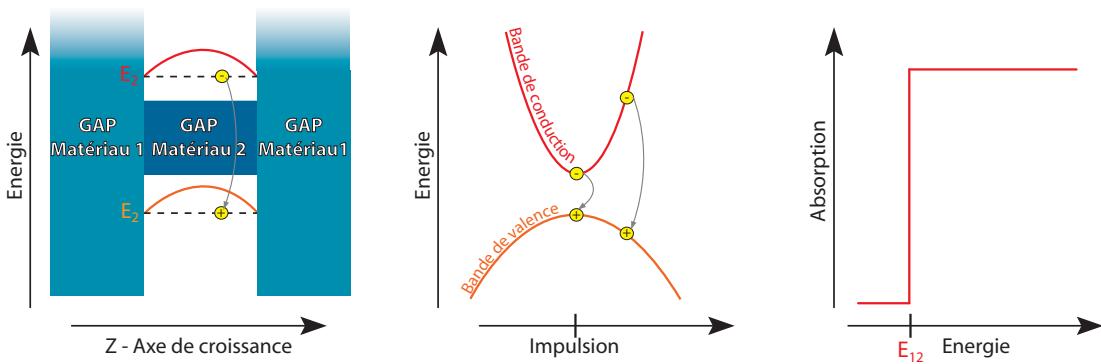


FIG. 1.2: Comparaison entre les mécanismes d'émission interbande et intersousbande. Sur les deux figures de gauche et du centre on peut voir que la transition intersousbande s'effectue entre deux bandes de conduction et ne fait intervenir qu'un électron, alors que la transition interbande s'effectue entre la bande de conduction et de valence et fait intervenir un électron et un trou. Les deux figures de droite représentent schématiquement le spectre d'absorption de chacune de ces transitions.

où $u_{n, \vec{k}}$ est la fonction de Bloch reproduisant la périodicité de la structure cristalline du semiconducteur, cette périodicité n'étant seulement visible à l'échelle atomique la fonction enveloppe $\psi_n(\vec{r})$ varie très lentement à cette échelle. Lorsque la nature du semiconducteur change à l'interface puits/barrière, on considère la fonction de Bloch comme continue $u_{n, \vec{k}}^A = u_{n, \vec{k}}^B$. Le terme m_{eff} permet de prendre en compte la non parabolicité :

$$m_{eff}(E) = m_{eff}(0) \left(1 + \frac{E - V}{E_G} \right)$$

où $m_{eff}(0)$ est la masse effective prise au minimum de la bande de conduction (BC), $(E - V)$ est l'énergie du niveau en prenant comme zéro le minimum de la BC et E_G est la valeur de la bande

d'énergie interdite du semiconducteur considéré. L'axe z est parallèle à l'axe de croissance, le potentiel $V(z)$ dû à l'alternance des deux semiconducteurs ne dépendra que de z . Ainsi les termes de l'équation de Schrödinger du plan x, y seront découplés des termes dépendant de z .

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m_{eff}(E, z)} \frac{d}{dz} + V(z) + V_C(z) \right) \psi(z) = E \psi(z) \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} = \frac{e}{\epsilon(z)\epsilon_0} \left[\sum_i n_i |\psi(z)|^2 - N_D(z) \right] \quad (1.2)$$

La première équation est l'équation de Schrödinger pour la direction z , où $V_C(z)$ est le potentiel de Coulomb permettant de prendre en compte l'interaction avec les impuretés et les autres électrons du niveau. La deuxième équation est l'équation de Poisson, où $N_D(z)$ est le profil du dopage. La densité de charges peut être déduite de l'équation suivante :

$$Q(z) = e \left(\sum_i n_i |\psi(z)|^2 - N_D(z) \right)$$

où i est le numéro de la sousbande, n_i la densité électronique de cette sousbande, et $|\psi(z)|^2$ la densité de probabilité. La dépendance en température est introduite à partir de la conservation de charge via la distribution de Fermi :

$$\begin{aligned} \sum_i n_i &= \sum_i \int \rho_i^{2D} f(E) dE = \int N_D(z) dz = n_s \\ \text{avec } f(E) &= \left(\exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right)^{-1} \end{aligned} \quad (1.3)$$

où ρ_i^{2D} est la densité d'états du puits quantique, $f(E)$ la distribution de Fermi-Dirac, et n_s la densité de porteurs libres. Pour les grandes longueurs d'onde (LCQ THz) il est très important de prendre en compte les électrons de la sousbande et le dopage, car ils peuvent fortement influencer la position de la sousbande.

Les trous couplés

La figure de gauche de (1.3) présente deux trous quantiques identiques d'une largeur de 60 Å distant de 150 Å. Dans ce cas les deux fonctions d'onde des deux trous quantiques Ψ_1 et Ψ_2 sont identiques et non couplées. Les électrons du premier trou quantique sont découplés du second trou et vice versa. Le mécanisme de l'effet tunnel de la mécanique quantique permet de réaliser des dessins originaux de trous quantiques. En effet, la fonction d'onde de l'électron dans le trou quantique décroît exponentiellement dans la barrière de potentiel. Si la barrière

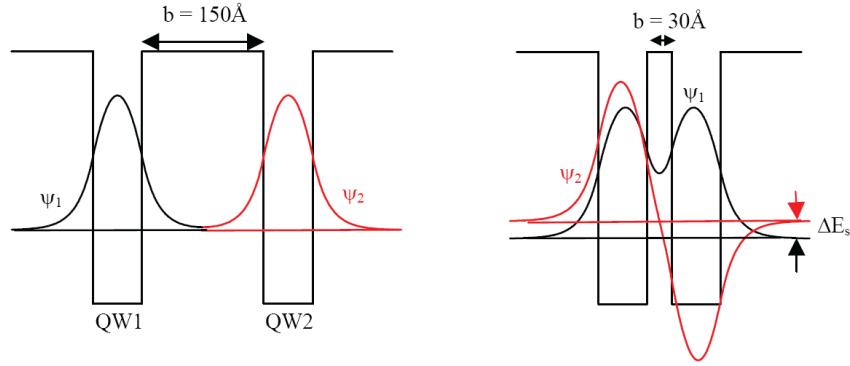


FIG. 1.3: Puits quantique de $GaAs$ de 60 \AA de large avec dans un cas la barrière de $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ de 150 \AA et dans le deuxième cas de 30 \AA . Lorsque la barrière est suffisamment fine, un couplage entre les deux fonctions d'onde apparaît et engendre deux nouvelles fonctions d'onde distantes d'une énergie ΔE_s [These-Carder].

de potentiel séparant les deux puits quantiques est suffisamment fine, comme dans le cas de la barrière de 30 \AA de la figure (1.3), les deux puits quantiques forment un système couplé. Les deux fonctions d'onde symétrique et antisymétrique sont désormais délocalisées dans les deux puits et séparées d'une énergie ΔE_s . Plus la barrière entre les deux puits sera fine plus cet écart d'énergie sera important.

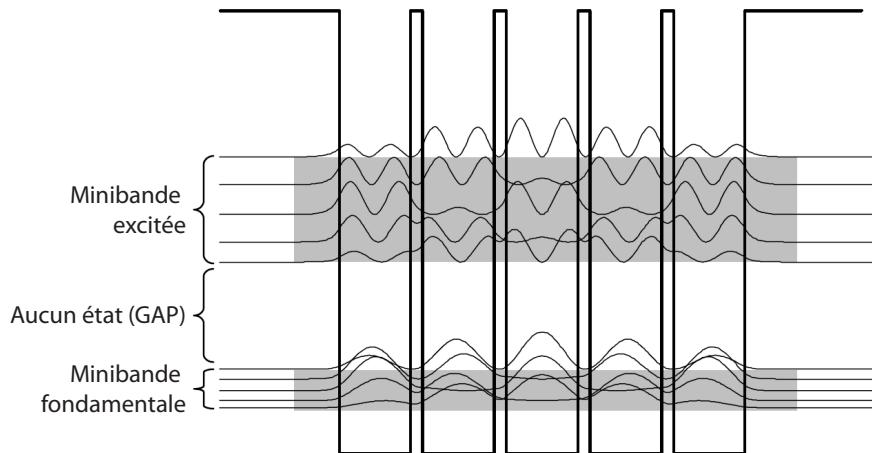


FIG. 1.4: Système de plusieurs puits quantiques de 60 \AA de largeur couplés entre eux grâce à de fines barrières de 10 \AA . L'ensemble des carrés des fonctions d'onde de ce système forme deux mini bandes et un mini gap [Davies].

En étendant le système à plusieurs puits comme sur la figure (1.4), l'ensemble des fonctions d'onde des différents puits quantiques forme un continuum appelé minibande. Sur la figure les deux minibandes sont séparées entre elles par un mini gap, dont la largeur en énergie dépend de la finesse des barrières. La simulation de structure de bande de la figure (1.4) provient de

[Davies] et est réalisée à partir du modèle de Kronig-Penney.

1.2.2 Gain des transitions intersousbandes

Théorie

Nous allons ici estimer le gain optique stimulé d'une transition intersousbande. La règle d'or de Fermi pour deux niveaux i et j soumis à l'hamiltonien d'interaction H s'écrit :

$$W_{ij} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_i | H | \psi_j \rangle|^2 \delta(E_i - E_j - \hbar\omega)$$

où $\hbar\omega$ est l'énergie du photon émis à la fréquence ω , E_i et E_j sont les énergies des niveaux i et j .

Les règles de sélection imposent que le champ soit polarisé TM, parallèlement à l'axe de croissance. On déduit de cette équation le taux d'émission spontanée [Yariv] :

$$W_{ij}^{sp} = \frac{e^2 n^3 \omega^3}{3\pi c^3 \hbar \epsilon_0} |z_{ij}|^2 = \frac{e^2 n^3 \omega^2}{6\pi c^3 m_0 \epsilon_0 \hbar \epsilon_0} f_{ij}$$

où n est l'indice de réfraction du milieu, f_{ij} est la force d'oscillateur, proportionnelle au carré du dipôle de la matrice z_{ij} .

$$\begin{aligned} f_{ij} &= \frac{2m_0(E_j - E_i)|z_{ij}|^2}{\hbar^2} \\ \text{avec } \sum_{i \neq j} f_{ij} &= \frac{m_0}{m_{eff}} \end{aligned}$$

La force d'oscillateur est une grandeur très importante pour comparer entre elles plusieurs régions actives puisque le gain lui est proportionnel. Cette expression donne aussi accès à la durée de vie de la transition avec $\tau_{ij} = W_{ij}$. La force d'oscillateur peut aussi s'exprimer avec la masse effective de l'électron dans le semiconducteur, dans ce cas la somme des forces d'oscillateur est égale à l'unité.

L'émission stimulée s'exprime de la manière suivante [Yariv] :

$$\begin{aligned} W_{ij}^{st} &= W_{ij}^{sp} \frac{c^2 I(\nu)}{8\pi h\nu^3 n^2} L(\nu) \\ \text{avec } L(\nu) &= \frac{\frac{2\gamma}{\pi}}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2} \end{aligned}$$

où I est l'intensité de l'onde électromagnétique à la fréquence ν et $L(\nu)$ est le profil Lorentzien dû à l'élargissement homogène du niveau.

L'expression du gain peut être déduite à partir de la variation de l'intensité lumineuse I sur une distance dz :

$$dI(\nu) = \alpha I(\nu) dz$$

L'absorption α peut s'exprimer à partir du taux d'émission stimulée W_{ij}^{st} et l'émission W_{ji}^{st} , avec $W_{ij}^{st} = W_{ji}^{st}$. Partant de là, la puissance lumineuse s'écrit :

$$\begin{aligned} P &= (W_{ij}^{st} N_i - W_{ji}^{st} N_j) h\nu = h\nu W_{ij}^{st} (N_i - N_j) \\ \Rightarrow dP &= h\nu W_{ij}^{st} \frac{\lambda^2}{8\pi h\nu n^2} L(\nu) (N_i - N_j) I(\nu) dz \\ \Rightarrow \alpha &= \frac{e^2 \nu_0 \pi z_{ij}^2}{\hbar c n \epsilon_0} L(\nu) \Delta N \end{aligned}$$

où ΔN est le facteur d'inversion de population.

$$\Delta N = \Delta n / L_p = (n_i - n_j) / L_p$$

où L_p est la longueur d'une période de la région active. Pour que la structure présente du gain, le facteur d'inversion de population doit être positif. Le gain s'exprimera finalement de la manière suivante :

$$G = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0 n_{eff} \lambda} \frac{z_{ij}^2}{2\gamma_{ij} L_p} (n_i - n_j) \propto z_{ij}^2 \cdot \Delta n \cdot \frac{1}{2\gamma_{ij}} \frac{1}{L_p} \quad (1.4)$$

$$G = g_c (n_i - n_j) \quad (1.5)$$

où λ est la longueur d'onde d'émission, n_{eff} est la partie réelle de l'indice effectif de la région active, g_c est la section efficace de gain, $2\gamma_{ij}$ est la largeur à mi-hauteur de l'émission spontanée, et n_i et n_j sont les densités d'électrons sur les sousbandes i et j .

Lors du dessin de la région active, il est possible de maximiser le gain en jouant sur plusieurs paramètres tous liés entre eux : le facteur d'inversion de population Δn contenant la durée de vie des niveaux, l'élément de matrice z_{ij} qui est lui aussi relié à la durée de vie des niveaux, L_p la longueur d'une période de la région active, et $2\gamma_{ij}$ la largeur à mi-hauteur de l'émission spontanée.

Equation bilan du laser

Dans cette partie, je vais exprimer les équations bilan d'un système à trois niveaux d'un LCQ. Je montrerai ensuite comment à partir de ces équations il est possible d'exprimer le gain du laser en fonction du courant injecté.

La figure (1.5) représente un système à trois niveaux d'un laser où τ_i et n_i sont respectivement la durée de vie et la densité électronique du niveau i . La durée de vie de la transition i vers j est exprimée par le temps τ_{ij} . On considère que les électrons sont injectés sur le niveau 3 qui est le niveau le plus élevé, avec une efficacité de 100%. La durée de vie totale de ce niveau τ_3 s'exprime :

$$\tau_3^{-1} = \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{esc}^{-1}$$

où τ_{esc} est le temps de relaxation des électrons sur un autre niveau que 1 et 2, ou plus précisément dans notre cas vers le continuum. Pour le niveau 2 on a :

$$\tau_2^{-1} = \tau_{21}^{-1} + \tau_{2i}^{-1}$$

où le couplage entre le niveau 2 et l'injecteur est représenté par le terme τ_{2i} . On introduit le champ électromagnétique grâce au terme S représentant la densité de photons par unité de longueur de périodes de la région active. Le système d'équations à résoudre en régime stationnaire est [Liu] :

$$\begin{aligned}\frac{dn_3}{dt} &= \frac{J}{e} - \frac{n_3}{\tau_3} - S g_c (n_3 - n_2) = 0 \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{n_3}{\tau_{32}} + S g_c (n_3 - n_2) - \frac{n_2 - n_i e^{-\Delta/k_B T}}{\tau_2} = 0 \\ \frac{dS}{dt} &= \frac{c}{n} (g_c (n_3 - n_2) - \alpha) S = 0\end{aligned}$$

ici le terme de l'émission spontanée n'est pas pris en compte. Γ est la fraction du mode optique recouvrant la région active.

$$\Gamma = \frac{\int_{RA}^{+\infty} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(x)|^2 dx} \quad (1.6)$$

L'ensemble des pertes par unité de longueur du laser est représenté par le terme $\alpha = \alpha_w + \alpha_m$, α_w étant les pertes du guide optique et α_m les pertes des miroirs. La population de la mini bande de l'injecteur varie avec la température. On définit Δ la différence d'énergie entre le niveau fondamental de la région active et le quasi-niveau de Fermi de l'injecteur. La dépendance en température sera alors décrite par le terme $n_i e^{-\Delta/k_B T}$.

La solution du système pour $S = 0$ nous donne l'expression du seuil du laser :

$$J_{th} = \frac{e}{\tau_3} \frac{(\alpha_w + \alpha_m)/g_c + n_i e^{-\Delta/k_B T}}{1 - \tau_2/\tau_{32}} \quad (1.7)$$

L'importance du rapport des temps de vie τ_2/τ_{32} ressort très clairement de cette équation. Ce rapport doit être suffisamment important afin de compenser les effets thermiques qui ont tendance à diminuer le gain.

Si on écrit le terme d'inversion de population comme une fonction du courant injecté, on trouve :

$$n_3 - n_2 = \frac{J_{th}}{e} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \quad (1.8)$$

Il apparaît que la région active peut être dessinée pour obtenir un courant de seuil extrêmement faible. Dans ce cas, le facteur limitant sera le courant de transparence, valeur minimale nécessaire à l'alignement de la structure de bande.

À partir des équations (1.8 et 1.4) on obtient une nouvelle expression du gain :

$$G = Jg = J_{th} \frac{4\pi e}{\varepsilon_0 n_{eff} \lambda} \frac{z_{32}^2}{2\gamma_{32} L_p} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \quad (1.9)$$

où $g = \frac{G}{n_3 - n_2}$

Le seuil en densité de courant J_{th} du laser est la valeur que le courant doit prendre pour que le gain soit égal aux pertes α du laser.

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_m + \alpha_w = J_{th} g \Gamma = J_{th} G_M \\ J_{th} &= \frac{\alpha_m + \alpha_w}{g \Gamma} \end{aligned} \quad (1.10)$$

où $G_M = g \Gamma$ est le gain modal.

1.2.3 L'inversion de population

Le processus de relaxation avec émission d'un photon est le processus que l'on souhaite favoriser dans un LCQ. Il conserve l'impulsion dans le plan de l'électron, et l'énergie du photon émis est égale à celle de la transition $E_{32} = E_3 - E_2$. Le temps de relaxation de ce processus est de l'ordre de la nanoseconde pour le moyen infrarouge ($3 \mu m \leq \lambda \leq 24 \mu m$) et de la microseconde pour le THz ($60 \mu m \leq \lambda \leq 250 \mu m$). Cependant, le mécanisme de relaxation par émission d'un photon n'est pas prédominant. Les principaux mécanismes de relaxation dans les LCQ sont : l'émission de phonons optiques longitudinaux, l'émission de phonons acoustiques,

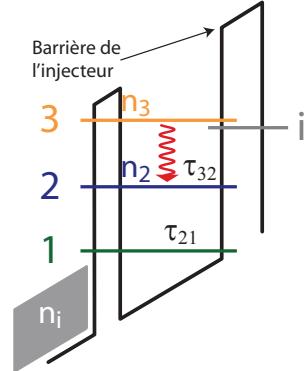


FIG. 1.5: Système à trois niveaux schématisant la région active d'un LCQ.

et l'interaction électron-électron ou électron-impureté. Ces processus de relaxation rapides permettent de dépeupler très rapidement le niveau 2 et renforcent ainsi l'inversion de population. L'expression générale de la relaxation d'un électron suit la règle d'or de Fermi :

$$\tau_r^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\langle \psi_i | V_{int} | \psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$$

La relaxation de l'électron est une transition entre l'état initial $|\psi_i\rangle$ de la deuxième bande et l'état final $|\psi_f\rangle$ de la première bande. Le potentiel V_{int} [Chakraborty2003, These-Carder] décrit le mécanisme de relaxation et $\hbar\omega$ est l'énergie du phonon émis dans le cas d'un processus inélastique. La fonction d'onde de l'électron dans son état initial et final s'écrit sous la forme $\chi_{i(f)}(z) \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r})$, où $\chi_{i(f)}(z)$ est la fonction enveloppe de l'électron dans l'état initial i (l'état final f), \vec{k} est le vecteur d'onde bidimensionnel de l'électron, et \vec{r} le vecteur position.

Lorsqu'elle est possible, la transition électron-phonon optique longitudinal est le mécanisme de relaxation prédominant. Dans ce cas, le temps de relaxation est de l'ordre de quelques picosecondes [Ferreira1989]. Quand la différence d'énergie entre les niveaux E_1 et E_2 est plus faible que l'énergie du phonon optique, la transition électron-phonon optique longitudinal n'est pas possible. Dans ce cas, ce sont les interactions électron-phonon acoustique (PA) et électron-électron qui prédominent. C'est le genre de comportement que l'on peut observer dans les LCQ fonctionnant dans le régime THz. Le temps de relaxation de ces deux mécanismes est compris entre 2 ps et 100 ps . Ces temps de relaxation sont très dépendants de la température de l'électron. Lorsque la température de la distribution des électrons de la seconde bande augmente, les électrons occupent des états avec un nombre d'onde élevé dans la sousbande du puits quantique permettant ainsi à des transitions électron-phonon optique longitudinal d'avoir lieu. On peut ainsi passer d'une diffusion électron-PA à une diffusion électron-PO lorsque la température augmente, et ainsi diminuer grandement le temps de relaxation. C'est un des phénomènes qui limitent en température les lasers à cascade THz.

Plus généralement ce qui nuit à l'inversion de population des LCQ lorsque la température augmente, ce n'est pas comme pour les diodes laser l'effet Auger, mais le temps de relaxation de l'interaction électron-phonon qui est divisé par deux lorsqu'on passe d'une température cryogénique (78 K) à température ambiante. À température ambiante, la diffusion thermique des électrons est très importante, ce qui peut augmenter les effets de non-parabolicité, et augmenter les autres mécanismes de relaxation tels que l'interaction des électrons avec les impuretés et les défauts d'interface. Des électrons se trouvant dans l'injecteur peuvent remonter jusqu'au

deuxième niveau de la région active et nuire à l'inversion de population (*backfilling*). C'est pour ces différentes raisons que le gain des LCQ est beaucoup plus large à température ambiante [Gmachl2001].

1.2.4 La région active

Dans cette partie, nous allons voir plus en détail quelques exemples de dessins de région active utilisés dans le domaine du moyen infrarouge et du THz.

Principaux types de régions actives dans le moyen infrarouge

La figure (1.6) présente deux dessins de région active pour les lasers moyen infrarouge ($3 \mu m \leq \lambda \leq 24 \mu m$). Les modules au carré des fonctions d'onde électroniques de cette figure sont obtenus à partir des simulations de structures réelles à base de $GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ de [These-Carder]. Les puits sont en $GaAs$ et les barrières en $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$.

Les puits de potentiel des régions actives de la figure (1.6) sont inclinés sous l'action d'un champ électrique extérieur. L'application d'un champ électrique dans la direction de l'axe de croissance du semiconducteur déforme les puits de potentiel et modifie en conséquence les fonctions d'onde des puits quantiques simples ou multiples. Cette déformation des fonctions d'onde a pour effet de modifier fortement le temps de relaxation des transitions intersousbandes [Ferreira1989]. Mais comme nous le verrons plus loin, cette déformation permet d'aligner les niveaux électroniques de plusieurs régions actives et de les connecter entre elles.

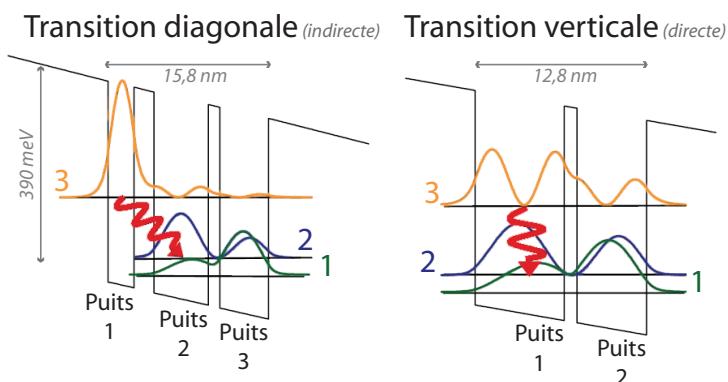


FIG. 1.6: Schéma de deux types de région active, dans celui de gauche la transition optique est diagonale dans l'espace réel car l'électron passe par effet tunnel, et verticale dans celui de droite.

Lors d'une transition diagonale (indirecte), l'électron émet un photon en passant du niveau 3 fortement localisé dans le premier puits au niveau 2 localisé dans le second puits. Le deuxième et le troisième puits sont choisis de façon à accorder la transition $2 \rightarrow 1$ en résonance avec un phonon optique longitudinal. La longueur d'onde d'émission du photon émis lors de la relaxation de l'électron du niveau 3 vers le niveau 2 dépend donc uniquement de la largeur du premier puits. Le très faible recouvrement spatial entre les niveaux 3 et 2 réduit la force d'oscillateur de la transition optique associée. De même, la probabilité que les électrons du niveau 3 relaxent en émettant un phonon optique longitudinal diminue. Par exemple si on regarde les résultats de [These-Carder] sur le temps de relaxation du niveau i vers le niveau j τ_{ij} , on trouve $\tau_{32} \simeq 7 \text{ ps}$ et $\tau_{31} \simeq 13 \text{ ps}$. Le temps de relaxation du niveau 3 se calcule en effectuant la somme des inverses de tous les temps $\tau_3^{-1} = \tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1}$ soit $\tau_3 \simeq 5 \text{ ps}$. $\tau_2 \simeq 0,5 \text{ ps}$ ce qui est largement suffisant pour permettre l'inversion de population. L'absence de recouvrement entre les niveaux 3 et 2 permet de contrôler la longueur d'onde d'émission du laser en modifiant la valeur du champ électrique appliqué à la structure, à raison de $1 \text{ meV par } kV/cm$.

Les transitions verticales (directes) sont le plus souvent réalisées à partir de deux puits quantiques, comme dans le cas de la figure (1.6), voire de beaucoup plus. Ce sont les largeurs du premier et du deuxième puits quantique qui déterminent la longueur d'onde d'émission du laser. Cependant, le nombre de configurations possibles est réduit, la transition $2 \rightarrow 1$ elle aussi déterminée par la taille du premier et du deuxième puits quantique doit rester en résonance avec un phonon optique longitudinal. L'important recouvrement spatial entre le troisième et deuxième niveau accroît la force d'oscillateur de la transition, ce qui équivaut à dire que le temps de relaxation est réduit $\tau_{32} \simeq 1.8 \text{ ps}$. Pour les mêmes raisons la transition $3 \rightarrow 1$ est elle aussi plus rapide $\tau_{31} \simeq 2.0 \text{ ps}$ que pour une transition diagonale. Comme $\tau_{21} \simeq 0.3 \text{ ps}$ est beaucoup plus rapide que $\tau_3 \simeq 0,9 \text{ ps}$ l'inversion de population peut se produire.

Afin de conserver une inversion de population lorsque la température augmente, il est courant d'utiliser des régions actives présentant deux phonons optiques résonants au lieu d'un [Hofstetter2001]. Lorsque la température augmente, l'énergie des électrons augmente par activation thermique, gagnant en énergie, les électrons de l'injecteur peuvent peupler les niveaux supérieurs et amenuiser l'inversion de population. Une façon plus rigoureuse de comprendre ce phénomène est de regarder la dépendance thermique du seuil laser (Eq. 1.7 page 26). Cette dépendance s'écrit $e^{-\Delta/k_B T}$, où Δ est la différence d'énergie entre le niveau fondamental de la

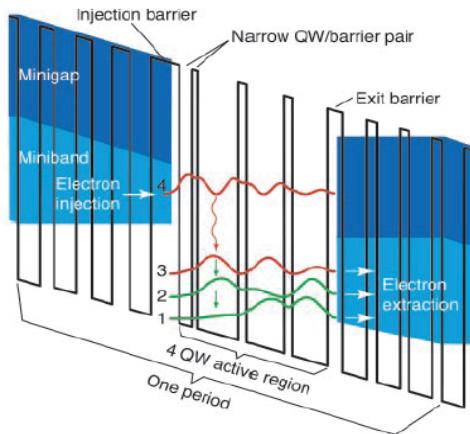


FIG. 1.7: Schéma de la région active utilisée dans [Beck2002] faisant intervenir deux phonons optiques pour l'inversion de population.

région active et le quasi-niveau de Fermi de l'injecteur. En utilisant deux phonons au lieu d'un, on a augmenté la différence d'énergie Δ , et diminué les effets thermiques sur le laser.

En combinant cette technique avec une reprise d'épitaxie, permettant d'enterrer complètement l'hétérostructure [Beck1998], il est possible de réaliser des lasers fonctionnant en régime continu à température ambiante [Wang2007].

Des régions actives très performantes utilisant un super réseau de trous quantiques ont aussi été développées. On classe ces régions actives en deux catégories : la première *chirped superlattice* développée par A. Tredicucci et al. en 1998 [Tredicucci1998] et la seconde *bound-to-continuum* développée par J. Faist et al. en 2001 [Faist2001]. Ces deux types de région active se sont montrés très efficaces pour les transitions optiques de faible énergie. Ils ont d'ailleurs servi de base à la réalisation des premières régions actives THz.

Les structures *chirped superlattice* permettent en utilisant une succession de trous quantiques de plus en plus larges de compenser les effets du champ électrique, et ainsi obtenir une mini bande aplatie. La transition optique a lieu entre deux mini bandes, sur la figure (1.8) on peut voir que la fonction d'onde est délocalisée sur les six trous quantiques. L'inversion de population est très efficace, même à haute température grâce au temps de relaxation extrêmement rapide au sein de la mini bande.

Dans le cas des structures *bound-to-continuum*, le niveau inférieur de la transition optique est toujours assuré par une mini bande. Par contre le niveau supérieur est une fonction d'onde isolée (Fig. 1.8). L'implémentation d'un trou quantique étroit permet d'isoler la fonction d'onde de la mini bande. Le trou en question est mis en évidence par le rectangle en

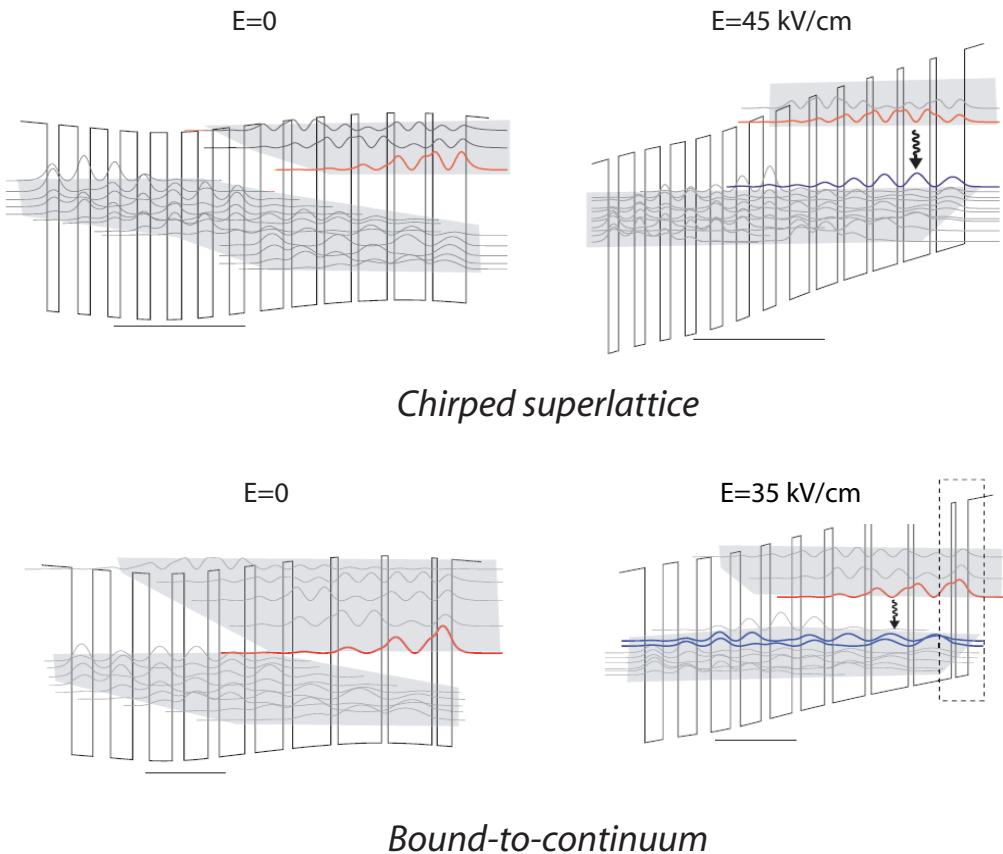


FIG. 1.8: Schéma (pris de la référence [These-Scalari]) représentant deux types de région active utilisant un super réseau. Les deux figures de gauche présentent la structure de bande lorsqu’aucune tension n’est appliquée. Les deux figures de droite représentent les structures de bande correctement alignées grâce à un champ électrique extérieur. La transition optique représentée par la flèche ondulée noire s’effectue entre le niveau rouge et bleu. La ligne noire horizontale désigne la zone où le dopage a été introduit.

pointillé sur la figure (1.8). Le niveau supérieur de la transition optique reste tout de même très proche de la mini bande de l’injecteur, afin de conserver une très bonne injection électrique. L’introduction du puits quantique étroit permet d’obtenir un important gap au-dessus de la mini bande réduisant ainsi la probabilité qu’un électron soit injecté vers le continuum du super réseau (par effet thermique, par exemple).

Les quatre principaux types de région active terahertz

Dans le moyen infrarouge, la différence d’énergie entre les niveaux 2 et 3 (Fig. 1.6 page 29) est plus petite que celle de la transition optique et en résonance avec le phonon optique,

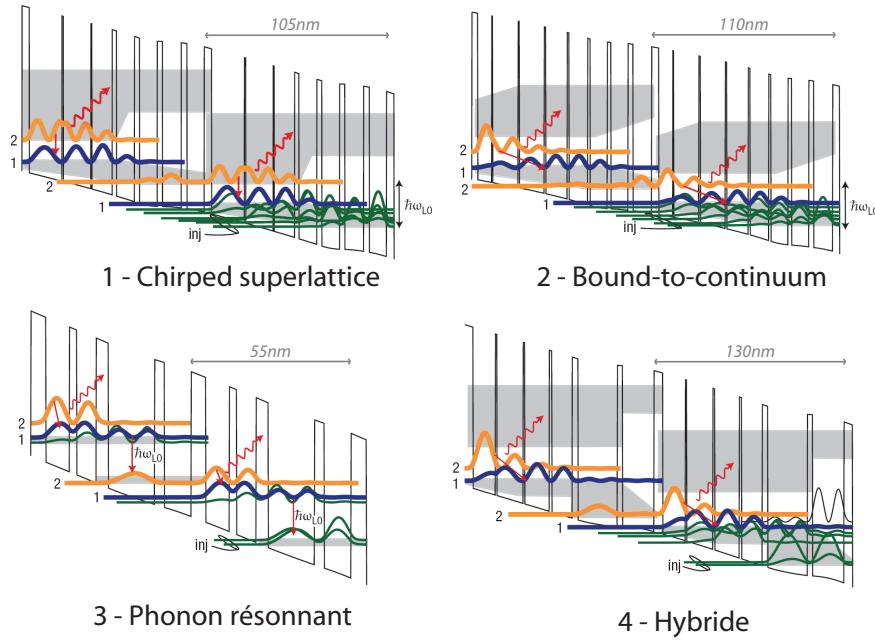


FIG. 1.9: Schéma des différents designs de région active d'un LCQ THz. Contrairement aux lasers moyen infrarouge, les deux premiers types de région active ne font pas intervenir de phonon optique, l'inversion de population est réalisée grâce à une relaxation dans la mini bande de l'injecteur. Les deux derniers designs permettent de faire intervenir un phonon optique grâce à un temps de relaxation subpicoseconde obtenu avec l'important recouvrement entre le niveau 1 et l'injecteur.

ce qui permet d'assurer l'inversion de population. Dans le THz ($60 \mu m \leq \lambda \leq 130 \mu m \iff 20 meV \geq \delta E \geq 6,2 meV$), la faible énergie de la transition optique va à l'encontre de l'utilisation d'un phonon optique ($\hbar\omega_{LO} \simeq 36 meV$ pour le *GaAs*) pour dépeupler le niveau 2, sans dépeupler le niveau 3. Les niveaux 2 et 3 étant très proches en énergie, le niveau 3 sera en quasi résonance avec le phonon optique. C'est pourquoi il a fallu repenser la conception des régions actives pour le THz.

Les lasers THz sont épitaxiés à partir d'une croissance de *GaAs/Al_xGa_{1-x}As*, leur croissance est plus difficile que celle des lasers moyen infrarouge à cause de la finesse des barrières utilisées. La figure (1.9) provenant de [Williams2007] représente les différentes conceptions de région active que l'on peut rencontrer dans les LCQ THz.

Le premier design est basé sur une transition verticale semblable à celle du moyen infrarouge. L'inversion de population exploite l'important couplage entre le niveau 1 et la mini bande de l'injecteur. Les électrons relaxent dans la mini bande de l'injecteur laissant le niveau 1 vide.

L'inconvénient de ce genre de structure est que lorsqu'on augmente la température, les électrons provenant de l'injecteur peuvent facilement remonter vers le niveau 1 empêchant ainsi l'inversion de population.

Le deuxième design est conçu à partir d'une transition diagonale. En diminuant le recouvrement entre le niveau 1 et 2, on a réduit la force d'oscillateur de la transition, elle passe de $f_{12} = 2,5 - 3$ pour une transition verticale à $f_{12} = 1,5 - 2$ pour une transition diagonale. Mais en diminuant le recouvrement avec le niveau 2, on a aussi augmenté la durée de vie du niveau 2. En effet, désormais la probabilité d'une transition avec les états de l'injecteur est beaucoup plus faible. Ceci permet au laser utilisant une transition diagonale d'avoir de meilleures performances en termes de puissance et de température que les lasers à transition verticale [Scalari2003].

Enfin, le dernier design met en jeu un phonon optique, afin d'obtenir une inversion de population malgré la petite différence d'énergie entre les deux niveaux radiatifs, le recouvrement entre le niveau 1 et l'injecteur a été augmenté afin d'atteindre un temps de relaxation subpicoseconde. Le recouvrement entre le niveau 2 et l'injecteur est beaucoup moins important permettant ainsi d'obtenir un temps de relaxation de l'ordre de plusieurs picosecondes. Ce procédé permet l'inversion de population mais diminue la force d'oscillateur de la transition optique $f_{21} \simeq 0,5 - 1$. Cette faible valeur est cependant compensée par la petite taille de la région active $G \propto 1/L$ (Eq. 1.9 page 27). La croissance de ces structures est très difficile à cause de la finesse et de l'homogénéité des barrières, mais très avantageuse pour la température de fonctionnement. À partir de ce design et celui des transitions diagonales, la structure 4 dite hybride a été mise au point, elle s'avère très efficace pour les très grandes longueurs d'onde.

1.2.5 L'injecteur

Principe

L'injecteur permet d'acheminer l'électron du niveau 1 de la première région active au niveau 3 de la seconde. Afin d'avoir tous ces différents niveaux en coïncidence, on applique à l'ensemble de la structure un champ électrique, qui confère au LCQ sa géométrie en marche d'escalier. L'injecteur se compose d'un très grand nombre de puits quantiques couplés entre eux grâce à de très fines barrières permettant la formation de mini bande (ou mini continuum) et de mini gap (Fig. 1.10). Le mini gap empêche le niveau 3 de se dépeupler par effet tunnel, ce

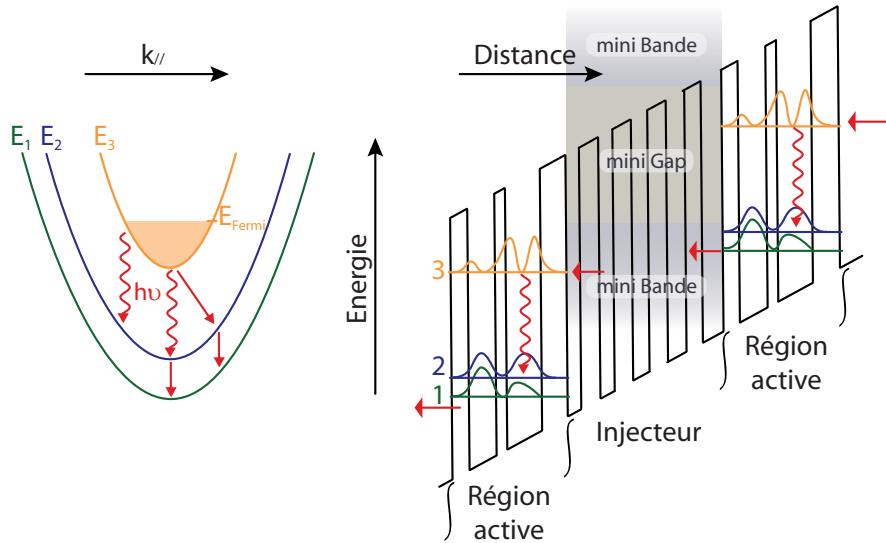


FIG. 1.10: La figure de gauche représente les différentes transitions pouvant se produire entre les sousbandes. Les flèches rouges ondulées représentent les transitions radiatives et les flèches rouges lisses les transitions non radiatives. La figure de droite est un schéma d'un LCQ soumis à un champ électrique. Le photon est émis lors de la transition $3 \rightarrow 2$, et l'inversion de population est assurée par la transition rapide $2 \rightarrow 1$. L'injecteur est un super-réseau comportant une mini bande permettant d'acheminer les porteurs de l'état 1 à l'état 3 de la région active suivante.

qui augmente considérablement la durée de vie des porteurs de ce niveau, et favorise l'inversion de population. C'est ce principe qui détermine l'efficacité de l'injection. La mini bande permet aux électrons de relaxer vers l'injecteur et jusqu'au niveau 3 de la région active suivante. Il se désexcite ensuite vers le niveau 2 en émettant un photon, et se désexcite une nouvelle fois vers le niveau 1 en émettant un phonon optique longitudinal. Il relaxe alors de nouveau dans un injecteur connectant une troisième région active et ainsi de suite... Cette répétition est à l'origine de l'appellation laser à cascade quantique.

L'ensemble des injecteurs de la structure sont dopés n , par l'ajout d'atome de silicium lors de la croissance du semiconducteur. Ce dopage permet d'alimenter en porteurs la structure lorsqu'elle est alimentée en courant. Les dopants étant répartis uniformément sur tous les injecteurs, la distribution du champ électrique est stable et homogène sur l'ensemble de la structure.

Le choix de la concentration de dopants doit satisfaire plusieurs critères. Un dopage trop important ($> 10^{17}/cm^3$) induit des pertes par porteurs libres très importantes (cf. 1.3.1 page 41). Par contre, un trop faible dopage ($< 10^{16}/cm^3$) est nuisible au fonctionnement du laser sur une large plage de courant. La zone 2 sur la courbe bleue de la figure (1.11) représente le régime où

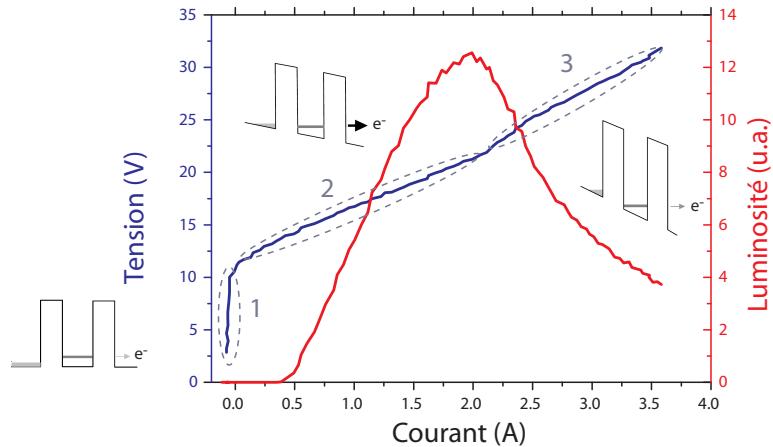


FIG. 1.11: Caractéristique électrique et optique d'un LCQ. La courbe bleue représente la tension aux bornes du dispositif en fonction du courant, la première partie correspond à l'alignement de la structure de bande, la deuxième partie au moment où la structure est correctement alignée, et la troisième partie au désalignement de la structure de bande. La courbe rouge représente l'intensité lumineuse émise par le laser. À partir du seuil elle est croissante et proportionnelle au courant injecté et chute lorsque la structure se désaligne.

la structure de bande est correctement alignée. Lorsque le courant injecté devient trop important et que le nombre de porteurs ajoutés grâce au dopage n'est pas suffisant la structure se désaligne et les performances du laser s'effondrent, c'est la zone 3 de la figure (1.11). Plus le dopage est faible et plus ce désalignement apparaît rapidement. Ce phénomène est particulièrement bien visible sur la figure (1.11), dès que la structure se désaligne, la quantité de lumière émise par le laser (la courbe rouge) diminue. Le désalignement sera d'autant plus prononcé que la tension appliquée au laser sera grande devant la tension d'alignement du laser.

Théorie

La transition électronique de l'injecteur vers la région active est un processus totalement quantique décrit par le modèle de la matrice densité. Le système considéré est schématisé par la figure (1.12). Lorsque la structure est soumise à un champ électrique F , le plus bas niveau de l'injecteur (i) et le niveau le plus élevé de la région active (3) se rapprochent. L'énergie séparant ces deux niveaux est égale à $2\hbar\Omega_{i3}$.

Une description du courant tunnel entre ces deux niveaux couplés a été donnée par Kazari-

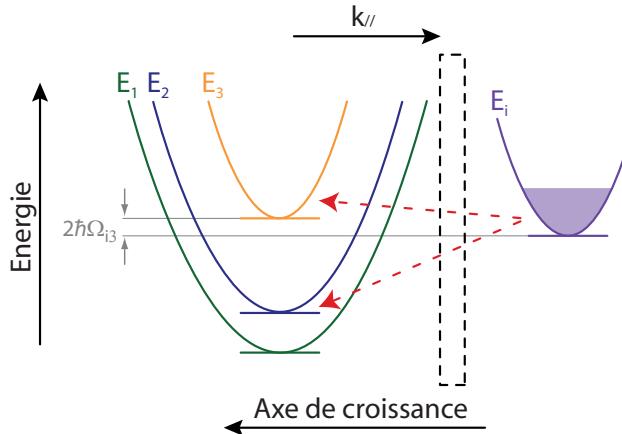


FIG. 1.12: Dispersion dans le plan de l'injecteur (en violet) et de la région active d'un LCQ. L'injecteur et la région active sont séparés par une barrière de potentiel représentée par le rectangle en pointillé.

nov et Suris en 1972 [Kazarinov1972] à partir du modèle de la matrice densité :

$$\begin{aligned} J &= qn_s \frac{2|\Omega_{i3}|^2 \tau_p}{1 + \Delta^2 \tau_p^2 + 4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3} \\ \hbar\Delta(F) &= E_i(F) - E_3(F) = qd(F - F_0) \end{aligned}$$

où τ_p est le déphasage temporel dans le plan (correspondant au temps T_2 dans la formation de l'équation optique de Bloch [Cohen]), d est la distance spatiale entre le barycentre des deux fonctions d'onde $d = |\langle \psi_i | z | \psi_i \rangle| - |\langle \psi_3 | z | \psi_3 \rangle|$, n_s est la densité de porteurs libres et τ_3 est la durée de vie totale du niveau 3. La densité de courant J en fonction du champ F appliqué décrit une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est :

$$\frac{2}{\tau_p \sqrt{1 + 4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3}}$$

La densité maximale de courant est obtenue pour $\Delta = 0$ et s'écrit :

$$J_{MAX} = qn_s \frac{2|\Omega_{i3}|^2 \tau_p}{1 + 4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3} \quad (1.11)$$

Le couplage entre les niveaux i et 3 peut être décrit selon deux régimes : un couplage fort et un couplage faible [Sirtori1998b].

$$4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3 \ll 1 \rightarrow J_{MAX_w} = 2qn_s |\Omega_{i3}|^2 \tau_p \quad \text{couplage faible} \quad (1.12)$$

$$4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3 \gg 1 \rightarrow J_{MAX_s} = \frac{qn_s}{2\tau_3} \quad \text{couplage fort} \quad (1.13)$$

Le temps de déphasage τ_p dépend essentiellement de la rugosité aux interfaces, des interactions électron-impureté, électron-électron et électron-phonon. Il peut être estimé pour les lasers

moyen infrarouge à partir de la largeur à mi-hauteur de l'émission spontanée dans le cas d'une transition verticale. Soit pour une largeur de 10 meV , on aura $\tau_p \simeq 100 \text{ fs}$.

Dans le cas d'un couplage faible (Eq. 1.12) la probabilité de passer par effet tunnel $2|\Omega_{i3}|^2$ est plus petite que $\tau_p^{-1}\tau_3^{-1}$, les électrons se situent donc en majorité dans l'injecteur. Par contre dans le cas d'un couplage fort (Eq. 1.13) $2|\Omega_{i3}|^2$ est plus grand que $\tau_p^{-1}\tau_3^{-1}$, les électrons sont donc répartis équitablement entre le plus bas niveau de l'injecteur et le plus haut niveau de la région active. C'est en régime de couplage fort que l'injection est la plus efficace et la plus favorable à la réalisation d'un laser [Sirtori1998b].

J_{MAX} (Eq. 1.13) représente la densité de courant maximale que l'on peut injecter avec la densité de porteurs n_s introduite à partir du dopage de l'injecteur. Il ne tient cependant pas compte du voltage maximal que l'on peut appliquer au laser avant de désaligner la structure de bande.

1.3 Résonateurs des lasers à cascade quantique

Après avoir détaillé la zone de gain du laser à cascade quantique, nous allons désormais nous intéresser à la cavité optique du laser. Le choix du résonateur détermine la puissance, l'orientation et les propriétés spectrales de l'émission laser. Le résonateur le plus utilisé est la cavité Fabry-Perot, deux facettes clivées servant de miroir plan parallèle (Fig. 1.14). Afin d'obtenir une émission monomode ou une émission par la surface, ces cavités sont couplées à des réseaux DFB (*distributed feed back*) [Faist1997]. Pour augmenter la réflectivité des facettes, il est courant de déposer une fine couche d'isolant et d'or sur la facette [Kosi1987] (*high reflexion coating*). D'autres recherches visant à réduire la taille des dispositifs ont permis le développement de microdisques (ou *whispering gallery*) [Yamamoto1993]. Ces lasers exploitent les réflexions totales internes permettant d'avoir des coefficients de réflexion proche de l'unité. Une autre voie envisagée est celle des cristaux photoniques [Colombelli2004a] permettant d'obtenir une émission par la surface et une miniaturisation des dispositifs. Dans cette partie nous allons principalement nous intéresser au résonateur Fabry-Perot. Les lasers utilisant ce type de cavité sont plus communément appelés laser ruban (ou *laser ridge*). La cavité Fabry-Perot permet de confiner la lumière longitudinalement, tandis que le confinement optique transversal est obtenu grâce à la gravure d'un mésa (contraste d'indice). Pour le confinement vertical, plusieurs solutions sont possibles. La géométrie la plus utilisée est le confinement par guidage diélectrique.

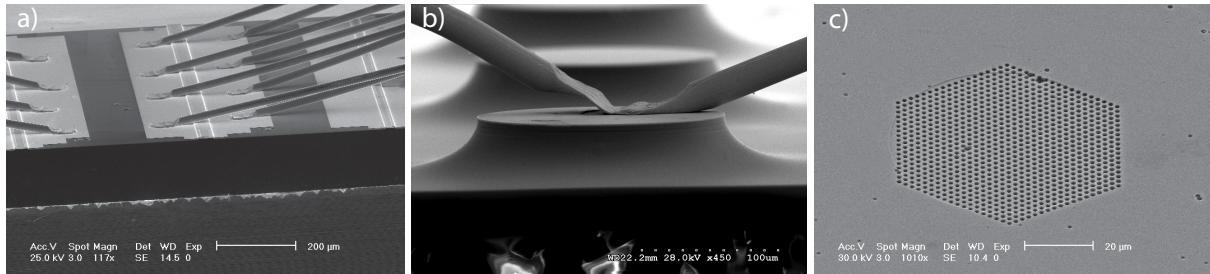


FIG. 1.13: Images MEB des différentes cavités optiques que nous avons réalisées pour les lasers à cascade quantique. (a) Une cavité Fabry-Perot (b) une *Whispering Gallery* (c) un cristal photonique.

La région active est ici entourée de semiconducteur de plus faible indice, la lumière est ainsi concentrée sur la région active par réflexion totale. C'est le même principe physique qui est utilisé dans les fibres optiques. Le second guide sur lequel nous allons concentrer toute notre attention est un guide à plasmons de surface. En déposant une couche de métal directement sur la surface de la région active, on crée une onde évanescante concentrant la majorité du champ électrique à l'interface entre le métal et la région active. Les guides à plasmons de surface présentent de très faibles pertes à grandes longueurs d'onde ($\lambda \geq 60 \mu m$), il est ainsi possible de réaliser un guide métal-métal afin d'obtenir un plasmon de surface en haut et en bas de la région active, et obtenir un confinement optique très proche de l'unité [Williams2003].

Le guide optique permet de maximiser le recouvrement du mode optique Γ (Eq. 1.6) avec la région active. Un bon guide d'onde doit confiner au mieux la lumière dans la région active et minimiser les pertes. Pour comparer les guides optiques, on utilise le facteur de mérite $\chi = \Gamma/\alpha_w$, où α_w sont les pertes par unité de longueur du guide optique. En reprenant l'équation du seuil (Eq. 1.10 page 27) on constate que le seuil du laser est inversement proportionnel au facteur de mérite χ .

1.3.1 Les pertes optiques

Les pertes des miroirs

Le guide optique confine la lumière uniquement verticalement. Dans le cas d'un résonateur type Fabry-Perot, le confinement longitudinal est assuré par les facettes clivées du laser servant de miroirs (Fig. 1.14). Dans l'approximation des ondes planes, la réflectivité des miroirs est

assurée par la différence d'indice entre l'air et le semiconducteur :

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1.14)$$

où R est le coefficient de réflectivité, n_1 et n_2 les indices de réfraction des deux milieux. La

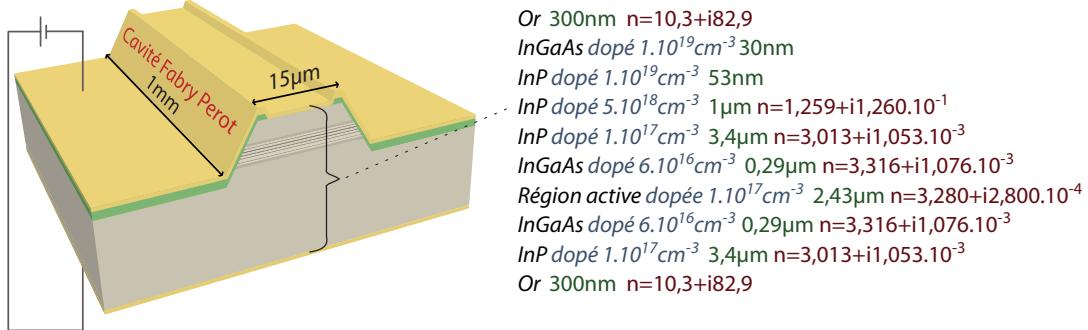


FIG. 1.14: Schéma d'un LCQ utilisant une cavité de type Fabry-Perot pour confiner la lumière longitudinalement. Ce type de laser est appelé laser ruban ou laser *ridge*. Les différentes valeurs des indices de réfraction sont calculées pour une longueur d'onde de $11,7 \mu\text{m}$.

figure (1.14) représente un laser ruban (ou laser *ridge*) utilisant une cavité de type Fabry-Perot pour confiner la lumière. Les pertes α_m engendrées par les deux miroirs (R_1 et R_2) s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \alpha_m &= -\frac{1}{2L_w} \ln(R_1 \cdot R_2) \\ \alpha_m &= -\frac{1}{L_w} \ln(R) \quad \text{lorsque } R_1 = R_2 \end{aligned}$$

où L_w est la longueur de la cavité.

α est exprimé en cm^{-1} et représente le coefficient d'atténuation linéique de l'intensité I :

$$I = I_0 e^{-\alpha \cdot x}$$

Cette méthode pour calculer les pertes des miroirs fonctionne très bien avec les guides diélectriques qui ont un profil gaussien. Pour les guides à plasmons de surface (cf. 1.3.3 page 43) et métal-métal (cf. 1.3.4 page 50), une approche plus détaillée est nécessaire [Kohen2004]. Les simulations numériques de la référence [Kohen2004] prédisent que la réflectivité des facettes d'un laser à plasmons de surface sera très proche de la valeur donnée par (Eq. 1.14). Par contre, les facettes d'un guide métal-métal pour le THz auront une réflectivité bien supérieure et variable selon l'épaisseur de la région active de l'ordre de 60 – 90 %.

Les pertes d'absorption par les porteurs libres

Une partie des pertes existant dans ce type de laser est due à la diffusion du mode optique sur les défauts du guide. Ces défauts proviennent de la rugosité entre les différentes interfaces et de la qualité de la gravure chimique utilisée pour graver le ruban. Mais la majorité des pertes proviennent des matériaux constituant le guide optique. Elles ont diverses origines comme : l'absorption à deux photons, l'absorption par porteurs libres... Dans les structures à cascade quantique, la majorité des pertes est générée par l'absorption par porteurs libres. Cette absorption peut être décrite par le modèle de Drude et dépend principalement du dopage et de la longueur d'onde.

Soit $\varepsilon_{sc}(\omega) = \varepsilon_{scR} + i\varepsilon_{scI} = (n_{sc} + ik_{sc})^2$ la constante diélectrique d'un semiconducteur en fonction de la fréquence $\omega = 2\pi\nu$.

$$\begin{aligned}\omega_p^2 &= \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m_{eff}} \\ \varepsilon_{scR}(\omega) &= \varepsilon_{sc0} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \\ \varepsilon_{scI}(\omega) &= \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \omega \tau}\end{aligned}$$

où e est la charge de l'électron, ε_0 la permittivité du vide, m_{eff} la masse effective de l'électron, τ le temps de diffusion des électrons, ω la fréquence, ω_p la fréquence de plasma du semiconducteur, ε_{sc0} la constante diélectrique du semiconducteur pour un dopage nul, et N le dopage en (cm^{-3}).

On en déduit les valeurs de n_{sc} et k_{sc} :

$$n_{sc} = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_{scR}^2 + \varepsilon_{scI}^2} + \varepsilon_{scR}^2}{2}} \quad (1.15)$$

$$k_{sc} = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_{scR}^2 + \varepsilon_{scI}^2} - \varepsilon_{scR}^2}{2}} \quad (1.16)$$

Les pertes en (cm^{-1}) se déduisent de la partie imaginaire de l'indice de refraction k_{sc} :

$$\alpha = \frac{4\pi k_{sc}}{\lambda}$$

Pour $\omega \ll \omega_p$ et en considérant $\varepsilon_{scR} \gg \varepsilon_{scI}$ on peut écrire de manière simplifiée les pertes par absorption par porteurs libres α_{pl} .

$$\alpha_{pl} = \frac{\omega_p^2}{4\pi^2 c^3 \tau \sqrt{\varepsilon_{sc0}}} \lambda^2 \quad (1.17)$$

1.3.2 Le guidage diélectrique

Le guide diélectrique fonctionne sur le même principe que la fibre optique, le centre du guide (coeur), ici la région active est entourée de semiconducteur de plus faible indice (gaine). Le mode optique est confiné au centre du guide où l'indice de réfraction est le plus important. D'un point de vue géométrique ce confinement est permis grâce aux réflexions totales internes que subit la lumière aux interfaces cœur/gaine.

Dans un LCQ, le guide optique permet de confiner la lumière verticalement. La figure (1.14) énumère les différents matériaux utilisés et leur dopage pour la croissance du guide optique d'un LCQ ayant une émission nominale à $\lambda \simeq 11,7 \mu m$ (voir l'échantillon MR2113 de la référence [Moreau2005]). Les deux premières couches du guide en *InGaAs* et *InP* sont très fortement dopées n , grâce à l'ajout d'atomes de silicium lors de la croissance, afin de permettre une bonne injection du courant électrique. La région active est une hétérostructure d'*InGaAs* et *AlInAs*, son indice de réfraction moyen est $n = 3,28$. Afin de l'entourer de matériaux accordés en maille et ayant un plus faible indice de réfraction, on joue sur le dopage de l'*InP* et l'*InGaAs*. La région active est entourée ici de deux fines couches d'*InGaAs* permettant d'augmenter le recouvrement du mode optique avec la région active. En augmentant le dopage, on diminue l'indice du semiconducteur (Eq. 1.15), mais on augmente en même temps les pertes par absorption des porteurs libres (1.16).

La figure (1.15) représente le résultat de la simulation unidimensionnelle de ce guide. Le profil du mode optique y est représenté en rouge. Trois valeurs significatives sont déduites de cette simulation : n_{eff} la valeur de l'indice effectif vu par le mode optique, Γ le confinement optique et α_w les pertes du guide optique.

Le tableau (1.2) présente les différentes valeurs d'indice de réfraction et de masse effective de différents matériaux nécessaires au calcul des guides diélectriques des lasers moyen infrarouge. Les masses sont en partie prises de [Vurgaf]. Les indices sont pris de [Palik] pour le *GaAs*, l'*InP*, l'*InAs* et l'*AlSb*. On obtient les indices de l'*AlGaAs*, l'*InGaAS* et l'*AlInAs* en calculant la moyenne pondérée entre *GaAs/AlAs*, *GaAs/InAs* et *AlAS/InAs*. Par exemple :

$$n_{In_xGa_{1-x}As} = n_{GaAs} + (n_{InAs} - n_{GaAs})x$$

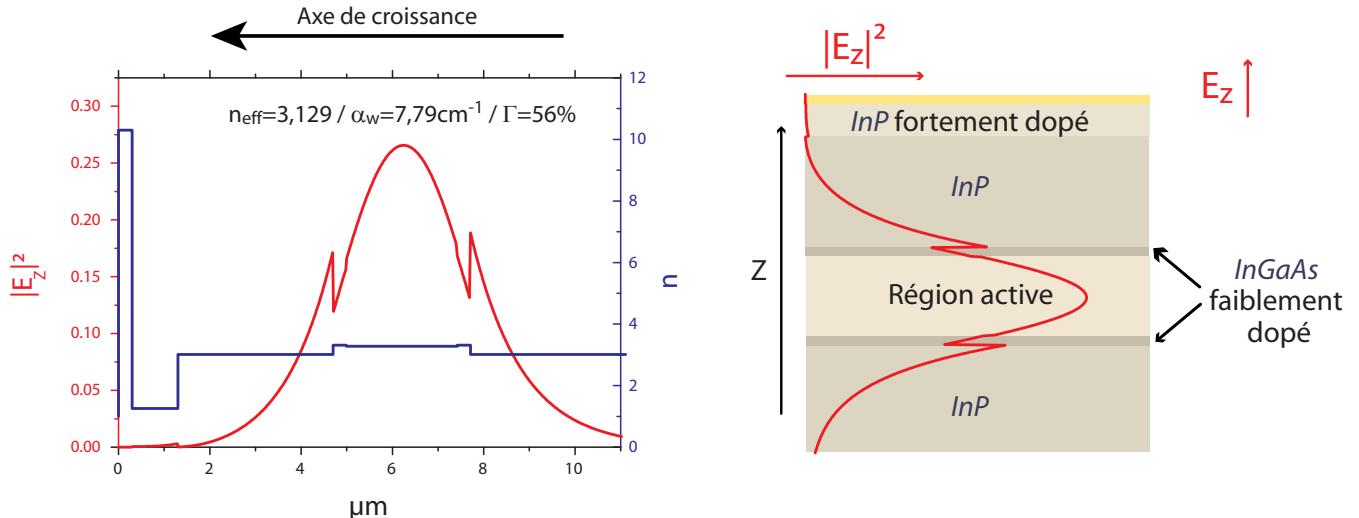


FIG. 1.15: La figure de gauche est le résultat de la simulation unidimensionnelle du guide optique. La courbe rouge représente le profil du mode optique, et la courbe bleue la valeur des indices des matériaux composant le guide. La figure de droite est un schéma du guide unidimensionnel utilisé pour l'échantillon MR2113. La région active de ce dispositif est une hétérostructure d'*InGaAs/AlInAs*. Ces calculs ont été effectués pour un longueur d'onde de $\lambda \simeq 11,7 \mu\text{m}$.

1.3.3 Le guidage par plasmon de surface

Définition

Un plasmon est l'excitation collective des électrons libres dans un solide. L'ensemble des électrons libres forme un plasma dont la fréquence de résonance est ω_p appelée fréquence de plasma. La constante diélectrique d'un tel matériau peut être décrite selon le modèle de Drude de la manière suivante : $\varepsilon_m = 1 - (\omega_p/\omega)^2$. Les propriétés électromagnétiques dues à ce plasma d'électrons sont très différentes des propriétés habituellement observées dans les matériaux diélectriques, en effet pour des fréquences se situant en dessous de la fréquence de plasma la partie réelle de la constante diélectrique devient négative. Dans ce genre de milieu et avec une fréquence en dessous de la fréquence de plasma le vecteur d'onde de la lumière devient imaginaire empêchant la propagation de la lumière. Les matériaux ayant ces propriétés sont généralement des métaux ou des semiconducteurs très dopés. À titre d'exemple la figure (1.16) représente la constante diélectrique de l'or en fonction de la longueur d'onde en μm , on peut ainsi constater que pour des longueurs d'onde supérieures à $0,14 \mu\text{m}$ ε_m est négatif.

Un plasmon de surface peut facilement être décrit à l'aide du modèle de Drude. Il résulte

Matériaux	Masse effective (m_0)	τ (ps)	n (à $10\mu m$)	n (à $8,5\mu m$)	n (à $7,5\mu m$)
GaAs	0,067	0,15	3,273	3,281	3,2864
$Al_{0,45}Ga_{0,55}As$	0,1046	0,15	3,0647	3,0751	3,0821
$In_{0,53}Ga_{0,47}As$ (sur InP)	0,0427	0,15	3,3414	3,3473	3,3540
$Al_{0,48}In_{0,52}As$ (sur InP)	0,076	0,15	3,1178	3,1264	3,1349
InP	0,08	0,15	3,038	3,0575	3,0655
InAs	0,027	0,15	3,402	3,406	3,414
AlSb	0,12	0,15	3,157	3,170	3,180
AlAs	0,15	0,15	2,81	2,8235	2,8325

TAB. 1.2: Valeurs des indices de réfraction de différents matériaux utilisées pour le calcul des guides optiques des LCQ moyen infrarouge. Où m_0 est la masse d'un électron.

de l'oscillation d'un plasma d'électrons près de la surface d'un métal [Ritchie1957]. On peut aussi trouver un plasma d'électrons libres bidimensionnel ayant les mêmes propriétés électromagnétiques à la surface d'un semiconducteur dopé. Dans le système que nous allons étudier, le plasmon de surface est généré à l'interface d'un semiconducteur et d'un métal. La majorité du champ électrique se situe alors à l'interface métal/semiconducteur et est exponentiellement décroissant dans les deux directions perpendiculaires à l'interface. La fréquence de résonance ω_{sp} ainsi que la courbe de dispersion d'un plasmon de surface se déduit de la fréquence de plasma du métal ω_p et de l'indice de réfraction du diélectrique.

Relation de dispersion d'un plasmon de surface.

Un mode à plasmons de surface ne pouvant exister en polarisation TE [Raether], on considère simplement un champ polarisé TM à l'interface d'un métal m et d'un diélectrique d voir figure (1.17).

$$z > 0 \quad \overrightarrow{H_m} = (0, H_{ym}, 0) e^{i(k_{xm}x + k_{zm}z - \omega t)} \quad (1.18)$$

$$\overrightarrow{E_m} = (E_{xm}, 0, E_{zm}) e^{i(k_{xm}x + k_{zm}z - \omega t)} \quad (1.19)$$

$$z < 0 \quad \overrightarrow{H_d} = (0, H_{yd}, 0) e^{i(k_{xd}x - k_{zd}z - \omega t)} \quad (1.20)$$

$$\overrightarrow{E_d} = (E_{xd}, 0, E_{zd}) e^{i(k_{xd}x - k_{zd}z - \omega t)} \quad (1.21)$$

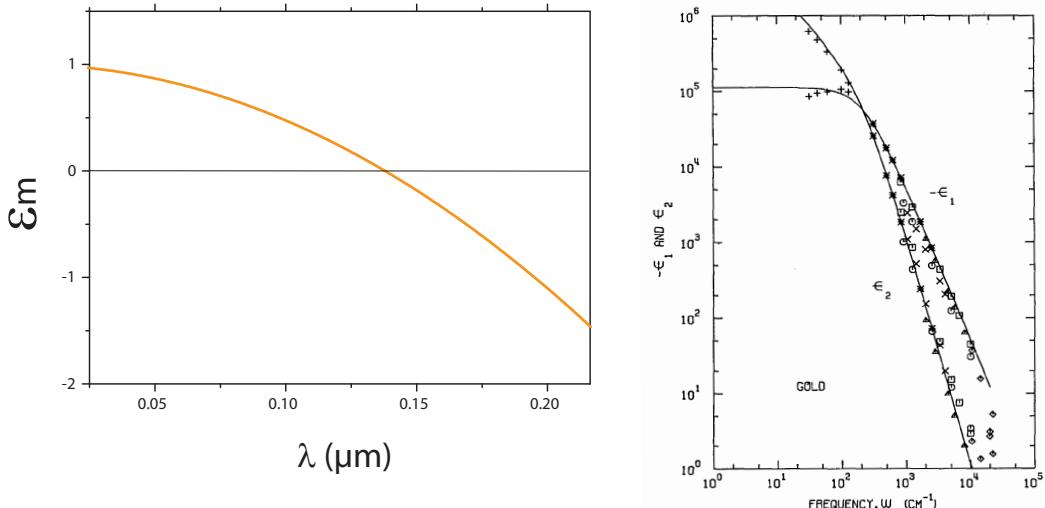


FIG. 1.16: La figure de gauche représente la partie réelle de la constante diélectrique de l'or en fonction de la longueur d'onde en μm , calculé à partir de [Ordal]. La figure de droite issue de [Ordal] présente les différentes valeurs expérimentales obtenues pour la partie réelle (ϵ_1) et imaginaire (ϵ_2) de la constante diélectrique de l'or.

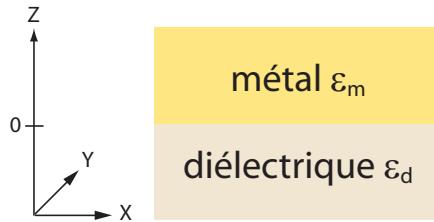


FIG. 1.17: Représentation schématique de l'interface métal diélectrique.

On applique à ces champs les équations de Maxwell. J'utilise ici la lettre i en substitution à la lettre m et d , les équations suivantes étant aussi bien valables pour le métal m que pour le diélectrique d .

$$\text{rot } \vec{H}_i = \epsilon_i \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_i \quad (1.22)$$

$$\text{rot } \vec{E}_i = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}_i \quad (1.23)$$

$$\text{div } \epsilon_i \vec{E}_i = 0 \quad (1.24)$$

$$\text{div } \vec{H}_i = 0 \quad (1.25)$$

Les relations de continuité :

$$E_{xd} = E_{xm} \quad (1.26)$$

$$H_{yd} = H_{ym} \quad (1.27)$$

$$\varepsilon_d E_{zd} = \varepsilon_m E_{zm} \quad (1.28)$$

$$k_x = k_{xm} = k_{xd} \quad (1.29)$$

On déduit de l'équation (1.22) :

$$\frac{\partial H_{yi}}{\partial z} = -\varepsilon_i E_{xi} \frac{\omega}{c} \quad (1.30)$$

$$(1.31)$$

Ou encore :

$$k_{zd} H_{yd} = \frac{\omega}{c} \varepsilon_d E_{xd} \quad (1.32)$$

$$k_{zm} H_{ym} = -\frac{\omega}{c} \varepsilon_m E_{xm} \quad (1.33)$$

En utilisant les équations (1.26), (1.27), (1.32) et (1.33) on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} H_{yd} - H_{ym} = 0 \\ \frac{k_{zd}}{\varepsilon_d} H_{yd} + \frac{k_{zm}}{\varepsilon_m} H_{ym} = 0 \end{cases} \quad (1.34)$$

Pour que ce système d'équations admette une solution il faut que son déterminant D soit nul.

$$D = \frac{k_{zd}}{\varepsilon_d} + \frac{k_{zm}}{\varepsilon_m} = 0 \quad (1.35)$$

On obtient la relation de dispersion du plasmon de surface en utilisant les équations (1.22), (1.23), (1.32) et (1.33) :

$$k_x^2 + k_{zi}^2 = \varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (1.36)$$

En combinant (Eq. 1.35) et (Eq. 1.36) on aboutit à la formulation finale de la relation de dispersion du plasmon de surface.

$$k_{sp} = k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_m(\omega)}} \quad (1.37)$$

$$\text{avec } \varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2} \quad (1.38)$$

ω_P et ω_τ représentent respectivement dans le modèle de Drude la fréquence de plasma et la fréquence d'amortissement du métal. La figure (1.18) représente la courbe de dispersion pour

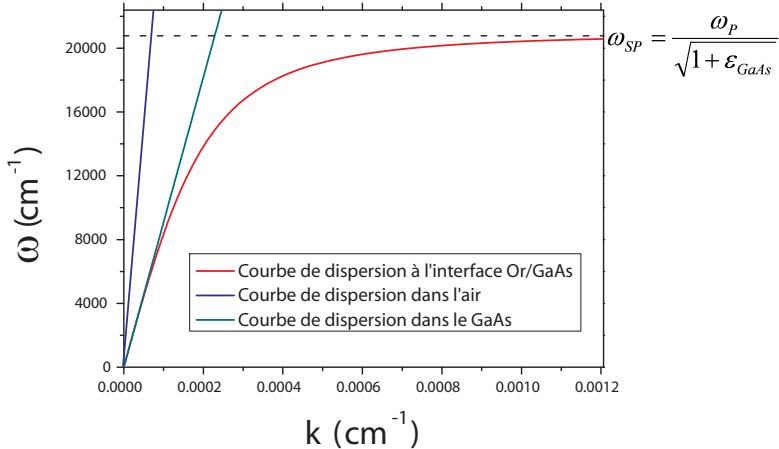


FIG. 1.18: Courbe de dispersion d'un plasmon de surface à l'interface Or/GaAs.

une interface *Or/GaAs* (le *GaAs* est pris comme étant non dispersif devant l'or et son indice a été fixé à 3, 3).

La courbe de dispersion du plasmon de surface se situe bien en dessous de la courbe de dispersion dans l'air, ainsi une onde électromagnétique se propageant dans l'air ne pourra pas se coupler directement avec un plasmon de surface (Fig. 1.18). Pour coupler un plasmon de surface il existe différentes méthodes qui sont brièvement décrites dans [Zayats2003], par exemple en utilisant un prisme afin de créer une onde évanescante à la surface du métal, l'indice de réfraction du prisme permettant d'augmenter le vecteur d'onde de l'onde incidente, ou bien encore en utilisant un défaut ou un réseau à la surface du métal afin de diffracter la lumière incidente et lui conférer ainsi une impulsion suffisante pour se coupler avec le plasmon de surface. Dans notre cas, il n'y a aucun problème de couplage avec le plasmon de surface, la lumière étant générée électriquement directement dans la région active.

Si l'on veut déterminer les pertes que le métal engendre, il faut faire intervenir la partie imaginaire de la constante diélectrique du métal, que l'on écrira de la manière suivante : $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$. De même pour le vecteur d'onde du plasmon de surface : $k_{sp} = k'_{sp} + ik''_{sp}$. Donc si on réécrit la relation de dispersion (Eq. 1.37) du plasmon de surface en séparant partie réelle et partie imaginaire on obtient :

$$k'_{sp}(\omega) = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \varepsilon'_m(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon'_m(\omega)} \right)^{(1/2)} \quad (1.39)$$

$$k''_{sp}(\omega) = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \varepsilon'_m(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon'_m(\omega)} \right)^{(3/2)} \frac{\varepsilon''_m}{2(\varepsilon'_m)^2} \quad (1.40)$$

Pour que k'_{sp} soit réel il faut $\varepsilon'_m < 0$ (ce qui est toujours le cas aux longueurs d'onde moyen

infrarouge et THz), et $|\varepsilon'_m| > \varepsilon_d$ (ce qui est aussi toujours le cas dans le moyen infrarouge et le THz, en effet l'indice des métaux y est bien supérieur à celui des semiconducteurs que nous utilisons ($n_{Or} \simeq 8$ pour $\lambda \simeq 10 \mu m$ et $n_{Or} \simeq 253$ pour $\lambda \simeq 100 \mu m$)). On trouve ainsi les conditions nécessaires à l'existence d'un plasmon de surface.

$$\begin{aligned}\varepsilon'_m &< 0 \\ \text{et } |\varepsilon'_m| &> \varepsilon_d\end{aligned}$$

Le guide à plasmon de surface.

Si l'on regarde l'extension spatiale d'un plasmon de surface dans la direction z à partir de l'équation (1.36) on peut constater que l'amplitude du champ décroît de manière exponentielle. L'équation (1.36) nous permet d'écrire :

$$k_{zi} = \sqrt{\varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \quad (1.41)$$

La condition d'existence d'un plasmon de surface impose que $\varepsilon'_m < 0$, ce qui implique que les vecteurs d'onde k_{zm} et k_{zd} soient imaginaires. k_{zm} et k_{zd} étant imaginaires on aura deux champs exponentiellement décroissants et orthogonaux à la surface. On peut déduire de ces mêmes équations (1.41) et (1.37) l'épaisseur de peau z_i , distance à partir de laquelle le champ a été réduit de $1/e$.

$$\begin{aligned}z_i &= \frac{1}{|k_{zi}|} \\ z_d &= \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon_d^2}} \\ z_m &= \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon'^2_m}}\end{aligned}$$

Si l'on fait l'application numérique à une longueur d'onde de $10 \mu m$ pour une interface $Or/GaAs$ on trouve :

$$\begin{aligned}z_d &\simeq 10 \mu m \\ \text{et } z_m &\simeq 22 nm\end{aligned}$$

avec $\varepsilon_m = -5,02 \cdot 10^3 + i1,08 \cdot 10^3$ et $\varepsilon_d = 10,7125$

Habituellement dans les lasers à semiconducteur le confinement optique est assuré par un guide diélectrique (cf. 1.3.2 page 42), afin de maximiser le recouvrement entre le mode optique

et la région active , cette dernière est comprise entre deux couches de semiconducteur ayant un indice plus faible. Ces couches d'indice plus faible auront pour effet de répulser le mode vers le coeur du guide et ainsi d'augmenter le recouvrement avec la région active. Pour quantifier ce recouvrement on utilise habituellement le facteur de recouvrement Γ (Eq. 1.6 page 26). Comme nous venons de le voir, à l'interface entre un semiconducteur et un métal, le mode optique ne pénètre pas ou très peu dans le métal. L'idée serait donc d'augmenter le facteur de recouvrement d'un laser à semiconducteur en remplaçant la couche supérieure de semiconducteur de faible indice par du métal. Le premier dispositif fonctionnant sur ce principe fut réalisé au *Bell Labs* en 1998 [Sirtori1998a].

$$n_{\text{eff}}=3,129 / \alpha_w=7,79 \text{ cm}^{-1} / \Gamma=56 \%$$

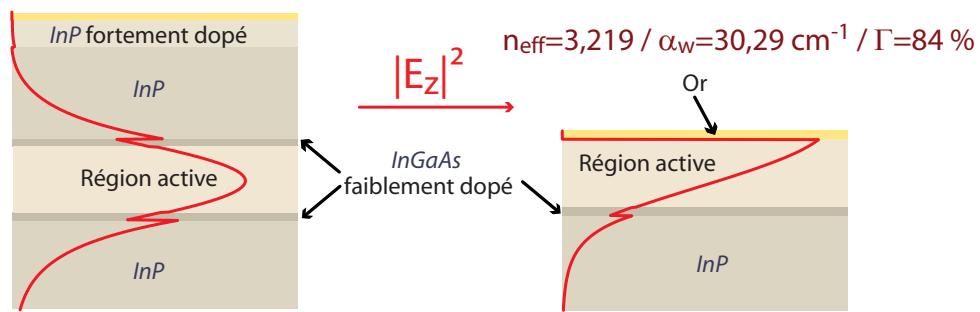


FIG. 1.19: Deux structures identiques avec pour celle de gauche un guidage diélectrique et un guidage par plasmons de surface pour celle de droite. Les deux modes optiques ont été calculés pour une longueur d'onde de $\lambda \simeq 11,7 \mu\text{m}$. On peut constater que le facteur de recouvrement Γ est plus important pour le guide à plasmons de surface que pour le guide diélectrique.

Comme on peut le voir sur la figure (1.19), grâce à l'effet de plasmons de surface on peut augmenter le recouvrement entre la région active et le mode optique. Autre avantage, comme le plasmon de surface confine le mode optique très près de la surface, ce genre de structures peut être très avantageuses pour de nombreuses applications : cavités à cristal photonique en utilisant des gravures peu profondes et donc plus faciles à réaliser, réseaux de Bragg en gravant uniquement le métal à la surface du semiconducteur... En contrepartie, la pénétration du mode optique dans le métal augmente considérablement les pertes de ce genre de guide. Les pertes d'un plasmon de surface sont données par l'équation (1.40), on peut déduire de cette équation l'expression du coefficient d'atténuation α en utilisant simplement que $\varepsilon_m = (n_m + ik_m)^2$ et $\varepsilon_d = n_d^2$.

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im}(n_{eff}(\omega)) \quad \text{avec} \quad n_{eff}(\omega) = \frac{\lambda}{2\pi} k''_{sp}(\omega) \quad (1.42)$$

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \frac{4\pi n_m k_m n_d^3}{[(n_m^2 - k_m^2)(n_d^2 + n_m^2 - k_m^2)^3]^{1/2}} \quad (1.43)$$

$$\alpha \simeq 4\pi n_d^3 \cdot \frac{n_m}{k_m^3} \cdot \frac{1}{\lambda} \quad \text{avec} \quad k_m \gg n_m \text{ et } n_d \quad (1.44)$$

Une autre grandeur caractéristique des plasmons de surface est la longueur de propagation du mode plasmonique selon la direction X (Fig. 1.17 page 45). Elle correspond à la distance au bout de laquelle l'intensité du mode est égale à $1/e$ de l'intensité initiale. Cette longueur s'exprime de la manière suivante :

$$L = \frac{1}{2|k''_{sp}|} \quad (1.45)$$

Soit pour une interface $Or/GaAs$ et une longueur d'onde de $\lambda \simeq 10 \mu m$, $L \simeq 1 mm$ et pour $\lambda \simeq 100 \mu m$, $L \simeq 15 mm$.

1.3.4 Le guide métal-métal

Pour des longueurs d'onde $\lambda > 15 \mu m$, l'utilisation de guidage diélectrique devient très compliquée [Gao2003]. En raison de la très faible différence d'indice à ces longueurs d'onde des semiconducteurs constituant le coeur et la gaine du guide, il est nécessaire d'épitaxier des guides très épais et coûteux. De plus l'absorption par porteurs libres est tellement importante dans le THz (Eq. 1.17 page 41), qu'il n'aurait pas été possible d'utiliser un guide diélectrique. Seulement deux guides sont actuellement utilisés pour les lasers THz : le guide à plasmons de surface que l'on vient de voir et le guide métal-métal. Dans ce dernier, la région active est comprise entre deux couches de métal [Williams2003, Unterrainer2002].

Le guide à plasmons de surface pour le THz diffère légèrement du guide pour le moyen infrarouge à cause de l'importante absorption par porteurs libres à ces longueurs d'onde qui empêche l'utilisation d'un substrat dopé n . Comme on peut le voir sur la figure (1.20.b), le substrat utilisé dans le THz n'est pas dopé afin de réduire les pertes. Le substrat n'étant pas dopé l'injection électrique ne peut pas se faire à travers le substrat (Fig. 1.14 page 40). L'injection

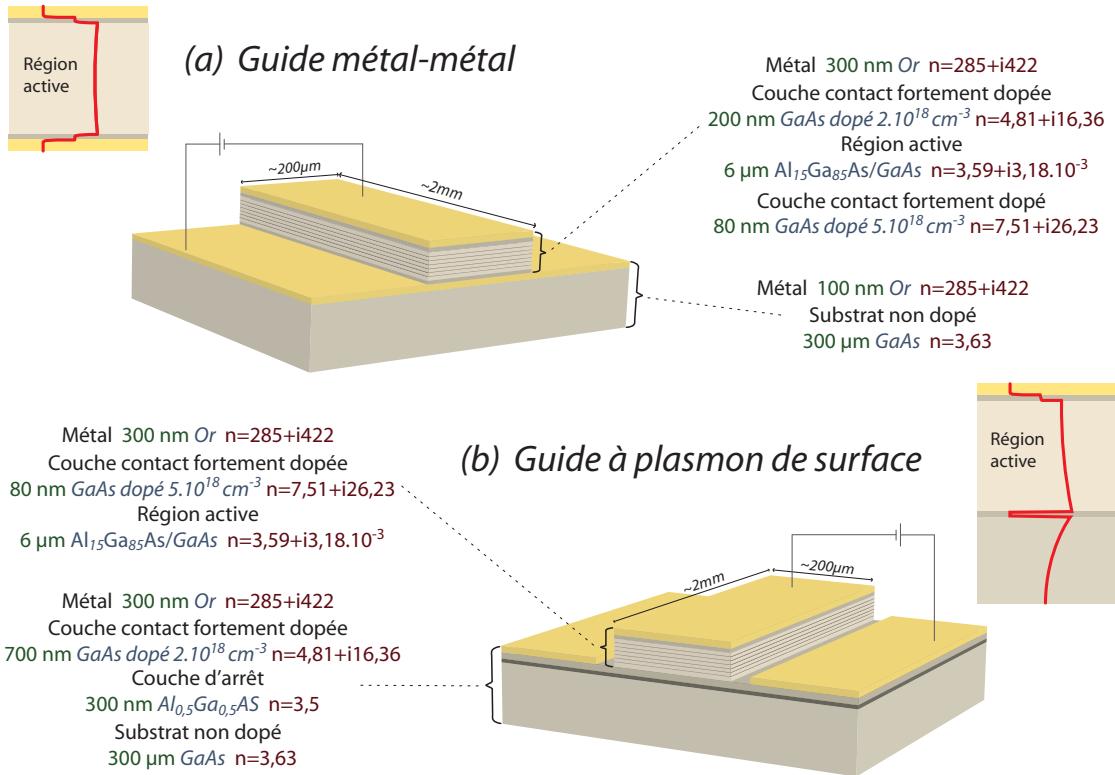


FIG. 1.20: Schéma des deux guides couramment utilisés dans le domaine du THz, et du profil de leur mode optique. Chaque guide est détaillé avec les matériaux, dopages et épaisseurs utilisés. Le calcul des modes optiques a été effectué pour une longueur d'onde de $\lambda \simeq 100 \mu m$.

électrique s'effectue à l'aide d'un contact métallique à côté du ruban et à travers une fine couche de semiconducteur dopé juste en dessous de la région active (Fig. 1.20). Le confinement dans ce genre de guide n'est pas très important $\Gamma = 0,1 - 0,5$, la majorité du mode optique se trouvant dans le substrat. Il devient même inutilisable pour des rubans fins d'une largeur de $30 - 50 \mu m$, la proportion du mode optique se situant dans le substrat étant trop importante. Par contre, les pertes y sont très faibles $\alpha_w \simeq 5 cm^{-1}$. La réflectivité des miroirs est de l'ordre de 30%, et fait de ce guide, le guide idéal pour les applications nécessitant une émission laser importante. De plus, le confinement n'étant pas important la géométrie du champ lointain de l'émission laser est de bonne qualité.

Une alternative à ce genre de guide est le guide métal-métal. Grâce à la technique du *wafer bonding* la région active est mise en *sandwich* entre deux couches métalliques. En générant deux plasmons de part et d'autre de la région active le confinement optique est quasiment maximal $\Gamma \simeq 1$. Cet important confinement permet de réaliser des rubans fins ($< 20 - 30 \mu m$), mais il ne

permet pas d'obtenir une géométrie du champ lointain de bonne qualité. En outre, la présence du métal augmente considérablement les pertes jusqu'à $\alpha_w \simeq 15 \text{ cm}^{-1}$. Comme nous venons de le voir (cf. 1.3.1 page 39), la réflectivité des miroirs est plus importante pour le guide métal-métal. Associés à un important confinement optique ces guides seront idéaux pour la fabrication de dispositifs devant fonctionner à des températures élevées.

Chapitre 2

Fabrication des lasers à cascade quantique

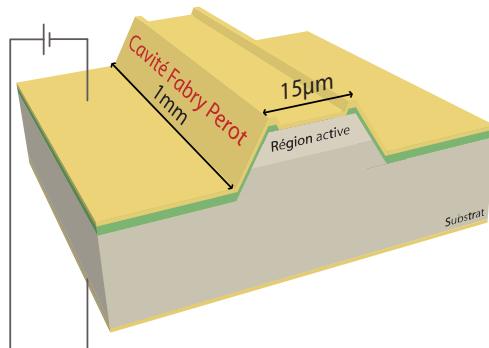


FIG. 2.1: Schéma d'un laser ruban caractéristique.

Au cours de ce bref chapitre je présenterai les procédés technologiques que j'ai utilisés pour la fabrication des LCQ ruban (Fig. 2.1), que j'ai développé et effectué au cours de ma thèse. Pour ce faire, j'ai découpé la fabrication des dispositifs en cinq grandes étapes, que je détaillerai. L'ensemble de ces étapes de fabrication a été réalisé à la Centrale de Technologie Universitaire de l'IEF.

2.1 Les étapes technologiques

2.1.1 Nettoyage

Le LCQ est epitaxié en fonction de son hétérostructure sur un substrat épais ($\sim 500 \mu m$) d'*InP* ou de *GaAs*. Le substrat se présente sous la forme d'un disque circulaire appelé *waffer* d'un diamètre de 2 ou 3 pouces. La fabrication des lasers ruban démarre de ce disque. La

première étape de la fabrication consiste à cliver selon les axes de clivage le *wafer* de semiconducteur afin d'obtenir un morceau d'environ $1 \text{ à } 2 \text{ cm}^2$. C'est sur cet petit morceau de *wafer* que les lasers seront fabriqués. L'étape suivante qui est elle-même découpée en plusieurs étapes est la phase de nettoyage de l'échantillon. Elle est déterminante pour toute la suite de la fabrication du laser. Ses différentes étapes sont détaillées ci-dessous.

- 5 minutes dans l'acetone avec ultrason.
- 5 minutes dans l'isopropanol avec ultrason.
- Rinçage abondant avec de l'eau DI (désionisée).
- 4 minutes dans un plasma d'oxygène.
- 40 secondes dans une dilution d'acide fluorhydrique (1 :7) (*BOE*).

L'acétone permet d'éliminer de l'échantillon l'essentiel des poussières et autres dépôts. On utilise des ultrasons afin d'éliminer les poussières qui seraient collées électrostatiquement. Pour éliminer les traces que peut laisser l'acétone sur la surface de l'échantillon, on utilise de l'isopropanol et l'eau DI. Le nettoyage le plus fin est assuré par le plasma d'oxygène. Les ions d'oxygène agissent principalement de manière chimique, pour avoir un nettoyage plus mécanique on ajoute de l'argon au plasma d'oxygène. On termine le nettoyage avec une dilution d'acide fluorhydrique permettant d'éliminer toute trace d'oxydation sur la surface du semiconducteur.

2.1.2 Gravure

Pour la gravure des rubans j'ai utilisé une gravure humide (Fig. 2.2). Avant de graver le semiconducteur, le contour des rubans est délimité grâce à un masque de résine. La résine *Shipley S1818* est déposée grâce à un *spinner* qui utilise la force centrifuge pour obtenir une épaisseur de résine uniforme sur l'ensemble de l'échantillon. Je décris ci-dessous les différentes étapes du dépôt de résine.

- HMDS, 20 secondes à 4000 tours/minute.
- S1818, 20 secondes à 4000 tours/minute.
- Recuit à 110° pendant 1 minute.
- Exposition UV des zones à graver pendant 6 secondes.
- Développement de la résine exposée pendant 20 secondes dans du MF319.
- 1 minute dans un plasma d'oxygène.

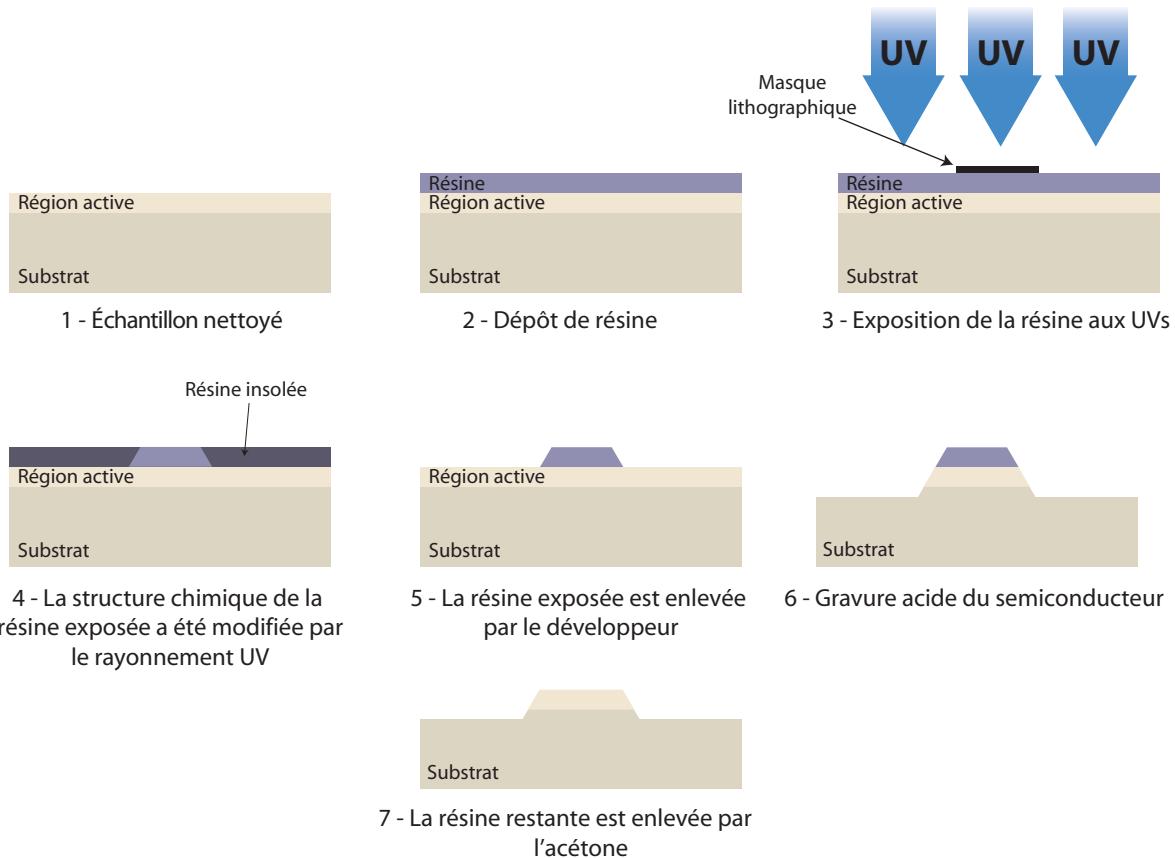


FIG. 2.2: Schéma décrivant les différentes étapes de la gravure des lasers ruban.

Le HMDS est un promoteur d'adhérence permettant d'augmenter le maintien de la résine sur le semiconducteur. Une fois la résine déposée, elle est chauffée à 110° afin de modifier sa structure chimique et la rendre sensible aux rayonnements ultraviolets. Les zones à graver sont ensuite exposées à des rayonnements ultraviolets. Les zones ne devant pas être gravées, c'est-à-dire les rubans, sont protégées du rayonnement ultraviolet grâce à de fines bandes de chrome déposées sur une plaque de verre, appelé masque lithographique. Cette étape est appelée lithographie UV. La structure chimique de la résine exposée est modifiée de manière à réagir au développeur, dans notre cas le MF319. Ainsi après 20 secondes dans le développeur, seule la résine non exposée au rayonnement ultraviolet reste sur l'échantillon. Pour enlever les dernières traces de résine, on place l'échantillon une minute dans un plasma d'oxygène.

Afin d'éviter les zones d'ombre lors de l'insolation, l'échantillon est maintenu en contact contre le masque de gravure. Souvent avec les trop petits échantillons, la résine est plus épaisse sur les bords ce qui empêche une bonne mise en contact. Il est donc préférable d'effectuer avant la lithographie UV des rubans, une lithographie UV des bords permettant de retirer l'excédent

de résine sur les bords de l'échantillon.

Après l'étape de lithographie, on passe à l'étape de gravure proprement dite. Pour la gravure des échantillons à base d'*InAs* et *GaAs* j'ai utilisé une solution d'*HBr* : *HNO₃* : *H₂O* (1 :1 :8). L'échantillon est maintenu grâce à une pince effectuant des mouvements verticaux de va-et-vient dans la solution acide, afin d'évacuer rapidement tous les résidus de gravure. La vitesse de gravure est ainsi d'environ 1,5 $\mu\text{m}/\text{min}$. La profondeur de gravure est régulièrement contrôlée à l'aide d'un profilomètre mécanique. Une fois la profondeur de gravure souhaitée atteinte, l'échantillon est rincé sous l'eau DI. Le masque de résine est retiré avec de l'acétone suivi d'isopropanol et d'eau DI pour le nettoyage. Les toutes dernières traces de résine sont éliminées par un plasma d'oxygène d'une minute environ. La solution d'*HBr* : *HNO₃* : *H₂O* permet d'obtenir des flancs assez verticaux si la gravure est suffisamment profonde, et a l'avantage d'être isotrope. Afin, d'obtenir une bonne reproductibilité avec cette solution, il est nécessaire de la laisser vieillir plusieurs semaines après sa fabrication avant de l'utiliser.

Pour certains lasers à base d'*AlSb* j'ai utilisé une solution d'*H₃PO₄* : *H₂O₂* : *H₂O* (2 :1 :2). Cette attaque acide n'est pas isotrope et les flancs des rubans gravés sont à 45°. Contrairement à la solution d'*HBr*, pour être efficace cette solution doit être utilisée quelques heures après sa fabrication. La vitesse de gravure de cette solution dépend fortement de ce temps d'attente et de sa température.

2.1.3 Dépôt et ouverture de la couche de passivation électrique

Afin d'isoler électriquement les dispositifs, on dépose sur l'ensemble une couche d'isolation. Dans notre cas l'isolant utilisé est du *Si₃N₄* avec une épaisseur de 300 nm. Ce dépôt est obtenu à l'aide d'une PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor deposition*). L'échantillon est placé entre deux électrodes haute fréquence générant entre elles un plasma à partir de *SiH₄* et *NH₃*.

Le courant électrique nécessaire au fonctionnement du LCQ est injecté à travers le dispositif depuis le sommet des rubans. C'est pour cette raison que l'on doit retirer le *Si₃N₄* déposé sur le sommet des rubans. Par lithographie UV, on dépose de la résine sur l'ensemble de l'échantillon à l'exception d'une fine bande au sommet des rubans (2.3).

À partir de ce masque de résine, on grave par RIE (*Reactive Ion Etching*) le *Si₃N₄* pour le retirer. La RIE utilise un plasma obtenu à partir de *CF₄* et d'*O₂* pour graver l'isolant. L'ensemble

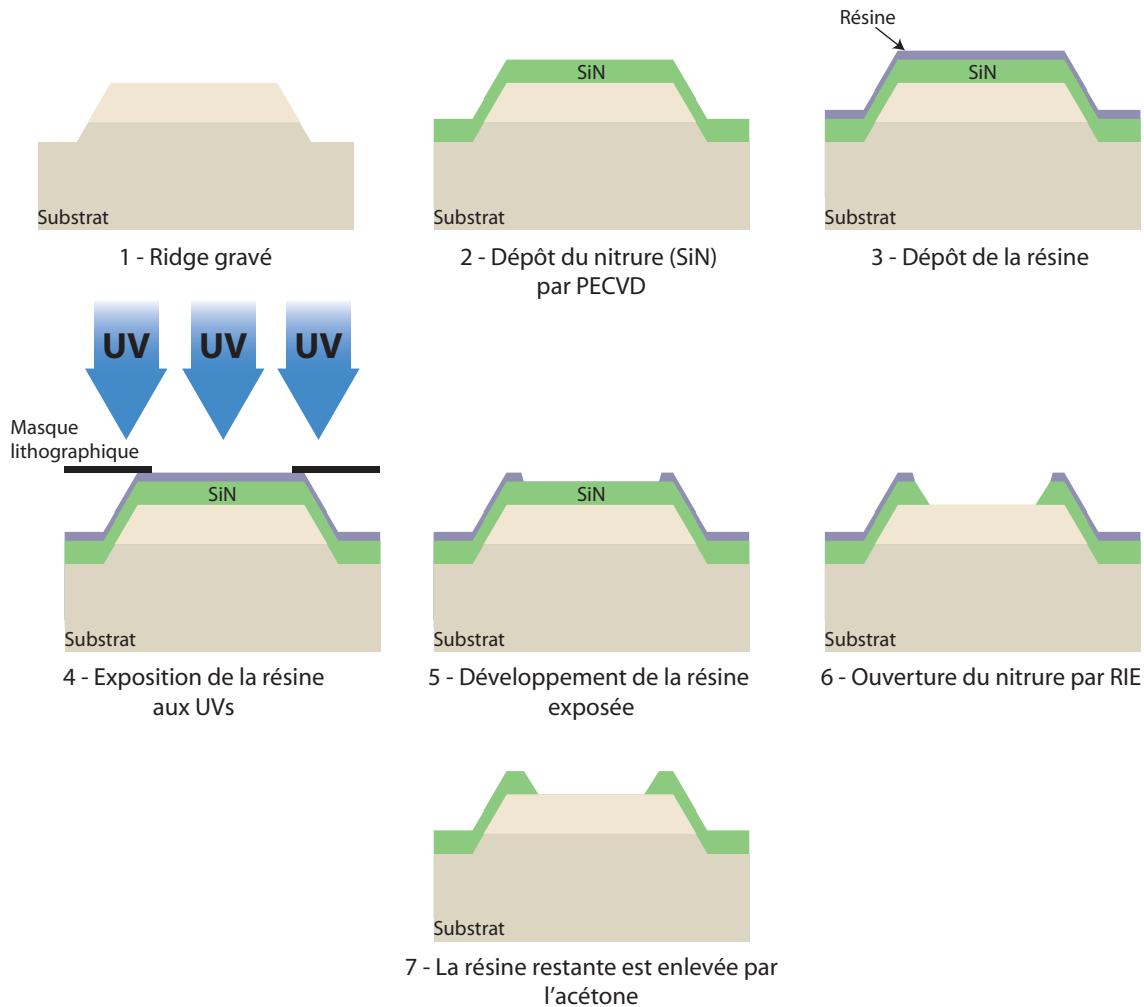


FIG. 2.3: Schéma décrivant les différentes étapes de dépôt et d'ouverture du nitre de silicium (Si_3N_4).

du dispositif sera ensuite recouvert de métal (Ti/Au). Afin que le métal se trouvant au sommet des rubans ne soit pas isolé du reste du métal, le Si_3N_4 doit être gravé avec un angle de 45° . Cet angle est obtenu en jouant sur la pression et la concentration de CF_4 . Si, après la gravure RIE, il reste des traces de Si_3N_4 , on utilise à forte dilution de l'acide fluorhydrique.

2.1.4 Dépôt des contacts électriques

Pour le dépôt des contacts métalliques, on utilise une résine à inversion et beaucoup plus épaisse. Une résine que l'on peut utiliser en inverse est appelée résine négative en opposition avec la résine utilisée en direct qui est appelée résine positive (Fig. 2.4). La résine que j'ai utilisée est la TI35ES. Je décris ci-dessous la recette que j'ai utilisée pour cette résine.

- Chauffage de l'échantillon 15 minutes à 120°C pour le déshydrater.

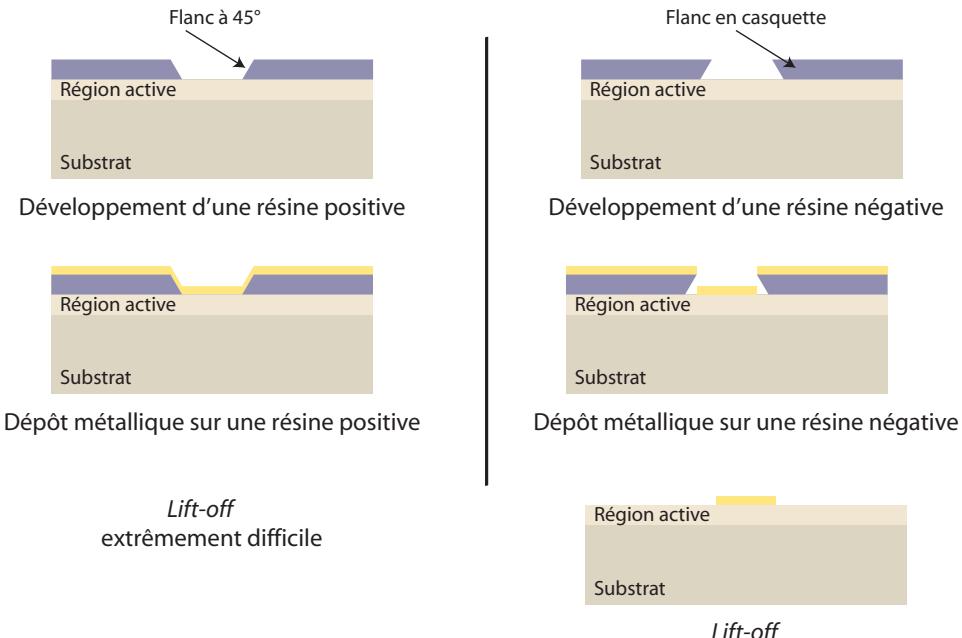


FIG. 2.4: Schéma démontrant la nécessité d'utiliser une résine négative pour effectuer le *lift-off* du métal.

- HMDS, 30 secondes à 3000 tours/minute.
- TI35ES, 30 secondes à 3000 tours/minute.
- Recuit à 100°C pendant 3 minutes.
- Exposition UV des zones où il n'y aura pas de métal pendant 20 secondes.
- Post-recuit à 40°C pendant 10 minutes.
- Post-recuit à 130°C pendant 2 minutes.
- Exposition UV de tout l'échantillon pendant 60 secondes (*flood exposure*).
- Développement de la résine exposée pendant 1 minute 15 secondes dans de l'AZ400K dilué (1 :4) avec de l'eau déionisée.
- 1 minute dans un plasma d'oxygène.

Lorsqu'une résine est utilisée en inverse, les zones exposées aux ultraviolets ne sont pas enlevées par le développeur. On obtient ainsi non pas des flancs à 45° mais en casquette, qui créent des zones d'ombre où le métal ne pourra pas se déposer. Sans cette zone d'ombre, retirer le métal des zones où il reste de la résine est extrêmement difficile. En effet, le métal est déposé sur l'ensemble de l'échantillon, avec des flancs à 45° les zones avec et sans résine sont rattachées entre elles. Grâce aux flancs en casquette, le métal se dépose sur la résine et n'est pas rattaché au métal déposé sur les zones sans résine. Cette discontinuité dans le métal permet à l'acétone d'attaquer la résine pour la retirer. En se retirant, la résine emporte avec elle le métal au-dessus

d'elle. Cette étape technologique où l'on retire le métal superflu est appelée *lift-off* (Fig. 2.4).

Le dépôt des contacts métalliques est effectuée soit par pulvérisation, soit par évaporation à canon à électrons. Avec la première technique le métal est déposé par pulvérisation à l'aide d'un plasma d'argon. Le dépôt dans ce cas n'est pas directionnel. Le métal peut alors se déposer sous la casquette de résine compliquant ainsi le *lift-off*. La seconde technique dépose le métal par évaporation. Un faisceau d'électrons est focalisé sur un creuset contenant le métal, élevant la température de ce dernier jusqu'à obtenir son évaporation. Cette technique a l'avantage d'être très directionnelle, et donc idéale pour les *lift-off*. Avec la gravure *HBr*, les flancs des rubans sont très verticaux, la directionnalité devient alors un inconvénient et il est nécessaire de tilter l'échantillon pendant le dépôt du métal.

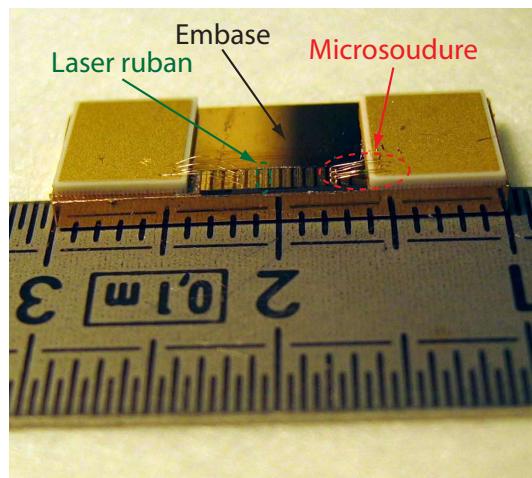


FIG. 2.5: Photo de plusieurs lasers ruban montés sur une embase en cuivre recouverte d'or. Sur cette photo seulement deux lasers ruban sont connectés électriquement grâce à une microsoudure de fil d'or.

Pour le contact supérieur, le dépôt est typiquement constitué de 3 nm de titane et 250 nm d'or. La couche titane permet d'obtenir une bonne adhérence du contact métallique sur le semiconducteur et le nitre (Si_3N_4). Cependant, l'épaisseur de titane est réduite à son strict minimum à cause de son important coefficient d'absorption dans le moyen infrarouge. L'épaisseur d'or est au minimum 250 nm sur l'ensemble du ruban afin de pouvoir injecter des densités de courants supérieurs à $10 kA/cm^2$ sans endommager le laser.

Après avoir déposé le contact supérieur, le substrat de l'échantillon est aminci par polissage jusqu'à obtenir une épaisseur comprise entre 200 et 300 μm . Cet amincissement permet de cliver facilement et avec précision. Le contact inférieur est déposé sur la face arrière du dispositif

juste après le polissage. Les épaisseurs des métaux pour ce contact n'étant pas critiques, j'ai généralement utilisé 15 nm de titane et 250 nm d'or.

2.1.5 Montage

Après le dépôt des contacts supérieur et inférieur, plusieurs lasers ruban sont clivés de l'échantillon puis montés sur une embase de cuivre (Fig. 2.5) grâce à une pâte d'indium que l'on fait fondre sur une plaque électrique. Des fils d'or d'un diamètre compris entre 20 et 25 μm sont ensuite soudés, par micro-soudure à ultrasons sur le contact supérieur des lasers. Ces fils sont reliés à de plus gros contacts collés sur l'embase, nous permettant de connecter électriquement très facilement le laser.

Chapitre 3

Lasers à cascade quantique utilisant un guide à plasmons de surface

3.1 Motivations

La figure (3.1) présente le schéma d'un mode plasmonique utilisé pour guider la lumière d'un laser à semiconducteur. La région active est proche de la couche métallique d'or déposée en surface, jouant aussi le rôle de contact électrique pour l'injection de courant. Dans ce type de laser, le plasmon de surface est généré à l'interface entre le métal et la région active. Le mode optique très proche de la surface et l'important facteur de confinement de ce guide sont des atouts très appréciables pour de nombreuses applications.

Les lasers à cascade quantique (LCQ) constituent une technologie efficace pour atteindre les longueurs d'onde du moyen infrarouge et THz. Ces longueurs d'onde sont en général très difficilement accessibles par d'autres techniques [These-Bengloan]. En donnant accès à de nouvelles longueurs d'onde, les applications des LCQ se sont très vite orientées vers la détection et la spectroscopie [Joly2005]. Cependant, ces applications nécessitent la réalisation de sources monomodes et parfois même une émission par la surface, afin de pouvoir placer plusieurs sources sur un même dispositif. Le développement des guides à plasmons de surface pourra justement

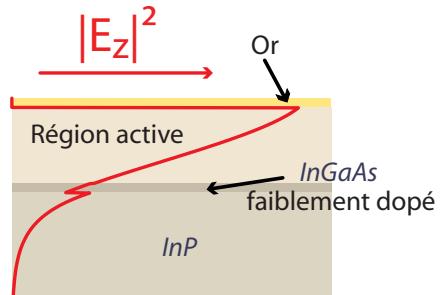


FIG. 3.1: Coupe verticale d'un guide à plasmons de surface d'un laser à cascade moyen infrarouge.

répondre à ces besoins.

Un moyen efficace d'obtenir une émission par la surface et monomode est d'utiliser une cavité à cristal photonique. La cavité à cristal photonique est une structure bidimensionnelle dans laquelle l'indice du matériau varie de manière périodique. L'efficacité du cristal photonique dépend du contraste d'indice de la structure. Afin d'obtenir un contraste d'indice important, il est nécessaire de graver profondément le semiconducteur. Le guide à plasmons de surface permet de simplifier cette étape technologique très délicate de gravure du semiconducteur. Le mode optique étant très proche de la surface dans ce genre de guide, il est possible de fabriquer des cavités à cristal photonique sans avoir à graver profondément le semiconducteur ($\sim 4 \mu m$) [Colombelli2004a, Colombelli2004b] alors qu'avec un guide diélectrique une gravure d'environ $8 - 10 \mu m$ aurait été nécessaire.

La seconde méthode beaucoup plus employée consiste à placer sur un laser ruban un réseau DFB (*Distributed Feedback*) [Morthier]. Comme pour les cavités à cristal photonique, l'efficacité du DFB dépend du contraste d'indice du réseau. Cette efficacité s'exprime à travers le coefficient de couplage k , dont une description est donnée dans [Kogelnik1971]. La valeur optimale de ce coefficient est atteinte pour $kL_{cav} \simeq 1$, où L_{cav} est la longueur de la cavité Fabry-Perot du laser ruban. Il est donc possible grâce à la longueur de la cavité de compenser un faible contraste d'indice. Cette propriété combinée à la technique des guides à plasmons de surface pourrait permettre de simplifier la fabrication des lasers DFB. En effet, Tredicucci et al. [Tredicucci2000] ont démontré qu'il était possible de réaliser un réseau DFB en utilisant un guide à plasmons de surface dont la couche de métal supérieure était constituée d'une alternance de titane et d'or.

Depuis le début des années 80, les plasmons de surface sont très couramment utilisés pour la caractérisation biologique [Liedberg1983]. Cette technique consiste à mesurer la variation de l'indice de réfraction induite par la présence d'éléments biologiques à la surface du métal. Les lasers à cascade quantique, donnant accès à de nouvelles longueurs d'onde, ont peut-être un rôle important à jouer dans le développement de ce domaine d'applications.

3.2 Pertes dans les guides à plasmons de surface

Comme nous l'avons vu dans la partie (1.3.3 page 43) l'un des points forts des guides à plasmons de surface est l'important recouvrement du mode optique avec la région active, et

leur point faible est les pertes optiques. L'équation suivante exprime, de manière simplifiée, les pertes optiques à l'interface d'un métal et d'un semiconducteur [Raether] :

$$\alpha \simeq 4\pi n_d^3 \cdot \frac{n_m}{k_m^3} \cdot \frac{1}{\lambda} \quad (3.1)$$

où n_m et k_m sont la partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction du métal, n_d la partie réelle de l'indice de réfraction du semiconducteur et λ la longueur d'onde d'émission du laser. Cette relation suggère qu'il est en théorie possible de réduire les pertes dans un guide à plasmons de surface en minimisant le rapport n_m/k_m^3 . À grande longueur d'onde, les pertes dues au plasmon de surface sont moins importantes, tout d'abord grâce à la dépendance en $1/\lambda$, mais aussi à cause de la valeur de l'indice de réfraction des métaux plus grande à ces longueurs d'onde.

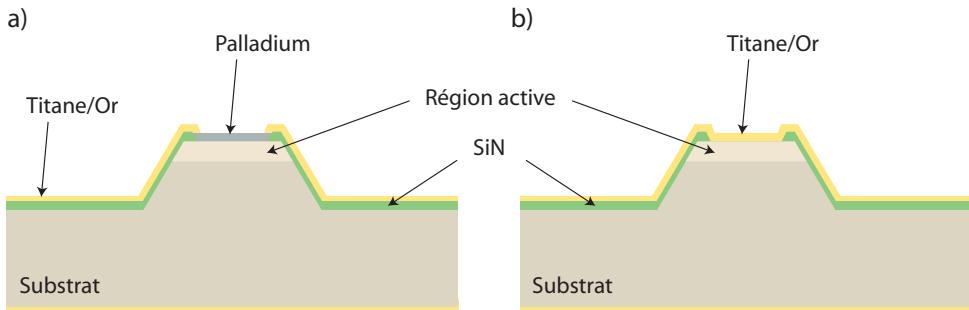


FIG. 3.2: Schéma des guides à plasmons de surface utilisés dans [Sirtori1998a]. La figure (a) est un guide à base de palladium et la figure (b) un guide à base d'or.

Les premiers lasers à plasmons de surface furent réalisés au laboratoire du *Bell Labs* (voir [Sirtori1998a]) en 1998. Ces lasers à plasmons de surface furent réalisés par MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) à partir d'une hétérostructure d'*AlInAs/GaInAs* sur substrat d'*InP*. Deux croissances furent réalisées pour ces dispositifs, la première avec une région active émettant à $\lambda \simeq 8 \mu m$ et la seconde à $\lambda \simeq 11,5 \mu m$. Pour la région active avec une longueur d'onde nominale de $\lambda \simeq 8 \mu m$, 30 nm de titane et une couche de 300 nm d'or ont été déposés à la surface du ruban, le titane servant ici de couche d'accroche. Pour la région active avec un longueur d'onde nominal de $\lambda \simeq 11,5 \mu m$, 30 nm de palladium ont été déposés. Le palladium a été utilisé pour cette structure, car à cette longueur d'onde il présente deux fois moins de pertes que le contact précédemment utilisé. Pour contrer les problèmes d'adhérence du palladium une couche de 30 nm de titane et 300 nm d'or ont été déposées sur les flancs du ruban (Fig. 3.2a.). Les dispositifs avec le guide à base d'or avaient un seuil de $4 kA/cm^2$ à $4 K$ et une température maximale

de fonctionnement de 150 K . Les autres dispositifs utilisant le guide à base de palladium avaient un seuil de 11 kA/cm^2 à 10 K et une température maximale de fonctionnement de 110 K . Les performances obtenues avec ces lasers étaient bien en dessous de celles obtenues à l'époque avec les mêmes régions actives utilisant un guide diélectrique [Sirtori1996, Gmachl1998]. Cette différence de performance est due aux pertes plus importantes dans les guides métalliques. Ces pertes peuvent être estimées en comparant le seuil obtenu avec les guides à plasmons de surface avec ceux obtenus avec les guides diélectriques, et en utilisant la formule du seuil (Eq. 1.10 page 27). Les lasers avec la région active émettant à $8\text{ }\mu\text{m}$ présentent des pertes de 100 cm^{-1} et celle de $11,5\text{ }\mu\text{m}$ des pertes de 150 cm^{-1} [Sirtori1998a].

Les travaux de Carlo Sirtori et al. ont permis de démontrer que des lasers avec un guide à plasmons de surface pouvaient fonctionner dans le moyen infrarouge. Cependant, dans un objectif applicatif il est important d'améliorer leurs performances, et notamment de pouvoir faire fonctionner ces dispositifs à température ambiante, ce qui n'était pas le cas des dispositifs de la référence [Sirtori1998a]. Les pertes de ces dispositifs étaient tellement importantes qu'un fonctionnement à température ambiante n'était pas envisageable. En vue de réaliser des lasers à plasmons de surface fonctionnant à température ambiante, nous nous sommes concentrés sur le problème des pertes dans ces structures.

Une des possibilités pour réduire les pertes des guides à plasmons est de choisir un métal qui minimise le rapport n_m/k_m^3 (Eq. 3.1). Différentes valeurs de n_m et k_m de différents métaux sont spécifiées dans le tableau (3.1).

Aux vues des valeurs de pertes indiquées dans le tableau (3.1), l'argent est le métal présentant les valeurs de pertes les plus faibles, inférieures à celles de l'or habituellement utilisé pour les lasers à plasmons de surface. Nous avons donc choisi d'étudier expérimentalement des lasers à plasmons de surface à base d'argent.

3.3 Le banc de mesure

3.3.1 Mesures électriques

Les mesures électriques des dispositifs sont utilisées afin de déterminer les caractéristiques du voltage aux bornes du laser en fonction du courant injecté ($I(V)$). Ces mesures nous permettent de déterminer la tension d'alignement de la structure de bande et la résistance diffé-

Métaux	n_m	k_m	n_m/k_m^3	$\alpha (cm^{-1})$
Ag	2, 94	54, 13	1, 85.10 ⁻⁵	11, 15
Or	4, 33	53, 84	2, 78.10 ⁻⁵	16, 72
Al	18, 96	82, 50	3, 38.10 ⁻⁵	20, 33
Ni	4, 84	27, 70	2, 27.10 ⁻⁴	137, 1
Pd	4, 40	16, 25	1, 10.10 ⁻³	617, 4
Ti	6, 31	13, 90	2, 30.10 ⁻³	1414

TAB. 3.1: Valeurs de la partie imaginaire et réelle de l'indice de réfraction de différents métaux à la longueur d'onde de $7,5 \mu m$ et $n_d = 3,3$. La dernière colonne du tableau donne une estimation des pertes pour un mode à plasmons de surface avec un semiconducteur d'indice 3,3 et pour une longueur d'onde de $7,5 \mu m$. Les valeurs de ce tableau proviennent de [Ordal], elles présentent une grande incertitude due à la dispersion des résultats obtenus par les différentes équipes.

rentielle du dispositif. Réalisées en tout premier lors de la caractérisation des échantillons, ces mesures servent principalement à déceler un éventuel problème de fabrication. En enregistrant la quantité de lumière émise par le laser en fonction du courant injecté ($L(I)$), elles nous permettent aussi de déterminer la valeur du courant de seuil laser.

Les LCQ sont alimentés grâce à un impulsateur pouvant fournir des tensions comprises entre $1V$ et $100V$. Les impulsions que nous utilisons habituellement ont une fréquence de $84 kHz$ et une durée de $50 - 100 ns$ lorsqu'on étudie l'émission laser et une durée comprise entre $100 ns$ et $500 ns$ (ou plus) lorsqu'on étudie l'émission spontanée. Une résistance de 50Ω est placée entre le dispositif et l'impulsateur, afin d'adapter la ligne en impédance et d'éviter les réflexions électriques. Le courant est mesuré par l'intermédiaire d'une sonde de courant relié à un oscilloscope. Le voltage est directement mesuré aux bornes du dispositif à l'aide d'un oscilloscope. L'ensemble de ces appareils est contrôlé par ordinateur grâce à une interface *LabView* que j'ai réalisée au cours de ma thèse.

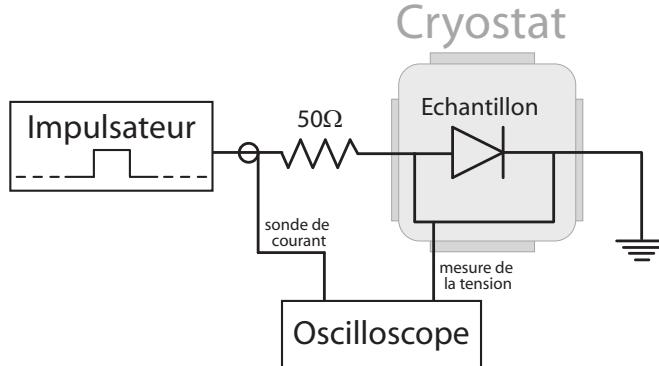


FIG. 3.3: Schéma du dispositif expérimental permettant de caractériser électriquement les dispositifs.

3.3.2 Mesures optiques

L'interféromètre à transformée de Fourier

Pour déterminer la longueur d'onde de l'émission laser et de l'émission spontanée de nos dispositifs, j'ai utilisé un interféromètre de Michelson (ou FTIR, *Fourier Transform Infra Red*). L'interféromètre décompose à l'aide d'une séparatrice le signal lumineux provenant de l'échantillon. Ce signal décomposé est envoyé sur un miroir fixe et un miroir mobile avant d'être recombiné à la sortie de l'interféromètre. En faisant bouger le miroir mobile d'une distance x , les deux ondes interfèrent et on obtient ainsi l'interférogramme de la figure (3.4). Pour une onde monochromatique de longueur d'onde λ , on aura un interférogramme de la forme :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \frac{1 + \cos\left(2\pi\frac{x}{\lambda}\right)}{2} \quad (3.2)$$

où I est l'intensité lumineuse collectée, I_0 est la lumière incidente, et x est la position du miroir mobile par rapport au zéro de l'interférogramme défini comme étant la distance pour laquelle les deux miroirs sont équidistants. De ce fait, l'intensité lumineuse totale collectée et représentée par l'interférogramme de la figure (3.4) est l'intégrale sur toutes les longueurs d'onde de l'équation (3.2). L'intensité totale de lumière émise à la sortie de l'interféromètre est une fonction de la position du miroir. La transformée de Fourier inverse de ce signal permet d'obtenir le spectre de l'émission reçue par l'interféromètre en fonction du nombre d'onde k :

$$I(k) = \alpha \int I(x) e^{-ikx} dx$$

où α est une constante. Sur la figure (3.4), on peut justement observer l'interférogramme collecté à la sortie de l'interféromètre et sa transformée de Fourier donnant le spectre de lumines-

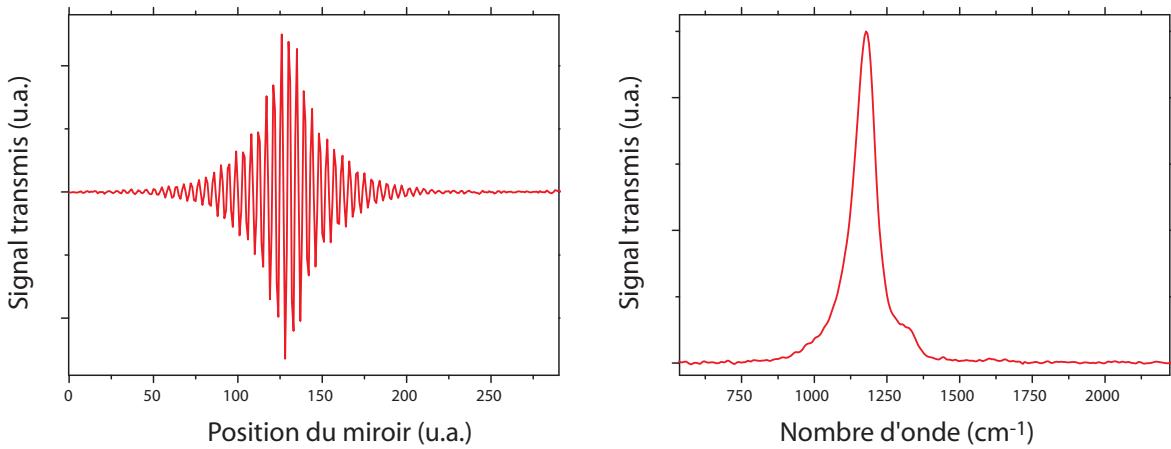


FIG. 3.4: La figure de gauche représente l’interférogramme mesuré à l’aide du FTIR et ayant permis d’obtenir le spectre de luminescence de la figure de droite.

cence du dispositif.

Le spectromètre à transformée de Fourier peut fonctionner dans deux modes. Le premier, appelé *rapid scan* est typiquement utilisé pour enregistrer le spectre de l’émission laser. Dans cette configuration le miroir du FTIR se déplace à une vitesse constante, et le signal du détecteur est enregistré en fonction de la position du miroir, ce qui fournit l’interférogramme. Le temps de mesure pour chaque point est très court et cela génère du bruit sur le spectre. Afin d’améliorer le rapport du signal sur le bruit, il est possible de moyenner plusieurs spectres. Le deuxième mode est le *mode pas à pas (step-scan)*, il est utilisé pour les spectres de luminescence puisqu’il permet d’obtenir un excellent rapport signal sur bruit. Dans cette configuration le miroir avance lentement et s’immobilise pendant un temps t ajustable. Durant ce laps de temps, le système moyenne le signal qu’il reçoit. Ce signal provient d’une détection synchrone démodulant le signal reçu par le détecteur à la fréquence des impulsions électriques envoyées sur le dispositif, améliorant ainsi considérablement le rapport signal sur bruit.

Le montage optique

La figure (3.5) présente le dispositif expérimental utilisé pour caractériser optiquement nos dispositifs LED (*Light Emitting Device*) et lasers à cascade quantique. L’échantillon est placé dans un cryostat alimenté en azote liquide par un circuit ouvert, et permettant de mesurer nos échantillons à des températures comprises entre 78 K et 350 K. Avant d’être envoyé sur l’interféromètre la lumière émise par le dispositif est collimatée grâce à une lentille en $ZnSe$ ou

germanium selon la longueur d'onde d'émission de l'échantillon. Afin de maximiser la quantité de lumière transmise, certaines optiques ont un traitement antireflet. À la sortie de l'interféromètre, la lumière est focalisée à l'aide d'une lentille ou d'un miroir parabolique sur un détecteur MCT (*Mercury Cadmium Telluride*) refroidi à l'azote liquide.

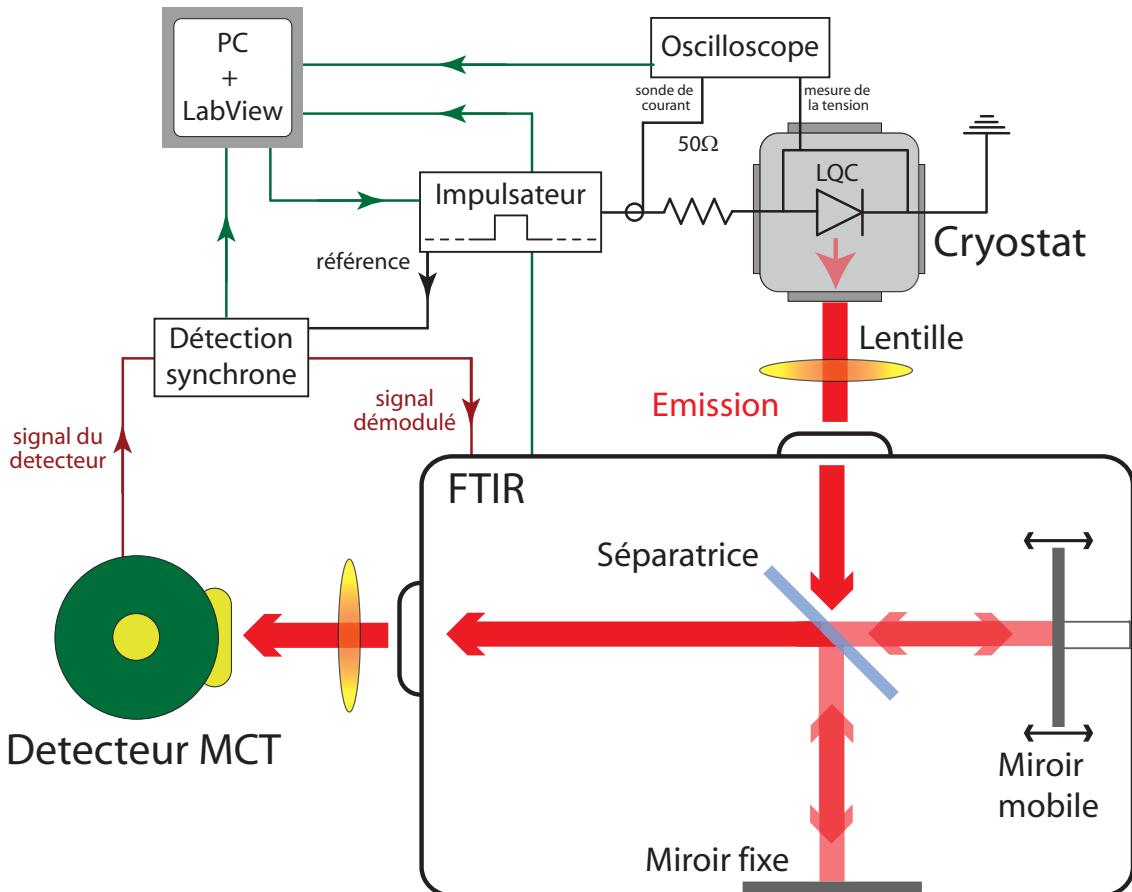


FIG. 3.5: Schéma du dispositif expérimental permettant de caractériser optiquement les dispositifs. Il est composé d'un cryostat permettant de mesurer les échantillons jusqu'à 78 K, d'un interféromètre de Michelson (FTIR), et d'un détecteur moyen infrarouge (MCT).

3.4 Lasers à plasmons de surface

3.4.1 Croissance utilisée pour les lasers à plasmons de surface

La structure laser que nous avons utilisée pour cette expérience a le numéro d'échantillon MR2230, il s'agit d'une hétérostructure de $In_{0,53}Ga_{0,47}As/Al_{0,48}In_{0,52}As$ accordée en maille sur un substrat d' InP obtenu par MOVPE (*Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) à basse pression.

sion (150 Torr) [Krysa2004]. Cette croissance a été réalisée par A.B. Krysa et al. à l'*University of Sheffield*. Le substrat d'*InP* utilisé est dopé n à $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La région active est basée sur un dessin à trois puits quantiques utilisant deux LO-phonons résonnants, et est calculée pour une émission nominale à $\lambda \simeq 7,5 \mu\text{m}$. La transition optique a lieu entre le niveau 4 et 3 (voir figure 3.6), et les deux transitions non radiatives faisant intervenir un phonon optique longitudinal entre les niveaux 3 → 2 et 2 → 1.

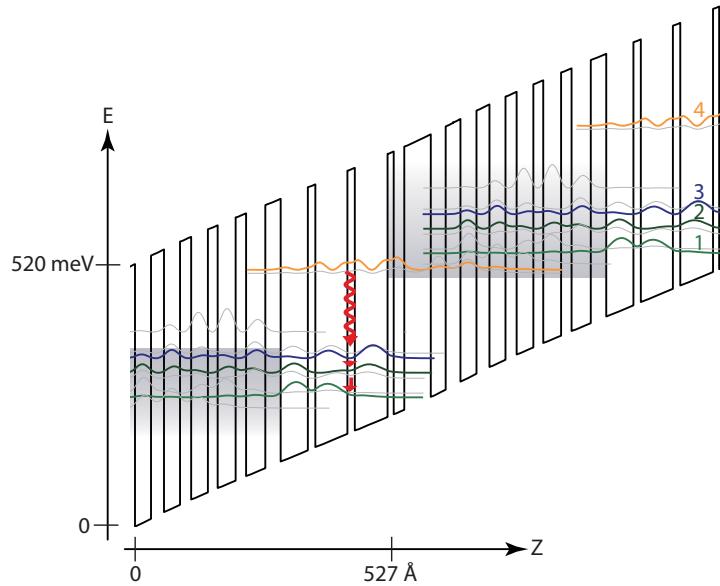


FIG. 3.6: Simulation de la région active de l'échantillon MR2230. Les courbes représentent les modules carrés des fonctions d'onde électroniques. Il s'agit d'une structure d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$. En commençant par la barrière d'injection, la structure en Å est **43/24/24/26/21/26/18/27/16/29/17/31/25/44/12/52/12/53/10/17** les barrières sont désignées en gras. La tension utilisée pour obtenir l'alignement de bande est de 56 kV/cm.

À partir de la simulation du guide optique à plasmons de surface, décrit par le tableau (3.2), on constate que le remplacement de l'or par de l'argent ne modifie pas le profil du mode optique, mais uniquement la valeur des pertes du guide (Fig. 3.7). En utilisant l'argent comme couche de confinement, on peut s'attendre à une réduction d'au moins 30% des pertes optiques.

3.4.2 Lasers à plasmons de surface avec un contact titane/or et titane/argent

Afin de quantifier expérimentalement l'amélioration que l'argent pouvait apporter aux lasers à plasmons de surface, j'ai fabriqué des lasers ruban d'une largeur de 13, 17, 21 et 25 μm . La moitié des dispositifs fabriqués a un contact supérieur métallique composé de 3 nm de titane et

Matériaux	Dopage (cm^{-3})	Épaisseur (μm)	n	k
Air		∞	1	0
Métal (or)		0,3	7,8	57,6
InGaAs	$5 \cdot 10^{18}$	0,01	2,312	$3,389 \cdot 10^{-2}$
InGaAs	10^{17}	0,04	3,336	$4,697 \cdot 10^{-4}$
Région active	$1,7 \cdot 10^{16}$	2,635	3,269	$6,720 \cdot 10^{-5}$
InGaAs	$5 \cdot 10^{16}$	0,5	3,345	$2,342 \cdot 10^{-4}$
InP	10^{17}	2	3,055	$2,738 \cdot 10^{-4}$
Substrat d'InP	$2,10^{18}$	250	2,852	$5,864 \cdot 10^{-3}$

TAB. 3.2: Guide optique de l'échantillon MR2230.

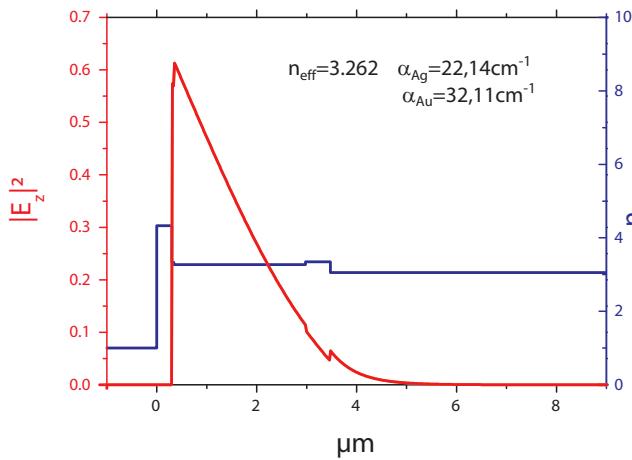


FIG. 3.7: Simulation unidimensionnelle du guide optique à plasmons de surface or et argent. Pour les deux métaux, le profil du mode optique n'est pas modifié, ils ont tous les deux un indice effectif de 3, 262. Seule la valeur des pertes change, elle est de $22, 1 cm^{-1}$ pour le guide à base d'argent et $32, 1 cm^{-1}$ pour celui à base d'or.

de 300 nm d'or, le titane servant de couche d'accroche. Cette couche d'accroche doit permettre au métal d'adhérer parfaitement au semiconducteur. D'habitude on utilise des épaisseurs d'au moins 30 nm. Ici son épaisseur est la plus fine possible à cause des pertes optiques importantes que présente le titane (Tab. 3.1 page 65). L'injection du courant électrique dans le LCQ s'effectue par l'intermédiaire d'un fil d'or d'un diamètre compris entre 20 et 25 μm que l'on soude par micro soudure sur le contact métallique du laser. Cette soudure exerce une contrainte mécanique qui nécessite une adhérence parfaite du métal sur le semiconducteur.

Pour l'autre moitié des dispositifs, j'ai utilisé une couche d'accroche de 3 nm de titane suivie de 150 nm d'argent, de 10 nm de nickel et de 250 nm d'or. L'épaisseur de la couche d'argent est très largement supérieure à son épaisseur de peau ($\simeq 20\text{ nm}$) de sorte que le mode optique ne pénètre pas dans la couche de nickel et d'or. L'or en surface est utilisé afin de protéger l'argent de l'oxydation, et pour pouvoir effectuer la soudure ultrasons.

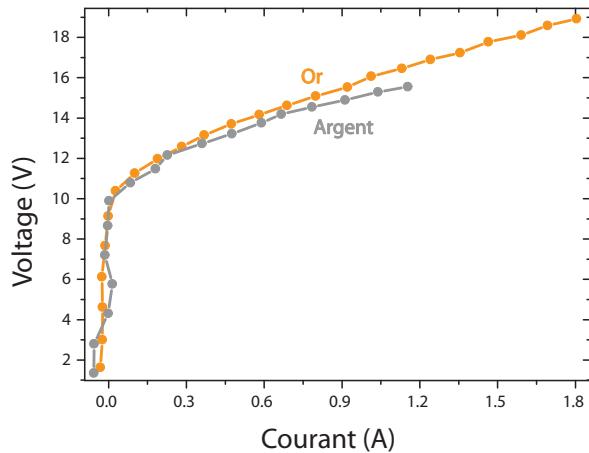


FIG. 3.8: Caractéristiques électriques des lasers à plasmons de surface à base d'or et d'argent.
Mesures effectuées à 78 K avec des impulsions de 75 ns à 1 kHz .

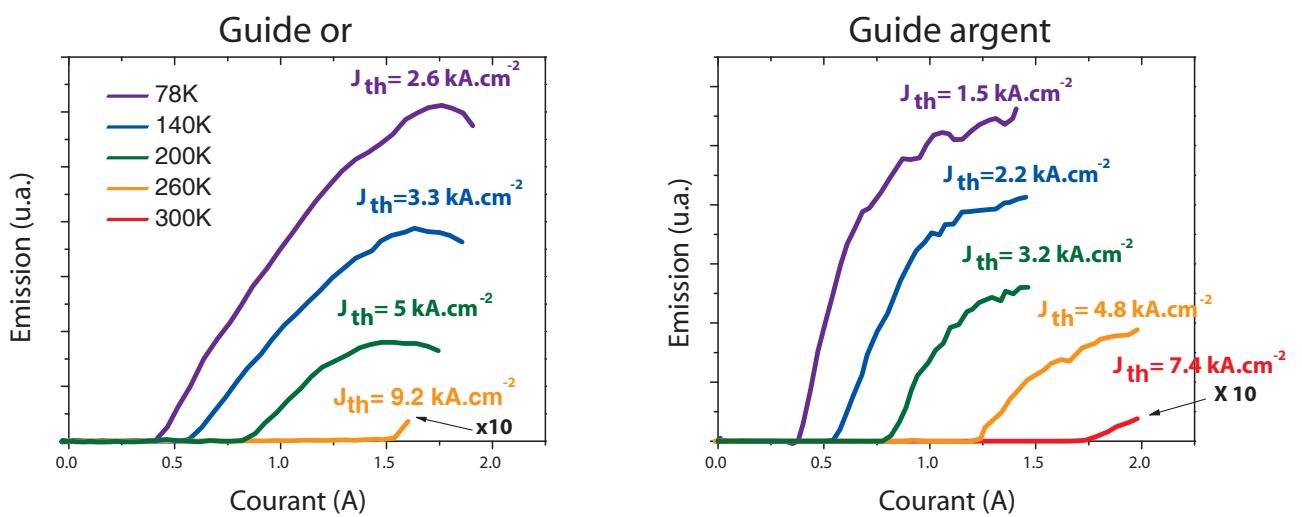


FIG. 3.9: Caractéristique lumière-courant (LI) du laser en fonction du courant de pompe, pour différentes températures. On constate que le seuil du guide or, figure de gauche, est plus grand que celui du guide argent à une température donnée, figure de droite. Mesures effectuées avec des impulsions de 50 ns à 84 kHz . Le détecteur utilisé était un MCT refroidi à l'azote liquide.

Les figures (3.8), (3.9) et (3.10) présentent les résultats obtenus pour les deux types de guide métallique. Les lasers à base d'argent présentent des seuils nettement meilleurs que ceux

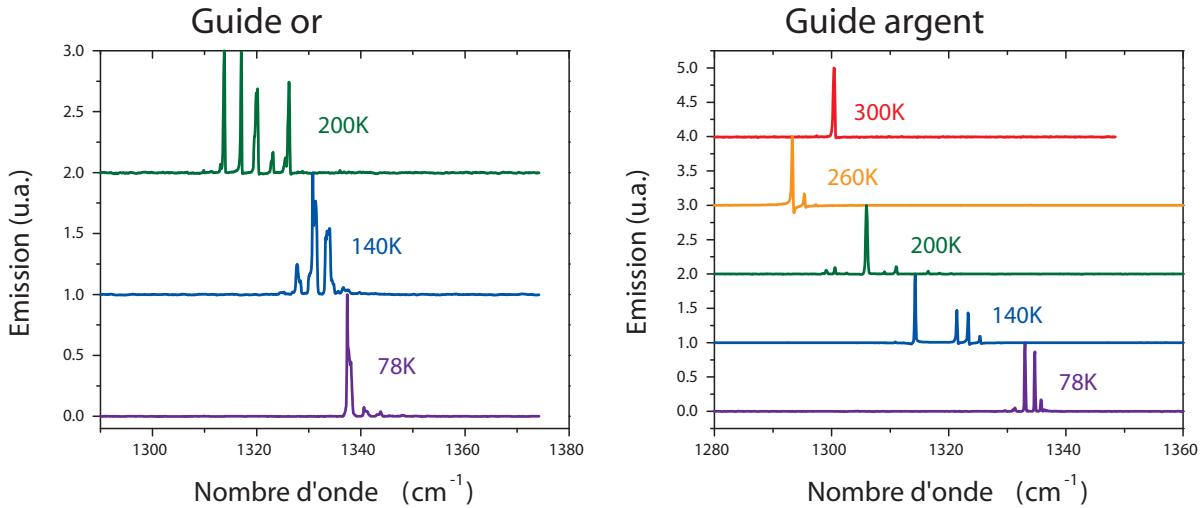


FIG. 3.10: Spectres laser des guides or et argent mesurés pour différentes températures. Ces spectres ont été enregistrés grâce à un détecteur MCT. Les impulsions électriques utilisées avaient une durée de 50 ns et une fréquence de 84 kHz .

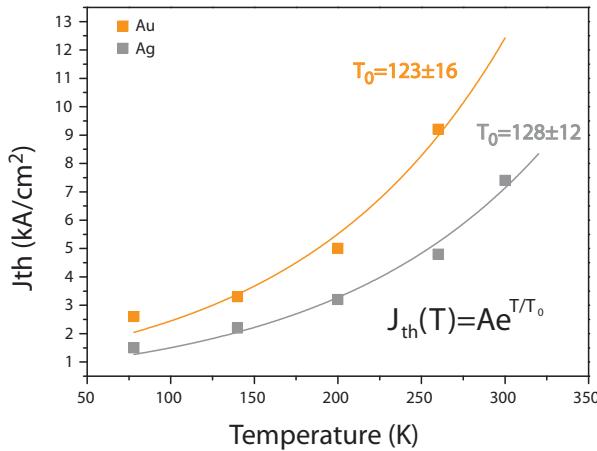


FIG. 3.11: Caractéristique représentant le seuil des lasers en fonction de la température. Les points expérimentaux sont ajustés par une loi exponentielle permettant d'obtenir la valeur de T_0 .

à base d'or (Fig. 3.9). La température maximale de fonctionnement des lasers or ne dépasse pas les 260 K (Fig. 3.11), avec une puissance crête de $\simeq 70\text{ mW}$ à 78 K dans le cas d'un laser de $21\text{ }\mu\text{m}$ de large. Par contre, les lasers à base d'argent fonctionnent jusqu'à température ambiante (300 K) (Fig. 3.11), avec une puissance crête de $\simeq 30\text{ mW}$ à 78 K pour un laser d'une largeur de $12\text{ }\mu\text{m}$. Les différents spectres obtenus (Fig. 3.10) montrent que la longueur d'onde d'émission des lasers est bien de $7,5\text{ }\mu\text{m}$, valeur en accord avec le dessin de la région active.

Ils ont été obtenus en utilisant l'interféromètre en *rapid scan* avec des impulsions de 50 ns à 84 kHz. Le détecteur utilisé était un MCT refroidi à l'azote liquide. Sur la figure (3.10) on peut observer un décalage de l'émission laser vers les courtes longueurs d'onde (*red shift*) lorsque la température augmente, ce décalage est dû à la variation de l'offset de la bande de conduction avec la température.

À partir de la mesure d'un grand nombre de dispositifs, j'ai pu mettre en évidence que le seuil des lasers avec un contact titane/or se situe dans la plage des $2,9 \pm 0,4 \text{ kA/cm}^2$ et celui des lasers avec un contact titane/argent dans celle des $1,5 \pm 0,2 \text{ kA/cm}^2$. Les faibles seuils obtenus avec les guides argent sont en accord avec les simulations 1D des guides qui prédisaient une diminution des pertes grâce à l'utilisation de l'argent, les pertes du guide étant reliées à la valeur du seuil laser (Eq. 1.10 page 27).

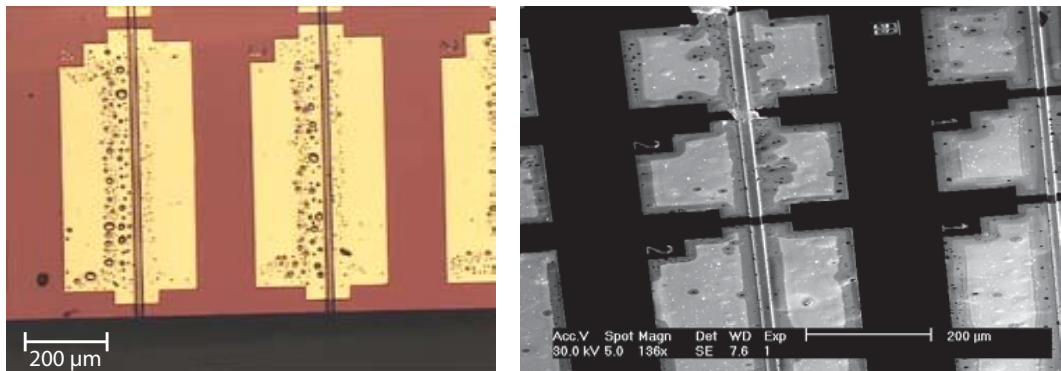


FIG. 3.12: Images des dispositifs à base d'argent prises en microscopie électronique (MEB) plusieurs mois après leur fabrication. Les problèmes d'adhérence de l'argent y sont très clairement visibles.

Cependant, l'argent présente un important problème d'adhérence sur le semiconducteur et le nitrate (Si_xN_y). Les dispositifs se dégradent sur des échelles de temps très courtes, de l'ordre de quelques mois (Fig. 3.12). C'est pour cette raison que dans les parties suivantes nous allons nous concentrer principalement sur les dispositifs à base d'or. Afin de mieux quantifier le gain apporté par l'utilisation des guides à plasmons de surface, j'ai mesuré expérimentalement les pertes de ces guides optiques. En parallèle nous avons mis au point une technique permettant d'empêcher l'argent de se décoller du semiconducteur (voir la section 3.7 page 90).

3.5 Mesure des pertes par la méthode du $1/L$

L'amélioration des guides à plasmons de surface pour les LCQ nécessite une bonne connaissance des pertes de ces guides. La méthode la plus directe pour mesurer les pertes d'un laser ruban est d'injecter un laser extérieur dans le guide et d'enregistrer les oscillations de la cavité Fabry-Perot, en fonction de la longueur d'onde, ou de la longueur de la cavité. Dans le premier cas, il s'agit d'accorder la longueur d'onde du laser d'injection. Et dans le second, comme le démontre la référence [Revin2004b] la simple variation de la température du résonateur est suffisante pour obtenir les oscillations de la cavité Fabry-Perot. La valeur des pertes du guide est déduite de l'amplitude de ces oscillations. Cette méthode est efficace pour mesurer les pertes des lasers avec un guidage diélectrique, cependant elle est malheureusement moins bien adaptée à la mesure des pertes des guides à plasmons de surface. La raison est liée à la différence de profil optique. Dans le cas d'un guide diélectrique, le profil bidimensionnel du mode est presque gaussien, et s'adapte bien à l'injection par une lentille ou un objectif cassegrain à grande ouverture numérique. La géométrie du mode optique des guides à plasmons de surface est quant à elle plus atypique, le mode optique est asymétrique et concentré à l'interface métal semiconducteur. Le coefficient de couplage avec une onde extérieure est donc extrêmement faible. Une mesure précise des pertes des guides à plasmons de surface n'étant pas immédiate, j'ai développé et appliqué différentes techniques permettant de mesurer les pertes et le gain de ces lasers. La première technique est celle dite de la méthode $1/L$, faisant intervenir plusieurs dispositifs avec des longueurs de cavités différentes [Sirtori1999]. La seconde, plus originale, est inspirée des techniques utilisées pour les diodes lasers et n'utilise qu'un seul dispositif comportant plusieurs sections isolées électriquement les unes des autres [Thomson1999].

Pour mesurer les pertes du guide optique α_w de ces dispositifs, j'ai dans un premier temps utilisé la méthode dite du $1/L$. En mesurant le seuil laser de plusieurs dispositifs identiques, mais ayant tous des longueurs différentes pour le résonateur Fabry-Perot, il est possible de remonter aux pertes du guide. Cette méthode découle de la formule exprimant le seuil du laser J_{th} comme une fonction des pertes du guide α_w , des pertes des miroirs α_m , du confinement optique Γ et du gain g :

$$J_{th} = \frac{\alpha_w + \alpha_m}{g\Gamma} \quad (3.3)$$

où $\alpha_m = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)$

$$\text{avec } R_1 = R_2 = R \quad \alpha_m = -\frac{1}{L} \ln(R)$$

$$\text{soit } J_{th} = \frac{\alpha_w}{g\Gamma} - \frac{1}{L} \frac{\ln(R)}{g\Gamma} \quad (3.4)$$

R_1 et R_2 étant les réflectivités des miroirs et L la longueur du résonateur.

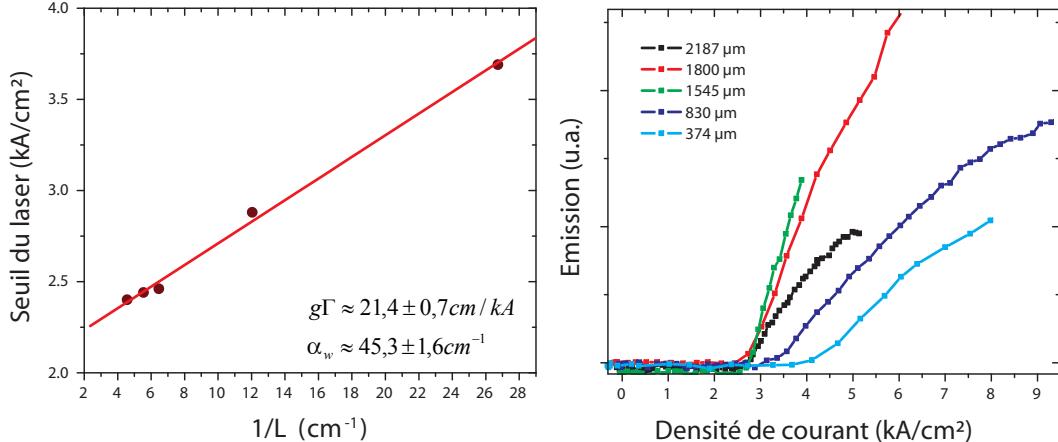


FIG. 3.13: Résultats de la mesure des pertes à 78K du guide optique d'un laser à plasmons de surface avec une métallisation Ti/Au et d'une largeur de 11 μm . La figure de gauche présente la valeur des seuils mesurés pour chaque longueur de ruban. La figure de droite présente les courbes typiques de l'émission du laser en fonction du courant injecté, permettant de déterminer la valeur des seuils. Ces courbes ne sont pas calibrées entre elles, elles permettent simplement de déterminer le seuil laser.

Les meilleurs résultats expérimentaux obtenus sont ceux d'un guide or d'une largeur de 11 μm (Fig. 3.13). Les points rouges sur la figure (3.13) représentent les valeurs expérimentales des seuils laser obtenues pour des rubans d'une longueur de 2185, 1800, 1545, 830 et 374 μm . À partir de l'équation (3.4) et de l'ajustement linéaire des résultats expérimentaux il est possible de remonter aux valeurs de $g\Gamma$ et α_w :

$$g\Gamma \simeq 21,4 \pm 0,7 \text{ cm/kA}$$

$$\alpha_{w_{Au}} \simeq 45,3 \pm 1,6 \text{ cm}^{-1}$$

$g\Gamma$ est déduit de la valeur de la pente $\frac{\ln(R)}{g\Gamma}$, en estimant que le coefficient de réflexion des miroirs R est de 28 %. Et $\alpha_{w_{Au}}$ est déduit de l'ordonnée à l'origine $\frac{\alpha_w}{g\Gamma}$. Les incertitudes sur ces valeurs sont obtenues à partir de l'ajustement linéaire.

Les pertes sont ici plus importantes que celles prédictes par la théorie $\alpha_{th} \simeq 32 \text{ cm}^{-1}$ (Fig. 3.7). Cette différence est certainement due en partie à l'importante incertitude sur les indices

des métaux. Une autre source d'erreur provient de la détermination du coefficient de réflexion des miroirs. Ici j'ai pris un coefficient d'environ 28 %, mais comme nous l'avons vu dans la section (1.3.1 page 39), il est difficile de déterminer précisément le coefficient de réflexion des miroirs d'un guide à plasmons de surface contrairement au guide diélectrique.

Le confinement optique et le coefficient de réfraction des miroirs étant les mêmes pour un guide avec un contact Ti/Au et Ti/Ag, il est en principe possible de remonter à la valeur des pertes du guide argent à partir de l'équation (3.3). Pour ce faire j'ai mesuré le seuil à 78 K d'un laser avec un guide argent et un laser avec un guide or, ayant tous les deux les mêmes dimensions, soit une largeur de 25 μm et une longueur de cavité de 1500 μm (Fig. 3.14). Ce qui donne des pertes pour le guide argent de l'ordre de :

$$\alpha_{wAg} \simeq 23,6 \text{ cm}^{-1}$$

$$\alpha_{th} \simeq 22 \text{ cm}^{-1}$$

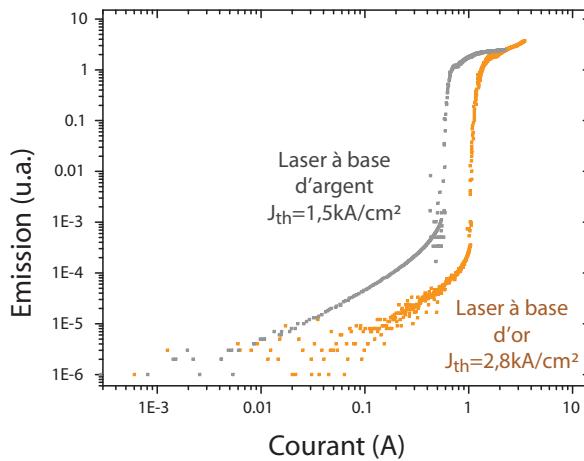


FIG. 3.14: Lumière émise à 78K en fonction du courant injecté pour un laser à base d'argent et un laser à base d'or. Les deux dispositifs ont exactement les mêmes dimensions : une longueur de 1500 μm et une largeur de 25 μm .

L'hypothèse nécessaire pour utiliser cette méthode $1/L$ est de connaître le coefficient de réflexion des miroirs (difficile à déterminer pour un guide à plasmons de surface) et d'utiliser plusieurs dispositifs. Les performances des lasers fabriqués n'étant pas très reproductibles, cette dernière contrainte constitue l'inconvénient majeur de cette méthode. En effet, la majorité des résultats que j'ai obtenus présentaient une trop grande disparité étant donné le nombre important de dispositifs différents qu'elle requiert pour une seule mesure de pertes. Afin de remédier à ces difficultés, j'ai utilisé une technique inspirée des travaux sur les diodes lasers [Thomson1999]

ne faisant intervenir qu'un seul laser et où le coefficient de réflexion des miroirs n'intervient pas dans le calcul des pertes [These-Barbieri].

3.6 Mesure des pertes par la méthode des sections

3.6.1 Principe de la mesure de gain et des pertes par la méthode des sections

Principe de la mesure des pertes par la méthode des sections

La figure (3.15) présente un schéma en vue de dessus d'un ruban utilisé pour cette technique. Le laser possède quatre contacts isolés électriquement les uns des autres, afin de pouvoir injecter individuellement du courant dans chacune des sections. On mesure les pertes du guide en mesurant l'absorption linéique de la lumière à travers le guide. Le gain est déterminé en mesurant l'amplification lumineuse qu'apporte une section sur la lumière émise par une deuxième [Thomson1999].

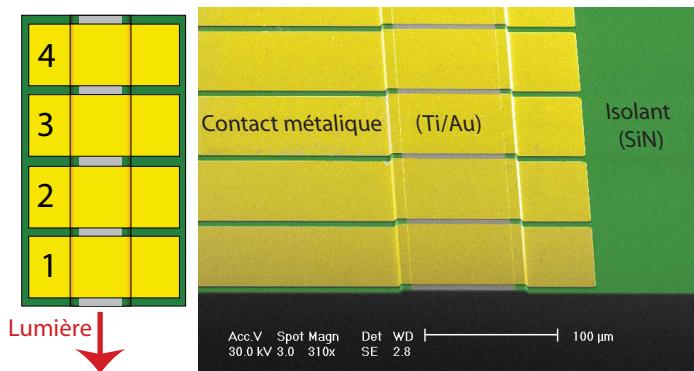


FIG. 3.15: L'image de droite est une photo colorisée prise en microscopie électronique d'un laser ruban utilisé pour les mesures de pertes. L'image de gauche est un schéma du même laser ruban vu de dessus, avec quatre contacts métalliques isolés les uns des autres.

Plus précisément, on détermine les pertes optiques α_w du guide en utilisant la relation suivante :

$$I_n = I_0 \exp(\alpha_w L (n - 1)) \quad (3.5)$$

I_n étant la lumière collectée par la facette avant et provenant de la n ième section, et I_0 la quantité de lumière émise par une section ne subissant aucune absorption, dans notre cas la première

section. On mesure ensuite la quantité de lumière émise par chacune des sections n , distante entre elles d'une longueur L . À partir de ces mesures, on peut reproduire la loi exponentielle de l'équation (3.5) et on en déduit la valeur de α_w à travers un ajustement linéaire. Cette technique a donc pour avantage de mesurer de manière directe les pertes d'un guide sans avoir besoin de connaître le coefficient de réflexion des miroirs, surtout dans le cas des guides à plasmons de surface où cette valeur est difficile à estimer. On utilise un seul dispositif ce qui nous permet de nous affranchir des problèmes de reproductibilité entre les dispositifs. Par contre, cette méthode repose sur quelques hypothèses : à savoir que le coefficient de transmission du mode optique entre deux sections est considéré comme proche de 100 %, que les pertes du guide ne changent pas lorsque la structure de bande n'est pas alignée, et que les sections soient bien isolées électriquement les unes des autres.

Principes de la mesure de gain par la méthode des sections

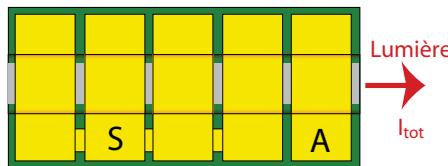


FIG. 3.16: Schéma d'un ruban multi sections utilisé pour les mesures de gain.

Pour la mesure du gain laser, j'ai reproduit la technique utilisée dans la référence [Barbieri2000] avec le dessin des multi-sections utilisées pour la mesure des pertes. Les sections 5, 4, 3 et 2 sont connectées entre elles par micro-soudure formant ainsi qu'une seule section appelée section S servant de source lumineuse. La première section, que j'appellerai désormais section A, permet d'amplifier la lumière issue de la source S. L'idée est de quantifier l'amplification lumineuse de la source S par la section A pour une densité de courant donnée J_A . J_A ne devrait pas dépasser la valeur J_{max} déterminée par le dopage de l'injecteur (Eq. 1.11 page 37). Le ruban utilisé pour cette mesure doit être beaucoup plus long que la section S afin de prévenir des réflexions de la facette arrière. Pour cette même raison, la section S est alimentée par une très faible densité de courant J_S , bien en dessous du seuil laser. On appelle I_S et I_A l'intensité de lumière émise par la section S et A, et I_{tot} l'intensité de lumière que l'on collecte de la facette avant du dispositif. Pour une longueur d'onde λ donnée I_{tot} s'écrit :

$$I_{tot}(J_S, J_A, \lambda) = [I_S(J_S, \lambda) \exp[(G(J_A, \lambda) - \alpha_w)L_A] + I_A(J_A, \lambda)](1 - R)$$

où G est le gain de la section A pour la longueur d'onde λ , L_A est la longueur de la section source A, R la réflectivité de la facette avant et α_w les pertes du guide optique. Dans le cas où il n'y a aucun passage de courant entre les deux sections et que 100 % du mode optique de la source est transmis à la section A, on peut écrire que :

$$G(J_A, \lambda) = \frac{1}{L_A} \ln \left(\frac{I_{tot}(J_S, J_A, \lambda) - I_{tot}(J_S = 0, J_A, \lambda)}{I_{tot}(J_S, J_A = 0, \lambda)} \right) \quad (3.6)$$

où $I_{tot}(J_S = 0, J_A, \lambda) = I_A(J_A, \lambda)(1 - R)$
 et $I_{tot}(J_S, J_A = 0, \lambda) = I_S(J_S, \lambda) \exp(-\alpha_w L_A)(1 - R)$

Cette technique initialement utilisée pour les diodes lasers [McDougall1995] interbandes s'adapte particulièrement bien aux lasers à cascade quantique. En effet, lorsqu'aucun champ électrique n'est appliqué sur la section A de la diode laser, le gap présente un fort coefficient d'absorption à la longueur d'onde de la source ($\alpha \simeq 1000 \text{ cm}^{-1}$) [McDougall1995, Palik]. La mesure de $I_{tot}(J_S, J_A = 0, \lambda)$ est donc dans ce cas quasi impossible. C'est pour cette raison que la technique des deux sections ne permet pas de déterminer de manière absolue la valeur du gain d'une diode laser.

3.6.2 Résultats de la méthode des sections sur un laser à guidage diélectrique

Afin de valider cette méthode, j'ai effectué un premier test sur un laser à guide diélectrique (voir le détail de la structure dans le tableau 3.3). Les lasers à guide diélectrique sont plus épais que ceux à plasmons de surface, car le confinement est réalisé en entourant la région active d'une couche épaisse de semiconducteur de plus faible indice. Le matériau laser utilisé est numéroté MR2113. C'est une épitaxie MOVPE d' $InGaAs/AlInAs$ accordé en maille sur InP , et dont la région active est conçue pour émettre à $\lambda \simeq 11,7 \mu\text{m}$.

La figure (3.17) présente les résultats obtenus pour un ruban d'une largeur de $76 \mu\text{m}$ avec des sections de $285 \mu\text{m}$ de longueur séparées entre elles de $25 \mu\text{m}$. Pour chacune des sections j'ai réalisé un spectre de luminescence pour un courant de pompe de 1 A soit $4,6 \text{ kA/cm}^2$. En reportant sur un graphique l'intensité lumineuse transmise I_t à une longueur d'onde donnée en fonction de la longueur d'absorption dans le guide, on reproduit la loi d'absorption linéique $I_t = I_0 e^{-\alpha_w L}$. J'ai reporté sur le graphique de gauche de la figure (3.17) $\ln(I_t)$ en fonction de L , on obtient ainsi une droite dont le coefficient directeur est α_w , les pertes du guides optique.

Matériaux	Dopage (cm^{-3})	Épaisseur (μm)	n	k
Air		∞	1	0
Métal (or)		0,3	10,3	82,9
InGaAs	1.10^{19}	0,03		
InP	1.10^{19}	0,053		
InP	5.10^{18}	1	1,356	$1,110.10^{-1}$
InP	1.10^{17}	3,4	3,013	$9,996.10^{-4}$
InGaAs	6.10^{16}	0,29	3,316	$1,021.10^{-3}$
Région active	$1,77.10^{16}$	2,42	3,280	$2,667.10^{-4}$
InGaAs	6.10^{16}	0,29	3,316	$1,021.10^{-3}$
InP	10^{17}	3,4	3,013	$9,996.10^{-4}$

TAB. 3.3: Détails de l'échantillon MR2113. La partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction des différents matériaux y sont représentés. La valeur du dopage de la région active est une valeur moyenne, car seul l'injecteur est dopé.

On déduit de ces mesures $\alpha_w = 11 \pm 1 cm^{-1}$. La valeur théorique des pertes de ce guide sont $\alpha_{w_{th}} \simeq 8 cm^{-1}$, le faible écart entre ces deux valeurs est probablement dû à la fabrication du dispositif ou à l'incertitude sur les indices utilisés pour le calcul du guide.

Un terme correctif doit quelquefois être ajouté à ces mesures. En effet, les guides diélectriques étant composés de couches épaisses de semiconducteur dopé, les électrons peuvent diffuser d'une section à l'autre. Les sections ne sont alors pas totalement isolées électriquement les unes des autres, il est possible qu'une partie de la quantité de lumière mesurée provienne d'une autre section. Afin de quantifier ce phénomène de dispersion du courant, j'ai mesuré la tension aux bornes de chacune des sections en fonction du courant injecté à travers la section 4 (Fig. 3.18). Le graphique de gauche de la figure (3.18) reproduit la loi exponentielle que suit la dispersion le long du ruban. Ce graphique nous permet d'attester que le courant décroît très rapidement le long du ruban, et que pour un courant de 1 A la contribution des autres sections est négligeable. En effet, le courant qui les traverse ne leur permet pas d'atteindre la tension d'alignement de la structure de bande.

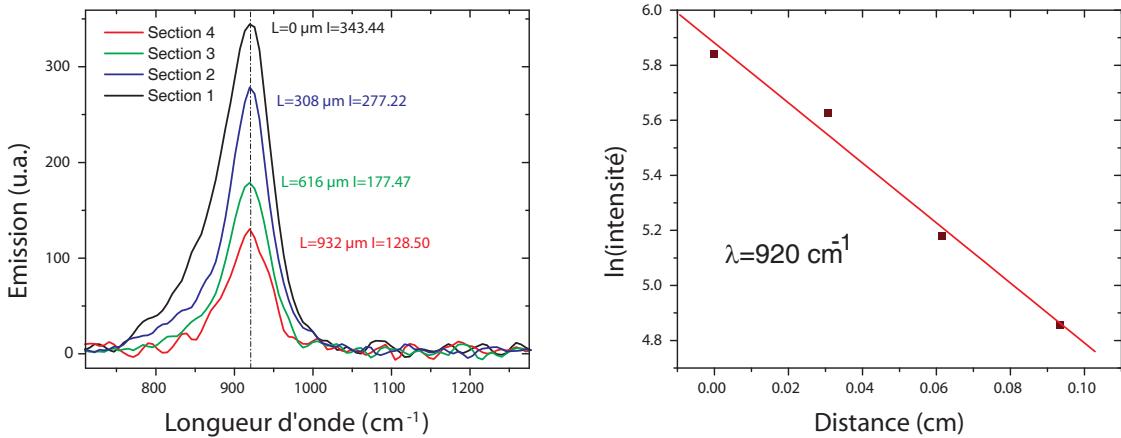


FIG. 3.17: Résultats expérimentaux à 78K de la mesure des pertes de l'échantillon MR2113 à guidage diélectrique émettant à $11,7 \mu\text{m}$. Le laser a une largeur de $76 \mu\text{m}$ et chaque section a une longueur de $285 \mu\text{m}$. Ces sections sont séparées entre elles d'une distance de $25 \mu\text{m}$. La figure de gauche représente les courbes de luminescence obtenues lorsque la section 1, 2, 3 puis 4 sont alimentées en courant, L correspond à la distance qui sépare la section considérée de la facette avant, et I est l'intensité lumineuse mesurée à $\lambda = 920 \text{ cm}^{-1}$. La figure de droite présente le logarithme de I en fonction de L , le coefficient directeur de la droite ainsi obtenu nous donne la valeur des pertes du guide $\alpha_w \simeq 11 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$.

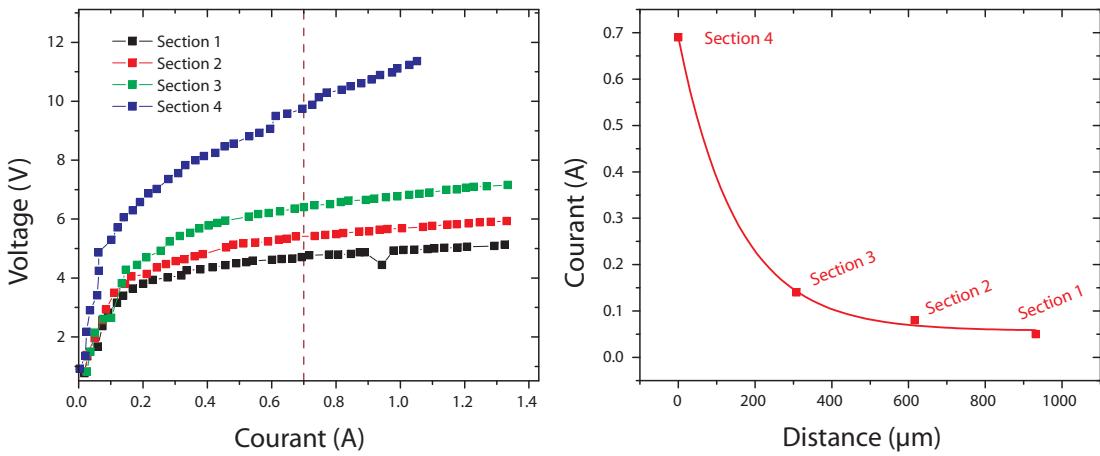


FIG. 3.18: Pour chacune des courbes du graphique de gauche, on mesure la tension aux bornes de chacune des sections en fonction du courant injecté à travers la section 4. Le graphique de droite reproduit pour un courant donné traversant la section 4 le courant traversant chacune des sections en fonction de leur distance à la section 4. Il représente la dispersion du courant le long du ruban, elle est ajustée par une loi exponentielle simple.

3.6.3 Résultat de la méthode des sections sur un laser à guidage par plasmon de surface titane/or

Pour ces mesures j'ai utilisé trois échantillons différents, les deux premiers numérotés MR2230 (voir le tableau 3.2 page 70 pour les détails de la structure) et IQE (Tab. 3.4) ont été réalisés par MOVPE avec des hétérostructures d'*InGaAs/AlInAs*, elles sont basées sur le même dessin de la région active émettant à $\lambda \simeq 7,5 \mu m$ (Fig. 3.6 page 69). La seule différence entre ces deux échantillons est le substrat, moins dopé sur l'échantillon IQE. La troisième structure numérotée D336 (Tab. 3.5) a été réalisée par MBE à l'institut d'électronique du sud à partir d'une hétérostructure d'*InAs/AlSb* (*Molecular Beam Epitaxy*), et la longueur d'onde d'émission de la région active est de $8,5 \mu m$.

Matériaux	Dopage (cm^{-3})	Épaisseur (μm)	n	k
Air		∞	1	0
Métal (or)		0,3	7,8	57,6
InGaAs	$5 \cdot 10^{18}$	0,01	2,312	$3,389 \cdot 10^{-2}$
InGaAs	10^{17}	0,04	3,336	$4,697 \cdot 10^{-4}$
Région active	$1,7 \cdot 10^{16}$	2,635	3,269	$6,720 \cdot 10^{-5}$
InGaAs	$5 \cdot 10^{16}$	0,5	3,345	$2,342 \cdot 10^{-4}$
InP	10^{17}	2	3,055	$2,738 \cdot 10^{-4}$
InP	$1 \cdot 2 \cdot 10^{17}$	250	3,045	$5,494 \cdot 10^{-4}$

TAB. 3.4: Détails de l'échantillon IQE. La partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction des différents matériaux y sont représentés. La valeur du dopage de la région active est une valeur moyenne, car seul l'injecteur est dopé.

Résultats avec une épitaxie d'*InGaAs/AlInAs* émettant à $7,5 \mu m$ (MR2230)

Le masque utilisé pour l'échantillon MR2230 est le même que précédemment, les sections ont une longueur de $285 \mu m$ et sont distantes de $25 \mu m$ (Fig. 3.19). La métallisation utilisée est composée de $3 nm$ de titane et de $250 nm$ d'or. La figure (3.20) présente les résultats obtenus pour un ruban d'une largeur de $36 \mu m$. L'atténuation le long de ce ruban est beaucoup plus importante que celle le long du guide diélectrique, puisqu'il s'agit d'un guide à plasmon de

Matériaux	Dopage (cm^{-3})	Épaisseur (μm)	n	k
Air		∞	1	0
Métal (or)		0,3	7,8	57,6
Région active	$9,23 \cdot 10^{16}$	2,25	3.342	1.019^{-3}
InAs	$5,10^{16}$	2,5	3.388	$5,323 \cdot 10^{-4}$
InAs	$2,10^{18}$	1	2.609	$2,765 \cdot 10^{-2}$
InAs	$1 \cdot 2 \cdot 10^{18}$	250	2.609	$2,765 \cdot 10^{-2}$

TAB. 3.5: Détails de l'échantillon D336. La partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction des différents matériaux y sont représentés. La valeur du dopage de la région active est une valeur moyenne, car seul l'injecteur est dopé.

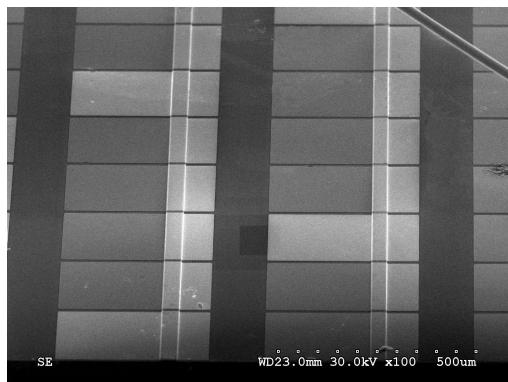


FIG. 3.19: Photo MEB des lasers fabriqués à partir de la croissance MR2230 pour les mesures de pertes des guides à plasmons de surface.

surface. Autre différence, comme on peut le voir sur le graphique de gauche de la figure (3.20) les pertes ne suivent pas une loi exponentielle. Cette particularité est due à une diffraction du mode optique vers le substrat. En effet, comme nous le verrons plus en détail plus loin, le mode optique n'est pas totalement transmis d'une section à l'autre, une partie du mode est diffractée vers le substrat et s'y propage jusqu'à la facette avant. Le substrat étant fortement dopé l'absorption par les porteurs libres y est très importante.

Comme nous venons de le voir sur le laser à guide diélectrique, les électrons peuvent diffuser d'une section à l'autre. La figure (3.21) montre que ce phénomène est aussi présent dans les guides à plasmons de surface, mais qu'il y est beaucoup moins prononcé.

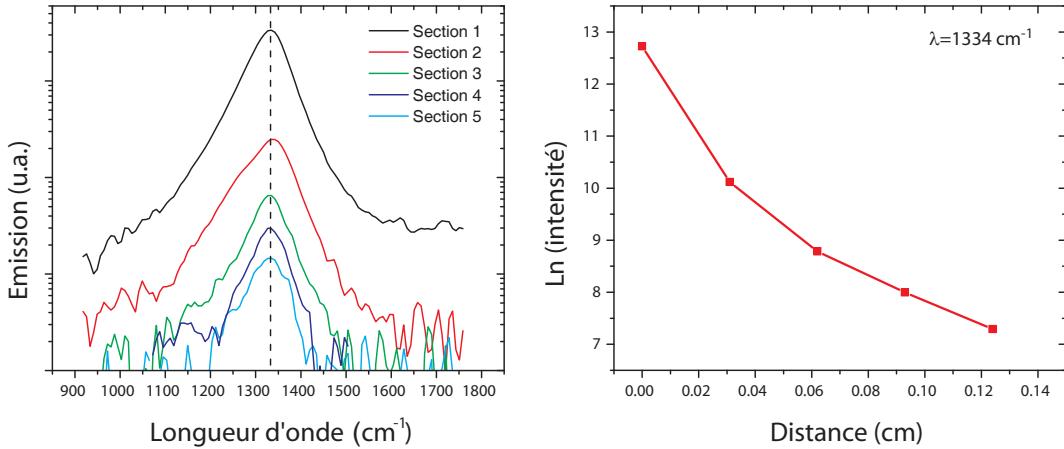


FIG. 3.20: Résultats expérimentaux des mesures de pertes d'un laser ruban de MR2230 émettant à $7,5 \mu\text{m}$. Le laser a une largeur de $35 \mu\text{m}$, les sections ont une longueur de $285 \mu\text{m}$ et elles sont séparées les unes des autres d'une distance de $24 \mu\text{m}$. Mesure enregistrée à $78 K$ avec des impulsions de 1 kHz et 100 ns , et un détecteur MCT. La luminescence de chaque section est enregistrée, afin de reporter l'intensité émise de chaque section en fonction de la distance les séparant de la facette avant.

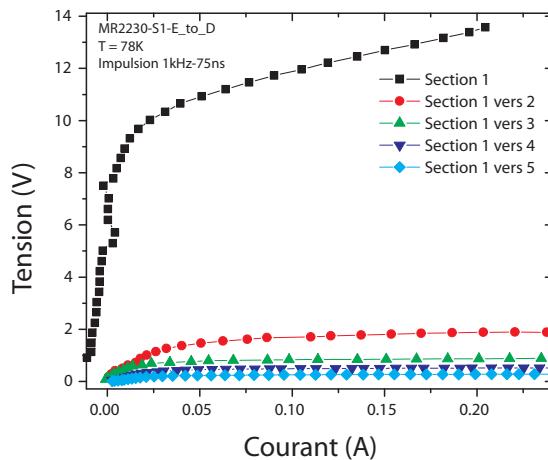


FIG. 3.21: Afin de mesurer le courant se propageant d'une section à l'autre, j'ai mesuré la tension aux bornes des sections 2, 3, 4 et 5 en fonction du courant injecté à travers la section 1. Les impulsions utilisées pour cette mesure ont une fréquence de 1 kHz et une durée de 75 ns .

Résultats avec une épitaxie de *InGaAs/AlInAs* émettant à $7,5 \mu\text{m}$ (IQE)

L'échantillon IQE est une hétérostructure d'*InGaAs/AlInAs* obtenue par MOVPE, avec la même région active que le MR2230, mais un substrat beaucoup moins dopé (10^{17} cm^{-3}). Ce substrat très peu dopé nous permet de confirmer que le mode optique diffracte vers le substrat au passage d'une section à l'autre. En effet, le substrat peu dopé présente de très faibles pertes

$(\alpha \simeq 4,6 \text{ cm}^{-1})$, ce qui permet au mode optique de se propager sur plus de 3 mm (Fig. 3.22). La figure (3.22) présente les résultats de la mesure des pertes d'un laser IQE d'une largeur de $77 \mu\text{m}$ avec des sections de $100 \mu\text{m}$ séparées entre elles de $10 \mu\text{m}$. Les séparations utilisées ici sont plus petites afin de réduire les pertes qu'elles pourraient engendrer, et nous permettre d'avoir plus de points expérimentaux pour ajuster la courbe.

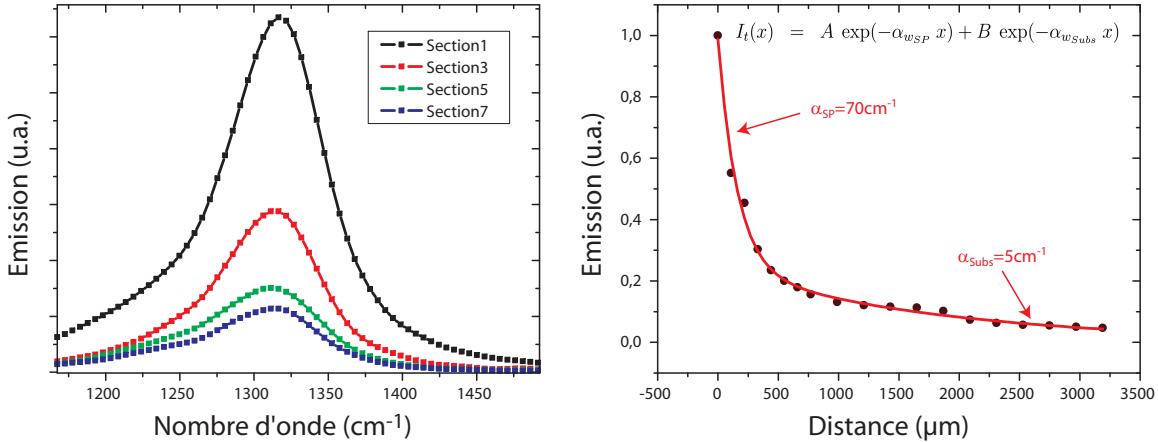


FIG. 3.22: Mesure à 78 K des pertes d'un laser IQE d'une largeur de $77 \mu\text{m}$ avec des sections de $100 \mu\text{m}$ de longueur séparées entre elles de $10 \mu\text{m}$. Chaque point du graphique de droite correspond à la mesure de l'intensité lumineuse émise par une section (graphique de gauche).

Afin de déterminer un ordre de grandeur de la proportion du mode optique diffracté vers le substrat, j'ai modélisé le résultat expérimental précédent par la loi suivante :

$$I_t(x) = A \exp(-\alpha_{wSP} x) + B \exp(-\alpha_{wSubs} x)$$

où α_{wSubs} sont les pertes du mode optique se propageant dans le substrat, α_{wSP} les pertes du mode à plasmon de surface, A et B des constantes. Le mode optique étant diffusé en partie vers le substrat entre deux sections, on mesure ici deux guides optiques le premier à plasmons de surface (α_{wSP}) et le second à travers le substrat (α_{wSubs}). On trouve à partir des résultats expérimentaux de la figure (3.22) :

$$A = 0.8 ; \quad \alpha_{wSP} = 70 \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{et } B = 0.2 ; \quad \alpha_{wSubs} = 5 \text{ cm}^{-1}$$

α_{wSP} est très nettement supérieur aux prédictions théoriques qui prévoient des pertes autour de 30 cm^{-1} . La diffraction du mode optique vers le substrat est sans doute à l'origine de cette surestimation des pertes du guide à plasmons de surface.

Des mesures complémentaires réalisées par Yannick De Wilde et Paul-Arthur Lemoine utilisant la technique SNOM (*Scanning Near-field Optical Microscopy*) à l’ESPCI ont permis de mettre en évidence qu’au passage entre deux sections le mode optique n’est pas ou très peu diffracté vers la surface de l’échantillon.

Résultats avec une épitaxie InAs/AlSb émettant à $8,5 \mu\text{m}$ (D336)

Afin de diminuer la portion du mode diffracté vers le substrat, j’ai fabriqué des lasers à partir d’une croissance *InAs/AlSb* sur substrat *InAs* très dopé. Le substrat très fortement dopé permet d’atténuer très rapidement le mode diffusé qui s’y propage. Une partie des lasers fabriqués ont des sections d’une longueur de $100 \mu\text{m}$ et les autres de $210 \mu\text{m}$. La séparation entre les sections est de $10 \mu\text{m}$ dans les deux cas.

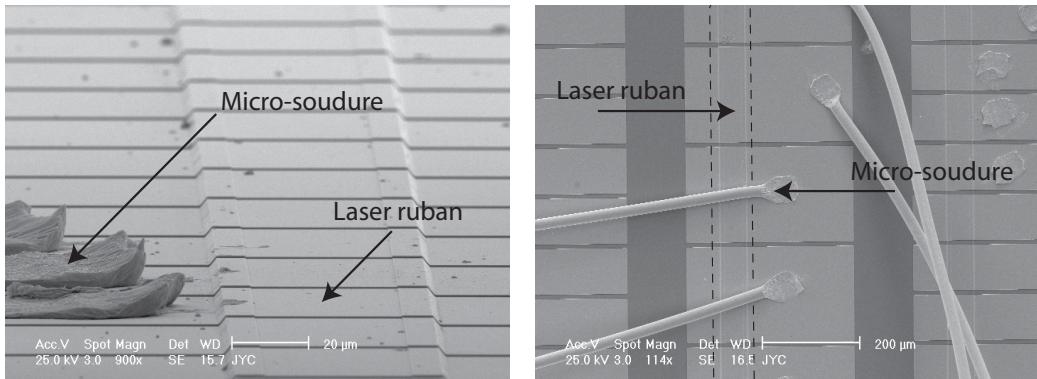


FIG. 3.23: Images en microscopie électronique (MEB) des lasers (D336) utilisés pour mesurer les pertes .

Le substrat étant très dopé, une très faible partie du mode optique se propage par le substrat (Fig. 3.24), les pertes suivent donc une loi exponentielle simple. Le graphique de gauche de la figure (3.24) présente les résultats des calculs des pertes pour différentes longueurs d’onde. On déduit de ce graphique un ordre de grandeur des pertes de ce guide $\alpha_w \simeq 87 \text{ cm}^{-1}$. Le laser utilisé pour ces mesures est un laser de $57 \mu\text{m}$ de large avec des sections de $210 \mu\text{m}$, cette longueur de section présentant de meilleurs résultats que celle de $100 \mu\text{m}$, sans doute grâce à la quantité plus importante de lumière émise par ces sections. Comme nous le verrons plus loin, la surestimation des pertes provient de la structure de bande qui présente une importante absorption à la fréquence du laser lorsqu’elle n’est pas alignée.

Pour mesurer la valeur du gain de cet échantillon, j’ai utilisé la méthode présentée précédemment et résumée par l’équation (3.6 page 79). Afin de déterminer le gain en fonction du

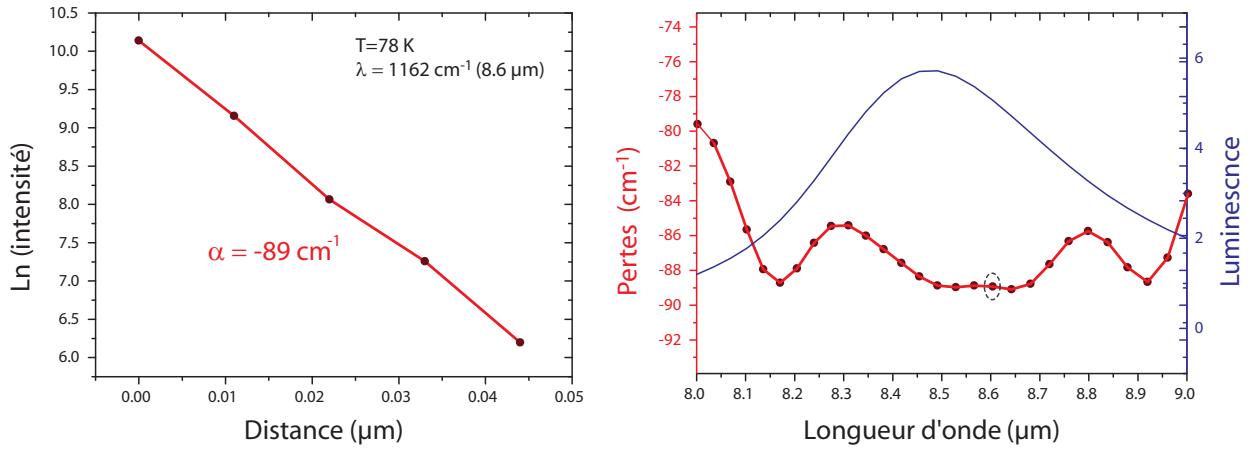


FIG. 3.24: Résultats des mesures de pertes sur un ruban d'une largeur de $57 \mu\text{m}$ et des sections de $210 \mu\text{m}$ séparées de $10 \mu\text{m}$. Le graphique de gauche présente les pertes pour une longueur d'onde de $8,6 \mu\text{m}$, et celui de droite les pertes pour différentes longueurs d'onde ainsi que le spectre de luminescence du dispositif. Ces mesures ont été effectuées à 78 K avec un détecteur MCT et des impulsions électriques de 84 kHz d'une durée de 500 ns .

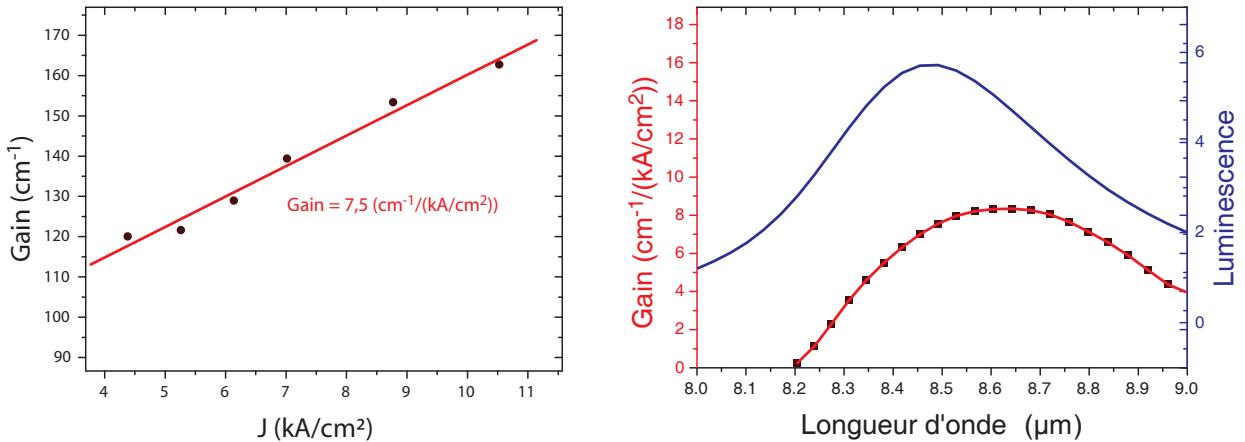


FIG. 3.25: Le graphique de gauche présente l'évolution du gain en fonction de la densité de courant injecté. On en déduit la valeur du gain modal à la longueur d'onde de $8,5 \mu\text{m}$. Le graphique de droite présente le spectre de gain modal et spectre de luminescence. Pour ces mesures j'ai utilisé des impulsions de 84 kHz et d'une durée de 300 ns . Le courant traversant la section S était de 300 mA et celui de la section A variait entre 100 et 1000 mA .

courant de pompe, j'ai mesuré le gain du laser pour différentes densités de courant (cf. graphique de gauche de la figure (3.25)). On trouve ainsi pour une longueur d'onde de $8,5 \mu\text{m}$ un gain de $G \simeq 7,5 \pm 0,5 (\text{cm}^{-1}/(\text{kA}/\text{cm}^2))$. Le graphique de droite de la figure (3.25) présente

les différentes valeurs du gain mesurées en fonction de la longueur d'onde. Cependant comme pour les mesures de pertes, ces mesures sont en partie faussées par l'importante réabsorption dans les sections où la structure de bande n'est pas polarisée. Dans la partie qui suit nous allons voir comment j'ai vérifié expérimentalement cette hypothèse.

3.6.4 Mesure de l'absorption sans tension appliquée au laser

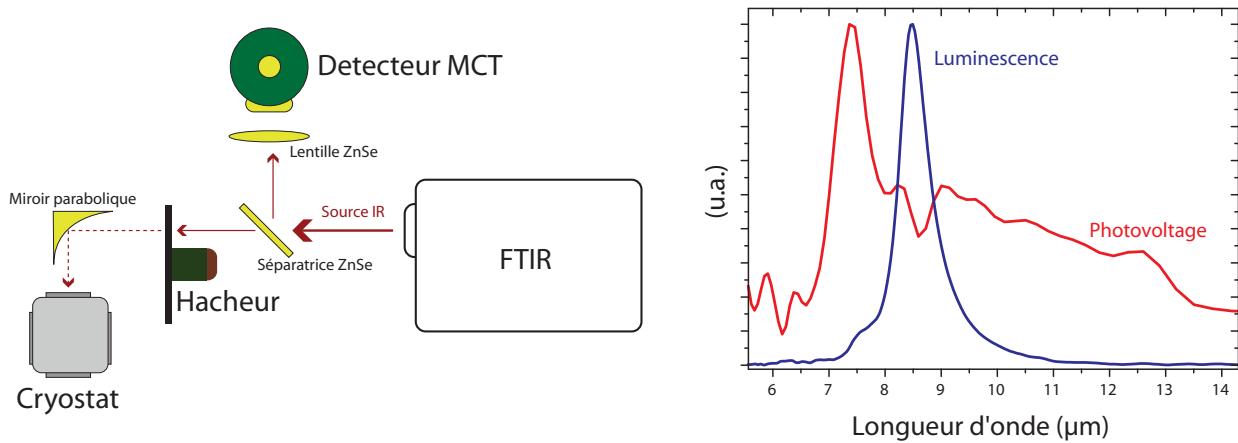


FIG. 3.26: La figure de gauche représente un schéma du montage optique permettant de mesurer l'absorption du dispositif. La figure de droite présente le spectre de photovoltage de la structure (courbe rouge) et le spectre de luminescence du laser (courbe bleue).

La mesure de photovoltage est un moyen élégant de déterminer l'absorption par la région active. Elle va nous permettre de déterminer s'il y a ou non une réabsorption à la fréquence du laser lorsque la structure de bande n'est pas alignée (à zéro bias).

Le schéma de gauche de la figure (3.26) représente le montage expérimental que j'ai utilisé pour cette mesure. Dans cette configuration, j'utilise le spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) comme une source moyen infrarouge accordable en longueur d'onde. La lumière sortant du FTIR est envoyée sur une séparatrice. Une partie de la lumière est envoyée sur un détecteur MCT relié au FTIR, afin que le spectromètre puisse déterminer le centre de l'interférogramme, l'autre partie de la lumière est envoyée à travers un hacheur vers l'échantillon. Le hacheur permet de moduler la lumière envoyée sur le dispositif et ainsi d'augmenter le rapport signal sur bruit, grâce à l'utilisation d'une détection synchrone. Afin de s'affranchir du rayonnement corps noir du hacheur vers l'échantillon, ce dernier est placé le plus loin possible du dispositif. On maximise la quantité de lumière collectée en polissant à 45° la facette avant de l'échantillon

(Fig. 3.27).

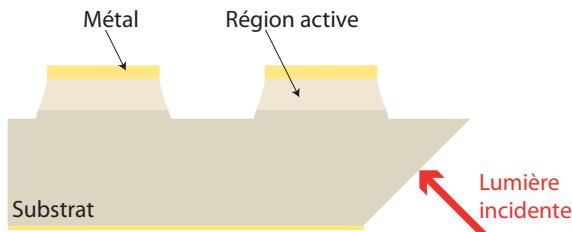


FIG. 3.27: Schéma de l'échantillon poli à 45° utilisé pour les mesures de photovoltage.

Le spectre de photovoltage de la structure D336 est présenté sur le graphique de la figure (3.26). Il apparaît clairement que la structure présente une absorption à la fréquence d'émission du laser. Cette absorption contribue à expliquer la valeur élevée des pertes mesurées pour ce dispositif. Le grand pic d'absorption correspond à l'absorption par la région active lorsque la structure n'est pas alignée.

3.6.5 Simulation numérique de la méthode des sections

Afin d'approfondir l'étude de la méthode des sections pour la mesure de pertes, nous avons demandé à Alessio Andronico (MPQ université Paris 7) (Fig. 3.28) de réaliser des simulations FDTD des lasers rubans utilisés pour mesurer les pertes. Ces simulations ont pour but d'étudier le comportement du mode à plasmons de surface lors du passage d'une section à l'autre. Les simulations de la figure ont été réalisées par Alessio Andronico à partir du guide optique de la croissance D336 pour des sections distantes de $8,5 \mu m$. Pour cette distance, seulement 40 % du mode reste dans l'état fondamental, comme nous l'avions observé expérimentalement la majorité du mode optique est diffracté vers le substrat. Si on estime cette valeur en cm^{-1} on trouve que les pertes induites par les sections équivalent à :

$$\alpha_{sec} = \ln(0.4)/L_S \simeq 44 \text{ } cm^{-1}$$

Où L_S est la longueur d'une section. Cette valeur élevée confirme l'hypothèse selon laquelle la surestimation des pertes provient de la diffraction du mode optique vers le substrat. En retranchant cette valeur à la valeur des pertes mesurées expérimentalement on trouve des pertes de l'ordre de $\alpha_{exp} - \alpha_{th} \simeq 45 \text{ } cm^{-1}$. Les pertes ainsi obtenues sont très proches des pertes théoriques $\alpha_{th} \simeq 50 \text{ } cm^{-1}$, laissant à penser que l'absorption par la région active lorsque la

structure n'est pas alignée contribue très peu aux pertes du guide. Le code utilisé pour ces simulations tenant compte de la dispersion des métaux, des guides avec des contacts or et argent ont été simulés, mais aucune différence n'a été observée sur le comportement de l'onde diffractée vers le substrat. Ces simulations apportent une nouvelle explication à la valeur élevée des pertes mesurées expérimentalement sur la structure D336. En simulant plusieurs structures pour différentes distances entre les sections (Fig. 3.29), nous avons pu déterminer qu'il était possible de transmettre plus de 80% du mode optique avec des séparations de $1 \mu\text{m}$. La réalisation de ces sections de $1 \mu\text{m}$ est possible en utilisant la technologie FIB (*Focused Ion Beam*), c'est dans cette optique que nous avons commencé une collaboration avec Jacques Gierak et Eric Bourhis au laboratoire LPN. Sur la figure (3.28) on constate que la quantité totale du mode optique n'est pas conservée. Ceci provient tout simplement du fait qu'une partie du mode optique est diffractée vers l'air et qu'une autre est réfléchie vers la source.

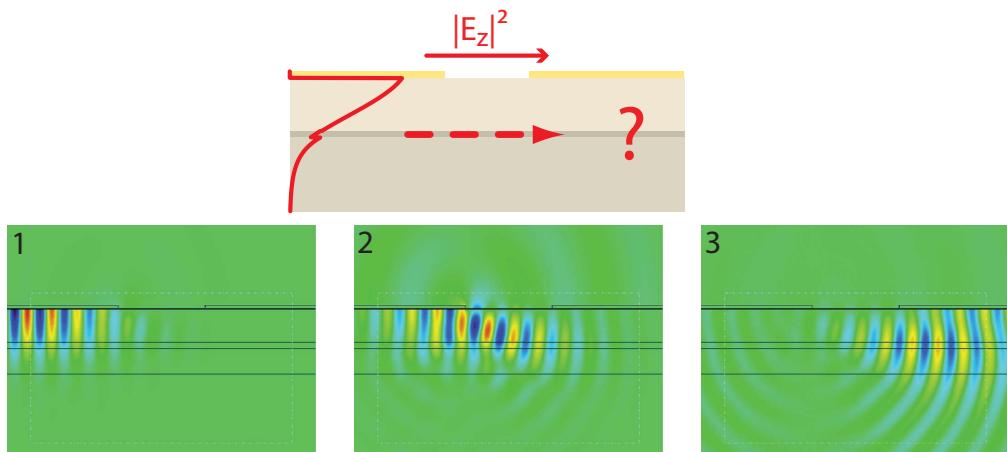


FIG. 3.28: Simulation FDTD montrant le mode optique diffracté au passage d'une section à l'autre.

3.7 Passivation des contacts argent par encapsulation

Comme nous l'avons vu précédemment, les lasers utilisant une couche métallique d'argent permettent de réduire très sensiblement les pertes des guides à plasmons de surface. Cependant à cause des importants problèmes d'adhérence de l'argent nous avons été amenés à développer une nouvelle technique de fabrication permettant de résoudre ce problème. Ces nouveaux dispositifs ont été réalisés à partir d'une hétérostructure *InGaAs/AlInAs* épitaxiée par MOCVD au LPN par Isabelle Sagnes. Le dessin de la région active utilisé est le même que celui de

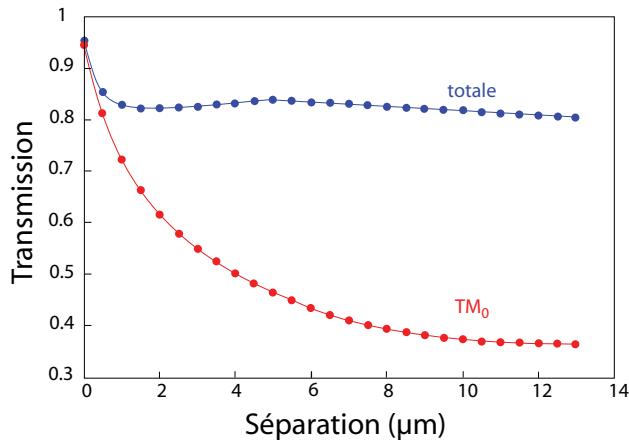


FIG. 3.29: Transmission optique d'une section à l'autre en fonction de la distance les séparant.

l'échantillon numéroté MR2230.

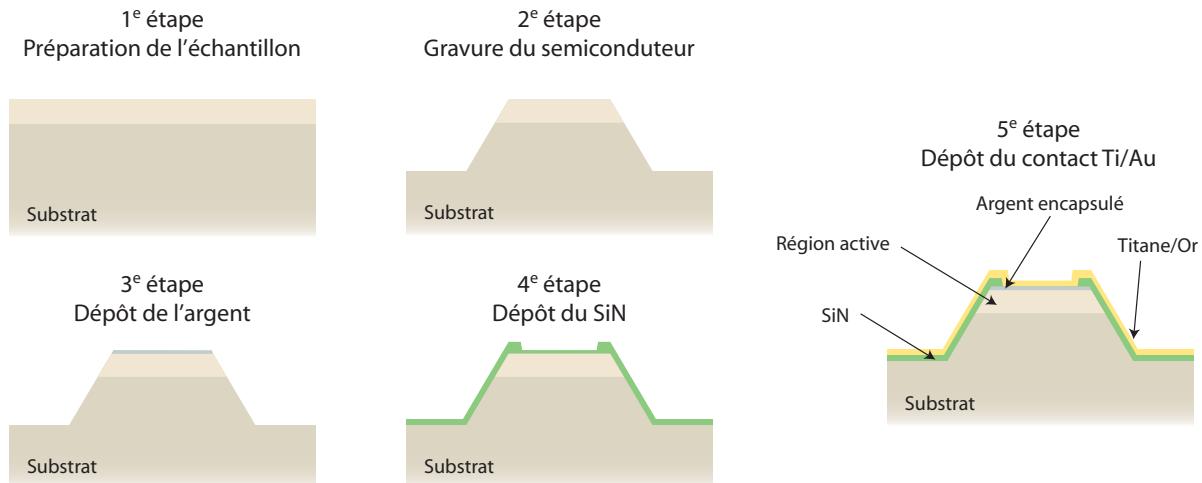


FIG. 3.30: Étapes de la fabrication d'un laser ruban avec un guide à plasmons de surface à partir de la technique de l'encapsulation.

Cette technique mise au point avec l'aide d'Adel Bousseksou consiste à encapsuler l'argent pour l'empêcher de se décoller et réduire son oxydation. La figure (3.30) présente les différentes étapes de fabrication d'un laser ruban avec un guide à plasmons de surface à partir de la technique de l'encapsulation. Le principe de cette technique est assez simple puisqu'il consiste à déposer une fine couche d'argent sur le sommet du ruban, que l'on recouvre par la suite avec du SiN et de l'or (Fig. 3.31). Le métal est placé en dessous de la couche de nitride, car nous avions constaté lors de la fabrication des premiers dispositifs à base d'argent que le métal avait tendance à se décoller en premier de la couche de SiN.

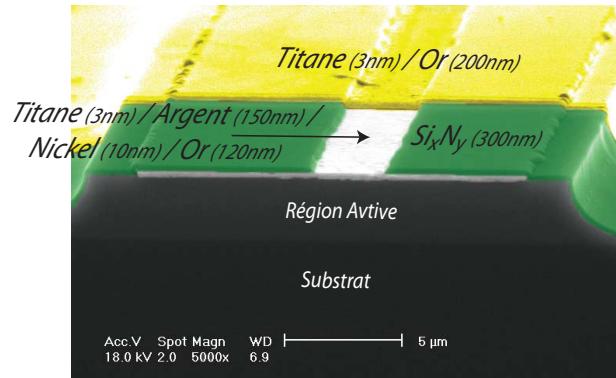


FIG. 3.31: Images MEB en fausses couleurs des lasers à plasmons de surface avec un contact titane/argent fabriqués en utilisant la technique d'encapsulation.

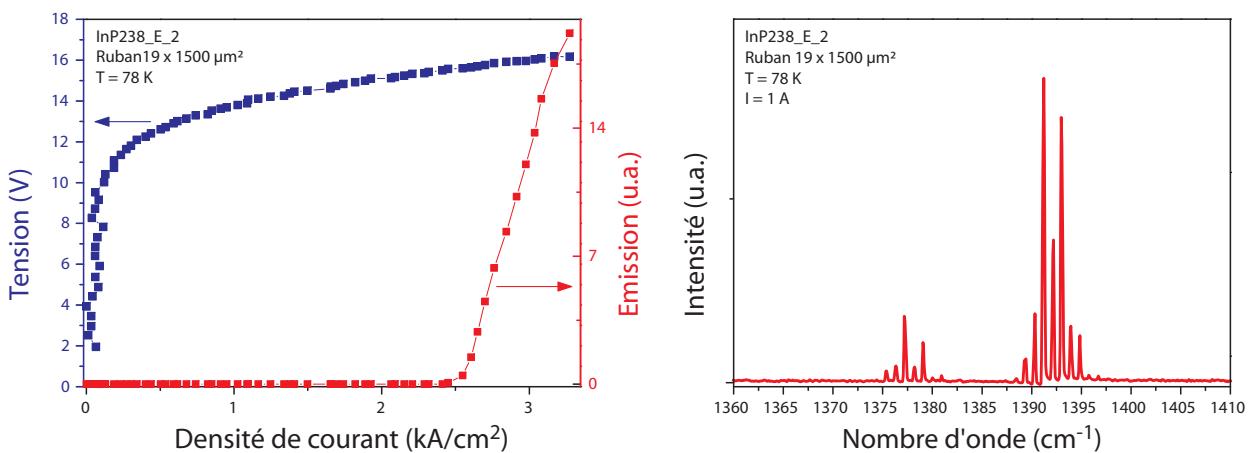


FIG. 3.32: Résultats expérimentaux obtenus pour un guide à plasmons de surface à base d'or. La figure de gauche présente la tension aux bornes du dispositif et l'intensité lumineuse émise en fonction du courant injecté. La figure de droite présente le spectre d'émission du laser à 78 K. Ces mesures ont été enregistrées avec un détecteur MCT. Les impulsions utilisées ont une fréquence de 84 kHz et une durée de 50 ns.

L'échantillon utilisé pour cette fabrication est numéroté InP238. Il est basé sur le même dessin de région active que le MR2230. Comme précédemment nous avons réalisé des dispositifs laser à plasmons de surface, en utilisant des contacts Ti/Au (3/300 nm) et Ti/Ag/Ni/Au (3/150/10/120 nm). Les résultats expérimentaux des mesures de ces deux types de ruban sont présentés sur la figure (3.32) pour les lasers Ti/Au et sur la figure (3.33) pour les lasers Ti/Ag. Ces mesures confirment les bons résultats des guides Ti/Ag obtenus précédemment, les seuils de ces dispositifs sont en effet très inférieurs à ceux de base d'or.

Afin d'estimer l'amélioration apportée par la technique d'encapsulation sur la longévité de nos dispositifs, nous avons mesuré le seuil des lasers pour différentes températures juste après

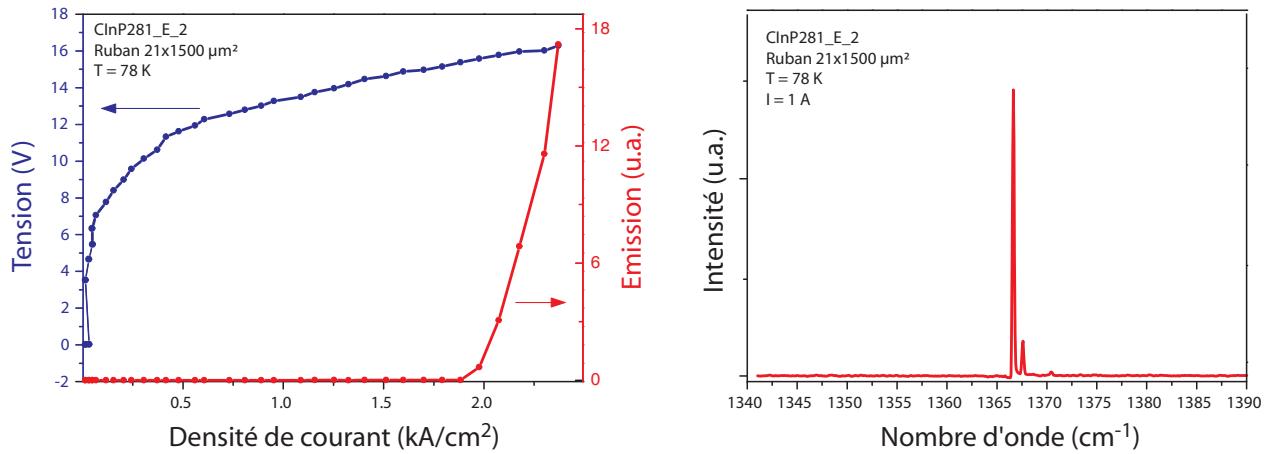


FIG. 3.33: Résultats expérimentaux obtenus pour un guide à plasmons de surface à base d’argent. La figure de gauche présente la tension aux bornes du dispositif et l’intensité lumineuse émise en fonction du courant injecté. La figure de droite présente le spectre d’émission du laser à 78K.

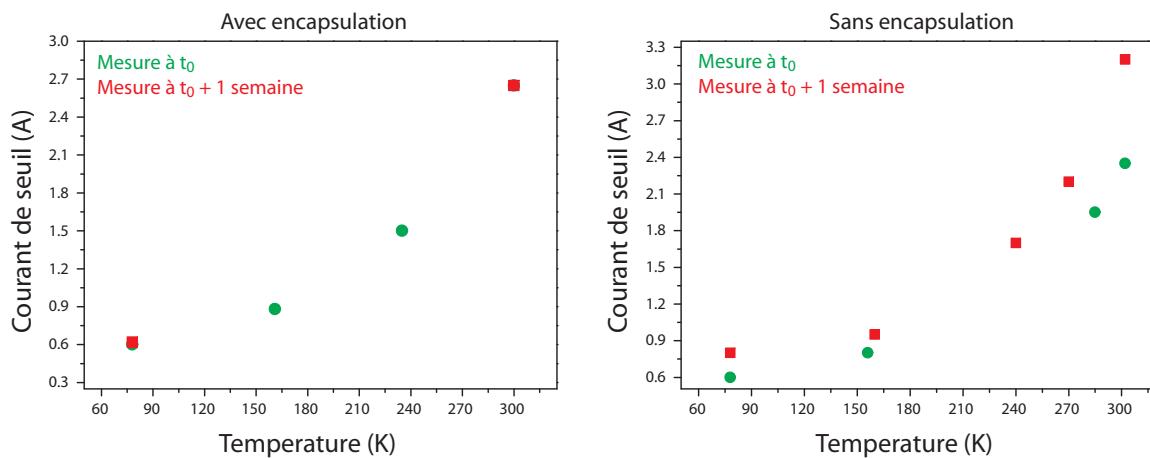


FIG. 3.34: La figure de gauche représente l’évolution du courant de seuil mesuré en fonction de la température. Le ruban mesuré ici utilise un guide à plasmons de surface à base d’argent avec la technique d’encapsulation. Il a une largeur de 25 μm et une longueur de 1500 μm . La première série de mesures représentée par les points verts a été effectuée juste après la fabrication des dispositifs et celle représentée par les carrés rouges une semaine plus tard. La figure de droite représente les mêmes mesures, mais sur un guide à base d’argent sans la technique d’encapsulation et ayant une largeur de 20 μm et une longueur de 1500 μm .

leur fabrication et une semaine après. La figure (3.34) présente l’évolution de la densité de courant de seuil en fonction de la température mesurée sur un laser ayant un guide à base d’argent avec la technique d’encapsulation et d’un second laser aussi à base d’argent, mais sans la

technique d'encapsulation. Ces mesures montrent que la technique d'encapsulation permet de réduire considérablement la dégradation des dispositifs. En effet, la valeur du seuil des lasers fabriqués avec la technique d'encapsulation ne varie pratiquement pas contrairement à ceux des lasers fabriqués sans la technique d'encapsulation. Il faut néanmoins noter que malgré l'encapsulation du métal certains dispositifs ont subi une légère dégradation de leur seuil au bout de la première semaine. Passée la première semaine, la dégradation du dispositif ne progresse quasiment plus, contrairement aux lasers n'ayant pas subi la technique d'encapsulation où la dégradation est plus progressive.

3.8 Conclusion

Dans l'objectif d'accroître les performances des lasers à cascade quantique à plasmons de surface, je me suis attaché dans un premier temps à réduire leurs pertes en utilisant une couche de contact en argent. Dans l'idée de pouvoir mieux quantifier les améliorations apportées par l'utilisation des contacts en argent, je me suis intéressé à la mesure des pertes et du gain de ces dispositifs, notamment avec l'étude de la méthode des sections. Cette méthode est tout particulièrement bien adaptée à la mesure des pertes des guides à plasmons de surface. De par la géométrie très asymétrique du mode à plasmons de surface, ces guides sont très difficiles à coupler avec une onde extérieure, empêchant ainsi une mesure directe des pertes par l'injection d'un laser à travers le guide optique. Cette méthode s'avère être aussi plus précise que la méthode de mesure de pertes dite du " I/L ". Lors du développement de cette technique, j'ai pu démontrer que la condition selon laquelle 100 % du mode optique devait être transmis d'une section à l'autre n'était pas toujours satisfaite. En effet, lorsque la distance séparant deux sections est trop importante, une partie du mode optique est diffractée vers le substrat et peut s'y propager. À partir de simulations FDTD réalisées par Alessio Andronico, nous avons pu déterminer la distance limite en dessous de laquelle le mode optique n'était plus diffracté. La fabrication de ces dispositifs avec de très petites séparations nécessitant l'utilisation de la technologie FIB nous avons commencé une collaboration avec Jacques Gierak et Éric Bourhis au LPN.

Chapitre 4

Cristal photonique

4.1 Introduction

Le concept de cristal photonique a été introduit en 1987 lorsque Yablonovitch et Sajeev établirent l'analogie entre la physique de l'électron dans une structure cristalline et l'électromagnétisme [Yablonovitch1987, Sajeev1987]. Un cristal photonique est une structure présentant une alternance périodique dans l'espace de la constante diélectrique (ε_1 et ε_2 avec $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). Si la longueur d'onde traversant le cristal photonique est beaucoup plus petite que la période a de la structure ($\lambda \ll a$), l'onde ne voit qu'une succession d'interfaces entre des milieux d'indice différent, c'est le régime de l'optique géométrique. Si la longueur d'onde est beaucoup plus grande que a ($\lambda \gg a$), l'onde voit un milieu effectif dont l'indice est la moyenne des différents indices. Avec une longueur d'onde de l'ordre de a ($\lambda \simeq a$), l'onde subit fortement l'influence du milieu, c'est le régime de l'optique électromagnétique. Dans certains cas et avec un contraste d'indice suffisant, une bande interdite ou gap photonique peut apparaître. La bande interdite est une gamme de fréquences où la propagation d'une onde électromagnétique est impossible. Le gap photonique est le résultat d'interférences destructives d'ondes électromagnétiques. C'est le même phénomène physique que le miroir de Bragg. Le miroir de Bragg est en fait un cristal photonique unidimensionnel.

Notre but est d'utiliser la haute réflectivité des gaps photoniques pour confiner la lumière dans un très petit volume, et réaliser ainsi une micro-cavité laser pour un laser à cascade quantique (LCQ). Habituellement, dans les lasers à cascade quantique, la lumière est confinée à l'aide de résonateurs de type Fabry Perot ou bien *whispering gallery*. Une *whispering gallery*

étant une micro-cavité circulaire où le confinement optique est assuré par des réflexions totales au bord du disque. Cependant, un des moyens les plus efficaces pour obtenir des micro-cavités (ou micro-résonateurs), ayant des faibles seuils laser, reste les cristaux photoniques. Ces micro-cavités pour les LCQ sont en principe un excellent moyen d'obtenir de très petites sources laser accordables en longueur d'onde pour le moyen infrarouge et le THz. La longueur d'onde d'émission d'une micro-cavité laser peut être ajustée en modifiant les paramètres du cristal photonique. Grâce à leur important confinement optique, ces micro-cavités s'avèrent être de très bons candidats pour l'étude du couplage fort dans les structures à cascade quantique. Les cristaux photoniques sont aussi un excellent moyen d'obtenir de l'émission verticale, difficile à obtenir dans les structures à cascade, le vecteur d'onde de la lumière émise étant perpendiculaire à l'axe de croissance.

Cependant, la réalisation d'un cristal photonique pour un laser à cascade quantique doit satisfaire certaines contraintes. Les lasers à cascade quantique sont des dispositifs à injection électrique et du fait des transitions intersousbandes, la lumière émise est polarisée TM (Transverse Magnétique). Le cristal photonique qui permettra de réaliser une micro-cavité pour un laser à cascade quantique doit donc posséder un gap TM, et permettre l'injection électrique.

Dans ce chapitre, je vais exposer les différentes techniques permettant de caractériser les cristaux photoniques, bidimensionnels (méthode des ondes planes) et tridimensionnels (méthode FDTD). À partir de ces outils, j'ai conçu une micro-cavité à cristal photonique pour le moyen infrarouge et le THz. Pour le domaine du THz, j'ai pu établir un phénomène nouveau démontrant qu'il est possible d'avoir un contraste d'indice suffisamment important, permettant de réaliser une micro-cavité laser sans avoir à graver le semiconducteur, mais en utilisant uniquement la structuration du métal à la surface [Bahriz2007].

4.2 Structure de bandes des cristaux photoniques

Une structure périodique avec un pas de même ordre de grandeur que la longueur d'onde a pour effet de modifier la courbe de dispersion de la lumière qui la traverse. L'ensemble de ces courbes de dispersion forme le diagramme de bandes du cristal photonique. Cet outil permet d'obtenir une image précise des différents modes électromagnétiques pouvant exister au sein du cristal photonique. L'un des outils les plus couramment utilisés pour déterminer la structure de bandes d'un cristal photonique est la méthode des ondes planes.

4.2.1 Réseau direct et réseau réciproque

Réseau direct

La structure périodique d'un cristal photonique est décrite de la même manière qu'en cristallographie. Une cellule élémentaire est répétée selon les axes cristallographiques définis grâce aux vecteurs du réseau direct.

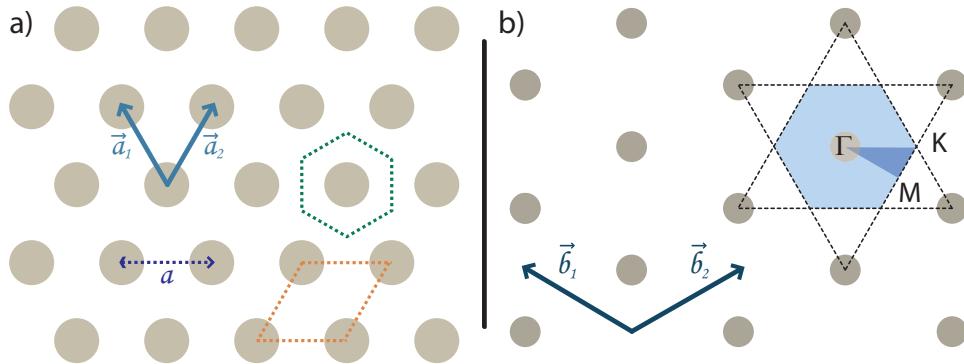


FIG. 4.1: La figure (a) représente un réseau triangulaire, ses vecteurs de base sont a_1 et a_2 . Deux cellules élémentaires sont représentées, en pointillé vert et orange. La figure (b) représente le réseau réciproque du réseau triangulaire, ses vecteurs de base sont b_1 et b_2 . La zone en bleu clair désigne la zone de Brillouin, et en bleu foncé la zone réduite de Brillouin.

La figure (4.1.a) représente un réseau triangulaire bidimensionnel de ronds de rayon R , les vecteurs directeurs sont \vec{a}_1 et \vec{a}_2 de norme a .

$$\begin{aligned}\vec{a}_1 &= \left(\frac{\sqrt{3}a}{2}; -\frac{a}{2} \right) \\ \vec{a}_2 &= \left(\frac{\sqrt{3}a}{2}; \frac{a}{2} \right)\end{aligned}$$

Deux types de cellules élémentaires y sont présentés, le losange en orange et la cellule de Wigner-Seitz (ou cellule primitive centrée) en vert. Cette dernière reflète de manière explicite la symétrie hexagonale de la structure triangulaire.

Réseau réciproque

Les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 du réseau réciproque sont déduits des vecteurs directeurs grâce aux formules suivantes :

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}$$

$$\begin{aligned}\vec{b}_2 &= 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \\ \vec{b}_3 &= 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \\ \text{avec } \vec{a}_3 &= (0, 0, 1) \text{ vecteur perpendiculaire au plan } (\vec{a}_1, \vec{a}_2)\end{aligned}\quad (4.1)$$

L'introduction de \vec{a}_3 dans la description du réseau bidimensionnel est ici une simple astuce mathématique nous permettant de calculer les vecteurs du réseau réciproque.

Dans le cas du réseau triangulaire on trouve :

$$\begin{aligned}\vec{b}_1 &= \frac{2\pi}{a} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}; -1 \right) \\ \vec{b}_2 &= \frac{2\pi}{a} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}; 1 \right)\end{aligned}$$

La figure (4.1.b) décrit le réseau réciproque et ses vecteurs directeurs. Le produit vectoriel des équations (4.1) impose que :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (4.2)$$

A présent on exprimera tous les vecteurs du réseau direct \vec{R}_n et ceux du réseau réciproque \vec{G}_m . Les vecteurs \vec{R}_n peuvent s'écrire comme une combinaison linéaire des vecteurs \vec{a}_i , et les vecteurs \vec{G}_m comme une combinaison linéaire des vecteurs \vec{b}_j :

$$\begin{aligned}\vec{R}_n &= \sum_i \alpha_i \vec{a}_i \\ \vec{G}_m &= \sum_i \beta_i \vec{b}_i\end{aligned}$$

où α_i et β_i sont des entiers.

L'équation (4.2) nous permet d'écrire :

$$\vec{R}_n \cdot \vec{G}_m = 2\pi \sum_i (\alpha_i \beta_i) = 2\pi N \quad (4.3)$$

où N est un entier (voir chapitre 5 de [Ashcroft]).

Première zone de Brillouin

La périodicité du réseau réciproque impose que n'importe quel vecteur \vec{k} soit équivalent au vecteur $\vec{k} + \vec{G}_m$. Ainsi de la même manière que le réseau direct possède une cellule élémentaire qui le définit entièrement, on pourra restreindre l'étude dans le réseau réciproque à la première

zone de Brillouin (voir l'hexagone bleu clair de la figure (4.1.b)). En effet, tout vecteur en dehors de cette zone pourra trouver son équivalent dans la première zone de Brillouin en lui rajoutant un certain vecteur \vec{G}_m . D'autres considérations de symétrie peuvent encore limiter le domaine de l'espace réciproque à sonder pour avoir une information complète sur le système. L'appartenance du réseau réciproque à un certain groupe de symétrie permet de restreindre la zone étudiée à la zone de Brillouin réduite. Dans le cas de la maille triangulaire, la symétrie est D_{6h} , la zone de Brillouin réduite est un triangle dont les sommets sont : Γ , K et M . Elle est représentée par le triangle en bleu foncé sur la figure (4.1.b). L'origine des vecteurs \vec{k} sera toujours prise au centre de la première zone de Brillouin (point Γ). La structure de bandes du cristal photonique consistera à calculer les fréquences $\omega_b(\vec{k})$ pour les différents vecteurs \vec{k} variant le long des axes de haute symétrie du réseau : ΓK , $K M$ et $M \Gamma$. ΓK représente la direction du premier voisin du réseau direct, et ΓM la direction du second voisin.

4.2.2 Equation aux valeurs propres

Equation d'onde

Le comportement d'une onde électromagnétique au sein d'un cristal photonique est décrit par les équations de Maxwell. Dans un milieu sans source et non absorbant de constante diélectrique réelle $\varepsilon(\vec{r})$, ces équations s'écrivent de la manière suivante (en unités MKSA) :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (4.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (4.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \quad (4.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (4.7)$$

avec $\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)$ pour un milieu linéaire et $\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t)$ pour un milieu non magnétique (où ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide). Où :

- $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est le vecteur champ électrique exprimé en Volt par mètre ($V.m^{-1}$)
- $\vec{D}(\vec{r}, t)$ est le vecteur induction électrique exprimé en Coulomb par mètre carré ($C.m^{-2}$)
- $\vec{H}(\vec{r}, t)$ est le vecteur champ magnétique exprimé en Ampère par mètre ($A.m^{-1}$)
- $\vec{B}(\vec{r}, t)$ est le vecteur induction magnétique exprimé en Tesla (T)

On déduit à partir des équations de Maxwell, l'équation suivante ne faisant intervenir que le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r}, t)$.

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}$$

la condition de transversalité du champ magnétique s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (4.8)$$

La méthode de résolution par ondes planes est dite de type fréquentiel, puisqu'on cherche les solutions sous la forme d'états de fréquence donnée ω présentant une dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$:

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{-i\omega t}$$

ce qui nous conduit à l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (4.9)$$

Les équations (4.8 et 4.9) permettent de déterminer complètement $\vec{H}(\vec{r})$. Le calcul des bandes d'un cristal photonique consiste à résoudre l'équation (4.9) pour un système où la fonction diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ est périodique.

Ondes de Bloch et bandes d'énergie

L'équation d'onde (4.9) est une équation aux valeurs propres, semblable à l'équation de Schrödinger.

$$\Theta \vec{H}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r})$$

avec l'opérateur Θ défini comme :

$$\Theta = \vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times$$

Comme la fonction $\varepsilon(\vec{r})$ est périodique, l'opérateur Θ commute avec l'opérateur translation relatif à la structure photonique. Les fonctions d'onde, solutions de l'opérateur translation, seront donc aussi solutions de l'opérateur Θ . Ces dernières vérifient alors le théorème de Bloch :

$$\vec{H}(\vec{r} + \vec{R}_n) = e^{i \vec{k} \cdot \vec{R}_n} \vec{H}(\vec{r})$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde de Bloch, défini dans l'espace réciproque. Il caractérise toutes les fonctions propres de Θ que l'on notera finalement $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r})$. Le profil de ces modes se répète à l'identique pour chaque période de la structure. Les fonctions propres peuvent aussi se mettre sous la forme suivante :

$$\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} \vec{h}_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (4.10)$$

où $\vec{h}_{\vec{k}}(\vec{r})$ est un champ de même périodicité que la structure.

En remplaçant $\vec{H}(\vec{r})$ dans l'équation d'onde (4.9) par sa forme d'onde de Bloch (4.10) on aboutit à :

$$(\vec{\nabla} + i \vec{k}) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\vec{\nabla} + i \vec{k}) \times \vec{h}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{h}_{\vec{k}}(\vec{r})$$

équation aux valeurs propres de la forme : $\Theta_{\vec{k}} \vec{X} = \lambda_{\vec{k}} \vec{X}$, où l'opérateur

$$\Theta_{\vec{k}} = (\vec{\nabla} + i \vec{k}) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\vec{\nabla} + i \vec{k}) \times$$

est hermitique, défini positif, puisque la constante diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ est réelle positive. La résolution d'une telle équation pour un vecteur d'onde \vec{k} conduit à un ensemble discret de valeurs propres $\lambda_b(\vec{k})$, fonctions du vecteur \vec{k} , et distinguées par un indice de bande entier b . Ces valeurs propres sont reliées aux fréquences des modes propres du cristal par :

$$\lambda_b(\vec{k}) = \frac{\omega_b^2(\vec{k})}{c^2}$$

On obtient ainsi les courbes de dispersion $\vec{k} \rightarrow \omega_b(\vec{k})$ caractérisant le cristal photonique, nous permettant de constituer le diagramme de bandes du cristal, indispensable à l'étude de la structure photonique. Ce diagramme donne une image précise de l'ensemble des différents modes électromagnétiques pouvant exister dans le cristal. Pour chacun de ces modes, il est possible d'obtenir par les états propres $\vec{H}_{b\vec{k}}(\vec{r})$ associés aux différentes valeurs propres, une représentation de la répartition du champ électromagnétique dans le cristal. L'opérateur $\Theta_{\vec{k}}$ étant hermitique, les états propres associés à des valeurs propres différentes sont orthogonaux entre eux. Il est possible de les normaliser à l'unité de façon à ce que :

$$\int \vec{H}_{b\vec{k}}^*(\vec{r}) \vec{H}_{b'\vec{k}'}(\vec{r}) d\vec{r} = \delta_{bb'} \delta_{\vec{k}\vec{k}'}$$

4.2.3 La méthode des ondes planes

Avant d'étudier un cristal photonique sur une structure réelle tridimensionnelle, il est judicieux de le simuler en deux dimensions en utilisant l'approximation de l'indice effectif. Pour déterminer l'indice effectif, on effectue une simulation unidimensionnelle du guide de la structure, afin de déterminer les valeurs et vecteurs propres du guide, l'indice effectif étant la valeur propre du mode fondamental (voir section 1.3 page 38). Il est ainsi possible de simuler en deux dimensions un cristal photonique en tenant compte du confinement vertical de la structure réelle.

Pour le calcul de la structure de bandes des cristaux photoniques, j'ai utilisé le programme du MIT (*Massachusetts Institute of Technology*) MPB (pour *MIT Photonic Band gap*). Cette méthode est très efficace pour l'étude de structures bidimensionnelles. Elle permet d'avoir très rapidement une assez bonne idée du comportement du cristal photonique. Ce code fonctionne à partir de la méthode par ondes planes. Cette méthode consiste à développer le champ électromagnétique, solution des équations de Maxwell sur une base finie constituée de N ondes planes et de résoudre le problème aux valeurs propres qui en découle. Afin d'améliorer les performances de la méthode, une approche variationnelle qui tire partie du fait que très souvent il suffit de calculer les bandes de plus basse énergie pour cerner les propriétés essentielles de ces cristaux, a été développée par l'équipe de Joannopoulos au MIT [Meade1993] [Johnson2001].

Développement en ondes planes

Le développement du champ magnétique sur une base d'ondes planes s'écrit en appliquant le théorème de Floquet-Bloch :

$$\begin{aligned} \vec{h}_{\vec{k}}(\vec{r}) &= \sum_{m=1}^N \vec{h}_{\vec{k}_m} e^{i\vec{G}_m \cdot \vec{r}} \\ \text{soit } \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) &= e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \sum_{m=1}^N \vec{h}_{\vec{k}_m} e^{i\vec{G}_m \cdot \vec{r}} \\ \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) &= \sum_{m=1}^N \vec{h}_{\vec{k}_m} e^{i(\vec{k} + \vec{G}_m) \cdot \vec{r}} \end{aligned} \quad (4.11)$$

où les vecteurs \vec{G}_m sont les vecteurs du réseau réciproque, ce qui permet de vérifier la condition de périodicité de la fonction $\vec{h}_{\vec{k}}(\vec{r})$ conformément au théorème de Bloch. Pour alléger l'écriture nous omettons volontairement l'indice de bande b .

Le champ électromagnétique peut être parfaitement décrit uniquement par une base de N ondes planes infinies, ce qui n'est pas techniquement réalisable. C'est pourquoi habituellement,

on utilise une base d'ondes planes tronquée. Avec une base de dix vecteurs, il est possible de décrire les bandes de plus basses énergies avec moins de 1% d'erreur [These-Vassor].

L'équation (4.11) montre que chaque champ peut être décrit pour un vecteur \vec{k} donné comme une combinaison d'onde plane $\vec{k} + \vec{G}_m$ et de polarisation $\vec{h}_{\vec{k}+m}$. La condition de transversalité (4.8) impose de considérer uniquement les ondes planes respectant : $\vec{h}_{\vec{k}+m}(\vec{k} + \vec{G}_m) = 0$. On définit alors deux polarisations orthogonales entre elles \vec{u}_m et \vec{v}_m telles que $\vec{h}_{\vec{k}+m} = h_{\vec{k}+m}^{(1)} \vec{u}_m + h_{\vec{k}+m}^{(2)} \vec{v}_m$.

Grâce à la périodicité de la fonction diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$, nous pouvons l'écrire sous la forme d'une série de Fourier :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} = \sum_m^N \frac{1}{\tilde{\varepsilon}(\vec{G}_m)} e^{\vec{G}_m \cdot \vec{r}} \quad (4.12)$$

En introduisant (4.11) et (4.12) dans l'équation aux valeurs propres (4.9). On aboutit à :

$$\sum_{m'}^N \mathbf{M}_{\vec{G}_m, \vec{G}_{m'}} \vec{h}_{\vec{k}+m'} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{h}_{\vec{k}+m}$$

où $\mathbf{M}_{\vec{G}_m, \vec{G}_{m'}} = \frac{1}{\tilde{\varepsilon}(\vec{G}_m - \vec{G}_{m'})} |\vec{k} + \vec{G}_{m'}| |\vec{k} + \vec{G}_m| \begin{bmatrix} \vec{v}_m \vec{v}_{m'} & -\vec{v}_m \vec{u}_{m'} \\ -\vec{u}_m \vec{v}_{m'} & \vec{u}_m \vec{u}_{m'} \end{bmatrix}$

Avec une base de N ondes planes on aura donc une matrice $2N \times 2N$ à calculer. Pour déterminer le champ électromagnétique et l'énergie en même temps on utilise une méthode variationnelle.

Exemple du réseau triangulaire bidimensionnel

Une autre propriété importante de l'équation (4.9) est la relation d'échelle qui existe entre la période du réseau et la longueur d'onde. En effet si l'on augmente ou si l'on diminue la longueur du pas du réseau a , l'allure du diagramme de bandes reste inchangée, seule la valeur de la longueur d'onde des résonances est modifiée. Plus précisément imaginons que l'on décide de comprimer ou de dilater le réseau d'un facteur s . On remplacera alors dans l'équation (4.9), $\varepsilon(\vec{r})$ par $\varepsilon(\vec{r}/s)$, on obtient ainsi (les détails de ce calcul sont donnés dans le chapitre 2 de [Joannopoulos]) :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r}/s)} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{s\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r})$$

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon'(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{s2\pi}{\lambda}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (4.13)$$

avec $\varepsilon'(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}/s)$

Une homothétie du réseau change uniquement les valeurs propres et non pas les vecteurs propres. La distribution du champ électromagnétique des différents modes se propageant dans la structure reste inchangée, seule la longueur d'onde est modifiée. Par exemple, si l'on réduit par deux la taille du réseau, la longueur d'onde sera elle aussi divisée par deux.

Lors de l'établissement des diagrammes de bandes, nous tiendrons compte de cette propriété. Par exemple pour le réseau triangulaire de trous, le paramètre important décrivant la structure photonique ne sera pas la longueur a du pas du réseau mais le rapport entre cette longueur et le rayon des trous R/a . On prend ainsi le pas du réseau a comme unité, toutes les autres valeurs seront définies par rapport à lui, le rayon des trous R/a , et la longueur d'onde λ/a d'après l'équation (4.13).

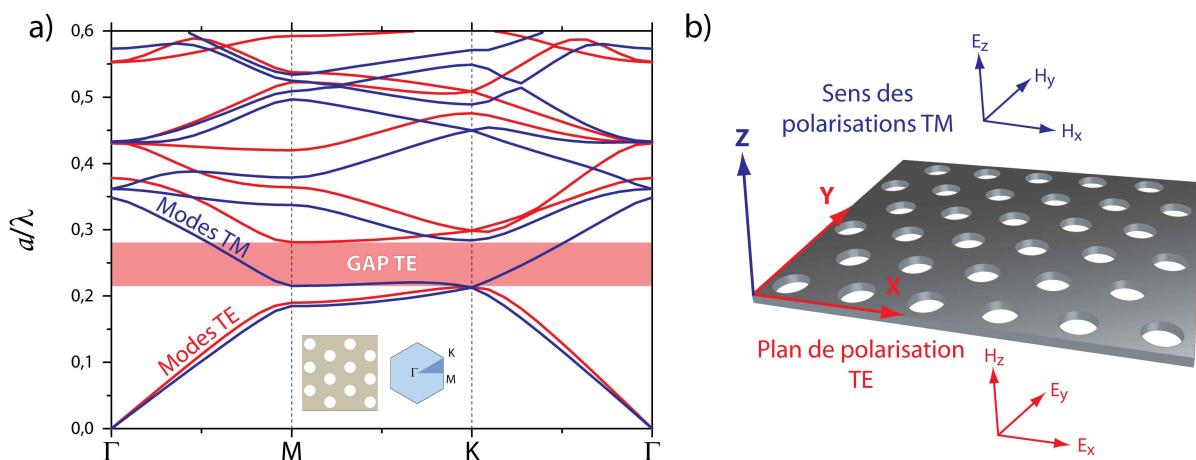


FIG. 4.2: La figure (a) est une représentation bidimensionnelle du diagramme de bandes d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon $R/a = 0.3$ dans du semi-conducteur d'indice 3.35. La figure (b) décrit l'orientation des polarisations TM et TE par rapport au plan du cristal photonique.

La figure (4.2.a) représente le diagramme de bandes obtenu pour une simulation 2D d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon $R/a = 0.3$ où a est le pas du réseau. L'indice du matériau est 3.35 soit de l'ordre de l'indice effectif moyen d'une structure à cascade quantique émettant dans le moyen infrarouge.

Les courbes en rouge correspondent aux solutions pour une lumière polarisée TE (*Transverse électrique* : c.-à-d. que le champ \vec{E} est parallèle au plan), quant à la courbe en bleu elle représente le champ pour une polarisation TM (*Transverse magnétique* : c.-à-d. que le champ \vec{E} est perpendiculaire au plan). Ces différentes polarisations sont représentées sur la figure (4.2.b). Cette structure comporte un gap TE entre $a/\lambda = 0.214$ et 0.281 , cette zone correspond à l'ab-

sence d'états permis pour les photons polarisés TE. On appelle largeur relative, le rapport entre la largeur de la bande interdite et la fréquence sur laquelle elle est centrée, soit 27.1% dans notre cas.

4.3 Etude 2D du réseau nid d'abeille (*honeycomb*)

Notre objectif est ici de concevoir un cristal photonique pour un laser à cascade quantique. Pour ce faire, nous devrons adapter le dessin du cristal photonique aux exigences des lasers à cascade quantique. Si l'on veut utiliser les propriétés de haute réflectivité des gaps photoniques afin de confiner ou de guider la lumière, on doit tenir compte de la polarisation TM des transitions intersousbandes des lasers à cascade (voir chapitre 1). La structure photonique devra donc comporter un gap TM. Au demeurant, les lasers à cascade quantique étant pompés électriquement, le cristal photonique devra posséder une structure connectée et non pas une structure pilier dans le but de permettre l'injection électrique au sein du dispositif (Fig. 4.3). En effet, du fait de sa petite taille, le contact électrique se fait à l'extérieur du cristal photonique. Ne pas utiliser de structure connectée implique la mise en place d'un procédé de fabrication beaucoup plus complexe.

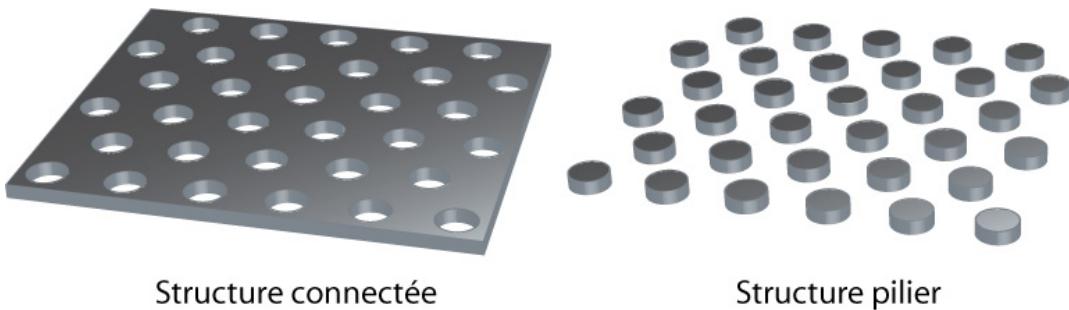


FIG. 4.3: Exemple d'une structure connectée (à gauche) et d'une structure pilier (à droite). Seule la structure connectée permet d'injecter le courant sur l'ensemble du dispositif.

4.3.1 Présence d'un gap TM

Dans l'intention de déterminer un cristal photonique comportant un gap photonique TM et une structure connectée, je vais discuter de l'origine physique du gap. De plus amples explications sont données dans le chapitre 5 de [Joannopoulos] et dans l'article de revue [Meade1992]. Nous allons étudier deux structures photoniques : le réseau carré de piliers diélectriques dans

une matrice d'air (Fig. 4.4), et le réseau carré de trous carré d'air dans une matrice de diélectrique (Fig. 4.6). Le premier présente un gap TM et pas de gap TE tandis que le deuxième possède un gap TE, mais pas de gap TM.

Le réseau carré de piliers en diélectrique

La première structure est un réseau carré de piliers diélectriques d'indice de réfraction $n = 2.98$ entourés d'air (d'indice $n = 1$). Le rayon des piliers est $R/a = 0.2$, où a désigne le pas du réseau. Le réseau réciproque possède lui aussi une structure carrée. Nous allons restreindre notre étude à la zone réduite de Brillouin définie par le triangle $\Gamma X M$, voir la figure (4.4). La figure (4.5) représente le diagramme de bandes du réseau carré, les modes polarisés TE y sont représentés en rouge, et les modes TM en bleu.

Cette structure possède un gap TM complet avec une largeur relative de 32 %. Afin d'étudier l'origine de ce gap TM, le champ étant polarisé selon l'axe Z , nous nous intéressons à la répartition spatiale de la composante D_z du champ électrique aux points Γ , X et M de la figure (4.5) (Les images des champs de cette figure proviennent de [Joannopoulos]), pour la première et la deuxième bande. On constate que pour la première bande le champ polarisé TM est très fortement localisé dans les zones diélectriques, alors que pour la seconde bande polarisée TM la quantité de champ se propageant dans l'air est plus importante. La fréquence d'une onde se situant dans l'air étant beaucoup plus élevée que celle se trouvant dans le diélectrique, on peut ainsi expliquer la grande différence d'énergie qui existe entre la première et la deuxième bande TM. En effet comme il est démontré dans le chapitre 2 de [Joannopoulos], l'énergie E du mode électromagnétique peut s'écrire :

$$E = \left(\frac{1}{8\pi} \right) \int \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} |\vec{D}(\vec{r})|^2 d\vec{r}$$

Afin de minimiser son énergie, le système aura tendance à minimiser le rapport $|\vec{D}(\vec{r})|^2 / \varepsilon(\vec{r})$ en confinant le champ dans les régions à fort indice de réfraction. C'est exactement ce qui se passe pour le réseau carré de piliers, la première bande est en majorité confinée dans les zones de fort indice afin de minimiser son énergie. En revanche, la seconde bande en empiétant sur les

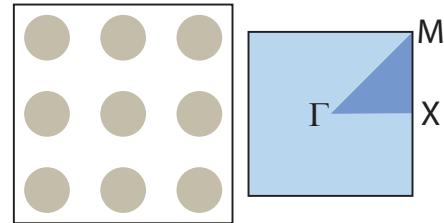


FIG. 4.4: Le réseau carré de piliers, et son réseau réciproque.

régions d'air augmente considérablement son énergie créant ainsi le gap TM. C'est pourquoi habituellement la première bande est appelée "bande diélectrique" et la seconde bande "bande d'air".

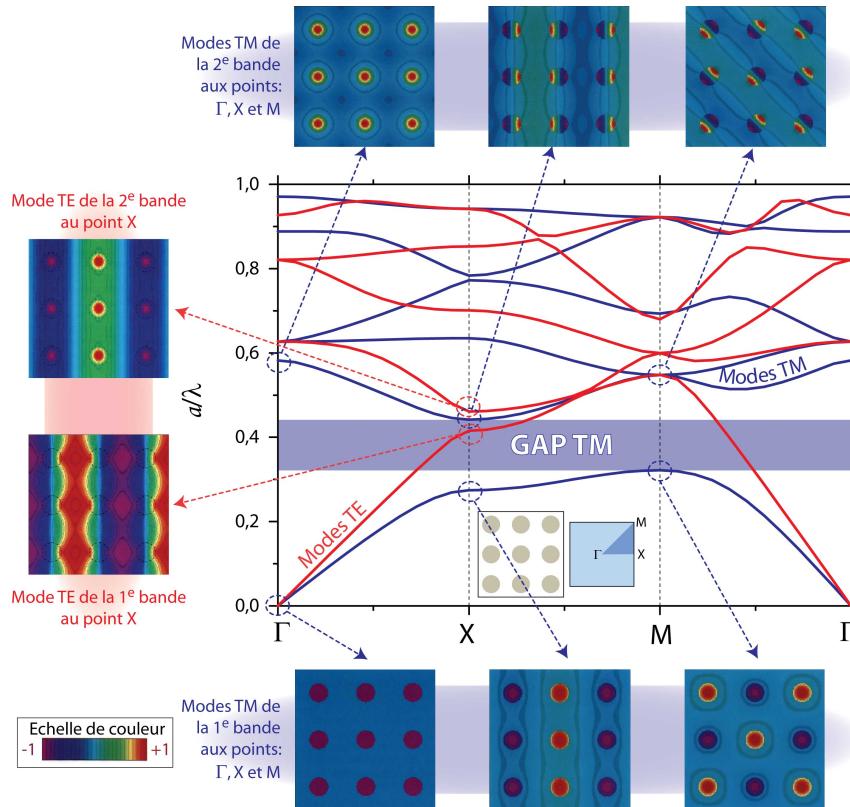


FIG. 4.5: Diagramme de bande du réseau carré de piliers diélectriques. Pour une polarisation TM, le champ électrique est polarisé selon l'axe Z , afin d'étudier la répartition spatiale du champ on visualise la composante D_z du champ électrique aux points Γ , X et M . En bas du diagramme sont représentés les champs pour la première bande et en haut pour la deuxième. Quant aux images de gauche elles représentent la distribution spatiale de la composante H_z pour la première et deuxième bande aux points Γ , X et M .

Afin de mesurer précisément la proportion du mode optique se trouvant dans les zones de fort indice, on calcule la valeur du facteur de remplissage f de la manière suivante :

$$f = \frac{\int_{V_{diel}} \vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \vec{D}(\vec{r}) d^3 \vec{r}}{\int_{V_{total}} \vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \vec{D}(\vec{r}) d^3 \vec{r}}$$

où V_{diel} est le volume occupé par les matériaux diélectriques et V_{total} le volume total de la structure.

On mesure ici tout simplement le rapport entre le champ se trouvant dans les zones diélectriques et le champ total. Les résultats de ce calcul sont donnés par le tableau (4.1). Comme on pouvait s'y attendre, les valeurs de f sont nettement plus importantes pour la première bande.

Points	$f_{1^e\text{bande}}$	$f_{2^e\text{bande}}$	Δf	$\Delta\omega/\bar{\omega}$
Modes TM				
X	86%	32%	51%	46%
M	91%	60%	31%	51%
Modes TE				
X	9%	23%	-14%	10%
M	60%	10%	50%	9%

TAB. 4.1: Facteur de remplissage pour le réseau carré de piliers. $f_{i^e\text{bande}}$ désigne le facteur de remplissage de la i^e bande. Δf représente la variation du facteur de remplissage entre la première et la seconde bande. La largeur relative du gap au point considéré s'exprime par $\Delta\omega/\bar{\omega} = 2(\omega_{1^e\text{bande}} - \omega_{2^e\text{bande}})/(\omega_{1^e\text{bande}} + \omega_{2^e\text{bande}})$.

Le réseau carré de piliers ne comporte pas de gap TE, comme pour le gap TM je vais expliquer ce phénomène en observant le mode optique au point X de la première et la deuxième bande, voir les figures à gauche du diagramme de bande (4.5). En polarisation TE, le champ électrique se situe dans le plan XY ce qui nous empêche de le visualiser correctement. C'est pourquoi sur les schémas des modes TE de la figure (4.5) on a représenté la composante H_z du champ magnétique. Le champ électrique étant maximum quand le champ magnétique est minimum, on peut déduire des figures précédentes où le champ électrique est localisé (les zones bleues). Comme pour les modes TM, le champ aura tendance à être confiné dans les zones de fort indice de réfraction. Seulement le champ électrique devant être continu et les zones diélectriques n'étant pas connectées entre elles, le champ électrique passe alors forcément par des zones d'air et des zones de fort indice. Cette propriété a pour conséquence de réduire la différence entre la première et la seconde bande, ce qui explique l'absence de gap TE du réseau carré de piliers.

Le réseau carré de trous carrés

Nous allons à présent étudier un réseau de trous carrés, représenté avec son réseau réciproque sur la figure (4.6). Ce réseau possède les mêmes symétries que la structure précédente, pourtant il est très différent de ce dernier dans le sens où il a une structure connectée, toutes les régions de diélectrique sont reliées entre elles. Ce type de structure est compatible avec l'injection électrique des dispositifs.

Ce réseau est un plan de matériau diélectrique d'indice $n = 2.98$ dans lequel j'ai introduit des trous d'air carrés de côté $0.84a$, a étant le pas du réseau carré.

Afin de déterminer l'origine de l'absence de gap TE nous allons comme pour le réseau carré de piliers, étudier la distribution spatiale des modes électromagnétiques au point X. Pour les modes TE nous considérerons uniquement la composante H_z du champ magnétique, et la composante D_z pour les modes TM.

En regardant les modes (Fig. 4.7), on s'aperçoit que le champ est confiné essentiellement dans les régions de fort indice, et ceux-ci aussi bien pour la première que pour la deuxième bande. Dans le cas de la première bande, le mode est confiné dans les arêtes de diélectrique verticales et horizontales, alors que dans le cas de la seconde bande le champ est seulement confiné dans les arêtes horizontales. Les deux bandes sont donc confinées dans les régions de fort indice, du fait de la structure connectée du réseau, ce qui a pour conséquence d'établir une faible différence de fréquence entre ces deux modes. Cette constatation est confirmée par le facteur de remplissage donné dans le tableau (4.2).

Dans le cas des modes TE j'ai représenté dans les figures de gauche de (4.7) la composante H_z du champ magnétique, c'est-à-dire que le champ électrique se situe là où le champ magnétique est nul, soit dans les régions bleu clair. On constate que la première est entièrement confinée à l'intérieur des arêtes de diélectrique verticales. En effet la structure connectée du réseau permet au champ électrique d'être continu tout en restant dans les zones de fort indice. Par contre, la deuxième bande passe aussi bien à travers des régions diélectriques que des régions d'air. La différence de fréquence entre les deux bandes est alors très grande, jusqu'à permettre l'ouverture d'un gap TE. Cet écart apparaît encore plus nettement sur les valeurs du facteur de

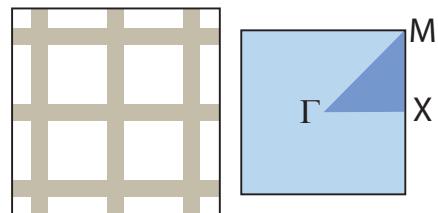


FIG. 4.6: Réseau carré de trous d'air carrés, et son réseau réciproque.

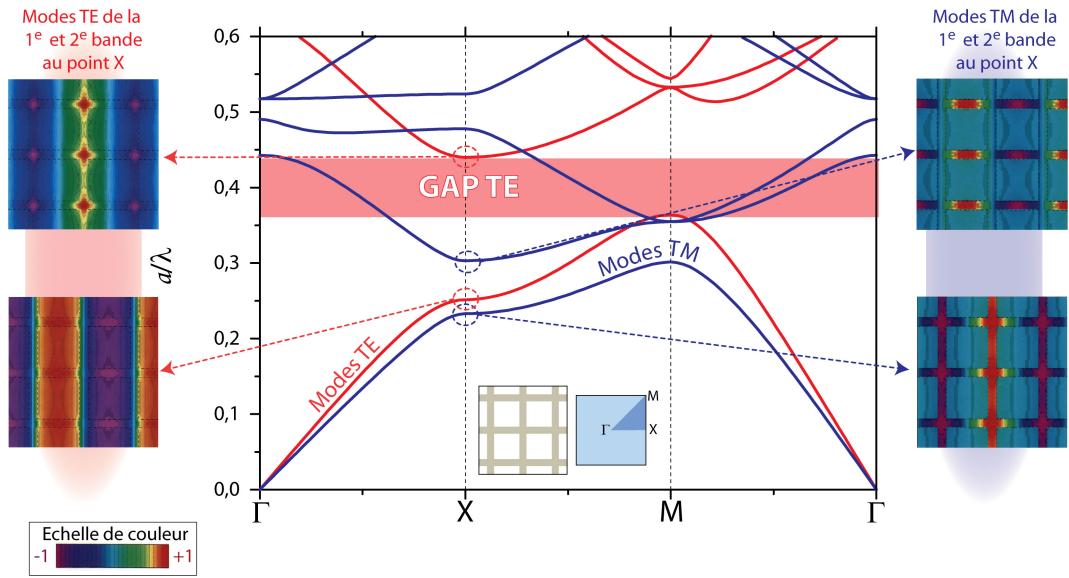


FIG. 4.7: Diagramme de bande du réseau carré de trous carrés. Sont représentées à gauche pour une polarisation TE et à droite pour une polarisation TM, les deux distributions spatiales du mode optique de la première et de la deuxième bande au point X. Pour les modes TE on utilise la composante H_z du champ magnétique, et la composante D_z pour les modes TM.

remplissage données dans le tableau (4.2).

Conclusion

À partir de la distribution spatiale du champ électrique et magnétique, j'ai étudié quelle caractéristique d'un cristal photonique permettait l'obtention d'un gap TE ou TM. Un cristal photonique possédant une structure connectée permettra d'obtenir un gap TE plus facilement qu'avec un réseau de piliers, où les régions de diélectrique sont isolées les unes des autres. La structure à piliers sera donc à privilégier pour l'obtention d'un gap TM.

4.3.2 Le réseau nid d'abeille

Maintenant que l'origine du gap photonique est comprise, je vais décrire les étapes menant à la conception d'une micro-cavité à partir d'un cristal photonique pour un laser à cascade quantique. Comme nous l'avons vu précédemment, du fait de l'origine intersousbande des transitions radiatives des LCQ, la lumière émise est polarisée TM. La première approche serait alors d'utiliser le gap TM d'un cristal photonique à piliers comme un miroir de haute réflectivité [Dunbar2005, Hofling2006]. Mais cette solution n'est pas adaptée pour une micro-cavité,

Points	$f_{1^e\text{bande}}$	$f_{2^e\text{bande}}$	Δf	$\Delta\omega/\bar{\omega}$
Modes TM				
X	89%	77%	12%	26%
M	92%	86%	6%	16%
Modes TE				
X	83%	14%	69%	54%
M	84%	25%	59%	38%

TAB. 4.2: Facteur de remplissage pour le réseau carré de trous d'air carrés. $f_{i^e\text{bande}}$

désigne le facteur de remplissage de la i^e bande. Δf représente la variation du facteur de remplissage entre la première et la seconde bande. La largeur relative du gap au point considéré s'exprime par $\Delta\omega/\bar{\omega} = 2(\omega_{1^e\text{bande}} - \omega_{2^e\text{bande}})/(\omega_{1^e\text{bande}} + \omega_{2^e\text{bande}})$.

qui par sa taille réduite ne peut pas d'être directement connectée électriquement par micro-soudure. Ceci implique la mise en place de techniques de fabrication permettant de déporter les contacts électriques. Dans ce cas, le cristal photonique doit posséder une structure connectée afin de permettre l'injection du courant depuis l'extérieur du cristal photonique vers le centre du cristal où se trouve la cavité.

Nous avons donc besoin d'un cristal photonique qui possède à la fois une structure connectée et un gap TM. Le réseau nid d'abeille [Cassagne1996, Gadot1997] (*honey comb*) permet de lier ces deux exigences. En effet, d'après la figure (4.8) d'un réseau nid d'abeille de trous d'air, si le rayon des trous est suffisamment grand, ce cristal photonique est semblable à une structure de type piliers. Elle comporte d'importantes régions de diélectrique, en bleu sur la figure, isolées les unes des autres par de fines artères, en rose sur la figure. Tout l'enjeu réside désormais dans la détermination de la taille idéale de ces artères, elles doivent être suffisamment fines afin d'induire un gap TM, mais pas trop étroites afin de permettre l'injection électrique. À noter aussi que de trop fines artères rendront la fabrication des dispositifs très difficile.

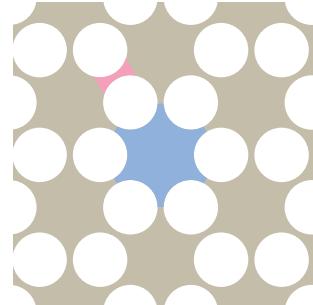


FIG. 4.8: Réseau nid d'abeille de trous d'air. En bleu, les zones de fort indice, isolées les unes des autres par les zones très étroites en rose.

Ce réseau nid d'abeille a déjà été utilisé pour la réalisation de laser interbande avec un pompage optique voir les références [Bakir2006, Mouette2003], mais jamais sur un laser interbande à injection électrique.

Le gap TM du réseau nid d'abeille

Nous allons désormais étudier le gap TM du réseau nid d'abeille en fonction du rayon R des trous d'air dans la matrice de semiconducteur.

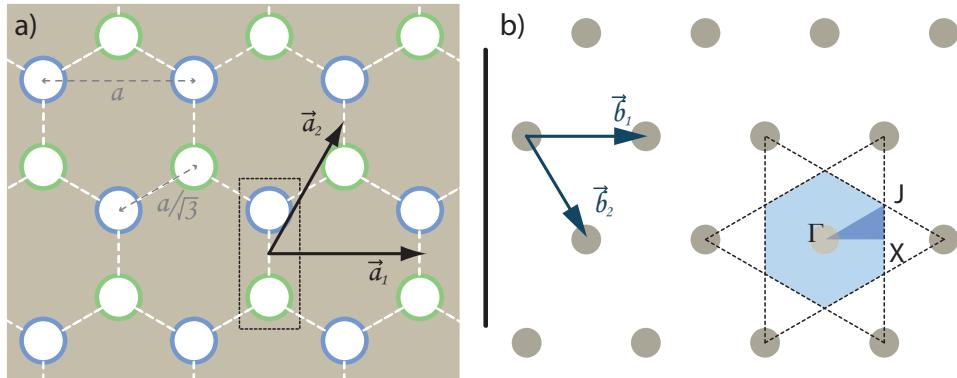


FIG. 4.9: Description du réseau nid d'abeille (a) et de son réseau réciproque (b). On a utilisé ici une structure connectée, le semiconducteur est représenté en gris et les trous d'air en blanc. Les deux trous du motif élémentaire sont différenciés par un cercle bleu et vert.

La structure du réseau nid d'abeille est représentée sur la figure (4.9). Le motif élémentaire de ce cristal est plus complexe que celui des précédentes structures. Le motif élémentaire est composé de deux trous d'air surlignés en bleu et en vert sur la figure (4.9.a). Les vecteurs de base de ce réseau sont :

$$\begin{aligned}\vec{a}_1 &= (a; 0) \\ \vec{a}_2 &= \left(a/2; \sqrt{3}a/2\right)\end{aligned}$$

où a est le pas du réseau, la distance entre les deux plus proches voisins (PPV) est $a/\sqrt{3}$, et R le rayon des trous.

Comme pour le réseau triangulaire, le réseau réciproque de la structure nid d'abeille est un réseau triangulaire dont les vecteurs de base sont :

$$\begin{aligned}\vec{b}_1 &= \frac{2\pi}{a} \left(0; \frac{2}{\sqrt{3}}\right) \\ \vec{b}_2 &= \frac{2\pi}{a} \left(1; \frac{1}{\sqrt{3}}\right)\end{aligned}$$

Les directions de hautes symétries sont ΓX , XJ et $J\Gamma$.

Lors des simulations 2D pour déterminer le diagramme de bande du réseau nid d'abeille, j'ai utilisé un indice de réfraction n de 3.35, ce qui correspond approximativement à la valeur utilisée pour la plupart des matériaux III-V. La figure (4.10.a) représente le diagramme de bande du réseau nid d'abeille pour $R/a = 0.234$. On peut observer la présence d'un gap TM dont la largeur relative est 10 %. Afin de déterminer le rayon des trous R idéal permettant d'obtenir le gap TM le plus large possible, j'ai reporté sur la figure (4.10.b) l'extension du gap TM en fonction de R/a . Le gap TM avec l'extension maximale est obtenu pour les plus grandes valeurs de R . Ce phénomène peut se comprendre de manière intuitive, puisque c'est pour de grands rayons que le réseau est le plus proche d'une structure à piliers. Le rayon des trous sera alors le seul paramètre limitant. En effet, il faut tenir compte des contraintes technologiques liées à la fabrication du cristal photonique (des trous trop rapprochés rendraient la fabrication très difficile). De ce point de vue le réseau nid d'abeille ne paraît pas comme étant le choix le mieux adapté. En effet, pour une même largeur relative de gap, la distance entre les deux plus proches voisins (PPVs) est légèrement plus grande pour un réseau carré de trous d'air. Le véritable avantage du réseau nid d'abeille réside dans son facteur de remplissage (rapport entre la surface d'air et la surface de semiconducteur au sein du motif élémentaire) qui permet de conserver même pour des rayons de trous importants une grande quantité de matériau actif, voir (Tab. 4.3). Le fait de préserver une importante quantité de semiconducteur ne permet pas seulement de conserver les zones de gain de la structure. Il facilite aussi la fabrication des dispositifs, et permet en principe une meilleure dissipation de la chaleur générée par le laser.

Un réseau nid d'abeille modifié

Afin de simplifier la fabrication des structures photoniques et de maintenir une très bonne injection électrique, j'ai dessiné un réseau nid d'abeille modifié. L'idée est de conserver une distance assez importante et constante entre les deux plus proches voisins (PPVs). L'avantage de cette géométrie est purement technologique. Les motifs de notre cristal photonique sont réalisés par lithographie électronique. L'inconvénient de cette technique est que si deux motifs sont trop proches il peut se produire un effet de proximité qui aura tendance à surexposer la zone entre les deux motifs, les zones exposées ne seront alors plus parfaitement circulaires et il sera très difficile d'obtenir le résultat escompté.

Largeur relative	Distance entre PPVs (μm)		Facteur de remplissage	
	Réseau carré	Réseau nid d'abeille	Réseau carré	Réseau nid d'abeille
1.7%	0.45	0.40	0.50	0.18
5.6%	0.37	0.32	0.55	0.22
10%	0.29	0.24	0.60	0.27
21%	0.11	0.07	0.72	0.37

TAB. 4.3: Comparaison entre le réseau carré et le réseau nid d'abeille de trous d'air. Pour cette analyse j'ai calculé pour trois valeurs différentes de largeur relative du gap, le facteur de remplissage de la structure, et la distance entre les deux plus proches voisins. Ces valeurs sont calculées pour $\lambda = 10 \mu m$ et $n = 3.35$.

Des cristaux photoniques possédant une géométrie originale ont déjà été réalisés par le passé, notamment celui de l'équipe de Noda [Takayama2005] permettant d'obtenir simultanément un gap TE et TM en utilisant un réseau triangulaire.

La figure (4.11) décrit de manière schématique la démarche que j'ai employée. Partant d'une structure nid d'abeille avec un grand R/a (Fig. 4.11.a), j'ai placé entre chaque plus proche voisin un rectangle de diélectrique de largeur constante ($a/4$) (Fig. 4.11.b). On obtient ainsi finalement le réseau représenté sur la figure (4.11.c). Cette structure comporte les mêmes symétries que le réseau nid d'abeille, la zone réduite de Brillouin reste donc inchangée.

La figure (4.12) présente la largeur de gap TM que l'on peut obtenir avec ce réseau modifié pour différents rayons R . Comme on peut le voir, l'extension du gap est réduite par rapport au cas du réseau nid d'abeille classique. La largeur relative est d'environ 2%. Cependant, la distance entre les deux plus proches voisins est toujours supérieure à $0.5 \mu m$, ce qui rend cette structure technologiquement plus facile à réaliser que le réseau nid d'abeille précédent.

Lors des simulations de cette nouvelle structure j'ai dû augmenter considérablement la résolution utilisée pour ces calculs, ce qui revient à augmenter le nombre d'ondes planes utilisées. En effet, en modifiant le motif élémentaire du réseau je l'ai complexifié. Afin de déterminer la bonne résolution à utiliser, j'ai simulé un grand nombre de réseaux nid d'abeille modifiés et non modifiés à différentes résolutions, c'est-à-dire en faisant varier le nombre de vecteurs de base définissant les ondes planes. Comme on peut le voir sur la figure (4.13) pour obtenir une bonne convergence il a été nécessaire d'augmenter la résolution de 54 à 250. Pour déterminer

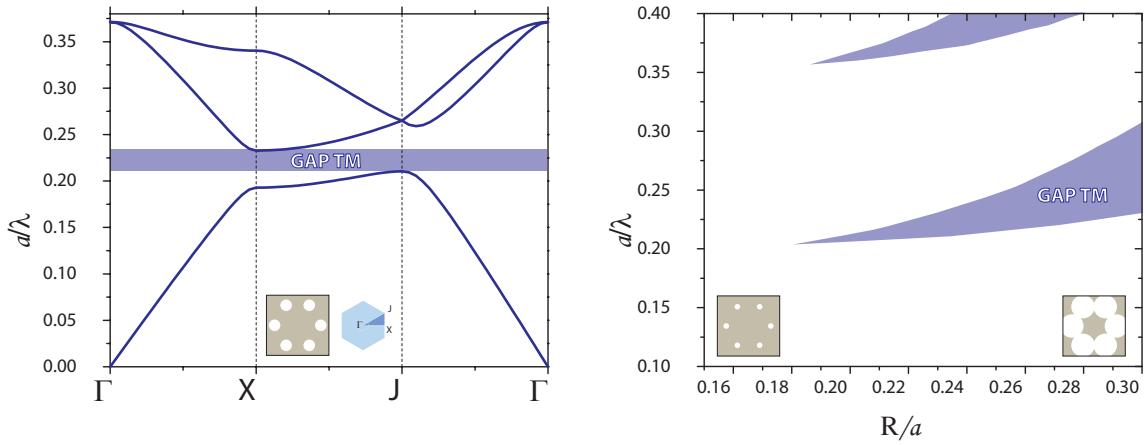


FIG. 4.10: (a) Diagramme de bandes en polarisation TM du cristal photonique à nid d’abeille pour $R/a = 0.234$ et $n = 3.35$ (b) Représentation de la largeur et de la position du gap TM en fonction du rayon des trous.

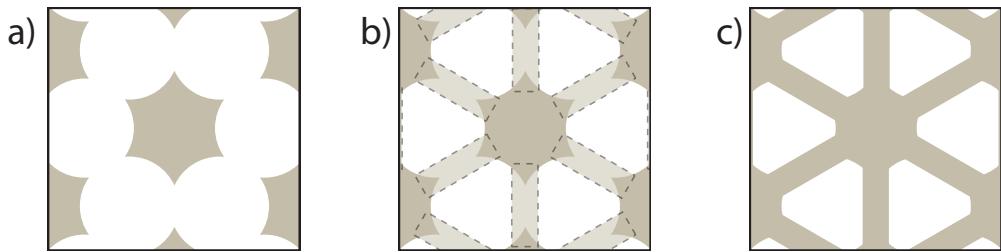


FIG. 4.11: Schéma décrivant l’élaboration du réseau nid d’abeille modifié. On maintient une distance constante entre les ronds, en rajoutant un rectangle de semiconducteur entre les cercles.

la convergence de mes calculs, j’ai mesuré pour différentes résolutions la valeur de la limite inférieur et supérieur du gap TM.

4.3.3 Réalisation d’une micro-cavité pour les LCQ

Dans le but de créer une micro-cavité à très faible volume actif, et donc à très faible seuil, pour un LCQ, nous allons nous intéresser à l’étude d’un mode de défaut dans une structure à nid d’abeille. Lorsqu’on brise la périodicité d’un cristal photonique par l’introduction d’un défaut, des modes très localisés spatialement peuvent apparaître. Ce sont ces modes très localisés que l’on appelle mode de défaut. Le défaut que nous allons étudier ici a été créé en supprimant six trous d’air, voir la figure (4.14). L’intérêt des défauts dans les cristaux photoniques réside dans leur capacité à sélectionner une fréquence laser : en jouant sur divers paramètres, il est possible

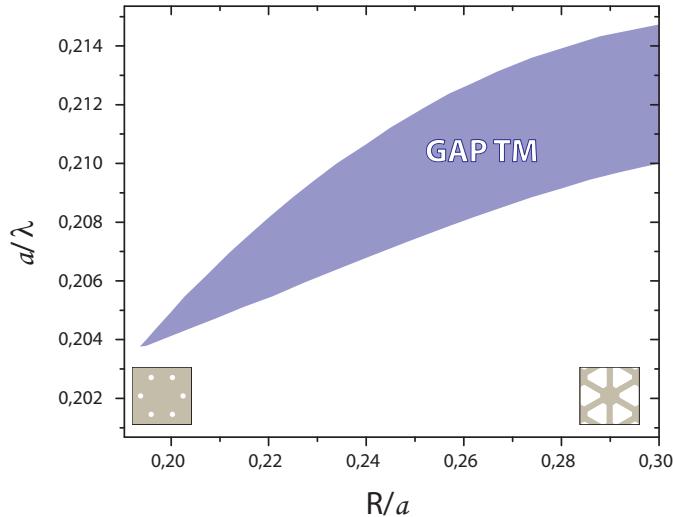


FIG. 4.12: Représentation du gap TM en fonction du rayon des trous d'un réseau nid d'abeille modifié. L'indice de la matrice de diélectrique est $n = 3.35$. Le rayon des trous d'air varie de $R/a = 0.18$ à $R/a = 0.30$ en conservant une distance constante entre les deux plus proches voisins de $a/4$.

d'accorder la position spectrale et l'extension spatiale des modes de défauts apparaissant dans le gap.

Le défaut présenté sur la figure (4.14) se comporte comme une micro-cavité dans laquelle résonne un mode localisé dont la fréquence dépend de la nature du défaut.

Les modes de défaut sont calculés grâce à la méthode des ondes planes combinée à la technique *supercell*. Comme nous l'avons vu précédemment, la méthode des ondes planes ne peut pas s'appliquer à une structure apériodique. La méthode *supercell* permet de réintroduire la périodicité perdue par l'implémentation du défaut. Le principe de cette méthode est assez simple, puisqu'il suffit de remplacer la cellule élémentaire du réseau par une plus grande cellule. Dans notre cas j'ai pris comme cellule élémentaire une structure en nid d'abeille de 20×20 avec le défaut en son centre. La super cellule doit être suffisamment grande pour éviter tout couplage entre les modes défauts. On sait que la cellule est suffisamment grande lorsque la courbe de dispersion des modes de défaut ne présente plus de dispersion. La figure (4.15) décrit un diagramme de bandes obtenu en utilisant la méthode *supercell* sur un réseau

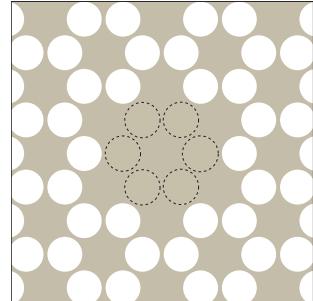


FIG. 4.14: Défaut dans réseau à nid d'abeille. Pour créer ce défaut j'ai remplacé six trous d'air (en pointillé sur la figure) par du semiconducteur.

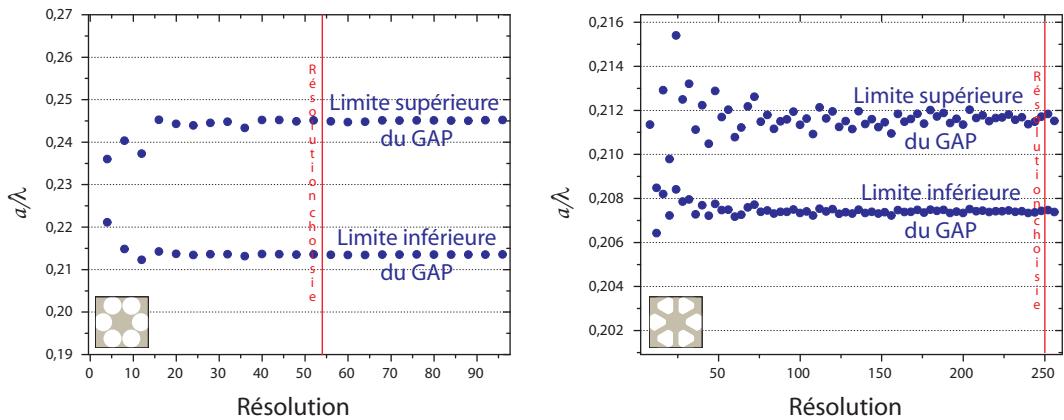


FIG. 4.13: Valeur de la limite inférieure et supérieure du gap TM du réseau nid d'abeille (figure de gauche) et le réseau modifié (figure de droite). Dans les deux cas l'indice de la matrice de diélectrique est $n = 3.35$, et le rayon des trous d'air est $R/a = 0.25$. Dans le cas de la structure modifiée l'espace entre les deux plus proches voisins est $a/4$.

nid d'abeille de trous d'air de rayon $R/a = 0.24$. Le gap TM du réseau nid d'abeille "standard" apparaît en bleu et les bandes d'énergie calculées en gris. En augmentant la taille de la cellule élémentaire d'un facteur vingt, la taille de la cellule de Wigner-Seitz s'est considérablement réduite, ce qui explique l'important repliement de bandes que l'on peut apercevoir sur la figure (4.15).

Les modes de défauts sont les nouvelles bandes d'énergie qui apparaissent à l'intérieur du gap TM. Elles sont représentées en rouge sur la figure (4.15). Ces modes sont spatialement très localisés, ce qui se traduit par une courbe de dispersion plate. Si la cellule élémentaire que l'on utilise avec la méthode *supercell* est trop petite, un couplage entre les modes de défauts peut apparaître et induire une dispersion des modes de défauts. C'est pourquoi j'ai utilisé une très grande cellule élémentaire de périodes 20×20 . En utilisant une large cellule élémentaire, j'ai considérablement augmenté la puissance de calcul requise pour les simulations. Pour répondre à ce besoin, j'ai utilisé le cluster du CRI (Centre de Ressources Informatiques) d'Orsay, afin de pouvoir faire tourner le code du MIT en parallèle sur huit processeurs.

A gauche de la figure (4.15) on peut apercevoir la distribution spatiale de la composante E_z du champ électrique de trois modes de défaut : un mode hexagonal avec une énergie de $a/\lambda = 0.231$, et deux dipôles dégénérés à $a/\lambda = 0.220$. Comme l'a démontré l'équipe d'Oskar Painter au *California Institute of Technology*, il est possible de lever cette dégénérescence en

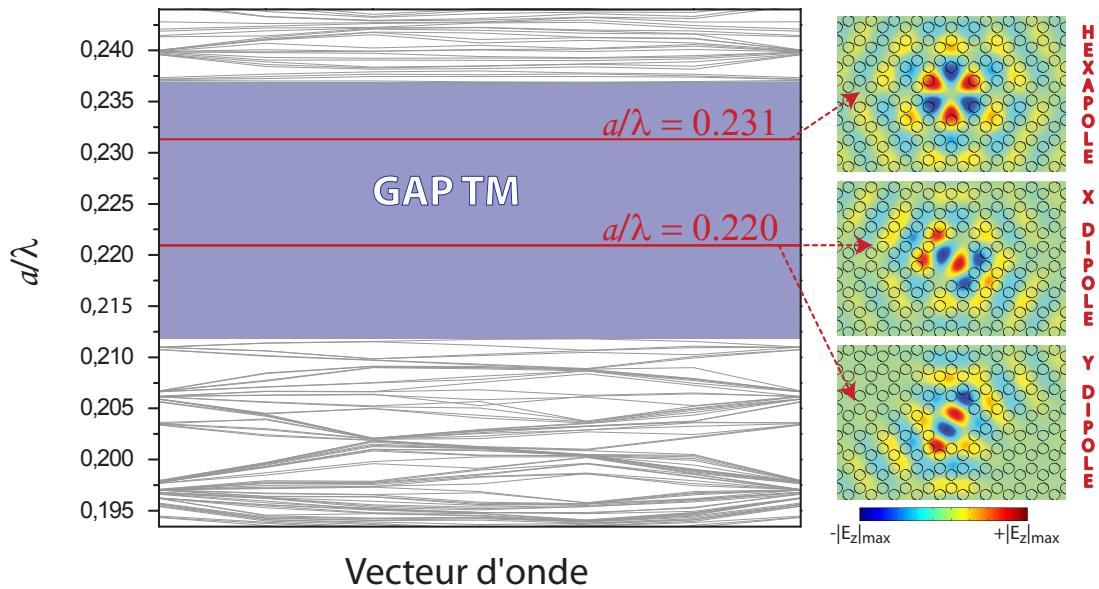


FIG. 4.15: Simulation 2D en utilisant la méthode *supercell* des modes de défaut du réseau nid d’abeille de 20×20 avec $R/a = 0.24$ et $n = 3.35$. En gris les niveaux d’énergie du super réseau, en bleu le gap TM et en rouge l’énergie des modes de défauts. Trois défauts sont présents dans le gap, un hexapole et deux dipôles dégénérés (un orienté selon X et un autre selon Y). L’image des modes de défaut est obtenue à partir de la composante Z du champ électrique.

diminuant les symétries de la structure [Painter1999].

La figure (4.16) est obtenue à partir de plusieurs simulations avec à chaque fois un R/a différent. Elle permet d’étudier l’évolution de l’énergie des modes de défaut en fonction du rayon des trous d’air. En modifiant le rayon des trous, on ne change pas la géométrie des modes de défaut, elle est uniquement déterminée par des critères de géométrie [Painter2003, Bassani]. Cette hypothèse est confirmée par les simulations de défauts pour le réseau nid d’abeille modifié (Fig. 4.17), où l’on retrouve les mêmes géométries de défauts.

En conclusion, le réseau nid d’abeille modifié apparaît comme un candidat très prometteur pour la fabrication de laser à cascade quantique à micro-cavité. Il permet de limiter les effets de proximité et de simultanément conserver suffisamment de matériau actif pour permettre une

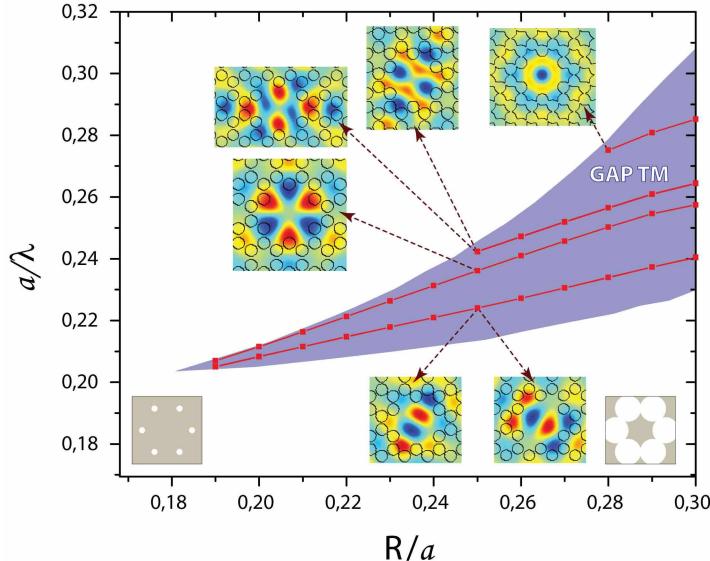


FIG. 4.16: Énergie des différents modes de défaut du réseau nid d'abeille en fonction de R/a . L'indice utilisé pour la matrice de semiconducteur est $n = 3, 35$. L'image des modes de défaut est obtenue à partir de la composante E_Z du champ électrique.

injection électrique efficace.

4.4 Etude 3D du réseau nid d'abeille, implémentation du cristal photonique sur des structures réelles

Grâce à la méthode des ondes planes, j'ai pu déterminer les modes propres des structures photoniques. Toutes ces simulations ont été réalisées en deux dimensions, la méthode des ondes planes étant mieux adaptée à ce genre de calcul. Lors de ces simulations, j'ai fait l'approximation de prendre comme indice de réfraction l'indice effectif des structures réelles.

Nous allons désormais étudier de manière plus approfondie le comportement des cristaux photoniques sur des structures à laser à cascade quantique réelles. L'étude de structures réelles donnant accès à des grandeurs caractéristiques telles que le facteur de qualité Q impose de passer à des simulations en trois dimensions. La méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain) est tout particulièrement bien adaptée à ce genre de calcul.

4.4.1 La méthode FDTD

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) consiste à discréteriser les équations de Maxwell dans l'espace et le temps, ce qui conduit à la résolution d'une équation aux différences

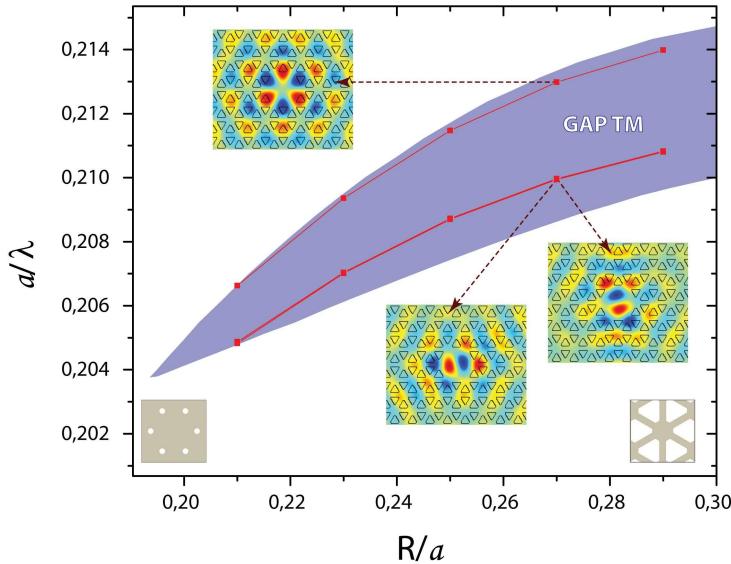


FIG. 4.17: Énergie des différents modes de défaut en fonction de R/a , du réseau nid d’abeille modifié avec $n = 3.35$. On maintient une distance constante entre les deux plus proches voisins égale à $a/4$. Les modes de défaut obtenu avec ce nouveau réseau ont la même symétrie que les modes obtenus précédemment.

finies. La connaissance du comportement temporel des modes permet d'accéder à des grandeurs telles que le facteur de qualité des modes résonnantes d'une micro-cavité, grandeur que l'on ne pouvait pas obtenir aussi facilement à partir de la méthode des ondes planes. Le formalisme FDTD a été développé par Yee [Yee1966] durant les années 60 afin de traiter la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique soumise à des conditions aux limites. La méthode FDTD est aujourd’hui très largement utilisée en tant qu’outil de simulation de la propagation des modes d’un cristal photonique.

Les conditions aux limites doivent être soigneusement choisies de manière à avoir une représentation fidèle de la structure réelle. Les conditions aux limites généralement adoptées sont pour les structures finies les conditions absorbantes (conditions de Mur ou bien PML pour *Perfect Matching Layer*) et pour les structures infinies les conditions aux limites périodiques de Bloch, mais d’autres choix sont possibles afin d’améliorer les performances du calcul [Taflove]. D’autre part si les maillages temporel et spatial ne sont pas suffisamment fins, certains modes propres sont mal calculés et certaines dégénérescences peuvent être oubliées. Ainsi, pour être efficace la modélisation FDTD exige une excellente résolution, ce qui réduit la taille des structures que l’on peut étudier. Le traitement numérique des structures tridimensionnelles reste en particulier lourd à effectuer.

La combinaison de la méthode FDTD et des ondes planes offre une vision fiable et complète du comportement des ondes électromagnétiques dans un cristal photonique, et c'est la raison pour laquelle ce sont encore à l'heure actuelle les plus communément utilisées.

Les simulations ont été réalisées en collaboration avec Orion Crisafulli à l'aide du code FDTD tridimensionnel de l'équipe d'Oskar Painter au *California Institute of Technology* [These-Urso]. Dans le cadre de cette collaboration j'ai effectué un séjour d'un mois au *California Institute of Technology*.

4.4.2 Application aux LCQ émettant dans le moyen infrarouge

Les LCQ moyen infrarouge présentent de meilleures performances lorsqu'ils sont épitaxiés à partir d'une hétérostructure d'InGaAs/AlInAs accordé en maille sur l'InP [Diehl2006, Darvish2006]. De même le guidage par plasmons de surface a été démontré comme très avantageux pour la fabrication des lasers à cristal photonique [Colombelli2004a]. En effet, contrairement aux guides diélectriques le mode optique des guides à plasmons de surface est maximal à l'interface métal/semiconducteur (voir 1.3.3 page 43). C'est cette proximité du mode optique avec la surface du dispositif qui permet de réduire considérablement la profondeur de gravure des trous dans la matrice de semiconducteur, et qui simplifie par conséquent la fabrication.

Nous allons étudier ici l'implémentation d'une micro-cavité sur une structure moyen infrarouge à cascade quantique. Il existe deux types de lasers basés sur les cristaux photoniques, les lasers dits *band edge* [Colombelli2004b] et ceux à micro-cavité. Dans les lasers band-edge le gain est centré sur une courbe de dispersion où la vitesse de groupe y est réduite, permettant ainsi d'avoir une densité d'état photonique suffisamment importante pour l'obtention de l'effet laser. Ces lasers ont l'avantage d'être puissants, car l'ensemble de la structure émet de la lumière, contrairement aux seconds où la lumière est localisée au sein de la micro-cavité. Ces derniers sont intéressants, car ils permettent grâce à leur faible volume de réaliser des lasers à très faible seuil. Les très petits volumes de ces cavités peuvent aussi permettre l'étude de

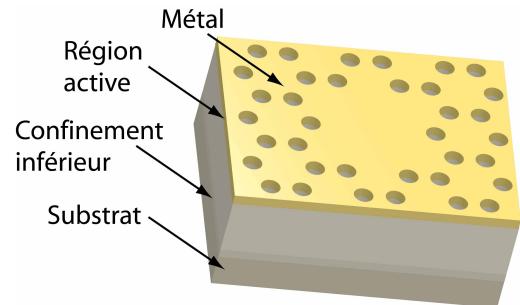


FIG. 4.18: Schéma d'une micro-cavité nid d'abeille pour un LCQ émettant dans le moyen infrarouge.

phénomènes physiques tels que le couplage fort.

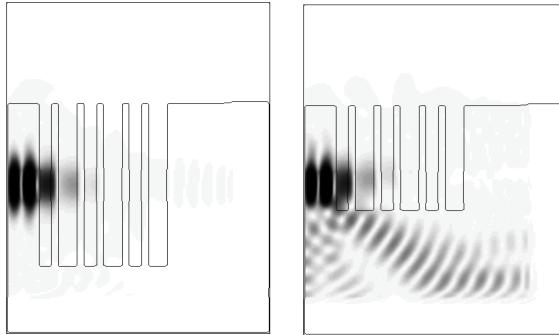


FIG. 4.19: Figure provenant de [These-Urso] et représentant deux guides diélectriques de semi-conducteur avec des trous de profondeurs différentes. Cette figure met en évidence la diffraction du mode optique vers le substrat lorsque les trous du cristal photonique ne sont pas suffisamment profonds.

Habituellement, les diodes lasers et les lasers à cascade quantique émettant dans le moyen infrarouge utilisent un guidage diélectrique, comme on peut le voir sur la figure de gauche de (4.20). Le mode optique est confiné au cœur de la région active grâce à son indice de réfraction plus fort que celui des couches l'entourant. La figure de droite de (4.20) représente un guide à plasmons de surface. Je ne rentrerai pas dans une description détaillée de ce guide, puisqu'une partie de ce manuscrit y a été entièrement consacrée (voir la partie 1.3.3 page 43). Je veux simplement montrer ici que ce guide est profitable à la fabrication de cristal photonique sur les lasers à cascade quantique. En effet, le mode optique se trouvant à l'interface métal/semiconducteur, très proche de l'interface, il n'est pas nécessaire de graver profondément le semiconducteur pour créer les trous d'air des cristaux photoniques. La profondeur des trous d'un cristal photonique est choisie de manière à recouvrir au mieux le profil du mode optique. Si le mode optique n'est pas majoritairement recouvert, il ne sera pas convenablement confiné, et aura tendance à diffracter vers le substrat (Fig. 4.19). Ce phénomène décrit dans [These-Urso, Urso1998] peut faire augmenter considérablement les pertes du laser. Le guide à plasmons de surface permet de réduire les pertes par diffraction dans le substrat sans avoir à graver très profondément le semiconducteur. Ce guide a le second avantage de mieux confiner la lumière que le guide diélectrique, avantage qui est contrebalancé par des pertes plus importantes. Néanmoins, ces pertes peuvent être réduites en choisissant judicieusement le métal [Bahriz2006], comme je l'ai démontré dans le chapitre 3 de ce manuscrit (voir la partie 3.4.2 page 69).

La structure est entièrement schématisée sur la figure (4.18), et elle est détaillée sur la

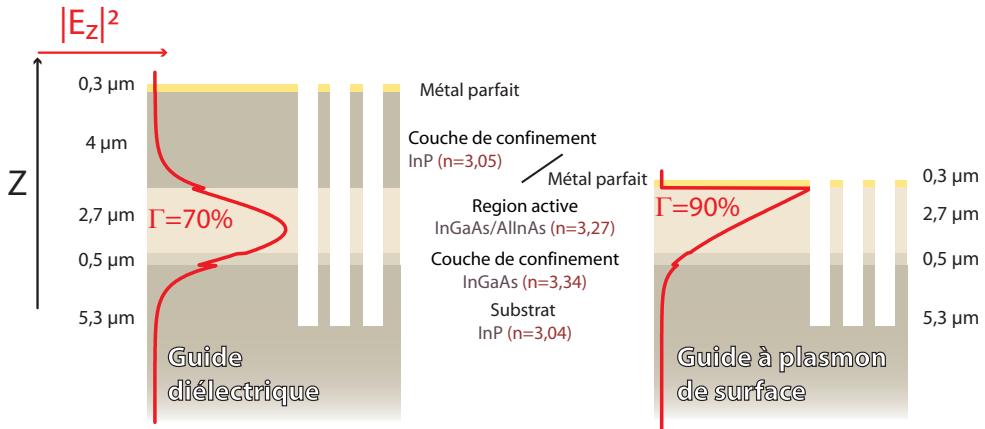


FIG. 4.20: Deux guides optiques pour les lasers à cascade quantique, celui de gauche utilise un guidage diélectrique et celui de droite un guidage par plasmons de surface. Le facteur de recouvrement Γ est plus important pour le guide à plasmons de surface que pour le guide diélectrique. Les indices de réfraction sont ceux des matériaux réels pour une longueur d'onde de $\lambda \simeq 7,5 \mu m$. Je tiens compte ici que de la partie réelle de l'indice, la partie imaginaire n'étant pas prise en compte par le code FDTD.

coupe de droite de la figure (4.20). C'est une structure réelle dont la croissance a été réalisée à l'*University of Sheffield*, et émet à $\lambda \simeq 7.5 \mu m$. Le cristal photonique est un réseau nid d'abeille comportant en son centre le défaut précédemment étudié en deux dimensions. Le semiconducteur est gravé sur une profondeur de $5.2 \mu m$, le rayon des trous d'air est $R/a = 0.21$. Les simulations ont été réalisées à l'aide du code FDTD tridimensionnel, avec une résolution de $80 nm$ pour la grille, ce qui correspond à environ une trentaine de points pour une longueur d'onde de $7.5 \mu m$ se propageant dans le semiconducteur de plus fort indice. J'ai utilisé des bords absorbants, et des épaisseurs d'air au-dessus de la structure et de substrat en dessous bien supérieures à $\lambda/2$ afin d'éviter toute réflexion. L'utilisation de métal parfait (où le champ électrique est fixé comme nul à l'interface du métal) est une approximation tout à fait acceptable, si l'on tient compte de la faible pénétration du mode optique dans le métal à $\lambda \simeq 7.5 \mu m$.

La figure (4.21) décrit les résultats obtenus pour un cristal photonique de périodes 7×4 . On retrouve les mêmes modes de défaut que ceux obtenus précédemment grâce à la méthode des ondes planes. On peut observer un léger écart entre la valeur des fréquences calculées avec la méthode des ondes planes et celles calculées avec la méthode FDTD, provenant de l'inadéquation de l'approche par onde plane pour simuler des structures réelles. Les trois coupes des trois modes de défaut en bas de (4.21) démontrent que le guidage vertical est bien assuré par un

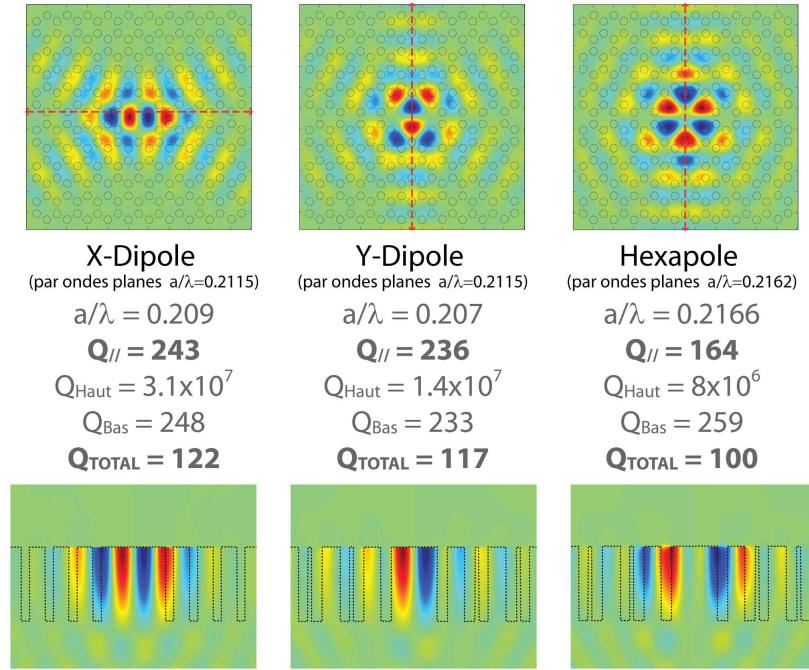


FIG. 4.21: Les trois figures du haut représentent les différents modes de défaut obtenus grâce à la méthode FDTD 3D, pour un cristal photonique de périodes 7×4 . Juste en dessous on peut trouver la fréquence de chaque défaut ainsi que leur valeur précédemment trouvée avec la méthode des ondes planes. Les valeurs calculées à partir de ces deux méthodes sont très proches. On donne aussi la valeur des différents facteurs de qualité. Pour finir en bas de la figure, on a effectué pour chaque mode de défaut une coupe suivant la ligne pointillée rouge.

plasmon de surface situé à l'interface métal semiconducteur.

La méthode FDTD permet de calculer l'évolution spatiale et temporelle des champs électrique et magnétique au sein de la structure. À partir de ces mesures il est possible de remonter au facteur de qualité Q . On présente sur la figure (4.21) les différentes valeurs de Q pour chaque mode de défaut. Le facteur de qualité est un moyen de mesurer l'aptitude de la micro-cavité à confiner la lumière. Une valeur de Q élevée signifie que les pertes optiques dans le plan du cristal photonique sont faibles. Pour obtenir un laser avec un seuil peu élevé, ces pertes doivent être le plus faibles possible, et afin que le cristal photonique ne soit pas le facteur limitant du laser. Le facteur de qualité Q s'obtient pour une fréquence donnée, on mesure le rapport entre l'énergie totale contenue dans le système et l'énergie perdue au cours d'une période.

$$Q = \omega_0 \frac{\text{Energie totale}}{\text{Pertes}} = \omega_0 \frac{U(t)}{-dU(t)/dt}$$

où ω_0 est la fréquence du mode considéré, et $U(t)$ l'énergie du mode.

Afin d'évaluer numériquement le facteur de qualité total Q_{TOTAL} on place une boîte imaginaire autour de la structure, et on mesure le flux du vecteur de poynting traversant chaque plan de la boîte. $Q_{//}$ représente l'ensemble des facteurs de qualité des plans perpendiculaires au plan du cristal photonique, Q_{Haut} représente celui du plan situé au dessus de la structure, et Q_{Bas} celui du plan situé en dessous de la structure. A partir de ces valeurs on peut remonter à la valeur de Q_{TOTAL} de la manière suivante :

$$\frac{1}{Q_{TOTAL}} = \frac{1}{Q_{//}} + \frac{1}{Q_{Haut}} + \frac{1}{Q_{Bas}}$$

Q_{Haut} et Q_{Bas} nous renseignent sur la capacité de confinement du guide à plasmons de surface, et sur la quantité du mode optique diffracté par les trous vers l'air et le substrat. Les modes de défaut se situant en dessous de la ligne de lumière de l'air, la valeur de Q_{Haut} est très élevée [Srinivasan2002] (le principe de cône de lumière sera expliqué plus en détail dans la partie 4.4.3 page 131). $Q_{//}$ donne une mesure de l'efficacité du confinement optique du cristal photonique. C'est donc sur ce terme que nous allons nous concentrer. Un $Q_{//}$ élevé permet de réduire le seuil des lasers, et pour les applications de couplage fort il permet d'augmenter l'écart en énergie de l'anticroisement [Baumberg2003]. Afin de mieux l'appréhender, nous allons à l'aide de la formule suivante, l'exprimer sous la forme de pertes α exprimées en cm^{-1} .

$$Q_{//} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_0 \alpha_{cp}} \Leftrightarrow \alpha_{cp} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_0 Q_{//}} \quad (4.14)$$

où α_{cp} sont les pertes dues au cristal photonique, λ_0 la longueur d'onde du mode considéré et n_{eff} l'indice effectif de la structure.

Pour les simulations présentées par la figure (4.21) un facteur de qualité de 250 équivaut à des pertes de 100 cm^{-1} . Cette valeur importante est due en partie à l'indice élevé du substrat et aux pertes par diffraction dans le substrat. Les pertes par diffraction peuvent être réduites en augmentant la profondeur des trous ou en délocalisant le mode de défaut en diminuant la taille des trous autour de la cavité [Srinivasan2002, Srinivasan2003]. Une autre partie de ces pertes sont dues au confinement parallèle du cristal photonique que l'on peut améliorer en augmentant le nombre de périodes. Le facteur limitant de ces structures est le guide à plasmons de surface, qui par ses pertes importantes possède un facteur de qualité de l'ordre de 800.

4.4.3 Application aux LCQ émettant dans le THz

Le cristal photonique pour les LCQ moyen infrarouge, est réalisé en gravant profondément le semiconducteur. Cette gravure est le moyen le plus immédiat d'obtenir un contraste d'indice suffisamment important, permettant d'obtenir un effet du cristal photonique. La gravure est habituellement réalisée par ICP (*Inductively Coupled Plasma*), ce qui représente une étape technologique difficile à mettre en place, à cause du risque d'endommager le matériau lors de la gravure. Cependant, nous allons voir dans cette partie que dans le domaine du THz, l'important confinement optique vertical des guides métal-métal des lasers à cascade quantique permet la réalisation de laser à cristal photonique sans avoir à graver le semiconducteur. En effet, le simple fait de structurer le métal à la surface du dispositif suffit. J'exposerai ensuite le nouveau point de vue que j'ai apporté à cette technique en démontrant l'importance de l'épaisseur de la structure sur l'efficience du cristal photonique. Cette technique permet d'obtenir des structures à cristal photonique performantes pour les LCQ THz, tout en simplifiant grandement la fabrication des dispositifs.

Le guide métal-métal

Les guides métal-métal [Prade1991] sont très couramment utilisés pour les lasers à cascade quantique émettant dans le domaine du THz ($60 \mu m \leq \lambda \leq 250 \mu m$) [Unterrainer2002, Williams2003]. Ces guides permettent d'obtenir des confinements optiques très proches de l'unité ($\Gamma \simeq 99\%$) avec des pertes raisonnables ($\alpha_w \simeq 15 cm^{-1}$ pour $\lambda \simeq 100 \mu m$). Comme on peut le voir sur la figure (4.22), la région active est mise en *sandwich* entre deux couches de métal (Ti/Au ou Ge/Au/Ni/Au). Ce guide permet de générer deux plasmons de surface, en dessus et en dessous de la région active, permettant ainsi de confiner la quasi-totalité du mode optique dans la région active. Dans le moyen infrarouge ($3 \mu m \leq \lambda \leq 24 \mu m$), l'utilisation de ce genre de guide n'est pas

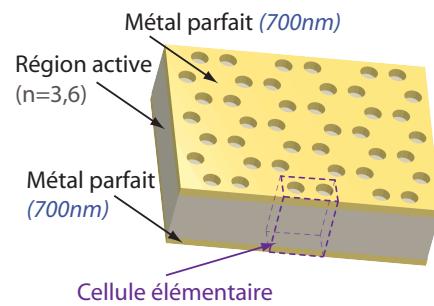


FIG. 4.22: Schématisation 3D du cristal photonique simulé pour un LCQ THz. Cette structure THz est utilisée avec un guide métal-métal. L'effet du cristal photonique est obtenu par la seule structuration du métal à la surface du dispositif.

efficace à cause des pertes importantes engendrées par les plasmons [Fan2007]. Si on reprend l'équation simplifiée suivante donnant les pertes α d'un plasmon de surface [Yeh] :

$$\alpha \simeq 4\pi n_d^3 \cdot \frac{n_m}{k_m^3} \cdot \frac{1}{\lambda}$$

où :

n_m et n_d sont les parties réelles de l'indice de réfraction du métal et du diélectrique.

k_m est la partie imaginaire de l'indice de réfraction du métal.

λ est la longueur d'onde.

On constate que l'indice du métal et la valeur de la longueur d'onde dans le domaine du THz, permettent de diminuer très fortement les pertes du guide métal-métal. Par exemple pour une interface or $GaAs \frac{n_m}{k_m^3} \simeq 1,45 \cdot 10^{-5}$ ($\alpha \simeq 7 \text{ cm}^{-1}$) à $\lambda \simeq 12 \mu\text{m}$ et $\frac{n_m}{k_m^3} \simeq 3,6 \cdot 10^{-6}$ ($\alpha \simeq 0,2 \text{ cm}^{-1}$) à $\lambda \simeq 100 \mu\text{m}$. C'est pourquoi ce genre de guide n'est pas efficace à l'heure actuelle dans le domaine du moyen infrarouge [Unterrainer2002], tandis qu'ils sont de plus en plus utilisée dans le THz.

Une manière intuitive de comprendre comment le simple fait de graver le métal supérieur suffit à l'obtention d'un contraste d'indice est de regarder la valeur de l'indice effectif du mode optique avec et sans le métal. J'ai simulé (Fig. 4.23) deux guides optiques un *métal/région active/métal* et un autre *métal/région active/air*, afin de déterminer le profil du mode et la valeur de l'indice effectif de chacun de ces guides. Le confinement optique au sein du guide métal-métal est tellement important que la géométrie et l'indice effectif d'un mode *métal/région active/métal* seront très différents de ceux d'un mode *métal/région active/air*. Cette différence permet d'obtenir un contraste d'indice suffisamment important afin d'obtenir un effet du cristal photonique en ne gravant uniquement que le métal à la surface. La figure (4.23) illustre aussi la différence de contraste d'indice que l'on peut obtenir entre une région active de 6 microns et 12 microns, et suggère que plus la région active est fine plus le contraste d'indice est important. C'est cette propriété que je vais étudier de manière plus rigoureuse grâce à des simulations FDTD 3D, afin de l'appliquer aux cristaux photoniques pour les LCQ THz.

Etude du diagramme de bande du réseau nid d'abeille sur un guide métal-métal

Pour les LCQ THz, je vais utiliser le même réseau nid d'abeille des LCQ moyen infrarouge, afin de pouvoir bénéficier des connaissances que j'ai acquises et développées sur ce réseau.

Pour étudier l'influence de l'épaisseur de la région active sur l'efficience du cristal photo-

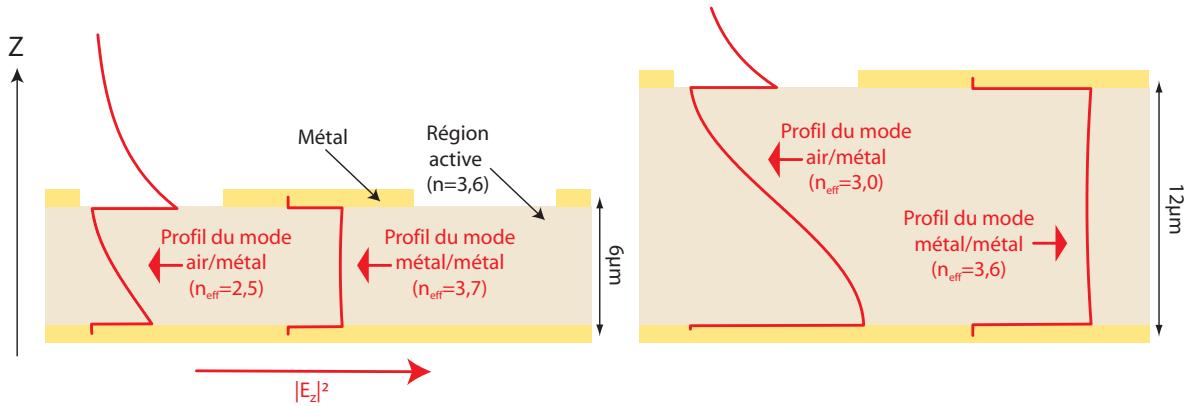


FIG. 4.23: Différence entre le profil du mode optique avec et sans le métal supérieur, avec une région active de 6 et 12 microns d'épaisseur. Le confinement optique au sein du guide métal-métal est tellement important que la géométrie et l'indice effectif d'un mode *métal/région active/métal* seront très différents de ceux d'un mode *métal/région active/air*. Le second phénomène intéressant est la variation du contraste d'indice avec l'épaisseur de la région active. En effet, le contraste d'indice obtenu avec la structure de 6 microns est beaucoup plus important que celle de 12 microns .

nique, nous allons grâce à plusieurs simulations tridimensionnelles d'un réseau nid d'abeille déterminer la structure de bande et la largeur du gap TM pour différentes épaisseurs de région active. En effet, on peut montrer que la largeur du gap TM est proportionnelle au contraste d'indice de la structure [These-Schwoob].

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \propto \frac{2}{\pi} \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}}$$

où $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ est la largeur relative du gap, et $\frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}}$ le contraste d'indice relatif. De plus comme le montre le tableau (4.4 page 131), le contraste d'indice varie avec l'épaisseur de la région active.

Afin de déterminer le diagramme de bandes du réseau nid d'abeille sur un guide métal-métal (Fig. 4.22), nous n'utiliserons pas comme précédemment la méthode des ondes planes, mais une méthode FDTD. Nous voulons ici étudier le comportement du réseau nid d'abeille, sur un guide métal-métal pour différentes épaisseurs de la région active. De ce fait, une approche tridimensionnelle FDTD s'impose, l'approche par ondes planes étant très difficilement applicable à une structure tridimensionnelle apériodique. Il existe deux manières d'employer la méthode des ondes planes sur une structure tridimensionnelle. La première consiste à utiliser une approche *supercell* tridimensionnelle. Cependant, différencier les courbes de dispersion "physiques" de celles introduites par la méthode *supercell* s'avère être très complexe. La seconde

technique consiste à employer l'approximation de l'indice effectif beaucoup plus simple, mais difficilement applicable à notre cas. Avec la méthode FDTD, le diagramme de bande s'obtient en appliquant des conditions périodiques de Bloch à une cellule élémentaire tridimensionnelle comportant deux trous d'air dans la couche métallique supérieure (Fig. 4.22). Alors qu'en haut et en bas de cette structure, on continue d'appliquer les conditions aux bords absorbants de Mur [Mur1981].

Comme nous pouvons le voir sur la figure (4.22) la structure que nous allons étudier se compose d'un empilement de quatre couches. En partant du bas vers le haut on trouve : une couche très fine de 700 nm de métal parfait, la région active du laser avec un indice de réfraction de $n = 3,6$ et dont on fera varier l'épaisseur entre 1.5 et $12\text{ }\mu\text{m}$, la couche de métal parfait supérieure de 700 nm , et pour finir $24\text{ }\mu\text{m}$ d'air. La résolution de la grille est de 340 nm déterminée pour $\lambda = 100\text{ }\mu\text{m}$, et le rayon des trous est $R/a = 0.25$.

Avec la méthode FDTD, le diagramme de bande ne s'obtient pas aussi directement qu'avec la méthode des ondes planes, plusieurs simulations sont nécessaires. Chaque vecteur d'onde \vec{k} nécessite une simulation. Les simulations nécessitant d'importantes ressources informatiques sont longues, deux à trois jours, mais restant tout de même plus avantageuses qu'une approche par ondes planes.

Pour chaque simulation, on excite la structure avec un vecteur d'onde \vec{k} donné. Grâce à une transformée de Fourier, on détermine la fréquence des différents modes résonnantes. Chacun de ces modes est retrancrit sur les diagrammes de bande (Fig. 4.24) à l'aide d'un rond bleu. Quelques points appartenant aux lignes de lumière apparaissent comme des modes résonnantes. Afin de les différencier j'ai tracé en rouge clair et foncé les lignes de lumière dans la région active et dans l'air. La partie qui suit un peu plus loin explique plus en détail la notion de ligne de lumière.

La figure (4.24) montre trois courbes de dispersion obtenues pour trois épaisseurs de région active ($1.5, 5$ et $12\text{ }\mu\text{m}$). Ces résultats mettent en évidence qu'en réduisant la taille de la région active on se rapproche de la structure de bandes du réseau nid d'abeille avec des trous d'air dans le semiconducteur. Il semble donc raisonnable d'imaginer la fabrication de lasers THz dont on aurait gravé uniquement le métal, dans le cas où l'on ait préalablement choisi une région active suffisamment fine. Ces résultats tridimensionnels montrent que l'approche de l'indice effectif même si elle ne permet pas de quantifier le phénomène permet tout de même de donner une

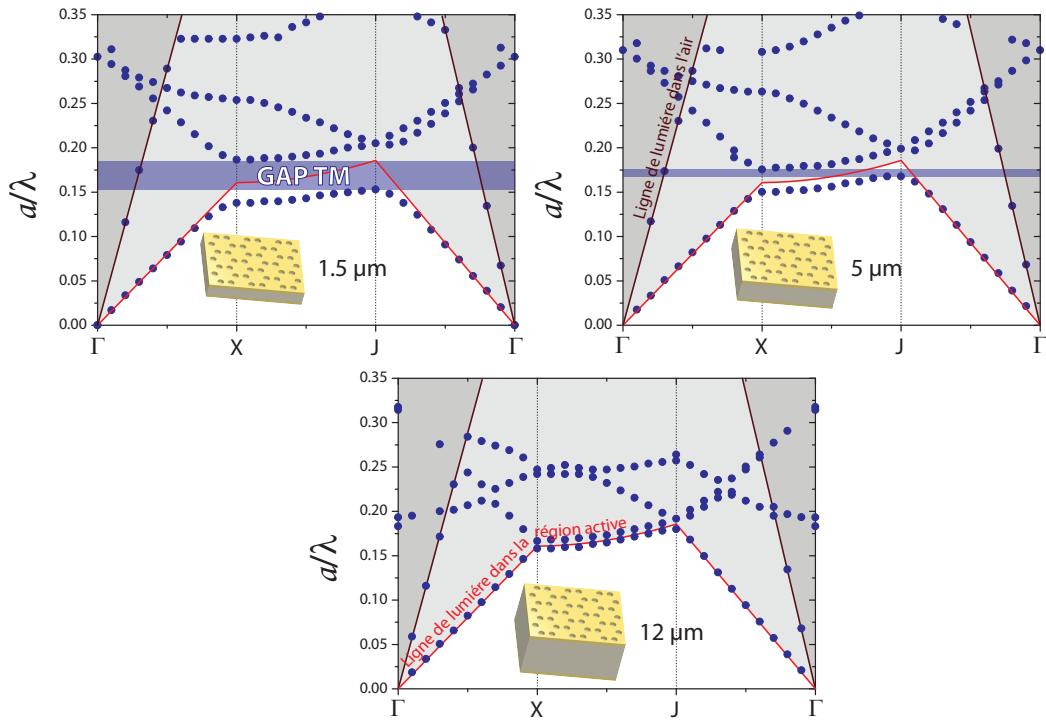


FIG. 4.24: Diagramme de bande pour trois différentes épaisseurs de région active ($1.5, 5$ et $12 \mu m$). La zone en gris foncé correspond au cône de lumière d'un photon se propageant dans l'air, et la zone en gris clair à celle d'un photon se propageant dans le semiconducteur. Ces figures permettent de mettre en évidence que la seule structuration du métal suffit à l'obtention d'un contraste d'indice, et que la réduction de l'épaisseur de la région active permet de se rapprocher de la structure de bandes du réseau nid d'abeille avec des trous d'air dans la matrice de semiconducteur.

vision et une explication correcte (Fig. 4.23) et (Tab. 4.4).

Lors des simulations, je n'ai pas tenu compte de l'absorption par les porteurs libres des couches de contact dopées, ni de celle introduite par le métal. La longueur de pénétration du mode optique dans le métal est tellement faible ($\simeq 50 nm$) que la résolution de ce problème nécessiterait une grille beaucoup trop fine. Pour déterminer les pertes induites par la présence d'un métal réel, j'ai effectué des simulations unidimensionnelles d'un guide métal-métal. Pour une longueur d'onde de $\lambda \simeq 100 \mu m$ j'ai utilisé pour l'or une permittivité de $\epsilon_{or} = -1,06 \cdot 10^5 + i \cdot 1,93 \cdot 10^5$ ($n = 239$ et $k = 404$) [Ordal] et un indice de réfraction de $n = 3.6$ pour la région active. Les résultats de ces calculs sont retracés dans le tableau (4.4). Plus on réduit la taille de la région active, plus le mode optique pénètre profondément dans le métal, ce qui a pour conséquence d'augmenter la valeur des pertes du guide. Afin de déterminer si ces pertes sont

Épaisseur (μm)	1.5	3	3.5	5	7
Contraste d'indice $\frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} (\%)$	38,3	37,2	37,0	36,7	36,4
Pertes $\alpha_m (cm^{-1})$	50,6	25,8	22,2	15,5	10,5
Facteur de qualité Q_m	45	88	102	146	215

TAB. 4.4: Contraste d'indice relatif, pertes et facteur de qualité obtenues pour un guide métal-métal unidimensionnel et pour différentes épaisseurs de région active. Le facteur Q_m est déterminé de la valeur des pertes α_m à partir de l'équation (4.14).

gênantes pour la réalisation d'un laser, j'ai déterminé à partir de ces valeurs le facteur de qualité Q_m , pour pouvoir le comparer au facteur de qualité de la cavité.

Le cône de lumière

Le cône de lumière représenté en gris sur la figure (4.24) définit un continuum d'états dé-localisés suivant la direction verticale, et pouvant aussi bien se propager à l'intérieur qu'à l'extérieur de la structure photonique. Il se situe au-dessus de la ligne de lumière représentée par la courbe grise (Fig. 4.24). Cette courbe est la courbe de dispersion d'un photon se propageant dans un milieu d'indice n_{milieu} . Dans le cas d'un cristal photonique on exprimera la courbe de dispersion de ce photon de la manière suivante :

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{k_{//}}{n_{milieu}}$$

où $k_{//}$ est le vecteur d'onde projeté sur le plan de périodicité du cristal photonique et exprimé en unité $2\pi/a$. Deux lignes de lumière sont représentées (Fig. 4.24), une de basse énergie pour un photon se propageant dans le semiconducteur et une de haute énergie pour un photon se propageant dans l'air.

On classe en deux catégories, les bandes d'un cristal photonique en fonction de leur position par rapport à la ligne de lumière [These-Vassor] :

- *Les modes guidés*, ce sont les modes se propageant à l'intérieur du cristal photonique par réflexion totale interne. Ils se situent sous la ligne de lumière du matériau de plus fort indice (la zone blanche sur la figure (4.24)). Ils ont une durée de vie théorique infinie.
- *Les modes résonnants ou quasi-guidés*, fortement localisés dans le cristal photonique, ils proviennent du repliement des modes guidés en bord de la zone de Brillouin. Ce repliement les ramène au-dessus des lignes de lumière où ils constituent des résonances dans

le continuum d'états radiatifs. Le couplage de ces modes avec les modes radiatifs est à l'origine de pertes verticales.

Une micro-cavité pour une structure métal-métal

Je viens de démontrer qu'il est possible d'implémenter un gap TM complet en gravant uniquement la couche métallique supérieure d'une structure métal-métal. Ce résultat ouvre la voie à la réalisation de cavités à faible volume actif basée sur une architecture à cristaux photoniques pour les lasers THz. De plus, leur implémentation peut être obtenue par la seule structuration du métal à la surface. Afin de le démontrer, j'ai simulé une structure semblable à la figure (4.25), la région active mesure $3 \mu m$ d'épaisseur et son indice de réfraction est $n = 3.59$. L'idée est d'avoir une structure suffisamment fine afin d'avoir un gap TM complet, tout en conservant de faibles pertes. Car comme le montre le tableau (4.4) les pertes augmentent lorsque la taille de la région active diminue.

Pour cette simulation j'ai utilisé une grille de $500 nm$ et des trous de rayon $R/a = 0.25$. La figure (4.26.b) représente le dipôle orienté selon Y à $a/\lambda = 0.17$, et une coupe de ce mode selon la direction Y (4.26.a) reproduit le profil du mode optique du guide métal-métal. Il est possible de déterminer grâce à une transformée de Fourier (4.26.a) l'orientation de ce mode de défaut dans l'espace des k , en l'occurrence ce mode se situe dans la direction X . Il est donc légèrement au-dessus de la ligne de lumière du semiconducteur, ce qui le rend sensible aux diffractions vers l'air.

Les modes de défaut sont toujours présents pour des structures allant jusqu'à $7 \mu m$ d'épaisseur, mais dans ce cas avec un cristal photonique de 3×2 périodes, le facteur de qualité n'est que de 15. Bien entendu, il est possible d'augmenter cette valeur en utilisant un plus grand nombre de période pour le cristal photonique. Comme le montre le tableau (4.5) le facteur de qualité parallèle au plan des couches $Q_{//}$ augmente exponentiellement avec la taille du cristal

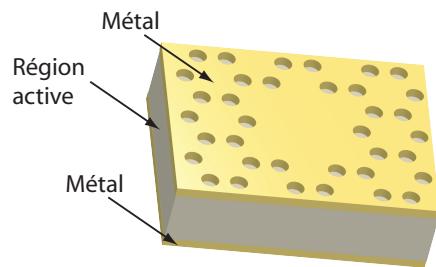


FIG. 4.25: Schéma d'une micro-cavité laser THz. Pour les simulations de cette structure, j'ai utilisé un indice de $n = 3.6$ pour la région active, et le métal utilisé est un métal parfait.

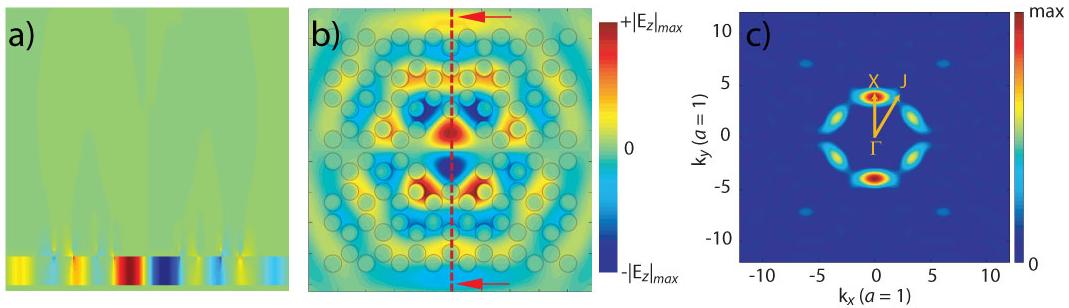


FIG. 4.26: Mode de défaut obtenu pour une structure métal-métal. (a) représente une coupe selon la ligne en pointillés rouge du dipôle (b). (c) est la transformée de Fourier du défaut (b). Cette transformée de Fourier permet de déterminer la position du mode de défaut dans l'espace des k .

photonique.

On détermine la taille idéale du cristal photonique à partir du tableau (4.5) donnant le facteur de qualité du cristal photonique $Q_{cp} = Q_{//}$, et le tableau (4.4) donnant le facteur de qualité du guide métal-métal Q_m . En effet, il n'est pas utile d'augmenter énormément la taille du cristal photonique, il suffit que $Q_{cp} \geq Q_m$. Ces structures THz sont limitées par les pertes du guide métal-métal.

Périodes	3×2	5×3	7×4	9×5	11×6
$Q_{//}$	38	72	139	354	729

TAB. 4.5: Facteur de qualité parallèle au plan des couches du dipôle orienté selon l'axe Y . Ces valeurs permettent de déterminer la dimension idéale du cristal photonique, de sorte que le facteur de qualité du cristal photonique ne limite pas les performances du LCQ.

Ces simulations ont permis de démontrer qu'il est possible de fabriquer des lasers à micro-cavité pour des lasers à cascade quantique THz en gravant uniquement le métal supérieur. Elles ont aussi mis en évidence un phénomène nouveau. La réduction de la taille de la région permet à un cristal photonique obtenu par la seule structuration du métal d'avoir une structure de bande très proche de celle d'un cristal photonique obtenu en gravant le semiconducteur. Cette technique est un réel atout, car elle permet de simplifier grandement la fabrication des cristaux photoniques. Ces nouvelles connaissances vont nous permettre de réaliser très prochainement au sein de notre équipe des micro-cavités laser THz avec de très fines régions actives.

4.5 Mesures expérimentales des lasers à cristal photonique

4.5.1 Lasers moyen infrarouge

En parallèle des simulations numériques sur les cristaux photoniques, j'ai participé à la fabrication et à la caractérisation des cristaux photoniques basés sur un réseau triangulaire pour les lasers à cascade quantique moyen infrarouge. La fabrication s'est faite en collaboration avec Raviv Perahia du *California Institute of Technology*, pour toute la partie lithographie électronique et gravure sèche du semiconducteur pour créer les trous du cristal photonique.

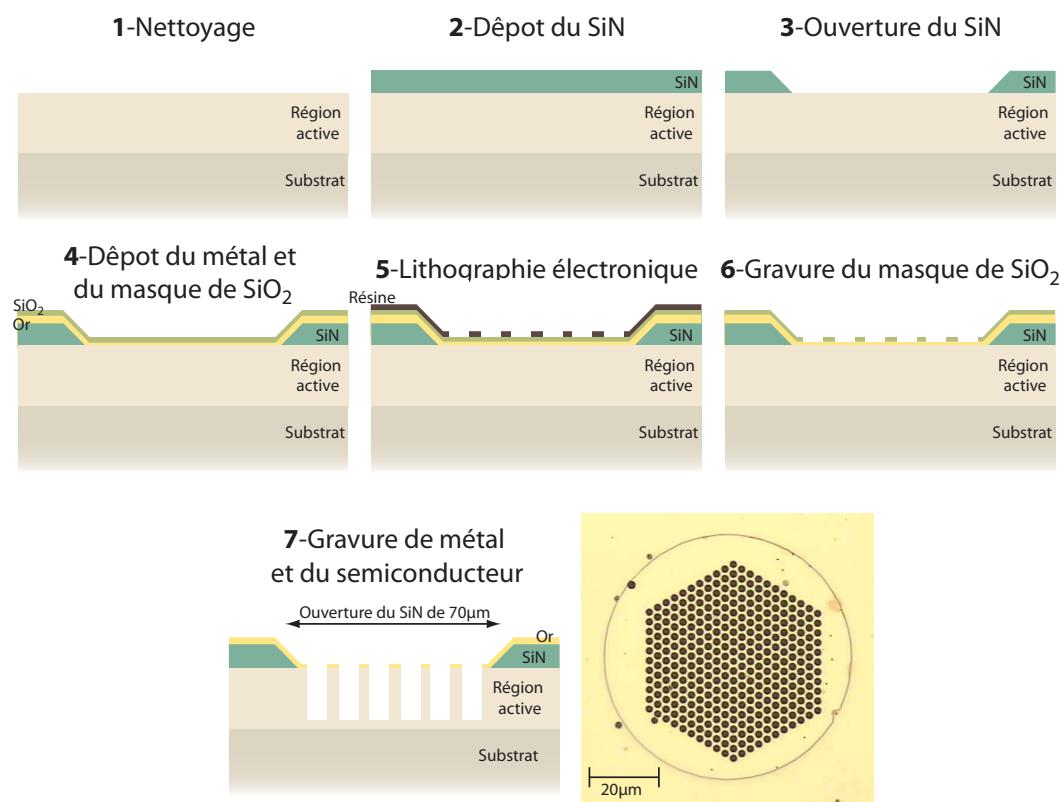


FIG. 4.27: Photo prise au microscope optique d'un cristal photonique pour un laser à cascade quantique moyen infrarouge. Les autres figures sont des coupes schématiques du cristal photonique, présentant les différentes étapes de la fabrication du cristal photonique. Le SiN est un isolant électrique qui nous permet d'injecter le courant uniquement dans le cristal photonique.

Afin de mettre au point les techniques de fabrication, dans un premier temps nous nous sommes concentrés sur la reproduction du cristal photonique utilisé dans [Colombelli2004b]. Sur la photo de la figure (4.27), on peut apercevoir un des derniers cristaux photoniques que nous avons fabriqués. Les six schémas de la figure (4.27) sont une coupe du cristal photonique,

ils présentent la technique que nous avons utilisée pour la fabrication. Pour réduire au maximum la profondeur des trous nécessaires à la fabrication du cristal photonique, nous avons déposé directement au-dessus de la région active une couche d'or, afin de produire un mode à plasmons de surface. Pour injecter le courant électrique uniquement dans le cristal photonique, on isole l'ensemble de la structure grâce à du nitrate de silicium. Seule la zone où se situe le cristal photonique n'est pas isolée. On peut voir sur la figure (4.27) que la zone connectée électriquement forme un cercle de $70 \mu m$ de diamètre. Les premiers dispositifs fabriqués avaient une ouverture plus petite de $40 \mu m$ mais la dispersion latérale du courant était tellement importante que l'injection du courant dans les dispositifs ne pouvaient pas se faire correctement. Pour parer à cette difficulté, nous avons essayé différentes techniques : agrandir la taille de l'ouverture du nitrate et graver le semiconducteur tout autour du cristal photonique. À l'heure actuelle la technique qui a le mieux fonctionnée est celle où l'on augmente la taille de l'ouverture du nitrate à $70 \mu m$. Toutefois Virginie Moreau dans le cadre de sa thèse continue actuellement à développer la technique utilisant un fossé gravé autour du cristal photonique.

Les cristaux photoniques que nous avons fabriqués sont gravés sur une profondeur de $4 \mu m$, la gravure s'effectue tout à la fin de la fabrication, c'est-à-dire que le métal et le semiconducteur sont gravés simultanément. Le SiN a une épaisseur de $200 nm$. Le métal à la surface est composé de $5 nm$ de titane servant de couche d'accroche suivie de $300 nm$ d'or.

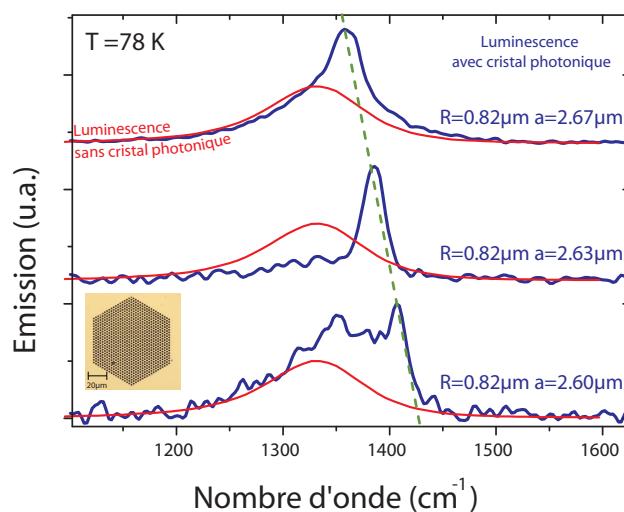


FIG. 4.28: Cette figure présente les premiers résultats expérimentaux sur les cristaux photoniques. Les courbes de luminescence sans cristal photonique sont représentées en rouge, et en bleu celles avec un cristal photonique. On peut voir qu'en modifiant a le pas du réseau du cristal photonique, on arrive à modifier la fréquence de résonance du cristal photonique.

La figure (4.28) présente les premiers résultats que j'ai obtenu avec les cristaux photoniques. Ici le cristal photonique n'est pas inscrit dans le cercle d'ouverture du nitre (Fig. 4.27), il est beaucoup plus large. Ces dispositifs n'ont pas lasé, mais on peut apercevoir sur les courbes en bleu une forte résonance de la structure avec le cristal photonique. À titre de comparaison, j'ai rajouté en rouge la luminescence de la structure sans cristal photonique. En maintenant R le rayon des trous constant et en faisant varier a la distance entre les trous, on arrive à accorder la longueur d'onde de résonance du cristal photonique.

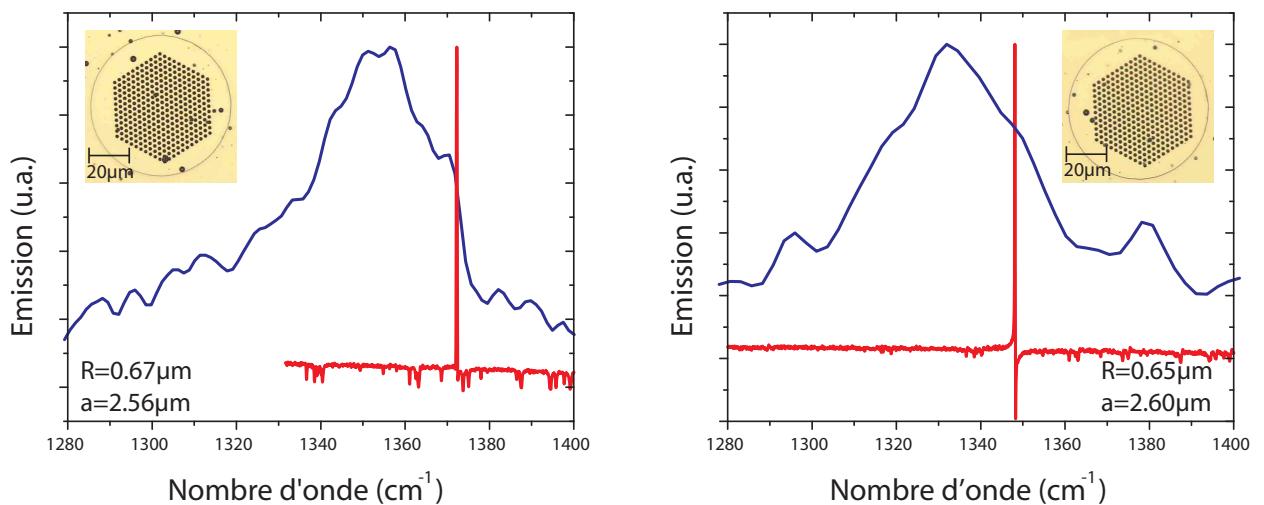


FIG. 4.29: Spectre des deux dispositifs ayant lasé, avec en bleu leur luminescence et en rouge le spectre du laser.

Sur le grand nombre de dispositifs que nous avons mesurés, deux ont lasé. On peut apercevoir en rouge sur la figure (4.29) le spectre du laser et en bleu celui de la luminescence. Le cristal photonique de ces structures est inscrit dans l'ouverture de nitre. Cependant, nous disposons encore de trop peu de résultats expérimentaux pour pouvoir favoriser une configuration plutôt qu'une autre.

4.5.2 Lasers THz

Dans notre équipe, Yannick Chassagneux a récemment démontré la possibilité de fabriquer des structures fines THz avec un guide métal-métal [Chassagneux2007], permettant la fabrication de cristal photonique pour ces longueurs d'onde.

Les échantillons utilisés ont été épitaxiés par MBE à partir d'une hétérostructure de $GaAs/AlGaAs$.

La région active est dessinée pour émettre à $2,9 \text{ THz}$ (12 meV) [Barbieri2004]. La couche supérieure du contact est épaisse de 80 nm et dopée n à $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, tandis que la couche inférieure de contact à une épaisseur de 700 nm et est dopée n à $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. À partir du même dessin de région active, trois structures avec des épaisseurs différentes ont été fabriquées : une de $12 \mu\text{m}$ avec un dopage de $1,6.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, une de $6 \mu\text{m}$ avec un dopage de $1,3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, et une de $3 \mu\text{m}$ avec un dopage de $3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les dispositifs fabriqués sont des lasers ruban d'une largeur de $100/160/220/320 \mu\text{m}$ gravés chimiquement. Le contact métallique supérieur et inférieur sont composés de $\text{Ni}/\text{Ge}/\text{Au}/\text{Ni}/\text{Au}$.

Les lasers avec une région active de $12 \mu\text{m}$ présentent des seuils d'environ 105 A/cm^2 et une température maximale de fonctionnement de 75 K en régime pulsé. Ceux de $6 \mu\text{m}$ présentent un seuil de 71 A/cm^2 et une température maximale de fonctionnement de 75 K en régime pulsé. Sur la figure nous pouvons voir les caractéristiques électrique et optique d'un laser ayant une région active de $3 \mu\text{m}$. Cette structure présente un seuil plus élevé de 290 A/cm^2 et une température maximale de fonctionnement plus faible de 40 K . Cette baisse de performance est due à la pénétration plus importante du mode dans le métal et du dopage plus important de la région active qui augmentent les pertes du dispositif.

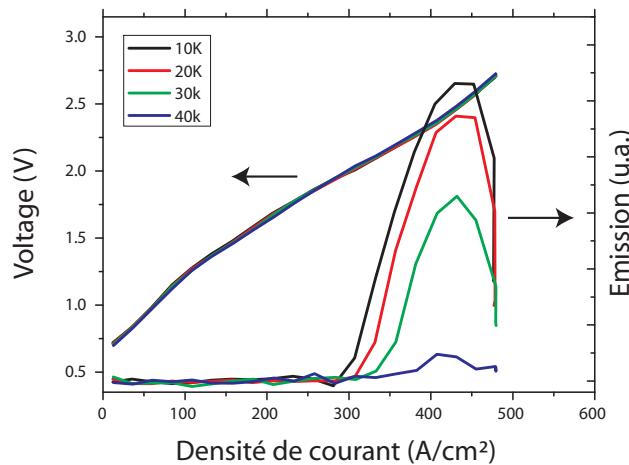


FIG. 4.30: Caractéristique optique et électrique d'un échantillon ayant une région active de $3 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les courbes de gauche représentent la tension aux bornes du dispositif pour différentes températures et les courbes de droite, l'intensité lumineuse émise en fonction du courant injecté pour différentes températures. Le dispositif fonctionne ici en régime pulsé à une fréquence de 50 kHz et des impulsions d'une durée de $1 \mu\text{s}$.

4.6 Conclusion

L'objectif fixé et atteint par ce chapitre était de concevoir et d'étudier un cristal photonique permettant la fabrication de micro-cavité laser pour des lasers à cascade quantique moyen infrarouge et THz. Lors de la réalisation d'une micro-cavité à partir d'un cristal photonique, on utilise la haute réflectivité d'un gap photonique comme d'un miroir afin de confiner la lumière dans un très faible volume. Les lasers intersousbande comme les LCQ ne sont pas adaptés à la réalisation de micro-cavité. En effet, la transition radiative intersousbande est polarisée TM, ce qui impose l'utilisation d'un cristal photonique comportant un gap TM. Cependant comme je le démontre dans la troisième partie de ce chapitre, les cristaux photoniques comportant un gap TM ont en grande majorité une structure pilier. Ces structures piliers ne sont pas adaptés aux LCQ pompés électriquement. Elles nécessitent la mise en place d'astuces technologiques pour injecter le courant sur l'ensemble de la structure. Afin de pallier à ces difficultés, je me suis orienté vers l'étude du cristal photonique à nid d'abeille comportant une structure connectée et un gap TM. L'étude de ce cristal photonique s'est effectuée en deux grandes étapes. La première consistait à déterminer sur une structure bidimensionnelle le diagramme de bande du réseau nid d'abeille, et l'énergie et la géométrie des modes de défauts de ce réseau. Cette étude a été réalisée grâce à un code du MIT utilisant la méthode des ondes planes. La seconde partie consistait à étudier l'implémentation de ce cristal photonique sur des structures réelles en trois dimensions. Pour ce faire, j'ai utilisé un code développé au California Institute of Technology basé sur la méthode FDTD. Grâce à ce code, j'ai pu étudier plus en détail le comportement d'un cristal photonique sur structure à cascade quantique moyen infrarouge et THz. Dans le cas de structure THz utilisant un guide métal-métal j'ai pu mettre en évidence un phénomène nouveau permettant de faciliter grandement la fabrication des cristaux photoniques. Grâce à l'important confinement optique dans les guides métal-métal THz, il est possible d'implémenter un cristal photonique par la seule structuration du métal supérieur. J'ai aussi mis en évidence que l'efficience du cristal photonique augmentait lorsque l'épaisseur du dispositif diminuait. Cette étude ouvre donc la voie à la fabrication sur des structures fines de cristaux photonique THz implantés par la simple structuration du métal supérieur. Dans notre groupe Yannick Chassagneux travaille actuellement sur le développement de structures fines et la fabrication de cristaux photoniques THz.

Conclusions et perspectives

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a eu pour objectif l'étude et l'optimisation des performances des guides à plasmons de surface des lasers à cascade quantique. Ce développement a pour but la réalisation de micro-cavité à cristal photonique. C'est dans cet objectif que je me suis aussi intéressé à l'étude des cristaux photoniques pour les lasers à cascade quantique.

Afin d'améliorer les performances des guides à plasmons de surface, je me suis concentré sur l'étude de leurs pertes. J'ai montré qu'en choisissant judicieusement le métal utilisé pour le guide à plasmons, il était possible de réduire les pertes de ces guides. Ainsi, comme je l'ai présenté au début de mon troisième chapitre, j'ai réussi à obtenir pour la première fois un guide à plasmons de surface pouvant fonctionner à température ambiante grâce à l'utilisation d'un contact titane/argent. Néanmoins, les problèmes d'adhérence de l'argent sur le semiconducteur et le SiN ont tendance à dégrader au fil du temps les performances de ces dispositifs. Malgré les bons résultats obtenus avec ces guides à argent, aucune application n'était envisageable à cause de leur dégradation rapide. Nous avons donc récemment mis au point une technique d'encapsulation permettant de prévenir la dégradation du guide. Cette technique nous permet aujourd'hui de fabriquer des lasers à plasmons de surface pouvant fonctionner à température ambiante sans subir de dégradation dans le temps.

Le développement des lasers à plasmons de surface nécessite une caractérisation très précise des guides. Ainsi, la seconde partie de mon travail sur les guides à plasmons de surface a porté sur le développement d'une technique permettant de mesurer à la fois les pertes et le gain. La mise en oeuvre de cette technique a nécessité un grand nombre d'expériences sur différentes structures lasers. Aujourd'hui, nous savons que la principale difficulté de cette technique est de pouvoir coupler près de 100 % du mode optique d'une section à l'autre. Pour arriver à ce résultat, la distance entre les sections doit être d'environ $1 \mu m$. La fabrication de telles sections est envisageable en utilisant la technologie FIB, une collaboration en ce sens a démarré avec

Jacques Gierak et Éric Bourhis au laboratoire LPN.

Le dernier chapitre de ma thèse fut consacré à l'étude des micro-cavités à cristal photonique pour les lasers à cascade quantique. J'ai choisi d'étudier le réseau à nid d'abeille en raison de son gap TM important et de sa structure connectée particulièrement bien adaptée à l'injection électrique des lasers à cascade quantique. Ce travail a permis de déterminer la configuration idéale du cristal photonique pour les lasers moyen infrarouge, et il est actuellement poursuivi au laboratoire IEF, dans le but de réaliser des micro-cavités laser moyen infrarouge.

L'étude de l'implémentation du réseau à nid d'abeille sur les lasers THz a ouvert la voie à d'intéressantes perspectives. En effet, j'ai mis en évidence un phénomène nouveau sur les guides métal-métal THz, avec l'implémentation d'un cristal photonique par la seule structuration du métal du contact supérieur. En outre, j'ai démontré que l'efficience du cristal photonique est augmentée si l'on réduit la taille de la région active. Ces travaux sont actuellement poursuivis dans le cadre de la thèse de Yannick Chassagneux à l'IEF. Il s'agit de développer des structures fines allant de 12 à 3 μm d'épaisseur, pour les utiliser ensuite sur des structures à cristal photonique. Les premiers résultats obtenus sur une structure de 12 μm montrent que la seule structuration du métal entraîne effectivement un effet photonique. Ces résultats expérimentaux et théoriques vont permettre à court terme la fabrication de micro-cavité laser THz.

Bibliographie

- [Ashcroft] Neil W. Ashcroft and N. David Mermin. *Physique des solides*. EDP Sciences, 1976.
- [Bahriz2006] M. Bahriz, V. Moreau, J. Palomo, R. Colombelli, D. Austin, J. Cockburn, L. R. Wilson, A. B. Krysa, and J. Roberts. Room-temperature operation of $\lambda \simeq 7.5 \mu\text{m}$ surface-plasmon quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 88 :181103, Fevrier 2006.
- [Bahriz2007] Michael Bahriz, Virginie Moreau, Raffaele Colombelli, Orion Crisafulli, and Oskar Painter. Design of mid-ir and thz quantum cascade laser cavities with complete tm photonic bandgap. *Optics Express*, 15 :5948–5965, May 2007.
- [Bakir2006] B. Ben Bakir, Ch. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli. Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror. *Applied Physics Letters*, 88 :81113, February 2006.
- [Barbieri2000] S. Barbieri, C. Sirtori, H. Page, M. Beck, J. Faist, and J. Nagle. Gain measurements on GaAs-based quantum cascade lasers using atwo-section cavity technique. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36 :736, June 2000.
- [Barbieri2004] S. Barbieri, J. Alton, H. E. Beere, J. Fowler, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie. 2.9 THz quantum cascade lasers operating up to 70 K in continuous wave. *Applied Physics Letters*, 85 :1674, September 2004.
- [Bassani] F. Bassani and G. Pastori-Parravicini. *Electronic states and optical transitions in solids*. Pergamon, 1975.
- [Baumberg2003] J. Baumberg, L. Vina, and S. Quin. Special issue on microcavities. *Semicond. Sci. Technol.*, 18 :S279–S434, 2003.

- [Beck1998] M. Beck, J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, and A.Y. Cho. Buried heterostructure quantum cascade lasers. *SPIE Proceedings*, 3284 :231–236, 1998.
- [Beck2002] 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 :301, 2002.
- [Cassagne1996] D. Cassagne, C. Jouanin, and D. Bertho. Hexagonal photonic-band-gap structures. *Phys. Rev. B*, 53(11) :7134–7142, Mar 1996.
- [Chakraborty2003] Tapash Chakraborty and Vadim M. Apalkov. Quantum cascade transitions in nanostructures. *Advances in Physics*,, 52 :455, 2003.
- [Chassagneux2007] Y. Chassagneux, J. Palomo, R. Colombelli, S. Barbieri, S. Dhillon, C. Sirtori, H. Beere, J. Alton, and D. Ritchie. Low threshold THz QC lasers with thin core regions. *Electronics Letters*, 43 :285, March 2007.
- [Cohen] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique I et II*. Hermann, Paris, 1973.
- [Colombelli2001] R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco, A. Tredicucci, M. C. Wanke, A. M. Sergent, and A. Y. Cho. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at $21.5 \mu\text{m}$ and $24 \mu\text{m}$ wavelengths. *Applied Physics Letters*, 78 :2620, 2001.
- [Colombelli2004a] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. Gmachl, D. Tennant, A. Sergent, D. Sivco, A. Cho, and F. Capasso. Fabrication technologies for quantum cascade photonic-crystal microlasers. *IOP Nanotechnology*, 15 :675, 2004.
- [Colombelli2004b] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. Gmachl, F. Capasso, D. M. Tennant, A. M. Sergent, D. L. Sivco, and A. Y. Cho. Quantum cascade photonic-crystal surface-emitting laser. *Science*, 302 :1374, 2004.
- [Darvish2006] S. R. Darvish, S. Slivken, A. Evans, J. S. Yu, and M. Razeghi. Room-temperature, high-power, and continuous-wave operation of distributed-feedback quantum-cascade lasers at $\lambda \simeq 9.6 \mu\text{m}$. *Applied Physics Letters*, 88 :201114, Avril 2006.

- [Davies] J. H. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors : An Introduction.* Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [Dehlinger2000] G. Dehlinger, L. Diehl, H. Sigg U. Gennser, J. Faist, K. Ensslin, D. Grützmacher, and E. Müller. Intersubband electroluminescence from silicon-based quantum cascade structures. *Science*, 290 :2277, 2000.
- [Devenson2007] J. Devenson, R. Teissier, O. Cathabard, and A. N. Baranov. InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting below $3 \mu\text{m}$. *Applied Physics Letters*, 90 :111118, March 2007.
- [Diehl2002] L. Diehl, S. Mentese, E. Müller, D. Grützmacher, H. Sigg, U. Gennser, I. Sagnes, Y. Campidelli, O. Kermarrec, and D. Bensahel. Electroluminescence from strain-compensated $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}/\text{Si}$ quantum cascade structures based on a bound-to-continuum transition. *Applied Physics Letters*, 81 :4700, 2002.
- [Diehl2006] L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hfler, 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 :201115, Mai 2006.
- [Dunbar2005] L. Andrea Dunbar, Virginie Moreau, Rolando Ferrini, Romuald Houtré, Lorenzo Sirigu, Giacomo Scalari, Marcella Giovannini, Nicolas Hoyler, and Jérôme Faist. Design, fabrication and optical characterization of quantum cascade lasers at terahertz frequencies using photonic crystal reflectors. *Optics Express*, 13 :8960–8968, Octobre 2005.
- [Evans2004] A. Evans, J. S. Yu, S. Slivken, and M. Razeghi. Continuous-wave operation of $\lambda \simeq 4.8 \mu\text{m}$ quantum-cascade lasers at room temperature. *Applied Physics Letters*, 85 :2166, September 2004.
- [Faist1994] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho. Quantum cascade laser. *Science*, 264 :553, 1994.
- [Faist1997] Jérôme Faist, Claire Gmachl, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, and Alfred Y. Cho. Distributed feedback quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 70 :2670–2672, May 1997.

- [Faist1998] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.N.G. Chu, and A. Y. Cho. Short wavelength ($\lambda = 3.4 \mu m$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs. *Applied Physics Letters*, 72 :680, 1998.
- [Faist2001] J. Faist, M. Beck, T. Aellen, and E. Gini. Quantum cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. *Applied Physics Letters*, 78 :147–149, 2001.
- [Fan2007] J.A. Fan, M.A. Belkin, M. Troccoli, S. Corzine, D. Bour, G. Höfler, and F. Capasso1. Double-metal waveguide $\lambda \simeq 19 \mu m$ quantum cascade lasers grown by metal organic vapour phase epitaxy. *Electronics Letters*, 43 :1284–1285, 2007.
- [Ferreira1989] R. Ferreira and G. Bastard. Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 40(2) :1074–1086, Jul 1989.
- [Gadot1997] F. Gadot, A. Chelnokov, A. De Lustrac, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, D. Cassagne, and C. Jouanin. Experimental demonstration of complete photonic band gap in graphite structure. *Applied Physics Letters*, 71 :1780, July 1997.
- [Gao2003] S.W. Gao, J.C. Cao, and S.L. Feng. Waveguide design of long wavelength semiconductor laser based on surface plasmons. *Physica B*, 337 :230–236, May 2003.
- [Gmachl1998] Claire Gmachl, Alessandro Tredicucci, Federico Capasso, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, and Alfred Y. Cho. High-power ($\lambda \simeq 8 \mu m$) quantum cascade lasers with near optimum performance. *Applied Physics Letters*, 72(3130–3132), June 1998.
- [Gmachl2001] Claire Gmachl, Federico Capasso, Deborah L Sivco, and Alfred Y Cho. Recent progress in quantum cascade lasers and applications. *Reports on progress in physics*, 64 :1533–1601, October 2001.
- [Heber2002] J. D. Heber, C. Gmachl, H. M. Ng, and A. Y. Cho. Comparative study of ultrafast intersubband electron scattering times at $\sim 1,55 \mu m$ wavelength in GaN/AlGaN heterostructures. *Applied Physics Letters*, 81 :1237, 2002.
- [Hofling2006] S. Höfling, J. Heinrich, H. Hofmann, M. Kamp, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and J. Seufert. Photonic crystal quantum cascade lasers with improved threshold characteristics operating at room temperature. *Applied Physics Letters*, 89 :191113, November 2006.

- [Hofstetter2001] Daniel Hofstetter, Mattias Beck, Thierry Aellen, Jérôme Faist, Ursula Oesterle, Marc Ilegems, Emilio Gini, and Hans Melchior. Continuous wave operation of a $9.3 \mu m$ quantum cascade laser on a Peltier cooler. *Applied Physics Letters*, 74 :1964–1966, April 2001.
- [Iizuka2000] N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki, T. Asano, S. Noda, and O. Wada. Ultrafast inter-subband relaxation ($\sim 150 fs$) in AlGaN/GaN multiple quantum wells. *Applied Physics Letters*, 77 :648, 2000.
- [Joannopoulos] John D. Joannopoulos, Robert D. Meade, and Joshua N. Winn. *Molding the flow of light*. Princeton University press, 1995.
- [Johnson2001] Steven Johnson and John Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Optics Express*, 8 :173, 2001.
- [Joly2005] L. Joly, B. Parvitte, V. Zéninari, D. Courtois, and G. Durry. A spectroscopic study of water vapor isotopologues $H_2^{16}O$, $H_2^{18}O$ and HDO using a continuous wave DFB quantum cascade laser in the $6.7 \mu m$ region for atmospheric applications. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 102 :129–138, November 2005.
- [Kazarinov1972] R.F. Kazarinov and R.A. Suris. Electric and electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice. *Sov. Phys. Semicond.*, 6 :120–131, 1972.
- [Kogelnik1971] H. Kogelnik and C.V. Shank. Coupled-wave theory of Distributed Feedback laser. *Journal of Applied Physics*, 43 :2327, May 1971.
- [Kohen2004] Stephen Kohen, Benjamin S. Williams, and Qing Hu. Electromagnetic modeling of terahertz quantum cascade laser waveguides and resonators. *Journal of Applied Physics*, 97 :53106, March 2005.
- [Kohler2002] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417 :156, 2002.
- [Kosi1987] L. A. Kosi, H. Temkin, G. J. Pryzbylek, B. P. Segner, S. G. Napholtz, C. M. Bogdanowicz, and N. K. Dutta. High-power operation of InP/InGaAsP double-channel planar buried-heterostructure lasers with asymmetric facet coatings. *Applied Physics Letters*, 51 :2219, 1987.

- [Krysa2004] A.B. Krysa, J.S. Roberts, R.P. Green, L.R. Wilson, H. Page, M. Garcia, and J.W. Cockburn. MOVPE-grown quantum cascade lasers operating at $\simeq 9 \mu\text{m}$ wavelength. *Journal of Crystal Growth*, 272 :682, December 2004.
- [Liedberg1983] B. Liedberg, C. Nylander, and I. Lundstrong. Surface plasmons resonance for gas detection and biosensing. *Sensor and actuators*, 4 :299–304, 1983.
- [Liu] H. C. Liu and F. Capasso. *Intersubband transition in quantum well : physics and device applications II*. Academic press, 2000.
- [McDougall1995] S. D. McDougall and C. N. Ironside. Measurements of reverse and forward bias absorption and gain spectra in semiconductor laser material. *Electron. Lett.*, 31 :2179–2181, 1995.
- [Meade1992] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos. Nature of the photonic band gap : some insights from a field analysis. *Journal of the Optical Society of America B*, 10(2) :328–332, Février 1993.
- [Meade1993] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. D. Joannopoulos, and O. L. Alephand. Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials. *Phys. Rev. B*, 48(11) :8434–8437, Sep 1993.
- [Moreau2005] V. Moreau, A.B. Krysa, M. Bahriz, L.R. Wilson, R. Colombelli, D.G. Revin, F. Julien, J.W. Cockburn, and J.S. Roberts. Pulsed operation of long-wavelength ($\lambda = 11.3 \mu\text{m}$) MOVPE-grown quantum cascade lasers up to 350K. *Electronics Letters*, 41(1175), 2005.
- [Morthier] G. Morthier and P. Vankwinkelberge. *Handbook of Distributed Feedback laser laser diodes*. Artech house, Boston, 1997.
- [Mouette2003] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J.-L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, and H. Moriceau. Very low threshold vertical emitting laser operation in inp graphite photonic crystal slab on silicon. *Electron. Lett.*, 39 :526, 2003.
- [Mur1981] G. Mur. Absorbing boundary conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time Domain Electromagnetic-Field Equations. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 23 :377–382, 1981.

- [Ordal] M. A. Ordal, L.L. Long, R. J. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexender Jr., and C. A. Ward. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb ,Ni Pd, Pt, Ag, Ti and W in the infrared and far infrared. *Applied Optics*, 22 :1099, April 1983.
- [Painter1999] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. Dapkus, and I. Kim. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science*, 284 :1819–1821, 1999.
- [Painter2003] Oskar Painter and Kartik Srinivasan. Localized defect states in two-dimensional photonic crystal slab waveguides : A simple model based upon symmetry analysis. *Phys. Rev. B*, 68(3) :035110, Jul 2003.
- [Palik] Edward D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1997.
- [Prade1991] B. Prade, J. Y. Vinet, and A. Mysyrowicz. Guided optical waves in planar heterostructures with negative dielectric constant. *Phys. Rev. B*, 44(24) :13556–13572, Dec 1991.
- [Raether] H. Raether. *Surface Plasmon on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer-Verlag, 1988.
- [Revin2004a] D. G. Revin, L. R. Wilson, E. A. Zibik, R. P. Green, J. W. Cockburn, M. J. Steer, R. J. Airey, and M. Hopkinson. InGaAs/AlAsSb quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 85 :3992–3994, November 2004.
- [Revin2004b] D. G. Revin, L. R. Wilson, D. A. Carder, J. W. Cockburn, M. J. Steer, M. Hopkinson, R. Airey, M. Garcia, and C. Sirtori. Measurements of optical losses in mid-infrared semiconductor lasers using Fabry Perot transmission oscillations. *Journal of applied physics*, 95 :7584, June 2004.
- [Revin2007] D. G. Revin, J. W. Cockburn, M. J. Steer, R. J. Airey, M. Hopkinson, A. B. Krysa, L. R. Wilson, and S. Menzel. InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers operating at wavelengths close to $3 \mu m$. *Applied Physics Letters*, 90 :21108, January 2007.
- [Ritchie1957] R. H. Ritchie. Plasma losses by fast electron in thin films. *Physical Review*, 106 :874, 1957.

- [Sajeev1987] John Sajeev. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 58(23) :2486–2489, Jun 1987.
- [Scalari2003] Giacomo Scalari, Lassaad Ajili, Jérôme Faist, Harvey Beere, Edmund Linfield, David Ritchie, and Giles Davies. Far-infrared ($\lambda \simeq 87 \mu\text{m}$) bound-to-continuum quantum-cascade lasers operating up to 90K. *Applied Physics Letters*, 82 :3165, March 2003.
- [Semtsiv2007] M. P. Semtsiv, M. Wienold, S. Dressler, and W. T. Masselink. Short-wavelength ($\lambda \simeq 3.05 \mu\text{m}$) InP-based strain-compensated quantum-cascade laser. *Applied Physics Letters*, 90 :51111, February 2007.
- [Sirtori1996] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho. Long wavelength infrared ($\lambda \simeq 11 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 69(2810–2812), December 1996.
- [Sirtori1998a] Carlo Sirtori, Claire Gmachl, Federico Capasso, Jérôme Faist, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Long-wavelength ($\lambda \simeq 8-11.5 \mu\text{m}$) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons. *Optics Letters*, 23(1366-1368), 1998.
- [Sirtori1998b] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. Resonant tunneling in quantum cascade lasers. *IEEE J. Quantum Electron*, 34 :1722–1729, 1998.
- [Sirtori1999] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, H. Page, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle. Low-loss Al-free waveguides for unipolar semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, 75 :3911, December 1999.
- [Srinivasan2002] Kartik Srinivasan and Oskar Painter. Momentum space design of high-Q photonic crystal optical cavities. *Optics Express*, 10 :670–684, July 2002.
- [Srinivasan2003] Kartik Srinivasan, Paul E. Barclay, and Oskar Painter. Experimental demonstration of a high quality factor photonic crystal microcavity. *Applied Physics Letters*, 83 :1915, September 2003.
- [Taflove] Allen Taflove and Susan C. Hagness. *Computational Electrodynamics*. Artech house publishers, 1995.

- [Takayama2005] Sei-ichi Takayama, Hitoshi Kitagawa, Yoshinori Tanaka, Takashi Asano, and Susumu Noda. Experimental demonstration of complete photonic band gap in two-dimensional photonic crystal slabs. *Applied Physics Letters*, 87 :61107, August 2005.
- [These-Barbieri] Stefano Barbieri. *GaAs-based unipolar lasers : electron dynamics and optical gain*. PhD thesis, Scuola normale superiore.
- [These-Bengloan] Jean-Yves Bengloan. *Amélioration des performances des lasers à cascade quantique : étude du confinement optique et des propriétés thermiques*. PhD thesis, Université Paris XI.
- [These-Carder] Damian Andrew Carder. *Studies of GaAs-based quantum cascade lasers*. PhD thesis, University of Sheffield, January 2003.
- [These-Scalari] Giacomo Scalari. *Magneto-spectroscopy and developement of terahertz quantum cascade laers*. PhD thesis, Université de Neuchâtel, December 2005.
- [These-Schwoob] Emilie Schwoob-Viasnoff. *Propagation et émission dans les guides multimodes à cristaux photoniques bidimensionnels*. PhD thesis, Université Paris XI, 2004.
- [These-Urso] Brian R. d'Urso. *Coupled semiconductor cavities with 2-D photonic bandgap crystal mirrors*. PhD thesis, California Institute of Technology, 2002.
- [These-Vassor] Marine Le Vassor d'Yerville. *Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie*. PhD thesis, Université Montpellier II, Juillet 2002.
- [Thomson1999] J. D. Thomson, H. D. Summers, P. J. Hulyer, P. M. Smowton, and P. Blood. Determination of single-pass optical gain and internal loss using a multisection device. *Applied Physics Letters*, 75 :2527, August 1999.
- [Tredicucci1998] A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices. *Applied Physics Letters*, 73 :2101–2103, 2001.
- [Tredicucci2000] Alessandro Tredicucci, Claire Gmachl, Federico Capasso, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. Single-mode surface-plasmon laser. *Applied Physics Letters*, 76 :2164, April 2000.

- [Ulbrich2001] N. Ulbrich, G. Scarpa, A. Sigl, J. Rosskopf, G. Bohm, G. Abstreiter, and M.-C. Amann. High-temperature ($T > 470K$) pulse operation of $5.5 \mu m$ quantum cascade lasers with high-reflection coating. *Electronics Letters*, 31 :1341, 2001.
- [Unterrainer2002] K. Unterrainer, R. Colombelli, C. Gmachl, F. Capasso, H. Hwang, A. Sergent, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. Quantum cascade lasers with double metal-semiconductor waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, 80 :3060–3062, 2002.
- [Urso1998] Brian d'Urso, Oskar Painter, John O'Brien, Tom Tombrello, Amnon Yariv, and Axel Sherer. Modal reflectivity in finite-depth two-dimensional photonic-crystal microcavities. *Journal of Optical Society of America*, 15 :1133, March 1998.
- [Vurgaf] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89 :5815–5875, June 2001.
- [Walther2007] Christoph Walther, Milan Fischer, Giacomo Scalari, Romain Terazzi, Nicolas Hoyler, and Jérôme Faist. Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz. *Applied Physics Letters*, 91 :131122, September 2007.
- [Wang2007] X. J. Wang, J. Y. Fan, T. Tanbun-Ek, and F.-S. Choa. Low threshold quantum-cascade lasers of room temperature continuous-wave operation grown by metal-organic chemical-vapor deposition. *Applied Physics Letters*, 90 :211103, 2007.
- [Williams2003] Benjamin S. Williams, Sushil Kumar, Hans Callebaut, Qing Hu, and John L. Reno. Terahertz quantum-cascade laser at $\lambda \simeq 100 \mu m$ using metal waveguide for mode confinement. *Applied Physics Letters*, 83 :2124–2126, September 2003.
- [Williams2005] B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L Reno. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164K in pulsed mode and at 117K in continuous-wave mode. *Optics Express*, 13 :3331, 2005.
- [Williams2007] Benjamin S. Williams. Terahertz quantum-cascade lasers. *Nature photonics*, 1 :517, September 2007.
- [Yablonovitch1987] Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58(20) :2059–2062, May 1987.

- [Yamamoto1993] Yoshihisa Yamamoto and Richard E. Slusher. Optical processes in microcavities. *Physics today*, 46 :66–73, June 1993.
- [Yang2005] Q. Yang, C. Manz, W. Bronner, Ch. Mann, L. Kirsste, K. Köhler, and J. Wagner. GaInAs/AlAsSb quantum-cascade lasers operating up to 400K. *Applied Physics Letters*, 86 :131107, March 2005.
- [Yang2006a] Quankui Yang, Christian Manz, Wolfgang Bronner, Klaus Köhler, and Joachim Wagner. Room-temperature short-wavelength ($\lambda \simeq 3.7 - 3.9 \mu\text{m}$) GaInAs/AlAsSb quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 88 :121127, March 2006.
- [Yang2006b] Q. Yang, C. Manz, W. Bronner, K. Schable, Ch. Mann, K. Schwarz, K. Kohler, and J. Wagner. Bound-to-continuum GaInAs-AlAsSb quantum cascade lasers with reduced electric injection power density. *IEEE photonics letters*, 18 :1356, 2006.
- [Yang2007] Quankui Yang, Christian Manz, Wolfgang Bronner, Nico Lehmann, Frank Fuchs, Klaus Köhler, and Joachim Wagne. High peak-power (10.5 W) GaInAs/AlGaAsSb quantum-cascade lasers emitting at $\lambda \simeq 3.6 - 3.8 \mu\text{m}$. *Applied Physics Letters*, 90 :121134, March 2007.
- [Yariv] A. Yariv. *Quantum electronics*. John Wiley and Sons, New-Yor, 1989.
- [Yee1966] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary condition value problem involving Maxwell's equation in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas and propagation*, 14 :302, 1966.
- [Yeh] P. Yeh. *Optical waves in layered media*. Wiley, New York, 1988.
- [Yu2004] J.S. Yu, A. Evans, J. David, L. Doris, S. Slivken, and M. Razeghi. High-power continuous-wave operation of quantum-cascade lasers. *IEEE photonics letters*, 16 :747–749, 2004.
- [Yu2006] J. S. Yu, S. Slivken, A. Evans, S. R. Darvish, J. Nguyen, and M. Razeghi. High-power $\lambda \simeq 9.5 \mu\text{m}$ quantum-cascade lasers operating above room temperature in continuous-wave mode. *Applied Physics Letters*, 88 :91113, March 2006.

- [Zayats2003] Anatoly V. Zayats and Igor I. Smolyaninov. Near-field photonics : surface plasmon polaritons and localized surface plasmon. *Journal of Optics A*, 5 :S16–S50, 2003.

Résumé :

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit traite des lasers à cascade quantique à plasmons de surface dans la gamme spectrale du moyen-IR et de leurs applications aux cristaux photoniques moyen-IR et THz. Pour les grandes longueurs d'onde ($\lambda > 10\mu\text{m}$) la lumière est confinée au sein de la région active du laser grâce à une couche de métal déposée directement à la surface de la région active. Ces guides sont appelés guide à plasmons de surface. La faible épaisseur de ces guides est un atout majeur pour la fabrication de dispositifs à cristal photonique ou DFB (*Distributed Feed Back*). Ce manuscrit présente une étude complète de ces guides. Il démontre de manière expérimentale et théorique qu'il est possible d'améliorer les performances de ces guides en utilisant une couche d'argent à la place de l'or habituellement utilisé. Pour approfondir cette étude, une méthode originale basée sur les guides multisections et permettant de mesurer les pertes et le gain des guides à plasmons de surface a été soigneusement étudiée à l'aide de nombreuses expériences. La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude théorique du réseau nid d'abeille pour la fabrication de microcavité laser pour le moyen-IR et le THz. Cette étude est réalisée grâce à des simulations bidimensionnelles à partir d'un code utilisant la méthode des ondes planes et en trois dimensions grâce à un code utilisant la méthode FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*). Lors de ces études, un phénomène nouveau a été mis en évidence sur les guides métal-métal THz démontrant qu'il est possible d'implémenter un cristal photonique par la seule structuration du métal du contact supérieur.

Summary :

This thesis work is focused on quantum cascade lasers with surface plasmons waveguides, operating in the mid-IR range of the electromagnetic spectrum, and their applications to photonic crystals in the mid-IR and THz. For long wavelengths ($\lambda > 10 \mu\text{m}$) light is confined within the laser active region by a metallic layer on the device top surface. These waveguides are known as "surface plasmons waveguides". Their reduced thickness is advantageous for the implementation of photonic crystal or DFB (*Distributed Feedback*) devices. The manuscript presents a comprehensive study of these waveguides. It demonstrates - experimentally and theoretically - that it is possible to improve the performance surface-plasmon quantum cascade lasers by using silver instead of gold as surface-plasmon-carrying layer. In addition, an original method for gain and loss measurement based on multi-section resonators has been employed to carefully study surface-plasmon devices. The second part of this manuscript is devoted to a theoretical study of the honeycomb lattice in view of the fabrication of microcavity lasers for the mid-IR and THz ranges of the electromagnetic spectrum. This study has been realized via two-dimensional simulations using the plane wave expansion method, and also in three dimensions within a FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*) approach. Thanks to this study, a new phenomenon has been elucidated: metal-metal waveguides operating in the THz range offer the possibility to implement a photonic crystal by the sole metal patterning on the top device surface, without using a deep semiconductor etch.

Mots clefs : Cristal photonique, Moyen infrarouge, Intersousbande, THz, Plasmons de surface, Pertes et gain, Lasers à cascade quantique, Micro cavité