



Nouvelles sources compactes dans le moyen-infrarouge : Lasers à cascade quantique au-delà de 16 microns et LED électroluminescentes en régime de couplage fort.

Daniel Chastanet

► To cite this version:

Daniel Chastanet. Nouvelles sources compactes dans le moyen-infrarouge : Lasers à cascade quantique au-delà de 16 microns et LED électroluminescentes en régime de couplage fort.. Optique / photonique. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS143 . tel-01427174

HAL Id: tel-01427174

<https://theses.hal.science/tel-01427174>

Submitted on 21 Jan 2017

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

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

=
NNT : 2016SACLS143

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À

UNIVERSITÉ PARIS-SUD
ECOLE DOCTORALE N° 575

Electrical, Optical, Bio-physics and Engineering (EOBE)

Spécialité de doctorat PHYSIQUE

Par

Daniel CHASTANET

Nouvelles sources compactes dans le moyen-infrarouge :
Lasers à cascade quantique au-delà de 16 microns et LED électroluminescentes en
régime de couplage fort.

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 20/06/2016 :

Composition du Jury :

Mme SAGNES, Isabelle	Directrice de recherche LPN CNRS	Présidente du jury
M. GAUTHIER-LAFAYE, Olivier	Chargé de Recherche LAAS CNRS	Rapporteur
M. TIGNON, Jérôme	Professeur LPA CNRS	Rapporteur
M. COLOMBELLI, Raffaele	Directeur de recherche IEF U-PSUD/CNRS	Directeur de thèse
M. BOUSSEKSOU, Adel	Maitre de conférences IEF U-PSUD/CNRS	Co-encadrant de thèse
M. TEISSIER, Roland	Directeur de recherche IES CNRS	Examineur
M. BRUEL, Laurent	Expert Senior CEA	Invité

Remerciements

Voici enfin (chronologiquement) la partie « remerciements » qui signifie que l'on a finalement soutenu, obtenu son diplôme et qu'il est temps de passer à autre chose !

Je vais donc comme tous les thésards qui en arrive là en profiter pour remercier toutes les personnes qui ont participé directement, indirectement, professionnellement ou personnellement à cette aventure qu'est la thèse que j'ai effectué et qui aura duré un peu plus de trois ans dans l'équipe QCL du laboratoire d'électronique fondamentale à Orsay.

En tout premier lieu je tiens à remercier mes encadrants qui ont accepté de me prendre en tant que doctorant et sans qui je n'aurais pas pu effectuer ma thèse. Tout d'abord Adel, je tiens à te remercier en tout particulier pour la première partie de ma thèse où tu m'as formé en salle blanche, en salle de manip et donné toutes les bases des outils de simulations dont j'ai eu besoin pour effectuer ma thèse. Tu auras réussi à supporter mes étourderies régulières tout au long de ces trois années thèse ! Je regrette juste de ne pas t'avoir « affronté » au basket même si nous avons réglés nos comptes au ping-pong.

Raffaele, tu auras été un directeur de thèse éclairé et disponible, tu as chapoté ma thèse et je t'en remercie ! Je garderai de toi quelques souvenirs mémorables de situations cocasses, mes passages préférés restant « la discussion murale » et l'ouverture d'une bouteille d'azote liquide sous pression (avec rebond sur le plafond et magnifique dispersion) et tellement d'autres.

Vous avez su répondre à mes nombreuses questions et j'ai beaucoup appris à vos côtés, pour cela, je vous en suis très reconnaissant.

J'en profite aussi pour remercier François Julien, le directeur de l'équipe PHOTONIQUE (dont fait partie l'équipe QCL), l'expert scientifique qui a déjà tout fait (notamment le laser à fontaine quantique). Merci pour ton humeur joviale et tous tes bons mots.

Une grande partie de ma thèse s'étant déroulé en salle blanche je voudrais remercier tout le personnel : Marie-Paul PLANTÉ, Jean-Luc PERROSIER (merci pour tous les conseils sur le Japon que j'espère le visiter sous peu), Abdelhanin AASSIME, Cédric VILLEBASSE, Fabien BAYLE, Delphine NEEL et Daniel BOUCHIER.

Dédicaces spéciales pour Antoine martin (les cabrioles en salle blanche et dans les couloirs resteront secrètes) ; David BOUVILLE (le scieur des îles, tu fais partie des plus gros grignoteurs du bureau 211 mais heureusement ta bonne humeur et ton punch auront pu compenser) ; François MAILLARD (j'espère qu'on pourra jouer un jour à nos jeux respectifs) ; Jean René COUDEVILLE (ingénieur le jour, raideur la nuit) et Nathalie ISAC (malgré les bonbons que je t'ai ramené, je pense que mon compte est largement débiteur, merci pour l'organisation des différents pots et animations dont tu te charges tout le temps).

Tous les personnels de l'atelier notamment Pascal Marie et Abdel Boulkrite et en particulier Koro SOKHONA et Zouhira LAOUDIHI (les mecs les plus sympas de l'IEF, je reviendrais peut être pour un barbuk !).

Je n'oublie pas non plus les membres de l'école doctorale pour leur suivi : Véronique VEQUE, Eric CASSAN et Laurence STEPHEN.

Ainsi que le personnel administratif : Carole BONNOT, Bernadette LABORDE, Lydia PACTOLE, Laurence ALVES et bien d'autres.

Tous les thésards, post-doc, etc du labo, Quynh, Hervé, Amal, Jean François (notre président !) David, etc. Mais surtout les joyeux lurons de l'équipe : Patrick, Daniele, Valerio, Daisie, Ahmed, Maria, Salam, Agnes, Elodie. Les collègues avec qui j'ai passé le plus de temps : Bruno (le chou, le meilleur, le gentil); Jean michel (schtroumpf grincheux, j'ai tout donné pour te garder en forme mais j'ai échoué ! Je te remercie tout de même pour ton encadrement sur la partie polaritons), Yacine (l'indomptable, l'homme à la pause toutes les 30 minutes); Souad (des hauts et des bas mais de bons souvenirs), Hezhy (I remember the first days in the office when we couldn't understand each other, I wish you all the best), Thibault (tu aurais dû venir plus tôt, félicitation pour ton nouveau boulot); Vladimir (You should not drink to much); Stefano (viva la revolution); Tommaso (je me demande encore comment tu as réussi à ne pas détruire la salle blanche). Tous les nouveaux thésards à qui je souhaite bonne chance et courage ! Arnaud, Claire, Laurent, Nan, Lu lu, Pierre Baptiste, François.

Ma famille et tous les potes : Gaet (un grand merci pour les images en 3D), John et Aurélie, Nicolas et Véro, Blandine, Alexandre, Rémi et Violaine.

Mention spéciale à ceux qui sont venus à la soutenance thèse : les Balkany, Romain (mention extra-spéciale pour l'organisation du pot) et Amélie; Léo et Audrey; Hadrien, Paul et Fabrice. Ceux qui sont venus au bar : Meriem (sans Mathias, un mal de tête surement) et Tatiana.

Les boxeux : Alexandre, Rémy, Simon, Hayg et tous les autres qui m'ont permis de me défouler, d'améliorer ma technique, de garder la forme et de bien rigoler !

Je voudrais finir en remerciant les membres de mon jury : M. Oliver GAUTHIER-LAFAYE, M. Jérôme TIGNON, Mme Isabelle SAGNES, M. Roland TEISSIER et M. Laurent BRUEL (merci pour l'invitation à diner lors de mon passage à Marcoule), ainsi que tous les membres du CEA avec qui j'ai pu travailler (organisme qui a permis le financement de la première partie de ma thèse).

Jusqu'ici tout va bien... Jusqu'ici tout va bien.

Table des matières

1. Introduction	1
2. Transitions inter-sous-bandes et régimes de couplage lumière-matière	5
1. Transitions inter-sous-bandes	5
1.1. Les semi-conducteurs	5
1.2. Puits quantiques	6
1.3. Historique et applications des transitions inter-sous-bandes	7
1.4. Théorie et modélisation	8
2. Couplage faible lumière-matière : lasers à cascade quantique	12
2.1. Principe de fonctionnement	12
2.2. Gain laser	13
2.3. Ingénierie de la structure	16
2.4. Injection	17
2.5. Type de structures	18
2.6. Couverture spectrale / État de l'art	20
2.7. Gap spectral à 16-24 μm et domaine d'application	20
2.8. État de l'art des lasers à cascade quantique dans les grandes longueurs d'onde	21
3. Couplage fort lumière-matière : polaritons inter-sous-bandes	21
3.1. Du couplage faible au couplage fort	22
3.2. Modèle à une particule et deux niveaux	22
3.3. Gaz 2D électronique : états brillants et états sombres	25
3.4. Caractéristiques uniques du couplage fort inter-sous-bandes	27
3. Lasers à cascade quantique InAs/AlSb dans la 4ème fenêtre atmosphérique	29
1. Introduction	29
2. Choix du système de matériaux	29
3. Conception des guides	30
3.1. Facteur de recouvrement	31
3.2. Pertes optiques	31
3.3. Simulation des modes	34
3.4. Confinement optique	34
3.5. Guide plasmonique	37
3.6. Plasmon de surface	38
4. Résonateurs optiques	41
4.1. Résonateur Fabry-Pérot	42
5. Cavité à rétroaction répartie	43
6. Fabrication	46
7. Montage expérimental	49
7.1. Cryostat	49
7.2. Impulsateur	50
7.3. Le spectromètre à transformée de Fourier	50
7.4. Détecteur	51
8. Caractérisation des dispositifs lasers	51
8.1. caractérisation électrique	51

8.2.	caractérisation optique	52
8.3.	caractérisation spectrale	52
9.	Conception de la région active	52
10.	Lasers Fabry-Pérot	53
11.	Ajustement du dessin de la région active	56
12.	Lasers DFB	58
13.	Conclusion	66
4.	Dispositifs polaritoniques	67
1.	Conception du résonateur et de la région active	67
1.1.	Mode de cavité et couplage fort	67
1.2.	Simulation RCWA	70
1.3.	Conception de la région active	73
2.	Caractérisations passives des régions actives	74
2.1.	Transmission multi-passages	74
2.2.	Fabrication des cavités réseau	76
2.3.	Mesures en réflexion	78
3.	Caractérisation des dispositifs électroluminescents	81
3.1.	Électroluminescence en géométrie méso (couplage faible)	81
3.2.	Électroluminescence en géométrie réseau	84
3.3.	Corps noirs et absorption	87
3.4.	Mesures résolues en angles	89
3.5.	Conclusion	92
5.	Conclusion	93
1.	Conclusions et perspectives : lasers à cascade	93
2.	Conclusions et perspectives : dispositifs polaritoniques	94
A.	Récapitulatif des étapes de fabrication d'un dispositif métal-métal	95
1.	Épitaxie par jets moléculaires	95
2.	couches épitaxiées	96
3.	Première interface plasmonique	96
4.	Préparation de l'échantillon	98
5.	Définition des rubans lasers	100
6.	Passivation	102
7.	Contact supérieur	103
8.	Vers la sortie de salle blanche	105
9.	Vers la caractérisation	105
10.	Implémentation d'un réseau	106
B.	Récapitulatif des étapes de fabrication d'un échantillon en géométrie multi-passages	107
C.	Récapitulatif des étapes de fabrication d'une cavité pour le couplage fort	109
D.	Récapitulatif des étapes de fabrication d'un méso	113
E.	Plaque AM04 : $\lambda = 16 \mu m$	115
F.	Largeur de ruban	117
G.	Annexe : Modes quasi guidés en micro-cavité	119
H.	Développement technologique en vue de l'amélioration des performances des LQC	121
1.	Dépôt haute réflectivité	121
2.	Dépôt d'or électrolytique	124
	Bibliographie	127

Introduction

Une transition inter-sous-bandes correspond à une transition optique entre deux niveaux électroniques quasi bidimensionnels dans des matériaux semi-conducteurs.

Depuis l'observation d'une telle absorption dans un puits quantique en GaAs en 1985 [1], le domaine des transitions inter-sous-bandes n'a cessé d'être développé. Leur accordabilité énergétique par le biais de l'ingénierie de bandes joue un rôle très important dans l'attrait qu'elles dégagent.

L'un des grands succès, associé aux transitions inter-sous-bandes, revient au laser à cascade quantique, démontré expérimentalement il y a une vingtaine d'années [2]. Cette source de lumière, cohérente, performante et basée sur l'inversion de population dans un régime de couplage faible entre lumière et matière, donne accès à des longueurs d'onde inaccessibles aux autres sources compactes (notamment les lasers inter-bandes).

Dans les lasers à cascade quantique, l'interaction entre la lumière et la matière est amplifiée par l'utilisation de cavités micro-métriques. Ces cavités sont réalisées grâce à des techniques de croissance et de fabrication poussées de matériaux semi-conducteurs qui permettent de réaliser des structures artificielles où le confinement des électrons et des photons devient possible. Ce confinement est respectivement réalisé avec l'aide de guides d'ondes qui conduisent la lumière par différence d'indice ou génération de plasmon de surface et de la conception de puits quantiques grâce à l'ingénierie de bandes qui réduisent les degrés de libertés spatiaux et énergétique des électrons.

L'évolution des lasers à cascade quantique, qui n'a pas cessé depuis leur première démonstration [3], et des techniques de croissances associées permet aujourd'hui une couverture spectrale allant de 2,6 à quelques 300 μm . Dans la gamme 3-15 μm d'excellentes performances sont achevées en termes de puissance, de température maximale d'opération, d'accordabilité, d'émission mono-mode, etc. Néanmoins, au-dessus de 16 μm , dans le domaine du lointain infrarouge¹ et dans celui du terahertz, les performances des dispositifs restent en deçà, notamment en termes de température d'opération. Des applications telles que la spectroscopie, la détection ou l'imagerie médicale bénéficieraient d'une amélioration de ces sources dans cette gamme de longueurs d'onde. Élargir la gamme d'excellence en termes de performances et répondre aux besoins d'applications est une des motivations majeures qui conduit aujourd'hui les recherches sur les lasers à cascade quantique.

Ma thèse s'inscrit dans ce contexte de développement de sources performantes dans la gamme du lointain infrarouge. Dans un premier temps, je me suis attaché à l'étude du système de matériaux InAs/AlSb, associé à la géométrie métal-métal dans les lasers à cascade quantique. L'InAs/AlSb a déjà fait ses preuves dans les très courtes longueurs d'onde grâce à sa forte discontinuité de bande de conduction mais n'est pas encore développé dans le domaine de fréquences auxquelles je m'intéresse. Dans un deuxième temps, je me suis consacré à une approche fondamentalement différente, dans la réalisation de sources, qu'est le régime de couplage fort.

1. Dans la littérature, on peut trouver différentes définitions des gammes de fréquences du terahertz et de l'infrarouge. Dans mon cas, je définis le moyen infrarouge comme le domaine de longueurs d'onde comprises entre 3 et 16 μm , puis suivi par l'infrarouge lointain de 16 à 30 μm .

Le principal défaut des transitions inter-sous-bandes, lorsque l'on parle de sources, réside dans la concurrence écrasante des différents processus non radiatifs, que subit le processus d'émission spontanée de photons. Cette concurrence entraîne une faible efficacité radiative qui peut être en partie palliée par l'ingénierie de bandes comme dans le cas des lasers à cascade quantique. Néanmoins, et bien qu'une « wall plug efficiency » record de 27 % (fonctionnement en continu à température ambiante) ait été atteinte à $4,9\text{ }\mu\text{m}$ [4], les processus non radiatifs minimisent l'inversion de population et ont pour conséquence des valeurs de seuils élevées.

Cette limitation pourrait être contournée par le biais d'un nouveau temps caractéristique ultra-rapide associé aux oscillations de Rabi.

Lorsque les micro-cavités engendrent un confinement où la force de couplage devient si intense que l'on ne peut plus décrire le système par la théorie des perturbations, on entre dans un régime dit de couplage fort où les oscillations de Rabi, qui traduisent un échange d'énergie ultra-rapide entre les composantes lumière et matière du système, engendrent de nouveaux états mixtes.

Ces nouveaux états, appelés polaritons inter-sous-bandes, sont une combinaison des états découplés du système. Ils ont été démontrés pour la première fois en 2003 [5]. Associés à une ingénierie de bandes adaptée, ils offrent la perspective de nouvelles structures électroluminescentes prenant appui sur ce nouveau temps caractéristique de l'interaction lumière-matière [6]. De plus, sous certaines conditions, les polaritons inter-sous-bandes peuvent adopter un comportement bosonique. L'approche est alors fondamentalement différente et les propriétés bosoniques du système appellent à de nouvelles attentes en termes de conception de sources cohérentes de lumière.

La réalisation de sources cohérentes de lumière, provenant de la relaxation stimulée d'un condensat de polaritons inter-sous-bandes [7, 8], est en contraste avec le blocage de Pauli associé aux particules fermioniques. La concrétisation de cette propriété permettrait la réalisation d'un laser sans inversion de population, possédant un seuil plus faible (grâce à une plus grande efficacité quantique) que celui des lasers à cascade quantique, tout en assurant la même couverture spectrale. Cela pourrait permettre de pallier les performances actuelles des lasers à cascade quantique dans le domaine du lointain infrarouge et du terahertz.

Depuis leur première observation, plusieurs dispositifs pour l'émission ont déjà été réalisés [6, 9, 10] sans parvenir à démontrer l'augmentation de l'efficacité quantique attendue.

Mon travail sur le couplage fort consiste en l'utilisation d'un nouveau type de cavité, pompée électriquement et permettant d'ajuster la dispersion polaritonique, pour favoriser l'obtention d'un possible condensat polaritonique.

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de l'institut d'électronique fondamental (IEF) qui fait partie de l'université Paris Sud. J'ai été intégré à l'équipe Optogan, spécialisée dans les lasers à cascade quantique et la plasmonique dans le domaine du moyen infrarouge et du THz. Ce manuscrit développe deux axes pour l'obtention de sources lumineuses. Un premier axe se basant sur le couplage faible et les lasers à cascade quantique pour les grandes longueurs d'onde et un autre axe basé sur le couplage fort et les dispositifs polaritoniques. Ce développement s'articule en 3 chapitres principaux.

Le chapitre d'introduction présente succinctement le cadre et les travaux que j'ai réalisés pendant cette thèse.

Le premier chapitre définit le contexte de la thèse. Il introduit les concepts nécessaires à la compréhension de ce manuscrit, les transitions inter-sous-bandes et le couplage entre la lumière et la matière dans ces transitions. Il explique le principe de fonctionnement d'un laser à cascade quantique et présente les différents matériaux qui permettent leur fabrication. Le principe d'un dispositif se basant sur le couplage fort et les nouveaux états du système, qui y sont associés, est aussi exposé.

Le deuxième chapitre met l'accent sur la partie couplage faible en présentant plus en détails la conception d'un laser à cascade quantique en passant par le guidage de la lumière dans ces structures. Les choix liés aux matériaux et à la conception de nos structures ainsi que les résultats associés y seront exposés. L'objectif de ce chapitre consiste à permettre d'acquérir une meilleure connaissance du système

InAs/AlSb et de ses avantages pour les lasers à cascade quantique dans les grandes longueurs d'onde. Grâce à ce système de matériaux, nouveau pour cette gamme de longueur d'onde, j'ai pu œuvrer à l'amélioration des performances des lasers à cascade quantique.

Une des applications ciblée par ces lasers étant la spectroscopie par absorption, une partie de mon travail a donc consisté à répondre aux besoins de cette application, à savoir, notamment, que ces lasers puissent fonctionner en régime d'émission mono-mode et que leur cette émission soit mono-lobe.

Le troisième chapitre se focalise sur le régime de couplage fort. L'objectif final est de démontrer une amélioration de l'efficacité quantique d'un dispositif électroluminescent basé sur les transitions inter-sous-bandes en couplage fort avec un mode de cavité, et ce, sous pompage électrique. Pour ce faire, la cavité, développée au sein de notre équipe, qui permet d'accéder à ce régime grâce à un confinement sub-longueur d'onde de la lumière est présentée. La possibilité de jouer sur les paramètres géométriques de cette cavité de façon à s'accorder au travail avec différentes longueurs d'onde et à modifier la dispersion des états fortement couplés, tout en assurant un couplage avec l'extérieur optimisé, sera exposée. L'implémentation d'une architecture permettant le pompage électrique de la cavité ainsi que différents résultats expérimentaux, obtenus par les caractérisations de cette dernière, y seront aussi présentés.

La conclusion, en s'appuyant sur les résultats obtenus, donnera un aperçu des possibilités d'améliorations et fera état de nouveaux travaux liés à ce travail de thèse.

Les différents procédés détaillés de fabrication sont mentionnés dans les annexes ainsi que certains points ou résultats « secondaires ».

Transitions inter-sous-bandes et régimes de couplage lumière-matière

Ce chapitre a pour but de donner une partie des éléments nécessaires à la compréhension de ce travail de thèse en se focalisant sur les transitions inter-sous-bandes, leur historique, leurs propriétés et l'intérêt qu'elles suscitent par leurs applications.

L'ingénierie de multiples puits quantiques pour confiner les états électroniques en sous-bandes sera présentée. L'exploration de deux régimes reposant sur des concepts fondamentalement différents, que sont le couplage faible et le couplage fort lumière-matière, associés aux transitions inter-sous-bandes, sera exposée avec un aperçu de leurs propriétés respectives.

1. Transitions inter-sous-bandes

Comme énoncé dans l'introduction, l'expression « inter-sous-bandes » est utilisée pour décrire les transitions optiques entre deux niveaux électroniques dans les hétéro-structures de semi-conducteurs (sous-bandes) qui découlent du confinement de la fonction d'onde des électrons dans une dimension de l'espace.

1.1. Les semi-conducteurs

Cette thèse s'appuie sur l'utilisation des matériaux semi-conducteurs hybrides III-V fabriqués à partir d'éléments des colonnes III et V du tableau périodique. Ils sont communément appelés semi-conducteurs III-V. Ces matériaux composites engendrent un cristal électriquement neutre avec des liaisons atomiques stables et une structure cristallographique zinc-blende (le plus couramment). Dans cette configuration, les éléments du groupe III et du groupe V se trouvent aux nœuds de deux réseaux cubiques à faces centrées, décalés d'un quart de diagonale. La figure 2.1 présente un schéma de la structure zinc-blende ainsi que la représentation de sa première zone de Brillouin associée. La première zone de Brillouin (ou maille primitive du réseau réciproque) est la zone à laquelle on fera référence dans les relations de dispersion. C'est un octaèdre à faces tronquées défini par les vecteurs unitaires :

$$\mathbf{A}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}; \quad \mathbf{A}_2 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1}{\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1}; \quad \mathbf{A}_3 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{\mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}; \quad (1.1)$$

avec $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$ et $\mathbf{a}_3$, les trois vecteurs fondamentaux engendrant le réseau cristallin de façon à ce que tous les motifs soient distribués sur des points $\mathbf{r}_i$:

$$\mathbf{r}_i = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3, \quad (1.2)$$

où les n_i sont des entiers quelconques.

L'interaction entre les électrons et les atomes du cristal prend une valeur moyenne, dans chaque motif, sous forme d'un potentiel effectif $V(\mathbf{r})$. L'hamiltonien décrivant un électron dans le cristal peut alors s'écrire :

$$H_{\text{cristal}} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + \sum_i V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}), \quad (1.3)$$

où le potentiel $V(\mathbf{r})$ possède la périodicité du cristal ($V(\mathbf{r} + \mathbf{r}_i) = V(\mathbf{r})$), avec $\mathbf{r}$ le vecteur position et $\mathbf{r}_i$ le vecteur introduit par l'équation 1.2 représentant la périodicité du cristal ; m_0 est la masse de l'électron et $\mathbf{p}$ l'opérateur impulsion.

Les matériaux III-V sont dits à « gap¹ » direct car le minimum d'énergie de la bande de conduction et le maximum d'énergie de la bande de valence coïncident au point Γ , en centre de zone [11].

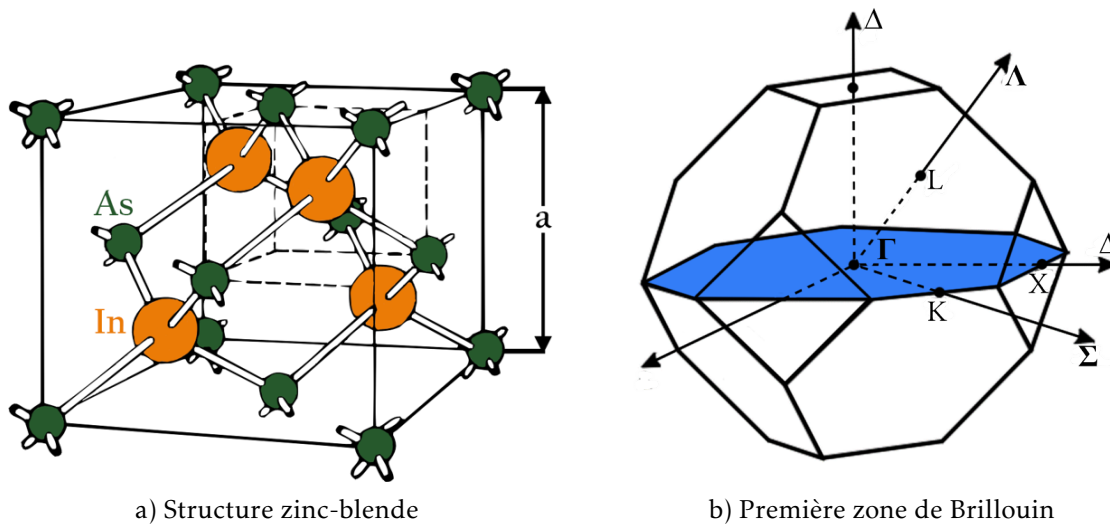


FIGURE 2.1. – Représentation a) du réseau atomique de type zinc-blende associé à la structure d'un composé InP ou InAs et b) de la première zone de Brillouin associée à ce même réseau zinc-blende.

Les propriétés électriques et optiques intrinsèques de ces matériaux semi-conducteurs ne sont néanmoins, la plupart du temps, pas suffisantes pour les applications visées (telles que la génération de lumière par exemple). On altère alors ces propriétés par l'ajout contrôlé d'impuretés (atomes différents de ceux constituant la maille cristalline) qui vont permettre d'augmenter la concentration de porteurs de plusieurs ordres de grandeur. Dans le cas d'atomes possédant plus de donneurs que les atomes constituant la maille, on parle de semi-conducteur dopé p. À l'inverse on parlera de semi-conducteur dopé n.

1.2. Puits quantiques

Les puits quantiques, qui constituent les structures étudiées pendant ma thèse, sont conçus lors de l'étape de croissance (épitaxie) de ces dernières. Le puits quantique est une réalisation, liée à l'ingénierie de la structure de bande, simple. Il consiste en une succession de couches de semi-conducteurs (hétéro-structure) ayant différents écarts d'énergie entre leur bande de valence et leur bande de conduction. Cette différence entraîne, aux interfaces entre les différents semi-conducteurs, une discontinuité du potentiel d'énergie dans la bande de conduction (et dans la bande de valence), créant une barrière de potentiel pour les électrons.

La figure 2.2 schématise la structure de bande en énergie d'un puits quantique. L'InAs est enclavé entre deux couches d'AlSb qui possèdent un plus grand écart de bande. Les électrons sont alors confinés par l'instauration de niveaux d'énergie quantifiés dans la direction x , direction perpendiculaire aux couches (direction de croissance). L'énergie de ces niveaux quantifiés, appelés sous-bandes, peut être modifiée en fonction de la largeur des puits quantiques, comme on le verra par la suite.

1. Le « gap » désigne ici une zone d'énergies interdites pour la propagation de la lumière, j'utiliserai la traduction « bande interdite » dans le reste de la thèse.

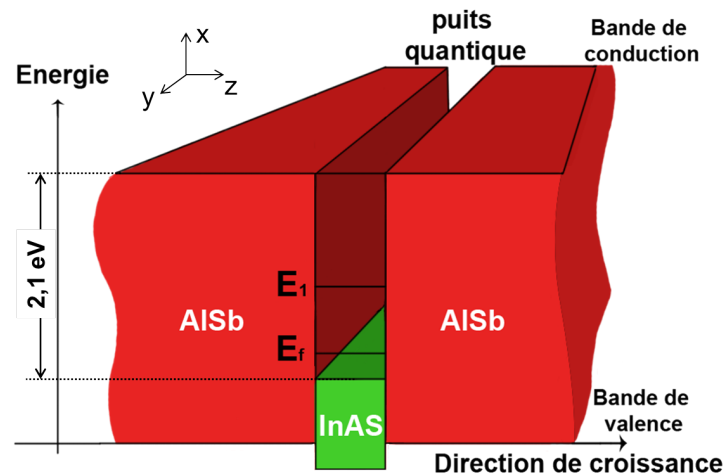


FIGURE 2.2. – Discontinuités des bandes d'énergie créées par la superposition de couches avec différents écarts de bandes. Les parties pleines représentent les bandes interdites pour la lumière. L'AlSb joue le rôle de barrière de potentiel pour les électrons dans le puits d'InAs.

1.3. Historique et applications des transitions inter-sous-bandes

Les prémices des travaux sur les transitions inter-sous-bandes se sont déroulés à la fin des années 60 avec des recherches sur les gaz d'électrons 2D, formés à l'interface métal-oxyde dans un transistor SI-MOSFET [12]. En 1985, West et Eglash [1] sont les premiers à observer l'absorption inter-sous-bandes dans des puits quantiques de GaAs/AlGaAs avec une lumière incidente à l'angle de Brewster. Dès lors, les transitions inter-sous-bandes seront largement étudiées, tant d'un point de vue fondamental qu'expérimental [13].

Leur potentiel technologique, permettant la créations d'applications couvrant une grande plage de longueur d'onde (de deux à plusieurs centaines de μm) et palliant la difficulté de croissance de matériaux inter-bandes à petites bandes interdites, a suscité un engouement pour les transitions inter-sous-bandes. On peut citer trois domaines importants auxquels elles apportent une forte contribution :

- les sources : les lasers à cascade quantique. Ces émetteurs se basent sur l'inversion de population et l'émission stimulée. Ils seront détaillés dans ce chapitre [2, 14] ;
- les détecteurs : la structure est ainsi faite pour que les porteurs puissent s'échapper du puits après photo-excitation et participer au photo-courant [15, 16] ;
- l'optique non-linéaire : mélange à quatre ondes, génération de seconde harmonique [17].

Les hétéro-structures à base de semi-conducteurs sont réalisées par épitaxie par jet moléculaire (MBE) ou par épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (MOCVD). Les croissances d'hétéro-structures (alternance de matériaux III-V) sont faites en accord de paramètre de maille des différents matériaux pour réaliser le confinement des électrons. La figure 2.3 montre le paramètre de maille de différents semi-conducteurs couramment employés dans la conception de lasers à cascade quantique.

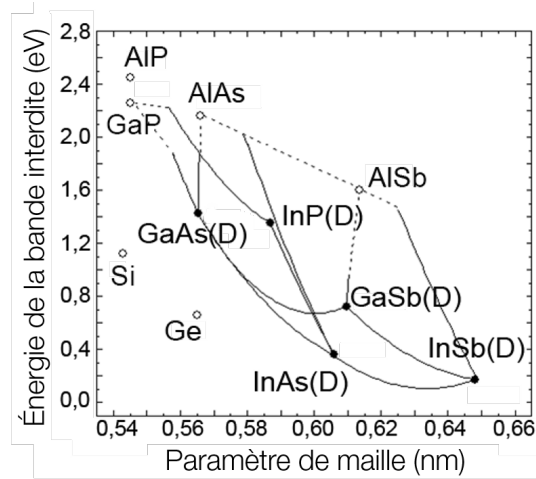


FIGURE 2.3. – Évolution de la bande interdite, en fonction du paramètre de maille, de composés semi-conducteurs III-V utilisés dans les lasers à cascade quantique. Les ronds signalent des semi-conducteurs ou semi-conducteurs binaires à bande interdite directe ([D] - ronds pleins) ou indirecte (ronds vides) et sont reliés par des courbes représentant leurs potentiels alliages.

1.4. Théorie et modélisation

1.4.1. Approximation de la masse effective

L'approximation de la masse effective permet de simplifier la description de l'évolution d'un électron dans un problème à multiples interactions. On utilise, à la place de cette description complexe, un électron libre avec une masse effective. Cette dernière incorpore l'influence de l'environnement du système sur l'électron considéré. Elle représente le rayon de courbure de la dispersion énergétique d'une sous-bande et est définie comme :

$$m^*(E) = \hbar^2 / \frac{\delta^2 E}{\delta k^2} \quad (1.4)$$

où $\hbar$ est la constante de Planck ; E est l'énergie du niveau électronique et k le vecteur d'onde de l'électron. Aussi longtemps que m^* est considérée comme constante, on peut remplacer m_0 par m^* et on peut travailler uniquement avec la fonction enveloppe (que l'on définit par la suite) [13].

1.4.2. Énergie inter-sous-bandes

Dans une description d'une particule unique dans une sous-bande l de la bande de conduction d'un puits quantique, en utilisant l'approximation de la masse effective et l'approche de la fonction enveloppe (qui permet de séparer les grandeurs qui varient lentement ou rapidement à l'échelle de la maille cristalline), la fonction d'onde d'une particule dans la sous-bande l : $\langle \mathbf{r} | \Psi_{l\mathbf{k}} \rangle$, peut s'écrire [13, 18, 19] :

$$\langle \mathbf{r} | \Psi_{l\mathbf{k}} \rangle = \Psi_l(\mathbf{r}) = f_l(\mathbf{r}) u_{l\Gamma}(\mathbf{r}) \quad (1.5)$$

où l désigne le numéro de la sous-bande ; $\mathbf{k}$ est le vecteur d'onde d'un électron dans la première zone de Brillouin ; $u_{l\Gamma}(\mathbf{r})$ est la fonction de Bloch périodique du réseau cristallin au point Γ (qui varie rapidement à l'échelle de la maille cristalline) et $f_l(\mathbf{r})$ la fonction enveloppe (qui varie lentement à l'échelle de la maille cristalline).

Les états propres d'un électron dans un cristal sont décrits par l'équation de Schrödinger avec l'hamiltonien de l'équation 1.3, $H_{cristal}|\Psi\rangle = |E\Psi\rangle$. En considérant uniquement la fonction enveloppe, on retrouve :

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 f_l(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) f_l(\mathbf{r}) = E_l f_l(\mathbf{r}) \quad (1.6)$$

où $V(\mathbf{r})$ est le potentiel cristallin. Dans le cas d'un puits quantique, on peut différencier le plan invariant de liberté x, y ($k_\perp$ le vecteur d'onde dans le plan x, y) et la direction de croissance. L'expression de la fonction enveloppe est alors de la forme :

$$f_{l\mathbf{k}_\perp}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}} \varphi_l(z) \quad (1.7)$$

où S , la surface du cristal normale à z , est présente à des fins de normalisation. On peut alors passer de la description des états propres en trois dimensions (1.6) à une seule dimension² :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \varphi_l(z) \right) + V(z) \varphi_l(z) = E_l \varphi_l(z) \quad (1.8)$$

En introduisant les conditions de continuité aux différentes interfaces dans le puits (barrière, puits, barrière), de la fonction d'onde φ_l et de sa dérivée φ'_l , on retrouve des valeurs propres de la forme [13] :

$$E_{l\mathbf{k}_\perp} = E_l + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_\perp^2}{2m^*} \quad (1.9)$$

où E_l dépend de la forme du potentiel $V(\mathbf{r})$. Les différents niveaux $E_{l\mathbf{k}_\perp}$ sont les sous-bandes du puits.

La figure 2.4 représente le cas simple d'un puits quantique avec des barrières infinies. Les solutions associées aux niveaux énergétiques E_l et aux fonctions d'onde φ_l dans la bande de conduction peuvent être exprimées analytiquement, soit :

$$\begin{aligned} \varphi_l(z) &= \sqrt{\frac{2}{L_z}} \sin\left(l \frac{\pi z}{L_z}\right) \\ E_l(z) &= \frac{\hbar^2 \pi^2}{2} \left(\frac{l^2}{m^* L_z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

avec L_z la largeur du puits et n un nombre entier.

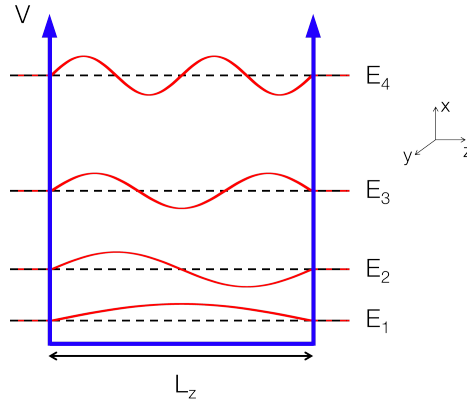


FIGURE 2.4. – Résolution analytique des niveaux d'énergie du puits quantique infini : les différentes fonctions enveloppe $\varphi_l(z)$, associées aux différentes sous-bandes y sont représentées.

Le cas du puits quantique infini ne correspond pas à un cas réel. Néanmoins, les solutions qui en sont extraites nous permettent de faire émerger certaines tendances qui restent valables lorsque l'on utilise des outils de simulation perfectionnés pour décrire un système réel.

On peut notamment mettre en avant le fait que le confinement dans la direction de croissance crée un écart énergétique $\Delta E_{ll'}$, entre deux niveaux quantiques l et l' , qui est d'autant plus grand que l'épaisseur du puits de confinement est réduite. La masse effective joue un rôle similaire dans la différence d'énergie : plus elle sera faible, plus la différence d'énergie sera importante.

1.4.3. Dopage et équation de poisson

L'approximation de la masse effective suffit pour décrire le potentiel subi par un électron dans une hétéro-structure peu dopée. Lorsque le dopage devient important, les électrons commencent à peupler les différents états électroniques de la première sous-bande, ce qui va entraîner une distribution spatiale de charge. Le profil de bande de conduction perturbée devient : $E_c(z) = E_{c,0}(z) - eV(z)$ (avec $E_{c,0}$, le potentiel

2. La notation $\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*(z)} \right) \dots$ est utilisée pour éviter l'anomalie de la variation abrupte de masse effective aux interfaces.

non perturbé ; $-e$, la charge de l'électron et $V(z)$ le potentiel électrostatique). Il est alors nécessaire de prendre en compte les interactions que subissent les électrons en ajoutant un potentiel moyen $U(z)$ dérivé de l'équation de Poisson, soit :

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon(z) \frac{d}{dz} V(z) \right) = -\rho(z) \quad (1.11)$$

où $V(z)$ est le potentiel électrostatique, $\epsilon(z)$ la permittivité et $\rho(z)$ la densité de charge liée aux fonctions d'onde par la relation :

$$\rho(z) = -e \left(\sum_l n_l |\varphi_l(z)|^2 - N_D(z) \right) \quad (1.12)$$

Le premier terme de l'équation 1.12 correspond à la somme de la densité électronique n pour chaque sous-bande, multipliée par la probabilité de présence $|\varphi(z)|^2$. Le deuxième terme est le profil de densité des donneurs ionisés dans la structure : $N_D(z)$.

Les niveaux électroniques sont alors obtenus en résolvant conjointement les deux équations couplées :

$$\begin{cases} \left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \right) + V(z) + U(z) \right) \varphi_l(z) = E_l \varphi_l(z) \\ \frac{d}{dz} \left(\epsilon(z) \frac{d}{dz} U(z) \right) = -e^2 \left(\sum_l n_l |\varphi_l(z)|^2 - N_D(z) \right) \end{cases} \quad (1.13)$$

1.4.4. Règles de sélection

L'action d'un champ électromagnétique de la forme :

$$\mathbf{E} = E_0 \xi \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (1.14)$$

(avec ξ le vecteur de polarisation et $\mathbf{q}$ le vecteur de propagation de l'onde) sur un électron d'une sous-bande peut entraîner une transition d'un état initial $\langle i |$ vers un état final $| f \rangle$. Cette transition est décrite par la règle d'or de Fermi-Dirac :

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_i | H_{int} | \psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \quad (1.15)$$

où $\delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega)$ définit la densité d'états accessibles (i.e. les autres états quantifiés ou sous-bandes du puits). L'hamiltonien H_{int} décrit l'interaction avec le champs électromagnétique par la relation :

$$H_{int} = \frac{e}{2m^*} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{P} + \mathbf{P} \cdot \mathbf{A}) \quad (1.16)$$

avec $-e$ la charge de l'électron ; $\mathbf{P}$, l'opérateur impulsion et $\mathbf{A}$, le potentiel vecteur défini tel que : $\mathbf{E} = \partial \mathbf{A} / \partial t$, soit :

$$\mathbf{A} = \frac{iE_0 \xi}{2\omega} e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + c.c. \quad (1.17)$$

Dans le cadre de l'utilisation de la jauge de Coulomb, soit $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, les opérateurs $\mathbf{P}$ et $\mathbf{A}$ commutent. L'hamiltonien d'interaction H_{int} ainsi que la règle de sélection peuvent alors être écrits sous la forme :

$$\begin{aligned} H_{int} &= \frac{e}{m^*} \mathbf{A} \cdot \mathbf{P} \\ W_{i \rightarrow f} &= \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{4m^{*2} \omega^2} |\langle \psi_i | \xi \cdot \mathbf{P} | \psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \end{aligned} \quad (1.18)$$

L'élément de matrice $\langle \psi_i | \xi \cdot \mathbf{P} | \psi_f \rangle$ contient une composante liée aux transitions inter-bandes ainsi qu'une composante liée aux transitions inter-sous-bandes. On peut séparer ces deux composantes grâce aux propriétés de la fonction enveloppe et des fonctions de Bloch [19]. Dans le cas de transitions inter-sous-bandes, le terme lié aux transitions inter-bandes disparaît. On retrouve alors, toujours dans le modèle à une bande. L'expression de l'élément de matrice :

$$\begin{aligned}
\langle \psi_i | \xi \cdot \mathbf{P} | \psi_f \rangle &= \langle f_{i\mathbf{k}_\perp} | \xi \cdot \mathbf{P} | f_{f\mathbf{k}'_\perp} \rangle = \frac{1}{V} \int d^3r e^{-i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}} \varphi_i^*(z) [\xi_x P_x + \xi_y P_y + \xi_z P_z] e^{-i\mathbf{k}'_\perp \cdot \mathbf{r}} \varphi_f^*(z) \\
&= \xi_z \langle i | P_z | f \rangle = \xi_z \int dz \varphi_i^*(z) P_z \varphi_f(z)
\end{aligned} \tag{1.19}$$

avec V , le volume et où seul le terme selon la direction de croissance z donne une contribution non nulle. En injectant le résultat de 1.19 dans 1.18, l'expression de la probabilité de transition devient :

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{4m^* \omega^2} \xi_z^2 |\langle i | P_z | f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \tag{1.20}$$

et dans la représentation $\mathbf{r}$ ³ :

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{\pi}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{2} \xi_z^2 |\langle i | z | f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \tag{1.21}$$

Puisque seule la composante ξ_z de la polarisation reste dans l'expression du taux de transition, il est impossible d'avoir des transitions pour une lumière se propageant perpendiculairement à la direction de croissance. On retrouve ici la loi de sélection des transitions inter-sous-bandes.

Dans la réalité, la transition a une largeur finie qui peut être décrite par une fonction Lorentzienne (pour un élargissement homogène), soit :

$$L(E) = \frac{\gamma_{if}}{\pi} \frac{1}{(E_{if} - E)^2 + \gamma_{if}^2} \tag{1.22}$$

où $2\gamma_{if}$ correspond à la largeur à mi-hauteur et $E_{if} = E_i - E_f$. On peut alors ré-écrire l'équation 1.21 :

$$W_{i \rightarrow f}(\hbar\omega) = \frac{e^2 E_0^2 |\langle z_{if} \rangle|^2}{2\hbar} \frac{\gamma_{if}}{(E_{if} - \hbar\omega)^2 + \gamma_{if}^2} \tag{1.23}$$

où $\langle i | z | f \rangle$ a été remplacé par l'écriture $\langle z_{if} \rangle$.

Le taux de transition pour un mode de photon, $W_{i \rightarrow f}$ est la somme des trois phénomènes possibles lors de l'interaction, soit :

$$W_{i \rightarrow f} = W_{i \rightarrow f}^{abs} + W_{i \rightarrow f}^{sp} + W_{i \rightarrow f}^{st} \tag{1.24}$$

qui correspondent respectivement à l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Ces trois termes sont reliés par les coefficients d'Einstein [20].

1.4.5. Force d'oscillateur

Il est utile de définir un facteur sans dimension : la «force d'oscillateur», qui caractérise le couplage entre toutes les différentes sous-bandes et obéit à une règle de sommation normalisée, soit :

$$\sum_{l'} f_{ll'} = 1 \tag{1.25}$$

Pour une transition de l'état initial l , vers l'état final l' , la force d'oscillateur est définie telle que [13] :

$$f_{ll'} = \frac{2}{m^* \hbar \omega_{l'l}} |\langle l | p_z | l' \rangle|^2 = \frac{2m^* \omega_{l'l}}{\hbar} |\langle l | z | l' \rangle|^2 \tag{1.26}$$

avec $\omega_{l'l} = (E'_l - E_l)/\hbar$ et $|\langle l | z | l' \rangle|^2$, l'élément de la matrice dipolaire correspondant à la transition.

On retrouve alors en intégrant la force d'oscillateur dans l'équation 1.23 :

$$W_{i \rightarrow f}(\hbar\omega) = \frac{e^2 E_0^2}{4m^* \omega_{if}} f_{if} \frac{\gamma_{if}}{(E_{if} - \hbar\omega)^2 + \gamma_{if}^2} \tag{1.27}$$

3. Les éléments de matrice associés à la représentation plus commune $\mathbf{r}$ sont reliés aux éléments de matrice en représentation $\mathbf{P}$ par la relation : $\mathbf{p}_{ll'} = im^* \omega_{ll'} \mathbf{r}_{ll'}$ avec l et l' , respectivement, la sous-bande initiale et la sous-bande finale.

Dans le cas du puits quantique infini, l'expression de la force d'oscillateur est proportionnelle à une fonction Ξ qui est nulle lorsque le produit ll' est pair et unité lorsqu'il est impair. Ceci implique que seules les transitions entre les sous-bandes présentant des fonctions enveloppe de parité différente sont permises⁴.

Pour les transitions concernant l'état initial 1, la force d'oscillateur de la transition vers l'état 2, $f_{1 \rightarrow 2}$, est de 0,96 (les valeurs des transitions de parité différente suivantes sont de $f_{1 \rightarrow 4} = 0,03$ et $f_{1 \rightarrow 6} < 0,01$). Ceci met en évidence que la force d'oscillateur entre des niveaux non consécutifs est très faible (Les processus d'absorption/émission sont respectivement traduit par un signe positif et négatif).

La force d'oscillateur peut aussi être exprimée en fonction de la masse m_0 [1]. On a alors : $f_{ll'} \propto P(l-l')(m_0/m^*)$. La somme n'est alors plus unitaire mais de l'ordre d'un rapport de m_0/m^* .

2. Couplage faible lumière-matière : lasers à cascade quantique

Le laser à cascade quantique (« QCL » pour « quantum cascade laser ») est une source de lumière cohérente unipolaire (n'utilisant qu'un seul type de charge : l'électron) utilisant des matériaux semi-conducteurs. Un laser à cascade quantique est composé d'une région active (ou milieu à gain), d'un guide d'ondes qui permet de confiner le maximum de lumière dans la région active et d'une cavité optique qui induit une contre-réaction optique. La région active où se produisent les transitions radiatives inter-sous-bandes, grâce à l'inversion de population, est reproduite plusieurs fois. Les différentes régions actives sont reliées par des régions d'injection qui permettent le recyclage des électrons. Cet ensemble est pompé électriquement pour assurer l'approvisionnement en porteurs par effet tunnel sous l'application d'un champ. La tension appliquée donne la forme de marche d'escalier ou plus communément de cascade à la structure de bande. Les lasers à cascade quantique sont des sources compactes, performantes et robustes qui aujourd'hui couvrent une grande gamme de longueurs d'onde allant du proche infrarouge jusqu'au THz [14]. Le principe d'émission de ces lasers a été proposé par R.F. Kazarinov et R.A. Suris en 1971 [21], mais sa première réalisation expérimentale n'a vu le jour qu'en 1994 dans l'équipe de F. Capasso [2]. Les lasers à cascade quantique fonctionnent dans un régime de couplage lumière - matière faible : les états électroniques et photoniques sont faiblement couplés et leur interaction est considérée comme irréversible.

2.1. Principe de fonctionnement

Dans ce travail de thèse, je ne m'intéresse qu'aux transitions prenant place dans la bande de conduction.

Les transitions radiatives dans les lasers à cascade quantique se produisent entre les sous-bandes des puits quantiques dans la région active.

Une des spécificités de ces structures réside dans leur ingénierie en cascade où l'électron est recyclé d'une période à l'autre en contribuant à chaque fois au gain du milieu. Chaque dispositif peut disposer d'une période jusqu'à une centaine de périodes. Chaque période possède sa partie active et sa partie de transport qui permet le transit des électrons d'une partie active à la suivante.

Le temps de relaxation par émission spontanée est long (quelques ns) comparé au temps de relaxation non radiatif ultra-rapide des porteurs par émission de phonons (de l'ordre de la pico-seconde). Pour passer outre ce désavantage et atteindre le régime laser, une ingénierie de bandes judicieuse de la structure est employée. L'inversion de population entre les états responsables des transitions radiatives en est un exemple, elle permet la relaxation des porteurs par le phénomène de l'émission stimulée qui rivalise avec les temps de vie (expression désignant des temps de relaxation ou de diffusion) non radiatifs.

Comme on a pu le voir dans la première partie du chapitre, grâce à l'utilisation des transitions inter-sous-bandes, l'énergie des transitions dans les lasers à cascade quantique peut être contrôlée uniquement par l'épaisseur des puits quantiques⁵ (épaisseur physique des couches).

La superposition des couches de semi-conducteurs successives (barrière/puits) permet d'une part, de confiner spatialement l'électron dans la direction de croissance et d'autre part, d'optimiser d'autres paramètres de la structure tels que l'effet tunnel ou la minimisation de l'échappement des électrons par activation thermique par exemple.

4. Cela reste valable pour le puits fini mais n'est néanmoins plus le cas dès lors que l'on applique un potentiel ou que le puits n'est pas symétrique pour un cas réel.

5. Les barrières jouent aussi un rôle lié au couplage des différents puits.

La figure 2.5 schématise la structure de bande de conduction d'un laser à cascade quantique. En encart, la structure non polarisée (c.à.d. non soumise à un champ électrique) est représentée. Lorsqu'un champ est appliqué à ses bornes, la structure s'aligne et, théoriquement, chaque électron injecté au-dessus du seuil laser émet n photons (avec n le nombre total de régions actives) en traversant la structure. Il contribue donc au gain du milieu à chaque puits. Les niveaux quantifiés de la structure peuvent aussi créer des bandes interdites électroniques (voir 2.3.2).

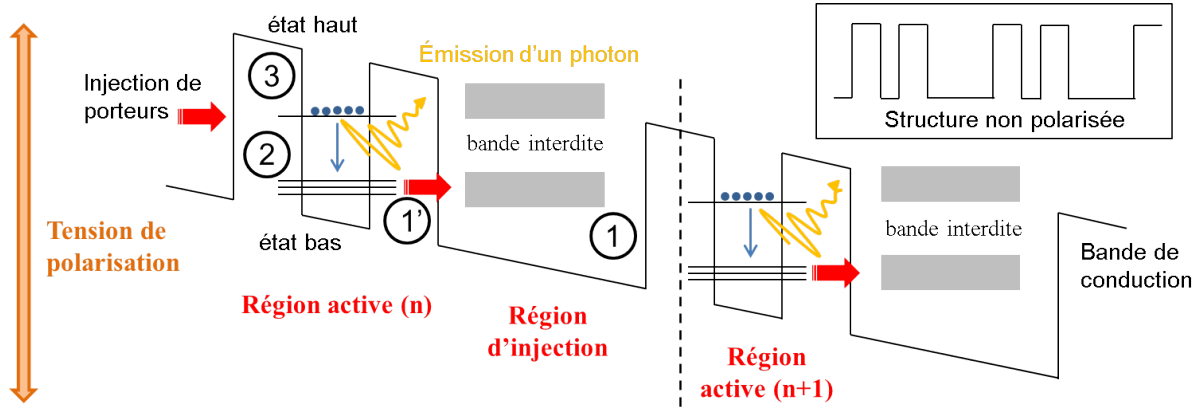


FIGURE 2.5. – Schéma d'une région active typique. L'électron se relaxe en passant de l'état 3 (état haut) à l'état 2 (état bas) en émettant un photon. Il transite ensuite vers le puits quantique suivant par différents mécanismes de diffusions et effet tunnel via la région d'injection (états 1' et 1). Plusieurs régions actives peuvent être concaténées et l'électron issu de la région active « n » se retrouve ainsi recyclé et réémet un photon dans la région active « $n+1$ ». Un électron contribuera alors au gain du milieu à chaque puits.

Si le procédé de génération de photons dans les lasers à cascade peut être indépendant des matériaux utilisés, les propriétés des différents systèmes de matériaux les rendent spécifiques à certaines plages de longueur d'onde. Ces particularités seront discutées dans la partie portant sur l'état de l'art des lasers à cascade quantique.

2.2. Gain laser

Le gain d'un laser : G est l'équivalent de l'amplification de la lumière par unité de longueur. Pour entrer dans le régime laser, il faut que le gain modal : G_M , prodigué par la cascade quantique de la région active, égale (seuil laser) et dépasse les pertes totales du système.

Dans un laser à cascade quantique, il existe toujours une petite partie du mode guidé qui s'étend hors de la région active. On utilise alors le facteur de confinement : Γ (voir section 3.1) pour décrire la fraction du mode qui reste confinée dans la zone de gain. Le gain modal peut alors s'écrire comme le produit du gain différentiel de la zone active : g et du facteur de recouvrement du mode optique, soit $g_m = g\Gamma$.

Comme on l'a aussi vu précédemment, la structure en cascade peut conférer du gain à chaque période, il faut donc aussi prendre en compte le nombre de puits actifs dans l'expression du gain.

On retrouve, en prenant en compte ces différents paramètres, l'expression du gain d'un mode (gain modal) G_M , à la condition de seuil :

$$G_M = G_m \Gamma = g J_{th} \Gamma = g J_{th} \Gamma_p N_p = \alpha_{tot} = \alpha_g + \alpha_m \quad (2.1)$$

où G_m est dit : le gain matériel ; g est le coefficient de gain ; Γ_p est le facteur de recouvrement du mode d'une période⁶ ; N_p est le nombre de périodes ; J_{th} , la densité de courant de seuil et α_{tot} , les pertes totales du dispositif qui sont égales à la somme des pertes du guide : α_g et des pertes miroir : α_m .

Pour remonter à l'expression du gain inter-sous-bandes, je décris ici les différents mécanismes liés au cas d'une région active simplifiée. Historiquement et pour des raisons de simplicité, on utilise un cas à 3 niveaux. La figure 2.6 représente cette configuration où le mécanisme de gain inter-sous-bandes

6. On considère ici que le recouvrement du mode est comparable pour toutes les périodes.

provient de l'inversion de population entre l'état 3 et 2. Les électrons de l'état 3 peuvent se relaxer vers les états 2 et 1, respectivement avec les temps caractéristiques τ_{32} et τ_{31} . Un temps d'échappement vers le continuum est aussi pris en compte avec le temps caractéristique : τ_{ech} . L'électron sera ensuite recyclé de l'état 1 du puits à l'état 3 du puits suivant par un injecteur constitué d'un seul niveau avec une population constante n_g . L'état 1 et l'état injecteur sont fusionnés pour faciliter l'analyse. On définit l'efficacité d'injection comme :

$$\eta_i = \frac{J_3}{J_{inj}} \quad (2.2)$$

où le rapport optimal du courant injecté dans le niveau 3 (J_3) sur le courant de l'injecteur précédent (J_{inj}) est 1. Une activation thermique vers un état excité d'énergie supérieure au niveau 3, ainsi qu'une injection directe dans les états 1 ou 2 suivants réduisent ce facteur.

L'expression du gain est dérivée des équations usuelles du modèle de la « rate-equation » étendue au phénomène de la transition inter-sous-bandes.

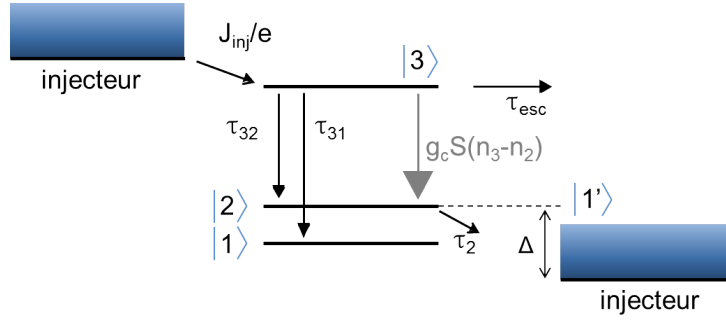


FIGURE 2.6. – Représentation de l'inversion de population dans le cas simple d'une région à 3 niveaux.

Le temps de vie total de l'état 3 est alors :

$$\frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{31}} + \frac{1}{\tau_{esc}} \quad (2.3)$$

où τ_3 , τ_{32} , τ_{31} et τ_{esc} représentent respectivement le temps de vie total de l'état 3, de la transition $3 \rightarrow 2$, de la transition $3 \rightarrow 1$ et de l'échappement des électrons vers le continuum.

Le niveau injecteur est considéré comme ne pouvant jamais être tari. Sa densité est définie comme $n_{inj} \gg n_2, n_3$, de telle manière que les fluctuations du niveaux n_{inj} soient négligées. Les équations bilans des niveaux 3, 2 et de la densité de photon S , sont alors ⁷ :

$$\begin{aligned} \frac{dn_3}{dt} &= \frac{J_{inj}}{e} \eta_i - \frac{n_3}{\tau_3} - S g_c (n_3 - n_2) \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{n_3}{\tau_{32}} + S g_c (n_3 - n_2) - \frac{n_2 - n_2^{therm}}{\tau_2} \\ \frac{dS}{dt} &= \frac{c}{n_{eff}} \left[(g_c (n_3 - n_2) - \alpha_{tot}) S + \beta \frac{n_3}{\tau_{sp}} \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

où g_c est le coefficient de gain de la section transversale (défini comme $g/\Delta n$); c , la célérité de la lumière; n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode; α_{tot} , les pertes totales; β , la fraction d'émission spontanée émise dans le mode laser et τ_{sp} le temps d'émission spontanée. Le terme $n_{therm} = n_g \exp(-\Delta/kT)$ représente les électrons thermo-activés qui reviennent sur le niveau 2 avec Δ , la différence d'énergie entre les niveaux de Fermi du niveau injecteur et du niveau 2. On considère kT comme plus grand que la différence d'énergie des niveaux de Fermi du niveau 2 et du niveau injecteur.

Au seuil ($S = 0$, défini comme la condition jusqu'à laquelle le flux de photons est considéré comme nul), en régime stationnaire (en égalant les dérivées à 0) et en négligeant l'émission spontanée (qui représente une très faible fraction de la lumière émise, $\beta \propto 0,001$ [22]), on obtient les densités simplifiées suivantes :

7. Je considère ici le cas le plus simple où η_i est égal à 1. Dans le cas contraire, on peut rajouter des composantes dans les équations bilan telles que $J_{inj} \eta_2$ dans l'équation bilan de l'état 2.

$$\begin{aligned}
n_3 &= \frac{\eta_i J_{inj}}{e} \tau_3 \\
n_2 &= n_3 \frac{\tau_2}{\tau_{32}} + n_2^{therm} \\
n_3 - n_2 &= \frac{\eta_i J_{inj}}{e} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) - n_2^{therm}
\end{aligned} \tag{2.5}$$

et le seuil associé (soit $\eta_i J_{inj} = J_{th}$) :

$$J_{th} = e \frac{\alpha_{tot}/g_c + n_2^{therm}}{\tau_3(1 - \tau_2/\tau_{32})} \tag{2.6}$$

Pour retrouver l'expression du gain, on va définir la géométrie de la région active que l'on considère et qui est représentée en figure 2.7. Il s'agit d'une région active d'épaisseur h_a et de longueur l_g ainsi que la direction de propagation d'une onde plane en son sein.

L'expression de la densité de puissance portée par cette onde plane est [23] :

$$P = \frac{1}{2} \epsilon_0 n c E_0^2 \tag{2.7}$$

avec E_0 l'amplitude de l'onde se propageant ; n , l'indice de réfraction du matériau ; c , la célérité de la lumière et ϵ_0 la permittivité du vide. La figure 2.7 montre la géométrie de la région active ainsi que la direction de propagation de l'onde.

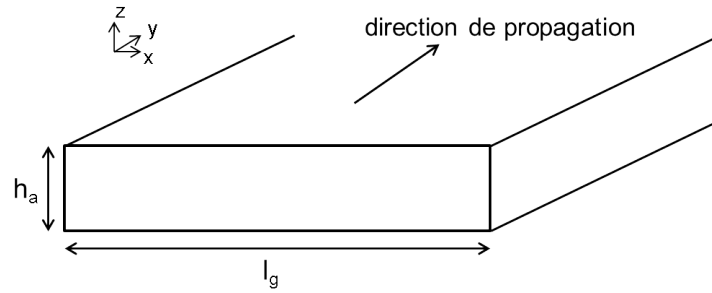


FIGURE 2.7. – Schématisation de la géométrie du dispositif utilisé pour dériver le gain. La direction de croissance est z et la lumière se propage selon y .

Le flux de photons avec une énergie centrée sur la transition $3 \rightarrow 2$ ($\hbar\omega \approx E_{32}$) traversant la structure par unité de temps est :

$$\Phi = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 n c E_0^2}{E_{32}} l_g h_a \tag{2.8}$$

La variation du flux selon la direction y est donnée par l'expression :

$$d\Phi = W_{32}^{st} n_3 l_g dy - W_{32}^{abs} n_2 l_g dy \tag{2.9}$$

où $n_3 l_g dy$ ($n_2 l_g dy$) est le nombre d'électrons du niveau 3(2) d'une lamelle de longueur dy .

Le premier terme correspond à l'émission stimulée et le second à l'absorption.

L'expression du taux de transition, pour une énergie des photons centrée sur celle de la transition, est, d'après l'équation 1.23 (dans laquelle on a remplacé $\hbar\omega$ par E_{32}) :

$$W_{32} = \frac{e^2 E_0^2 |\langle z_{32} \rangle|^2}{2 \hbar \gamma_{if}} \tag{2.10}$$

En injectant dans l'expression du gain matériel, que l'on définit comme la variation du flux de photons (2.9) sur le nombre de photons total (2.8), on retrouve :

$$G_m = \frac{d\Phi dy}{\Phi} = \frac{e^2 \langle z_{32} \rangle^2 \omega}{\epsilon_0 c n \gamma_{32} h_a} (n_3 - n_2) \tag{2.11}$$

En injectant maintenant la définition de l'inversion de population de l'équation 2.5 (dans laquelle on néglige le terme n_2^{therm}), on retrouve l'expression usuelle du gain laser définie en fonction de la densité de courant $G_m = gJ$ où le coefficient de gain g est :

$$g = \frac{e\langle z_{32} \rangle^2 \omega}{\epsilon_0 c n \gamma_{32} h_a} \eta_i \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) \quad (2.12)$$

ou encore en utilisant l'expression de la force d'oscillateur (équation 1.26) pour la transition $3 \rightarrow 2$:

$$g = \eta_i \frac{e\hbar}{2\epsilon_0 c n m^* \gamma_{32} h_a} f_{32} \tau_3 \left[1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right] \quad (2.13)$$

et l'expression du seuil :

$$J_{th} = \frac{1}{\tau_3 \left[1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right]} \frac{\alpha_{tot}}{\Gamma} \frac{2\epsilon_0 c n m^* \gamma_{32} h_a}{\eta_i e \hbar f_{32}} \quad (2.14)$$

Pour obtenir le gain modal, il faut prendre en compte l'indice effectif du mode et son facteur de recouvrement (Γ pour le gain et $1/\Gamma$ pour le seuil).

De ces différentes expressions, on peut déduire plusieurs paramètres clés pour obtenir un gain élevé pour un laser à cascade quantique dans le cas d'un système à 3 niveaux.

D'une part, l'inversion de population ($n_3 - n_2$) doit être la plus élevée possible. D'autre part, il faut une force d'oscillateur élevée.

On cherche à favoriser l'émission stimulée en établissant et pérennisant l'inversion de population, la situation optimale dérive d'un temps de vie τ_3 long et d'un rapport τ_2/τ_{32} le plus faible possible. Dans la gamme de fréquences du moyen infrarouge (où les énergies des photons sont supérieures à celle des phonons optiques), le temps de vie τ_{32} est essentiellement déterminé par la relaxation non radiative des électrons par émission de phonons optiques longitudinaux. On va voir par la suite qu'il est possible d'utiliser ces phonons pour favoriser l'inversion de population.

Pour avoir une grande force d'oscillateur, on peut jouer sur la famille de matériaux pour avoir une faible masse effective. Un recouvrement maximal des fonctions d'onde permet aussi d'avoir une force d'oscillateur élevée.

Enfin, Le recouvrement du mode avec la région active doit être fort et dépend du type de guide utilisé (voir 3) et du nombre de régions actives

2.3. Ingénierie de la structure

Pour éviter toute fuite des électrons, du niveau injecteur vers le continuum ou vers d'autres états de plus hautes énergies par activation thermique, qui réduirait l'efficacité du dispositif, on peut utiliser des barrières possédant une haute énergie ou plus épaisse.

Pour minimiser l'injection des électrons directement dans des niveaux de plus basse énergie (sans transiter par l'état 3 et donc sans participer au gain de la structure), on utilisera un puits quantique étroit après la barrière d'injection pour jouer sur le couplage entre l'injecteur et les niveaux 3, 2 et 1.

Ces modifications de dessin de structure font partie de l'ingénierie de la région active. Dans cette partie, je présente des concepts nécessaires à la compréhension de cette ingénierie.

2.3.1. Transitions non radiatives

Dans la partie précédente, j'ai discuté du gain de la structure lié aux transitions radiatives. Les transitions non radiatives ont un rôle important dans le fonctionnement des lasers à cascade quantique. Bien qu'elles limitent les performances des lasers en permettant des transitions très rapides non désirées, elles permettent d'établir l'inversion de population puisqu'elles vont servir à dépeupler efficacement le niveau bas de la transition. Parmi les transitions non radiatives, on peut citer l'émission de phonons ou les collisions électron-électron.

Dans le domaine du moyen infrarouge, c'est l'interaction électron-phonon longitudinal optique (LO) qui domine [24]. La conception de structures de bandes telles que l'énergie de séparation entre le niveau bas de la transition et un niveau inférieur soit environ égale à l'énergie du phonon LO va dans le sens d'un dépeuplement efficace (par le biais de ce processus ultra-rapide).

2.3.2. Puits couplés

La figure 2.8 a) présente deux puits quantiques identiques avec une épaisseur de 60 Å séparés par une barrière de 150 Å. Les fonctions enveloppe décrivant les électrons dans les deux puits quantiques sont découplées. Dans le deuxième cas (figure 2.8 b)) la barrière de potentiel de 30 Å est suffisamment fine pour que les deux puits quantiques forment un système couplé. Les deux fonctions enveloppe sont alors délocalisées dans les deux puits quantiques et forment un ensemble composé d'une fonction symétrique et d'une fonction antisymétrique avec une séparation d'énergie ΔE_s . Plus la barrière entre les deux puits est fine, plus l'écart d'énergie est important, tendant vers le comportement d'un puits quantique unique.

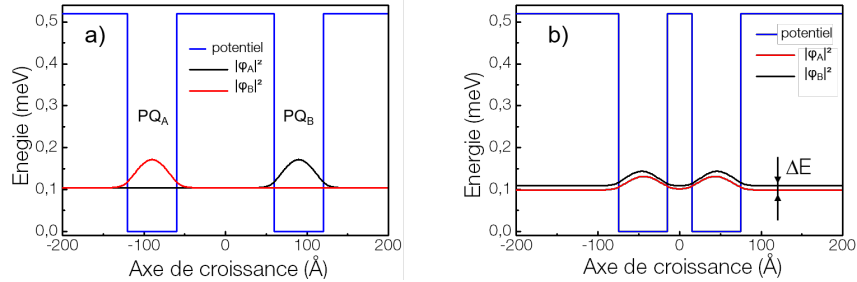


FIGURE 2.8. – Puits quantiques d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ de 60 Å de large ⁸, séparés par une barrière d' $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ a) de 150 Å ne permettant pas de couplage entre les deux puits b) de 30 Å, la barrière est maintenant suffisamment fine pour qu'un couplage entre les deux fonctions d'onde apparaisse et engendre deux nouvelles fonctions d'onde distantes d'une énergie ΔE . La fonction associée au puits A est tracée en rouge et la fonction associée au puits B en noir.

2.4. Injection

L'application d'un champ électrique aux bornes du dispositif va permettre l'alignement de la structure en cascade. L'injecteur a une fonction de liaison mais aussi une fonction de réservoir. Dans le but de réaliser cette dernière fonction, l'ensemble des injecteurs de la structure est dopés n, par l'ajout d'atomes de silicium lors de la croissance. Les dopants doivent être répartis uniformément dans les injecteurs sur toute la croissance pour assurer une distribution du champ électrique stable et homogène [25].

Les électrons transitent via l'injecteur par effet tunnel. Un injecteur réel est constitué d'un grand nombre de puits quantiques couplés entre eux grâce à de très fines barrières. Cette ingénierie de bandes engendre la formation de mini-bandes (ou mini-continums) et de mini-bandes interdites (dépendantes du matériau et de l'épaisseur des couches), empêchant par exemple le niveau 3 du précédent puits actif de se dépeupler par effet tunnel. La figure 2.9 présente un schéma simplifié d'un injecteur. Lorsque le système est aligné, le plus bas niveau de l'injecteur et l'état haut de la région active se rapprochent jusqu'à être dégénérés.

Comme on l'a vu dans la section précédente (2.3.2), la barrière séparant le niveau injecteur du niveau haut (dite barrière d'injection) permet, en fonction de son épaisseur, de passer d'un cas où les deux puits sont découplés à un cas quasiment équivalent à un seul puits quantique. La diminution de l'épaisseur de la barrière d'injection augmentera donc l'anticroisement des niveaux tout en augmentant le recouvrement des fonctions d'onde. L'énergie séparant ces deux niveaux est égale à $2\hbar\Omega_{i3}$, avec $\Omega_{i3} = \Omega_R$ la fréquence de Rabi.

À partir du modèle de la matrice densité et dans l'approximation des liaisons fortes, on peut écrire le courant tunnel, entre l'état de l'injecteur (i) et l'état haut (3) de la région active, comme [26] :

$$J = eN_s \frac{2|\Omega_{i3}|^2 \tau_{\perp}}{1 + \Delta^2 \tau_{\perp}^2 + 4|\Omega_{i3}|^2 \tau_3 \tau_{\perp}} \quad (2.15)$$

$$\Delta = (E_g - E_3)/\hbar = \frac{ed}{\hbar}(F - F_r) \quad (2.16)$$

avec $-e$: la charge électronique ; N_s : la densité de dopage de l'injecteur ; $\hbar|\Omega_{i3}|$ l'énergie de séparation à la résonance entre l'état fondamental de l'injecteur et l'état haut de la région active (fréquence de Rabi) ; $d = |\langle \varphi_i | z | \varphi_i \rangle - \langle \varphi_3 | z | \varphi_3 \rangle|$: la séparation spatiale entre les barycentres des charges électroniques des deux probabilités de distribution ; F : champ électrique moyen appliqué sur la distance d ; F_r : champ

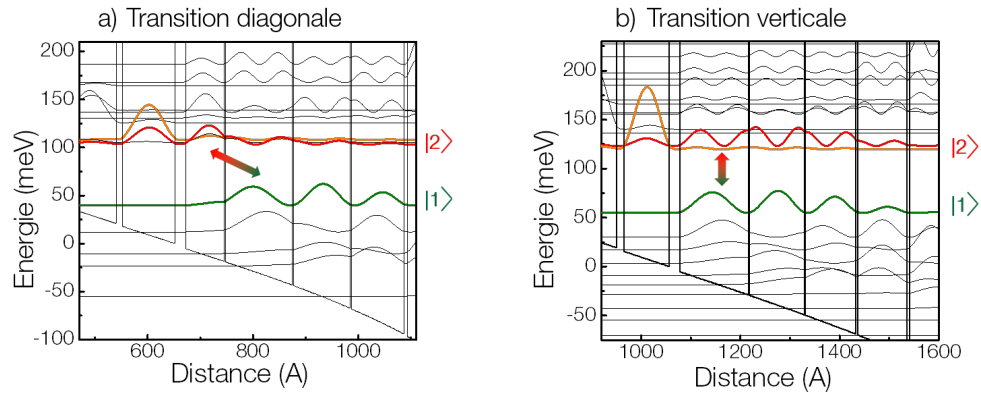


FIGURE 2.10. – Schéma de région active à 4 puits quantiques et double phonons résonnants a) présentant une transition optique directe b) présentant une transition optique diagonale par l'ajout d'un cinquième puits.

puits quantiques pour la transition optique verticale et l'utilisation d'un premier puits quantique fin pour la transition diagonale.

Dans le cas d'une transition verticale (figure 2.10 a)), la largeur des quatre puits quantiques (et des barrières associées) détermine la longueur d'onde d'émission du laser ainsi que l'énergie de la transition $2 \rightarrow 1$. La force d'oscillateur f_{32} est élevée car le recouvrement spatial entre le troisième et le deuxième niveau est important. L'inversion de population est assurée par l'extraction par double phonons du niveau $2 \rightarrow 1$.

La transition peut aussi être diagonale (indirecte spatialement, figure 2.10 b)). Dans ce cas de figure, l'électron émet un photon en passant du niveau 3, fortement localisé dans le cinquième puits (premier sur la figure), vers le niveau 2, qui est localisé dans le reste des puits. Les puits sont toujours choisis de façon à accorder la transition $2 \rightarrow 1$ en résonance avec l'énergie d'un phonon optique longitudinal. Cette fois-ci, la longueur d'onde d'émission du photon émis dépend majoritairement de la largeur du premier puits. Le recouvrement spatial entre les niveaux 3 et 2 étant plus faible que dans le cas d'une transition verticale, le temps de relaxation totale τ_3 est plus élevé. En contrepartie, la force d'oscillateur de la transition optique associée f_{32} est plus faible mais l'efficacité d'injection dans l'état 3 est plus élevée.

L'utilisation de dessins présentant une extraction à double phonons résonnants est utile pour conserver une inversion de population efficace lorsque la température augmente [29, 30]. Cette adjonction, de ce deuxième phonon résonnant, va permettre de diminuer la population d'électrons de l'état bas de la transition, activés thermiquement (atténuant l'inversion de population (2.5), provenant de l'état inférieur (état 1) ou directement de l'injecteur (état 1')).

La référence [28] présente des informations plus détaillées relatives à ces deux structures. La structure à transition directe sera aussi plus détaillée dans le prochain chapitre.

D'autres types de régions actives très performantes ont été développées utilisant un super réseau de puits quantiques. On peut citer la structure dite : «chirped superlattice» (super réseau compensé) démontrée par A. Tredicucci et al. en 1998 [31]. Dans ces types de dessins de région active, la largeur des puits quantiques diminue dans le sens de la propagation des électrons, créant, hors polarisation, des états non résonnants. Lorsqu'un champ est appliqué, les états entrent en résonance et leurs anticroisements créent une mini-bande plate (i. e. une variété d'états délocalisés, proche énergétiquement). La transition optique a lieu entre deux mini-bandes délocalisées sur plusieurs puits quantiques (6 dans la référence [31]). Cela permet une inversion de population efficace, même à haute température, grâce au temps de relaxation extrêmement rapide de la mini-bande. On obtient aussi de larges éléments de matrice dipolaire et une large densité de courant accessible.

On peut aussi citer la structure : «bound-to-continuum» développée par J. Faist et al. en 2001 [32]. Le rôle du niveau inférieur de la transition optique est là aussi assuré par une mini-bande, mais le niveau haut de la transition est cette fois isolé par l'implémentation d'un puits quantique étroit. On a alors une bande interdite électronique importante au-dessus de la mini-bande d'extraction, réduisant ainsi la probabilité qu'un électron soit injecté vers le continuum du super réseau.

2.6. Couverture spectrale / État de l'art

Depuis la première démonstration d'un laser à cascade quantique à $4,2\text{ }\mu\text{m}$ dans le système InP [2] en 1994, trois systèmes majeurs de famille de matériaux ont été utilisés pour leur réalisation : Indium Gallium Arsenic/Aluminium Indium Arsenic (InGaAs/AlInAs) sur substrat en Phosphore d'Indium (InP); Arsenic de Galium/Aluminium Gallium Arsenic (GaAs/AlGaAs) sur substrat GaAs [33]; les composés à base d'antimoniure, tels que l'Arsenic d'Indium/Antimoniure d'Aluminium (InAs/AlSb) sur substrat InAs,[34], InGaAs/AlAsSb sur substrat InP [35], ou encore récemment InGaAs/GaAsSb sur InP [36]. Chacun de ces matériaux convient plus particulièrement à une plage de longueurs d'onde spécifique résultant des différentes masses effectives, de la différence d'énergie entre bande de conduction ou encore de leur indice de réfraction. Le matériau de choix pour les applications moyen infrarouge (MIR) reste l'InGaAs/AlInAs avec d'excellentes performances dans toute la gamme de fréquences allant de $3,5$ à $15\text{ }\mu\text{m}$ [3]. Le système de matériaux GaAs/AlGaAs est préféré pour les applications dans le domaine du THz ($65\text{ }\mu\text{m} < \lambda < 250\text{ }\mu\text{m}$). En s'alliant à la géométrie de guide d'ondes dite metal-metal [37], la température maximale de fonctionnement d'environ 200 K a été atteinte [38]. L'InGaAs/GaAsSb sur substrat InP est une solution alternative pour les lasers à cascade quantique THz [36]. Viennent ensuite les systèmes à base d'antimoniures, développés pour les courtes longueurs d'onde [39] (les premières réalisations démontrant des lasers à des longueurs d'onde de 10 et $6,7\text{ }\mu\text{m}$ [40, 41]), grâce à la grande différence d'énergie de bande de conduction disponible et qui tendent à se développer sur le reste de la gamme spectrale couverte par les lasers à cascade quantique.

La figure 2.11 représente une vue schématisée de l'état de l'art des lasers à cascade quantique en termes de température maximale d'opération. Les points bleus représentent les résultats sur des lasers à base de systèmes sur substrat InP, les verts, sur substrat GaAs. On peut voir une chute de cette caractéristique autour des $16\text{ }\mu\text{m}$.

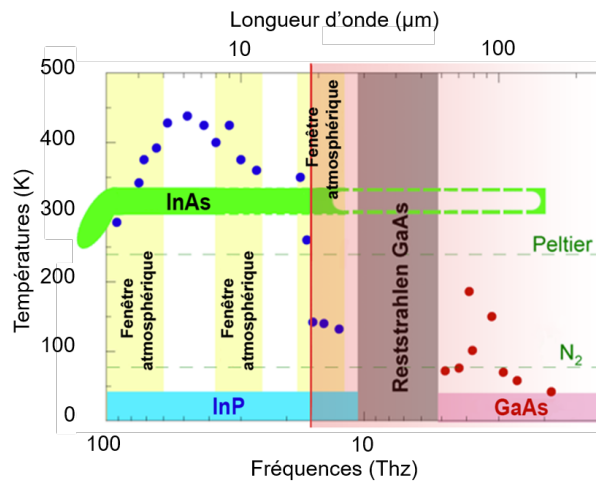


FIGURE 2.11. – Schématisation de l'état de l'art des lasers à cascade quantique dans le moyen infrarouge et l'infrarouge lointain. La ligne rouge démarque la zone du lointain infrarouge où les performances des laser à cascade quantique commencent à chuter, notamment en termes de température maximale d'opération.

2.7. Gap spectral à $16\text{-}24\text{ }\mu\text{m}$ et domaine d'application

La gamme de fréquences du moyen/lointain infrarouge ($15\text{ }\mu\text{m} < \lambda < 30\text{ }\mu\text{m}$) est très importante pour les applications telles que la détection de larges molécules organiques (dont l'empreinte d'absorption se situe dans cet intervalle de fréquences) et pour la radio-astronomie (oscillateurs locaux pour les détecteurs hétérodynes). Pourtant cette gamme de longueurs d'onde, communément appelée la 4ème fenêtre de transparence atmosphérique (bien qu'entrecoupée de nombreuses raies d'absorption de l'eau), reste quasiment inexplorée. Des lasers performants, opérant dans ces longueurs d'onde, seraient d'une grande valeur.

2.8. État de l'art des lasers à cascade quantique dans les grandes longueurs d'onde

Bien que les premiers lasers à cascade quantique dans les grandes longueurs d'onde aient été démontrés expérimentalement il y a plus d'une dizaine d'années [42], les performances dans cette partie du spectre, n'atteignent pas les résultats des plus courtes longueurs d'onde. La nette décroissance des performances autour des 20 THz provient de l'augmentation du taux d'émission des phonons liée au rapprochement énergétique de l'énergie des photons générés vers la bande «Reststrahlen» (bande de fréquences proche de la fréquence de vibration des ions du système), ainsi que de l'augmentation de l'absorption par porteurs libres vers les plus faibles fréquences (voir 3.2.1).

La figure 2.12 présente un état de l'art des lasers à cascade quantique au début de ma thèse.

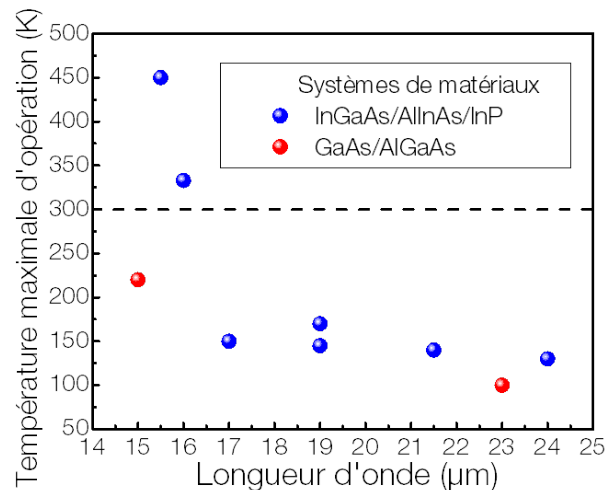


FIGURE 2.12. – *Etat de l'art des lasers à cascade quantique en termes de température en fonction de la longueur d'onde dans l'infrarouge lointain. La nette décroissance des performances provient de la proximité avec la bande «Reststrahlen».*

Toutes sortes de dessins de régions actives ont été utilisés, allant du réseau « chirpé » [43, 44], à la transition diagonale [45], en passant par le « bound-to-continuum » [46]. Différents matériaux comme l'InGaAs ou le GaAs [44], ainsi que différentes géométries de guide : diélectrique [45], à confinement par air [46], simple plasmon [42, 47] ou encore métal-métal [48] (voir partie 3.4) ont été employés.

L'un des objectifs de ma thèse est donc de proposer une solution alternative pour obtenir des dispositifs performants, notamment en matière de température maximale de fonctionnement dans ce domaine de longueurs d'onde. L'accent a été mis sur l'utilisation du système de matériaux InAs.

3. Couplage fort lumière-matière : polaritons inter-sous-bandes

On a vu, dans la partie précédente, qu'une ingénierie de bandes permet, grâce à l'inversion de population, d'obtenir des dispositifs lasers performants fonctionnant sur le principe de l'émission stimulée. Néanmoins, d'autres approches sont possibles.

La force de couplage d'un système, décrite par l'intermédiaire de la fréquence de Rabi, entre un mode de cavité et une excitation de la matière, peut devenir très intense. On entre alors dans un régime dit de couplage fort et de nouveaux états propres du système, combinaison des états découplés, prennent place. Le temps caractéristique de leur interaction étant de l'ordre du temps de vie des processus non radiatifs, cette interaction peut permettre de générer une efficacité quantique élevée que l'on doit pouvoir observer dans des dispositifs électroluminescents.

Cette troisième partie rapporte le travail effectué dans le but de réaliser des dispositifs quantiques fonctionnant en régime de couplage fort entre une excitation d'un gaz d'électrons dans un puits quantique à base de semi-conducteurs et un mode de cavité dans le moyen infrarouge.

3.1. Du couplage faible au couplage fort

Lorsqu'une transition inter-sous-bandes (niveau d'énergie discret) entre en résonance avec un mode de cavité par le couplage lié à l'interaction dipolaire électrique, il est possible d'atteindre un régime de couplage fort. Pour entrer dans ce régime, les temps d'amortissement des deux composantes, matière et lumière, doivent être plus grands que la période des oscillations du système : $T = 2\pi/\Omega$ (ou Ω est la fréquence des oscillations).

La condition pour observer ce couplage fort expérimentalement, autrement appelée la coopérativité [49], est :

$$C = \frac{4\hbar^2\Omega_R^2}{\gamma_{12}\gamma_c} \quad (3.1)$$

où C doit être supérieur à 1.

$\hbar\Omega_R$ traduit la force de ce régime de couplage fort où Ω_R est la fréquence de Rabi. γ_{12} et γ_c représentent respectivement les largeurs de raie de la transition inter-sous-bandes et du mode de cavité.

La condition sur C peut donc aussi être interprétée comme le fait que les largeurs de raie de l'excitation de la matière et du mode de cavité doivent être plus petites que la fréquence de Rabi.

Dans ce cas, les deux oscillateurs quantiques sont couplés si fortement que le système ne peut plus être décrit par la théorie des perturbations comme pour le cas du couplage faible.

L'interaction lève la dégénérescence entre les deux états et engendre deux nouveaux états propres mixtes. Ces états, qui sont la superposition des deux précédents, sont séparés par l'énergie du doublement de Rabi, soit : $2\hbar\Omega_R$.

Les deux quasi-particules qui en résultent sont appelées polaritons inter-sous-bandes.

3.1.1. Historique

La première observation d'un couplage fort entre un mode de cavité et une excitation de la matière dans un puits quantique remonte à 1992 [50]. La composante matière est alors un exciton et les états mixtes créés par ce couplage sont appelés polaritons de micro-cavité ou polaritons excitoniques.

Les polaritons excitoniques ont, depuis, engendrés un grand enthousiasme dans la communauté scientifique grâce à leur comportement bosonique. Le régime de couplage fort a été démontré dans différents systèmes faisant varier le confinement électronique et la géométrie des cavités donnant lieu à l'observation de phénomènes tels que la super-fluidité [51] ou la condensation de Bose [52].

Dans le cas des transitions inter-sous-bandes, les polaritons inter-sous-bandes, qui sont l'analogie des polaritons excitoniques, ont quant à eux, été prédits en 1997 par A. Liu [53]. La première démonstration expérimentale de ces quasi-particules, à une longueur d'onde de $10\text{ }\mu\text{m}$, a été achevée en 2003 par D. Dini et al. [5]. Depuis leur première observation, plusieurs dispositifs pour l'émission ont déjà été réalisés [6, 9, 10] sans parvenir à démontrer une augmentation de l'efficacité quantique.

Pour modéliser les polaritons inter-sous-bandes, j'utilise, dans un premier temps, un modèle à deux niveaux qui permet de faire émerger la différence entre le couplage faible et le couplage fort.

3.2. Modèle à une particule et deux niveaux

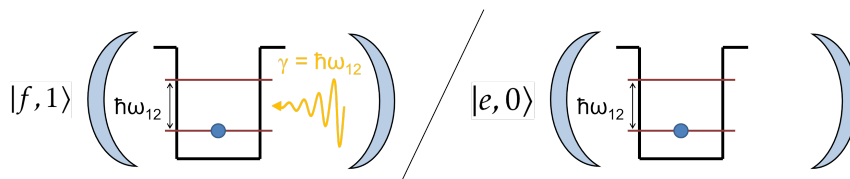


FIGURE 2.13. – Représentation, dans le cas du modèle à deux particules, des deux états $|f, 1\rangle$, état dans lequel l'électron se trouve dans son état fondamental avec un photon dans la cavité et $|e, 0\rangle$, état dans lequel l'électron est dans un état excité sans photon dans la cavité.

Dans le cas des transitions inter-sous-bandes et, pour représenter le problème simplement, on peut considérer l'interaction entre une transition dans un puits quantique et un mode photonique de cavité. On se place dans le cas d'un système avec un puits quantique qui possède deux niveaux. Un électron seul, dans l'état fondamental, ainsi qu'un photon d'énergie $\hbar\omega_c$ (énergie de la transition), sont présents dans la cavité. L'électron ne peut se coupler qu'avec l'état de la sous-bande excitée ayant le même vecteur k . La (figure 2.13) représente les deux états possibles : l'état dans lequel l'électron se trouve dans son état fondamental avec un photon dans la cavité $|f, 1\rangle$ et l'état dans lequel l'électron est dans un état excité sans photon dans la cavité $|e, 0\rangle$. Dans ce système à deux oscillateurs couplés par le terme d'interaction $\hbar\Omega$ (où Ω est la fréquence de couplage), l'hamiltonien du système possède 3 composantes [Cumming63] :

$$H_{mat} + H_{lum} + H_{int} \quad (3.2)$$

soit, une composante matière :

$$H_{mat} = E_1|f, 1\rangle\langle f, 1| + E_2|e, 0\rangle\langle e, 0| \quad (3.3)$$

une composante lumière :

$$H_{lum} = \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \quad (3.4)$$

(où ω_c est la fréquence du photon et $a^\dagger, a$, représentent respectivement les opérateurs de création et d'annihilation de photons)

et une composante représentant l'interaction [54] :

$$H_{int} = -i\hbar\Omega \left(|e, 0\rangle\langle f, 1| a - |f, 1\rangle\langle e, 0| a^\dagger \right) \quad (3.5)$$

Dans le cadre de la jauge dipolaire où l'hamiltonien d'interaction s'écrit : $H_{int} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$, l'opérateur dipolaire $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}$ et le champ $\mathbf{E} = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\epsilon_0\epsilon_r V}}(a - a^\dagger)$ avec V , le volume effectif du mode en cavité (et la polarisation de la lumière considéré selon la direction z). En utilisant l'approximation du champ tournant (les termes antirésonnants qui correspondent à la création ou destruction simultanée de deux excitations avec un vecteur d'onde opposé ne sont pas pris en compte), on retrouve l'équation 3.5. L'expression de l'énergie de couplage $\hbar\Omega$ est donnée par la relation [55] :

$$\hbar\Omega = \hbar\sqrt{\frac{e^2 f_{12}}{4\epsilon_0\epsilon_r m^* V}} \quad (3.6)$$

où $-e$ est la charge de l'électron ; f_{12} la force d'oscillateur de la transition $1 \rightarrow 2$; ϵ_0 et ϵ_r , respectivement, la permittivité du vide et la permittivité relative du matériau ; m^* , la masse effective de l'électron et V , le volume effectif du mode en cavité.

L'hamiltonien complet restreint au sous-espace formé par les vecteurs $|e, 0\rangle$ et $|f, 1\rangle$, s'écrit alors (avec E_{12} : l'énergie de la transition inter-sous bandes et $E_c = \hbar\omega_c$: l'énergie du photon de cavité) :

$$H = H_{mat} + H_{lum} + H_{int} = \begin{pmatrix} E_c & \hbar\Omega \\ \hbar\Omega^* & E_{12} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

La diagonalisation de la matrice montre que les états propres du système sont une combinaison linéaire des deux états $|f, 1\rangle$ et $|e, 0\rangle$:

$$\begin{cases} |P_H\rangle = \alpha_{lum} |f, 1\rangle + \alpha_{mat} |e, 0\rangle \\ |P_B\rangle = \beta_{lum} |f, 1\rangle + \beta_{mat} |e, 0\rangle \end{cases} \quad (3.8)$$

Ces états propres, que l'on appelle dans notre système (dans le cas d'un régime de couplage fort) des polaritons inter-sous-bandes, comportent une composante électronique (ou matière) et photonique (ou lumière). Dans la littérature, on retrouve l'appellation d'« upper » polariton pour l'état de plus haute énergie (noté ici $|P_H\rangle$) et « lower » polariton pour l'état de plus basse énergie (noté ici $|P_B\rangle$). Le ratio de composante lumière-matière de ces états est uniquement déterminé par la différence d'énergie entre la transition et le photon de cavité : $\Delta E = E_c - E_{12}$, ainsi que leur couplage : $\hbar\Omega$. Ces coefficients sont appelés coefficients de Hopfield [56] et sont définis comme :

$$\begin{cases} \alpha_{lum}^2 = \beta_{mat}^2 = \frac{\Delta E + \sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2}}{2\sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2}} \\ \alpha_{mat}^2 = \beta_{lum}^2 = \frac{(2\hbar\Omega)^2}{2\sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2} \cdot (\Delta E + \sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2})} \end{cases} \quad (3.9)$$

Les énergies propres correspondantes sont obtenues en résolvant les équations aux valeurs propres obtenues pour l'hamiltonien complet H , soit :

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left(E_{12} + E_c \pm \sqrt{\Delta E^2 + (2\hbar\Omega)^2} \right) \quad (3.10)$$

On peut voir qu'à résonance, soit $E_{12} = E_c$, l'énergie des polaritons est : $E_{\pm} = E_{12} \pm \hbar\Omega$. L'énergie qui les sépare est alors minimale et vaut $2\hbar\Omega$. Les deux coefficients d'Hopfield sont égaux : on se trouve alors dans la situation où l'intrication des états est maximale.

On introduit dans l'équation 3.10 des termes d'atténuation aux deux oscillateurs que sont la transition inter-sous-bandes et le mode de cavité pour prendre en compte le fait que la transition et le mode de cavité possèdent respectivement des temps de vie électronique et photonique finis. L'équivalent en fréquence de ces atténuations peut être traité de façon phénoménologique en ajoutant une partie imaginaire égale à leur largeur de raie à mi-hauteur. L'équation 3.10 devient :

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left(E_{12} + E_c - i(\gamma_{12} + \gamma_c) \pm \sqrt{[E_{12} - E_c - i(\gamma_{12} - \gamma_c)]^2 + (2\hbar\Omega)^2} \right) \quad (3.11)$$

avec γ_{12} et γ_c respectivement les largeurs de raie de la transition inter-sous-bandes et du mode de cavité. Lorsque que l'on est à résonance, on retrouve :

$$E_{\pm res} = E_{12} - i \frac{\gamma_{12} + \gamma_c}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(2\hbar\Omega)^2 - (\gamma_{12} - \gamma_c)^2} \quad (3.12)$$

En fonction de la valeur des élargissements γ_{12} et γ_c , on retrouve deux régimes. Si :

$$\gamma_{12} - \gamma_c > 2\hbar\Omega \rightarrow \sqrt{(I_{imaginaire})} \quad : \text{couplage faible} \quad (3.13)$$

Seule la partie imaginaire des valeurs propres est modifiée, on a donc une expansion du terme d'amortissement mais il n'y a pas de levée de dégénérescence.

Dans le cas inverse, si :

$$\gamma_{12} - \gamma_c < 2\hbar\Omega \rightarrow \sqrt{(R_{elle})} \quad : \text{couplage fort} \quad (3.14)$$

La partie réelle des deux états est modifiée et ils ont donc deux énergies distinctes.

La figure 2.14 représente la dispersion des polaritons et la répartition des coefficients d'Hopfield associés en fonction du désaccord d'énergie. Sont représentés sur la courbe de dispersion (figure 2.14 a)), en traits discontinus bleus et verts, les modes non couplés du système : respectivement, la transitions inter-sous-bandes et le mode de cavité . En rouge les deux états polaritoniques, à énergie de résonance (désaccord nul), on peut voir un anticroisement des modes polaritoniques qui correspond à une levée de dégénérescence par rapport aux modes non couplés. Ce minimum d'énergie entre les deux états polaritoniques correspond à l'énergie de Rabi dédoublée.

On peut segmenter ce graphique en trois régions distinctes : lorsque l'énergie des 2 oscillateurs est suffisamment éloignée, les polaritons se confondent avec les états découplés. À faible énergie, le polariton supérieur est confondu avec la transition inter-sous-bandes, la branche polaritonique inférieure est associée au mode optique. Dans le cas opposé, à grande énergie, le polariton supérieur s'assimile avec le mode de cavité et la branche polaritonique inférieure est associée à la transition inter-sous-bandes. Enfin, proche de la résonance, les états polaritoniques ont une énergie différente de celles des modes non couplés, signe de leur caractère mixte lumière-matière (en couplage fort) représenté en figure 2.14 b) par les coefficients de Hopfield qui, à résonance, présentent une intrication maximale (50 % lumière 50 % matière).

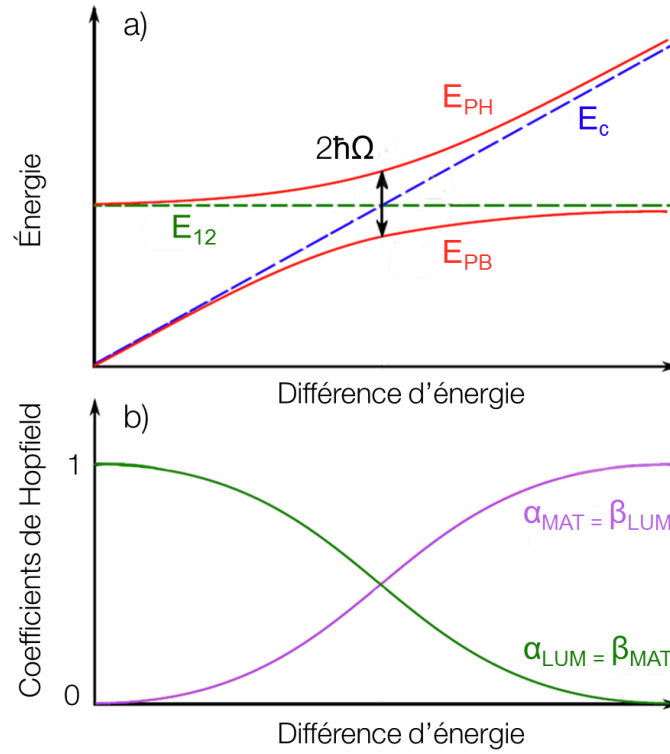


FIGURE 2.14. – a) Tracé des courbes de dispersion de la transition inter-sous-bandes et du mode de cavité, respectivement en pointillés bleus et verts ; des branches polaritoniques supérieure et inférieure en traits pleins. L'énergie $2\hbar\Omega$ représente le double de l'énergie de Rabi. b) Coefficients de Hopfield des polaritons, en fonction du désaccord entre l'énergie du mode de cavité : E_c et de l'énergie de la transition inter-sous-bandes E_{12} .

3.3. Gaz 2D électronique : états brillants et états sombres

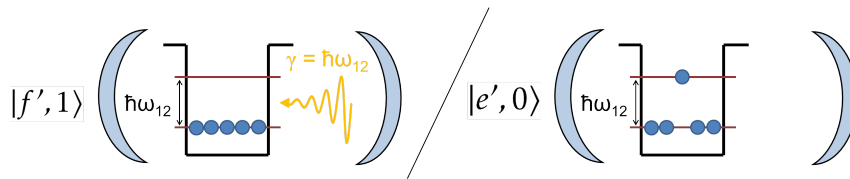


FIGURE 2.15. – Représentation des deux états $|f', 1\rangle$ et $|e', 0\rangle$ dans le cas du modèle avec un gaz 2D.

Lorsque le dopage des puits quantiques est élevé, l'absorption inter-sous-bandes est le résultat d'un processus collectif qui n'est autre qu'un plasmon inter-sous-bandes (l'onde de polarisation de plusieurs excitations, voir 3.6). Dans ce cas, l'état fondamental est peuplé de N électrons formant un gaz d'électrons 2D. Pour un échantillon de surface S le nombre d'électrons est $N = N_{2DGE} S$ (pour 2D gaz électronique). On peut décrire le système, en première approximation, comme un ensemble de N transitions inter-sous-bandes, d'énergie E_{12} (pour des sous-bandes paraboliques), toutes couplées identiquement à un mode de cavité E_c .

La figure 2.15 présente les nouveaux vecteurs de base de l'espace considéré. Soit $|f', 1\rangle$ représentant cette fois, tous les électrons non excités et un photon dans la cavité et tous les états de la forme $|e'_k, 0\rangle$ (où $\mathbf{k}$ représente le vecteur d'onde de l'électron et de l'état de la deuxième sous-bande qui lui est couplé), où il n'y a plus de photon dans la cavité mais un électron dans l'état excité, tous les autres restant dans leur état fondamental.

L'hamiltonien du système dans cette base est alors :

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \omega_c & \Omega & \Omega & \dots & \Omega \\ \Omega^* & \omega_{12} & 0 & \dots & 0 \\ \Omega^* & 0 & \omega_{12} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & & \ddots & 0 \\ \Omega^* & 0 & \dots & 0 & \omega_{12} \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

où ω_c est la fréquence du photon ; ω_{12} , la fréquence de la transition inter-sous-bandes et Ω la fréquence de couplage du système.

Avec un changement de base vers les $N-1$ états sombres ($|N-1\rangle$) et l'état $|b\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k}} |e'_{\mathbf{k}}, 0\rangle$, correspondant à l'état brillant, on obtient le nouvel hamiltonien :

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \omega_c & \Omega\sqrt{N} & \dots & & \\ \Omega^*\sqrt{N} & \omega_{12} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \omega_{12} & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & \omega_{12} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

Le couplage de l'état brillant (couplé au mode de cavité par la constante $\hbar\Omega' = \hbar\Omega\sqrt{N}$) donne lieu aux deux états polaritoniques équivalents qu'on a décrits dans le système à une particule 3.2. Le modèle à deux niveaux et une particule reste donc une vision valable dans le cas plus général de N électrons lorsqu'on multiplie la constante de couplage par la racine de N .

Puisque $\hbar$ est proportionnel à $1/\sqrt{V}$ (3.6) et N est proportionnel à S , la constante de couplage est indépendante de la surface de l'échantillon. Il est donc possible d'utiliser la densité surfacique $N_{2D_{GE}}$ dans l'expression de $\hbar\Omega'$. De plus, si la cavité est composée de n_{PQ} puits quantiques identiquement couplés au mode de cavité, la constante de couplage est multipliée par $\sqrt{N_{2D_{GE}}}$. L'expression de la constante de couplage est alors :

$$\hbar\Omega_R = \hbar \sqrt{\frac{N_{2D_{GE}} n_{PQ} e^2 f_{12}}{4\epsilon_0 \epsilon_r m^* L_{cav}^{eff}}} \quad (3.17)$$

où $N_{2D_{GE}}$ est la densité surfacique d'électrons ; n_{PQ} , le nombre de puits quantiques ; $-e$ est la charge de l'électron ; f_{12} la force d'oscillateur de la transition $1 \rightarrow 2$; ϵ_0 et ϵ_r , respectivement, la permittivité du vide et la permittivité relative du matériau ; m^* , la masse effective de l'électron et L_{cav}^{eff} , l'épaisseur effective de la cavité vu par le mode.

3.3.1. Couplage Ultra-fort

Plusieurs travaux [57–60] ont mis en évidence les limitations de la théorie classique ne prenant en compte qu'une simple particule.

Lorsque la force de couplage est très importante, on peut entrer dans le régime de couplage dit ultra-fort.

La description précédente du couplage fort est raisonnable pour traiter les cas dans lesquels le dédoublement de Rabi reste petit par rapport aux énergies des excitations. Néanmoins, dans les systèmes se basant sur les polaritons-inter-sous-bandes, il est possible d'obtenir une énergie de couplage proche de celle de la transition électronique. On peut alors utiliser le ratio Ω_R/ω_{12} qui est un paramètre adimensionné pertinent pour quantifier l'intensité des termes antirésonnants du couplage lumière-matière.

Il existe différentes manières d'augmenter ce ratio : on peut notamment augmenter le dopage, explorer des systèmes avec des matériaux ayant une masse effective plus faible ou encore travailler dans les grandes longueurs d'onde.

Lorsque ce ratio est non négligeable devant 1 (pour des valeurs supérieures à 0,1 du ratio on parlera de couplage ultra-fort), il n'est plus possible de négliger les termes antirésonnants et le terme quadratique de l'interaction lumière-matière. Des effets non-linéaires s'introduisent alors dans la physique du couplage fort.

3.4. Caractéristiques uniques du couplage fort inter-sous-bandes

3.4.1. Comportement bosonique

Malgré le caractère fermionique des électrons, qui limite leur occupation de l'état final par le blocage de Pauli, et, tout comme leurs homologues excitoniques, les polaritons inter-sous-bandes sont des bosons composites sous certaines conditions. Comme discutée dans les références [7, 61], cette limite est liée au nombre d'excitations N_{exc} par la relation :

$$N_{exc} \ll n_{PQ} N_{e-} \quad (3.18)$$

où n_{PQ} est le nombre total de puits quantiques et N_{e-} , le nombre d'électrons dans chaque puits. La limite supérieure de bosonicité est donc contrôlée par le dopage électronique.

Dans le cas où cette condition est satisfaite, la diffusion de ces pseudo-bosons, d'un état initial vers un état final, peut alors être stimulée par l'occupation de l'état final [7].

Ce concept est d'une importance primordiale car il a déjà permis d'obtenir des condensats de Bose-Einstein aux longueurs d'onde télécom par le biais des polaritons excitoniques [52]. Par la suite, cette démonstration a servi à l'obtention d'un laser sans inversion de population ayant des seuils de fonctionnement d'environ deux ordres de grandeurs plus faibles que le seuil laser en régime de couplage faible [62].

Dans un système bosonique bidimensionnel, la condition de dégénérescence quantique⁹ est donnée par [63] :

$$\frac{n}{k_B T} \geq \frac{2m^*}{h^2} \quad (3.19)$$

où n est la densité de polaritons ; k_B la constante de Boltzmann ; T , la température ; h , la constante de Planck et m^* la masse effective des polaritons.

De cette équation transparaît une différence fondamentale entre polaritons excitoniques et inter-sous-bandes. Dans le cas des polaritons excitoniques, la densité limite de polaritons pour que les excitons aient un comportement bosonique est la densité de Mott. Ils doivent répondre à la condition : $d \gg r_e$ avec d la distance entre les excitons et r_e le rayon d'un exciton (ce qui correspond à une densité approximative de 2×10^{11} , 1×10^{12} et 4×10^{12} , respectivement dans les cas de puits quantiques en GaAs, CdTe et GaN).

On peut, dans le cas des polaritons inter-sous-bandes (équation 3.18), atteindre, en fonction du dopage, une densité plus importante de polaritons. Ceci implique que les condensats inter-sous-bandes peuvent en principe avoir lieu à des températures plus élevées que celle des condensats excitoniques [64].

La densité de polaritons joue aussi un rôle dans la puissance émise par le dispositif puisque l'effet laser apparaît lorsque le temps de diffusion vers l'état final (branche basse) est plus petit que le temps de vie de ce même état. La population augmente alors brutalement, cet effet ayant déjà été démontré dans des systèmes excitoniques sous pompage optique [65]. La puissance optique de sortie (en W/cm^2) suit la relation [66] :

$$P_{sortie} = \frac{\hbar \omega N_{2D_{GE}}}{\tau_{rad}} S \quad (3.20)$$

où ω est la fréquence du photon, $N_{2D_{GE}}$ la densité surfacique polaritonique de l'état final, τ_{rad} le temps de vie radiatif de l'état final et S la surface de l'échantillon.

L'absorption inter-sous-bandes est le résultat d'un processus collectif, ce qui a pour conséquence directe que la fréquence de Rabi du système est proportionnelle à la racine du dopage volumique (équation 3.17). Cette expression montre que seule la densité volumique des charges est importante ($N_{2D_{GE}}/L_{PQ}$, avec L_{PQ} la largeur du puits), tandis que la surface du résonateur n'est pas pertinente. Il devient donc possible, par exemple, d'utiliser de grandes surfaces d'interaction afin d'en extraire un maximum de puissance.

9. La condition est achevée lorsque la séparation moyenne des particules est plus petite que la longueur d'onde permettant un recouvrement des fonctions d'onde.

3.4.2. Intrication lumière-matière

Le contrôle de l'intrication lumière-matière, représentée par les coefficients de Hopfield, est aussi extrêmement important puisqu'il permet l'ajustement des temps de vie polaritoniques par la relation suivante :

$$\frac{1}{\tau_{P_B-rad,tot}} = \frac{|\beta_{lum}|^2}{\tau_{cav-rad,tot}} + \frac{1 - |\beta_{lum}|^2}{\tau_{ISB-rad,tot}} \quad (3.21)$$

où les $\tau_{X-rad,tot}$ sont respectivement les temps de vie radiatif ou total de la branche basse polaritonique, de la cavité et de la transition inter-sous-bandes.

La figure 2.16 montre l'évolution du temps de vie radiatif et total (ainsi que l'efficacité radiative associée) en fonction de la proportion lumière-matière de la branche basse polaritonique pour des cavités métal-métal [66].

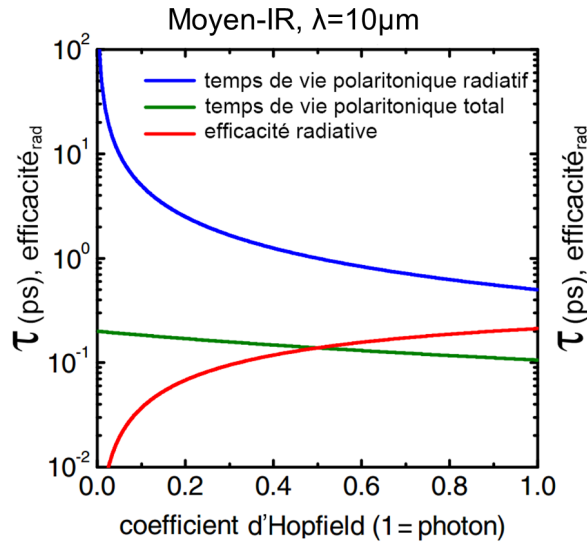


FIGURE 2.16. – Pour un dispositif dans le moyen infrarouge : le temps de vie radiatif de la branche basse polaritonique (ligne bleue), le temps de vie total de la branche basse (ligne verte) et l'efficacité radiative (ligne rouge) sont présentés en fonction du coefficient d'Hopfield caractérisant la branche basse et pour lequel une valeur de 1 correspond à une composante photonique de 100 % (figure tirée de la référence [66]).

Si l'on regarde le temps de vie total des polaritons (figure 2.16) dans la gamme du moyen infrarouge, on peut voir qu'il ne dépasse pas la pico-seconde. Il apparaît donc que ces structures métal-métal (similaires aux cavités que j'ai utilisées), ne sont pas une solution viable pour la réalisation de lasers polaritoniques dans le moyen infrarouge (le temps de vie étant trop faible par rapport au temps de l'interaction phonon-polariton). Néanmoins, ces structures sont de bonnes candidates pour la démonstration du facteur d'amélioration de l'efficacité quantique η_{eq} , grâce au très faible temps de vie radiatif.

On retrouve une efficacité quantique (temps de vie total/temps de vie radiatif) d'environ 10 % pour un facteur $|\alpha_{lum}|^2$ supérieur à 0,4, ce qui représente un facteur de trois ordres de grandeur comparé à une transition inter-sous-bandes nue. Tous les essais de démonstration expérimentale de ce phénomène dans un dispositif inter-sous-bandes ont été réalisés sous pompage électrique sans réussite [10, 67]. La présence de nombreux modes sombres liée à l'injection électrique de plasmon inter-sous-bandes pourrait être la cause de ces différents échecs [68].

Le but de la deuxième partie de mon travail est de réaliser une cavité, pompée électriquement, imitant la dispersion des dispositifs polaritoniques excitoniques. Le minimum de dispersion de la branche basse en $k=0$ ayant permis la démonstration d'une exaltation de l'émission de la lumière. J'étudierai donc dans ce système la possibilité d'améliorer l'efficacité quantique par rapport à une transition inter-sous-bandes nue.

Lasers à cascade quantique InAs/AlSb dans la 4ème fenêtre atmosphérique

1. Introduction

Dans le premier chapitre, les transitions inter-sous-bandes et le couplage faible entre lumière et matière ont été abordés, suivant l'introduction des lasers à cascade quantique et leur ingénierie de région active. J'examine maintenant la partie cavité des lasers à cascade quantique, qui est composée par le résonateur et le guide d'ondes.

Dans ce chapitre, les principaux concepts sur le guidage de la lumière seront énoncés. Les différents confinements optiques seront introduits et je présenterai les dispositifs à cascade quantique que j'ai réalisés. Ces dispositifs pour l'émission dans les grandes longueurs d'onde se basent sur le système de matériaux InAs/AlSb. Je montrerai pourquoi ce système de matériaux est performant dans les grandes longueurs d'onde et les raisons qui nous ont poussés à choisir le confinement plasmonique. La région active ainsi que le procédé de fabrication seront aussi exposés. Enfin, Je présenterai les résultats expérimentaux que j'ai obtenus.

2. Choix du système de matériaux

Le choix du système de matériaux pour la partie couplage faible/lasers à cascade quantique s'est porté sur l'arsenic d'indium (InAs) allié à l'antimoniure d'aluminium (AlSb). Ce travail s'est déroulé dans le cadre du projet ANR DELTA, en collaboration avec l'Institut d'électronique du sud, basé à Montpellier, lieu où ont été réalisées toutes les croissances sur InAs, ainsi qu'avec le laboratoire Matériaux et phénomènes quantique de l'université Paris-Diderot, Paris VII.

Les courtes longueurs d'onde nécessitent des séparations énergétiques inter-sous-bandes importantes. La profondeur des puits (différence d'énergie de bande interdite) des systèmes de matériaux basés sur l'InP n'est pas suffisante pour les longueurs d'onde en deçà des 4 μm . C'est dans le but de pallier ce déficit et grâce à la grande discontinuité de bande des puits d'InAs et des barrières d'AlSb (2,1 eV) que la filière antimoniure a été développée à Montpellier [39, 69].

Cependant l'InAs/AlSb présente aussi des avantages pour les grandes longueurs d'onde. L'atout majeur du système, pour ces grandes longueurs d'onde, est la faible masse effective des électrons dans les puits d'InAs ($0,023 m_0$ [70], avec m_0 : la masse d'un électron libre), comparée aux autres systèmes de matériaux (les électrons dans le GaAs ont une masse de $0,067 m_0$ [71] et de $0,041 m_0$ [72] dans l'InGaAs). Le gain étant relié à la masse effective par la relation [24, 73] :

$$g \propto \frac{1}{(m^*)^{3/2}} \quad (2.1)$$

On a donc un gain optique intrinsèque plus élevé. Ce phénomène particulièrement important devrait permettre d'atteindre plus aisément la condition d'oscillation laser des lasers à cascade quantique et améliorer leurs performances, notamment en terme de courant de seuil et de température maximale de

fonctionnement, par rapport aux lasers à cascade quantique existants. L'un des buts de ce travail de thèse est donc de développer cette solution originale dans l'infrarouge lointain pour parvenir à démontrer de nouvelles sources plus performantes.

En plus d'un gain élevé, le temps de la diffusion par phonon est augmenté (grâce à la plus petite masse effective de l'InAs [74] à laquelle il est relié) et octroie un temps de vie plus élevé au niveau excité de la transition électronique.

Il est aussi important de noter que l'InAs est un système binaire, sa croissance est plus facilement contrôlée que celle d'un composé ternaire. Sa bande Reststrahlen¹ se situe aux abords des 30 μm (l'énergie des phonons optiques, transverses TO et longitudinaux LO, est respectivement de 27 et 29 μm), ce qui nous donne un possible accès à des longueurs d'onde non accessibles pour les lasers à cascade quantique sur système GaAs ou InP.

La figure 3.1 présente une mesure d'absorption d'un substrat d'InAs avec simple et double polissage. On peut noter une absorption due aux phonons optiques centrée à 23 et 28,5 μm . La fréquence de coupure du détecteur ne nous permet pas d'obtenir de signal au dessus de 35 μm . D'après cette mesure, on peut potentiellement avoir accès à des longueurs d'onde exotiques centrées autour de 25,1 et 32 μm .

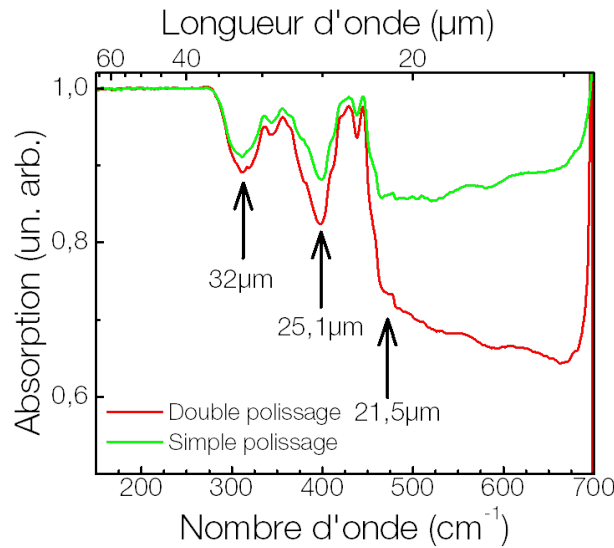


FIGURE 3.1. – Absorption d'un substrat InAs non dopé d'épaisseur 500 μm liée aux phonons optiques du système. Les deux courbes représentent l'absorption d'un substrat avec polissage sur une ou les deux facettes de ce dernier.

L'InAs présente aussi des désavantages par rapport aux autres systèmes de matériaux. D'une part sa forte discontinuité de bande contraint à l'utilisation de barrières fines (de l'ordre de la mono-couche atomique [75], on verra par la suite que notre structure comprend par exemple une barrière de 3 Å) et nécessite une grande maîtrise en matière de croissance. Cette forte discontinuité joue aussi un rôle dans l'augmentation de la diffusion par rugosité d'interface [76].

D'autre part l'InAs ne compte pas de composé compatible, s'agissant de paramètre de maille, présentant une variation d'indice optique pour la croissance de couche de confinement vertical. Le contraste d'indice peut être obtenu en dopant les couches d'InAs. Cette solution est utilisée dans les longueurs d'onde du moyen infrarouge [40, 41, 77, 78] mais devient moins intéressante à grandes longueurs d'onde où les pertes par porteurs libres augmentent quadratiquement avec la longueur d'onde.

3. Conception des guides

Comme on l'a vu dans la section 2.2 (description du gain laser), le facteur de recouvrement optique d'un mode est un des paramètres majeurs pour optimiser le gain. Le recouvrement ou confinement ne

1. Zone de fréquences où le matériau réfléchit et absorbe fortement la lumière par le biais de la forte absorption des phonons LO.

dépend que du guide (i.e. de sa géométrie et des matériaux qui le composent). Le guide d'ondes optimal est celui qui, en plus d'un fort confinement dans la région active, présente le moins de pertes. Pour achever ces exigences, il faut prendre en compte différents paramètres tels que la longueur d'onde, la géométrie, la différence d'indice des matériaux utilisés et les pertes qui leurs sont associées. Dans cette section, j'introduis d'abord le facteur de recouvrement et je détaillerai ensuite les différents types de pertes présentes dans nos guides.

3.1. Facteur de recouvrement

Le gain optique s'effectuant uniquement dans la région active, il est primordial d'avoir un recouvrement des modes paroxysmiques avec la région active afin de maximiser l'effet d'amplification. Pour quantifier ce paramètre, on utilise le facteur de recouvrement Γ . Il représente la proportion de l'intensité du champ électrique du mode guidé se trouvant dans la région active. Il est défini pour un mode TM comme [79] :

$$\Gamma = n_{AR} n_{eff} \frac{\int_{AR} |E_z|^2 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} n(z)^2 |E_z|^2 dz} \quad (3.1)$$

où n_{AR} est l'indice de réfraction de la région active ; n_{eff} l'indice effectif du mode et $n(z)$, l'indice dépendant de la position (pouvant correspondre à la région active, à une couche de confinement, à de l'air etc.) avec z , la direction de croissance.

En remplaçant l'indice dépendant de la position en z par l'indice effectif et en tenant compte que, généralement, l'indice effectif est proche de l'indice de la région active, on retrouve l'expression plus courante :

$$\Gamma = \frac{\int_{AR} |E_z|^2 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_z|^2 dz} \quad (3.2)$$

ou encore

$$\Gamma = \frac{\int_{AR} |E_z|^2 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_{total}|^2 dz} \quad (3.3)$$

3.2. Pertes optiques

Les pertes optiques sont définies comme la «disparition» de photons de la cavité.

Il existe une variété de phénomènes de pertes liés à la propagation de la lumière dans la cavité qui limitent les performances des lasers à cascade quantique. Les pertes peuvent aussi être essentielles, notamment lorsque les photons émis s'échappent de la cavité, nous permettant d'obtenir notre source lumineuse.

Dans le cas des pertes extrinsèques, la lumière peut être diffusée par des impuretés qui sont liées aux défauts du guide et qui ont une dimension supérieure à λ/n_{eff} (avec λ la longueur d'onde de l'onde qui se propage dans le guide et n_{eff} l'indice effectif du mode). Une fabrication en salle blanche contrôlée et optimisée permet de limiter ces pertes.

Les pertes intrinsèques sont, quant à elles, liées aux différentes absorptions dues aux types de matériaux et à leur dopage ou à la réflectivité des miroirs de la cavité. Il s'agit donc ici de pertes que le mode laser subit, d'une part, par l'absorption par les porteurs du guide et, d'autre part, à chaque réflexion sur les miroirs de la cavité. Dans le domaine du moyen infrarouge, le phénomène de pertes le plus important dans les guides est l'absorption par porteurs libres.

3.2.1. Pertes par porteurs libres et modèle de Drude

Les porteurs libres de la structure, liés au dopage, entraînent une absorption des photons.

Pour retrouver l'expression de ces pertes, on peut partir de la forme générale de l'équation régissant la propagation d'ondes dérivée des équations de Maxwell. Considérons un milieu diélectrique neutre :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.4)$$

avec ϵ , la permittivité électrique du milieu et μ , la perméabilité magnétique du milieu.

Pour une onde monochromatique à la fréquence ω , les solutions sont de la forme d'une onde plane harmonique et peuvent s'écrire :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{E}_0 \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (3.5)$$

Dans un matériau isotrope, homogène et non magnétique ($\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$; $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$; $\nabla \epsilon = 0$; $\mathbf{M} = 0$), il en résulte un vecteur d'onde complexe $\tilde{\mathbf{k}}$:

$$\tilde{\mathbf{k}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}} \quad (3.6)$$

qui permet de définir un indice de réfraction complexe tel que :

$$\tilde{\mathbf{k}} = \frac{\omega}{c} \hat{\eta} \hat{\mathbf{k}} \quad (3.7)$$

avec c , la célérité de la lumière ; ϵ_0 la permittivité du vide et σ ; la conductivité électrique et où $\hat{\mathbf{k}}$ est un vecteur unité. L'indice complexe s'exprime de la façon suivante :

$$\hat{\eta} = n + i\kappa \quad (3.8)$$

Pour un média absorbant ($\kappa < 1$), l'équation 3.5 se réécrit (en utilisant 3.7 et 3.8) :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_0(\mathbf{k}, \omega) \exp\left(-\frac{\omega}{c} \kappa \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}\right) \exp\left[i\left(\frac{\omega}{c} n \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \omega t\right)\right] \quad (3.9)$$

Le flux d'énergie électromagnétique, décrit par le vecteur de Poynting, est :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \wedge \mathbf{H} \quad (3.10)$$

L'irradiance : I (puissance moyenne par unité d'aire : W/m^2) portée par une onde plane uniforme est donnée par la moyenne temporelle du vecteur de Poynting, soit :

$$I = \langle \mathbf{S} \rangle = \frac{cn\epsilon_0 |\mathbf{E}_0|^2}{2} \quad (3.11)$$

L'affaiblissement d'une onde est caractérisé par le coefficient d'extinction κ . L'atténuation de l'onde peut aussi être décrite par la loi de Beer :

$$I = I_0 \exp(-\alpha \zeta) \quad (3.12)$$

où α est le coefficient d'absorption décrivant l'atténuation de l'irradiance I avec la distance ζ . On a alors

$$\alpha = \frac{2\omega\kappa}{c} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} = \frac{\sigma_1}{\epsilon_0 c n} \quad (3.13)$$

introduisant les notations complexes de la permittivité diélectrique $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ et de la conductivité électrique $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$. Que l'on relie par les relations [80] :

$$\epsilon' = -\frac{\sigma_2}{\omega} \quad (3.14)$$

$$\epsilon'' = 2\epsilon_0 n \kappa = \frac{\sigma_1}{\omega} \quad (3.15)$$

On utilise, comme cela est couramment fait dans les structures à puits quantiques, un modèle semi-classique de Drude pour décrire le mouvement des électrons, soit : des électrons de conduction accélérés par le champ électrique de l'onde incidente ($q\mathbf{E}$) et ralentis par une force de frottement résultant des différents processus de collision ($m^* \frac{\mathbf{v}}{\tau}$). L'équation semi-classique du mouvement de l'électron est alors :

$$m^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{E} - m^* \frac{\mathbf{v}}{\tau} \quad (3.16)$$

avec $-e$, la charge élémentaire de l'électron, τ : le temps de libre parcours moyen des porteurs, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 e^{-i\omega t}$: la vitesse des porteurs, m^* : la masse effective de l'électron. La vitesse des porteurs peut être alors déduite de l'équation 3.16 :

$$\mathbf{v}_0 = \frac{-e\tau\mathbf{E}}{m^*(1-i\omega\tau)} \quad (3.17)$$

En régime permanent, les deux forces de l'équation 3.16 se compensent et la vitesse de l'électron devient proportionnelle au champ électrique appliqué. Ceci conduit alors à la loi d'Ohm reliant le courant $\mathbf{J}$ et la conductivité $\sigma(\omega)$:

$$\mathbf{J}(\omega) = \sigma(\omega)\mathbf{E}(\omega) \quad (3.18)$$

Dès lors que $\mathbf{J} = n_{3D}e\mathbf{v}_0$ où n_{3D} est la densité électronique volumique du matériau, la conductivité vaut :

$$\sigma(\omega) = \frac{n_{3D}e^2\tau}{m^*(1-i\omega\tau)} \quad (3.19)$$

et le coefficient d'absorption est alors :

$$\alpha(\omega) = \frac{\text{Re}[\sigma(\omega)]}{n_r\epsilon_0 c} \quad (3.20)$$

avec n_r l'indice de réfraction à la fréquence angulaire ω . Dans la limite où $\omega\tau \gg 1$ ². Le coefficient d'absorption vaut finalement :

$$\alpha(\omega) = \frac{n_e e^2}{m^* n_r \epsilon_0 c \omega^2 \tau} \quad (3.21)$$

En utilisant le modèle semi-classique de Drude pour décrire le comportement des porteurs, dans le cas de matériau massif, on retrouve une absorption proche de l'absorption calculée par une approche quantique plus rigoureuse [81].

En revanche pour des hétérostructures quasi bidimensionnelles, comme les lasers à cascade quantique, l'approche semi-classique du modèle de Drude est moins rigoureuse. Elle prédit ainsi un coefficient d'absorption $\propto \lambda^2$ ($\alpha \propto \omega^{-2}$) où λ est la longueur d'onde de l'onde incidente. Ce modèle simple éclipse l'origine microscopique des processus d'absorption par porteurs libres (collision sur impureté, sur phonon acoustique...) et surévalue la valeur des pertes par rapport aux valeurs expérimentales ou à des méthodes plus précises de calcul [82]. Le coefficient d'absorption est alors généralement proportionnel à une puissance de la longueur d'onde différente de 2.

La figure 3.2 présente l'indice de réfraction et les pertes associés à la valeur du dopage volumique de la structure pour une longueur d'onde de 16 μm . Ces valeurs sont obtenues en utilisant un modèle de Drude, un indice de l'InAs de 3,38 [83] et une masse effective de 0,023 m_0 .

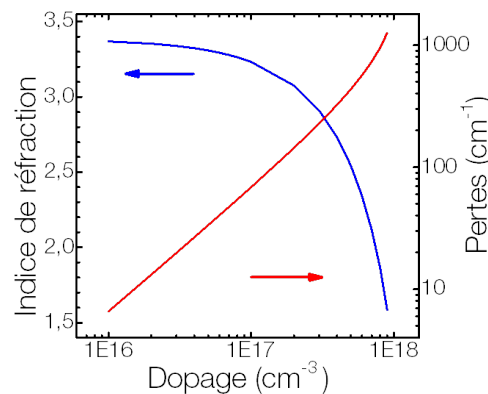


FIGURE 3.2. – Évolution des pertes et de l'indice de réfraction en fonction du dopage volumique de l'InAs à une longueur d'onde de 16 μm .

2. Le temps de collision τ , dans les semi-conducteurs, est de l'ordre de la pico-seconde. Le domaine $\omega\tau \gg 1$ correspond donc à des fréquences optiques supérieures au térahertz.

3.2.2. Autres facteurs limitant

D'autres facteurs limitant les performances des lasers à cascade quantique peuvent être associés aux guides d'ondes ou à la région active.

Certains de ces phénomènes peuvent être associés à des canaux de recombinaison non radiatifs des porteurs via leur interaction avec des sources de diffusion. De ces canaux supplémentaires non radiatifs qui jouent un rôle important dans la dégradation des performances des lasers à cascade quantique, on peut notamment citer [84] :

- La rugosité d'interface, liée à la croissance des matériaux et provenant de l'alternance non parfaite des différentes couches dans les hétérostructures. Cette rugosité crée des centres de diffusions élastiques des porteurs.
- Les impuretés ionisées :
 - les impuretés résiduelles du cristal : liées intrinsèquement au type et à la qualité du matériau
 - les impuretés donatrices : liées au dopage. L'approvisionnement en porteurs par l'ajout contrôlé d'atomes avec des électrons de valence en excès (dans notre cas des atomes de Silicium) constitue une source de diffusion engendrant des pertes en échange d'une augmentation de plusieurs ordres de grandeurs du nombre de porteurs libres (matériaux de type-p).
- Le désordre d'alliage, intrinsèque aux alliages utilisés.
- La recombinaison par phonons (modes de vibration du réseau cristallin), phénomène dominant dans les diffusions non élastiques et fortement dépendant de la température. Les états phononiques étant davantage activés à haute température.

L'aspect thermique est donc aussi important : les fortes densités de courant appliquées sur la structure ainsi que sa mauvaise dissipation liée aux centaines d'interfaces dans la région active créent un échauffement de la structure qui réduit les performances globales du laser (notamment par l'activation de phonons). Un bon guide d'ondes doit aider à la dissipation thermique de la région active (les guides enterrés ou avec le dépôt d'une épaisse couche d'or en sont un bon exemple).

3.3. Simulation des modes

La plupart des simulations de modes optiques que j'ai effectuées pendant ma thèse ont été réalisées par le biais du logiciel « COMSOL Multiphysics » et de son module "RF". Ce module utilise la méthode numérique des éléments finis pour résoudre les équations aux dérivées partielles des équations de Maxwell. Après avoir défini la géométrie du problème, on le décompose en domaines avec des paramètres physiques fixés. Ces domaines sont ensuite discrétisés spatialement lors de l'étape du maillage. Pour chaque nœud du maillage, les variables pertinentes du système sont calculées.

Pour s'assurer d'obtenir des résultats de simulation rigoureux, le maillage des régions critiques (guide) est effectué avec un paramètre de maille ayant une dimension inférieure à $\lambda/(5 * n)$ ($\lambda/(20 * n)$) où n représente l'indice du matériau.

Les principaux paramètres que l'on implémente dans la simulation sont les dimensions, la longueur d'onde et les indices complexes des différents matériaux. Pour déterminer l'indice complexe d'un matériau (semi-conducteur) dopé, j'ai utilisé le modèle de Drude avec un temps de diffusion de 0,15ps [85]. L'indice des couches métalliques est tiré de la référence [86].

3.4. Confinement optique

Le confinement optique de la lumière est assuré par le résonateur et le guide d'ondes, qui vont permettre de confiner la lumière dans les trois dimensions de l'espace.

Un guide d'ondes est un empilement de différents matériaux de constantes diélectriques différentes qui sert à "guider" une onde électromagnétique dans une direction particulière. Pour cela il faut que le mode optique soit confiné. Usuellement, le confinement latéral est assuré par le contraste d'indice entre les différents semi-conducteurs et l'air, suite à la définition des rubans par gravure. Dans le cas des guides enterrés, l'air est remplacé par un semi-conducteur par le biais d'une reprise d'épitaxie.

Dans cette section, je présente succinctement les trois principales architectures utilisées dans les lasers à cascade quantique pour achever un confinement vertical ainsi que leurs propriétés :

- Le guide diélectrique (figure 3.3 a)) : il est le guide de prédilection des lasers à cascade quantique dans le moyen infrarouge. Le substrat d'InP ($n \approx 3.1$) présente déjà une différence d'indice avec les puits quantiques en InGaAs/AlInAs de la région active ($n \approx 3.4$). On utilise alors l'InP décliné

avec des dopages différents pour réaliser les couches de confinement. Ce type de guide présente de faibles pertes et un recouvrement (Γ) de l'ordre de 60 à 80 %. L'inconvénient principal de ce guide est le recours aux couches de confinement dont l'épaisseur augmente avec la longueur d'onde.

Dans le cas d'un guide autour de $\lambda = 15 \mu\text{m}$ [45], avec un confinement du mode dans la région active de l'ordre de 70 %, les couches de confinement utilisées ont une épaisseur de $5 \mu\text{m}$, il faut dans ce cas prendre en compte les temps de croissance de couches épaisses (de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$ par heure avec une technique de croissance MBE). Ces couches étant le plus souvent dopées pour assurer un pompage électrique optimum, elles entraînent des pertes liées aux porteurs libres.

- Le guide à confinement par air (figure 3.3 b)) : Il présente lui aussi de faibles pertes pour une épaisseur épitaxiée plus faible. Son injection électrique est moins efficace que celle du guide diélectrique et il en découle une dissipation thermique moins performante liée au remplacement des couches de confinement supérieur par de l'air. Cependant un choix judicieux de la couche supérieure et de son dopage permet de rendre le guide à confinement par air comparable au guide diélectrique [87].
- Le guide plasmonique (figure 3.3 c)) : Le confinement peut aussi être réalisé par une interface métal - semi-conducteur (guide « plasmonique »). Ce type de guide est appelé simple plasmon ou métal-métal, respectivement lorsqu'il comporte une ou deux interfaces métalliques. Les modes optiques dans la cavité sont associés à une oscillation collective des charges aux interfaces métal - semi-conducteurs.

Dans le cas du guide métal-métal, le confinement est alors proche de l'unité ($\Gamma \approx 99 \%$). Seule, une très faible partie du champ pénètre dans le métal et n'est pas confinée dans la région active. Les pertes liées au métal sont dépendantes de cette pénétration du mode. Pour les métaux, plus la longueur d'onde est courte, plus les pertes sont importantes. Les guides plasmoniques deviennent avantageux aux grandes longueurs d'onde, comme dans le domaine des longueurs d'onde THz où la pénétration du mode optique est quasi nulle dans le métal.

La figure 3.3 présente la simulation par éléments finis de la norme du mode TM_{00} ($|E|$) des trois types de guides présentés. Les simulations des guides diélectrique et par confinement par air sont basées sur des structures réelles, respectivement [45] et [46]. Les valeurs d'indices de réfraction des différentes régions ainsi que leurs dimensions sont présentées pour chaque géométrie dans la figure 3.4.

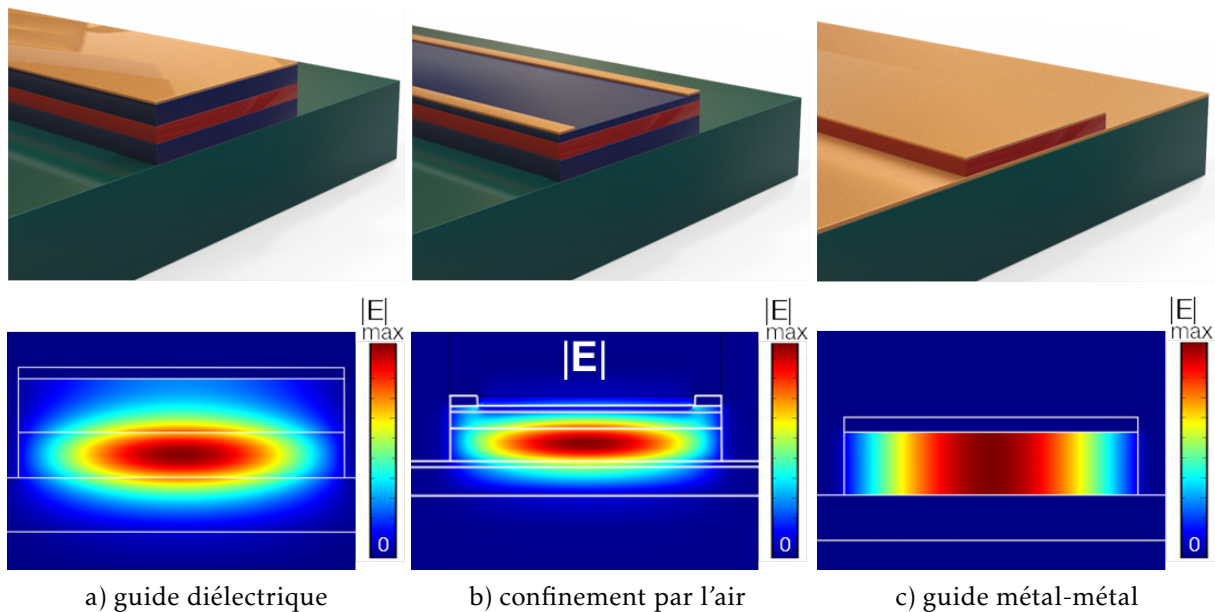


FIGURE 3.3. – Guides d'ondes les plus utilisés pour les lasers à cascade quantique en configuration dite "rubans" et simulation de la norme du champ E de leur mode optique fondamental associé pour une longueur d'onde donnée $\lambda = 16 \mu\text{m}$.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le seuil laser est obtenu lorsque le gain modal est égal aux pertes. En divisant l'équation 2.1 par les pertes, on retrouve la condition de l'effet laser pour :

Guide diélectrique	Epaisseur (μm)	Indice
Air	/	1
Or	1	18,7 - i*112
InP 5.10 ¹⁶	5	3,0723-i*0,0016
RA	4,175	3,38
InP 5.10 ¹⁶	5	3,0723-i*0,0016

Confinement par air	Epaisseur (μm)	Indice
Air	/	1
Or	1	18,7 - i*112
InGaAs 1.10 ¹⁸	0,6	2,3320 - i*0,0679
InGaAs 6.10 ¹⁶	1,75	3,2683 - i*0,0029
RA	3,411	3,38
InGaAs 6.10 ¹⁶	0,6	3,2683 - i*0,0029
InP 1.10 ¹⁷	3	3,0444 - i*0,0032
InP 1,5.10 ¹⁷	/	3,0162 - i*0,0048

Guide métal métal	Epaisseur (μm)	Indice
Air	/	1
Or	1	18,7 - i*112
RA	4.1765	3,38
Or	3	18,7 - i*112
Air	/	1

FIGURE 3.4. – Récapitulatif des différents matériaux et indices composants les guides.

$$g J_{th} \frac{\Gamma}{\alpha_{tot}} = 1 \quad (3.22)$$

où g est le coefficient de gain (en $cm^{-1}/(kA/cm^2)$); Γ est le facteur de recouvrement du mode; J_{th} , la densité de courant de seuil et α_{tot} , les pertes totales du dispositif.

Le gain du mode se produisant uniquement dans la région active, on peut introduire le facteur de mérite f_m que l'on définit pour un mode comme :

$$f_m = \frac{\Gamma}{\alpha_{tot}} = \frac{\Gamma}{(\alpha_m + \alpha_g)} \quad (3.23)$$

où α_g et α_m sont respectivement les pertes du guide et les pertes miroir.

L'optimisation d'un guide passe alors par la réduction des pertes et l'augmentation du confinement du mode dans la région active.

Si l'on considère que les pertes miroir sont équivalentes pour des guides différents (les pertes provenant des facettes dans le cas de guides rubans Fabry-Pérot dépendent de la réflectivité de ces dernières liée au clivage et aux indices des matériaux. En règle générale, dans le moyen infrarouge, elles restent stables avec une réflectivité d'environ 30 %), le facteur de mérite permettant une comparaison rapide de la qualité des guides.

La figure 3.5 présente les simulations des pertes et du facteur de mérite³, effectuées pour les 3 types de guides présentés précédemment.

La géométrie du guide diélectrique se base sur la référence [45] et celle du guide à confinement par air⁴, sur la référence [46]. Le guide double métal correspond à une région active avec une couche d'or en dessous et au-dessus.

L'indice de l'or est tiré de la référence [86]. Pour l'InP et l'InGaAs, les indices sont calculés avec le modèle de Drude et les paramètres suivant :

- Un temps de diffusion de 0,15 ps ;
- Un indice de 3,1 et une masse effective de 0,067 m_0 pour l'InP à 16 μm ;
- Un indice de 3,32 et une masse effective de 0,041 m_0 pour l'InGaAs à 16 μm.

La différence nette à l'avantage du guide diélectrique par rapport au guide double métal pour les courtes longueurs d'onde tend à s'inverser pour de plus grandes longueurs d'onde ($\lambda \geq 16 \mu m$). À titre d'exemple pour une longueur d'onde de 19 μm, le facteur de mérite du guide diélectrique avec une largeur de 100 μm devient 0,07 et celui du guide double métal, 0,04 (comparé respectivement aux valeurs à 16 μm : 0,12 et 0,05). Pour les longueurs d'onde qui nous intéressent on peut voir que le guide diélectrique semble être une solution viable en terme de pertes mais ce n'est pas le seul facteur qu'il

3. Il s'agit, en fait ici, d'un facteur de mérite réduit qui ne prend pas en compte les pertes miroir.

4. La géométrie utilisée dans la référence [46] est en réalité celle d'un guide plasmonique, pour une géométrie à confinement par air, voir [88].

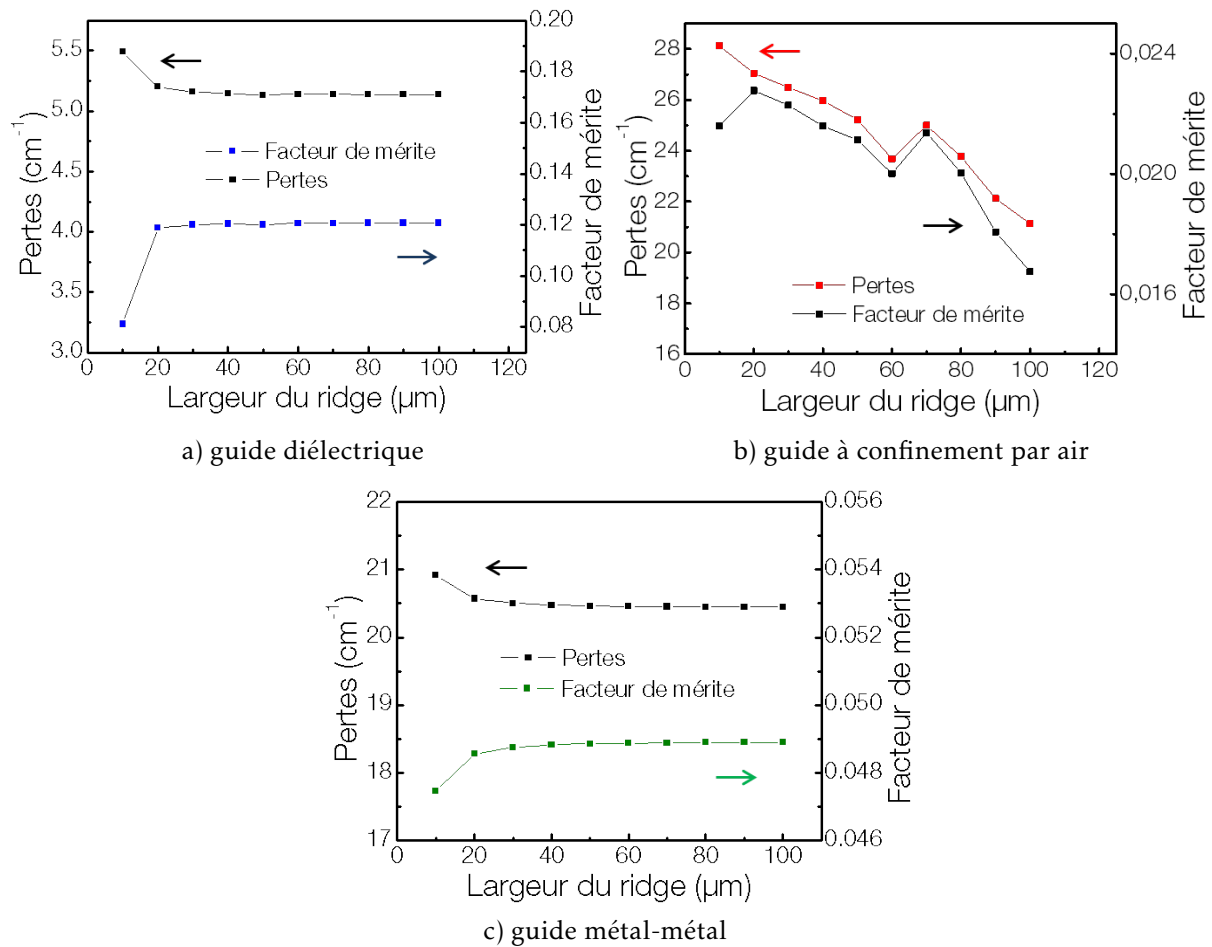


FIGURE 3.5. – Simulation par la méthode des éléments finis, des pertes du guide d'ondes et de son facteur de mérite associé en fonction de la largeur du ridge pour une longueur d'onde donnée $\lambda = 16 \mu\text{m}$ a) d'un guide diélectrique b) d'un guide à confinement par air c) d'un guide métal-métal.

faut prendre en compte. Comme discuté dans la description des différents guides, le temps nécessaire à la croissance des couches de confinement des guides diélectriques dans les grandes longueurs d'onde doit être pris en compte. De surcroît dans le cas de l'InAs, l'absence de matériau avec un paramètre de maille compatible et d'indice différent (comme l'InP pour l'InGaAs) requiert l'utilisation de couches fortement dopées d'InAs, ce qui augmente les pertes par porteurs libres [89].

3.5. Guide plasmonique

Dans ce travail de thèse, l'accent a été mis sur l'utilisation de guides rubans métal-métal. Historiquement les premiers lasers à plasmons de surface émettaient à des longueurs d'onde centrées à 8 et 11,5 μm [90]. Rapidement, la plage spectrale accessible a augmentée jusqu'à s'imposer dans le domaine THz où les pertes de propagation sont plus faibles (avec une première réalisation du guide métal-métal en 2002 [91]).

Le guide plasmonique à double interface ou métal-métal présente, en dépit de ses pertes plus importantes, plusieurs avantages comparés au guide diélectrique usuel, tels que :

- Des modes guidés TM (mode TM_{00} sans fréquence de coupure [métal-métal])
- Un champ maximal à l'interface métal-semi-conducteur (modes TM) ;
- Un facteur de confinement proche de l'unité pour les guides métal-métal ;
- une épaisseur épitaxiée faible due à l'absence de couches de confinement.

Je détaille ici les conditions pour obtenir une onde guidée sur ce type de guide.

3.6. Plasmon de surface

Un plasmon de surface est une oscillation cohérente des électrons de conduction localisée à la surface d'un métal. Cet ensemble d'électrons libres forme un plasma dont la fréquence de résonance est appelée fréquence plasma (ω_p).

Le champ électromagnétique de part et d'autre de l'interface est évanescant mais peut se propager le long de la surface. On dit que l'onde est piégée. On se place dans un repère orthonormé (O, x, y, z) . L'interface entre deux milieux semi-infinis est fixée dans le plan (O, x, y) . Ces milieux sont définis linéaires, homogènes ($\nabla \epsilon_{milieu} = 0$), isotropes ($\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$) et non magnétiques ($\mathbf{M} = 0$). Une solution particulière des équations de Maxwell existe alors sous la forme d'une onde de surface.

On définit le milieu A et B respectivement comme les milieux occupant les demi-espaces $z > 0$ et $z < 0$ (figure 3.6). On peut traduire les caractéristiques de cette onde piégée dans les champs électriques associés tels que :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_A &= (E_{x,A}, E_{y,A}, E_{z,A}) e^{i(k_{x,A}x + k_{z,A}z)} \quad (z > 0) \\ \mathbf{E}_B &= (E_{x,B}, E_{y,B}, E_{z,B}) e^{i(k_{x,B}x + k_{z,B}z)} \quad (z < 0) \end{aligned} \quad (3.24)$$

La continuité des composantes longitudinales du vecteur d'onde implique que $k_{x,A} = k_{x,B} = k_x$, où k_x présente une partie réelle strictement positive qui permet d'assurer le caractère propagatif de l'onde le long de la surface. Les composantes $k_{z,A}$ et $k_{z,B}$ doivent, quant à elles, être imaginaires pures pour décrire le comportement évanescant de l'onde dans la direction normale à l'interface. La conservation de la norme du vecteur d'onde nous donne aussi :

$$\begin{aligned} k_x^2 + k_{z,A}^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_A \\ k_x^2 + k_{z,B}^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_B \end{aligned} \quad (3.25)$$

Dans le cas des ondes polarisées TE, seule la composante $E_{y,i}$ du champ électrique est non nulle. La relation de continuité à l'interface de la composante tangentielle du champ électrique astreint est :

$$E_{y,A} = E_{y,B} \quad (3.26)$$

De plus la continuité du champ magnétique $\mathbf{B}$ selon la direction $\hat{x}$ que l'on dérive de la relation $\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}$, s'écrit :

$$i\omega B_x = \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y = -\frac{\partial}{\partial z} E_y \quad (3.27)$$

La dérivée de la composante du champ en y doit également être continue.

On retrouve alors d'après l'expression du champ, la relation :

$$k_{z,A} + k_{z,B} = 0 \quad (3.28)$$

Or, lors de la définition de notre onde de surface, on a fait l'hypothèse, pour avoir un comportement évanescant, que $k_{z,A}$ et $k_{z,B}$ sont des imaginaires purs. On ne peut donc pas trouver de solution à l'équation 3.28. Ce qui implique qu'une onde de surface ne peut donc pas avoir de polarisation TE.

Plaçons nous maintenant dans le cas d'une onde polarisée TM, où les composantes $E_{x,i}$ du champ électrique sont nulles et où la continuité de la composante tangentielle du champ électrique impose que :

$$E_{x,A} = E_{x,B} \quad (3.29)$$

On retrouve alors l'expression du champ TM :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_A &= (E_{x0}, 0, E_{z,A}) e^{i(k_x x + k_{z,A} z)} \quad (z > 0) \\ \mathbf{E}_B &= (E_{x0}, 0, E_{z,B}) e^{i(k_x x + k_{z,B} z)} \quad (z < 0) \end{aligned} \quad (3.30)$$

On a choisi les milieux homogènes et non chargés. On a donc une divergence électrique nulle, ce qui implique :

$$\begin{aligned} k_x E_{x0} + k_{z,A} E_{z,A} &= 0 \\ k_x E_{x0} - k_{z,B} E_{z,B} &= 0 \end{aligned} \quad (3.31)$$

En découle la nouvelle condition :

$$k_{z,A} E_{z,A} + k_{z,B} E_{z,B} = 0 \quad (3.32)$$

La continuité du champ électrique à l'interface nous donne aussi :

$$\epsilon_A E_{z,A} = \epsilon_B E_{z,B} \quad (3.33)$$

En réinjectant dans l'équation 3.32, on obtient en dernier lieu :

$$\epsilon_A k_{z,B} + \epsilon_B k_{z,A} = 0 \quad (3.34)$$

Cette dernière équation nous donne la condition d'existence d'onde de surface TM. Cette condition se traduit par le fait que, pour des constantes diélectriques réelles, leur signe doit être opposé.

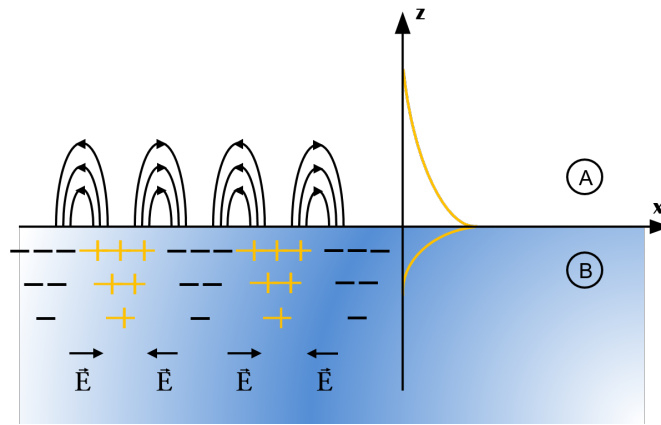


FIGURE 3.6. – Représentation d'une onde se propageant à l'interface entre deux milieux, des charges et des champs associés. L'onde se propage selon la direction x et est évanescente selon z .

3.6.1. Interface métal-semi-conducteur

Dans le cas d'une interface métal diélectrique et en considérant le milieu 1 comme le diélectrique avec une constante diélectrique réelle strictement positive et le milieu 2 comme un métal (dans notre cas de l'or). On note respectivement ϵ_d et ϵ_m .

La conservation de la norme du vecteur d'onde que l'on a développé dans l'équation 3.25 devient :

$$\begin{aligned} k_x^2 + k_{z,d}^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_d \\ k_x^2 + k_{z,m}^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_m \end{aligned} \quad (3.35)$$

la condition d'existence d'une onde de surface TM (équation 3.34) devient alors :

$$\epsilon_d k_{z,m} + \epsilon_m k_{z,d} = 0 \quad (3.36)$$

En injectant dans l'équation 3.36 l'expression de $k_{z,d}$ et $k_{z,m}$ en fonction de k_x qui découle de l'équation 3.34, on peut obtenir la relation de dispersion caractéristique d'un plasmon de surface :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (3.37)$$

Pour qu'une onde soit propagative elle doit non seulement respecter la première condition d'existence (équation 3.36), soit $\epsilon_m < 0$, mais aussi la condition qui découle de l'équation 3.37. Le dénominateur de la racine doit être négatif pour que k_x ne soit pas imaginaire pur (et donc associé à une onde évanescente dans la direction x) soit $\epsilon_d + \epsilon_m < 0$, la condition de propagation de l'onde.

Dans le cas de l'or, ces conditions sont toujours vérifiées dans le domaine du moyen infrarouge et du THz où l'indice de l'or est bien supérieur à celui des semi-conducteurs (figure 3.7).

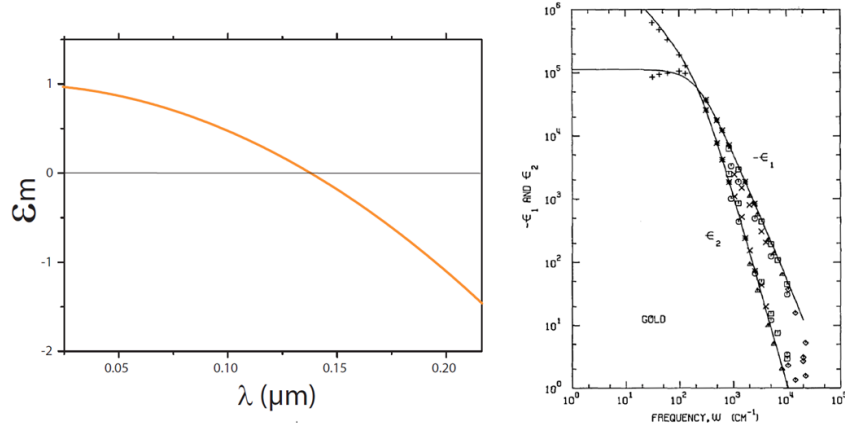


FIGURE 3.7. – La figure a) représente la partie réelle de la constante diélectrique de l'or en fonction de la longueur d'onde en μm , calculée à partir de [86] (figure tirée de [92]). La figure de droite issue de [86] présente les différentes valeurs expérimentales obtenues pour la partie réelle (ϵ') et imaginaire (ϵ'') de la constante diélectrique de l'or.

Si on introduit maintenant l'expression de la constante diélectrique découlant du modèle de Drude (pour un métal sans pertes) :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.38)$$

dans la relation de dispersion du plasmon, elle devient :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d(\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^2(1 + \epsilon_d) - \omega_p^2}} \quad (3.39)$$

La figure 3.8 représente la courbe de dispersion d'un plasmon de surface à l'interface Or/InAs (l'InAs est considéré comme non dispersif devant l'or et son indice est fixé à 3,38).

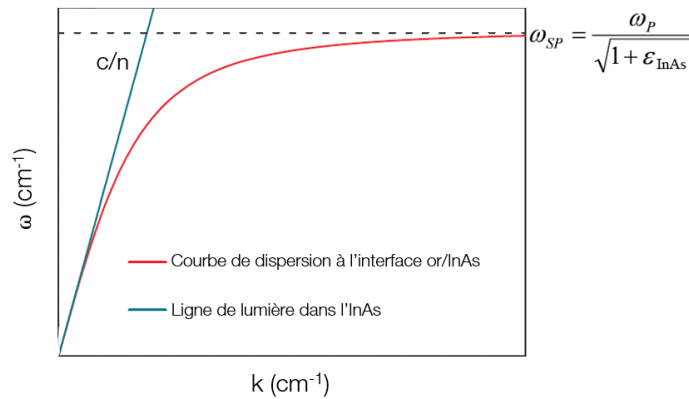


FIGURE 3.8. – Courbe de dispersion d'un plasmon de surface à l'interface Or/InAs (figure à refaire).

La courbe de dispersion du plasmon de surface se situe bien en dessous de la courbe de dispersion dans l'InAs, ce qui signifie qu'une onde électromagnétique se propageant dans l'air ne pourra pas se coupler directement avec un plasmon de surface. Ce n'est pas un problème dans notre cas car la lumière est générée électriquement et entièrement à l'intérieur de la région active.

3.6.2. Épaisseur de peau

Les pertes associées à la propagation d'un plasmon étant liée à la pénétration du champ dans le métal, il est raisonnable de s'intéresser à cette longueur caractéristique. L'extension spatiale du champ, de part

et d'autre de l'interface selon la direction z , peut être caractérisée par l'épaisseur de peau δ (distance à partir de laquelle le champ a été réduit de $1/e$ [avec e , la constante de Néper]). En combinant le fait que les composantes $k_{z,i}$ sont imaginaires pures, l'équation 3.35 et l'équation 3.37, on obtient :

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{1}{k_{z,i}} \\ \delta_d &= \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\epsilon'_d + \epsilon_m}{\epsilon_d^2}} \\ \delta_m &= \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\epsilon'_m + \epsilon_d}{\epsilon_m^2}}\end{aligned}\quad (3.40)$$

avec δ_d l'épaisseur de peau dans le diélectrique, δ_m , l'épaisseur de peau dans le métal et ϵ'_i la partie réelle de la constante diélectrique ($\epsilon_i = \epsilon'_i + i\epsilon''_i$). Pour une longueur d'onde de $16\ \mu\text{m}$, l'application numérique nous donne :

$$\begin{aligned}\delta_d &\approx 4,2\ \mu\text{m} \\ \delta_m &\approx 7,1\ \text{nm}\end{aligned}\quad (3.41)$$

avec pour le diélectrique $\epsilon = 11.42$ et pour l'or, $\epsilon' = -1,22 \times 10^4$ et $\epsilon'' = 4,19 \times 10^3$

Le confinement des champs électromagnétiques à proximité de la surface métallique est intrinsèquement lié à la nature non radiative de l'onde de surface. Le guide d'ondes des guides à plasmons de surface est donc l'interface entre le métal et le diélectrique comme on a pu le voir dans cette partie.

3.6.3. Guide métal-métal

Le guide métal-métal (aussi appelé double métal) est un guide avec une double interface plasmonique. Cette géométrie repose donc sur un confinement métal-diélectrique-métal générant un plasmon sur chaque interface et les conditions limites imposent une sélection des modes pouvant se propager dans le guide (comme on vient de le voir). Son plus grand avantage est de pouvoir proposer un confinement proche de l'unité tout en supportant un mode sans fréquence de coupure, quelle que soit la longueur d'onde (pouvant être arbitrairement plus grande que la dimension de confinement). Dans le cas des transitions inter-sous-bandes, ce mode polarisé TM respecte la règle de sélection et peut se coupler aux transitions inter-sous-bandes de la région active.

Des modes TE peuvent aussi être supportés par la cavité, les champs de ces modes est alors nul à l'interface métal - semi-conducteur (voir aussi section 1.1).

J'ai dans un premier temps, dans le chapitre I, discuté des transitions inter-sous-bandes et du milieu à gain. Dans le début du deuxième chapitre, j'ai introduit le concept de guidage de la lumière. Il ne manque donc plus que la cavité optique pour avoir un dispositif complet qui pourra engendrer l'effet laser.

4. Résonateurs optiques

Le rôle de la cavité optique est de réinjecter les photons émis par le milieu à gain dans la région active pour engendrer le processus d'émission stimulée. La cavité standard des lasers à cascade quantique de type ruban est généralement obtenue en clivant les deux extrémités du guide d'ondes. Les facettes ainsi créées par le contraste d'indice semi-conducteurs/air forment un miroir avec une réflectivité de l'ordre de 30 % (pour le cas habituel dans le moyen infrarouge). La réflexion des photons par ces miroirs leur permet de faire de nombreux allers-retours dans le milieu à gain et de favoriser l'émission stimulée. La cavité optique permet aussi de sélectionner certains modes optiques en fonction de sa géométrie, notamment par le phénomène des interférences constructives et destructives.

Il existe plusieurs types de cavités qui ont chacune des propriétés spécifiques quant à l'orientation et aux propriétés spectrales d'émission. On peut citer les cavités à mode de galerie : micro-disque, micro-tore ou micro-sphère (figure 3.9) exploitant la réflexion totale interne. Ces résonateurs peuvent supporter des modes de galeries et des modes Fabry-Perot radiaux. La lumière est diffusée vers l'extérieur par l'intermédiaire de défauts. Ces résonateurs présentent des seuils plus faibles comparés aux seuils obtenus avec une géométrie ruban [93]. Les cristaux photoniques (figure 3.9) sont des structures dont la

constante diélectrique est modulée périodiquement, créant des bandes d'énergie permises et interdites. Le miroir de Bragg est un cristal photonique 1D, j'aurai l'occasion de revenir sur son fonctionnement par la suite. Le résonateur Fabry-Pérot, qui est le guide que j'ai le plus utilisé dans la partie laser à cascade quantique, sera aussi détaillé.

Dans le cas d'une cavité idéale, la lumière serait totalement confinée (sans pertes) et aurait des fréquences de résonances à des valeurs précises. Dans le cas réel, la cavité est décrite par un facteur de qualité Q (proportionnel au rapport de la moyenne temporelle de l'énergie emmagasinée dans la cavité sur la moyenne de l'énergie perdue par cycle), défini tel que :

$$Q = \frac{f}{\Delta f} \quad (4.1)$$

avec f , la fréquence de résonance et Δf , la largeur à mi-hauteur de la résonance de cavité.

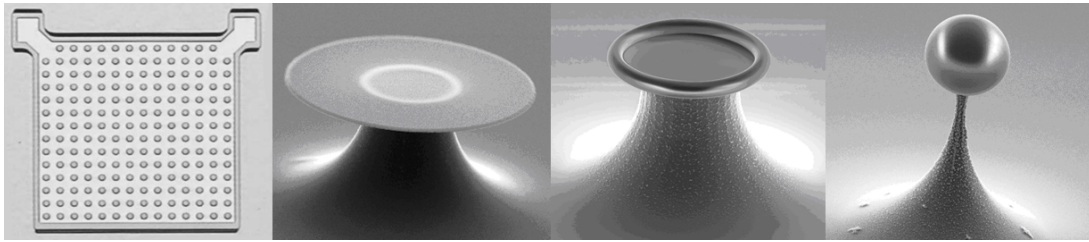


FIGURE 3.9. – Image MEB de différents types de cavités. De gauche à droite, respectivement, des cristaux photoniques [94], des micros-disques [95], des micros-tores et des micros-sphères [96].

4.1. Résonateur Fabry-Pérot

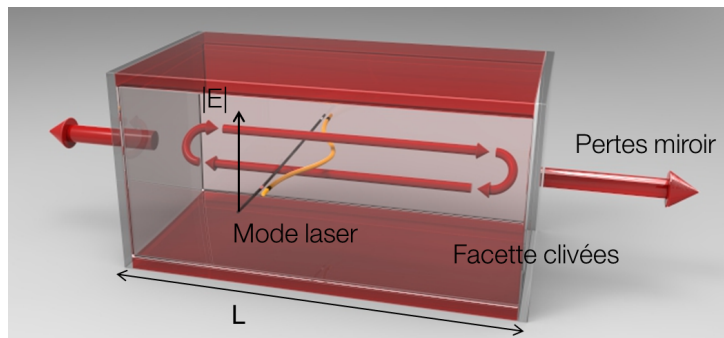


FIGURE 3.10. – Schéma d'un oscillateur laser. Le milieu à gain est placé dans une cavité optique qui va amplifier l'effet de l'émission stimulée en réinjectant une partie des photons émis.

Les cavités Fabry-Pérot sont constituées de deux miroirs plans obtenus en clivant les facettes des rubans (figure 3.10), le contraste d'indice entre les matériaux du guide et l'air entraîne une réflectivité au niveau des facettes, soit n , l'indice de réfraction de la région active et n_{air} l'indice de l'air que l'on prend égal à l'unité. La réflectivité d'une facette s'écrit :

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (4.2)$$

Cette formule est valable dans la limite où la longueur d'onde est inférieure à l'épaisseur de la région active. Dans le moyen infrarouge, la réflectivité d'une facette est d'environ 30 %. Associées à cette réflectivité, on retrouve les pertes dites miroir. Ce sont les pertes qui correspondent aux photons qui s'échappent de la cavité à chaque réflexion de l'onde sur l'un des deux miroirs. Ce sont ces pertes que l'on mesure par l'une des deux facettes du lasers qui nous permettent de le caractériser optiquement. En considérant que les deux facettes ont la même réflectivité R et en utilisant une formule de type loi de Beer, on obtient pour un aller-retour dans une cavité de longueur L , l'intensité I d'une onde se propageant dans la cavité :

$$I = I_0 \exp(-2L\alpha_m) = (R * R)I_0 \quad (4.3)$$

avec α_m , les pertes miroir et I_0 , l'intensité de l'onde avant réflexion sur les facettes. On retrouve donc des pertes miroir égales à :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln(R^2) = \frac{1}{L} \ln(R) \quad (4.4)$$

Les ondes se propageant dans le résonateur Fabry-Pérot sont aussi soumises à une condition de phase qui provient de ces multiples allers-retours dans la cavité. Cette condition sur les différentes interférences se traduit par la condition sur la longueur d'onde formant ainsi les modes stationnaires de la cavité :

$$\lambda_N = \frac{2n_{eff}L}{N} \quad (4.5)$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode et N un entier positif. On peut alors écrire la différence entre 2 modes de cavité tel que :

$$\Delta\lambda = \lambda_N - \lambda_{N+1} = \frac{2n_{eff}L}{N} - \frac{2n_{eff}L}{N+1} = \frac{n_{eff}L}{N(N+1)} \quad (4.6)$$

Pour un grand nombre de modes, on peut faire l'approximation $N(N+1)$ à N^2 et ainsi on retrouve en réinjectant l'expression de N dérivée de l'équation 4.5 :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2Ln_{eff}} \quad (4.7)$$

Le gain, beaucoup plus large que l'intervalle spectral libre, dans les guides rubans de quelques millimètres de longueur, entraîne la présence d'une multitude de modes. Pour s'affranchir de ce comportement potentiellement néfaste pour certaines applications (telles que la spectroscopie), il est possible d'utiliser le principe de la rétroaction répartie.

5. Cavité à rétroaction répartie

Il est théoriquement possible d'obtenir un fonctionnement mono-mode dans des conditions stables (j'entends par là une opération sous courant continu et température contrôlée). Néanmoins, malgré la compétition entre les différents modes, la séparation des franges Fabry-Pérot (inférieur à 1 cm^{-1}) dans nos structures, comparée à la largeur de bande spectrale du gain (plusieurs dizaines de cm^{-1}), rend cette localisation quasiment impossible. De plus, étant donné que les lasers que j'ai étudiés fonctionnent en régime pulsé, les variations telles que celle liée à l'évolution de la tension du dispositif pendant le temps de montée de l'impulsion ou celle liée à la variation de température dans la structure à l'allumage et à l'extinction du laser, nous imposent l'apparition de plusieurs modes de cavité (figure 3.23 b) et figure 3.27 b)).

Pour discriminer ces modes, dans le domaine des lasers à cascade quantique, les filtres spectraux les plus couramment utilisés sont :

- Les réseaux de diffraction en cavité externe [97, 98], permettant un ajustement du réseau mais nécessitant un développement extra dispositif important.
- Les réseaux à rétroaction réparties (DFB), le réseau est directement implémenté sur le laser et proche de la région active (voir section suivante).

Dans le cadre de ma thèse, j'ai utilisé l'approche DFB pour sa compatibilité avec mon procédé de fabrication. Je détaille ici le fonctionnement d'un tel type de réseau.

5.0.1. Principe de fonctionnement du DFB

Le terme de structure à rétroaction répartie « distributed feedback » (ou DFB) est introduit pour les lasers dans le début des années soixante-dix par H. Kogelnik et C. V. Shank avec leurs travaux sur les lasers à colorants [99, 100].

Le principe de fonctionnement d'un DFB repose sur une variation périodique du guide d'ondes qui va alors devenir un filtre spectral. La variation peut porter sur le gain, les pertes ou l'indice. Dans le cas du gain [101], un seul mode de même périodicité que le réseau peut avoir du gain mais ce type

de couplage est relativement compliqué à mettre en place pour les dispositifs type lasers à cascade. Pour une variation liée aux pertes, on retrouve un seul mode de même périodicité que le réseau mais l'inconvénient majeur vient de la réduction des performances du dispositif. On en retrouve différents exemples dans la littérature, notamment sur les antimoniures [102]. Les DFB que j'ai réalisés pendant mon travail de thèse se basent sur une variation d'indice pour réaliser la discrimination spectrale. Son principe repose sur celui du miroir de Bragg (figure 3.11). L'onde se propageant dans ce milieu périodique va subir de multiples réflexions partielles à chaque interface (dans une certaine gamme de longueur d'onde). Ces réflexions engendrent des interférences constructives et destructives qui créent une bande de propagation interdite pour la lumière. Contrairement aux DFB précédents, où un seul mode est amplifié, la propagation de 2 modes en opposition de phase avec des gains modaux équivalents est permise.

Un réseau d'ordre 1 ne permettra via la conservation du vecteur dans le plan, qu'une propagation selon la direction x (ou direction du réseau).

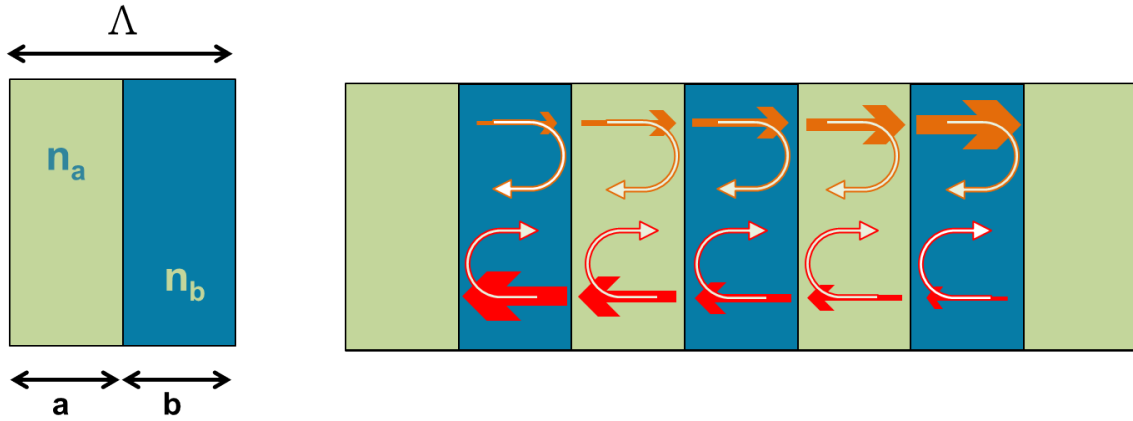


FIGURE 3.11. – Schéma illustrant le fonctionnement d'une structure à rétroactions réparties. Deux ondes se propageant longitudinalement, sont représentées par des flèches indiquant leur sens de propagation. À chaque cycle dans la structure périodique, l'onde reçoit en tout point des contributions provenant des multiples réflexions de Bragg sur les interfaces de l'onde se propageant dans le sens opposé. Ce mécanisme de rétroaction est réparti le long de toute la structure. Dans le cas d'une structure type laser (avec du gain), on peut se retrouver dans le cas d'une oscillation laser. Le filtrage spectral s'effectue sur des longueurs d'onde proches de la longueur d'onde qui répond à la condition de Bragg.

Pour retrouver la longueur d'onde répondant à la condition de Bragg :

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda / N \quad (5.1)$$

où λ_B est la longueur de Bragg (dans le vide), n_{eff} représente toujours l'indice effectif moyen et N , un entier qui caractérise l'ordre du réseau, on peut se placer dans le cas d'un réseau 1D. Si l'on regarde la première zone de Brillouin, soit $[-\frac{\pi}{\Lambda}; \frac{\pi}{\Lambda}]$ et plus précisément le bord de bande de cette première zone (puisque que l'on est intéressé par une émission par la facette, soit $N=1$). Les modes de basses fréquences vont concentrer leur énergie dans les zones à fort indice et les modes hautes fréquences dans les zones à plus faible indice [103].

Les modes permis : modes qui respectent la symétrie de la cellule, définie par une période (en bord de bande ($k = \pi/\Lambda$, soit l'équivalent d'une longueur d'onde de $\lambda = 2\Lambda$), sont représentés dans la figure 3.12. Une bande de propagation interdite photonique se crée alors, due à la variation d'indice qui joue sur la fréquence des modes en fonction de leur concentration énergétique (figure 3.13).

Pour que les deux ondes interfèrent constructivement entre elles, elles doivent être en accord de phase, ce qui équivaut à un déphasage d'un multiple de 2π . Cette exigence n'est satisfaite que pour des fréquences qui satisfont la condition de Bragg :

$$2\beta\Lambda = 2N\pi \quad (5.2)$$

où $\beta = 2\pi/\Lambda * n_{eff}$.

On retrouve facilement par cette expression, la longueur d'onde de Bragg 5.1.

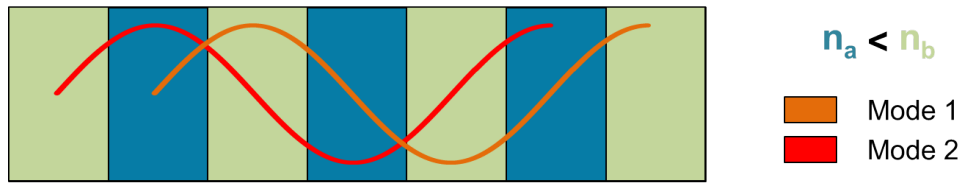


FIGURE 3.12. – Modes stationnaires permis, respectant la symétrie de la cellule définie. Le Mode 1 à une fréquence plus élevée que le Mode 2 et concentre son énergie dans les zones à plus faible indice.

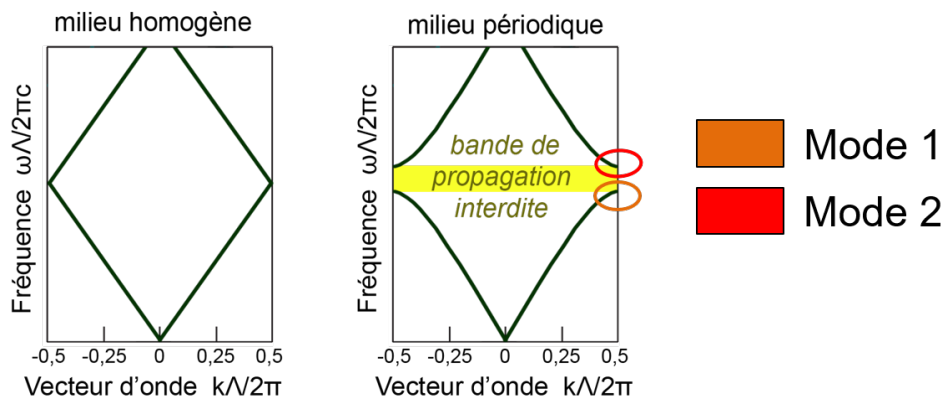


FIGURE 3.13. – Relation de dispersion dans la première zone de Brillouin d'un (a) matériau uniforme (b) d'un réseau de Bragg.

Un laser avec un réseau périodique d'ordre 1 ne peut opérer qu'en bord de la bande interdite. L'ouverture de cette bande interdite photonique dans la dispersion $\omega(k)$ implique une dérivée nulle de la dispersion au bord de la bande. La conséquence directe en est une vitesse de groupe nulle et un mode peut alors être confiné.

L'ouverture de la bande interdite créée, en termes de fréquences, est donnée par la relation [104] :

$$\Delta\omega = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta n}{n} \quad (5.3)$$

Dans la description, faite par H. Kogelnik and C. V. Shank [105], d'un DFB, la théorie des ondes couplées est utilisée. Dans ce modèle, les auteurs se basent sur l'équation de propagation d'une onde à une dimension (confinement transversal et vertical) via le champ électrique :

$$\frac{\delta^2}{\delta z^2} E + k^2 E = 0 \quad (5.4)$$

La modulation spatiale de l'indice dans la structure est considérée comme ayant la forme :

$$n(z) = n + \Delta_n \cos(2\beta_0 z) \quad (5.5)$$

avec n l'indice du milieu et $\beta_0 = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$.

Le champ dans la cavité est la somme d'une onde propagative et contra-propagative, avec leur amplitude respective : $R(z)$ et $S(z)$ variant lentement selon z , soit :

$$E(z) = R(z)\exp(-i\beta_0 z) + S(z)\exp(i\beta_0 z) \quad (5.6)$$

On retrouve le système d'équation :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial R}{\partial z} + (\alpha - i\delta)R &= i\kappa S \\ \frac{\partial S}{\partial z} + (\alpha - i\delta)S &= i\kappa R \end{aligned} \quad (5.7)$$

avec α le gain ; κ le coefficient de couplage entre les deux ondes et δ , un paramètre normalisé de la différence de fréquence par rapport à la fréquence de Bragg, définit par :

$$\delta = \frac{n\Delta\omega}{c} \quad (5.8)$$

Pour une variation de l'indice du réseau uniquement on retrouve une constante de couplage :

$$\kappa = \frac{\pi\Delta n}{2n\Lambda} \quad (5.9)$$

et une ouverture de la bande énergie interdite $\Delta\omega$ égale à :

$$\Delta\omega = \frac{2\kappa c}{n} \quad (5.10)$$

L'un des résultats clé de cette méthode est l'étude de l'effet du produit κL sur le champ dans la cavité. Cette distribution est tracée, dans la figure 3.14 pour un réseau s'étendant de $-L/2$ jusqu'à $L/2$ ([105]). Lorsque le couplage est faible ($\kappa L \ll 1$), l'intensité du champ est faible dans le centre de la structure et augmente sur les bords (régime « sous couplé »). Inversement, lorsque le produit κL est très grand ($\kappa L \gg 1$), l'intensité du mode est forte au centre de la structure et faible aux bords (régime « sur couplé »). La lumière sera alors piégée dans la cavité et la puissance émise sera faible. Ces deux comportements sont liés par une zone de "couplage critique", où $\kappa L = 1$, qui se traduit par une intensité plus ou moins uniforme à travers le dispositif.

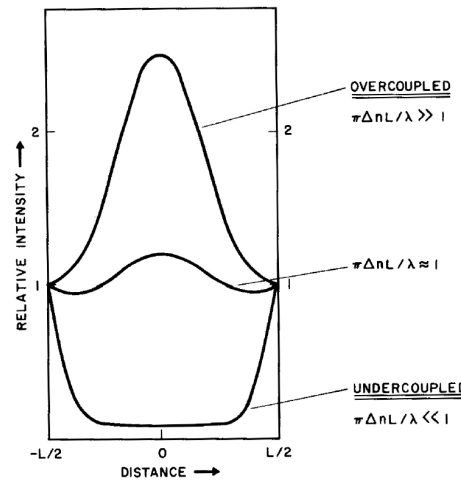


FIGURE 3.14. – Distribution du champ optique dans la cavité laser en fonction du produit κL , figure tirée de [105].

Dans cette première partie du chapitre 2, les notions nécessaires à l'appréhension des résultats que je vais présenter ont été abordées. Les notions de confinement, de cavité, de résonateur, le choix des matériaux de nos dispositifs ainsi que la méthode de guidage sélectionnée ont été traités. Dans la suite de ce chapitre, les lasers à cascade quantique en InAs que j'ai fabriqués à l'IEF ainsi que les moyens et les aboutissants de leurs caractérisations seront exposés.

6. Fabrication

L'InAs est un matériau nouveau pour les grandes longueurs d'onde. Il a donc été nécessaire de développer un procédé de fabrication adapté.

Le premier point clé découle du fait de l'utilisation de la géométrie métal-métal du guide d'ondes. Dans le THz où ce type de guide est couramment utilisé, les longueurs d'onde peuvent facilement dépasser les 100 μm et les pertes liées à l'interface métal/semi-conducteur sont beaucoup plus faibles. On peut donc réaliser des guides très larges, ce qui n'est pas le cas du moyen infrarouge. La figure 3.15 b) présente les pertes des deux premiers modes TM (00 et 10), calculés par la méthode des éléments finis, pour la géométrie des guides que j'ai réalisés. Dans l'optique de réduire le courant total injecté dans la structure et de discriminer les modes autres que le mode TM_{00} , on choisit une taille de ruban laser dans la gamme 20-30 μm (voir aussi annexe F). Le contact supérieur du dispositif, qui se fait classiquement sur un ruban d'une centaine de microns de large, ne pose aucun problème. En revanche, lorsque l'on descend en dessous des 50 μm (ce qui correspond à la largeur typique des soudures par fils d'or [qui ont un diamètre de 25 μm] que j'ai réalisées, comme on peut le voir sur l'image en microscopie électronique en figure 3.15 c)), le procédé devient nettement plus ardu. Il a donc été nécessaire d'implémenter l'ajout d'un isolant entre la région active et le contact supérieur pour permettre de déporter les contacts électriques latéralement sans court-circuiter la structure.

Le deuxième point clé du procédé de fabrication réside dans l'utilisation d'une double couche d'arrêt pour protéger au maximum la région active et s'assurer d'avoir un plan cristallin avec le moins de défauts possible avant la gravure. Les procédés de fabrications sans cette double couche d'arrêt présentaient des défauts lors de l'étape de gravure.

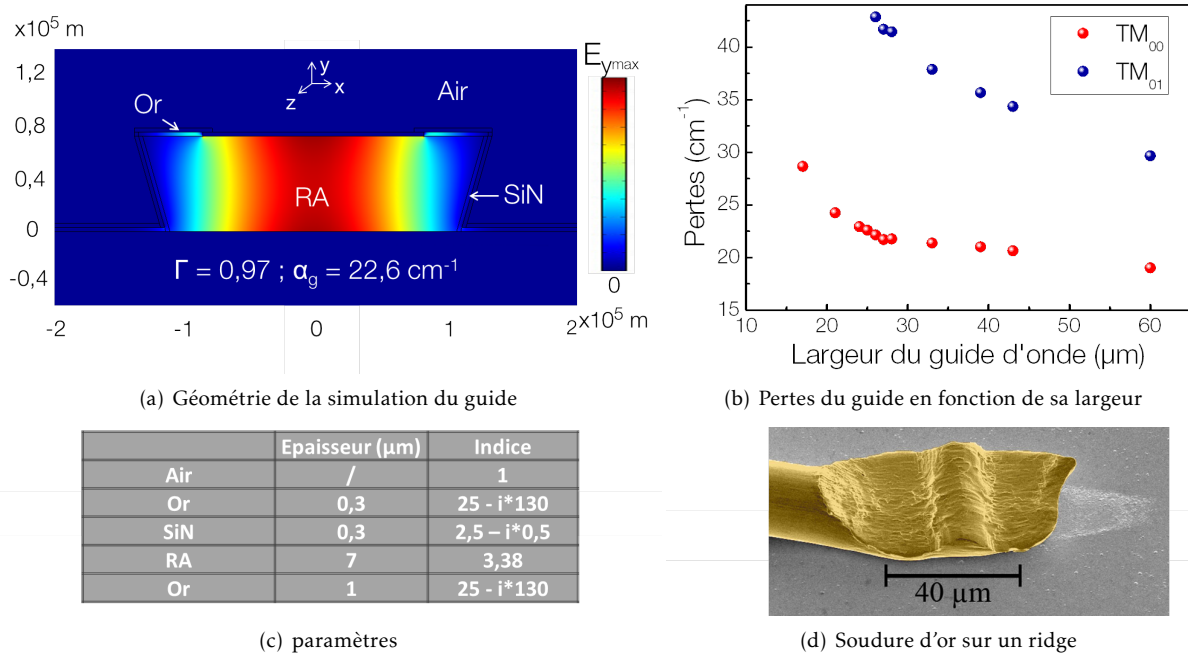


FIGURE 3.15. – a) Géométrie de la simulation par la méthode des éléments finis (guides de 25 μm b) pertes des deux premiers modes TM : TM_{00} et TM_{01} , en fonction de la largeur (supérieure) d'un guide ruban métal-métal; c) paramètres de la simulation; d) Image MEB d'un fil d'or de taille standard 25 μm sur un ruban laser.

6.0.1. Fabrication en salle blanche

Je récapitule ici les différentes étapes d'un procédé de fabrication standard d'un laser à cascade quantique avec un guide ruban métal-métal (figure 3.16). La fabrication détaillée est disponible dans les annexes A.

Généralement, nous recevons les épitaxies de nos partenaires de Montpellier sous forme de « wafer » (entier, demi-entier ou par quart) de 2 pouces. Puisque l'on veut réaliser des guides métal-métal, la première étape consiste à concevoir la première interface plasmonique en déposant une couche d'or (Ti/Or : 5/500 nm) sur l'échantillon et sur un substrat simple (figure 3.16 a)). Les deux parties sont soudées par une technique de thermo-collage ($T = 320\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P = 5\text{ MPA}$). On vient ensuite cliver ces galettes en échantillons d'habituellement 1 cm^2 . Le substrat chevauchant la région active est retiré manuellement

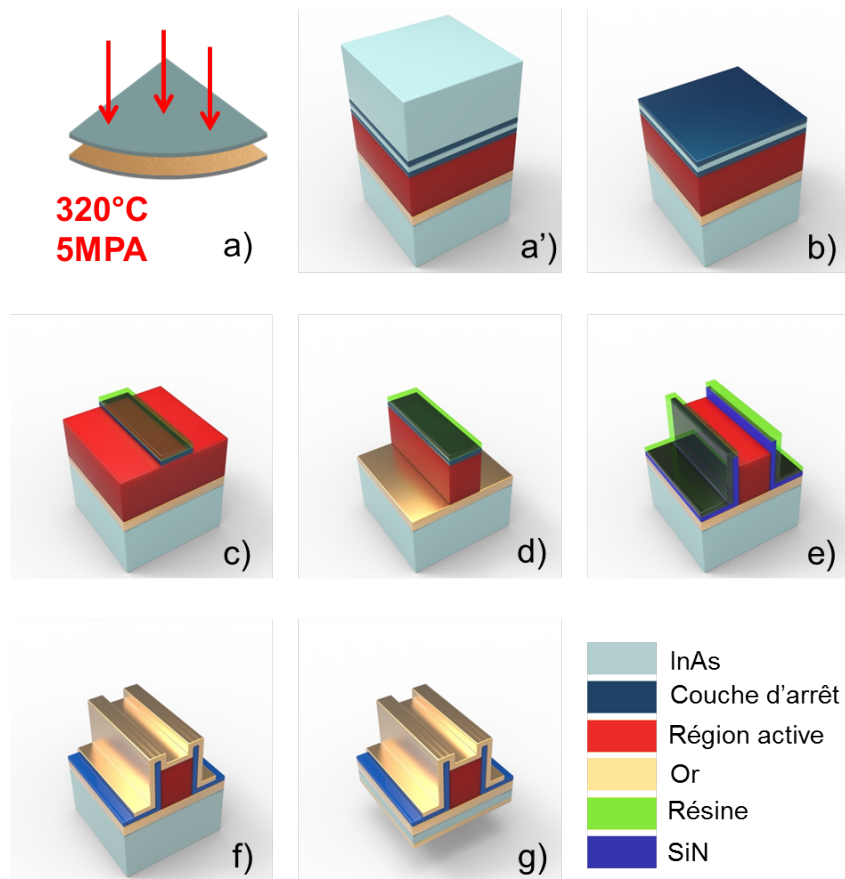


FIGURE 3.16. – Récapitulatif des principales étapes de fabrication : a) thermo-collage d'un substrat et de la région active sur lesquels on a préalablement déposé de l'or ; b) retrait du substrat ; c) retrait des deux couches d'arrêt qui protègent la région active ; d) définition des rubans lasers ; e) dépôt de l'isolant sur le ruban laser ; f) dépôt du contact supérieur du dispositif.

et chimiquement avec un bain d'acide citrique. Cette gravure sélective permet de s'arrêter sur les couches d'arrêt et assure une bonne protection de la région active (figure 3.16 b)). Les couches d'arrêt sont ensuite retirées chimiquement avec une solution à base d'acide chlorhydrique (figure 3.16 c)). Les rubans lasers sont définis par le biais d'une lithographie optique suivie d'une gravure humide avec une solution à base d'acide phosphorique (figure 3.16 d)). Pour éviter une dispersion excessive du courant, on vient graver les rubans selon la direction cristalline (011) pour obtenir des flancs rentrant quasiment droit. Un isolant est déposé par PECVD («plasma enhanced chemical vapor deposition») sur tout l'échantillon et est ouvert sur la partie supérieure des rubans par RIE («Reactive Ion Etching») (figure 3.16 e)). Cette ouverture nous permet, par le dépôt d'une couche d'or (Ti/Or : 5/250nm, figure 3.16 g)), de réaliser le contact supérieur qui nous permet de déporter nos contacts sur les côtés des rubans (figure 3.16 f)). S'en suit un amincissement du substrat arrière et un nouveau dépôt d'or (Ti/Or : 5/200nm) pour faciliter le clivage de l'échantillon, améliorer la dissipation thermique et l'adhésion sur l'embase en cuivre sur laquelle on va coller le dispositif.

6.0.2. Fin de fabrication et montage

Une fois que toutes ces précédentes étapes ont été menées à bien, l'échantillon n'est plus vulnérable aux poussières et autres éléments gênants que l'on peut retrouver dans une atmosphère non filtrée. On peut donc finir le montage des lasers hors de salle blanche. On vient tout d'abord cliver l'échantillon en barrettes de différentes longueurs (typiquement 1, 1,5 ou 2 mm). Chaque barrette contient en général une dizaine de rubans lasers utilisables. Chaque barrette peut être collée sur une embase de cuivre à l'aide d'une pâte d'indium. La dernière étape avant le montage sur le cryostat est la soudure des fils d'or sur les contacts qu'on relie à des carrés de céramique recouverts d'or.

7. Montage expérimental

Pour évaluer les performances des différents dispositifs que l'on fabrique, on utilise un montage expérimental qui nous permet de les caractériser optiquement, électriquement et spectralement. Dans cette partie, je présente le montage figure 3.17 et les techniques de caractérisation.

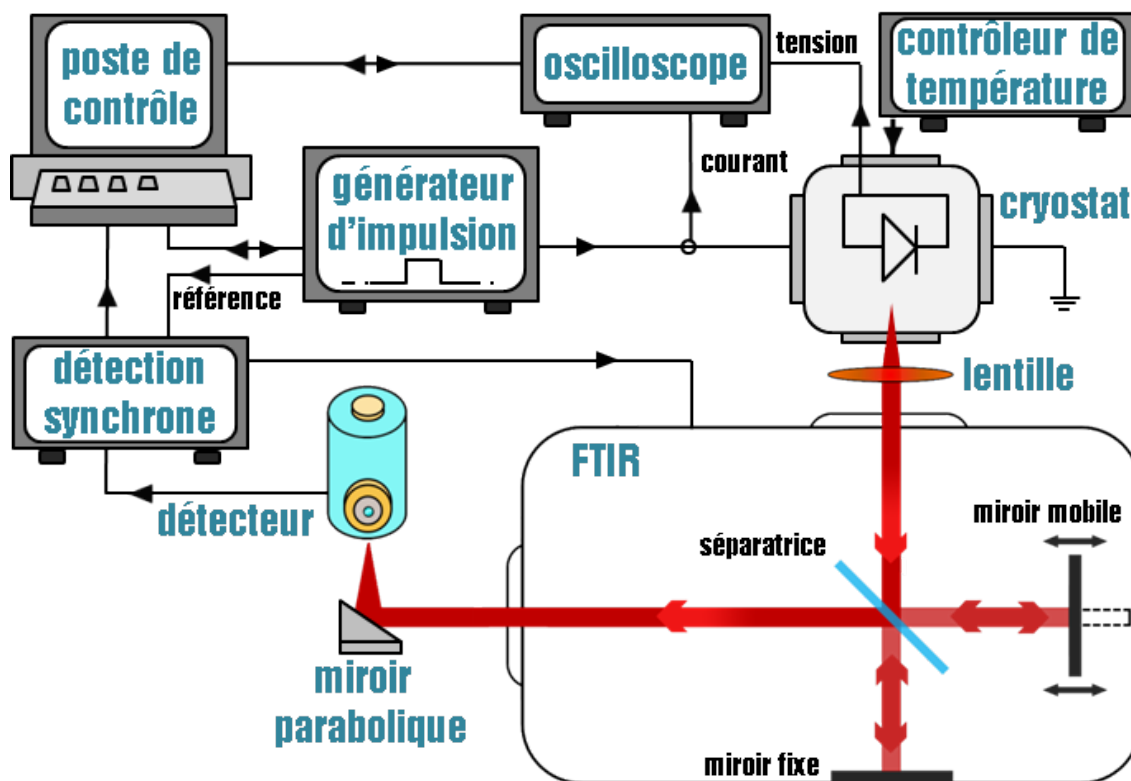


FIGURE 3.17. – Schéma du dispositif expérimental permettant de caractériser optiquement et électriquement les lasers à cascade quantique. Ses composants principaux sont le cryostat permettant de mesurer les échantillons jusqu'à une température de 78 K (en utilisant de l'azote liquide), un interféromètre de Michelson (FTIR) et un détecteur externe moyen infrarouge (MCT) associé à une détection synchrone.

Les principaux éléments du montage expérimental seront décrits ici :

7.1. Cryostat

Le but affiché de nos dispositifs est de fonctionner à température ambiante. Néanmoins, on utilise un cryostat car, d'une part les premiers dispositifs ne fonctionnaient pas à température ambiante et d'autre part pour des facilités d'alignement (plus de signal à basse température). De plus, une large plage de températures (de 78 à plus de 330 K) nous permet d'obtenir des informations sur l'évolution de certains paramètres en fonction de cette variation de température. L'échantillon est posé sur le doigt froid de ce dernier et les fenêtres utilisées sont en ZnSe (Sélénure de zinc), Ge (germanium) ou KBr (bromure de potassium) avec un éventuel traitement anti-reflets (qui diminue la proportion réfléchi du faisceau). Le refroidissement s'effectue avec de l'azote liquide qui circule en circuit ouvert dans le doigt froid, le doigt froid est, quant à lui, dans une enceinte sous vide. Un contrôleur de température nous permet de connaître et de fixer (par le biais d'une résistance de chauffage) avec précision la température de travail. Une lentille, avec une courte focale, en ZnSe, Ge ou KBr est placée devant le cryostat afin de collimater la lumière divergente émise par le laser à cascade quantique vers l'entrée du spectromètre. Les spectres de transmission en incidence normale, en fonction de la longueur d'onde, des différents matériaux disponibles pour les lentilles et fenêtres du cryostat sont présentés dans la figure 3.18.

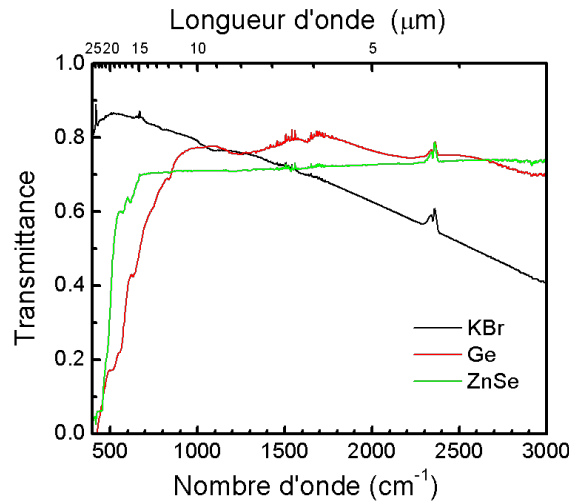


FIGURE 3.18. – Mesures de transmission sur les différents matériaux, en fonction de la longueur d'onde, à notre disposition pour les lentilles et fenêtres de notre cryostat. Courbe noire : fenêtre polie de 4 mm d'épaisseur de KBr sans traitement anti-reflet ; courbe rouge : fenêtre germanium de 2 mm d'épaisseur avec traitement anti-reflet ; courbe verte : fenêtre ZnSe de 3 mm d'épaisseur sans traitement anti-reflet. Les mesures ont été effectuées avec une source infrarouge interne au FTIR, une séparatrice « solid substrate » et un détecteur MCT externe 22 μm

7.2. Impulsateur

Les mesures des dispositifs, lasers à cascade quantique, en InAs que j'ai réalisés sont effectuées en régime impulsif. On utilise pour ce faire un générateur d'impulsion de tension « Agilent » avec lequel on envoie un signal carré. Pour limiter l'échauffement des dispositifs, tout en conservant un signal envoyé sur le détecteur suffisamment intense, les mesures sont effectuées avec une fréquence élevée et une durée d'impulsion faible. On travaille dans la majeure partie des cas avec des impulsions de 84 kHz et 50 ns ($\approx 0.4\%$ de rapport cyclique).

7.3. Le spectromètre à transformée de Fourier

Pour caractériser spectralement les dispositifs (déterminer la longueur d'onde, visualiser les éventuels multi-modes de la cavité), le montage expérimental comprend un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR en anglais). Son principe est basé sur celui de l'interféromètre de Michelson. La lumière en provenance de l'échantillon (ou de la source interne du FTIR) est envoyée sur une lame séparatrice qui divise le faisceau en deux, une partie du faisceau se réfléchit sur un miroir fixe tandis que l'autre se réfléchit sur un miroir mobile créant une différence de marche entre les deux chemins optiques. Les deux faisceaux interfèrent en revenant sur la séparatrice pour être finalement dirigés vers le détecteur (interne ou externe). Le signal récupéré contient les informations sur le spectre de la lumière source provenant des interférences constructives ou destructives. En fonction de la position du miroir mobile x (par rapport au zéro de l'interférogramme défini comme étant la position du miroir mobile où les deux chemins optiques sont égaux), l'intensité reçue par le détecteur I s'écrit :

$$I(x) = \int_0^{+\infty} I_s(\lambda) \cos(2\pi \frac{x}{\lambda}) d\lambda \quad (7.1)$$

avec I_s l'intensité provenant de la source. Cette formule donne accès à l'interférogramme. Pour obtenir le spectre de la source, il faut recourir à la transformée de Fourier de l'interférogramme. Soit :

$$I_s(\lambda) = \int_0^{+\infty} I(x) \cos(2\pi \frac{x}{\lambda}) dx \quad (7.2)$$

La figure 3.19 présente le spectre et l'interférogramme associé d'un des lasers que j'ai étudié.

Pour la caractérisation des lasers à cascade quantique (dont l'intensité du signal est suffisamment élevée), le spectromètre est utilisé en mode de balayage rapide. Le miroir mobile bouge sans arrêt

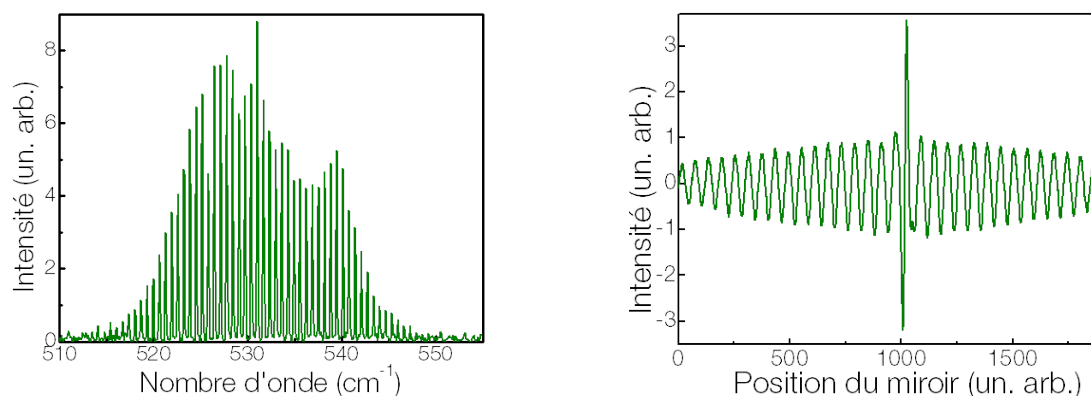


FIGURE 3.19. – Spectre et interférogramme associé d'un laser de la plaque D686 (voir 10), à 78 K, d'une longueur de 2 mm et d'une largeur de 33 μm .

à vitesse constante et le signal est acquis rapidement (plusieurs spectres peuvent être acquis sur un aller-retour du miroir mobile) en contrepartie d'un rapport signal/bruit faible du spectre. On réalise la moyenne sur plusieurs spectres pour améliorer ce rapport (pour la majorité des mesures, la moyenne est calculée sur 3 spectres).

7.4. Détecteur

Les détecteurs du FTIR que l'on utilise ayant une fréquence de coupure ne nous permettant pas de travailler au-dessus de 16 μm , on se sert d'un détecteur externe MCT (Mercury Cadmium Telluride) refroidi à l'azote liquide. Les deux principaux détecteurs, de la marque «Judson», que j'ai utilisés pendant mon travail de thèse sur les lasers à cascade quantique, ont des fréquences de coupures de 19 et 22 μm . Le détecteur de 22 μm donne accès à une gamme de longueur d'onde plus grande en échange d'une plus faible sensibilité (en dessous de 19 μm). Ils ont tous deux une surface effective de détection d'1 mm^2 . Un des paramètres des détecteurs à prendre en compte est aussi sa vitesse d'acquisition, les MCT ne pouvant détecter un signal avec une fréquence supérieure à 100 kHz.

8. Caractérisation des dispositifs lasers

8.1. caractérisation électrique

Pour vérifier le bon fonctionnement d'un dispositif, on peut en premier lieu le caractériser électriquement. À l'aide d'un oscilloscope, on mesure la tension appliquée aux bornes du dispositif en fonction du courant qu'on lui injecte. Le courant est, quant à lui, aussi visualisé sur l'oscilloscope grâce à une sonde (magnétique) de courant. Un exemple de caractérisation courant tension est présentée sur la figure 3.20 a).

Ce type de caractérisation nous permet de voir l'évolution de l'injecteur par rapport au niveau actif de la transition radiative. Dans la première zone, délimitée par la ligne bleue, les niveaux ne sont pas alignés, les électrons ne sont pas injectés de manière résonnante dans le niveau haut de la transition (équivalent à une forte résistance différentielle).

On définit alors le courant de fuite comme le courant non utile lié à la fuite des électrons vers des niveaux ne participant pas aux processus radiatifs avant de pouvoir aligner la structure. Dans cette zone, la tension augmente rapidement avec le courant jusqu'à un changement de pente drastique et l'entrée dans la deuxième zone, délimitée par la ligne blanche.

Cette deuxième zone correspond à l'alignement de la structure. Les électrons transitent par effet tunnel résonnant dans les puits quantiques de la région active. La pente de la courbe est quasi linéaire avec l'augmentation du courant jusqu'à la zone délimitée par la ligne rouge. Dans cette zone, l'inversion de population est achevée et dès que le gain aura compensé les pertes, on pourra voir un signal lumineux provenant du laser à cascade quantique.

À tension plus élevée, zone rouge, la structure commence à se désaligner et on est dans une situation similaire à la première zone. La caractérisation électrique nous permet, par comparaison avec la simulation de la structure de bandes, de vérifier si le dispositif se comporte correctement et si l'épitaxie correspond au dessin nominal.

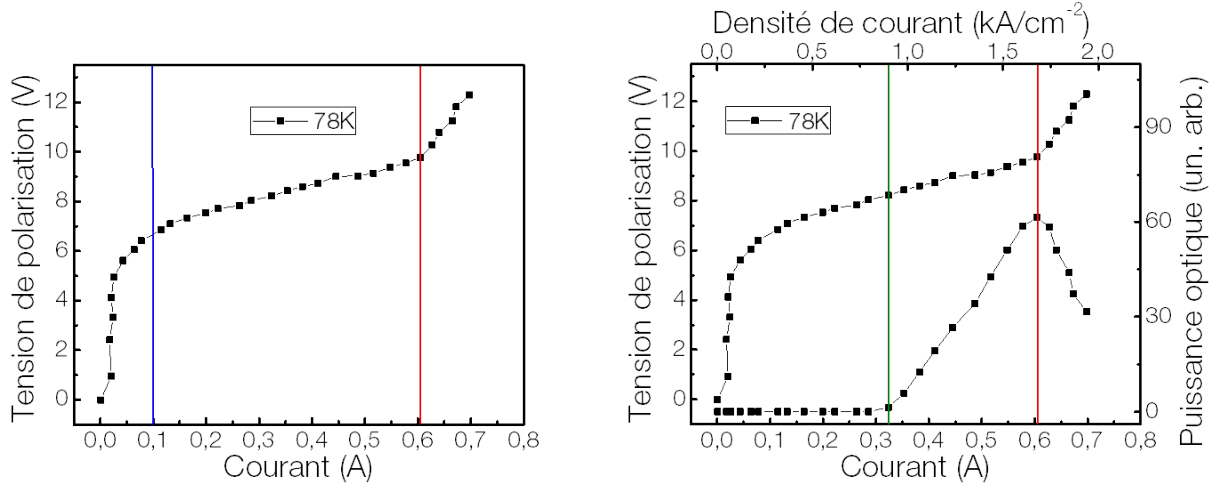


FIGURE 3.20. – Caractérisation opto-électronique d'un dispositif laser à cascade quantique d'une largeur de 1,5 mm et d'une longueur de 24 μm .

8.2. caractérisation optique

La caractérisation optique correspond à la mesure de la puissance lumineuse en fonction du courant injecté par le biais d'un détecteur. La courbe $L(I)$ a été ajoutée sur le graphique $V(I)$ (figure 3.20 b)). Dès que le gain dans la région active compense les pertes (zone délimitée par une ligne verte), le laser à cascade quantique émet de la lumière de façon croissante proportionnellement avec l'augmentation du courant jusqu'à désalignement de la structure, zone délimitée par la ligne rouge où l'injection devient moins efficace.

De la courbe $I(L)$, on peut déduire le courant de seuil de la structure et la puissance optique si le détecteur est calibré. La zone entre les lignes verte et rouge est la véritable zone d'intérêt de travail, on l'appelle la plage dynamique. Elle est définie comme le rapport du courant de désalignement sur le courant de seuil : $I_{\text{desa}}/I_{\text{seuil}}$. Pour comparer différents dispositifs, il est plus pratique de regarder la tension et le signal lumineux en fonction de la densité de courant surfacique qui correspond au courant divisé par les dimensions du dispositif dans le plan des couches.

Lorsque la température augmente, différents phénomènes tels que l'augmentation des phonons ou l'activation thermique des électrons peut faire diminuer le temps de vie de l'état haut de la transition et ainsi diminuer le rendement (puissance électrique/puissance lumineuse) du dispositif. Pour en rendre compte on peut utiliser une loi phénoménologique. On parle alors du paramètre T_0 . Ce paramètre reflète l'évolution du courant de seuil en fonction de la température. Plus T_0 est élevé, plus le courant de seuil est stable avec la température. Il s'écrit :

$$J_{th} = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (8.1)$$

avec J_{th} , la densité de courant de seuil, J_0 , le paramètre représentant la densité de courant de seuil déterminée pour une température de 0K.

8.3. caractérisation spectrale

La caractérisation spectrale passe par le biais du FTIR comme expliqué dans la partie 7.3. Le spectre d'un laser à cascade quantique nous donne des informations telles que la longueur d'onde d'émission du dispositif ou encore les différents modes lasers qui nous permettent d'évaluer la largeur du gain.

9. Conception de la région active

Notre région active repose sur une transition verticale maximisant la force d'oscillateur et une extraction à double phonons résonnant. La structure de bandes est représentée dans la figure 3.21. La simulation

de la structure de bandes est calculée par le biais d'un code développé par nos partenaires de l'Institut d'électronique du sud (Roland Teissier). Les différents états quantiques ainsi que l'effet des charges des dopants sont calculés par la résolution des équations Schrödinger et de Poisson. Les multiples fonctions d'ondes de la structure sont représentées en fonction du voltage appliqué aux bornes du dispositif.

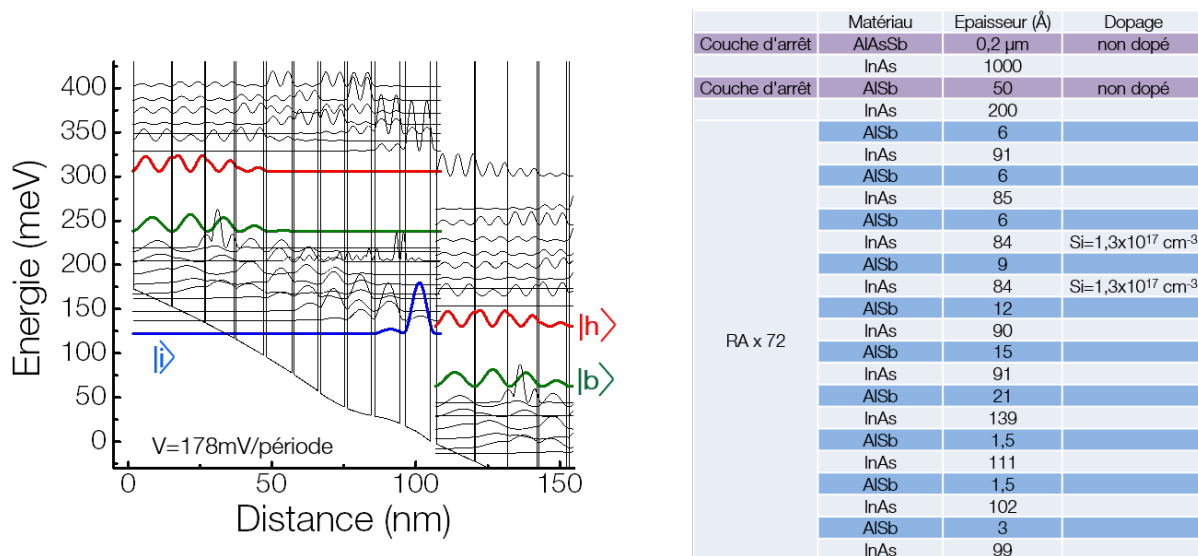


FIGURE 3.21. – Simulation de la structure de bandes électroniques de notre région active pour la réalisation d'une émission en régime de couplage faible. L'épaisseur des couches (en nanomètres) d'une unique période, en partant de la gauche par la barrière d'injection, est la suivante : 21/139/1.5/111/1.5/102/3/99/6/91/6/91/6/85/6/84/9/84/12/90/15/91. Les barrières en AlSb sont soulignées en gras (en bleu foncé sur le tableau) et les puits dopés à $1,3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ en InAs sont indiqués par un soulignement. Le module de la fonction d'onde au carré de chacun des états est représenté pour un potentiel électrique appliqué de $17,29 \text{ kV cm}^{-1}$. La transition optique s'effectue entre l'état haut ($|h\rangle$), signalé en rouge et l'état bas ($|b\rangle$), signalé en vert (l'injecteur ($|i\rangle$) étant représenté en bleu). La transition optique nominale est dessinée pour émission à $18,2 \mu\text{m}$. Les deux couches d'arrêt (en violet sur le tableau) sont nécessaires à la réalisation de guides métal-métal.

La région active complète consiste en 72 périodes de la région active. La double couche d'arrêt, faite d'AlAsSb/InAs/AlSb (200/100/5 nm) et permettant la réalisation d'un guide double métal tout en protégeant la région active, est épitaxiée avant la région active.

Pour un champ de $178 \text{ mV/période}^{-1}$ (soit environ $12,8 \text{ V}$ sur la structure), l'énergie de la transition calculée est de 68 meV (soit $18,2 \mu\text{m}$). L'élément de matrice dipolaire est de $8,4 \text{ nm}$. Le temps de vie total de l'état haut est déterminé en prenant en compte les composantes liées au temps de diffusion par phonons et de diffusion par rugosité d'interface. La valeur calculée est de $0,23 \text{ ps}$. Les temps de vie τ_{h-b} et τ_b sont calculés respectivement comme $1,9$ et $0,29 \text{ ps}$.

Ces valeurs permettent de calculer un gain optique théorique (d'après la relation 2.12) de 43 cm/kA . Plus de détails sur ce calcul peuvent être trouvés en référence [28].

10. Lasers Fabry-Pérot

Dans un premier temps, j'ai réalisé plusieurs fabrications sur la base de l'échantillon D686 dont la région active est décrite dans la figure 3.21. Une image réalisée par microscopie à balayage d'un dispositif métal-métal est présentée en figure 3.22.

Les meilleurs résultats que j'ai pu obtenir sont rapportés sur la figure 3.23. Sur les différentes courbes IV, on peut constater que la densité de courant de fuite est de l'ordre de $0,3 \text{ kA/cm}^2$. Le courant de fuite est défini comme le courant non utile lié à la fuite des électrons vers des niveaux ne participant pas aux processus radiatifs avant de pouvoir aligner la structure.

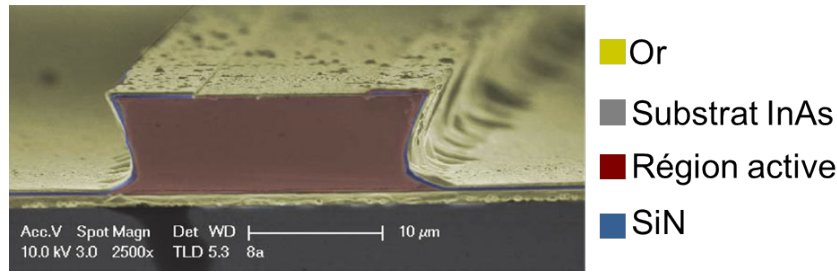


FIGURE 3.22. – Image, par microscopie électronique à balayage colorisée, de la facette clivée d'un ruban laser Fabry-Pérot typique. La section rouge correspond à la région active (7 μm d'épaisseur), la partie jaune correspond aux contacts métalliques titane/or. On peut apercevoir une très fine section bleue représentant l'isolation par la couche de SiN.

On peut distinguer les deux premiers régimes présentés en section 8.1. La structure présente une résistance différentielle, sur la plage dynamique du dispositif, de $\delta R = \delta U / \delta I = 2,27\Omega$ à 78 K. Il n'est pas possible d'observer le troisième régime dans lequel la structure perd son alignement car nous sommes limités par notre générateur de tension. Il semble, malgré le manque de confirmation par la courbe de tension, que le désalignement se produise autour d'une valeur de la densité de courant de 3 kA/cm^2 . Nous sommes donc ici à la croisée de la limite de l'injection dans le dispositif que nous sommes capables de fournir avec notre montage expérimental et de la plage dynamique du dispositif.

Le seuil à température cryogénique présente une valeur de l'ordre de $0,6 \text{ kA/cm}^2$ et une longueur d'onde centrée à $18,95 \mu\text{m}$. Une émission pulsée jusqu'à 291 K est aussi démontrée avec une longueur d'onde centrée à $19,25 \mu\text{m}$ et un seuil d'environ $3,1 \text{ kA/cm}^2$. Tous les spectres d'émission en fonction des différentes températures du doigt du cryostat sont présentés en cascade sur la figure 3.23 b)⁵.

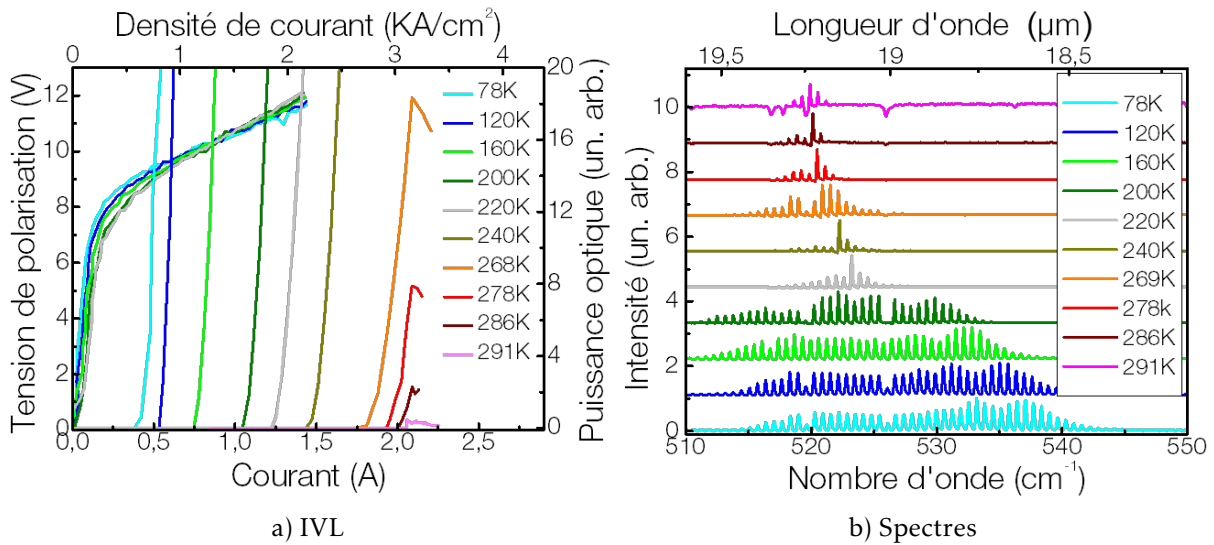


FIGURE 3.23. – Données expérimentales obtenues en injectant une impulsion de 50 ns à un taux de répétition de 84 kHz sur un ruban laser Fabry-Pérot typique de l'échantillon D686. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimensions du ruban laser sont de 1 mm de long pour $30 \mu\text{m}$ de large. a) I-V et I-L caractéristiques à différentes températures du doigt du cryostat et au-dessus du seuil laser. b) Spectres d'émission du laser à différentes températures du doigt, la résolution est de $0,125 \text{ cm}^{-1}$.

L'évolution du seuil de plusieurs dispositifs en fonction de la température est présentée en figure 3.24. En plus de démontrer la stabilité de notre procédé de fabrication, ce graphique nous permet aussi de déterminer la température caractéristique T_0 . La moyenne sur les différents échantillons est de 130 K.

5. Les pics négatifs présents sur les spectres au dessus de

La plage dynamique est égale à 5,50 (J_{max}/J_{th78K}). La valeur maximale de densité de seuil observé n'est que d'environ 3,3 kA/cm².

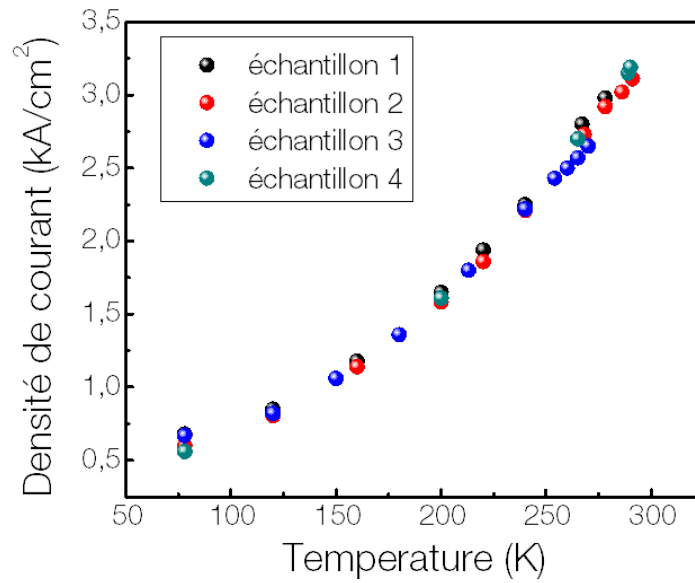


FIGURE 3.24. – Densité de courant de seuil en fonction de la température du doigt du cryostat pour une gamme allant de 78 à 291 K. Le paramètre T_0 est estimé à 130 K en accord avec la formule de l'équation 8.1.

La puissance des lasers et le détecteur, que j'ai utilisé pour la mesurer, ne m'ont pas permis d'en obtenir une valeur précise. Cependant, la calibration du détecteur dont je me suis servi pour réaliser les différentes caractérisations optiques sur les lasers émettant à 19 μm , par le biais d'un laser à une plus courte longueur d'onde (14 μm), me permet de donner une estimation de la puissance des lasers de la plaque D686. À température cryogénique, la puissance pic maximale est évaluée comme étant de l'ordre de la dizaine de milliwatts.

Le premier point clé, lié à ces différentes mesures, est que la température de fonctionnement atteinte par notre dispositif, de 291K, est la plus haute reportée au moment de sa publication [28] pour les lasers à cascade quantique opérant à cette longueur d'onde [48, 106].

Le deuxième point clé concerne la densité de courant de seuil. Si l'on compare la dernière démonstration autour de ces longueurs d'onde, dans le système de matériau InGaAs/AlInAs [48] (figure 3.25), le rapport, à température cryogénique, des densités de courant de seuil, donne un facteur 2,9 à l'avantage de notre dispositif. Si l'on compare maintenant le ratio des gains en fonction de la masse effective des électrons dans les différents puits, soit :

$$\frac{g_{\text{InAs}}}{g_{\text{InGaAs}}} \propto \frac{(m^*)^{3/2}_{\text{InGaAs}}}{(m^*)^{3/2}_{\text{InAs}}} = 2,7 \quad (10.1)$$

on retrouve un facteur 2,7.

En considérant les pertes des guides des deux systèmes comme étant égales, on peut directement relier cette diminution du seuil laser à la différence de masse effective des électrons dans les puits et donc à un gain plus important dans les puits en InAs.

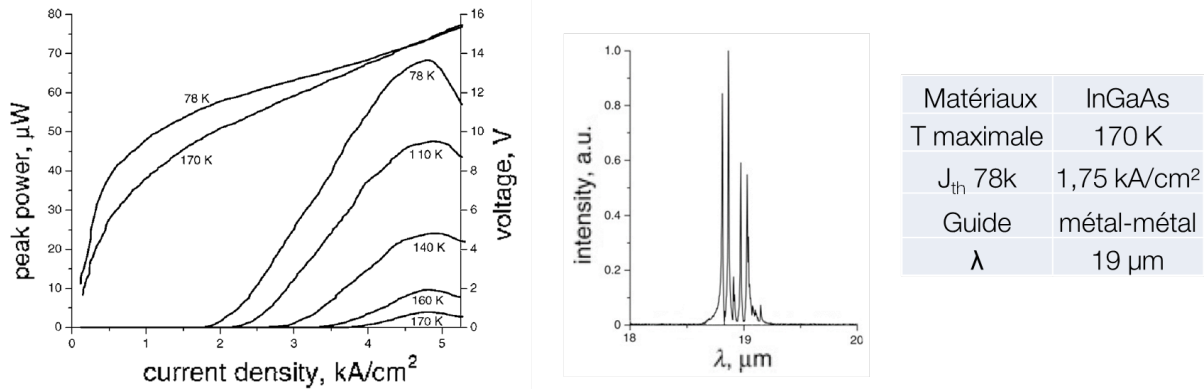


FIGURE 3.25. – Présentation du précédent dispositif à l'état de l'art pour les lasers à cascade quantique émettant autour de 19 μm. Les IVLs et le spectre à 80 K issus de la référence [48] sont reportés. Le tableau indique les caractéristiques principales de ce dispositif.

11. Ajustement du dessin de la région active

Après avoir obtenu ces premiers résultats très encourageants, l'objectif était d'apporter des modifications sur le dessin de la région active permettant d'achever le fonctionnement à température ambiante des lasers en levant la limitation liée à la densité de courant maximale dans la structure.

Ces modifications ont porté sur 2 paramètres critiques de l'injecteur :

- La réduction de l'épaisseur de la barrière d'injection qui entraîne, à résonance, une augmentation du couplage du dernier niveau de l'injecteur et de l'état excité du puits où s'effectue la transition. Une réduction de 3 Angströms de la barrière d'injection est calculée comme correspondant à une augmentation du courant tunnel d'un facteur 2. On s'attend en contrepartie à une possible augmentation du courant parasite [26].
- L'augmentation du dopage de 10 % qui nous permet d'avoir accès à plus de porteurs dans la structure en échange d'une augmentation des pertes, notamment par porteurs libres.

11.0.1. Échantillon BM07

Les modifications appliquées à la plaque D686 ont été adressées sur une nouvelle épitaxie nommée BM07. Les modifications de la structure de bandes sont reportées dans la figure 3.26.

La figure 3.27 présente les caractéristiques d'un dispositif ruban Fabry-Pérot typique de l'échantillon BM07. Les différents spectres montrent une sensible variation de la longueur d'onde qui est maintenant de 17,6 μm à température cryogénique (figure 3.27 b)), ce qui correspond à une diminution de la taille des puits d'InAs d'environ 0,6 %, comparé aux 139 Angströms de la plaque D686 et sa longueur d'onde centrée à 19 μm (figure 3.23 b)). La température maximale de fonctionnement est actuellement de 333 K (figure 3.27 a)) mais dans ce cas précis nous sommes encore limités par notre système d'injection de courant dans le dispositif et non par le dispositif en lui-même.

La modification du dessin de la structure répond à nos attentes en termes d'augmentation de la température maximale de fonctionnement. En contrepartie, on observe une augmentation du courant de fuite qui est maintenant d'environ 1 kA/cm² et du courant de seuil à température cryogénique qui est d'environ 1,6 kA/cm². Le nouveau J_{max} est de 9 kA/cm² (cette valeur est une valeur estimée, voir figure 3.28), soit un ratio $J_{max}/J_{th78K} = 5,63$ (du même ordre de grandeur que celui de la D686).

La calibration de la puissance du laser est faite via une thermopile à haute sensibilité (OPHIR 3 A-SH). Le chemin optique qui focalise le faisceau laser sur le puissance-mètre comprend une fenêtre ZnSe, une lentille ZnSe et une autre lentille KBr, soit d'après les mesures de transmission de la figure 3.18 : $0,6 * 0,6 * 0,85 \approx 0,3$. L'estimation de l'efficacité de collection de notre système est donc de 30 %. La puissance de sortie du dispositif que l'on collecte est, dans ces conditions, de l'ordre de la quarantaine de milliwatts à température cryogénique et de quelques milliwatts à température ambiante.

La résistance différentielle du dispositif est $\delta R = \delta U / \delta I = 3,94 \Omega$ (supérieur aux 2,27 Ω de la plaque D686) à 78 K. La température caractéristique T_0 de la plaque BM07, qui est calculée par le biais des

	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage
Substrat	InAs		n
Couche d'arrêt	AlAsSb	0,2 µm	non dopé
	InAs	1000	
Couche d'arrêt	AlSb	50	non dopé
	InAs	200	
RA x 72	AlSb	6	
	InAs	91	
	AlSb	6	
	InAs	85	
	AlSb	6	
	InAs	84	Si=3x10 ¹⁷ cm ⁻³
	AlSb	9	
	InAs	84	Si=3x10 ¹⁷ cm ⁻³
	AlSb	12	
	InAs	90	
	AlSb	15	
	InAs	91	
	AlSb	18	
	InAs	139	
	AlSb	1,5	
	InAs	111	
	AlSb	1,5	
	InAs	102	
	AlSb	3	
	InAs	99	

FIGURE 3.26. – La région active de la plaque BM07 consiste en l'alternance des couches suivantes (en nm et commençant par la barrière d'injection) : **18/139/1.5/111/1.5/102/3/99/6/91/6/91/6/85/6/84/9/84/12/90/15/91**. Les barrières en AlSb sont soulignées en gras (en bleu foncé sur le tableau) et les puits dopés à hauteur de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ en InAs sont indiqués par un soulignement. Les deux couches d'arrêt (en violet sur le tableau) permettent la réalisation de guides métal-métal. Les changements par rapport à l'ancienne plaque D686 sont indiqués en vert. La barrière d'injection a été réduite de 3 et le dopage des puits a été augmenté de 1.3 à $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

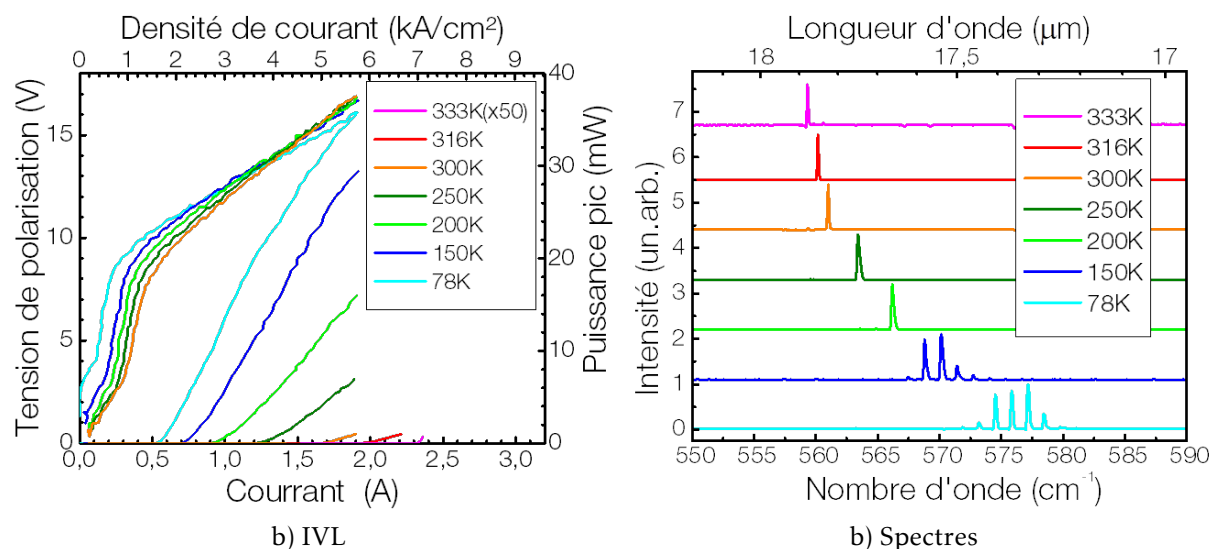


FIGURE 3.27. – Les données expérimentales sont obtenues en injectant une impulsion de 50 ns à un taux de répétition de 84 kHz sur un ruban laser Fabry-Pérot typique de l'échantillon BM07. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Le laser a une longueur de 1,5 mm pour une largeur de 22,8 µm. a) I-V et I-L caractéristiques à différentes températures du doigt du cryostat et au-dessus du seuil laser. b) Spectres d'émission du laser à différentes températures du doigt du cryostat correspondant aux IV, la résolution de la mesure est de $0,125 \text{ cm}^{-1}$.

résultats présentés dans la figure 3.29, est plus élevée que celle de la plaque D686 (figure 3.24) puisqu'elle est en moyenne de 160 K.

L'objectif d'arriver à un dispositif fonctionnant à température ambiante est donc atteint grâce à cet ajustement de la région active.

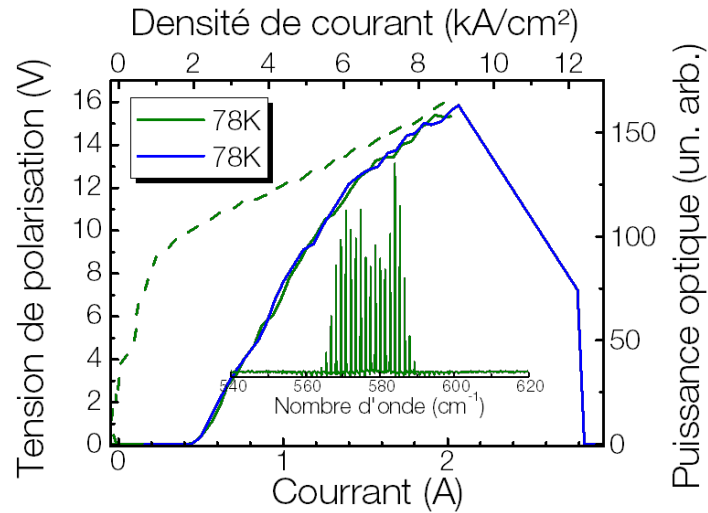


FIGURE 3.28. – La valeur déterminée comme étant le J_{max} est la mesure de la densité de seuil maximale que j'ai pu effectuer sur un dispositif fin et cours : $22 \mu\text{m} \times 1 \text{ mm}$. À proprement parler, il ne s'agit pas forcément de la densité de courant maximale puisque l'on ne voit pas de désalignement de la structure mais cela permet d'avoir un ordre d'idée d'une borne minimum de cette valeur. Comme on peut le voir sur l'IVL de ce dispositif, il s'est dégradé après le passage des 9 kA/cm^2 .

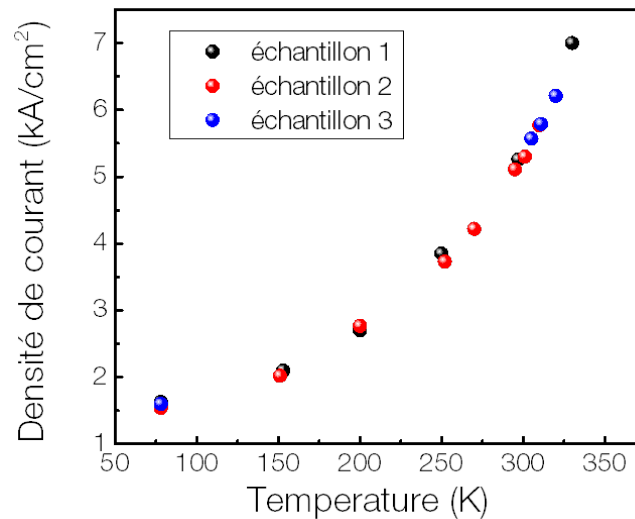


FIGURE 3.29. – Densité de courant de seuil en fonction de la température du doigt du cryostat pour une gamme allant de 78 à 333 K. Le paramètre T_0 est estimé à 160 K en accord avec la formule de l'équation 8.1.

12. Lasers DFB

D'un point de vue applicatif, la possibilité d'avoir un émetteur mono-mode, ou tout du moins multi-modes avec un espacement et une position connus avec précision, est une condition indispensable, notamment pour la spectroscopie. Je vais donc réaliser un laser à rétroaction répartie sur la base des lasers Fabry-Pérot que j'ai déjà fabriqués dans le but d'atteindre une émission mono-mode.

12.0.1. Implémentation du DFB

Il existe plusieurs façons d'intégrer un réseau qui ont déjà été démontrées dans la littérature :

- Le réseau de surface : conçu directement en gravant la surface d'un guide diélectrique qui est élaboré avec une couche de confinement faible ou d'un guide par confinement par air. Le couplage avec le réseau s'effectue via la partie du champ électrique du mode optique qui pénètre dans le

réseau. Ce type de DFB présente plusieurs avantages tels qu'une fabrication relativement simple ou encore un couplage efficace et ajustable en fonction de la profondeur de gravure.

- Le réseau enterré : Le réseau est directement gravé sur la région active, la gravure est suivie par une reprise d'épithaxie. Le couplage du réseau est efficace, le dispositif présente de bonnes performances mais nécessite un procédé de fabrication complexe et réservé aux matériaux de type InP.

Le groupe dans lequel j'ai effectué ma thèse a développé, par le passé, une technique innovante pour les guides plasmoniques, basée sur un réseau métallique unique. Le guide alterne périodiquement un confinement par le métal et par l'air [107]. L'avantage de cette technique repose sur sa fabrication très simple puisqu'il n'y a pas besoin de gravure ou de reprise d'épithaxie. Fort de ce savoir faire sur les guides plasmoniques [108, 109], j'ai employé cette solution pour la réalisation de mes dispositifs lasers. Elle consiste en un réseau métallique directement appliqué sur la surface de la région active à la place de l'interface plasmonique. Ce réseau de surface est implémenté avant la définition des rubans lasers (voir le récapitulatif des étapes de fabrication figure 3.16) par le biais d'une lithographie électronique suivi d'un dépôt d'or et d'un décollage de l'or entre les lamelles du réseau. Ce réseau remplace alors le contact supérieur du guide d'ondes en termes d'injection électrique en plus de sa fonction de modulateur d'indice. Les détails de la fabrication complète du dispositif sont présentés dans les annexes.

Une image MEB colorisée d'un dispositif type de l'échantillon BM07 avec un procédé de fabrication DFB est présentée en figure 3.30. On peut voir le réseau sur la partie supérieure de l'échantillon directement en contact avec la région active.

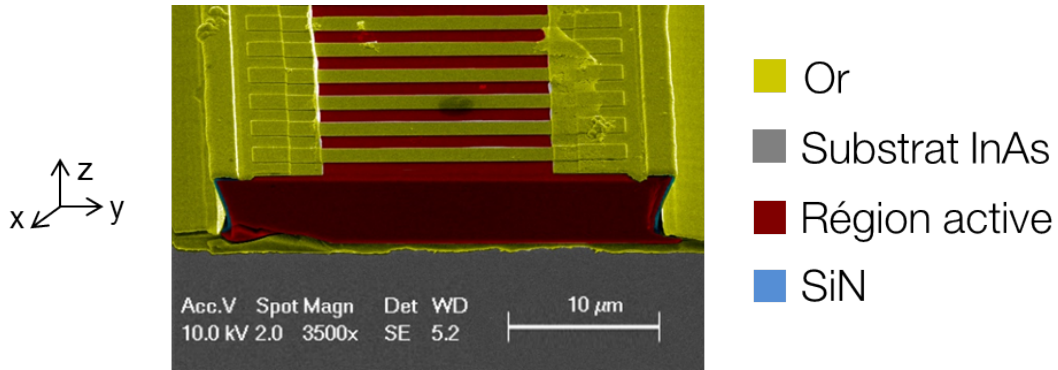


FIGURE 3.30. – Image, par microscopie électronique à balayage colorisée, de la facette clivée d'un ruban laser DFB typique. La section rouge correspond à la région active (7 µm d'épaisseur), la partie jaune correspond aux contacts métalliques titane/or. On peut apercevoir une très fine section bleue représentant l'isolation par la couche de SiN.

12.0.2. Simulation des modes DFB

Le modèle de simulation des guides à rétroaction répartie utilisant la méthode des éléments finis est présenté en figure 3.31 a). La simulation consiste en une coupe longitudinale d'un guide plasmonique avec le contact supérieur remplacé par un réseau métallique. La période du réseau Λ et son indice dépendent de la longueur d'onde. La période du réseau est définie pour que la longueur d'onde cible puisse répondre à la condition de Bragg du premier ordre ($N=1$ dans l'équation 5.1, la simulation a été effectuée pour une longueur d'onde de 16 µm). Le facteur de remplissage (f_r) correspond à la proportion d'or du réseau qui prend la place de l'interface plasmonique supérieure/contact supérieur, sur la période totale. Il est défini comme 0 pour un guide sans métallisation (confinement par air) et 1 pour une métallisation totale. La simulation est réalisée sur une période du réseau avec des conditions aux bords qui sont définies comme des conditions périodiques de Bloch. On regarde donc le comportement du dispositif en bord de zone de Brillouin (émission par la facette) d'un réseau considéré comme infini.

Les solutions extraites des simulations permettent de calculer les pertes, via la partie imaginaires des fréquences des modes, par la relation :

$$\alpha = \frac{4\pi * \text{Im}(\nu)}{c} n_{eff} \quad (12.1)$$

Le facteur de couplage est calculé par le biais de la relation (qui découle de 5.10) :

$$\kappa = \frac{\Delta\omega}{2c} n_{eff} \quad (12.2)$$

où n_{eff} est l'indice calculé par la relation de Bragg 5.1.

La levée de dégénérescence des modes en bord de bande, la variation de longueur d'onde, le facteur de couplage associé ainsi que les pertes des deux modes sont présentés en fonction du facteur de remplissage en figure 3.31 b) et c).

L'ouverture de la bande photonique interdite, qui crée la levée de dégénérescence dont découle les deux modes DFB, est présente à partir du moment où l'on a un réseau (soit un f_r de 0,1 à 0,9 sur les données). D'après mes simulations, la bande photonique correspond à une différence de longueur d'onde maximale entre les deux modes de 175 nm pour un f_r de 0,9 et une différence de 39 nm pour un f_r de 0,5 (figure 3.31 c)), on peut noter que le deuxième mode présente une variation très faible de la longueur d'onde sur la majeure partie de la gamme de variation, ce qui est une caractéristique intéressante en vue des éventuels défauts de fabrication du réseau.

L'estimation des pertes associées à chacun des modes (figure 3.31 b)) nous montre que les deux modes présentent une diminution de leur pertes avec un ratio en faveur du mode sous les doigts d'air, jusqu'à un f_r de 0.85, où les pertes des modes se croisent. Le mode qui va être favorisé par l'effet laser est le mode qui aura le moins de pertes. Néanmoins, le guide possédant deux interfaces plasmoniques, le déplacement du mode dans la cavité vers l'interface inférieure avec l'ouverture du contact supérieur n'engendre pas de forte variation des pertes (comparé par exemple à un guide simple plasmon). Cette très faible différence (la différence maximale est de $1,24 \text{ cm}^{-1}$ pour un f_r de 0,7) permet difficilement de discriminer les modes.

Le facteur de couplage calculé est de l'ordre de la dizaine de cm^{-1} . L'utilisation de dispositifs d'une longueur de 1 à 2 mm pour un facteur de remplissage de 0,5 nous donne donc un coefficient κL variant entre et 1,6 et 3,3. On se trouve donc dans un régime légèrement surcouplé.

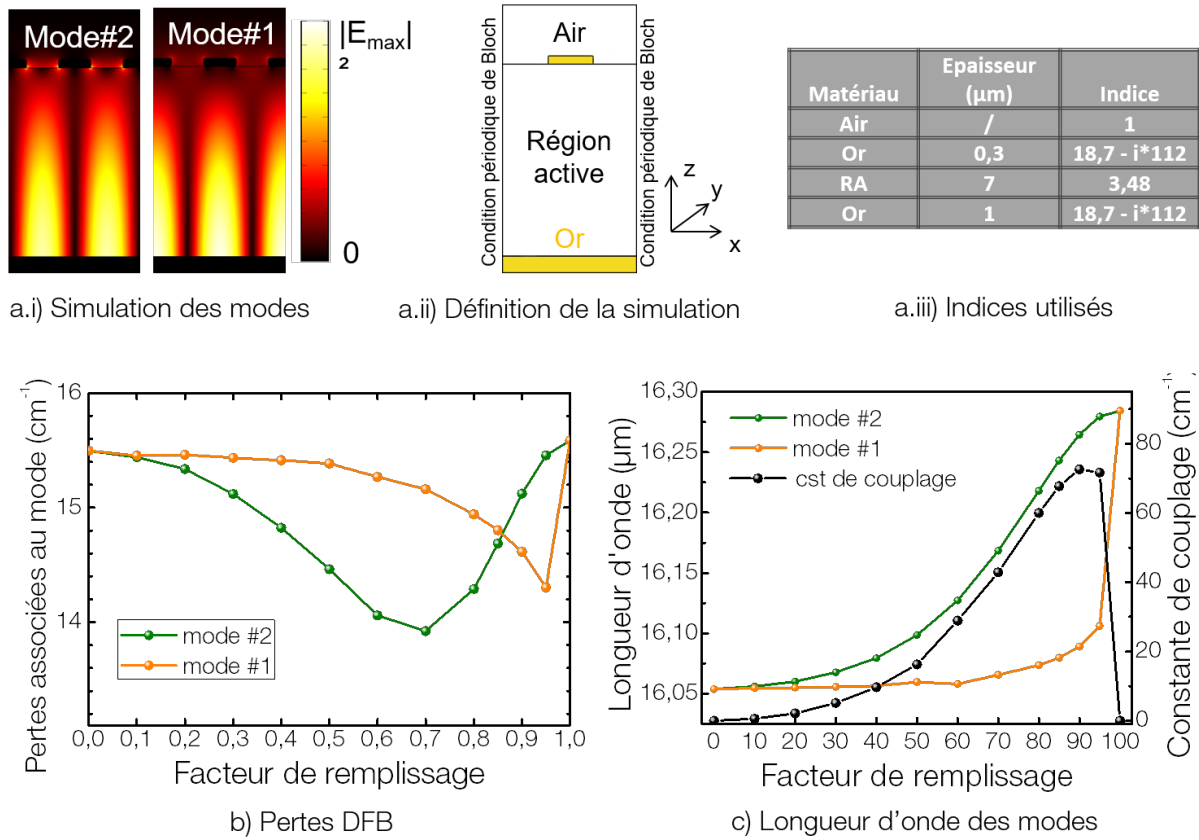


FIGURE 3.31. – Modélisation 2D d'un dispositif DFB (propagation dans le plan). La simulation est réalisée sur une cellule unique (i.e., une période du réseau), avec des conditions de Bloch périodiques définies sur les bords de la cellule. Les indices de réfraction des différents matériaux qui composent la structure sont présentés. La valeur de l'indice de l'or est prise dans la référence [86] a) Intensité du champ électromagnétique des modes symétriques et anti-symétriques dans le plan x-z, pour un réseau avec un facteur de remplissage de 0,5. b) Pertes optiques calculées pour les modes 1 et 2 en fonction du facteur de remplissage du réseau pour une période de 2,4 μm. Un facteur de remplissage de 0 correspond à un guide à confinement par air et un facteur de 1, à une métallisation complète du contact supérieur. c) Variations de la longueur d'onde des deux modes DFB en fonction du facteur de remplissage.

12.0.3. Période du réseau

Pour que les dispositifs lasers DFB possèdent une émission mono-mode, le pas du réseau doit être adapté à la longueur d'onde d'émission de la région active. Les caractérisations préalables que j'ai effectuées sur les dispositifs Fabry-Pérot me permettent de déterminer ce paramètre. Un premier dispositif DFB est ensuite réalisé avec la prise en compte de l'indice de réfraction des simulations optiques effectuées précédemment et permet d'ajuster le pas du réseau en fonction de l'indice trouvé expérimentalement.

Lorsque la température augmente, le gain de la zone active et l'indice effectif se déplacent vers les faibles énergies. À la variation de l'indice est associée une variation de la longueur d'onde de Bragg qui varie avec la température selon la relation [89] :

$$\frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT} = \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} + \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (12.3)$$

On considère que la variation du pas du réseau sous l'effet de la dilatation thermique est négligeable devant la variation de l'indice effectif.

En réalisant un ajustement linéaire des longueurs d'onde d'un DFB, qui varient d'environ 1,4 nm/K (figure 3.32), on peut remonter à l'indice effectif du mode DFB à température ambiante par le biais de l'équation 5.1. Tous les éléments nécessaires pour adapter le pas du réseau à la longueur d'onde d'émission à température ambiante sont alors connus. Le pas adapté est déterminé à 2,634 nm.

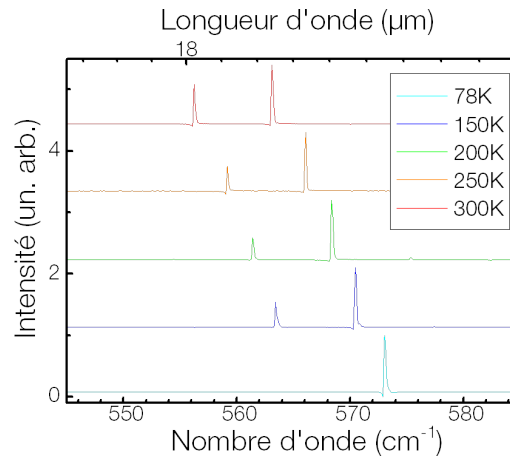


FIGURE 3.32. – Spectres d'émission d'un laser DFB présentant une émission non mono-mode. Ces données expérimentales sont obtenues en injectant une impulsion de 50 ns à un taux de répétition de 84 kHz. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimensions du DFB sont 1 mm de long pour 30 μm de large. La période du réseau est de 2,684 μm et le ff de 0,5. Les Spectres d'émission du laser sont obtenus à différentes températures du doigt du cryostat.

La caractérisation d'un dispositif DFB typique est présentée figure 3.33. Les résultats obtenus présentent une température maximum d'opération de 333 K (toujours limitée par l'injection dans le dispositif), la densité de courant de seuil est de l'ordre de 2 kA/cm^2 . Le J_{max} estimé est toujours de l'ordre de grandeur de 9 kA/cm^2 . Les spécifications de la caractérisation de la puissance du dispositif restent les mêmes que précédemment. La puissance est de l'ordre d'une quinzaine de milliwatts à température cryogénique et d'un milliwatt à température ambiante. Les caractéristiques restent tout à fait similaires dans les deux cas (dispositifs Fabry-Pérot et DFB) excepté une diminution de la puissance d'environ un facteur 2,5 et une légère augmentation du courant de seuil. On attribue cette dégradation au procédé de fabrication plus délicat et à la sélection du mode DFB qui ne correspond pas forcément au pic du gain. La caractéristique la plus intéressante reste celle liée au comportement mono-mode des différents spectres (figure 3.33 b).

S'agissant de ces différents spectres, nous avons pu démontrer deux faits importants [110]. Le premier est l'accordabilité sur 13,5 cm^{-1} de la fréquence d'émission du laser pour une variation de 255 K de la température (figure 3.33 b)). Cela correspond à une variation de 1,5 nm par kelvin. Cette valeur est plus élevée que celle du système de matériaux InGaAs [111] par exemple et permet de couvrir un spectre plus large de longueur d'onde pour la même variation de température.

Cette variation de longueur d'onde peut être associée à une variation d'indice par la relation :

$$n = \frac{\lambda}{2\Lambda} \rightarrow \Delta n(T) = \frac{\Delta \lambda(T)}{2\Lambda} \quad (12.4)$$

$$\Delta n(T) = 2,85e^{-4}/\text{K}$$

La valeur numérique de $2,85e^{-4}/\text{K}$ est obtenue avec une période du réseau de $\Lambda = 2,634 \mu\text{m}$ et une variation de la longueur d'onde par rapport à la température de 1,5 nm/K. Cette valeur est en bon accord avec les valeurs expérimentales reportées en [111].

Le second point clé découle du fait que ce comportement mono-mode continu, sur une plage de longueur d'onde de 255 K, est réalisé avec une seule période de réseau (soit un seul dispositif laser). Ceci signifie que la variation de l'indice effectif et le déplacement du gain vers les plus grandes longueurs d'onde en fonction de la température sont à peu près équivalents pour l'InAs, autour de cette longueur d'onde donnée (ce n'est par exemple pas le cas pour l'InAs dans les courtes longueurs d'onde où, pour un réseau unique, l'émission mono-mode n'a pu être atteinte que sur une plage de 100 K avec une variation de la longueur d'onde de 0,27 nm/K [112]).

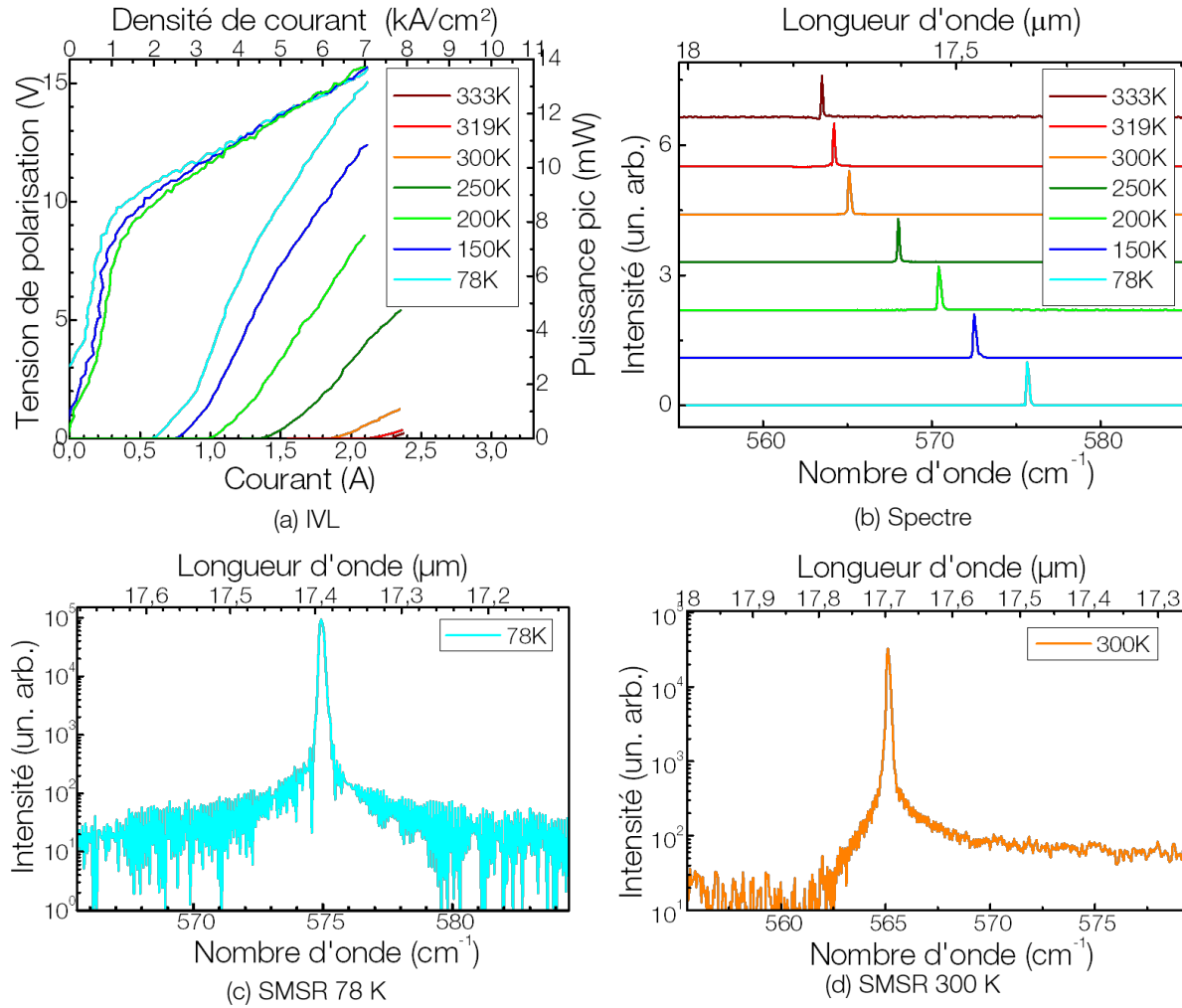


FIGURE 3.33. – Données expérimentales obtenues en injectant une impulsion de 50 ns à un taux de répétitions de 84 kHz sur un DFB. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimensions du ruban laser sont 1 mm de long pour 30 µm de large. La période du réseau est de 2,634 nm et le ff de 0,5. (a) I-V et I-L caractéristiques à différentes températures du doigt du cryostat et au-dessus du seuil laser. (b) Spectres d'émission du laser à différentes températures du doigt. (c) Spectre à 78 K en échelle logarithmique. (d) Spectre à 300 K en échelle logarithmique, la résolution est de 0.125 cm^{-1} .

Pour contrôler que la suppression des modes latéraux est suffisante (en général on cherche à atteindre une réduction d'au moins 30 dB), il suffit de regarder le spectre d'émission en échelle logarithmique. L'atténuation qui représente la qualité du filtre est communément défini par le SMSR (pour "Side Mode Suppression Ratio"). Il est exprimé en décibel (dB) et quantifie le caractère mono-fréquence du laser par la relation :

$$\text{SMSR} = 10 \log_{10} \left(\frac{A_{\text{pic central}}}{A_{\text{pic secondaire}}} \right) \quad (12.5)$$

où $A_{\text{pic central}}$ et $A_{\text{pic secondaire}}$, sont respectivement les amplitudes du pic laser principal et du second pic laser (ou encore le ratio entre la puissance émise par le mode le plus favorisé par l'émission stimulée et la puissance émise par le second mode le plus favorisé). Cette mesure de SMRS sur nos dispositifs a montré, pour les meilleurs échantillons, une différence de plus de 30 dB à température cryogénique et de 20 dB à température ambiante.

12.0.4. Champ lointain

Toujours d'un point de vue applicatif, il est important d'avoir un bon comportement lié à l'extraction du faisceau par la facette. Pour les guides métal-métal, qui sont utilisés dans le domaine des longueurs d'onde THz, la différence d'impédance, créée par l'écart entre l'épaisseur de la région active et la longueur d'onde en espace libre (le ratio épaisseur/ λ est typiquement de l'ordre de 0,1 ou moins), conduit à une haute réflectivité des facettes du guide (de l'ordre de 70-80%) et à des champs lointains très divergents (figure 3.34) [113]. Ce type de comportement divergent explique l'intérêt porté au façonnage de l'extraction des faisceaux [114].

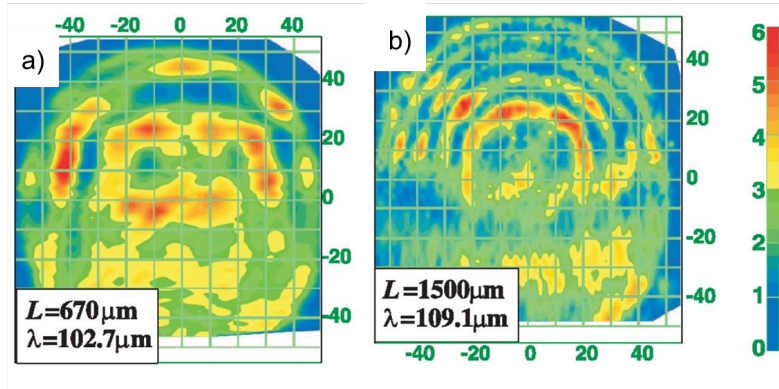


FIGURE 3.34. – Motifs expérimentaux de faisceaux de lasers à cascade quantique THz provenant de la référence [113], montrant une forte modulation de l'intensité a) Échantillon de dimension 25*670*10 µm (largeur, longueur, épaisseur) pour une longueur d'onde centrée à 102,7 µm. b) Échantillon de dimension 25*1500*10 µm (largeur, longueur, hauteur) pour une longueur d'onde centrée à 109,1 µm

Le dernier point que j'aborde dans ce chapitre concerne donc le comportement des dispositifs que j'ai fabriqués quant à leur figure d'émission. Dans mon cas, les dispositifs ont un ratio épaisseur/ λ de l'ordre de 0,36.

Afin d'estimer la réflectivité des dispositifs, j'ai utilisé la méthode des éléments finis pour simuler la transmission d'une facette d'un dispositif métal-métal (métal défini en tant que métal parfait).

L'indice de la région active est estimé en faisant la moyenne de la valeur des différents matériaux qui la composent. La cellule de simulation est entourée de bords absorbants (PML «perfectly matched layers»). Les PML servent à assurer que chaque photon, qui sortira de la cavité définie par la cellule, sera absorbé sans réflexion possible. Une impulsion est générée par le biais d'un port placé dans la cavité. L'intégration de l'intensité de l'onde juste après la facette (crée par la différence d'indice entre l'air et la région active), nous permet, en faisant le ratio avec l'amplitude du port qui a valeur d'unité, de déterminer sa réflectivité. La simulation est répétée pour différentes épaisseurs de cavité.

Les résultats sont présentés en figure 3.35. On obtient une réflectivité de l'ordre de 30 % par facette pour une épaisseur de la région active de 7 µm. Cette valeur vient confirmer une précédente simulation réalisée dans l'équipe [79] (basé sur une technique hybride modal-spectrale [115]) et qui nous donnait une valeur de réflectivité de facette d'environ 33 %.

Cette valeur est proche de celle classiquement obtenue dans le moyen infrarouge pour les guides diélectrique ($R \approx 28\%$) utilisant l'approximation d'onde plane :

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (12.6)$$

avec R la réflectivité d'une facette ; n , l'indice de la région active et 1 la valeur attribuée à l'indice de l'air. On s'attend donc à un faisceau extrait par la facette qui se « comporte correctement » malgré l'utilisation de la géométrie métal-métal pour notre guide.

La figure 3.36 présente les données expérimentales des mesures d'émission en champ lointain d'un dispositif de l'échantillon BM07. La mesure est effectuée avec un détecteur MCT externe (19 µm), refroidi à l'azote liquide (voir section 7.4). Le détecteur est maintenu par un bras mécanique qui décrit une sphère de 10 cm de rayon. Les paramètres de notre montage nous permettent d'obtenir une résolution maximale

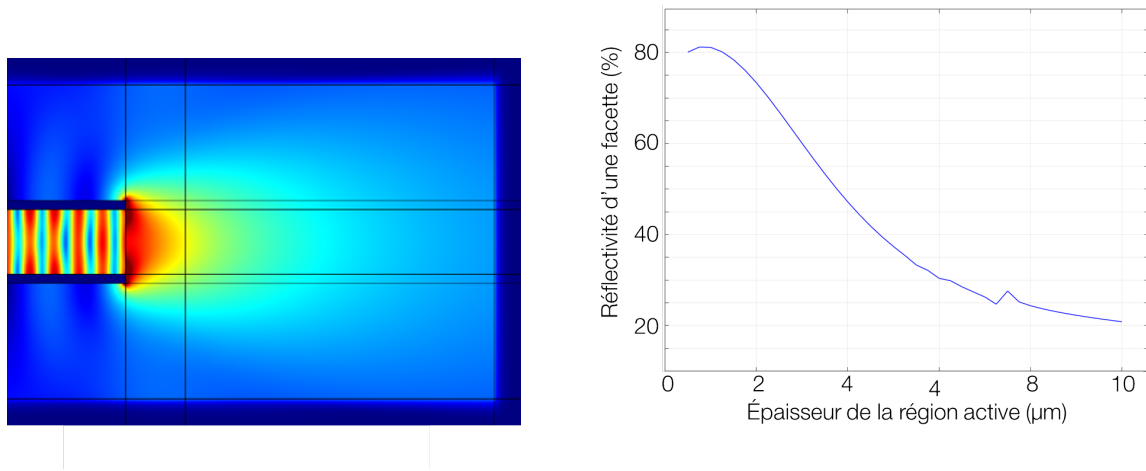


FIGURE 3.35. – Simulation bidimensionnelle par la méthode des éléments finis, de la réflectivité d'une facette d'un dispositif métal-métal a) On utilise un port avec une amplitude unité qui va générer la propagation d'une onde dans le guide. On intègre ensuite la valeur du champ juste après la facette. On peut en déduire la réflectivité par le rapport avec le signal unité de départ. b) Valeur de la réflectivité simulée en fonction de l'épaisseur de la région active. L'épaisseur nominale de nos structure est de 7 μm .

de 0.57 degrés. Néanmoins, les mesures sont acquises avec des pas d'une résolution de un degré selon l'axe α et trois degrés selon l'axe β (voir figure 3.36 c) pour la définition des directions angulaires).

La mesure en champ lointain ne présente pas de phénomènes de diffraction apparents. La figure présente un lobe central d'émission avec une divergence (mesurée comme la valeur à mi-hauteur de l'amplitude maximale) d'environ $40 \times 60^\circ$. De plus, il est apparent que le laser fonctionne uniquement sous le régime du mode fondamental TM_{00} . Ce résultat, qui a été reproduit sur plusieurs dispositifs, suggère que l'extraction de la puissance par la facette peut être aussi efficace que pour les guides diélectriques classiques dans le moyen infrarouge. C'est une simplification majeure (par rapport à une fabrication de cristaux photoniques pour obtenir une extraction par la surface, par exemple) qui renforce le plaidoyer en faveur de l'utilisation de guides métal-métal pour les lasers à cascade quantique dans les grandes longueurs d'onde de l'infrarouge.

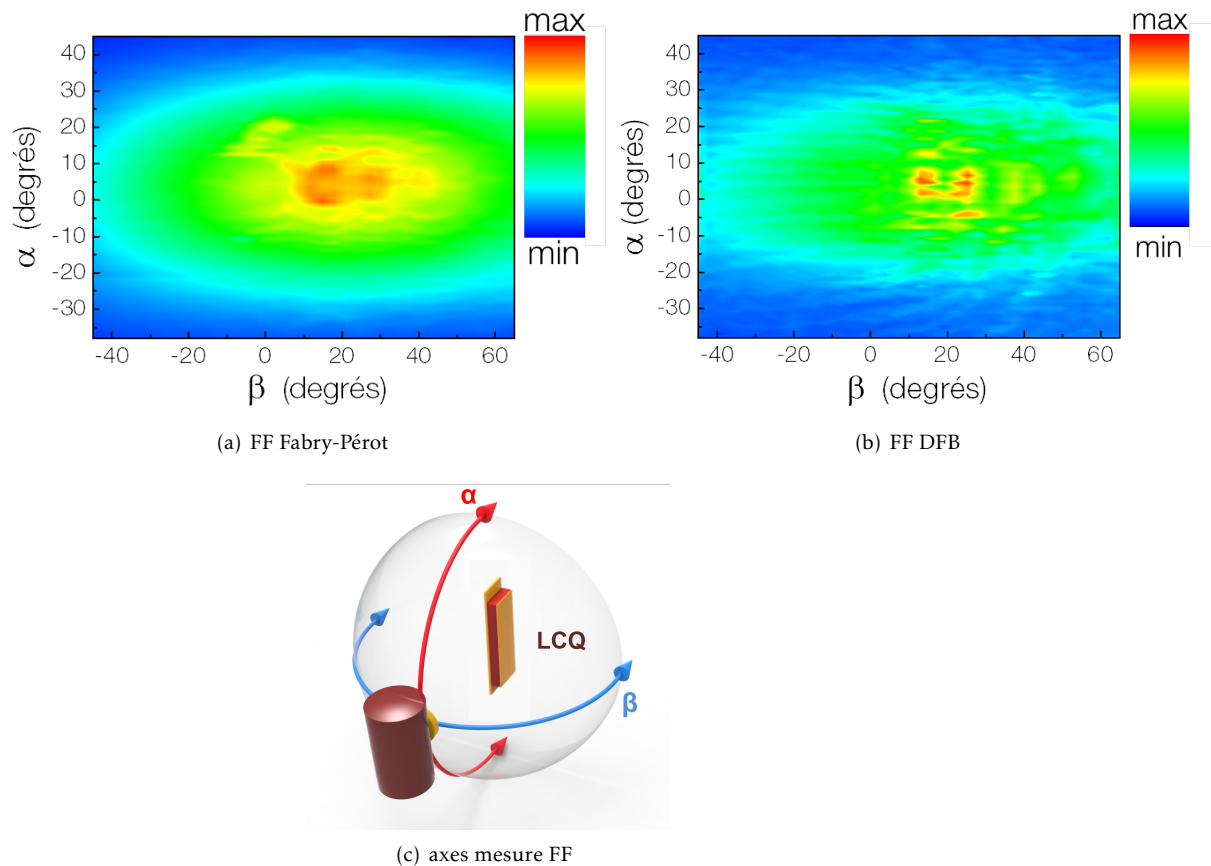


FIGURE 3.36. – Données expérimentales de l'émission en champ lointain d'un dispositif laser a) de type Fabry-Pérot b) de type DFB. Les mesures sont effectuées à température ambiante (296 K) à l'aide d'un détecteur MCT refroidi à l'azote liquide. La résolution angulaire maximale de notre configuration expérimentale est de $0,57^\circ$. Néanmoins, les mesures ont été effectuées avec une résolution de 3° selon l'axe β et de 1° selon l'axe α . La figure (c) explicite les axes par rapport à la facette du dispositif.

13. Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, les résultats obtenus sur la filière de matériaux InAs, concernant les lasers à cascade quantique (couplage faible), ont été présentés.

Grâce au très faible seuil laser présenté par la structure D686, nous avons pu démontrer que le système InAs avait un avantage sur les autres systèmes de matériaux, lié à sa plus faible masse effective et était donc propice pour les grandes longueurs d'onde du domaine de l'infrarouge. Des mesures expérimentales du gain, effectuée par nos partenaires de Montpellier sur des structures similaires à la plaque D686, présentent des gains allant d'environ 80 cm/kA, à température cryogénique, à 25 cm/kA à température ambiante et confirment les valeurs calculées par le biais de la structure de bande.

Un travail sur la région active de ces dispositifs nous a permis d'atteindre un nouvel état de l'art pour les lasers à cascade quantique dans cette gamme de longueurs d'onde. Une nouvelle température maximale de fonctionnement au-dessus de la température ambiante a été atteinte ainsi qu'un fonctionnement mono-mode sur 255 K par l'intermédiaire d'un seul dispositif.

L'utilisation de guide métal-métal a montré son efficacité pour le guidage de la lumière, l'implémentation du réseau nécessaire au fonctionnement mono-mode et l'extraction de la puissance du laser par la facette.

D'autres résultats sont présentés en annexe E sur la plaque AM04 qui présente une longueur d'onde de $16\mu\text{m}$.

Ces différents résultats permettent d'envisager une couverture de toute la gamme du lointain infrarouge par des dispositifs performant sur système de matériaux InAs fonctionnant en régime mono-mode.

Dispositifs polaritoniques

Dans ce chapitre, le type de dispositif à cascade quantique visant à la réalisation du couplage fort est introduit. Le premier objectif est d'obtenir une cavité qui puisse être pompée électriquement et présentant une dispersion polaritonique avec un minimum d'énergie de la branche basse en $k_{//} = 0$. Le second objectif est d'étudier la possible amélioration de l'efficacité quantique du dispositif par rapport à une transition inter-sous-bandes nue par le biais de mesures d'électroluminescence de la structure pompée électriquement.

Les différents échantillons sur lesquels j'ai pu travailler ont été épitaxiés au sein du Laboratoire de Photoniques et Nanostructures (LPN) par Grégoire Beaudoin, avec le procédé technologique de croissance par MOCVD.

Cette partie se focalise sur les résultats obtenus sur l'échantillon 1722, le dessin de région active est donc le même pour tous les procédés de fabrication qui sont introduits dans ce chapitre.

1. Conception du résonateur et de la région active

La micro-cavité, qui sert de résonateur, a un rôle très important à jouer. Elle doit présenter une relation de dispersion non constante d'un mode de cavité unique au niveau de l'énergie de la transition inter-sous-bandes, de façon à pouvoir entrer en résonance avec cette dernière qui, elle, ne présente pas de dispersion. La dispersion du mode de cavité croisant la transition inter-sous-bandes doit aussi être positive pour pouvoir obtenir un minimum de dispersion de la branche basse polaritonique en $k_{//} = 0$. Cette cavité devra aussi pouvoir être pompée électriquement et présenter une configuration pratique pour sa caractérisation.

La région active, de son côté, doit présenter une structure de bandes permettant une injection dans l'état excité de la transition d'intérêt. Elle doit aussi posséder une densité d'électrons dans la sous-bande fondamentale de la transition, supérieure à celle de l'état excité, pour éviter l'inversion de population.

Je présente par la suite les voies empruntées pour répondre à ces spécifications.

1.1. Mode de cavité et couplage fort

Pour confiner la lumière dans notre dispositif, on utilise deux interfaces métalliques. On a donc, comme dans la partie sur les lasers à cascade quantique, un guide métal-métal.

Le mode fondamental, transverse magnétique (TM_{00}), entre deux interfaces métalliques, ne présente pas de fréquence de coupure et peut donc être comprimé dans des dimensions bien plus faibles que la longueur d'onde. Ces cavités peuvent aussi supporter plusieurs autres modes TM et TE. La dispersion énergétique de ces différents modes TM et TE est présentée en fonction du vecteur d'onde dans le plan ($k_{//}$) par la relation :

$$E = \frac{\hbar c}{n_{eff}} \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \quad \text{avec} \quad k_z = \frac{\pi Q}{L} \quad (1.1)$$

où c est la vitesse de la lumière ; n_{eff} , l'indice effectif du mode optique ; L , la largeur de la cavité dans la direction du confinement et Q l'indice du mode (i. e. TM_{xQ}). Ces différents modes sont représentés sur la figure 4.1.

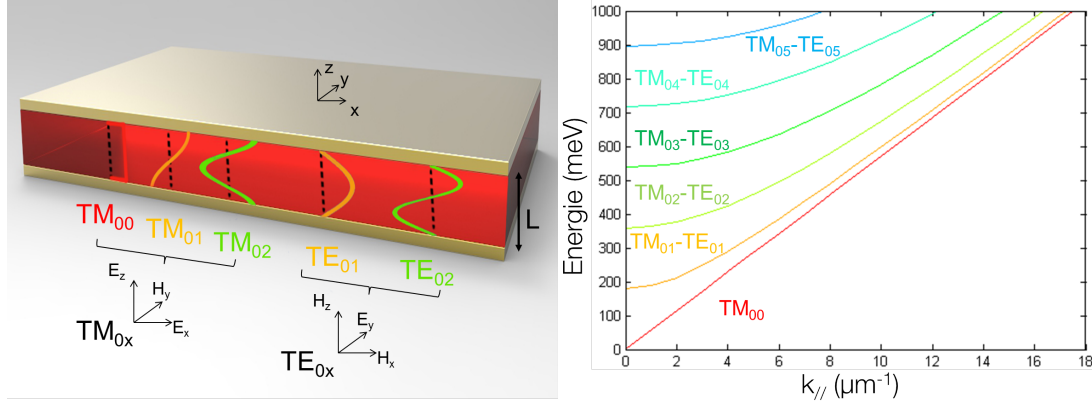


FIGURE 4.1. – Représentation des modes TM et TE d'une cavité métal-métal et relation de dispersion en fonction du vecteur d'onde dans le plan $k_{//}$, pour une cavité métal-métal de $1 \mu m$ et un indice de réfraction de 3,45.

La fréquence de coupure des modes TM pour $Q > 0$ (dérivée de 1.1 et acquise pour $k_x = 0$) est déterminée par la relation :

$$E_{fc} = \frac{\hbar c \pi Q}{n_{eff} L} \quad \left(\text{ou} \quad \lambda = \frac{2 n_{eff} L}{Q} \right) \quad (1.2)$$

Les cavités utilisées dans cette partie ont une épaisseur d'environ $1 \mu m$. On retrouve, pour cette dimension, une fréquence de coupure qui pour $Q = 1$ est déjà de 179,2 meV (correspondant à une longueur d'onde de $6,9 \mu m$). Pour une transition inter-sous-bandes autour de 125 meV, le seul mode accessible sera alors le mode fondamental TM. De plus ce mode ne présente pas de dispersion.

Le profil du champ du mode TM_{00} d'une cavité métal-métal avec une épaisseur de $1 \mu m$ est présenté en figure 4.2. Les différents indices de réfraction associés à la structure sont donnés.

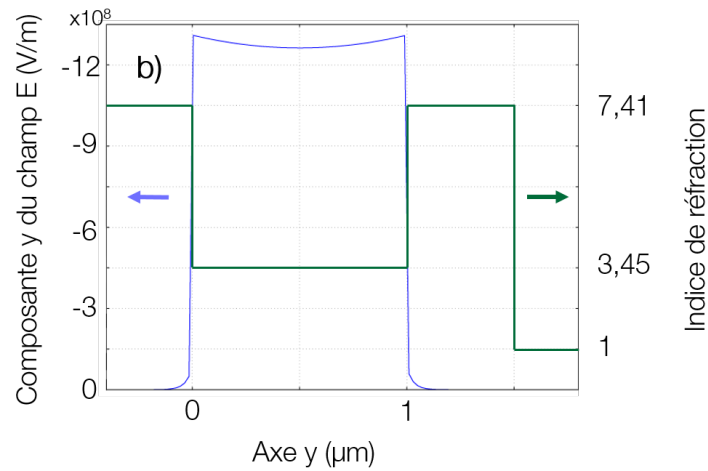


FIGURE 4.2. – Profil du champ électrique E_y du mode fondamental TM_{00} d'une cavité métal-métal avec une région active de $1 \mu m$. Les indices de réfraction des différents matériaux de la structure sont présentés. Simulation réalisée avec la méthode des éléments finis.

Comme on l'a vu au chapitre sur le champ lointain dans la partie laser à cascade quantique du manuscrit (12.0.4), le couplage avec le milieu extérieur, lorsque le champ est très confiné, est entravé par une forte différence d'impédance. On va donc, comme précédemment, mais cette fois-ci dans le but d'extraire ou de coupler la radiation par la surface, réaliser une structuration de l'interface métallique supérieure¹.

La dispersion d'un plasmon de surface se trouve toujours sous la ligne de lumière (3.6). Avec la structuration du réseau, des phénomènes de diffraction apparaissent et la dispersion du plasmon est repliée dans la première zone de Brillouin, donnant lieu à des modes guidés (ou quasi guidés²).

Il a été démontré que l'épaisseur de la cavité ainsi que la distance entre les lamelles métalliques jouent un rôle sur la dispersion du mode [116, 117]. Pour des cavités avec un rapport $L/\lambda \approx 0.01$ les modes seront localisés sous les extrémités des doigts métalliques et la dispersion du mode sera plate. Pour une cavité avec un rapport $L/\lambda \approx 0.1$, le champ sous tous les doigts d'or se couple et le comportement dispersif caractéristique d'une levée de dégénérescence est dominant (voir l'annexe G). Ce type dispersion nous garantit une résonance avec l'énergie de la transition inter-sous-bandes.

En s'appuyant sur ces précédentes observations et le type de cavité utilisée pour les dispositifs excitoniques [63], le développement d'une cavité a été effectué au sein de l'équipe [118]. J'ai donc utilisé ce modèle de cavité pour la réalisation de dispositifs fonctionnant en régime de couplage fort. En utilisant des paramètres adaptés, on va pouvoir obtenir un minimum d'énergie situé à $k_{//} = 0$ associé à une dispersion parabolique positive à l'énergie de la transition inter-sous-bandes. On désigne par L son épaisseur, Λ sa période et son facteur de remplissage (f_r) qui correspond à une interface métallique complète lorsqu'il est égal à 1 (soit : $f_r = s/\Lambda = 1$, où s correspond à la largeur d'une lamelle d'or). La figure 4.3 présente une illustration de cette cavité.

Ce type de cavité présente plusieurs avantages. En plus de sa capacité à s'adapter à une large gamme de longueurs d'onde, permettant de travailler dans les longueurs d'onde terahertz comme dans le proche infrarouge (gamme recouvrant la zone couverte par les transitions inter-sous-bandes) par simple ajustement de son épaisseur et du pas de son réseau, elle est aussi extrêmement pratique pour toute mesure de réflectivité à différents angles. De plus, elle permet, par ses deux interfaces métalliques, une adaptation aisée en vue d'une injection électrique.

La figure 4.4 présente des mesures de réflectivité sur deux cavités GaAs. La première cavité possède un réseau de $3,81 \mu\text{m}$ de période, un facteur de remplissage de 0,83 et une épaisseur de $1,1 \mu\text{m}$. La seconde cavité possède un pas de réseau de $30 \mu\text{m}$, un facteur de remplissage de 0,8 et une épaisseur de $10 \mu\text{m}$. Elles sont respectivement adaptées aux domaines du moyen infrarouge et du terahertz [118].

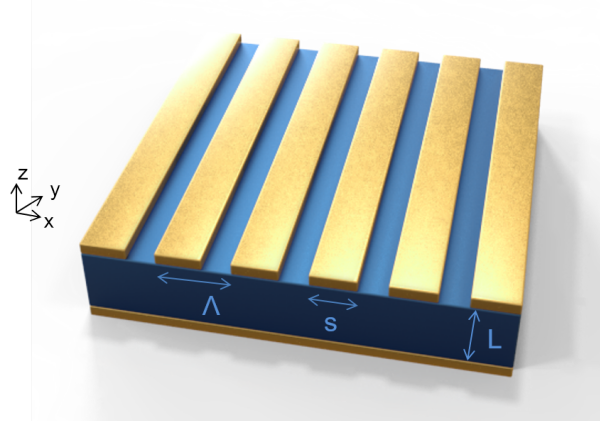


FIGURE 4.3. – Schéma de la cavité métal-métal avec un réseau dans le rôle d'interface plasmonique supérieure. La partie bleue représente un diélectrique où est confinée, à échelle sub-longueur d'onde, la lumière. On peut y introduire des puits quantiques dans le but de réaliser du couplage fort. L'émission d'un tel type de cavité se fait par la surface. Les dimensions de la cavité sont : L , son épaisseur ; Λ sa période ; s , la largeur d'un doigt d'or et f_r , son facteur de remplissage. $f_r = s/\Lambda = 1$ correspond à une interface métallique complète.

1. Le réseau n'est cette fois-ci pas optimisé pour correspondre à la longueur d'onde de Bragg.

2. Modes au-dessus de la ligne de lumière du matériau.

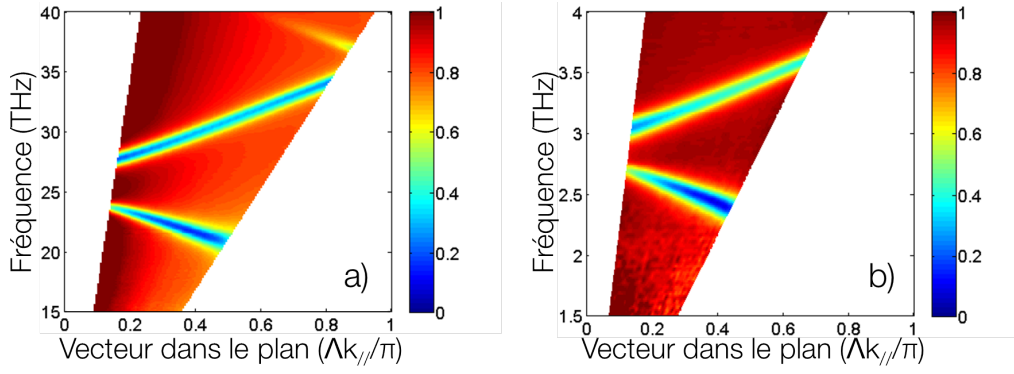


FIGURE 4.4. – Mesures de réflectivité de cavités adaptées aux domaines a) du moyen infrarouge et b) du terahertz démontrant l'accordabilité par modulation des paramètres géométriques de ce type de cavité.

1.2. Simulation RCWA

Dans une premier temps, j'ai effectué des simulations résolues en angle de la caractérisation d'une cavité sans puits quantique en réflexion. Ces simulations m'ont permis de vérifier que les cavités en InGaAs correspondaient bien à nos attentes.

J'ai pu réaliser la modélisation de la réponse optique de la cavité grâce à un code Matlab développé par Simone Zanotto³ en collaboration avec Jean-Michel Manceau. Le code utilise la méthode de l'analyse rigoureuse d'ondes couplées (« Rigorous coupled-wave analysis » [RCWA] en anglais). Les différents matériaux sont représentés par un empilement de couches uniformes dont les paramètres géométriques et diélectriques sont définis. Les modes électromagnétiques, liés à l'incidence d'ondes planes, de chaque couche sont calculés et propagés à travers les autres couches. Les équations de Maxwell avec des conditions limites à chaque interface sont ensuite résolues.

Bien que cette méthode ne donne pas d'indice sur les différents mécanismes à l'origine des résonances photoniques, c'est un instrument efficace qui, en plus d'une vérification des caractéristiques de nos dispositifs, permet, utilisé avant ou après expérimentation, d'affiner les paramètres de nos structures autour des valeurs initialement utilisées.

1.2.1. Cavité nue

Les constantes diélectriques que j'ai utilisé pour les simulations sont listées ci-dessous :

Pour l'or (modèle de Drude) :

$$\epsilon_{or} = \epsilon'_{or} + i\epsilon''_{or} = \epsilon_{or\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\omega_\tau} \quad (1.3)$$

où ϵ'_{or} et ϵ''_{or} sont respectivement les parties réelles et imaginaires de la constante diélectrique de l'or ; $\epsilon_{or\infty}$ est la constante diélectrique à haute fréquence de l'or ; ω_τ , la fréquence d'amortissement en cm^{-1} définie comme : $\omega_\tau = \frac{1}{2\pi c\tau}$ avec τ le temps de libre parcours moyen des électrons ; ω_p , la fréquence plasma en cm^{-1} définie comme $\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{m^*\epsilon_0\epsilon_{or\infty}} \right)^{-1}$ où N est la densité d'électrons libres ; $-e$, la charge de l'électron et m^* , la masse effective des électrons.

Les valeurs des paramètres : $\epsilon_{or\infty} = 1$, $\omega_p^2 = 7,25^4$ et $\omega_\tau = 216 cm^{-1}$ sont acquises d'après la référence [86].

Pour l'InGaAs (milieu isotopique avec contribution des phonons) :

$$\epsilon_{InGaAs} = \epsilon_{InGaAs\infty} \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{ph}} \right) \quad (1.4)$$

3. Code développé lors de son passage en tant qu'invité pendant l'été 2013. Il était alors en thèse à la « Scuola Normale Superiore de Pise ».

où ω_L est la fréquence du phonon optique longitudinal dans le l'InGaAs ; ω_T , celle du phonon optique transverse et γ_{ph} est le facteur d'atténuation de l'amplitude par les phonons. $\epsilon_{InGaAs_\infty} = 11,6$; $\omega_L^2 = 270 \text{ cm}^{-1}$; $\omega_T^2 = 230 \text{ cm}^{-1}$; $\gamma_{ph} = 4 \text{ cm}^{-1}$ [85].

La figure 4.5 a) présente la réponse optique du système obtenue en envoyant un paquet d'ondes planes avec différents angles d'incidence sur la structure. Les ondes sont transmises à travers les couches que j'ai définies, réfléchies sur l'interface d'or inférieure et retransmises par les couches avant de sortir de la cavité.

Cette réponse est présentée en fonction du vecteur dans le plan $k_{//}$ (en employant la relation $k_{//} = \omega n \sin\theta/c$, avec $n = 1$ (l'indice de l'air), θ l'angle d'incidence mesurée par la normale au réseau et c la célérité de la lumière). L'épaisseur de la cavité est de $1 \mu\text{m}$, le réseau est défini par une période de $3,75 \mu\text{m}$ et un facteur de remplissage de 80 %.

Apparaît distinctement sur la simulation, la dispersion du mode TM_{00} qui présente une largeur à mi-hauteur d'environ 20 cm^{-1} (soit 2,5 meV).

Une bande interdite est clairement identifiable à 875 cm^{-1} ($\approx 108,5 \text{ meV}$) et la branche dispersive possédant une dispersion positive affiche un minimum en $k_{//} = 0$ à 925 cm^{-1} (114,7 meV). Cette dispersion nous garantit une résonance avec l'énergie de la transition inter-sous-bandes, représentée par des pointillés multicolores, que je considère pour l'instant égale à $1008,2 \text{ cm}^{-1}$ (125 meV).

Le croisement s'effectue dans la simulation à une valeur de $k_{//} \approx 0,4$ ou 30 degrés.

Dans cette première simulation, seule la cavité est prise en compte. Pour simuler la structure complète, on doit intégrer la région active, soit l'équivalent des transitions des 16 puits quantiques dopés.

1.2.2. Cavité avec puits quantiques

Pour représenter les multiples puits quantiques dans la simulation, qui ne constituent plus un milieu isotrope, j'ai utilisé l'approche de Zaluzny-Nalewajko [119]. Cette approche décrit le milieu par un tenseur diélectrique anisotrope avec une dépendance de type Lorentz/Drude, respectivement pour les composantes liées aux transitions intra (ϵ_{xx} et ϵ_{yy}) et inter-sous-bandes (ϵ_{zz}). Le milieu est alors représenté par des composantes ϵ_{xx} et ϵ_{yy} de la forme de l'équation 1.4. La contribution inter-sous-bandes associée à la loi de sélection est, quant à elle, prise en compte par la composante ϵ_{zz} du tenseur, de la forme :

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_\infty \left(1 - f_{12} \frac{\epsilon_\infty^2}{\epsilon_{PQ}^2} \frac{\omega_p^2}{\omega_{12}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_{12}} \right)^{-1} \quad (1.5)$$

où f_{12} est la force d'oscillateur de la transition inter-sous-bandes (approximée à 1 dans ce modèle (1.4.5)) ; ϵ_∞ et ϵ_{PQ} sont respectivement la constante diélectrique à haute fréquence et la constante diélectrique, moyenne des constantes des matériaux composant le puits⁴ ; ω_{12} , la fréquence de la transition $1 \rightarrow 2$ et γ_{12} représente la largeur à mi-hauteur de la transition inter-sous-bandes.

Dans ce modèle, la fréquence plasma, ω_p , qui correspond à la densité de charge volumique moyenne, est définie en fonction des paramètres du système, soit :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_{2D}}{\epsilon_\infty m^* (L_b + L_{PQ})}} \quad (1.6)$$

avec n_{2D} , la concentration de dopants ; L_b et L_{PQ} , respectivement la largeur d'une barrière et d'un puits quantique.

Ce modèle est suffisant lorsque seule la sous-bande fondamentale est remplie.

La figure 4.5 b) représente la dispersion de la même cavité ($L = 1 \mu\text{m}$, $\Lambda = 3,75 \mu\text{m}$ et $f_r = 0,8$) dans laquelle les puits quantiques dopés de la région active ont été rajoutés (définis dans la section 1.3).

On peut voir que l'on a maintenant, à la place de l'unique mode photonique avec une dispersion positive (et du rajout de la transition inter-sous-bandes), deux nouvelles branches qui s'anticroisent au niveau de l'énergie de la transition (représentée en points multicolores sur la figure). Il s'agit de la marque du couplage fort. Ces deux nouvelles branches représentent l'absorption des états polaritoniques.

4. Dans le cas d'une puits/barrière InGaAs/AlInAs, $\epsilon = (L_{InGaAs}\epsilon_{InGaAs} + L_{AlInAs}\epsilon_{AlInAs})/(L_{InGaAs} + L_{AlInAs})$, où les L_x représentent les épaisseurs physiques des couches. Ici, la simplification $\epsilon_{AlInAs} = \epsilon_{InGaAs}$ a été employée.

Dans le cas d'une cavité très dopée avec une mode de cavité ayant une dispersion quadratique, on peut retrouver, comme c'est le cas ici, un minimum d'énergie entre les deux branches polaritoniques à une valeur de k qui diffère de celle du croisement de la transition inter-sous-bandes et du mode de cavité.

Cette simulation d'un réseau de période égale à $3,75\ \mu\text{m}$ donne un minimum d'énergie se situant à $k_{//}=0,1$ avec une séparation de $27\ \text{meV}$. La valeur du minimum d'énergie à $k_{//}=0,4$ est de $29,58\ \text{meV}$. Ces résultats sont obtenus pour les valeurs nominales de densité de dopage de la croissance de la cavité.

La figure 4.5 c) présente la simulation de la cavité par la méthode des éléments finis pour les mêmes paramètres géométriques. La composante y du champ électrique est calculée pour une incidence normale par rapport à la surface du réseau et une fréquence de $2,8\ \text{THz}$ ($\sim 930\ \text{cm}^{-1}$).

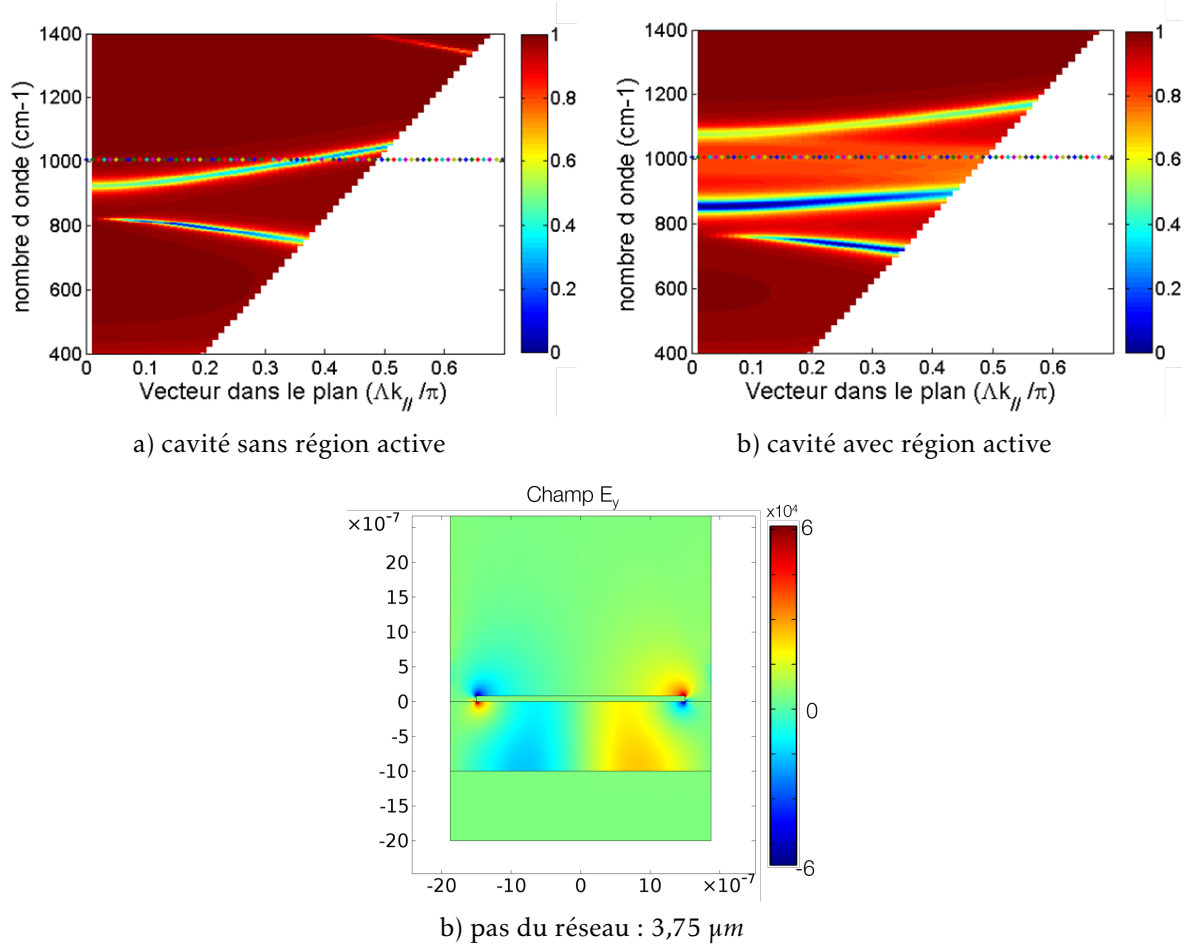


FIGURE 4.5. – a) Bandes photoniques d'une cavité métal-métal enrobant de l'InGaAs obtenues par simulation numérique RCWA pour les paramètres géométriques suivant : une épaisseur de $1\ \mu\text{m}$ et réseau de $3,75\ \mu\text{m}$ de période avec un facteur de remplissage de $0,8$. b) Simulation identique avec l'adjonction de la région active (voir 1.3). L'énergie de la transition inter-sous-bandes est indiquée par des points de multiples couleurs. c) Composante y du champ électrique simulée par la méthode des éléments finis pour les mêmes paramètres géométriques, une incidence normale et une fréquence de $2,8\ \text{THz}$ ($\sim 930\ \text{cm}^{-1}$).

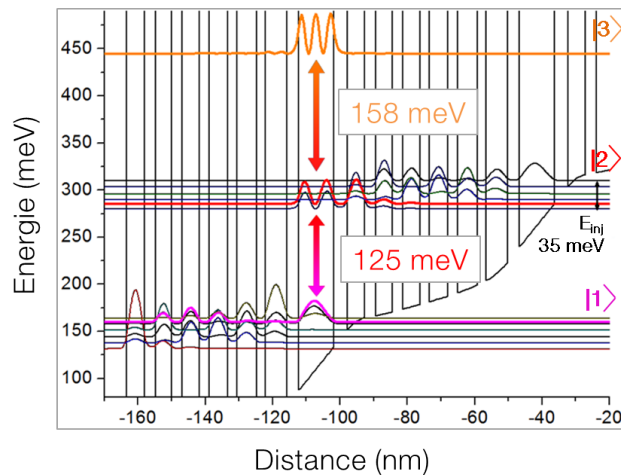
Une cavité similaire à la précédente, à la différence près que la période du réseau diffère, sera aussi réalisée. La période de son réseau est de $3,35\ \mu\text{m}$. Ce changement implique un décalage de position de la bande d'énergie interdite photonique (centré autour de $955\ \text{cm}^{-1}$ d'après mes simulations) et de la branche photonique avec une dispersion positive qui présente une valeur en $k_{//} = 0$ de $1000\ \text{cm}^{-1}$. Le croisement avec la transition inter-sous-bandes s'effectue dans ce cas à une valeur de $k_{//} \approx 0$. Le minimum d'énergie séparant les branches polaritoniques est alors de $26,8\ \text{meV}$ et se situe à $k_{//}=0$ pour les valeurs nominales de densité de dopage de la cavité.

1.3. Conception de la région active

Notre région active à cascade quantique, utilisée pour réaliser une émission dans le régime de couplage fort lumière-matière, est similaire à celle présentée en référence [6]. Elle est constituée d'un large puits principal dans lequel a lieu la transition radiative (E_{21}) ainsi que d'une région de transport qui est conçue dans le but d'avoir un injecteur résonnant avec le niveau 2 de la transition. Pour satisfaire la condition d'une densité de porteurs de l'état fondamental supérieure à celle de l'état excité, le dessin de la structure maximise le temps d'extraction du niveau fondamental par le biais d'une barrière d'extraction, située après le puits principal, plus large que la barrière d'injection.

Pour la croissance de ce type de région active, le choix s'est porté vers le système de matériaux InGaAs sur InP (l'InAs n'étant pas un choix disponible au moment où les croissances ont été réalisées).

La région active est constituée de 16 répétitions du puits principal et de la région de transport pour une épaisseur totale d'environ $1,04\ \mu\text{m}$. Le diagramme de bandes réalisé à partir d'un calcul auto-consistant des équations de Schrödinger-Poisson (prenant en compte les effets de courbure de bandes liés au dopage), est présenté en figure 4.6. Il présente deux transitions dans le puits quantique principal (respectivement 158 et 125 meV), comme indiqué par la flèche orange et la flèche rose sur la figure, et une mini-bande d'injection de 35 meV. La tension d'alignement utilisée pour la simulation est de $26\ \text{kVcm}^{-1}$.



a) Simulation de la région active

Description	Dopage	Epaisseur
InGaAs	non dopée	104,0
AlInAs		36,0
InGaAs	7E17	63,0
AlInAs		26,0
InGaAs	7E17	59,0
AlInAs		28,0
InGaAs	7E17	55,0
AlInAs		28,0
InGaAs	7E17	52,0
AlInAs		30,0
InGaAs	7E17	49,0
AlInAs		33,0
InGaAs	7E17	52,0
AlInAs		40,0

b) Tableau récapitulatif des couches

FIGURE 4.6. – a) Structure de bandes électroniques de notre région active pour la réalisation d'une émission en régime de couplage fort. La structure est conçue de façon à obtenir un gaz 2D dense dans la sous-bande fondamentale |1>. Tous les puits à l'exception du plus large (où s'effectue de la transition radiative) sont dopés 7×10^{17} . Le module de la fonction d'onde au carré de chacun des états est représenté pour un potentiel électrique appliqué sur la structure de $26\ \text{kVcm}^{-1}$. b) L'épaisseur des couches (en nanomètres) d'une unique période, en partant du puits actif, est la suivante : 10.4/4.0/5.2/3.3/4.9/3.0/5.2/2.8/5.5/2.8/5.9/2.6/6.3/3.6. Les barrières en AlInAs sont en gras et les puits dopés sont indiqués par un soulignement dans le texte (et en bleu plus foncé dans le tableau).

Le but de la région active est de fournir une transition inter-sous-bandes à une longueur d'onde de $10\ \mu\text{m}$ pour permettre le couplage fort avec le mode de notre cavité métal-métal décrit plus haut. On veut parvenir à pomper électriquement la branche haute polaritonique pour engendrer un processus de relaxation phonon-polariton qui paverait la voie vers un condensat bosonique. Pour ce faire, il faut que le minimum de la branche basse polaritonique soit à une distance d'un phonon d'une partie pompée de la branche haute. C'est ce qui est représenté en figure 4.7 où sont schématisés, le mode de cavité et la transition inter-sous-bandes, les états polaritoniques ainsi que différents mécanismes de diffusions associés tels que la diffusion polariton-phonon [7] ou polariton-polariton [120].

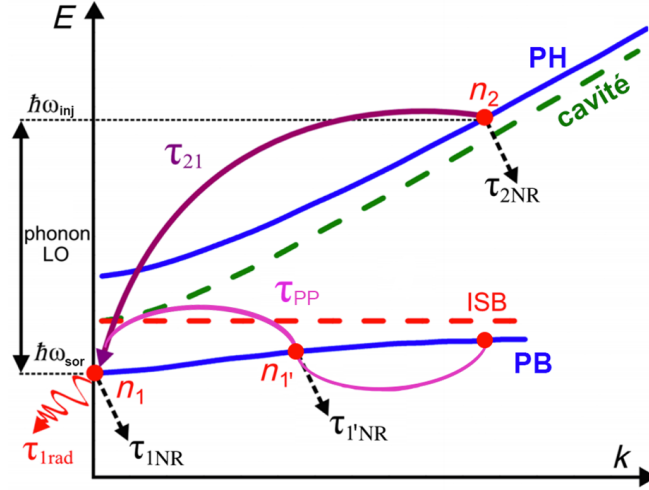


FIGURE 4.7. – Représentation schématique d'un diagramme de dispersion d'une cavité métal-métal en régime de couplage fort. Les courbes solides représentent les deux modes polaritoniques, les courbes en pointillé représentent le mode de cavité et la transition inter-sous-bandes nue, respectivement en vert et en rouge. Le minimum de la branche basse polaritonique est situé en $k_{//} = 0$. Différents processus pertinents pour les polaritons inter-sous-bandes, tels que la relaxation stimulée par diffusion de phonons optiques longitudinaux ou diffusions par interaction polariton-polariton ainsi que différents canaux de pertes sont représentés.

Pour achever l'injection en porteurs de la branche haute polaritonique, à une énergie supérieure ou égale à celle du phonon longitudinal optique, la structure présente une injection résonnante vers l'état 2.

Dans ce type de stratégie, l'injecteur peut être limité en terme d'accordabilité au-dessus de l'énergie d'alignement de la structure avec l'état haut de la transition, ce qui peut conduire à la visualisation en couplage fort de la seule branche basse polaritonique [9].

Il existe une autre approche où la région d'injection/extraction est conçue de manière à ce qu'à l'alignement de la structure, l'injecteur soit résonnant avec le niveau 3 de la région active (qui consiste également en un puits principal). Ce schéma permet d'assurer le peuplement de la branche haute polaritonique [121]. Un matériel avec une grande bande d'énergie interdite comme l'InAs est alors nécessaire.

2. Caractérisations passives des régions actives

2.1. Transmission multi-passages

Pour caractériser la région active et déterminer l'énergie de la transition inter-sous-bandes d'intérêt, j'ai réalisé une mesure de transmission dite «multi-passages» (figure 4.8).

Dans les systèmes quasi bidimensionnels, le facteur adimensionné d'absorption α_{2D} ⁵ du système est défini comme le ratio de l'énergie électromagnétique absorbée, par unité de temps et de surface ($\hbar\omega \cdot W_{i \rightarrow f}^{abs}/A$), sur l'intensité de la radiation incidente ($1/2 \epsilon c \eta E_0^2$, où η représente l'indice de réfraction du milieu), le tout, sommé sur tous les états initiaux et finals, respectivement occupés et vides.

$$\alpha_{2D} = \sum_{i,f} \frac{\hbar\omega \cdot W_{i \rightarrow f}^{abs}/A}{1/2 \epsilon_0 c \eta E_0^2} \quad (2.1)$$

En remplaçant $W_{i \rightarrow f}$ par son expression (équation 1.23) puis en développant l'équation en considérant le cas $T=0$, soit une seule sous bande remplie, on retrouve [13] :

5. On peut relier le coefficient d'absorption bidimensionnel (défini sans dimension) au coefficient tridimensionnel par la relation : $\alpha_{2D} = \alpha_{3D} \cdot L_{eff}$, avec L_{eff} , la longueur effective d'interaction de l'onde avec la région active.

$$\alpha_{2D} = \frac{n_s e^2 \hbar}{2\epsilon_0 c \eta m^*} f_{12} \frac{\Gamma}{(E_2 - E_1 - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2} \quad (2.2)$$

où n_s est le dopage du puits ; $-e$, la charge électronique ; ϵ_0 , la permittivité du vide ; η , l'indice de réfraction de l'InGaAs ; m^* , la masse effective de l'électron ; f_{12} , la force d'oscillateur associée à la transition $1 \rightarrow 2$ et Γ , la largeur à mi-hauteur de la transition inter-sous-bandes.

La composante de l'onde interagissant avec la transition inter-sous-bandes $E_z = E_0 \sin\theta$, donne un facteur $\sin^2\theta$ dans l'intensité absorbée. θ représente l'angle entre la direction de propagation de l'onde et l'axe de croissance. La longueur effective d'interaction ajoute, quant à elle, un facteur $1/\cos\theta$. Enfin, dans le cas de n_{pq} puits quantiques, on retrouve une onde transmise qui est atténuée d'un facteur :

$$T(\omega) = \exp(-\alpha_{2D} \sin^2\theta / \cos\theta) \quad (2.3)$$

En négligeant la réflexion aux interfaces, on retrouve une absorption A , égale à l'unité moins l'intensité transmise, soit :

$$A = 1 - T = 1 - \exp(n_{pq} \alpha_{2D} \sin^2\theta / \cos\theta) \approx n_{pq} \alpha_{2D} \sin^2\theta / \cos\theta \quad (2.4)$$

valable pour les faibles absorptions.

À résonance ($E_2 - E_1 = \hbar\omega$) et $f_{12} \cong 1$, l'application numérique pour notre région active (puits d'InGaAs et régions de transport répétée seize fois [pour une épaisseur totale d'environ un micron] et un indice de 3,45, dopage nominal de $2,31 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), on retrouve une valeur d'absorption maximale de 0,0715. Il est donc nécessaire de chercher à obtenir plusieurs passages pour compenser cette faible absorption.

Puisque la règle de sélection de polarisation dans les transitions inter-sous-bandes requiert une composante dans la direction de croissance z pour pouvoir obtenir un couplage de la radiation au système, elle empêche l'utilisation d'une géométrie standard où la lumière arrive perpendiculairement aux couches.

On utilise donc une géométrie spécifique où la radiation incidente est plusieurs fois totalement réfléchie dans l'échantillon. La géométrie que j'ai utilisée (facettes polies à 45° [122]) a l'avantage d'avoir des pertes de réflexion égales pour les modes TM et TE, elle est donc très pratique pour l'obtention d'une référence.

Pour effectuer ces mesures, j'ai préalablement déposé une couche d'or (Ti/Or : 5/250 nm) sur toute la surface de la région active pour assurer la réflexion de la lumière. J'ai aussi poli le substrat pour obtenir une réflexion spéculaire sur la partie inférieure de l'échantillon. Enfin, les facettes sont polies à 45° par rapport au plan des couches (à l'aide d'un porte-échantillon spécifique).

Le substrat d'InP étant peu dopé, il est transparent dans la gamme de longueurs d'onde qui nous intéresse, la transmission au travers de ce guide d'ondes est donc proportionnelle à la transmission de l'hétérostructure.

La fabrication détaillée de ce dispositif est donnée en annexe B.

Le montage expérimental simplifié est présenté dans la figure 4.8 b). Il comprend un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier, dans la chambre duquel on place le dispositif permettant la mesure en transmission. Le faisceau de la lampe thermique (Global moyen infrarouge) est focalisé sur la facette de l'échantillon, après passage par l'interféromètre, par un système de miroirs auquel on ajoute un polariseur pour choisir la polarisation de la lumière incidente. La lumière transmise par l'échantillon est envoyée vers le détecteur interne du FTIR. L'interférogramme acquis est traité par transformée de Fourier rapide. Les spectres obtenus par cette méthode en polarisation TM sont normalisés par une mesure en polarisation TE. Le spectre final nous permet d'identifier la raie d'absorption correspondant à la transition inter-sous-bandes d'intérêt.

Le nombre de passages N_p à travers la région active est déterminé par la longueur L_s et l'épaisseur E_s du substrat (l'épaisseur de la région active étant négligeable par rapport à celle du substrat) par la relation :

$$N_p = L_s / (E_s * \tan\theta) \quad (2.5)$$

où θ est l'angle du faisceau par rapport à la normale du plan d'or (soit 45° ici). On cherche à obtenir suffisamment de passages dans la région active pour bien repérer la transition tout en conservant un signal suffisant. Les dimensions classiques de nos échantillons sont d'environ $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour

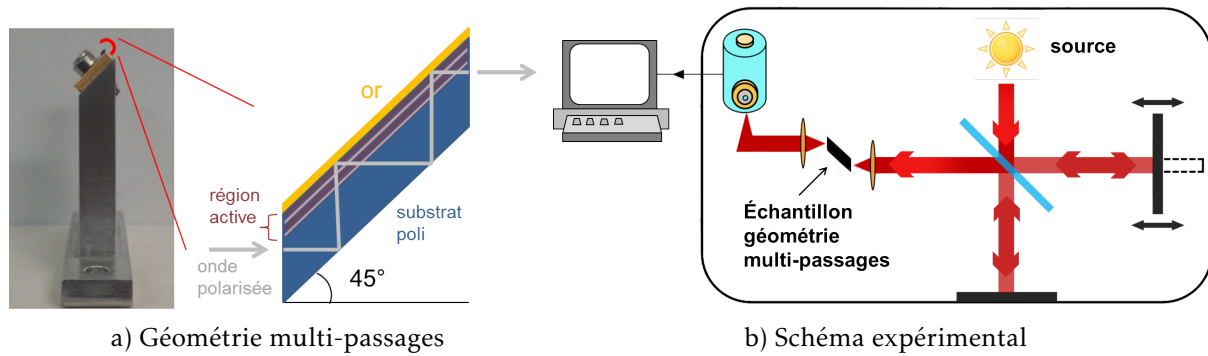


FIGURE 4.8. – a) Géométrie de l'échantillon (poli à 45° , de chaque côté, par rapport au plan des couches) qui assure de multiples passages de la lumière dans la région active. On peut aisément déterminer la longueur d'onde de la transition inter-sous-bandes de nos dispositifs avec cette expérience. b) Schéma expérimental de la mesure multi-passages.

quelques millimètres (≈ 3) de longueur (soit 4 ou 5 passages, équivalant à une absorption d'environ 28% d'après le coefficient d'absorption calculé).

Les mesures d'absorption du dispositif présentées en figure 4.9 sont obtenues par transmission au travers d'un échantillon typique de la plaque 1722. Le spectre d'absorption de l'échantillon 1722 présente une absorption inter-sous-bandes à 124 meV (soit $1000,3 \text{ cm}^{-1}$) et correspond à la longueur d'onde que nous attendions. On identifie ici clairement la transition principale dont la largeur à mi-hauteur à température ambiante est d'environ 9,75 meV. Il n'y a pas trace de la transition $3 \rightarrow 2$, le puits de la transition n'étant pas suffisamment dopé pour entraîner une absorption à ce niveau. Le facteur de qualité de notre transition est d'environ 13.

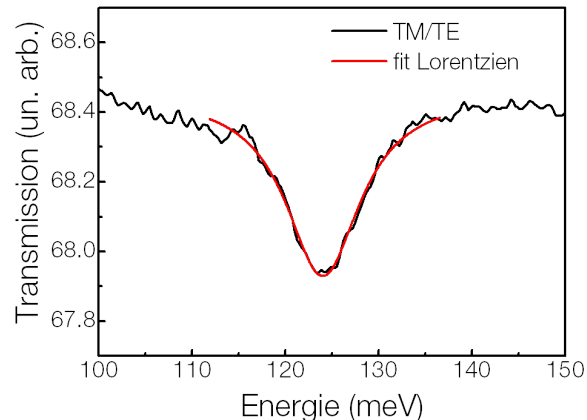


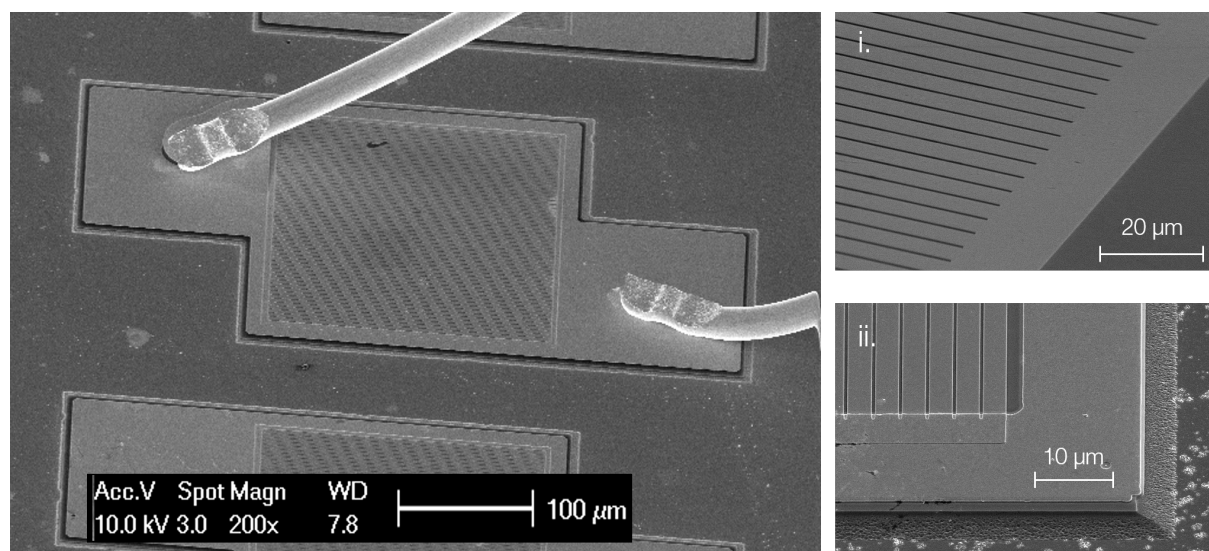
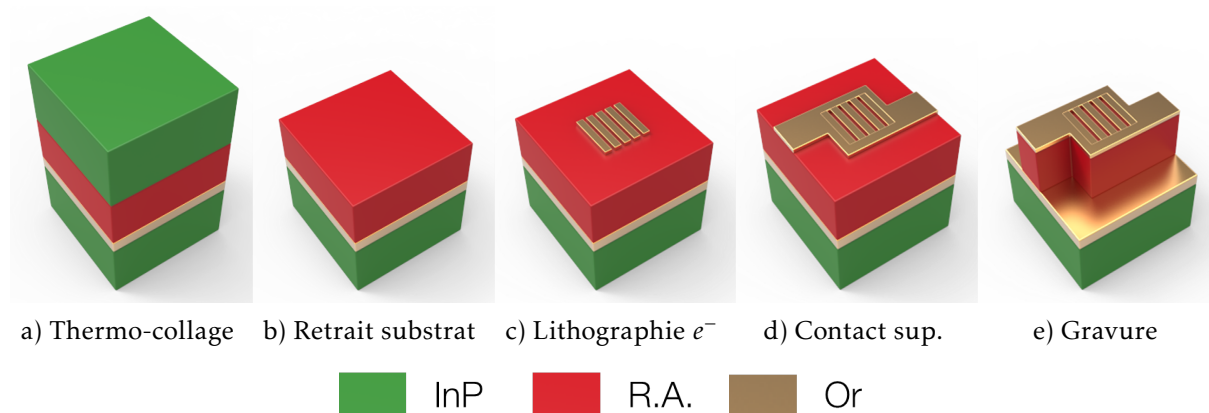
FIGURE 4.9. – Spectre d'absorption du dispositif obtenu par mesure en transmission à travers un échantillon en géométrie multi-passages. Le fit Lorentzien appliqué à la mesure donne une valeur d'absorption centrée à $E = 124 \text{ meV}$ (soit $1000,3 \text{ cm}^{-1}$) et une largeur à mi-hauteur de 9,75 meV.

2.2. Fabrication des cavités réseau

Dans cette section, le but est de réaliser des mesures en réflexion sur la cavité que l'on a décrite précédemment et dans laquelle on aura intégré la région active. On pourra alors vérifier que l'on atteint bien le régime de couplage fort par la biais de la signature caractéristique des polaritons inter-sous-bandes dans les spectres des mesures de réflexion.

La première étape consiste à concevoir la première interface plasmonique en déposant une couche d'or (Ti/Or : 5/500 nm) sur l'échantillon et sur un substrat simple. Les deux parties sont soudées par une technique de thermo-collage ($T = 320^\circ \text{C}$, $P = 5 \text{ MPa}$, 4.10 a)). On clive ensuite les wafers en

échantillons d'habituellement 1 cm^2 . Le substrat InP est retiré dans un premier temps manuellement puis chimiquement avec une solution à base d'acide chlorhydrique sélective qui permet de s'arrêter sur la première couche d'InGaAs de la région active (4.10 b)). On procède par la suite à une lithographie électronique pour définir le réseau qui constitue l'interface plasmonique supérieure (4.10 c)). Le dépôt d'or qui suit est de 80 nm, précédé de 5nm de titane. Après le décollage et le nettoyage de la résine, on procède à un second dépôt sur les extrémités et tout autour du réseau par le biais d'une lithographie optique. Ce deuxième dépôt, de 5/250 nm de titane/or, sert à définir des zones de contact où l'on pourra souder des fils d'or pour l'injection électrique (4.10 d)). On procède à une autre lithographie optique suivie d'une gravure humide avec une solution à base d'acide phosphorique pour graver autour de l'interface supérieure jusqu'à l'interface d'or inférieure, soit environ $1\text{ }\mu\text{m}$ (épaisseur de la région active). Cette gravure permet d'éviter une dispersion du courant excessive hors de la partie d'intérêt (qui se situe sous le réseau, 4.10 e)). S'en suit un amincissement du substrat arrière et un nouveau dépôt d'or (Ti/Or : 5/200nm) avant l'adhésion du dispositif sur une embase en cuivre. Une description plus précise de la fabrication est présentée en annexe C.



f) Image MEB d'un dispositif finalisé

FIGURE 4.10. – Récapitulatif des principales étapes de fabrication : a) thermo-collage d'un substrat et de la région active sur lesquels on a préalablement déposé de l'or ; b) retrait du substrat ; c) lithographie électronique du réseau ; d) dépôt du contact supérieur ; e) gravure humide. f) Image en microscopie électronique d'une cavité pour le couplage fort connectée par deux fils d'or. Les images i. et ii. sont focalisées sur le réseau en étape a) et f).

2.3. Mesures en réflexion

La figure 4.11 expose le dispositif expérimental qui nous permet d'obtenir les spectres d'absorption du dispositif qui sont obtenus par le biais des mesures en réflexion. La lampe thermique de l'interféromètre à transformée de Fourier (source large bande dans l'infrarouge) est focalisée vers la surface de l'échantillon après passage dans l'interféromètre et par un polariseur. Le faisceau réfléchi est ensuite focalisé sur le détecteur interne du FTIR et analysé numériquement (transformée de Fourier rapide 7.3) par le système d'acquisition associé. Les spectres sont normalisés par une mesure identique sur un échantillon de même dimension, complètement recouvert d'or. Cette référence permet de s'affranchir des différentes composantes (réponse du détecteur, transmission de la séparatrice, absorption du polariseur, etc.) du système.

Les mesures sont effectuées à température ambiante et les spectres sont collectés à différents angles d'incidences sur l'échantillon (par rapport à la normale au réseau) comme cela est présenté sur la figure 4.11 b). Les mesures sont effectuées de 13 ° (angle minimum accessible avec notre dispositif expérimental), jusqu'à environ 70 °. On effectue une série de spectres dans cette gamme avec un pas de 3 ° nous assurant la couverture totale de l'intervalle.

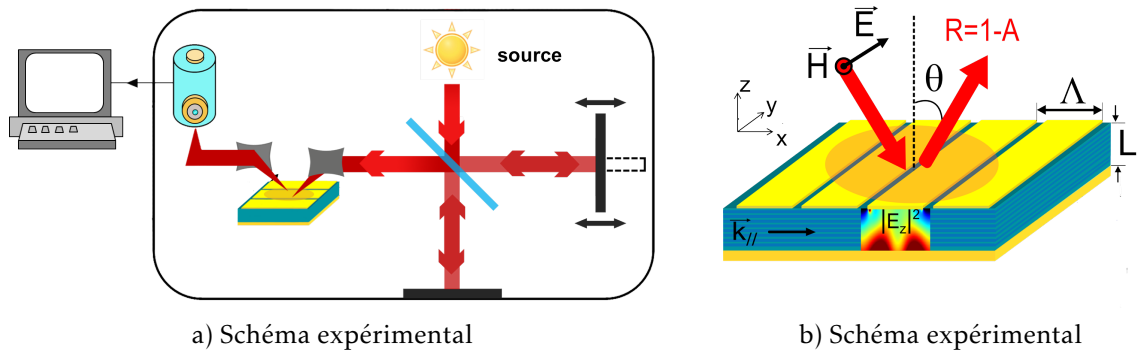


FIGURE 4.11. – a) Schéma expérimental montrant la méthode avec laquelle sont acquis les spectres. b) Explication des différents paramètres des mesures résolues en angle. L'angle d'incidence est défini par rapport à la normale au réseau.

La figure 4.12 présente les mesures expérimentales de nos dispositifs avec région active. Elles sont présentées sous forme de tracés colorés représentant la superposition de tous les spectres récoltés.

On retrouve les mêmes propriétés que dans les simulations RCWA, notamment l'anticroisement au niveau de l'énergie de la transition inter-sous-bandes. Il est plus difficile de déterminer l'endroit de la séparation énergétique minimale vu que la branche basse devient difficile à décerner à grands angles. Néanmoins dans le cas du réseau de 3,35 μm de période, le minimum d'énergie entre les deux branches polaritonique se situe à un angle de 13 ° (on est ici limité par l'angle minimum accessible par le montage expérimental) et est de 14,58 meV. Pour le réseau avec un pas de 3,75 μm , il se situe environ à $k=0,4$ et est de 15,3 meV. On peut noter la présence d'autres absorptions à 500, 700 et 1400 cm^{-1} respectivement attribuées au mode cavité «patch» 1⁶, à la présence d'un mode de Berremann [60, 123] lié à la couche de contact fortement dopée⁷ et à un mode de cavité TE. Ces absorptions restent à énergie similaire pour les deux échantillons (variation faible des paramètres géométriques).

Le minimum d'énergie de la dispersion polaritonique correspond au double de la fréquence de Rabi. On retrouve donc une fréquence de Rabi de 1,69 THz et 1,85 THz, respectivement pour le réseau avec un

6. Mode de la cavité type «patch», correspondant à une onde stationnaire sous les doigts métalliques, excité par la lumière incidente, dont la fréquence est définie par la relation [57] :

$$\nu_K = \frac{cK}{2n_M s} \quad (2.6)$$

où c est la célérité de la lumière ; K , un entier définissant le mode ; s , la largeur d'un doigt métallique et n_M , l'indice effectif du mode. Plus de détails sont donnés en annexe G.

On retrouve dans le cas du réseau 3,35 μm de période, un mode patch à une valeur de 432,9 pour $K = 1$.

7. Composante dans le spectre de réflexion ou de transmission de films minces, apparaissant à la fréquence plasma, qui correspond au zéro de la partie réelle de la permittivité. Elle est générée par l'excitation des charges liée à la composante normale aux couches du champ.

pas de 3,35 et celui avec un pas de 3,75 μm . Ce qui nous donne des rapports $\Omega_R/\omega_{12} = 0,055$ et 0,061. Nous ne sommes donc pas dans un régime de couplage ultra-fort.

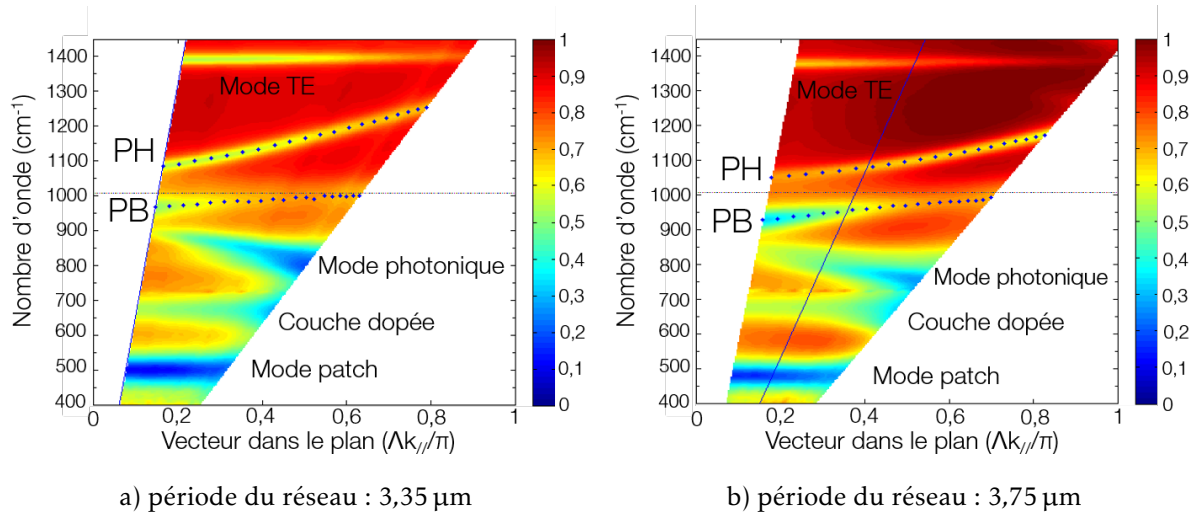


FIGURE 4.12. – Mesures en réflexion de la cavité avec la région active, normalisées par un spectre sur plan d'or a) le pas du réseau est de 3,35 μm avec un facteur de remplissage de 0,8 b) le pas du réseau est de 3,75 μm avec un facteur de remplissage de 0,8. Les différentes contributions du spectre d'absorption sont explicitées sur la figure. La position de la transition inter-sous-bandes est représentée par des pointillés. PH et PB représentent respectivement la branche polaritonique haute et basse. Le minimum de séparation entre les deux branches est représenté par un trait bleu et est déterminé par rapport aux maximums d'absorption représentés par les points bleus sur la figure.

La figure 4.13 présente des simulations RCWA des réseaux de 3,35 et 3,75 μm effectuées dans le but de reproduire les données expérimentales. Un jeu sur les paramètres géométriques, tels que l'épaisseur de la cavité, permet d'harmoniser finement les simulations.

La figure 4.14 compare les valeurs des maximums d'absorption relevés à partir de la simulation RCWA et des valeurs expérimentales. On peut voir que l'on a un bon accord entre expérience et simulation. Cet accord est obtenu pour une valeur du dopage surfacique de $n_{2d} = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (soit une valeur environ trois fois inférieure à la valeur nominale du dopage (pour une épaisseur de cavité de 1 μm), qui est de $2,31 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [i.e. valeur déterminée par rapport aux fiches de croissance]).

L'ajustement des points expérimentaux avec l'équation décrivant le système en régime couplage fort (3.10) nous permet de remonter au coefficient d'Hopfield des deux états polaritoniques du système (3.9) qui sont présentés sur la figure 4.14. D'après les simulations RCWA, le minimum d'énergie ne se situe pas exactement en $k_{//} = 0$ pour le réseau avec un pas de 3,35 μm . Pour l'obtenir il sera donc nécessaire d'ajuster les paramètres géométriques des futures cavités.

Les mesures en réflexion de nos dispositifs démontrent des caractéristiques du régime de couplage fort par la dispersion polaritonique associée. L'étape suivante consiste à effectuer des mesures d'électroluminescence de nos dispositifs pour étudier leur réponse lorsqu'ils sont pompés électriquement.

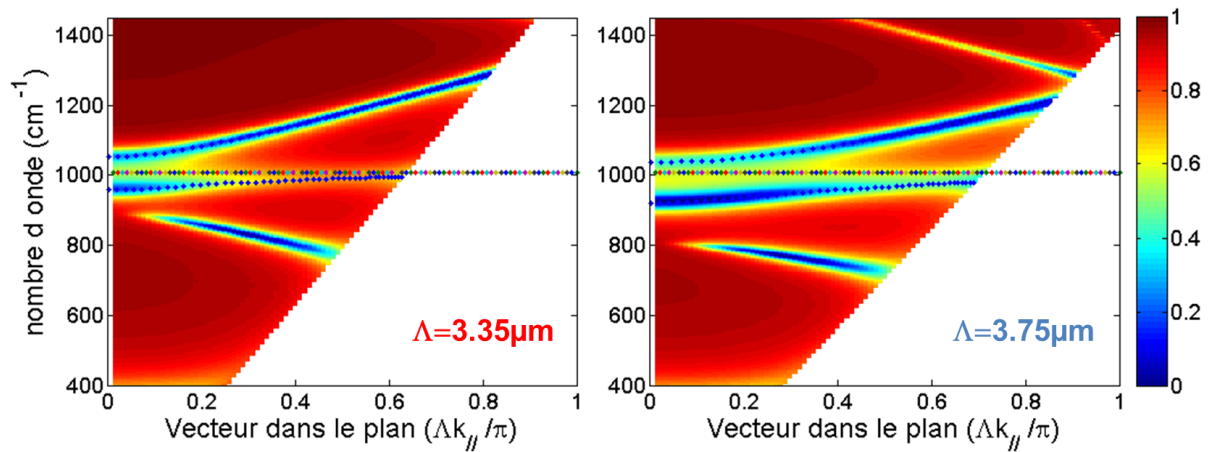


FIGURE 4.13. – Simulation RCWA de nos cavités métal-métal avec région active et les paramètres qui permettent une adaptation aux données expérimentales. L'énergie de la transition inter-sous-bandes est indiquée par des points de multiples-couleurs. Le dopage utilisé est environ trois fois inférieur au dopage nominal.

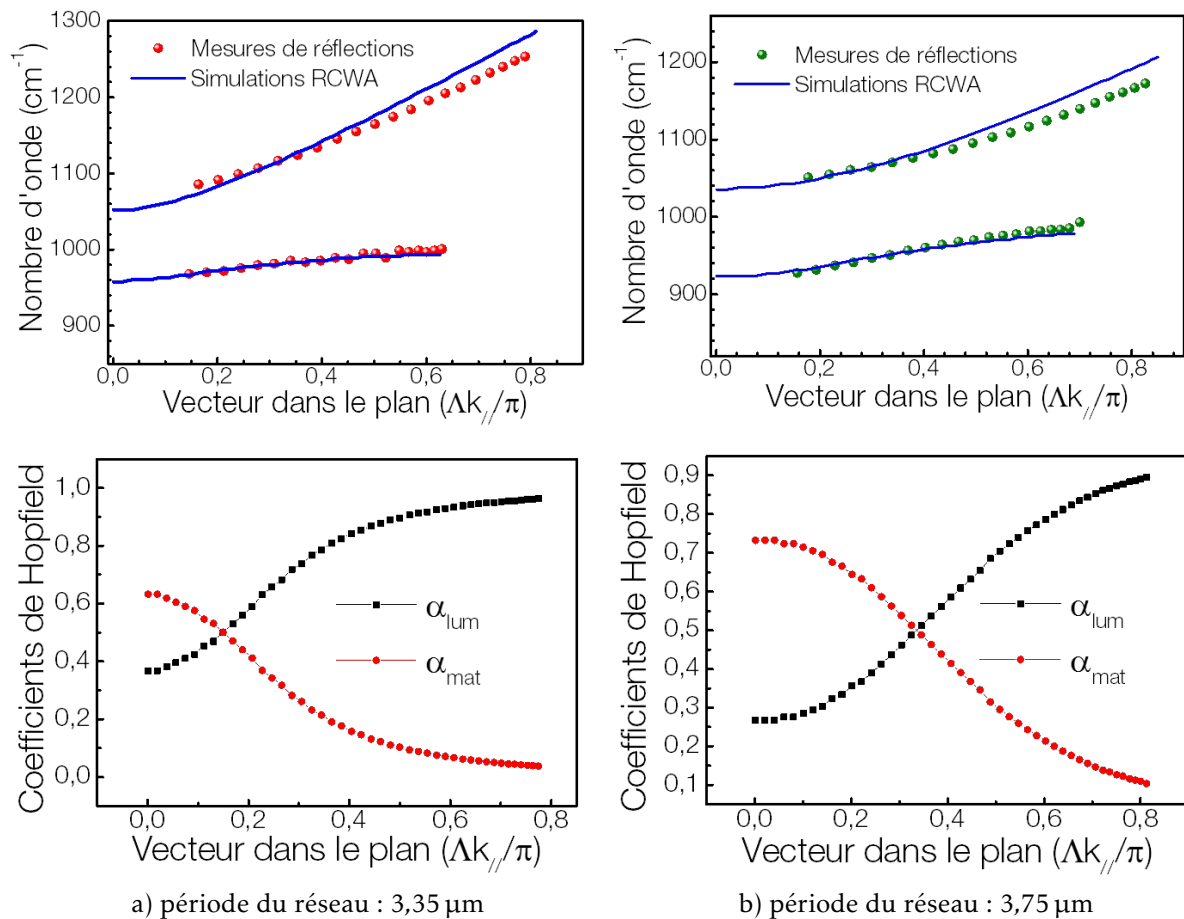


FIGURE 4.14. – Comparaison des maximums d'absorption de l'échantillon entre les données obtenues avec la simulation RCWA (lignes continues bleues) et les données expérimentales (respectivement points rouges et verts). Les coefficients de Hopfield associés sont présentés en deçà. a) Le pas du réseau est de 3,35 μm avec un facteur de remplissage de 0,8 b) le pas du réseau est de 3,75 μm avec un facteur de remplissage de 0,8.

3. Caractérisation des dispositifs électroluminescents

Lorsque l'on applique une tension aux bornes d'un de nos dispositifs, comme pour les lasers à cascade quantique, leur structure de bandes va s'aligner. L'injecteur va entrer en résonance avec le niveau excité du puits quantique principal de la période suivante comme l'ingénierie de bandes que l'on a réalisée le prévoit (2.4). En comparant les différents spectres (en fonction d'une variation de la température ou de la tension appliquée) d'un dispositif en régime de couplage faible et d'un dispositif en régime de couplage fort (ayant la même région active), on peut extraire des informations sur la façon dont les états polaritoniques se peuplent et se relaxent.

3.1. Électroluminescence en géométrie méso (couplage faible)

Pour une cavité métal-métal avec une interface structurée, on se trouve en régime de couplage fort. Dans le cas des mésas, le recouvrement du mode de cavité avec les puits quantiques n'étant pas suffisant pour obtenir un régime de couplage fort, les mesures d'électroluminescence vont nous permettre d'observer le comportement de nos dispositifs en couplage faible.

3.1.1. Fabrication des mésas

Les échantillons « mésas » sont obtenus en réalisant une gravure humide à base d'acide bromhydrique sur des motifs circulaires. On vient ensuite déposer une couche d'or (Ti/Or : 5/250 nm) sur la surface supérieure de ces cylindres. Le substrat est poli à 45° par rapport au plan des couches (à l'aide d'un porte-échantillon spécifique). La figure 4.15 présente le schéma du montage expérimental simplifié permettant la mesure d'un dispositif méso ainsi que la représentation de l'extraction de la lumière produite en son sein. La fabrication détaillée de ce dispositif est donnée en annexe D.

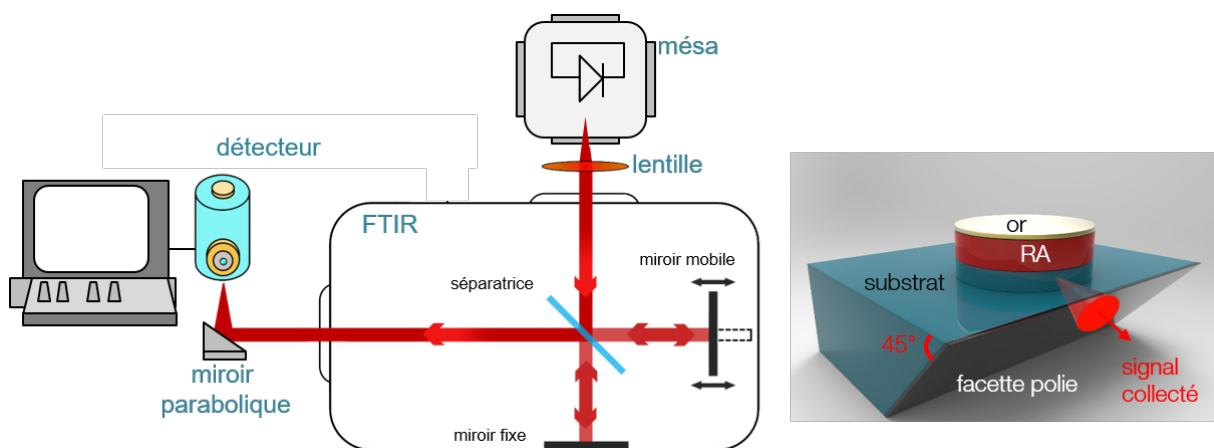


FIGURE 4.15. – a) Schéma expérimental du banc de mesure pour la caractérisation d'un dispositif méso. b) Représentation d'une cavité typique méso de 75, 100 ou 200 µm de diamètre et du chemin optique de son d'émission.

3.1.2. Caractérisation opto-électrique

Les mesures sont obtenues avec le même montage expérimental qu'en partie 7 (figure 3.17) en remplaçant le laser à cascade quantique par le méso.

Le signal est collecté par la facette polie du méso qui est dirigée de sorte que le signal soit maximisé sur le détecteur. Cette fois-ci le FTIR est utilisé en mode pas à pas («step-scan»). Le miroir mobile effectue un balayage par pas, au cours de chacun desquels le signal est acquis par le biais de la détection synchrone. Ce mode de fonctionnement permet d'améliorer sensiblement le rapport signal sur bruit lors de l'acquisition des spectres par rapport aux mesures en balayage rapide (de facto intéressant pour les mesures de luminescence qui ont une intensité faible).

La figure 4.16 a) expose les caractéristiques courant-tension et courant-intensité lumineuse d'un dispositif typique méso lorsqu'il est alimenté par des impulsions de 1,5 µs, 84 kHz et pour différentes

températures du doigt du cryostat. On retrouve des caractéristiques similaires à celles d'un laser à cascade quantique, soit un régime pré-alignement, un régime où la structure est alignée avec une résistance différentielle plus basse et possiblement, sous haute tension, un désalignement de la structure.

Une différence notable concerne la transition des deux premiers régimes visibles sur les données : elle est beaucoup plus douce. Ceci est interprété comme étant le signe d'un injecteur large (mini-bande d'injection large énergétiquement). Les courbes courant-intensité lumineuse montrent une forte chute du signal avec la température. Pour le même courant injecté, on a un facteur 2 entre 300 et 250 K et la décroissance augmente encore avec les plus basses températures.

Ce comportement se démarque complètement de celui des lasers à cascades quantiques (inversion de population) dont les performances se dégradent avec la température, notamment avec l'augmentation des processus de diffusion par phonons et le « backfilling » thermique et rappelle aussi le comportement d'un corps noir avec la température par son comportement non linéaire.

La figure 4.16 b) présente les mesures d'électroluminescence du même méso aux températures du doigt du cryostat associées aux IVL mais pour une tension d'alignement fixe. Les spectres sont normalisés et présentés en cascade. Les différentes composantes des spectres sont explicitées en se basant sur le spectre à 300 K. On peut noter une composante thermique, représentée par l'ovale bleu, qui est prédominante au delà de 1500 cm^{-1} . On relève également une contribution de la couche dopée vers 500 cm^{-1} (ovale vert) ainsi qu'une contribution que l'on attribue à la transition $3 \rightarrow 2$ vers 1230 cm^{-1} (ovale jaune) et enfin la composante qui nous intéresse le plus, soit la transition $2 \rightarrow 1$ autour des 1000 cm^{-1} (ovale rouge).

On peut observer une réduction proportionnelle de la composante thermique avec la diminution de la température⁸. La transition $3 \rightarrow 2$ subit elle aussi une chute d'intensité liée à la température.

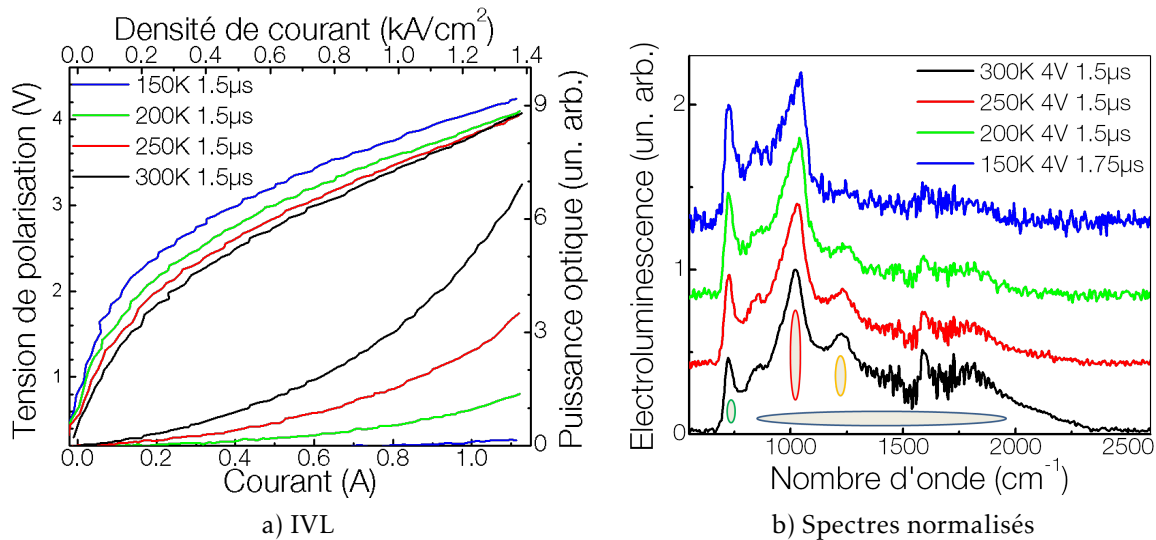


FIGURE 4.16. – Données expérimentales obtenues en injectant une impulsion de $1,5\text{ }\mu\text{s}$ à un taux de répétition de 84 kHz dans un dispositif en géométrie cavité méso typique de l'échantillon 1722. Le signal est recollé par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT refroidi à l'azote liquide. Le rayon du méso est de $100\text{ }\mu\text{m}$. Les courbes I-V et I-L caractéristiques sont réalisées à différentes températures du doigt du cryostat. Les spectres d'électroluminescence du méso, aux mêmes températures du doigt, sont présentés en cascade. Les ovals de différentes couleurs explicitent les contributions liées : à la composante thermique (bleu) ; à la couche dopée (vert) ; à la transition $3 \rightarrow 2$ (jaune) ; à la transition $2 \rightarrow 1$ (rouge). La résolution de la mesure est de 8 cm^{-1} .

3.1.3. Spectres d'électroluminescence en fonction de la tension d'alignement

La figure 4.17 a) présente trois spectres normalisés à la température de 300 K mais avec différentes tensions d'alignement. On observe l'augmentation de la composante thermique en fonction du voltage, liée à l'échauffement de la structure par l'injection d'un plus fort courant. Le ratio des transitions

8. L'utilisation d'impulsion très longue : $1,5\text{ }\mu\text{s}$, pour obtenir assez de signal provenant de l'électroluminescence ne nous permet pas de nous affranchir de la composante thermique.

$3 \rightarrow 2/2 \rightarrow 1$ varie en faveur de la transition $3 \rightarrow 2$ avec l'augmentation du voltage. Le comportement du dispositif à plus basse température est présenté dans la figure 4.17 b). Les spectres mesurés à la température de 200 K sont récoltés pour différentes tensions d'alignement. Cette fois-ci, la composante liée à la transition $3 \rightarrow 2$ est quasi inexistante.

L'évolution du ratio des transitions $3 \rightarrow 2/2 \rightarrow 1$ à 300 et 200 K montre que la tension maximale que l'on peut injecter dans le dispositif ne permet pas une injection résonnante dans l'état 3 mais qu'une forte tension associée à l'activation thermique des électrons permet de commencer à peupler le niveau 3 de la structure.

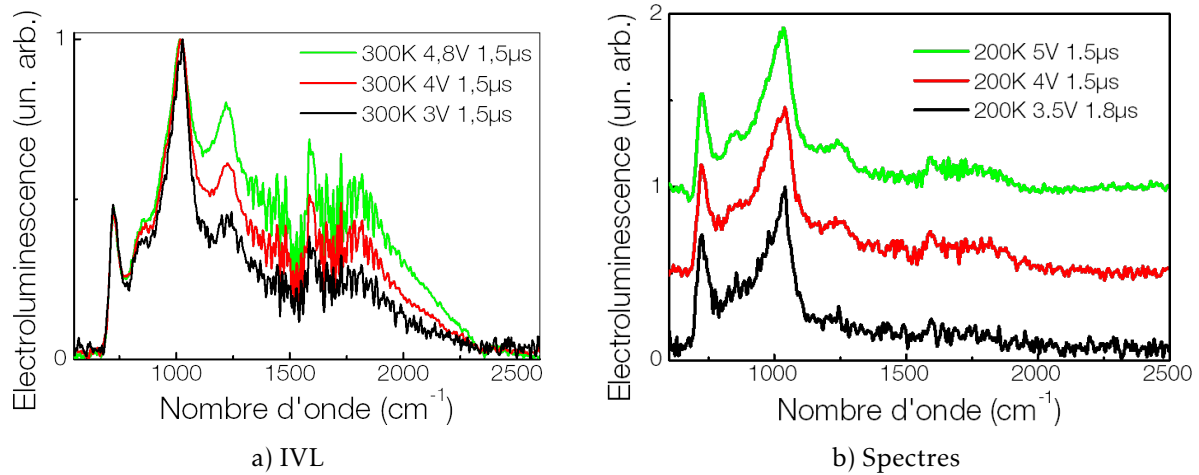


FIGURE 4.17. – Données expérimentales obtenues en injectant une impulsion de 1,5 μs à un taux de répétition de 84 kHz dans une cavité méso, typique de l'échantillon 1722. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Le rayon du méso est de 100 μm . La tension d'alignement aux bornes du dispositif varie pour une température du doigt du cryostat fixée à a) 300 K et b) 200 K, (pour 200 K, les spectres sont présentés en cascade).

Pour m'assurer que le signal collecté provient bien des transitions inter-sous-bandes, j'ai réalisé une série de mesures avec un polariseur placé entre l'interféromètre et le méso. La figure 4.18 présente les mesures polarisées TM et TE, comparées à la mesure sans polariseur. On peut voir, outre une diminution d'intensité, une vraie différence entre le spectre TM et TE, où dans le cas de ce dernier, quasiment plus aucun signal n'est transmis. Il s'agit donc bien d'une émission provenant des transitions inter-sous-bandes. La mesure a aussi été effectuée à 300K, ce qui nous permet de voir l'évolution de la composante thermique avec le spectre en polarisation TE.

Il est à noter que notre polariseur possède deux bandes d'absorption dans la gamme de fréquences qui nous intéresse autour de 724 et 1462 cm^{-1} .

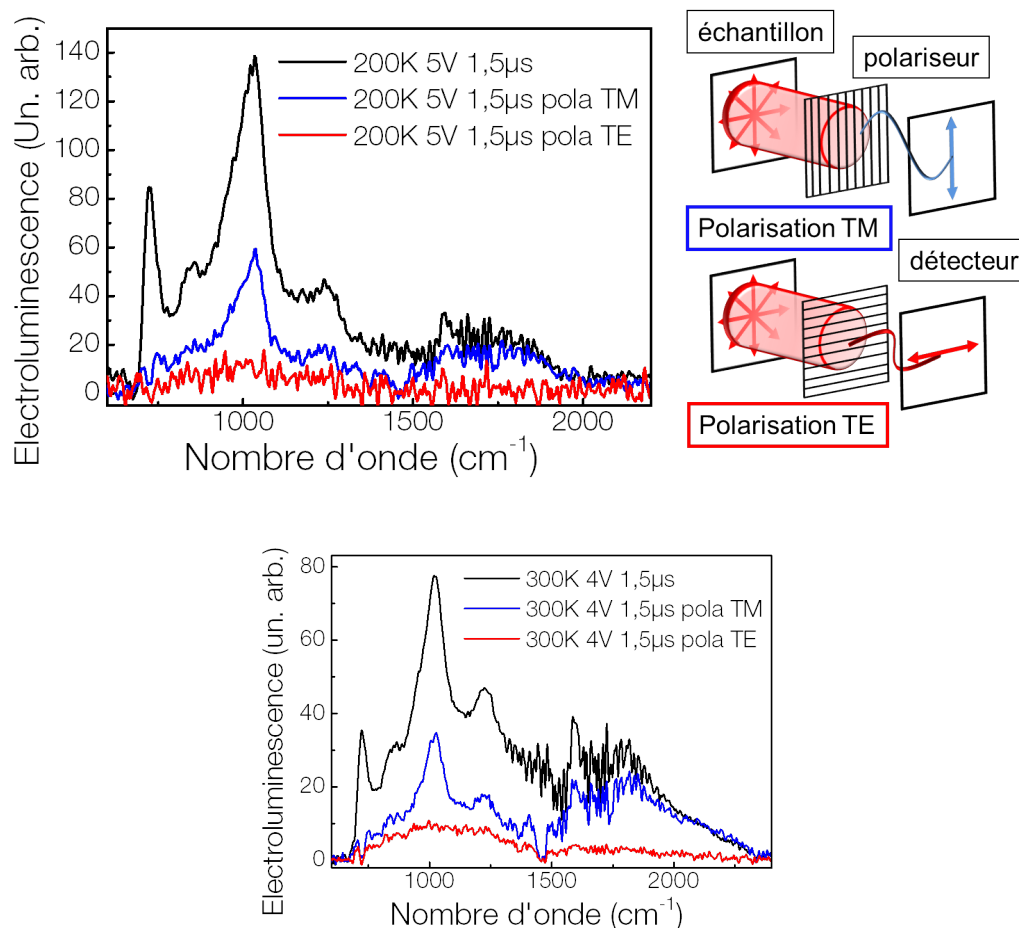


FIGURE 4.18. – Mesures d'électroluminescence à 200 et 300 K d'un méso de 200 μm de diamètre à l'aide du montage expérimental pour une tension d'alignement de 5 V, une impulsion de 1,5 μs et un taux de répétition de 84 kHz. Le spectre rouge correspond au spectre obtenu avec un polariseur ne laissant passer que le signal polarisé TE comme indiqué sur le schéma. Pour le spectre bleu, le polariseur ne laisse passer que le signal polarisé TM. Le spectre noir n'est pas polarisé. La mesure est répétée à 300K.

3.2. Électroluminescence en géométrie réseau

Après avoir préalablement vérifié que les cavités réseaux présentaient bien un couplage fort (section 2.3), j'ai par la suite effectué des mesures d'électroluminescence sur ces dispositifs. Comme dans le cas du méso, les mesures sont obtenues avec le même montage expérimental que celui de la partie 7 (figure 3.17) en remplaçant cette fois-ci le laser à cascade quantique par notre cavité réseau.

Le signal est collecté par la surface du réseau qui est dirigée «face» au détecteur. Le FTIR est utilisé en mode pas à pas.

3.2.1. Dépendance à la période du réseau

Les figures 4.19 et 4.20 présentent les résultats expérimentaux des caractérisations courant-tension, courant-luminescence ainsi que plusieurs spectres à différentes températures du doigt du cryostat, respectivement obtenus pour le réseau présentant un pas de 3,35 μm ainsi que pour le réseau présentant un pas de 3,75 μm .

La figure 4.19 présente les IVL d'un dispositif avec un pas de réseau de 3,35 μm (celles du réseau avec un pas de 3,75 μm étant similaires). En observant les courbes courant-tension, on peut discerner un comportement analogue à celles des dispositifs type méso, soit deux régimes avec une pente de transition douce.

Au niveau des spectres, figure 4.20, les deux cavités ont un comportement similaire par rapport à la température. À 300 K, les spectres présentent de multiples composantes spectrales, centrées sur l'énergie

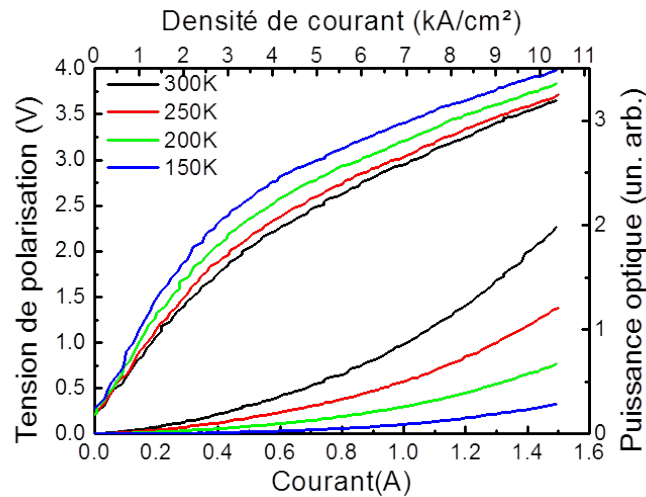


FIGURE 4.19. – Mesures intensité-tension, intensité-puissance lumineuse obtenues en injectant une impulsion, de $1,5 \mu\text{s}$ à un taux de répétition de 84 kHz , aux bornes d'une cavité réseau typique avec un pas de $3,35 \mu\text{m}$ de l'échantillon 1722. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimensions du réseau sont de $110 \mu\text{m}^2$.

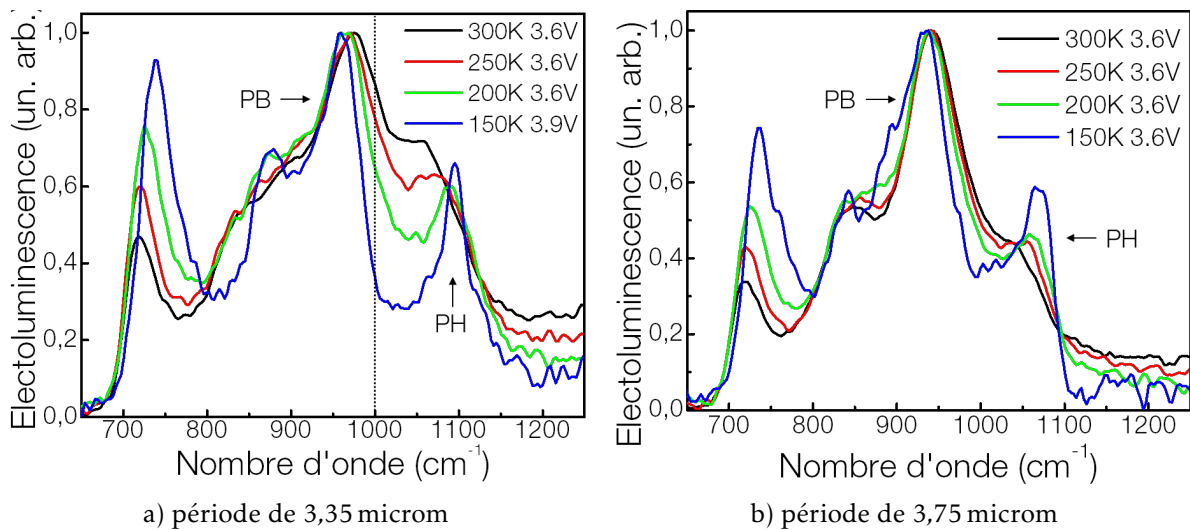


FIGURE 4.20. – Mesures intensité-tension, intensité-puissance lumineuse obtenues en injectant une impulsion de $1,5 \mu\text{s}$ à un taux de répétition de 84 kHz aux bornes d'une cavité réseau typique avec un pas de $3,35$ et $3,75 \mu\text{m}$ de l'échantillon 1722. La droite en pointillé indique l'énergie de la transition inter-sous-bandes. PH et PB désignent respectivement les branches haute et basse polaritoniques. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimensions des réseaux sont de $110 \mu\text{m}^2$.

que l'on a déterminée comme celle correspondant à leur branche basse polaritonique respective lors de la caractérisation en réflectivité des dispositifs. Avec la diminution de température, on voit la claire séparation des deux branches polaritoniques, dont la largeur à mi-hauteur diminue. La descente en température entraîne aussi l'évolution du ratio branche basse (LP) / branche haute (PH) en faveur de la branche haute. Cette observation pourrait suggérer que les mécanismes de diffusion vers la branche basse sont moins efficaces à basse température. On peut distinguer deux autres phénomènes liés à la température qui sont la définition d'un autre pic d'émission lié au mode photonique vers, respectivement, 840 et 860 cm^{-1} . D'autre part, on remarque aussi l'évolution du rapport d'intensité, associé à un décalage vers le rouge, du pic d'émission que l'on attribue à la couche dopée, autour des 750 cm^{-1} .

Le détecteur utilisé pour ces mesures présente une fréquence de coupure autour de $14 \mu\text{m}$, on ne collecte donc plus de signal en dessous de 700 cm^{-1} .

3.2.2. Comparaison couplage faible/couplage fort

Pour exposer les différences entre les deux régimes de couplage, la figure 4.21 compare les spectres d'électroluminescence des deux réseaux et du mésa à même température et à même tension.

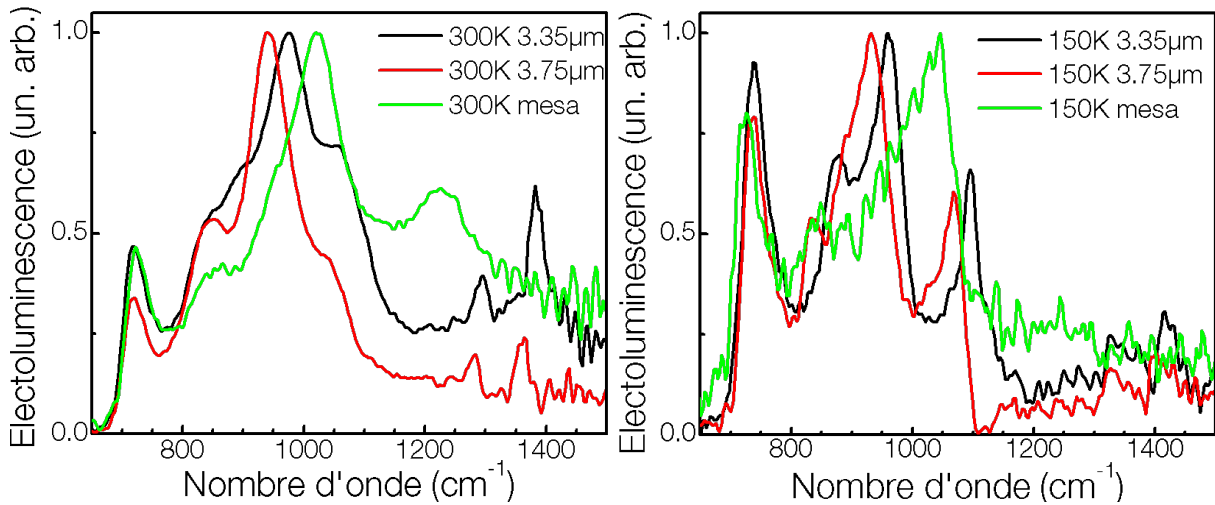


FIGURE 4.21. – Comparaison des mesures expérimentales d'électroluminescences obtenues avec un dispositifs en géométrie mésa (courbes vertes) et en géométrie cavité réseau (courbes noires et rouges, respectivement pour les réseaux avec un pas de 3,35 et 3,75 μm) à 300 et 150 K pour une tension de 4V.

On peut voir sur les deux références à 150 et 300 K que l'énergie de la transition $2 \rightarrow 1$, que l'on peut observer en couplage faible, n'est centrée ni à l'énergie de la branche haute, ni à celle la branche basse polaritonique. Néanmoins, la largeur de la composante est suffisamment importante pour avoir un recouvrement partiel avec les deux branches. Une tension supérieure à la tension d'alignement de la structure, combinée à un injecteur assez large, permet donc de peupler par couplage non résonnant les états de la branche haute polaritonique (ou tout du moins, d'une partie). On peut aussi attribuer le peuplement de la branche basse à un couplage non résonnant ou à des phénomènes de diffusion provenant de la branche haute.

Il est aussi important de noter qu'à 300 K, les spectres d'électroluminescence présentent un pic d'émission autour de 1240 cm^{-1} , très proche de ce que l'on a associé à la transition $3 \rightarrow 2$ en régime de couplage faible. Cette observation suggère que l'on arrive bien à obtenir des porteurs dans l'état 3 du puits principal par activation thermique.

3.2.3. Dépendance à la tension d'alignement

La figure 4.22 présente l'évolution des spectres d'électroluminescence non normalisés d'un dispositif avec un pas de réseau 3,75 μm . Les mesures sont effectuées à 150 K avec une variation de la tension d'alignement. Lorsque cette dernière augmente (niveau injecteur avec une énergie plus élevée par rapport au puits suivant), le ratio branche haute/branche basse polaritonique diminue. Cette observation nous donne deux pistes pour tenter d'expliquer cette évolution.

La première hypothèse est une moins bonne injection des porteurs dans la branche haute polaritonique, comparée à celle de la branche basse (lorsque la composante thermique est trop faible). Avec l'augmentation de la tension, plus de porteurs sont donc injectés dans la branche basse.

La seconde hypothèse est une augmentation de l'efficacité des mécanismes de diffusions de la branche haute vers la branche basse avec la tension. L'évolution de l'injection dans la branche haute liée à la position de l'injecteur peut faire varier l'efficacité de ces mécanisme de diffusions.

D'autre part, si l'on considère qu'augmenter la tension aux bornes de la structure revient à augmenter son échauffement, des mécanismes thermo-activés tels que les phonons peuvent alors être plus efficaces.

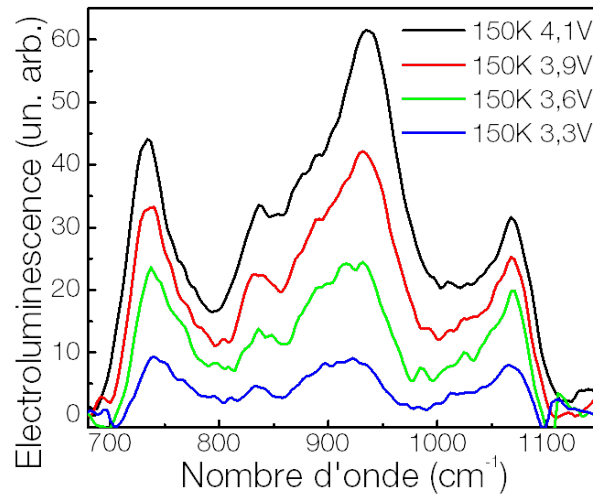


FIGURE 4.22. – Mesures d'électroluminescence obtenues à 150K en injectant une impulsion de $1,5 \mu\text{s}$ à un taux de répétition de 84 kHz, aux bornes d'une cavité réseau typique avec un pas de $3,75 \mu\text{m}$ de l'échantillon 1722. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimensions du réseau sont de $110 \mu\text{m}^2$.

L'augmentation de l'intensité de toutes les composantes du spectres avec la tension démontre une nouvelle fois la présence d'une composante thermique importante.

Comme on a pu le voir sur les différentes électroluminescence, la température joue un rôle important dans ces mesures. Le point que je cherche maintenant à établir est l'importance de la composante thermique dans nos mesures.

3.3. Corps noirs et absorption

Pour estimer l'importance du rôle de cette composante thermique, je vais observer la variation des mesures en réflexion du système, que l'on a obtenues passivement, en multipliant ces données par celles du spectre de corps noir à différentes températures.

3.3.1. Spectre d'un corps noir

L'émissivité spectrale d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde et de la température est donnée par la loi de Planck [11] :

$$R(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \quad (3.1)$$

où h est la constante de Planck ; c , la célérité de la lumière ; T , la température et k_B , la constante de Boltzmann.

En multipliant cette émittance par l'unité moins la transmittance d'un réseau de $3,35 \mu\text{m}$ que l'on a obtenue par les mesures en réflectivité 2.3, soit l'absorption du système, on retrouve quatre spectres associés à chaque température du doigt du cryostat (soit 300, 250, 200 et 150 K). La figure 4.23 présente la comparaison entre ces spectres normalisés. À 300 K, le maximum d'intensité du spectre du corps noir est situé à 1039 cm^{-1} , puis se décale vers les plus grandes longueurs d'onde, tout en perdant en intensité, avec la baisse de la température. Le spectre du corps noir apporte donc un facteur multiplicatif à l'absorption du système qui reproduit un comportement similaire à celui des électroluminescences, à même tension pour différentes températures, en modifiant les ratios des différentes composantes. Plus la température augmente et plus les branches polaritoniques sont noyées dans le bruit thermique.

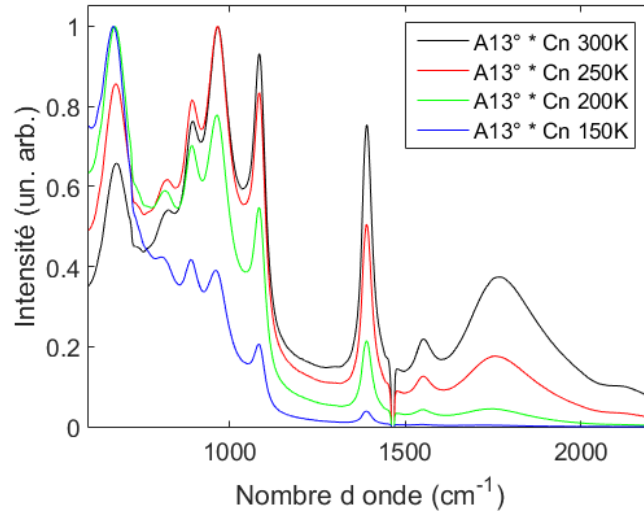


FIGURE 4.23. – Comparaison, pour un angle de 13 degrés, des spectres d'un corps noir, à différentes températures du doigt du cryostat, multipliés par l'absorption d'un réseau avec un pas de $3,75 \mu\text{m}$. Les spectres sont normalisés. On observe un glissement d'intensité lié à la baisse de température.

3.3.2. Reconstitution de la dispersion liée à la composante thermique

La figure 4.24 présente la dispersion obtenue à différentes températures par la multiplication de l'absorption complète du système par le spectre d'un corps noir. Le décalage de la composante thermique est flagrant, notamment autour de 1300 cm^{-1} , où le fond moyen passe de 0,2 à 0 avec la diminution de température. La branche photonique et le pic associé à la couche dopée deviennent aussi proportionnellement plus importants avec la diminution de la température.

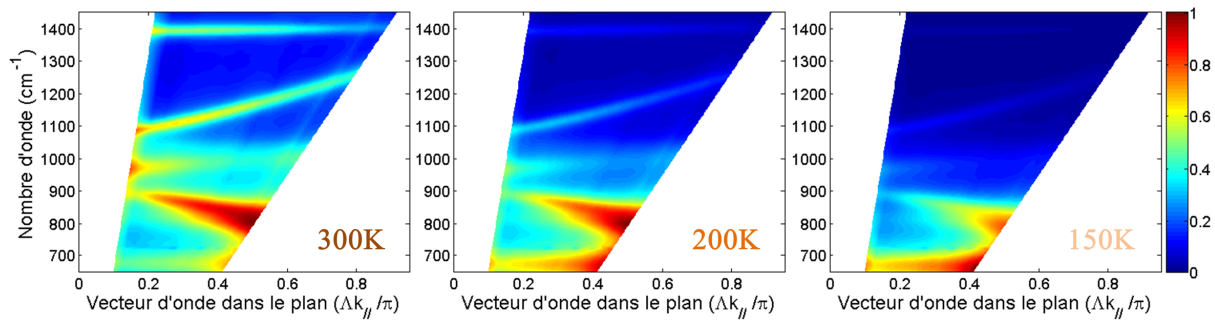


FIGURE 4.24. – Reproduction de la dispersion polaritonique d'un réseau de $3,35 \mu\text{m}$ en multipliant l'unité moins la mesure passive de réflectivité (i. e. l'absorption) par l'émission d'un corps noir à 300, 200 et 150 K.

Il est important de préciser que les températures prises en compte dans cette simulation sont celles associées au doigt du cryostat. Il a été démontré que, dans le cadre de l'injection électrique dans une structure à puits quantiques, même pendant une courte impulsion (inférieure à 600 ns), la température de la région active augmente de plusieurs dizaines de kelvins [124]. Dans notre cas, où l'impulsion est longue et la période de répétition élevée, cette augmentation de la température de la région active amplifie les effets thermiques observés en décalant et augmentant leur maximum d'intensité vers les plus grandes énergies.

La figure 4.25 présente, quant à elle, la dispersion obtenue à différentes températures par la multiplication de l'absorption complète du système par l'électroluminescence en couplage faible (i. e. électroluminescence en cavité méso). Les dispersions sont normalisées et on peut voir que, contrairement au réseau, peu importe la température, les deux branches polaritoniques sont visibles dans

leur ensemble et on retrouve toujours une forte intensité au niveau de l'énergie des deux branches polaritoniques autour de 13 degrés.

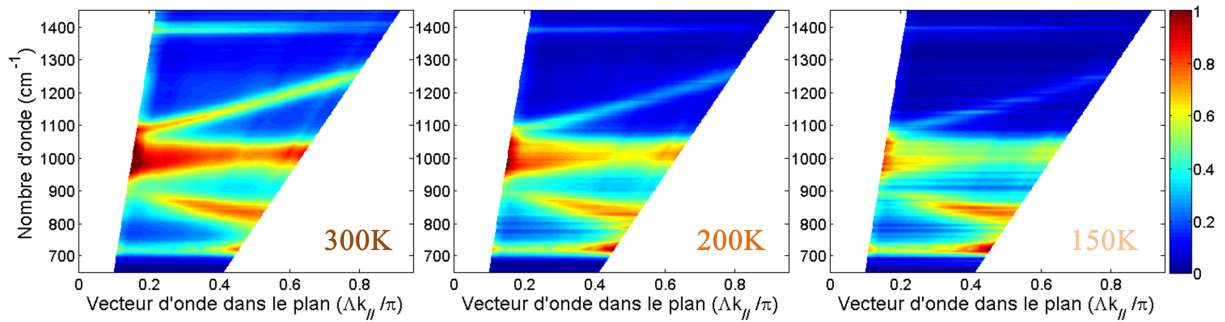


FIGURE 4.25. – *Reproduction de la dispersion polaritonique d'un réseau de 3,35 μm en multipliant l'unité moins la mesure passive de réflectivité (i. e. l'absorption) par les spectres d'électroluminescence en géométrie méso (couplage faible) à 300, 200 et 150 K.*

Le banc de mesures dont nous disposons ne permet pas les mesures de réflexion à des températures autres que la température ambiante. Tous les effets, tels que la réduction de la largeur d'absorption liée à la diminution de température, ne sont donc pas pris en compte.

Dans le cas des mesures d'électroluminescence sur réseau, on collecte tout le spectre angulaire de la dispersion centré autour de la valeur $k_{||} = 0$. Pour essayer d'approfondir notre analyse sur le comportement de notre dispositif et obtenir une meilleure comparaison des dispersions de la cavité passive et de la cavité sous pompage électrique, j'ai procédé à des mesures d'électroluminescence résolues en angle.

3.4. Mesures résolues en angles

Le principe de la mesure reste le même mais on va s'arranger pour travailler avec une focale plus grande pour récolter la lumière émise par les dispositifs. Cet ajustement nous permet de filtrer une partie du signal que l'on collectait dans la mesure précédente en contrepartie d'une plus faible intensité lumineuse récoltée. Notre dispositif expérimental nous permet d'avoir une fenêtre spectrale de 28 degrés (focale de 10 cm pour un diamètre de 5 cm, soit ± 14 degrés). En prenant une batterie de mesures de 0 à 60 degrés avec une itération de 5 degrés, on est capable de reproduire un schéma de dispersion complet. La figure 4.26 présente, en cascade, les multiples spectres obtenus par la mesure résolue en angle d'un dispositif typique avec un pas de 3,75 μm .

On peut observer, avec l'évolution de l'angle de la mesure, deux pics, autour de 956 et 1092 cm^{-1} (branches haute et basse polaritoniques), présentant une forte dépendance angulaire ainsi qu'un anti-croisement caractéristique du régime de couplage fort. La branche photonique qui présente une légère dispersion et le mode associé à la couche dopée sont aussi clairement visibles.

La figure 4.27 présente la comparaison des maximums des signaux obtenus par le biais des mesures d'électroluminescence et des minimums de réflectivité des branches polaritoniques obtenus lors de la caractérisation passive des mêmes dispositifs. On peut voir un excellent accord entre les deux mesures pour les deux réseaux. On s'attend donc, dans le cas de la prééminence d'un aspect thermique, à retrouver les mêmes types de dispersions que celles obtenues par le biais des corps noirs.

Les figures 4.28 et 4.29 présentent les mesures d'électroluminescence, présentées sous forme de graphiques colorés, obtenues pour une tension d'alignement de 5,5V et différentes températures sur les deux réseaux.

On retrouve le même comportement en fonction de la température qu'avec les mesures d'électroluminescence à grand angle précédentes mais on peut maintenant observer toute la dispersion polaritonique à partir de $k_{||} = 0$. On peut clairement voir la réduction de la largeur à mi-hauteur des branches polaritoniques qui sont noyées dans le bruit thermique à 300 K. Les composantes associées au mode photonique et à la couche dopée deviennent proportionnellement plus importantes avec la baisse de température et le décalage du spectre du corps noir.

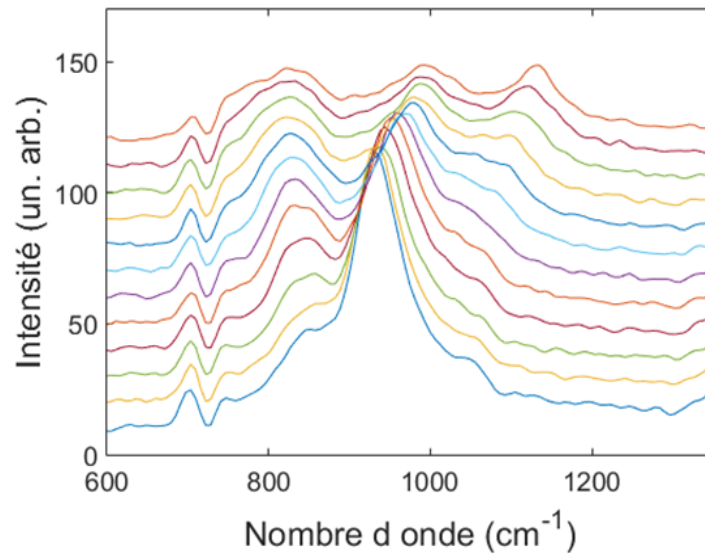


FIGURE 4.26. – Mesures d'électroluminescence d'un réseau de $220 \mu\text{m}^2$ avec un pas de $3,75 \mu\text{m}$ à 300K. Les spectres sont obtenus avec le même montage expérimental (7), une focale plus grande (pour filtrer le signal) et un pas de 5 degrés en partant de 0. Les spectres sont présentés en cascade.

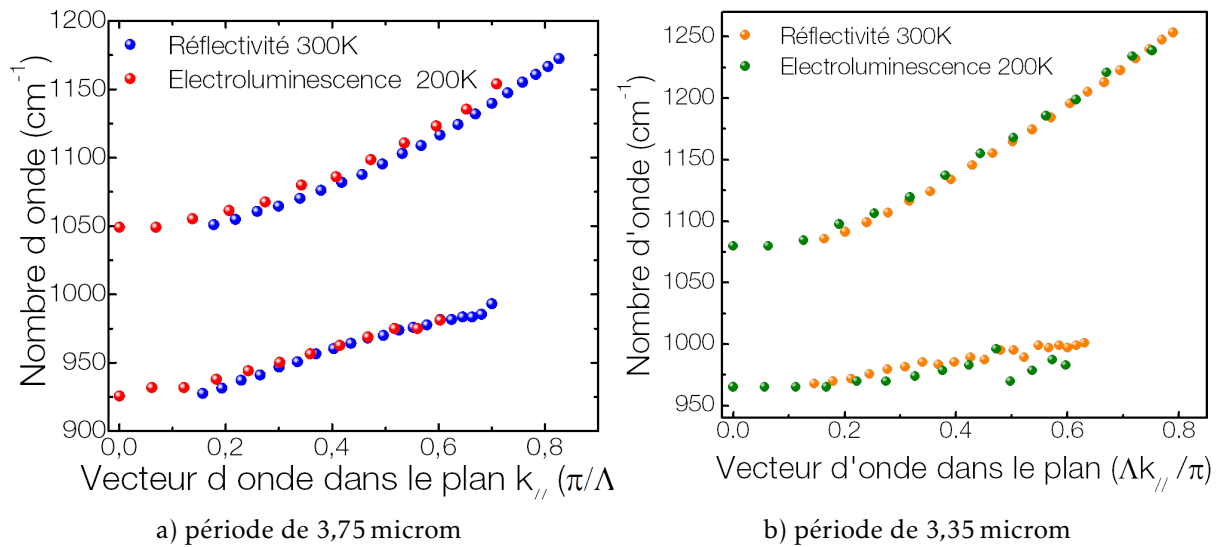


FIGURE 4.27. – Comparaison des maxima de signaux des mesures d'électroluminescence et des minima de réflectivité des branches polaritoniques obtenus expérimentalement sur le réseau possédant a) un pas de $3,75 \mu\text{m}$ b) un pas de $3,35 \mu\text{m}$.

À basse température (150 K), on peut bien discerner toute la dispersion polaritonique de la branche haute. On a vu, dans la comparaison couplage faible/fort, que, à cette température, la composante liée au peuplement du troisième niveau du puits est quasi inexistante. Cependant, la largeur de la mini-bande d'injection de 282 cm^{-1} (ce qui reste supérieur à la différence du maximum d'énergie de la branche haute observable (environ 1250 cm^{-1}) et de l'énergie de la transition (1000 cm^{-1})) et le comportement observé sur les courbes courant-tension, permettent d'envisager que l'on puisse potentiellement couvrir cette séparation.

Le détecteur utilisé pour réaliser les mesures résolues en angle présente une fréquence de coupure autour de $14 \mu\text{m}$ (720 cm^{-1}). La contribution de la couche dopée est donc tronquée.

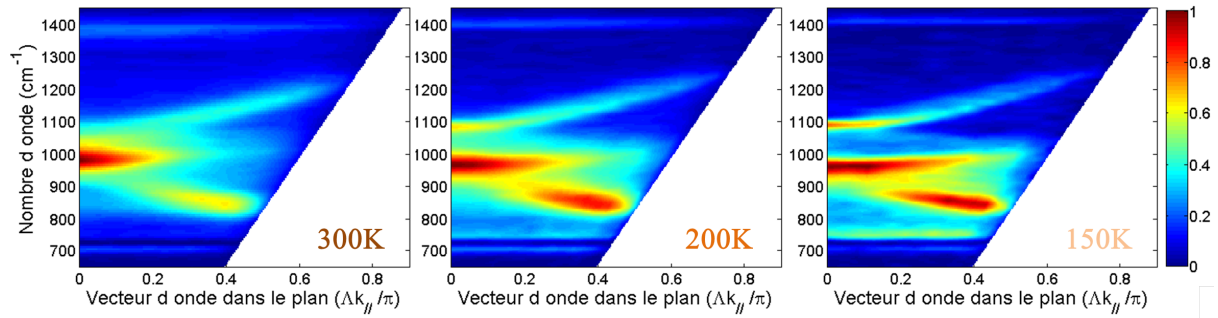


FIGURE 4.28. – Tracés colorisés des mesures expérimentales d'électroluminescence sur le réseau ayant un pas de $3,35 \mu\text{m}$ à une tension d'alignement de $5,5 \text{ V}$ pour les trois températures de 150, 200 et 300 K du doigt du cryostat.

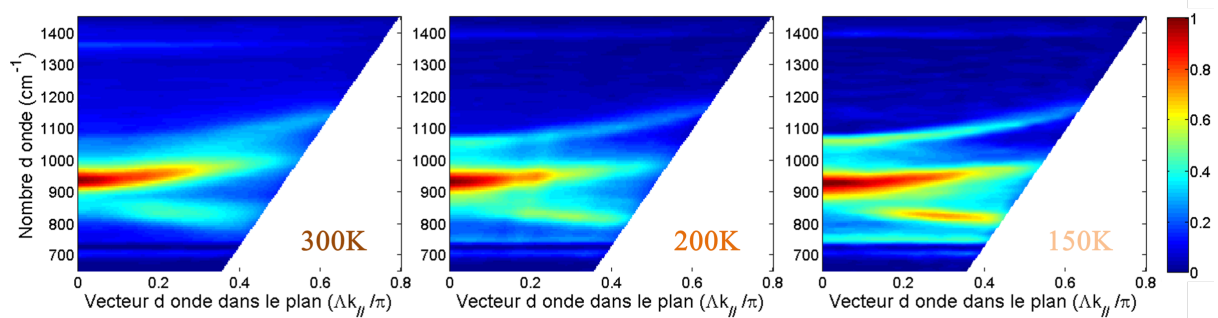


FIGURE 4.29. – Tracés colorisés des mesures expérimentales d'électroluminescence sur le réseau ayant un pas de $3,75 \mu\text{m}$ à une tension d'alignement de $5,5 \text{ V}$ pour les trois températures de 150, 200 et 300 K du doigt du cryostat.

La dispersion expérimental et la dispersion uniquement thermique sont présentée avec les mêmes échelles en figure 4.30. On retrouve un comportement similaire pour les deux dispersion à 150 K avec une décalage de l'intensité maximale de la simulation lié au corps noir.

La différence notable réside dans l'intensité des branches polaritoniques qui se trouve légèrement modifiée par l'injection électrique. Cette observation est facilitée en comparant les données avec la simulation à 300 K tout en restant valable grâce à la différence de température entre doigt du cryostat et région active ([124]).

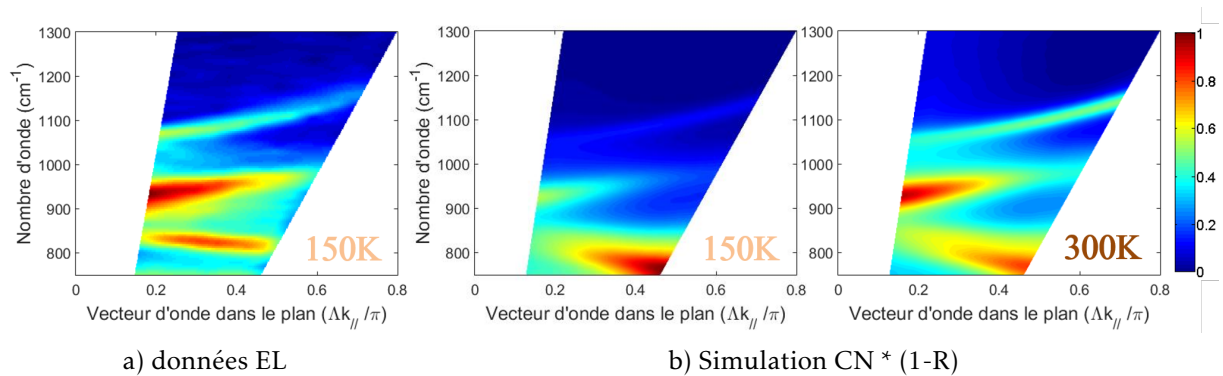


FIGURE 4.30. – Comparaison des graphiques colorisés a) des données obtenus avec la mesure résolue en angle à 150 K et b) de la simulation d'un corps noir multiplié par 1 moins la mesure en réflexion pour l'échantillon avec le pas de réseau de $3,35 \mu\text{m}$ avec un facteur de remplissage de 0,8 à 150 K et 300 K.

En ajoutant les informations apportées par la dispersion basée sur les spectres en couplage faible et l'augmentation de la température de la région active par rapport à celle du doigt du cryostat, on retrouve un comportement similaire à celui des réseaux. Il est donc très difficile d'entrevoir ici le rôle joué par l'injection électrique et les possibles mécanismes de diffusion polaritonique liés à cette injection.

Il apparaît donc maintenant plus clairement que nos mesures sont voilées par une composante thermique. Le cadre idéal pour étudier nos dispositifs nécessite la variation de la tension d'alignement dans une mesure résolue en angle à température cryogénique (78 K). La composante thermique, décalée vers les plus grandes longueurs d'onde, viendrait alors masquer plus discrètement la dispersion polaritonique. Néanmoins, à si basse température, le signal récolté avec la mesure résolue en angle est trop faible et ne nous permet pas une telle mesure avec notre banc d'expérimentation actuel. La mesure à grand angle, quant à elle, ne nous apporte pas assez d'informations pour obtenir un meilleur décryptage de nos mesures, même à température cryogénique. La largeur de l'injecteur joue aussi un rôle défavorable en réduisant l'intérêt des mesures effectuées à différents voltage.

3.5. Conclusion

La démonstration d'une cavité dispersive, présentant un régime de couplage fort avec un minimum énergétique en $k_{//} = 0$ et pompée électriquement, a été réalisée.

Les mesures en électroluminescence ont permis de mettre en évidence la différence entre les régimes de couplage faible et fort à incidence normale. Bien que nous puissions, en théorie, injecter l'énergie électrique dans la branche haute polaritonique, de manière sélective à différents vecteur d'onde, une forte composante thermique vient se superposer au signal et empêche l'observation de ce mécanisme d'injection. Dans ce cadre, notre dispositif ne montre pas d'amélioration de l'efficacité quantique.

Pour pouvoir obtenir des vrais indices sur la physique sous-jacente liée à l'injection électrique dans un système polaritonique, un injecteur plus fin pouvant balayer la dispersion énergétique de la branche haute polaritonique doit être utilisé. De plus, il s'avère important de pouvoir s'affranchir au maximum des effets thermiques liés à l'échauffement de la structure, notamment en assurant une meilleure dissipation thermique de nos échantillon. L'utilisation d'une couche isolante associée à un dépôt d'or électrolytique pourrait être une des voie pour améliorer leur dissipation thermique.

Conclusion

Pendant ces trois années de thèse, j'ai pu travailler sur deux projets relatifs à la création de sources de lumières dans le domaine du moyen/lointain infrarouge. Le premier projet se basant sur l'utilisation du régime de couplage faible entre un mode de cavité et une transition inter-sous-bandes dans un nouveau système de matériau, pour la gamme de l'infrarouge lointain, qu'est l'InAs. L'autre projet se basant sur le régime de couplage fort dans des structures pompées électriquement. Les deux régimes étant accessibles en s'appuyant sur l'ingénierie de bande et l'utilisation de cavités adaptées.

Mon travail a consisté à étudier, caractériser, développer et optimiser ces dispositifs : des lasers à cascade quantique (couplage faible) et des structures polaritoniques électroluminescentes (couplage fort) dans des gammes de températures allant de la cryogénie à l'ambiante. Pour obtenir ces différents dispositifs, il a été nécessaire d'étudier et de maîtriser les multiples aspects expérimentaux et théoriques liés aux procédés de fabrication, aux simulations et à la caractérisation liés aux différentes propriétés, optiques et électroniques, des cavités et régions actives employées.

1. Conclusions et perspectives : lasers à cascade

Les multiples développements liés au système de matériaux InAs/AlSb ont permis d'obtenir de très bons résultats avec cette filière de matériaux. Les résultats obtenus jusqu'à présent sont très encourageants et m'ont permis d'établir un nouvel état de l'art pour les QCLs dans les grandes longueurs d'onde de l'infrarouge.

Grâce à un très faible seuil laser à température cryogénique de nos lasers, de l'ordre de $0,6 \text{ kA/cm}^2$, associé à une longueur d'onde de $19 \mu\text{m}$ et une température maximale d'opération de 291 K, j'ai pu démontrer que le système de matériaux InAs présentait un avantage pour ces grandes longueurs d'onde du domaine de l'infrarouge, par rapport aux autres systèmes de matériaux, lié à sa plus faible masse effective [28].

Un ajustement de la région active a permis d'atteindre un fonctionnement à température ambiante (et au-delà), autour de $18 \mu\text{m}$

La stratégie d'employer des guides métal-métal s'est montrée concluante, tant au niveau des puissances émises par les facettes, de l'ordre de plusieurs dizaines de milliwatts à température cryogénique et plusieurs milliwatts à température ambiante, qu'au niveau du comportement de l'extraction du faisceau qui présente un caractère divergent limité.

De plus cette géométrie a aussi permis d'implémenter une technique de sélectivité de la longueur d'onde par une procédé technologique simple.

Ces dispositifs DFB démontrent un fonctionnement mono-mode sur 255 K avec une accordabilité de $13,5 \text{ cm}^{-1}$. Dans cette gamme de longueurs d'onde, la variation de l'indice effectif et le décalage du gain de l'InAs en fonction de la température sont à peu près équivalents. Cette variation de 1,5 nm par kelvin a donc pu être achevée par l'intermédiaire d'un seul dispositif [110].

Les mesures de SMRS ont démontré une différence de plus de 30 dB à température cryogénique et de 20 dB à température ambiante.

Enfin, un fonctionnement sur le mode transverse magnétique fondamental peut être assuré grâce à l'emploi de guides fins et l'utilisation d'une couche isolante permettant de déporter les contact électriques sur leurs côtés.

Ces résultats ouvrent la porte vers un développement de sources performantes basées sur les antimonures dans la gamme de longueur d'onde $16\ \mu\text{m}$ - $30\ \mu\text{m}$ mais aussi vers les fréquence THz. C'est d'ailleurs le chemin prit par M. Brandsetter et al. [125] qui vient de démontrer une émission terahertz (3,8 Thz) à température cryogénique via une structure en $\text{InAs}/\text{AlAs}_{0,16}\text{Sb}_{0,84}$ sous champ magnétique.

Le choix des guides métal-métal a été retenu car ils sont de plus en plus compétitifs avec l'accroissement de la longueur d'onde dans l'infrarouge et pour éviter la croissance d'importantes couches de confinement dopées. Néanmoins, comme je l'ai présenté dans les simulations sur les différents types de guides d'onde, le guide diélectrique présente un très bon facteur de mérite. Nos partenaires de Montpellier ont d'ailleurs réalisé un laser basé sur un confinement diélectrique utilisant des couches moins dopées entre la région active et les couches de confinement fortement dopées pour réduire le recouvrement du mode avec ces dernières. Ils sont parvenus à démontrer un laser à $20\ \mu\text{m}$ fonctionnant jusqu'à une température de $80\ ^\circ\text{C}$ ($353\ \text{K}$) [126].

D'un point de vue technologique, j'ai aussi mis en route des études préliminaires portant sur différents développements technologiques liés aux performances des dispositifs. Les premiers tests de dépôt haute réflectivité ont permis de mettre en évidence une augmentation de la puissance de sortie de nos dispositifs après dépôt. Des dépôts d'or électrolytique (épaisseur importante d'or), qui ont pour but d'améliorer la dissipation thermique des dispositifs et d'augmenter le cycle maximal de fonctionnement vers un fonctionnement en continu, ont aussi été réalisés. Ces développements sont présentés en annexe H.

2. Conclusions et perspectives : dispositifs polaritoniques

Concernant les dispositifs fonctionnant en régime de couplage fort, la démonstration d'une cavité opérant dans ce régime, ayant un minimum de dispersion en $k_{//} = 0$ et pouvant servir à des études d'injection électrique ou optique dans un système polaritonique a été réalisée

L'étude de l'injection d'énergie électrique dans un système polaritonique a été menée et s'est avérée peu conclusive étant donné la présence d'une très forte composante thermique superposée au signal d'électroluminescence. Une région active permettant l'injection électrique dans un troisième niveau (supérieur en énergie au système polaritonique) devrait permettre d'éluder les mécanismes d'injection électrique. De plus un travail très pointu devra être établi pour comprendre le rôle et l'effet des modes sombres du plasmon inter-sous-bandes sur l'efficacité d'injection.

Ces difficultés liées à l'injection électrique peuvent être contournées par l'utilisation d'une approche d'injection de l'énergie dans le système polaritonique par voie optique. L'architecture présentée par notre cavité dispersive offre une configuration idéale pour une étude du pompage optique des polaritons inter-sous-bandes. L'efficacité d'injection sera, dans ce cadre, strictement limitée à l'absorption de la branche polaritonique haute et devrait permettre dans un premier temps d'observer des phénomènes de diffusion par phonon optique entre les deux branches du système polaritonique. Cette injection ciblée devrait nous octroyer la possibilité d'observer le potentiel gain d'efficacité quantique offert par le régime de couplage fort par rapport à une transition inter-sous-bandes nue.

En parallèle, l'amélioration des temps de vie de cavité et des transitions inter-sous-bandes permettront d'augmenter le temps de vie des polaritons inter-sous-bandes et ainsi de pouvoir permettre l'accumulation de ces quasi-particules pouvant déboucher sur l'obtention d'un condensat bosonique.

Le pompage électrique reste néanmoins un point clé pour le développement de dispositifs futurs et les travaux exposés dans cette thèse constituent une avancée vers ces objectifs.

Récapitulatif des étapes de fabrication d'un dispositif métal-métal

Dans cette thèse, l'utilisation et le développement de procédés technologiques, fiables, reproductibles et visant à transformer les différents ensembles de couches épitaxiées en sources lumineuses, occupe une partie importante. Les performances des dispositifs étant directement liées à la qualité de ces procédés de fabrication, il est important de les contrôler.

Le procédé de fabrication technologique, visant à fabriquer des lasers à ruban étroit en géométrie métal-métal, se base sur le guide typique des lasers à cascade quantique THz [127]. Il a été maîtrisé, développé et amélioré au sein de l'IEF par les différents membres permanents ou temporaires de l'équipe. Pour la partie lasers à cascade quantique de mon manuscrit, ce type de guide a été celui que j'ai le plus utilisé. Il sert aussi de base permettant l'implémentation des réseaux DFB. Toutes les étapes de fabrication, de la réception de la plaque épitaxiée jusqu'à la finalisation de l'échantillon pour la mesure sont détaillés ici.

Toute la fabrication, sauf indication contraire, est réalisée dans la salle blanche de catégorie 1000 de l'IEF. Les différentes photos et images de microscopie optique ou électronique ne sont pas limitées à un seul échantillon. On pourra donc trouver des différences entre les diverses images présentant les étapes liées au passage à des procédés de fabrication différents.

1. Épitaxie par jets moléculaires

La seule étape qui n'est pas réalisée dans les locaux de l'IEF est la croissance des échantillons. Dans le cas des structures métal-métal sur système de matériaux InAs, elle est réalisée par nos partenaires de Montpellier à l'Institut d'électronique du sud par une technique de croissance appelée «épitaxie par jets moléculaires».

L'épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE en anglais pour «Molecular Beam Epitaxy») consiste à faire croître des matériaux sur un substrat qui va avoir le rôle de germe de croissance. Les semi-conducteurs III/V sont contenus dans des creusets séparés de la chambre de croissance par des caches. Sous l'effet des températures contrôlées auxquelles ils sont soumis dans ces creusets, les semi-conducteurs s'évaporent ou se subliment. Ils se propagent sans collisions dans l'enceinte sous ultra-vide de la chambre de croissance jusqu'à la surface du substrat sur laquelle ils vont se condenser en phase cristalline. Le substrat est lui aussi contrôlé en température pour permettre le déplacement et le réarrangement des atomes à sa surface. Les séquences d'ouverture des caches et les températures du substrat et des creusets vont déterminer la composition des matériaux déposés, leurs dopages et leurs vitesses de croissance. Comme on a pu le voir dans les différentes structures sur lesquelles j'ai travaillé, certaines barrières sont aussi fines que trois angströms. L'EJM permet d'obtenir des matériaux de grande pureté et des couches d'épaisseurs très fines, jusqu'à être inférieures à la mono-couche atomique. Une photographie du bâti «Riber Compact 21E» utilisé pour la croissance des structures lasers à cascade quantique à Montpellier est présentée sur la figure A.1. Il est constitué de cinq cellules à effusion pour les éléments III, aluminium, gallium et indium, de deux cellules à vanne pour les éléments V, antimoine et arsenic et de trois cellules à effusion de dopants, tellure, béryllium et silicium. Il est équipé d'un RHEED («Reflection High Energy Electron Diffraction») qui permet de vérifier la désoxydation du substrat et de contrôler en temps réel les vitesses de croissance. Les temps de croissance sont typiquement de l'ordre de 0,5 - 1 µm par heure.

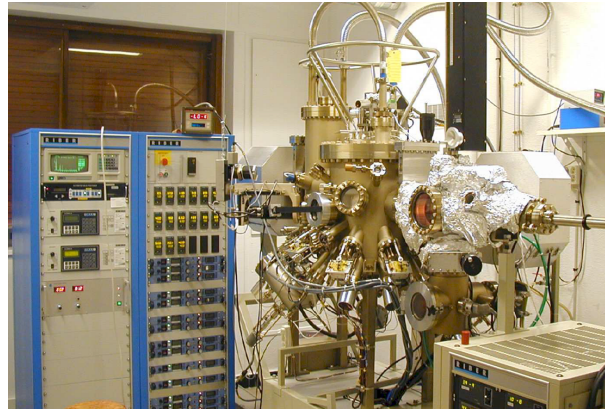


FIGURE A.1. – Photo du bâti de croissance par jets moléculaires de l'Institut d'électronique du sud

Après la croissance et pour vérifier son bon déroulement, les structures sont soumises à une analyse DDX («Double Diffraction de rayons X»). Cette technique de caractérisation non destructive permet de déterminer le désaccord de maille moyen et la périodicité de la région active épitaxiée.

2. couches épitaxiées

Les différentes couches épitaxiées sont récapitulées dans le tableau de la figure A.2. On peut voir la présence de deux couches d'arrêt, respectivement en AlAsSb et en AlSb enchevêtrées dans des couches d'InAs (il est alors nécessaire d'utiliser une solution de gravure de l'InAs sélective qui n'attaquera pas ces couches).

	Matériau	Epaisseur (μm)
Substrat	InAs	
Couche d'arrêt	AlAsSb	0,2
	InAs	0,1
Couche d'arrêt	AlSb	5 nm
	InAs	200
ZA (72 périodes)	AlSb/InAs	7,0704

FIGURE A.2. – Récapitulatif typique des couches composant les wafers épitaxiés en provenance de Montpellier (ZA : zone active).

Il faut donc retirer ces couches avant d'accéder à la région active qui est répétée soixante-douze fois pour un total d'environ $7 \mu\text{m}$.

3. Première interface plasmonique

Les épitaxies que nous recevons sont souvent des fractions de galette (ou "wafer" en anglais) de 2 pouces. Wafer complet, demi ou quart (ayant généralement une épaisseur totale de $500 \mu\text{m}$). La fiche de croissance nous donne les indications quant aux différentes directions cristallines liées à la croissance.

Pour créer la première interface plasmonique de nos dispositifs, on doit au préalable déposer de l'or sur le wafer pour préparer une étape de collage par thermo-compression. On dispose, au sein de l'IEF, d'une machine de scellement pour quart de wafer 2 ou 3 pouces. On clive donc les échantillons en quart. Le deuxième wafer sur lequel on va s'appuyer est un wafer hôte d'InAs dopé.

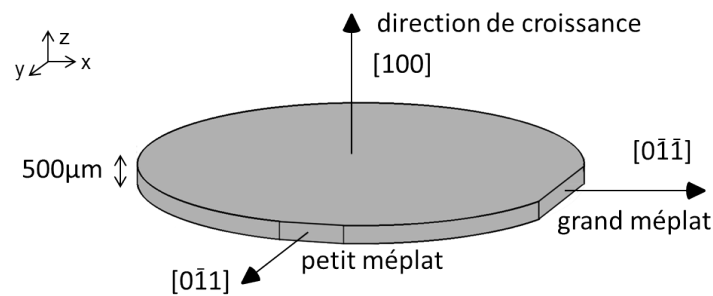


FIGURE A.3. – Schéma d'un wafer 2 pouces avec les différentes directions cristallines (norme Européenne)

3.0.1. Nettoyage du wafer

Avant tout dépôt, pour assurer une surface propre et sans défauts, les quarts de wafer sont nettoyés avec de l'acétone et de l'isopropanol (pour empêcher toute redéposition). On utilise ensuite un plasma d'oxygène (aussi appelé plasma oxygène) qui permet de retirer les résidus carbonés de la surface. Par la suite, la structure est nettoyée par une désoxydation avec une solution $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$: 1/4 (40 secondes).

3.0.2. Dépôt Ti/Or : Evaporation par canon à électrons

La déposition de la couche d'or qui nous permet de coller les deux interfaces se déroule sous vide (10^{-7} mbar) dans un bâti «Plassys» de modèle MEB 550S. Le dépôt est réalisé par évaporation d'un matériau cible dans un creuset, bombardé par un faisceau d'électrons accélérés.

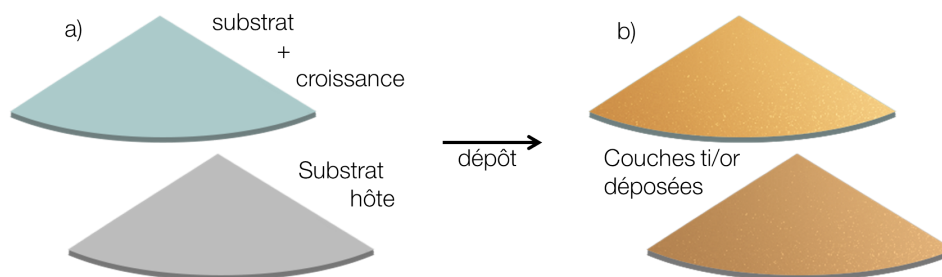


FIGURE A.4. – Dépôt de la première interface plasmonique par évaporation par canon à électrons a) Wafers après nettoyage b) Wafers après dépôt Ti/Or.

On dépose dans un premier temps une couche de titane pour permettre l'accroche de l'or sur le semi-conducteur. Le titane présentant de fortes pertes [87], on en dépose une couche la plus fine possible tout en s'assurant de l'accroche de l'or. L'épaisseur choisie est ici de 5 nm. Suite à ce dépôt de titane on vient déposer 500 nm d'Or. La vitesse de déposition est de l'ordre de 0,3 nm/s. Au delà de cette vitesse, il y a un risque de formation d'amas de métal qui peuvent altérer le collage.

3.0.3. Collage par thermo-compression

Les deux wafers sont ensuite assemblés par une technique de collage par thermo-compression (machine de scellement EV 501). Par le biais de substrat en graphite, on applique une pression de 5 MPa à une température de 320 °C. La liaison des deux parties est assurée par la diffusion des atomes d'or d'une couche à l'autre grâce à la chaleur élevée pendant le processus. Toute l'opération qui dure environ 6 heures se déroule sous atmosphère et température contrôlées. C'est un procédé délicat (les deux parties doivent notamment être parfaitement accolées pour éviter toute fissure) et crucial pour la suite de la réalisation des dispositifs.

Les figures A.5 et A.6 donnent plus de détails sur ce procédé technologique.

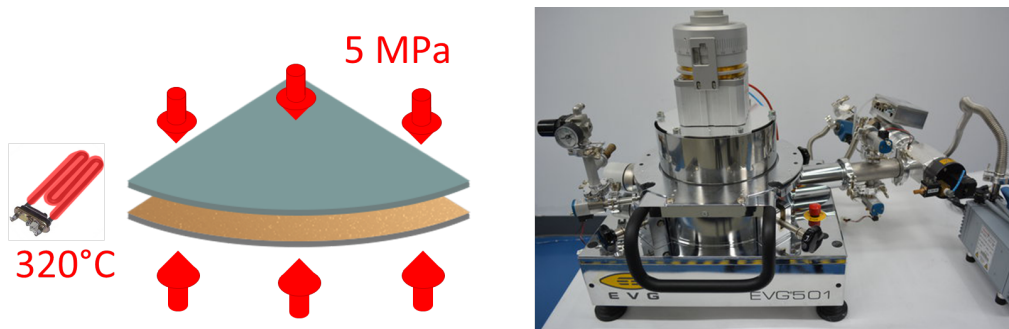


FIGURE A.5. – Schéma d'assemblage de wafers par thermo-compression et photo de la machine de scellement EV 501

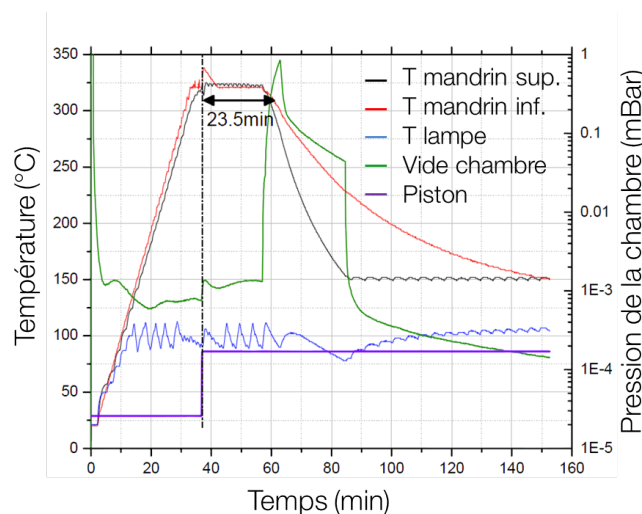


FIGURE A.6. – Lorsque la pression de la chambre de la machine de scellement atteint une valeur déterminée ($1e^{-3}$ mBar), les mandrins maintenant les échantillons commencent à chauffer. À 320 °C, le piston exerce une pression de 5 MPa sur les échantillons. Après les 23 minutes et demi nécessaires au collage, la pression reste constante jusqu'au retour à la température ambiante.

3.0.4. Clivage

La taille des échantillons typiques sur lesquels on fabrique nos dispositifs est de 1 cm^2 . On doit donc cliver les wafers que l'on a préalablement collés. L'épaisseur importante de nos échantillons collés ($500 + 500\text{ }\mu\text{m}$) rend difficile l'opération manuelle. Pour éviter tout dégât, on peut utiliser une découpe automatisée des substrats. Il est important de noter que les échantillons centraux peuvent différer, en fonction du déroulement de l'épitaxie et de son uniformité, des échantillons plus excentrées en termes de composition. On observe alors de légères variations des résultats lors des caractérisations.

4. Préparation de l'échantillon

Le but est maintenant d'accéder à la région active tout en la protégeant. On va en premier lieu retirer le substrat de $500\text{ }\mu\text{m}$. La solution chimique utilisée présente une sélectivité spécifique qui dépend de sa composition et donc des matériaux avec lesquels on travaille.

4.0.1. Polissage manuel

Les solutions de gravure que l'on utilise pour avoir une bonne sélectivité du matériau à graver présentent une vitesse de gravure faible (de l'ordre du micron par minute). On commence donc le retrait du substrat par un polissage manuel. L'échantillon est collé avec la cire sur un porte échantillon avec renforcement. La choix de la taille du renforcement permet de protéger l'échantillon avec une limite

maximale de polissage. Le polissage s'effectue contre des disques dédiés en alumine avec des tailles de grains allant de 30 à 0,3 μm (30 - 12 - 3 - 1 - 0.3). Un bon polissage ne présente pas de rayures et permet une réflexion quasi parfaite sur la surface polie de l'échantillon. On dit alors que le polissage est miroir et on va pouvoir entamer la gravure chimique dans les meilleures conditions. Il est à noter qu'une attention particulière doit être portée afin d'obtenir un polissage plan (une différence de l'ordre de la dizaine de microns est tolérée pour s'assurer que gravure chimique soit homogène temporellement sur tout l'échantillon).

4.0.2. Polissage chimique

Pour graver l'InAs, on utilise une sauce chimique sélective qui n'attaquera pas les couches d'arrêt en AlAsSb et AlSb. La solution que j'ai utilisée est composée d'acide citrique que l'on garde à température de 60 °C de différence avec la température du bain) grâce à un bain marie :

acide citrique	H ₂ O	H ₂ O ₂	bain-marie
75g	75ml	125ml	60 °C

La solution est continuellement agitée avec l'assistance d'un aimant permettant de renouveler la solution et d'éviter l'agrégation de matériel déjà gravé au contact de l'échantillon (la vitesse typique de rotation de l'aimant est de 200 tours/minute). Des signes de la gravure, à la surface de l'échantillon, tels que la possible apparition de bulles et un changement de couleur entre substrat et couche d'arrêt, nous permettent d'arrêter la gravure visuellement.

4.0.3. Retrait de la première couche d'arrêt

La première couche d'arrêt est retirée avec une solution à base d'acide chlorhydrique. La solution étant sélective (la sélectivité est de l'ordre de 1 pour 7), on réalise une gravure au temps.

	HCl	H ₂ O	H ₂ O ₂
La solution est composée de :	100	100	1

La figure A.7 résume les étapes du procédé de fabrication jusqu'à présent.

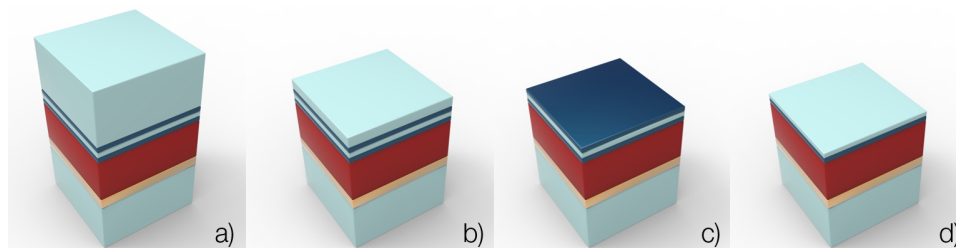


FIGURE A.7. – Schématisation récapitulative des étapes déjà effectuées : a) 3.0.3 Échantillon après collage des wafers. Retrait du substrat par voie manuelle b) 4.0.1) et chimique c) 4.0.2). d) Retrait la première couche d'arrêt 4.0.3).

4.0.4. Retrait de la couche d'InAs

La deuxième couche d'InAs est retirée chimiquement avec la même solution à base d'acide citrique que le substrat, soit :

acide citrique	H ₂ O	H ₂ O ₂	bain-marie
75g	75ml	125ml	60 °C

La figure A.8 présente une photo en microscopie optique de la surface de l'échantillon avant retrait de la couche d'InAs.

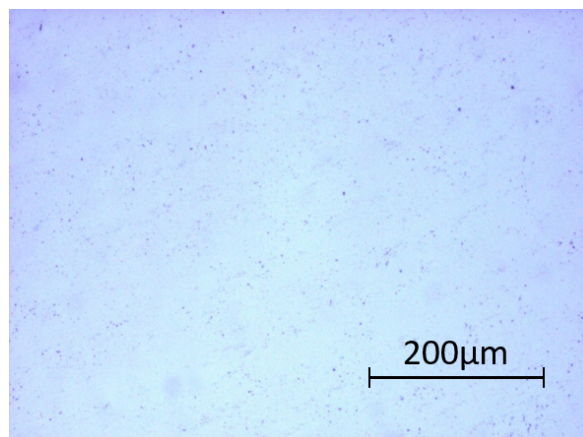


FIGURE A.8. – Surface de l'échantillon après retrait de la première couche d'arrêt. On peut distinguer quelques imperfections liées à la gravure.

5. Définition des rubans lasers

La deuxième couche d'arrêt n'est pas retirée directement mais au fur et à mesure pour assurer la meilleure protection de la région active. Ne disposant pas de gravure sèche adaptée pour l'InAs à l'IEF, la solution de la gravure humide est utilisée.

5.0.1. Lithographie optique

Le principe de la lithographie optique est de transférer l'image du masque sur lequel sont imprimés nos motifs vers une couche de résine photosensible. Les résines sont des polymères dont la solubilité est affectée par le rayonnement UV. Dans un premier temps on va enrésiner l'échantillon avec une résine fine photosensible (l'échantillon a une surface plane) de type S18XX. On précède l'enrésinement d'un recuit de 5 minutes à 110 degrés pour assurer l'évaporation de toute humidité à la surface de l'échantillon. S'en suit l'utilisation d'un promoteur d'adhérence dont les atomes de silicium vont se lier à l'oxygène de la surface. De plus, de l'ammoniac est relâché, créant ainsi une surface hydrophobe qui améliore l'adhésion de la résine. Pour ce faire, on utilise un bâti d'enrésinement semi-automatique pour réaliser une enduction centrifuge du promoteur puis de la résine. Des paramètres standard de dépôt sont utilisés : 4000 tours par minute pendant 30 secondes, suivis d'un recuit de une minute à 110 °C (la couche d'accroche est déposée dans les mêmes conditions mais sans recuit ; ces paramètres permettent d'obtenir les valeurs nominales de dépôt telles que l'épaisseur de la résine après enduction).

Un aligneur Karl Suss MJB4 simple face (longueur d'onde de 365nm) est utilisé pour insoler (rayonnement UV) la résine par le biais du masque en verre spécifique présentant les motifs (généralement en chrome) que l'on veut réaliser. Le MJB4 permet un alignement à la binoculaire avec une résolution maximale de l'ordre de 1 μm .

Le développement après exposition s'effectue avec le développeur MF319. Dans ce cas ci, on utilise une résine positive (i. e. que la partie exposée à la lumière subit une rupture de ses macro-molécules et devient soluble au contact du développeur). Une vérification à l'aide d'une binoculaire optique nous permet de nous assurer que l'exposition a donné un résultat conforme au masque. La dernière étape consiste à effectuer un nettoyage fin via un plasma oxygène de faible puissance (80 W pendant 3 minutes) pour retirer toute trace de résine non voulue et qui pourrait détériorer la gravure qui va suivre. Les petits résidus, qui sont restés après le développement, se combinent avec l'oxygène, forment des composés volatils et sont pompés hors de la chambre.

5.0.2. Retrait de la couche d'arrêt

Avant la gravure, on retire la deuxième couche d'arrêt de la surface non couverte par la résine en plongeant l'échantillon dans une solution de type $\text{HCl} - \text{H}_2\text{O} - \text{H}_2\text{O}_2$ (100 - 100 - 1), pendant deux secondes.

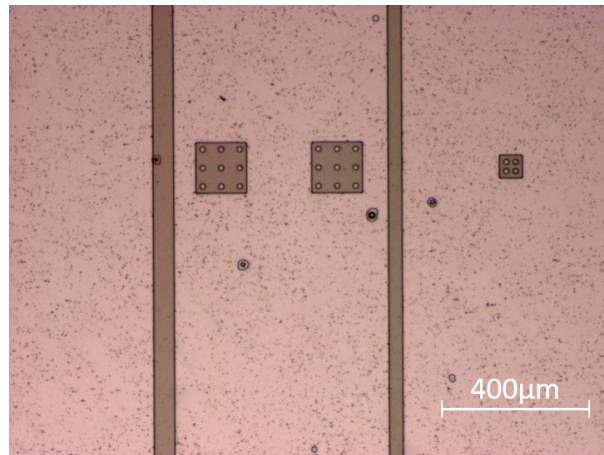


FIGURE A.9. – Image en microscopie optique de la lithographie pour définir les rubans lasers avant le retrait de la couche d'arrêt. On peut apercevoir les marque d'alignement sous forme de carré avec motifs.

5.0.3. Gravure humide

La solution de gravure $\text{H}_3\text{PO}_4\text{--H}_2\text{O}_2\text{--H}_2\text{O}$ / 2 - 1 - 1 est préparée en amont et laissée au repos quelques heures pour se stabiliser. Dans ces proportions, on obtient une vitesse de gravure de l'ordre d'un micron par minute. Pour vérifier la vitesse de gravure, on peut utiliser un profilomètre mécanique « DEKTAK 8 ». L'échantillon est positionné sur un plateau mouvant qui se déplace sous la pointe diamantée fixe de l'appareil. En mode contact, on peut obtenir une résolution verticale maximale de 10 Å.

Dans le cas de l'InAs, la gravure doit être effectuée en une seule étape pour éviter des disparités, sur les flancs des rubans, liées à l'arrêt et la reprise de la gravure. On vient graver jusqu'à la couche d'or inférieure de l'échantillon. Déterminer la vitesse de gravure préalablement nous permet d'obtenir le ratio vitesse de gravure verticale sur sous-gravure latérale. On peut donc prendre en compte la sous-gravure pour déterminer la largeur des rubans, qu'il est important de connaître pour les étapes suivantes.

La gravure chimique humide présente un anisotropie en fonction de l'axe cristallin. On peut donc obtenir des flans rentrants ou sortants, en fonction de la direction de gravure, comme présentés sur la figure A.10.

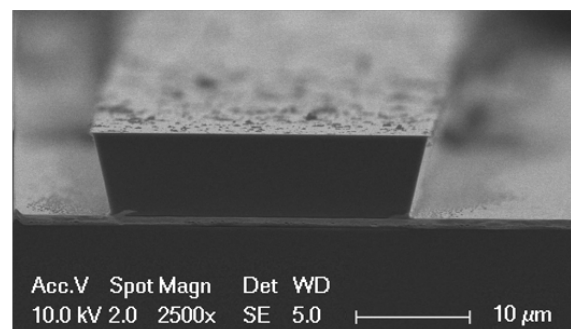
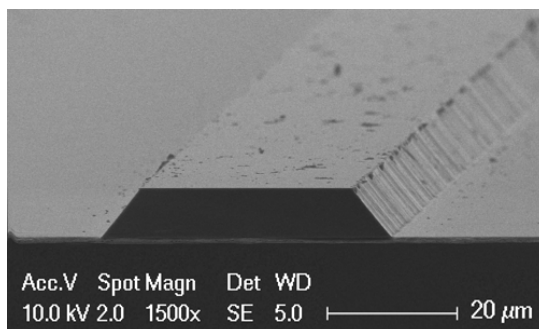


FIGURE A.10. – Image en microscopie électronique de rubans lasers obtenus avec deux directions de gravure différentes. On distingue bien sur l'image de gauche des flancs sortants et flancs rentrants quasiment droits sur l'image de droite.

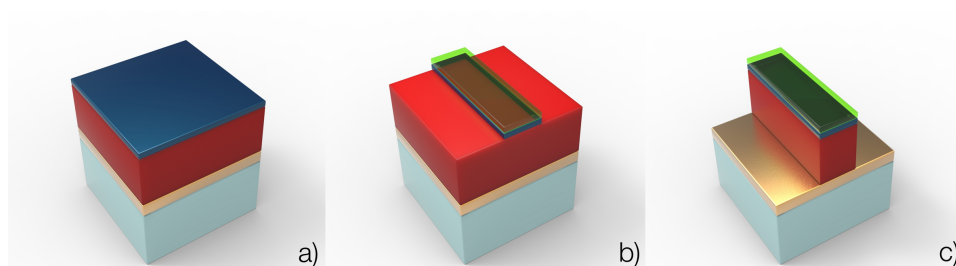


FIGURE A.11. – Schématisation récapitulative des étapes déjà effectuées : a) Retrait de la couche d'InAs intermédiaire 4.0.4. b) Lithographie et retrait d'une partie de la deuxième couche d'arrêt 5. c) Gravure des rubans 5.0.3.

5.0.4. Retrait de la résine et nettoyage

Une fois l'étape de définition des rubans terminée, on procède à un nettoyage complet de la résine avec de l'acétone, de l'isopropanol et un plasma oxygène qui vient compléter le nettoyage après l'épuration grossière effectuée à l'acétone.

6. Passivation

L'étape de passivation permet de confiner l'injection électrique au niveau du guide ruban. On peut alors, par exemple, déporter les contacts qui se trouvent usuellement sur le dessus des rubans (dans le cas de larges rubans lasers dans la gamme du THz, il est aisé de venir prendre contact sur la surface supérieure du dispositif).

6.0.1. Dépôt de l'isolant

L'isolation peut être faite par différents isolants et s'appuyer sur diverses méthodes de dépôt. Dans le cadre de ma thèse, j'ai utilisé, à cette fin, du Si_3N_4 déposé par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma : « PECVD ». Les électrodes du bâti permettent de créer un plasma qui entraîne une réaction chimique entre le SiH_4 et NH_3 (gaz que l'on introduit dans la chambre). Les molécules Si et N_2 produites se recombinent sur la surface de l'échantillon et créent le composé Si_3N_4 . Les molécules H_2 sont pompées hors de l'enceinte. Le Si_3N_4 (ou SiN) est déposé à une température de 300 °C. La faible différence (20 °C) de température entre les étapes du collage de substrat et de la passivation peut entraîner de rares apparitions de déformation au niveau de la surface de collage. Les différents tests avec ou sans SiN ne montrent pas de détérioration des performances de nos dispositifs.

6.0.2. Lithographie pour la gravure de l'isolant

On pratique une nouvelle étape de lithographie optique pour préparer la gravure de l'isolant. Pour bien recouvrir les rubans, on utilise une double couche de résine positive épaisse (type 18XX). Les paramètres d'enduction du promoteur et de la résine restent les mêmes que ceux des précédentes lithographies (4000 tours par minute pendant 30 secondes, double recuit à 110 °C). Le masque utilisé permet de retirer la résine sur la partie centrale supérieure du ruban. Le développement est effectué (MF319) et contrôlé au microscope optique. Un plasma O_2 est réalisé pour enlever toute trace de résine pouvant agir comme masque de gravure.

6.0.3. Ouverture de l'isolant

Le SiN est gravé dans un bâti RIE (pour Reactive Ion Etching). Il s'agit d'une gravure sèche (en opposition à la gravure humide). C'est une technique de gravure hybride mélangeant gravure physique (des ions venant frapper la surface) et gravure chimique (molécule entraînant une réaction avec la surface, créant un produit volatil), le tout crée dans un plasma entre deux électrodes. La gravure par plasma sous faible atmosphère (plus la pression est basse plus la gravure est de type physique) que j'ai utilisée requiert les gaz CF_4 et O_2 (le dioxygène grave les redépôts de matériaux organiques comme déjà précisé, i.e. la résine) et permet de graver 300 nm de SiN en quelques 70 secondes. La figure A.12 montre un

ruban laser sur lequel le SiN a été gravé. On peut voir l'importance de maîtriser la sous-gravure des rubans lasers pour que le masque d'ouverture du SiN soit adapté.

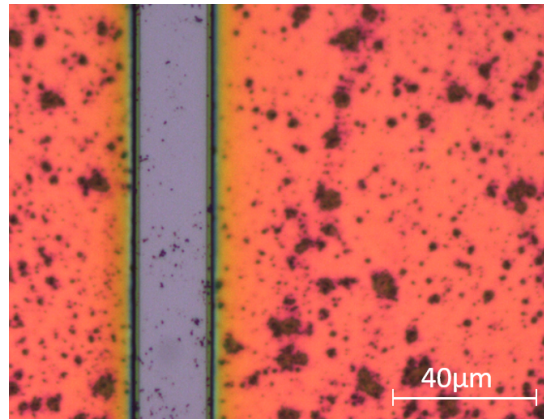


FIGURE A.12. – Image en lithographie optique d'un ruban laser sur le dessus duquel la couche d'isolation a été retirée. On peut voir la démarcation de l'ouverture du SiN (verdâtre) par rapport à la région active (grise). La réflexion de la lumière sur la couche d'or à travers le SiN donne une couleur rose au fond de gravure rugueux de l'échantillon.

6.0.4. Retrait de la couche d'arrêt

La dernière partie de la couche d'arrêt encore présente est retirée avec la solution : $\text{HCl} - \text{H}_2\text{O} - \text{H}_2\text{O}_2$ (100 - 100 - 1), pendant deux secondes.

L'échantillon est ensuite nettoyé (retrait de la résine) par un jet d'acétone et d'isopropanol suivi par un plasma O_2 .

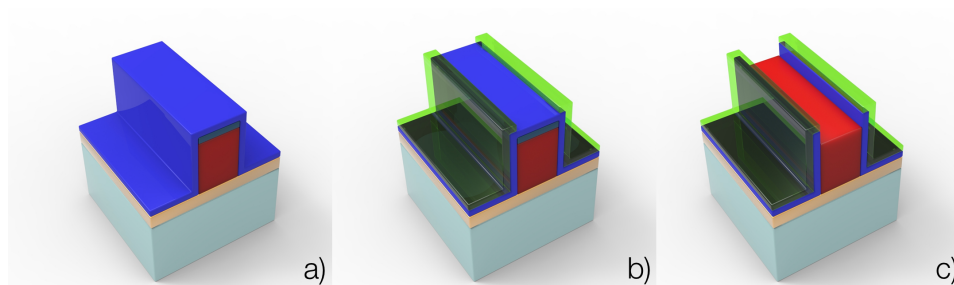


FIGURE A.13. – Schématisation récapitulative des étapes déjà effectuées : a) Dépôt de l'isolant 6.0.1. b) Lithographie d'ouverture de l'isolant 6.0.2. c) Ouverture de l'isolant et retrait de la dernière partie de la couche d'arrêt 6.0.3.

7. Contact supérieur

7.0.1. Préparation au dépôt

Le contact supérieur ne doit pas court-circuiter la structure en entrant en contact avec l'interface inférieure. Le dépôt par évaporation étant homogène dans l'axe creuset/échantillon, on va procéder à un retrait de la résine avec de l'or dessus après la déposition. Pour ce faire, on utilise une résine inversible (i.e. qui peut être utilisée à la fois comme une résine positive ou comme une résine négative après recuit d'inversion) qui nous donnera un profil de casquette après exposition, ce profil va nous permettre de garder des zones non recouvertes d'or que l'on va pouvoir entamer avec de l'acétone.

Les rubans lasers de la taille de la région active (de l'ordre de 7 μm) nous obligent à utiliser une résine épaisse.

On dépose une couche de promoteur d'adhérence suivie d'une double couche de la résine réversible TI35S (3,5 μm d'épaisseur) par le biais de la machine d'enduction centrifuge avec les paramètres classiques : 4000 tours par minute pendant 30 secondes. Le recuit d'inversion de la résine (un premier recuit de 10 minutes à 40 °C puis 10 minutes à 60 °C, permettant le dégazage de la résine, suivi du recuit d'inversion à proprement parler : 2 minutes à 130 °C) est précédé d'un premier recuit à 100 °C et de l'insolation dans l'aligneur, sous les motifs du masque, pendant 30 secondes. La résine est développée après une dernière exposition complète de l'échantillon pendant 80 secondes, avec un développeur adapté (AZ400K). Une vérification optique suivie d'un plasma oxygène vient achever cette étape. La figure A.14 présente un dispositif à cette étape de fabrication. On peut voir quelques défauts au niveau la résine (sous forme de bulles). Si ces défauts sont trop importants, ils peuvent entraîner un court-circuit du dispositif.

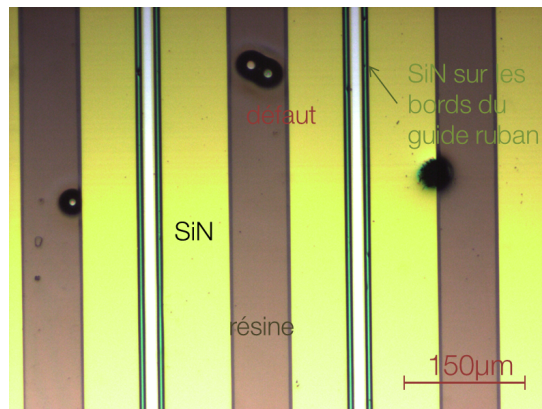


FIGURE A.14. – Image en microscopie optique de la lithographie précédant le dépôt du contact supérieur d'un ruban laser avec SiN. La résine inversible (marron) présente des défauts dus au dégazage lors du recuit d'inversion.

7.0.2. Dépôt du contact

L'échantillon est désoxydé dans une solution à base d'acide chlorhydrique : $\text{HCL} - \text{H}_2\text{O} : 1 - 4$ pendant 40 sec. On vient ensuite déposer, toujours sous vide, dans le bâti d'évaporation quelques 5/200 nm de titane/or.

On effectue ensuite un retrait de la résine avec un bain d'acétone suivi d'un rinçage à l'isopropanol et d'un plasma oxygène.

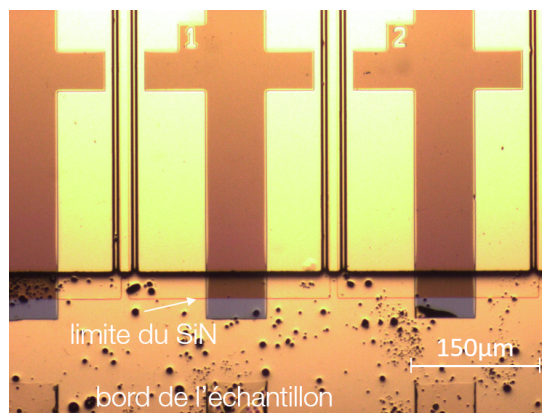


FIGURE A.15. – Image en microscopie optique d'un échantillon après dépôt du contact supérieur et retrait de la résine.

8. Vers la sortie de salle blanche

8.0.1. Polissage face arrière

L'aminçissement du substrat sous l'interface plasmonique a plusieurs intérêts. Premièrement, d'un point de vue pratique, bien que les échantillons soient déjà fins et fragiles, l'étape du clivage est toujours délicate. La réduction de l'épaisseur de l'échantillon de quelques 500 μm à environ 200 μm facilite cette étape. Le clivage selon les axes cristallins principaux nous permet de créer les facettes du guide ruban tout en choisissant la longueur du guide (typiquement de 0,5 à 2 mm). Une facette abîmée peut entraîner une mauvaise extraction de la lumière. Il est donc important de réussir cette étape. Deuxièmement un substrat épais augmente la résistance électrique du composant dans le cas où on ne contacte pas l'interface plasmonique inférieure à l'embase (qui permet alors de court-circuiter le substrat). Le dernier point provient de la dissipation de chaleur du substrat qui est moins efficace que celle de l'embase.

Le polissage est réalisé manuellement après avoir collé l'échantillon sur une lame de verre avec de la cire. On utilise des disques de polissage avec des grains de 30, 12 puis 3 μm .

8.0.2. Dépôt du contact arrière

Le dépôt face arrière est effectué dans les mêmes conditions que les autres dépôts. L'échantillon est oxydé par plasma et désoxydé par une solution à base d'acide chlorhydrique : $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$: 1/4. On dépose 5/200 nm de titane/or. Cette étape marque la fin du procédé de fabrication en salle blanche.

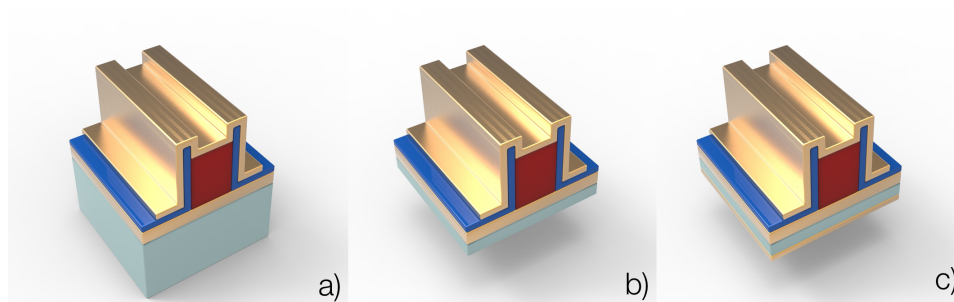


FIGURE A.16. – Schématisation récapitulative des étapes déjà effectuées : a) Dépôt du contact supérieur 7.0.2. b) Aminçissement du substrat 8.0.1. c) Dépôt du contact arrière 8.0.2.

9. Vers la caractérisation

9.0.1. Clivage de l'échantillon

Le clivage est réalisé avec une pointe en diamant, sous microscope binoculaire, à l'aide d'une pointe à tracer en diamant. On fait une entame sur le bord de l'échantillon (de préférence sur une partie non utile) dans une direction cristallographique, puis on effectue une légère pression à l'arrière de l'échantillon qui va se cliver selon la direction choisie. C'est cette étape qui va être responsable de la plus ou moins bonne qualité des facettes des lasers. On peut faire plusieurs clives pour isoler un laser. Communément, pour la caractérisation, on clive des barrettes comportant plusieurs lasers chacune.

9.0.2. Collage sur embase

Le collage de l'embase se fait sous microscope binoculaire avec une plaque chauffante et de la pâte d'indium (billes d'indium dans un solvant). À l'aide de deux pointes, on vient placer une barrette laser au bord d'une embase sur laquelle on a préalablement déposé de la pâte d'indium. Après la fonte de l'indium ($T > 157^\circ\text{C}$), il suffit d'appliquer une pression sur la barrette, jusqu'à refroidissement, avec les pointes. On vérifie ensuite qu'il n'y a pas d'indium (ni de restes de solvant) sur les facettes et que la barrette est bien en contact avec l'embase pour assurer un bon contact thermique (et éventuellement une bonne conduction du courant). Toutes ces étapes sont faites à la main, il est donc impossible de contrôler l'épaisseur exacte d'indium et d'obtenir une reproductibilité parfaite d'un composant à l'autre.

On rajoute ensuite des pièces de céramique recouvertes d'or sur les bords de l'embase pour la prochaine étape de micro-soudure.

9.0.3. Micro-soudure des fils d'or

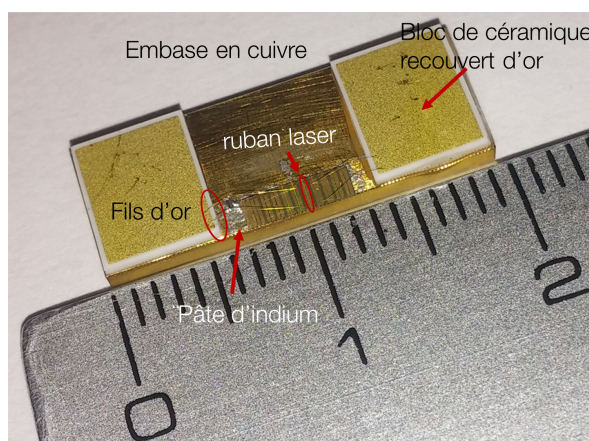


FIGURE A.17. – Photographie d'un dispositif laser finalisé sur lequel on peut distinguer une dizaine de rubans lasers. Deux rubans sont connectés, par des fils d'or, aux bloc de céramique recouvert d'or.

A l'aide d'une micro-soudeuse « Kulicke et Soffa 4123 », on vient faire toutes les soudures, par ultrasons, nécessaires pour alimenter les lasers. Usuellement on fait plusieurs soudures sur chaque laser et ces derniers sont connectés par deux ou quatre en fonction du nombre de pièces de céramique. La figure A.17 présente un dispositif terminé sur lequel on peut apercevoir les fils d'or.

10. Implémentation d'un réseau

Dans le cas où l'on souhaite réaliser un dispositif DFB, on doit rajouter une étape de lithographie électronique (car les dimensions du réseau dépassent les possibilités offertes par la résolution de la lithographie optique) juste après le retrait du substrat.

Le principe de la lithographie électronique est basé sur celui des microscopes électroniques à balayage. Le faisceau d'électrons irradie une résine spécifique déposée sur l'échantillon et provoque une transformation chimique qui la rend soluble ou insoluble dans un révélateur approprié, de manière similaire à l'insolation d'une résine photosensible. Le procédé est plus long mais permet d'obtenir de très hautes résolutions, de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Une fois l'exposition faite, on va déposer 5/80 nm de titane/or juste après un plasma oxygène très court (12 secondes, la résine pour la lithographie électronique ne peut pas supporter un plasma plus long ou un bain d'HCl sans détérioration). Un retrait de la résine après dépôt dans un bain d'acétone prolongé par rapport à la lithographie optique nous permet d'obtenir le résultat escompté.

Tout le reste du procédé de fabrication doit ensuite s'adapter à cette ajout du réseau. On devra par exemple s'aligner sur le réseau pour définir les rubans lasers et ne pas le recouvrir durant le dépôt du contact supérieur. La figure A.18 présente un ruban laser avec réseau implémenté après ouverture du SiN.

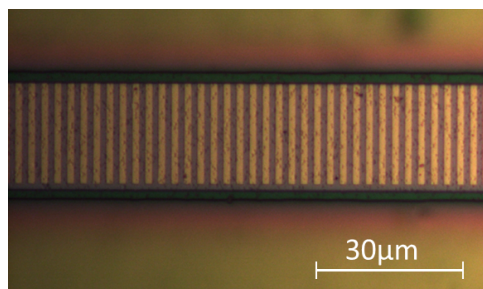


FIGURE A.18. – Image en microscopie optique d'un échantillon DFB après gravure de l'isolant.

Récapitulatif des étapes de fabrication d'un échantillon en géométrie multi-passages

La description de fabrication d'un échantillon en géométrie multi-passages est plus succincte que celle du laser à guide métal-métal. Le lecteur pourra se référer à la partie (A) pour plus de détails sur certains procédés.

La fabrication en géométrie multi-passages ne nécessite pas d'échantillon préalablement thermo-collé. On peut donc directement utiliser les échantillons épitaxiés que l'on découpe généralement en petit morceaux d'environ 1 cm^2 .

- Nettoyage : Après un nettoyage de l'échantillon avec de l'acétone et de l'isopropanol, on va directement pouvoir effectuer le dépôt du miroir supérieur.
- Métallisation du miroir : Un plasma O_2 suivi d'une désoxydation avec une solution à base d'acide chlorhydrique ($\text{HCl} - \text{H}_2\text{O} : 1 - 4$), précède le dépôt de 5/250 nm de titane/or pour réaliser le miroir supérieur.
- Polissage : Pour obtenir un échantillon fin et court (de quelques millimètres de longueur pour quelques centaines de microns d'épaisseur) avec deux facettes polies à 45° , on découpe l'échantillon en petites lamelles et on polit le substrat jusqu'à avoir une interface miroir. Les facettes sont aussi polies avec un porte-échantillon adapté. L'échantillon est ensuite dirigé vers la salle de montage dans laquelle il sera collé sur une embase avec de la pâte d'indium (voir figure B.1).

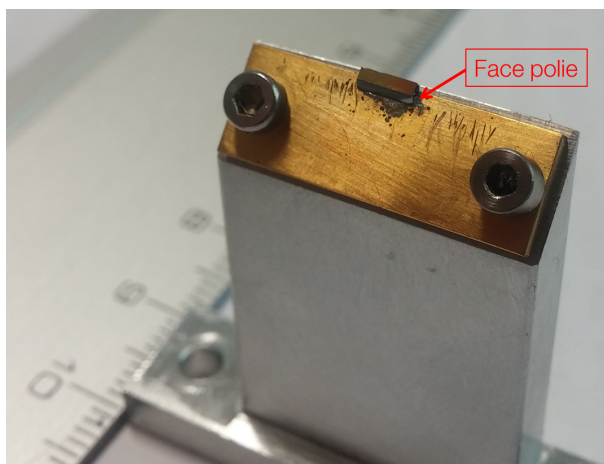


FIGURE B.1. – Photographie de l'embase sur laquelle est collé l'échantillon. On peut apercevoir l'une des deux facettes polies à 45° .

Récapitulatif des étapes de fabrication d'une cavité pour le couplage fort

La description de fabrication du type de cavité utilisée pour le couplage fort est plus succincte que celle du laser à cascade quantique en géométrie guide métal-métal. Le lecteur pourra se référer à cette partie (A) pour plus de détails sur certains procédés. Le procédé de fabrication se déroule comme suit :

- Préparation au collage de substrat : Les épitaxies que nous recevons sont souvent des fractions de wafer 2 pouces : wafer complet, demi ou quart. La fiche de croissance nous donne les indications quant aux différentes épaisseurs et valeurs de dopage des couches épitaxiées, elle rappelle aussi les directions cristallines liées à la croissance.
Pour créer la première interface plasmonique de nos dispositifs, on doit au préalable déposer de l'or sur le wafer ainsi que sur un autre substrat pour préparer une étape de collage par thermo-compression. Les échantillons sont nettoyés avec de l'acétone et de l'isopropanol. On utilise ensuite un plasma O^2 pour oxyder la surface et la nettoyer en la désoxydant avec une solution HCl/H_2O : 1/4.
- Dépôt pour collage : On dépose une couche d'or de 500 nm précédée d'une couche d'accroche de titane de 5 nm dans un bâti «Plassys».
- Collage : Les deux wafers sont assemblés par une technique de collage par thermo-compression (320 MPa à une température de 320 °C).
- Clivage : La taille des échantillons typiques sur lesquels on fabrique nos dispositifs est de 1 cm^2 . Les échantillons sont découpés à la main avec une pointe de diamant ou en utilisant une découpe automatisée des substrats.
- Retrait de substrat : Un premier polissage miroir manuel est effectué avec des disques de polissage spécifique avec des tailles de grains allant de 30 à $0,3\text{ }\mu\text{m}$ (30 - 12 - 3 - 1 - 0.3). Un second polissage chimique sélectif est opéré avec une sauce $HCl - H_3PO_4$: 1 - 1 et nous permet d'atteindre la région active. La solution est continuellement agitée à température ambiante avec l'assistance d'un aimant. Des bulles, signe de la gravure, à la surface de l'échantillon et un changement de couleur entre substrat et région active, nous permettent d'arrêter la gravure visuellement. Pour les échantillons très dopés, il est parfois nécessaire de stopper la gravure en négligeant une petite partie de l'échantillon pour éviter toute détérioration de la surface sous forme de micro-crevasse liée au fort dopage.
- Implémentation du réseau : Une lithographie électronique nous permet de définir le motif du réseau de la cavité.
- Dépôt du réseau : On dépose une couche d'or de 60 à 80 nm précédée d'une couche d'accroche de titane de 5 nm dans un bâti par évaporation «Plassys». Cette étape est suivie d'un décollage de la résine de plusieurs heures dans un bain d'acétone et d'un plasma oxygène. La figure C.1 présente une image MEB d'un exemple de réseau à cette étape.
- Étape optionnelle d'isolation : Pour injecter le moins de courant possible dans les parties dénuées d'intérêt (tout ce qui ne se trouve pas sous le réseau), on peut procéder à une passivation par le dépôt d'une couche de SiN avec la méthode PECVD. Une lithographie optique nous permet par la suite de retirer le SiN juste au dessus du réseau par gravure RIE. Il est dans ce cas nécessaire de

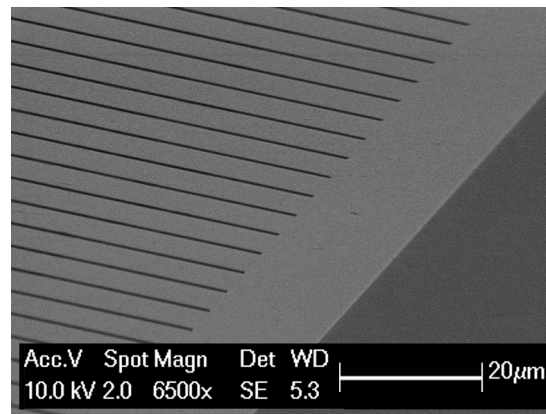


FIGURE C.1. – Image MEB d'un réseau (titane/or sur InGaAs) après retrait de la résine.

procéder à une gravure de la couche très dopée de contact en amont. La figure C.2 montre l'étape de lithographie optique pour l'ouverture du SiN par gravure RIE. Tout le dispositif est recouvert de SiN.

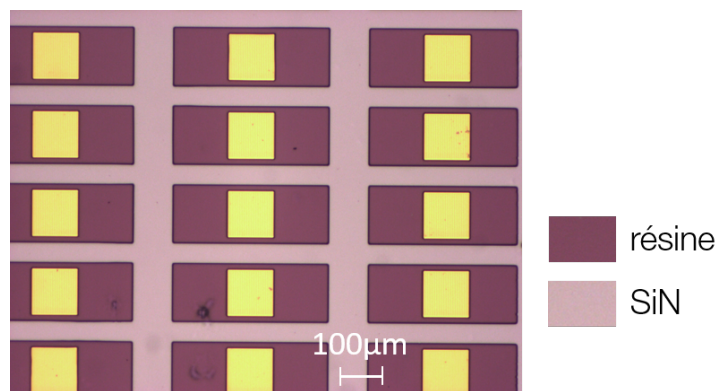


FIGURE C.2. – Image en microscopie optique de la lithographie pré-gravure du SiN avant dépôt du contact supérieur (réseau carré de 110 μm de côté). Le SiN est déposé sur toute la surface puis toute la partie non recouverte par la résine (y compris le réseau) est gravé par RIE.

- Lithographie contact supérieur : Une lithographie optique avec une résine négative est réalisée pour définir un motif tout autour du réseau qui nous permettra de prendre contact avec des fils d'or. La figure C.3 présente une photo en microscopie optique de cette étape avant dépôt du contact supérieur des cavités réseaux.
- Dépôt contact : Une couche d'or de 250 nm précédée d'une couche d'accroche de titane de 5 nm sont déposées par évaporation dans un bâti «Plassys». Le dépôt est suivi d'un décollage de la résine dans un bain d'acétone et d'un plasma oxygène.
- Gravure : L'utilisation d'une résine positive nous permet de définir la zone de gravure qui s'effectuera tout autour du contact et jusqu'à l'interface plasmonique inférieure. La solution chimique utilisée est à base d'acide phosphorique : $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O} - \text{H}_2\text{O}_2$ (1 - 8 - 280). Cette dilution nous donne une vitesse de gravure d'environ 40 nm par seconde lorsque la solution est stabilisée (vitesse déterminée avec l'aide d'un profilomètre mécanique). La figure C.4 présente une image obtenue par microscopie optique d'un échantillon après gravure.
- Nettoyage : La résine utilisée pour la gravure est retirée avec de l'acétone (suivie d'un nettoyage à l'isopropanol) et d'un plasma O_2 .
- Découpe du substrat : Les motifs usuels utilisés dans ce procédé de fabrication sont quatre carrés de deux millimètres de côté, centrés sur l'échantillon. Une étape de découpe automatique vient finir la fabrication. Pour protéger l'échantillon pendant la découpe, on effectue un dépôt d'une résine épaisse qui sera retirée par la suite. Les échantillons sont ensuite dirigés vers la salle de montage pour être collés sur une embase et connectés via des fils d'or (voir figure C.5).

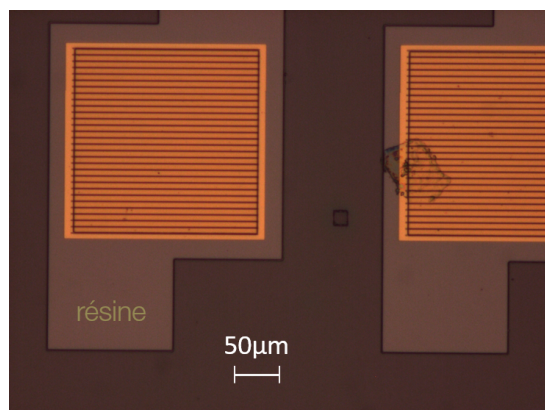


FIGURE C.3. – Image en microscopie optique de la lithographie pré-dépôt du contact supérieur de la cavité couplage fort (réseau carré de $210\ \mu\text{m}$ de côté). On dépose de l'or tout autour du réseau (l'or est déposé sur les bords du réseau de façon à obtenir une interface unique), de façon à pouvoir venir souder des fils d'or.

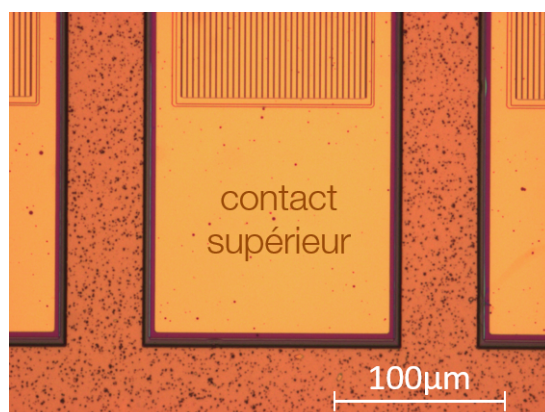


FIGURE C.4. – Image en microscopie optique post-gravure de la région active. On peut distinguer plusieurs niveaux du haut vers le bas : le contact supérieur, le SiN (violet), la région active (grise) et l'interface plasmonique inférieure (sur laquelle il reste encore quelques résidus d'InGaAs après la gravure).

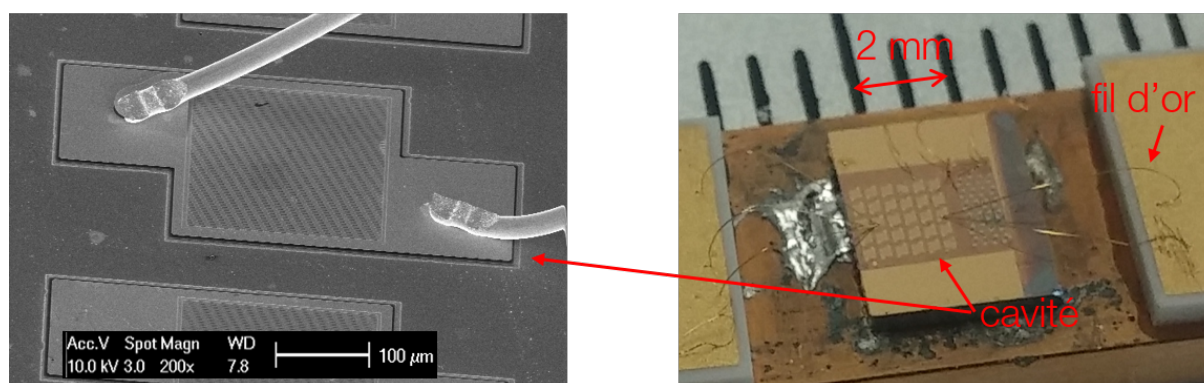


FIGURE C.5. – Image en microscopie électronique d'une cavité pour le couplage fort finalisée, montée et connectée par deux fils d'or. La photographie adjacente montre un échantillon finalisé avec un motif de cavité de $210\ \mu\text{m}^2$ dans un carré de $2\ \text{mm}^2$. Deux des cavités sont connectées par des fils d'or.

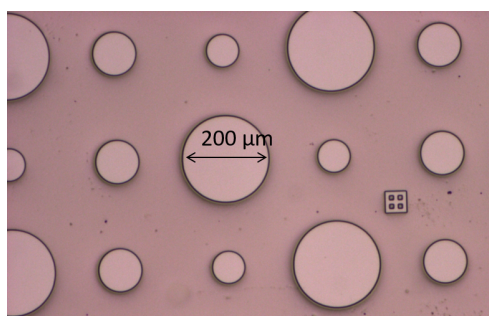
Récapitulatif des étapes de fabrication d'un mésa

Le lecteur pourra se référer à la partie (A) pour plus de détails sur certains procédés nommés ici.

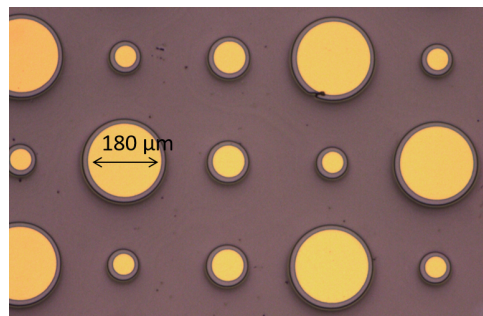
La fabrication du mésa ne nécessite pas d'échantillon préalablement thermo-collé. On peut donc directement utiliser les échantillons épitaxiés que l'on découpe en petit morceaux d'environ 1 cm^2 .

- Nettoyage : Après un nettoyage de l'échantillon avec de l'acétone et de l'isopropanol, on va directement graver l'échantillon.
- Gravure : Utilisation d'une résine positive (S18XX) pour définir les mésas. Sauce de gravure à base d'acide bromhydrique et d'acide nitrique : $\text{HBr} - \text{HNO}_3 - \text{H}_2\text{O}$ (1 - 1 - 9). La gravure est effectuée au temps avec des mesures successives à l'aide d'un profilomètre à pointe (qui effectue des mesures topographiques 2D). Le but est de graver un peu plus profond que l'épaisseur de la région active.
- Nettoyage : La résine utilisée pour la gravure est retirée avec de l'acétone (suivie d'un rinçage à l'isopropanol) et d'une plasma O_2 .
- Métallisation du contact supérieur : Après un enrésinement avec de la résine inversible et un développement pour définir la zone à métalliser, on effectue un plasma O_2 suivi d'une désoxydation avec une solution à base d'acide chlorhydrique ($\text{HCl} - \text{H}_2\text{O}$: 1 - 4), on dépose 5/250 nm de titane/or pour réaliser le contact supérieur. Le décollage de la résine s'effectue dans un bain d'acétone. Un rinçage avec de l'isopropanol et un plasma O_2 finissent le nettoyage de l'échantillon.
- Polissage : La découpe de l'échantillon près d'une rangée de mésas et un polissage du substrat à 45° viennent finir la fabrication en salle blanche. L'échantillon est ensuite dirigé vers la salle de montage.

La figure D.1 présente une vue de dessus en microscopie optique des mésas après l'étape de gravure et du dépôt du contact supérieur. Le masque utilisé dispose de trois différentes tailles de mésas.



a) gravure des mésas



b) dépôt contact supérieur

FIGURE D.1. – Image en microscopie optique a) des mésas après la gravure (trois tailles de mésas : 200, 100 et $75\text{ }\mu\text{m}$ b) des mésas après le dépôt du contact supérieur (la taille des contacts est de 180, 80 et $50\text{ }\mu\text{m}$).

Plaque AM04 : $\lambda = 16 \mu m$

L’un des objectifs de cette thèse est de développer de nouvelles sources à base d’InAs dans l’infrarouge lointain. Pour comparer nos dispositifs avec d’autres dispositifs performants à plus courtes longueur d’onde, nous avons tenté de réaliser des lasers à cascade quantique avec une émission centrée à $16 \mu m$. La figure E.1 présente les résultats de la structure de bandes électroniques de la région active simulée en utilisant le code de nos partenaires de Montpellier.

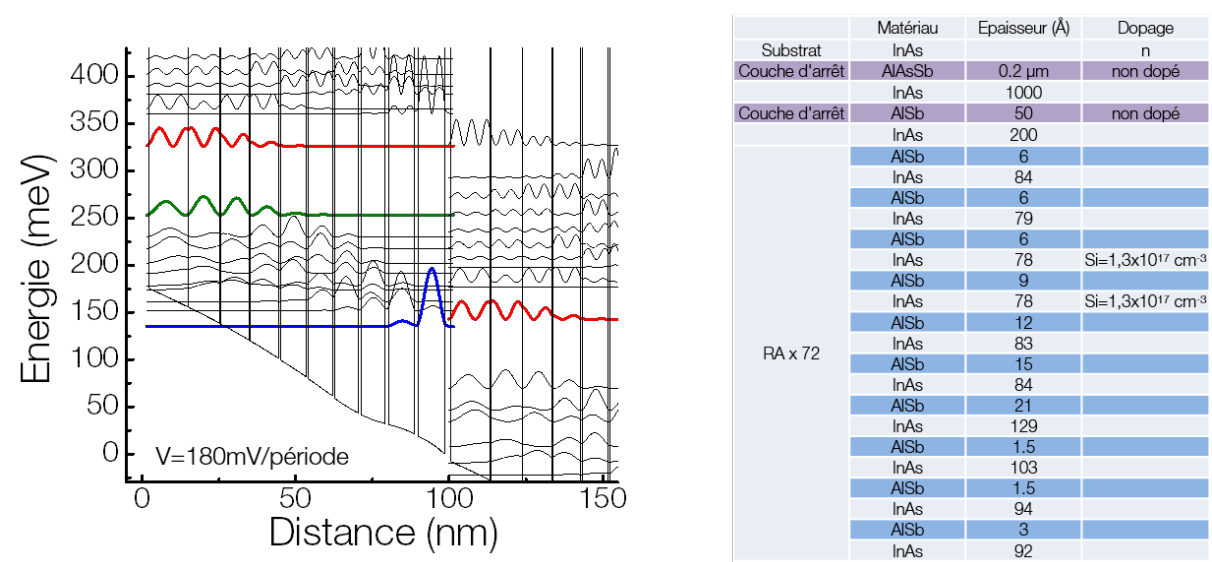


FIGURE E.1. – Simulation de la structure de bandes électroniques de la région active émettant autour de $16 \mu m$ (valeur nominale). L’épaisseur des couches (en nanomètres) d’une unique période, en partant de la gauche par la barrière d’injection, est la suivante : 21/129/1.5/103/1.5/94/3/92/6/84/6/79/6/78/6/78/9/78/12/83/15/84. Les barrières en AlSb sont soulignées en gras (bleu foncé sur le tableau) et les puits dopés à $auteur\ de\ 1.3 \times 10^{17}\ cm^{-3}$ en InAs sont indiqués par un soulignement. Le module de la fonction d’onde au carré de chacun des états est représenté pour un potentiel électrique appliqué de $18,81\ kV\ cm^{-1}$. La transition optique s’effectue entre l’état haut (signalé en rouge) et l’état bas (signalé en vert, l’injecteur étant représenté en bleu). Les deux couches d’arrêt (en violet sur le tableau) sont nécessaires à la réalisation de guides métal-métal.

La figure E.2 présente les résultats liés à la plaque AM04.

Les pertes par porteurs libres, considérées comme variant λ^2 d’après le modèle de Drude, nous permettaient d’attendre de meilleurs résultats que ceux obtenus pour de plus grandes longueurs d’onde (D686). Cependant, les résultats obtenus témoignent du contraire. Le seuil à température cryogénique est de $0,94\ kA/cm^2$. La température maximale de fonctionnement atteinte est de 245 K, la plage dynamique

de la structure est de l'ordre de 2,7 et la résistance différentielle à température cryogénique est de l'ordre de 9Ω .

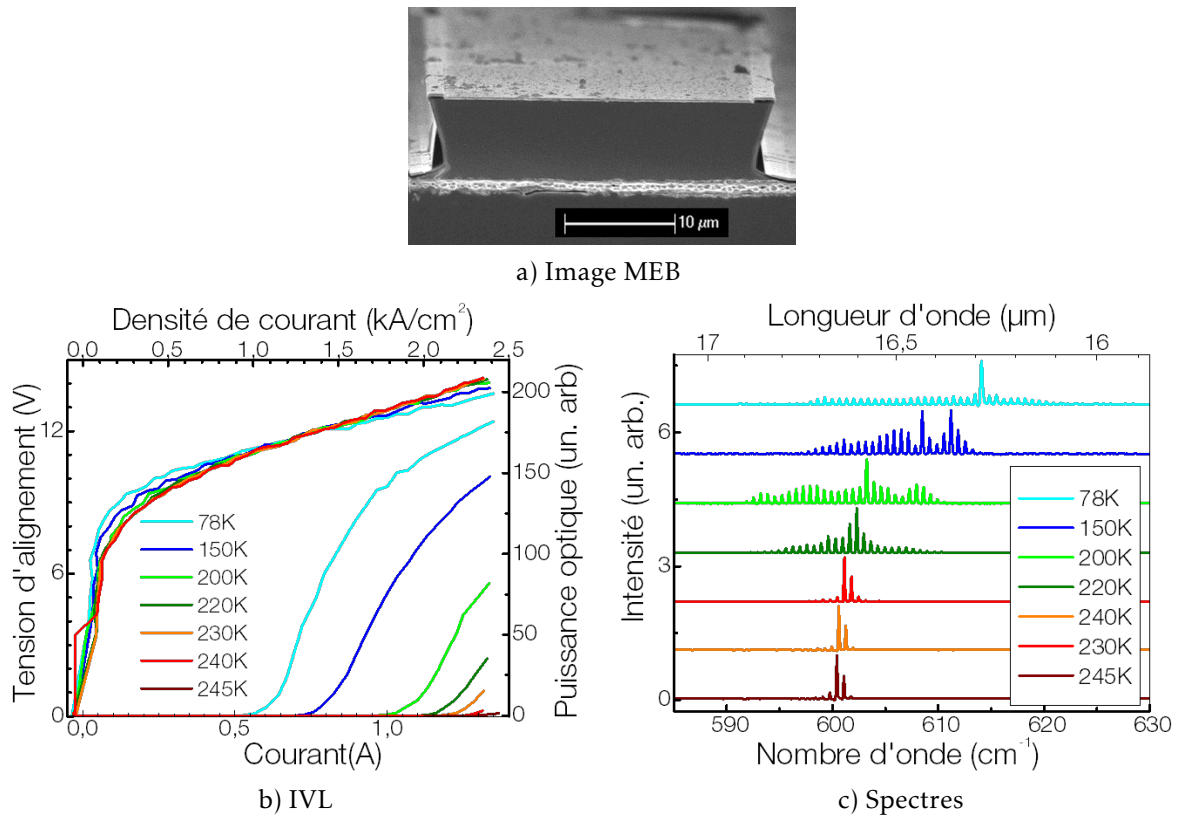


FIGURE E.2. – Données expérimentales obtenues en injectant une impulsion de 50 ns à un taux de répétition de 84kHz sur un ruban laser Fabry-Pérot de l'échantillon AM04 avec un procédé de fabrication métal métal. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimensions du ruban laser sont 2mm de long pour $28 \mu m$ de large. a) Image par microscopie électronique à balayage de la facette clivée d'un ruban laser Fabry-Pérot typique. b) I-V et I-L caractéristiques à différentes températures du doigt du cryostat et au-dessus du seuil laser. c) Spectres d'émission du laser à différentes températures du doigt, la résolution est de 0.125 cm^{-1} .

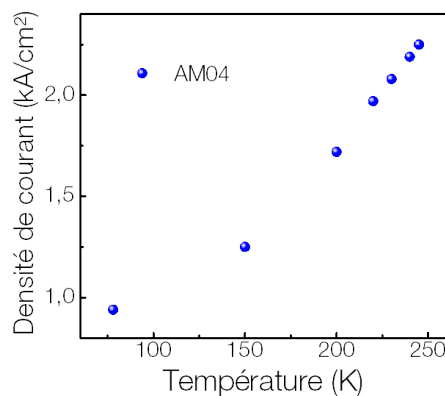


FIGURE E.3. – Densité de courant de seuil en fonction de la température du doigt du cryostat de l'échantillon BM04 sur une gamme allant de 78 à 245 K. Le paramètre T_0 est estimé à 170 K en accord avec la formule de l'équation 8.1.

Le bon comportement du seuil en fonction de la température ainsi que des caractéristiques similaires à celles des autres plaques à base d'InAs devrait permettre, après ajustement du dessin de la région active, d'obtenir une amélioration des performances à cette longueur d'onde.

Largeur de ruban

Différents procédés de fabrication ont été implémentés sur la plaque D686 dans le but d'en tirer les meilleures performances possibles. Sont présentés dans cette annexe les résultats liés à un procédé de fabrication métal-métal sans SiN où la connexion des fils d'or s'effectue directement sur le contact supérieur du ruban (sur la partie supérieure).

Les résultats obtenus se caractérisent par une température maximum d'opération de 200K avec un seuil de l'ordre de $0,8 \text{ kA/cm}^2$. Comme on peut le voir sur les courbes courant tension, intensité lumineuse de la figure F.1 a), on ne parvient pas à atteindre la densité de courant qui entraîne le désalignement de la structure. La température maximale d'opération n'est donc pas la température maximale d'opération qui pourrait être atteinte par le dispositif.

Les flancs sortant à 45 degrés du ruban, que l'on peut observer sur l'image en microscopie électronique présentée en figure F.2, sont liés à la direction cristalline de définition des rubans durant la lithographie optique.

La figure F.3, qui présente la mesure en champ lointain de l'émission du dispositif, montre que, pour une large structure, le mode d'opération n'est plus forcément le mode TM_{00} mais peut être le mode TM_{10} .

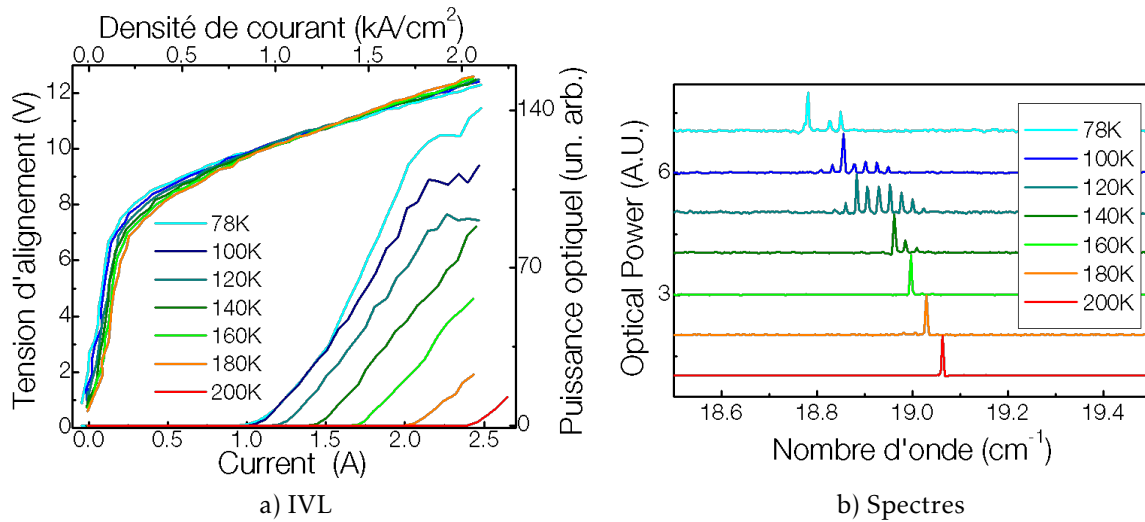


FIGURE F.1. – Données expérimentales obtenues en injectant une impulsion de 50 ns à un taux de répétition de 84 kHz sur un ruban laser Fabry-Pérot de l'échantillon D686. Le procédé de fabrication technologique est antérieure à celui présenté au chapitre 3. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et d'un détecteur externe MCT. Les dimension du ruban laser sont : 2 mm de longueur pour $59 \mu\text{m}$ de largeur. a) I-V et I-L caractéristiques à différentes températures du doigt du cryostat et au dessus du seuil laser. b) Spectres d'émission du laser à différentes températures du doigt, la résolution est de 0.125 cm^{-1} .

Le contact étant de plus faible largeur que la région active et pour éviter tout comportement singulier au niveau de la région active pendant l'injection (section non alimentée en porteur au niveau des flancs),

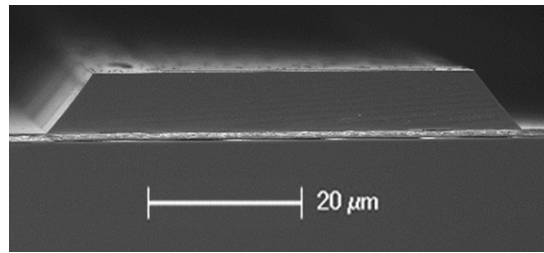


FIGURE F.2. – *d) Image par microscopie électronique à balayage de la facette clivée d'un ruban laser Fabry-Pérot typique avec gravure humide selon la direction cristallographique engendrant des rubans avec des flancs sortant.*

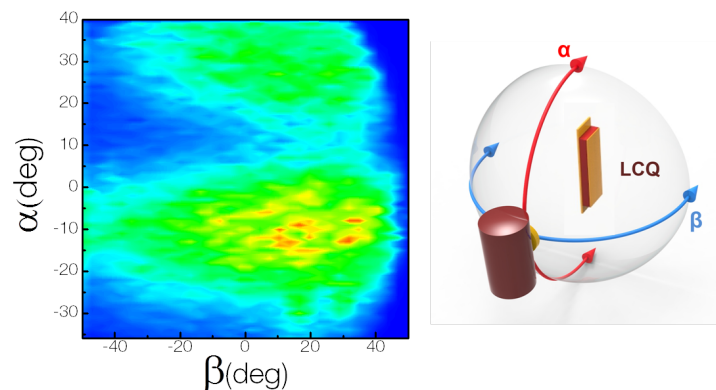


FIGURE F.3. – *Champ lointain d'un dispositif de 33 μm de large. Les mesures sont effectuées à température cryogénique (78 K) à l'aide d'un détecteur MCT. La résolution angulaire est de 3 ° selon l'axe β et de 1 ° selon l'axe α. La figure de droite explicite les axes par rapport à la facette du dispositif.*

on privilégiera par la suite des flancs rentrants. Dans le but de pallier cette limite d'injection et d'assurer un fonctionnement dans le mode TM_{00} , on choisit de travailler avec des guides rubans ne dépassant pas les 30 μm de large.

La figure F.4 montre l'évolution du seuil en fonction de la température de lasers avec des flancs rentrant, du SiN autour de la région active et différentes largeurs (17,8, 22,8 et 32,2 μm). Comme on peut le voir, la variation de la densité de courant de seuil varie très peu avec le changement de largeur. La variation du recouvrement du mode avec le SiN et les pertes associées sont donc très faibles.

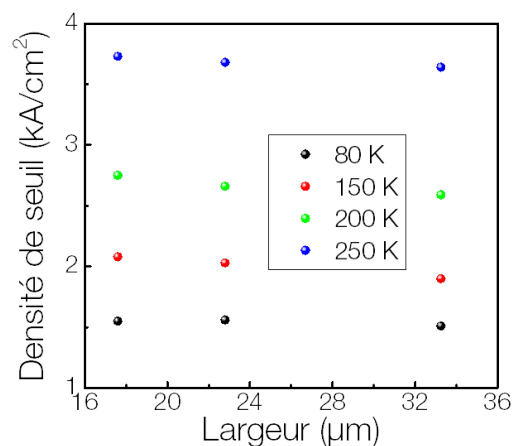


FIGURE F.4. – *Évolution de la densité de courant de seuil en fonction de largeur de rubans lasers de 2 mm avec SiN.*

Annexe : Modes quasi guidés en micro-cavité

Les simulations, liées à l'évolution de la variation du diagramme de dispersion en fonction des paramètres géométriques de nos cavités pour l'étude du couplage fort, sont présentées dans cette annexe. On regarde ici uniquement une partie de la première zone de Brillouin et une gamme d'énergie qui se rapporte à la section 1.1. La figure G.1 représente la cavité utilisée.

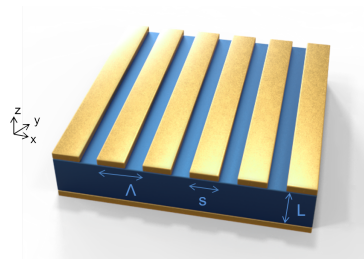


FIGURE G.1. – Schéma de la cavité métal-métal utilisée au chapitre 3 avec un réseau métallique comme interface supérieure. La partie bleue représente un matériau diélectrique (InGaAs) où est confinée, à échelle sub-longueur d'onde, la lumière. L'épaisseur de la cavité est désignée par L , Λ distingue la périodicité du réseau et f_r son facteur de remplissage ($f_r = s/\Lambda = 1$ correspond à une interface métallique totale lorsqu'il est égal à 1).

Comme on l'a vu aux chapitres 3 et 4, une cavité métal-métal peut confiner la lumière dans des dimensions sub-longueur d'onde. De plus, la structuration de l'interface supérieure entraîne, en plus de permettre le couplage avec les radiations extérieures, des variations de sa dispersion photonique. Lorsque l'épaisseur de la partie diélectrique entre les interfaces métalliques est très faible devant la longueur d'onde, ce type de micros-cavité engendre des modes résonnants très localisés. La différence d'impédance entre les parties sous les doigts d'or et sous les doigts d'air tend à confiner les modes uniquement sous les doigts d'or en créant une pseudo-géométrie Fabry-Pérot sous chaque doigt.

Les dimensions physiques de la cavité ainsi que celles du réseau qui lui sert d'interface supérieure sont donc déterminantes dans le confinement de la lumière.

La figure G.2 montre la variation de la dispersion en fonction de l'épaisseur L de la cavité. En augmentant son épaisseur, on peut passer d'un régime dit de liaisons fortes (figure G.2 a)) à un régime similaire à celui du DFB présenté au chapitre 3 (figure G.2 c)).

Dans le premier cas, les modes sont localisés sous les doigts métalliques qui se comportent comme des résonateurs individuels. Le champ est modulé par une fonction enveloppe de Bloch dépendant de la période du réseau. La dispersion associée est une dispersion plate.

Dans le cas du régime type DFB, tous les résonateurs sont couplés (la distribution du champ étant dominée par la fonction enveloppe). La dispersion suit le repliement des modes avec une levée de dégénérescence en bord de zone de Brillouin associée à une courbure de la dispersion.

L'augmentation de l'épaisseur de la cavité viens aussi diminuer la fréquence de coupure des modes supérieurs (équation 1.2) et la différence d'impédance entre les parties sous les doigts d'air et d'or.

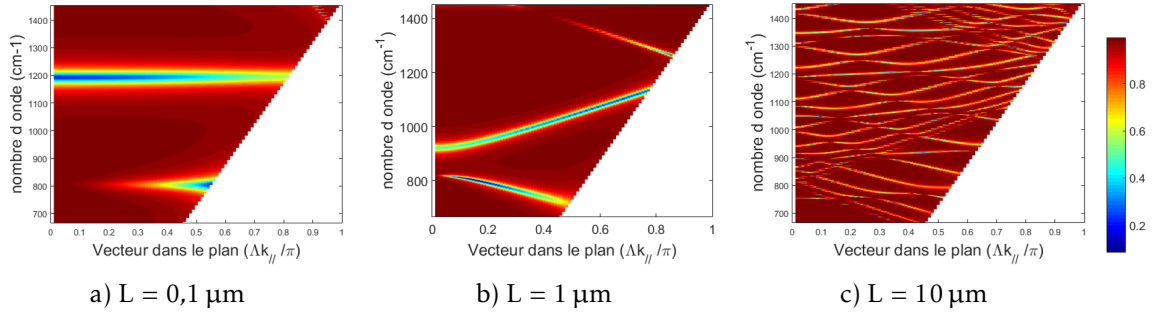


FIGURE G.2. – Diagrammes de dispersion, d'un réseau avec un pas de $3,75 \mu\text{m}$, simulés avec la méthode RCWA pour une cavité d'InGaAs (sans région active). Les trois épaisseurs sont respectivement de $0,1$, 1 et $10 \mu\text{m}$ avec un facteur de remplissage de $0,8$.

La largeur de la cavité doit donc être choisie de façon à restreindre l'apparition de modes supérieurs au mode TM_{00} et obtenir une courbure de dispersion suffisante. Dans notre cas la largeur choisie est d'un micron pour une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$, soit un rapport $0,1$.

En ce qui concerne le réseau, les paramètres géométriques sont à prendre en compte (période, taille des lamelles métalliques et facteur de remplissage associé). Pour une épaisseur fixée, la réduction du facteur de remplissage éloigne les doigts d'or, ce qui fait tendre le système vers un comportement type liaisons fortes.

En utilisant un pas de réseau plus petit que la longueur d'onde, on s'assure de n'avoir que l'ordre de diffraction zéro (soit aucun mode lié à la diffraction du réseau). Les fréquences de résonance des modes de la cavité ν_K sont données par la relation [57] :

$$\nu_K = cK/2n_M s \quad (0.1)$$

où K est l'ordre de la résonance ; ν_K est la fréquence de la résonance d'ordre K ; n_M , l'indice de réfraction modal effectif et c , la célérité de la lumière.

La fréquence de résonance des modes varie alors avec la taille des lamelles métalliques

La figure G.3 montre l'évolution de la cavité lorsque l'on joue uniquement sur le facteur de remplissage (variation de s avec l'épaisseur et la période restant fixe) de l'interface supérieure.

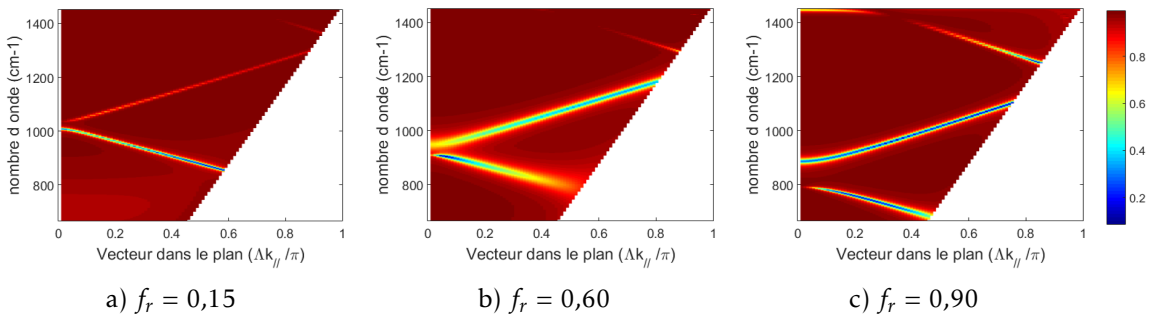


FIGURE G.3. – Diagrammes de dispersion simulés avec la méthode RCWA pour une cavité d'InGaAs sans région active. Le facteur de remplissage varie pour une période constante. Les valeurs sont respectivement de $0,15$, $0,60$ et 90 avec épaisseur de $1 \mu\text{m}$.

On peut voir que, pour une période constante, l'augmentation du paramètre s fait augmenter courbure de la dispersion en bord de zone de Brillouin, ce qui revient à augmenter la bande d'énergie interdite et à diminuer son énergie moyenne.

Développement technologique en vue de l'amélioration des performances des LQC

Il existe plusieurs procédés techniques que l'on peut trouver dans la littérature et qui visent à augmenter les performances des lasers à cascade quantique. Je me suis efforcé pendant ma thèse d'étudier plusieurs points pouvant conduire à une amélioration significative des performances de nos lasers à cascade quantique. Je présente ici deux de ces points qui ont donné des résultats préliminaires.

1. Dépôt haute réflectivité

Les pertes miroir d'un guide Fabry-Pérot proviennent des photons qui sortent de la cavité par les deux facettes du guide. En utilisant un dépôt haute réflectivité sur une des facettes, on peut donc réduire ces pertes miroir.

L'utilisation de dépôts haute réflectivité a déjà démontré une amélioration en terme de performances conduisant à une plus haute température de fonctionnement en régime impulsif ou continu et un plus faible seuil [Ulbrich11, 30, 128].

Un revêtement diélectrique peut être appliqué sur la facette avant ou arrière pour augmenter partiellement sa réflectivité mais le revêtement nécessite une épaisseur proportionnelle à la longueur d'onde. Un revêtement métallique sur isolant peut aussi être appliqué sur la facette arrière pour porter la réflectivité de la facette jusqu'à une valeur de 99 %. Nous avons donc opté pour cette deuxième option.

J'ai réalisé des dépôts haute réflectivité sur un guide diélectrique dans le système de matériaux InP et sur un guide métal-métal dans le système de matériaux InAs. Après un procédé de fabrication complet les rubans lasers sont placés entre des lames de verre, protégés par de la cire (pour assurer une protection physique de l'échantillon mais aussi dans le but d'éviter tout court-circuit lié au dépôt), de façon qu'uniquement une très petite partie de l'échantillon soit accessible au dépôt comme schématisé sur la figure H.1. Une couche d'isolant Al_2O_3 est ensuite déposée pour éviter tout court-circuit, suivie d'une couche d'accroche de titane, de la couche d'or qui sert de miroir et d'une seconde couche Al_2O_3 pour encapsuler le dépôt. Le dépôt est effectué dans une bâti Plassys avec un angle de 45° , ce qui permet d'éviter tout dépôt sur le contact supérieur.

Les échantillons sont ensuite clivés de façon à obtenir des échantillons de même taille dont une partie possède une facette avec le dépôt haute réflectivité.

Les mesures effectuées sur le guide diélectrique sont présentées en figure H.3. En ce qui concerne le dépôt sur le guide métal-métal, tous les dépôts effectués ont aboutis à un décollement de l'ensemble du dépôt, comme on peut l'observer sur la figure H.2, ne nous permettant pas d'obtenir de résultats.

La différence entre les deux types d'échantillons nous donne une différence maximale de température de 35 K et une puissance optique multipliée par un facteur d'environ 2 en fonction de la qualité de la facette et du ruban. Néanmoins il n'y a pas de baisse significative de la valeur du courant de seuil de la structure.

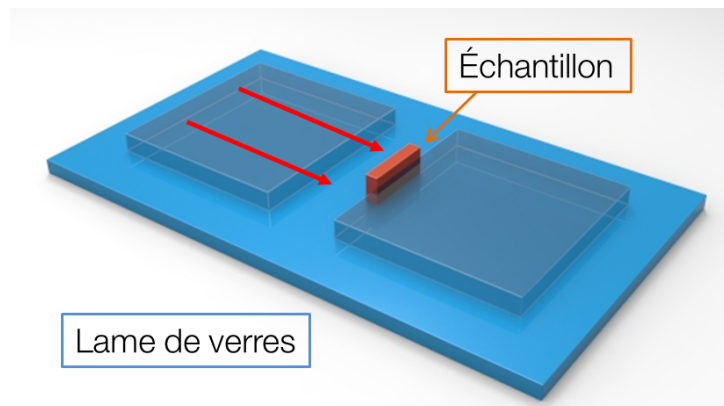


FIGURE H.1. – Schématisation de la méthode de dépôt. L'échantillon, représenté en orange, est coincé entre deux lames de verre. Pour le protéger et assurer son maintien, on procède à son enrobage dans de la cire qui pourra ensuite être retirée avec la même méthode (i. e. sur une plaque chauffante à 120 °). L'échantillon ne dépasse des lames que de quelques dixièmes de millimètres pour obtenir un dépôt sur la facette arrière uniquement.

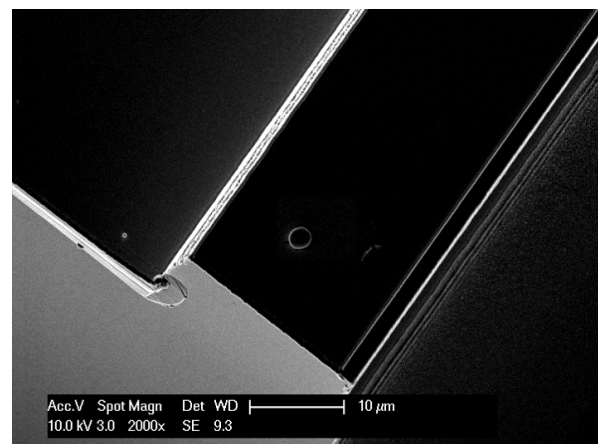
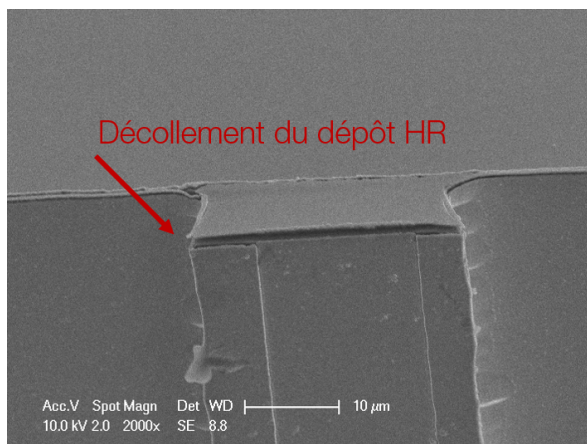


FIGURE H.2. – Image en microscopie électronique du dépôt haute réflectivité sur une des facettes d'un ruban laser Fabry-Pérot a) guide diélectrique sur système de matériaux InP b) guide métal-métal sur système de matériaux InAs. On peut voir un décollement du dépôt sur le guide en InAs.

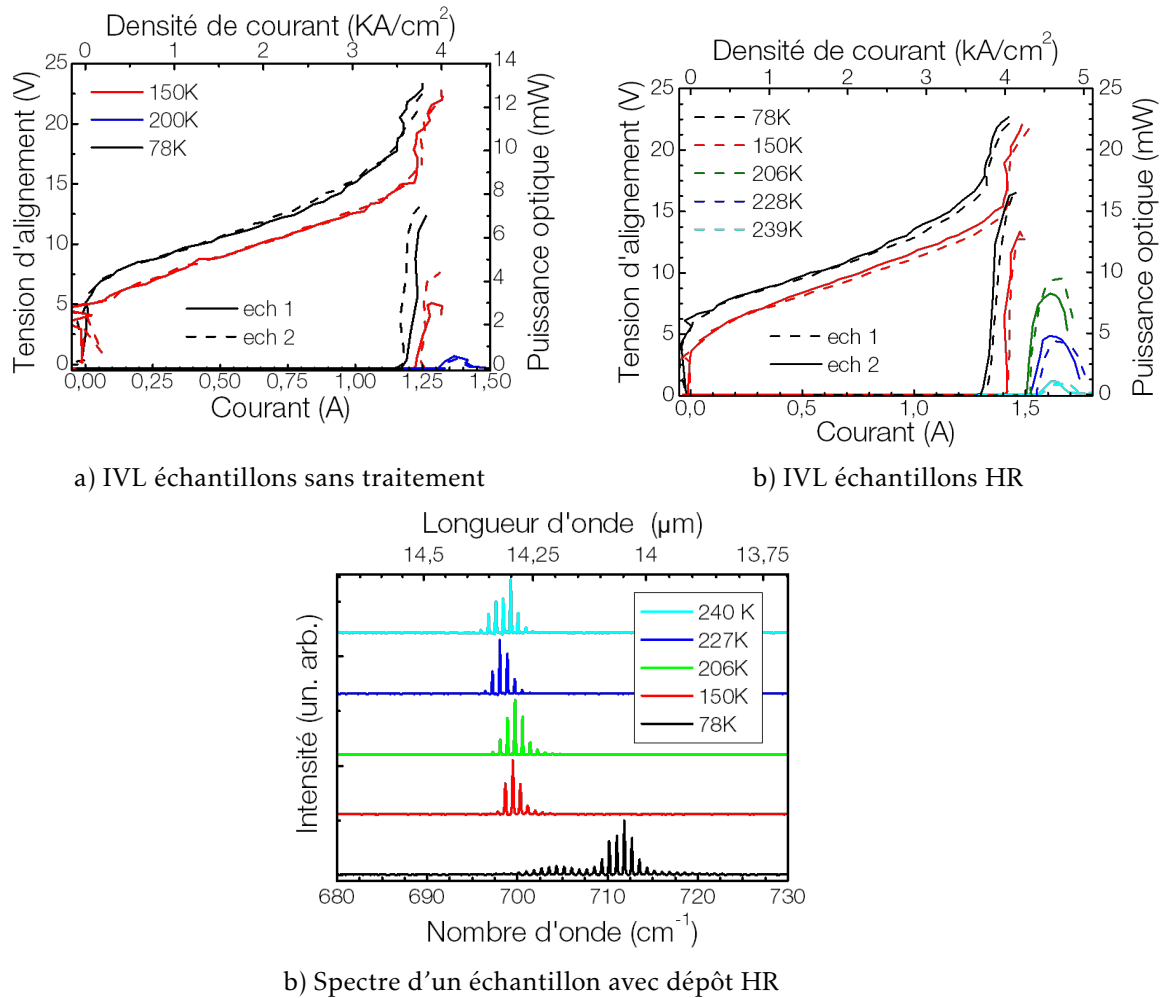


FIGURE H.3. – Données expérimentales obtenues à différentes températures du doigt du cryostat en injectant une impulsion de 50 ns à un taux de répétition de 84kHz sur un ruban laser Fabry-Pérot typique de l'échantillon MR3292. Le signal est récolté par le bias d'un FTIR et de son MCT interne. Les dimensions des rubans lasers sans traitement a) 1,5 mm de long pour 22 μm de large. Les dimensions des rubans lasers avec dépôt haute réflectivité b) sont de 1,6 mm de long pour 22 μm de large. Spectres d'émission d'un ruban avec dépôt HR Spectres d'émission du laser à différentes températures du doigt, la résolution est de 0.125 cm^{-1} .

2. Dépôt d'or électrolytique

Un aspect à prendre en compte pour l'amélioration des lasers à cascade est la dissipation de chaleur du dispositif. Si on prend comme exemple un dispositif laser présenté dans ce manuscrit, à température ambiante au niveau du seuil, on injecte déjà 15 V et 1.7 A dans un ruban laser dont la région active équivaut à $2,4e-13 \text{ m}^{-3}$. Avec un rendement (WPE) de 0,01 %, la quasi totalité de la puissance électrique injectée doit être dissipée sous forme de chaleur. L'équivalent de dizaines de Watts doivent alors être dissipés par une très petite surface, en partie en contact avec l'air, pour éviter un échauffement de la structure entraînant une dégradation des performances. L'or est un très bon conducteur de chaleur mais la surface en contact avec la région active est faible (contact supérieur et inférieur). Certaines géométries, comme le ruban enterré [129] permettent une meilleure évacuation de la chaleur dans toutes les directions car le semi-conducteur dissipe mieux la chaleur que l'air. Une autre approche plus pratique, puisqu'elle évite la reprise d'épitaxie, consiste à déposer une épaisse couche d'or pour améliorer la dissipation thermique globale du dispositif [130].

La vitesse de dépôt dans le bâti utilisé pour réaliser les différents contact des dispositifs peut atteindre une valeur de l'ordre du nanomètre par seconde. L'épaisseur que l'on cherche à déposer se chiffre en microns, on va donc utiliser une autre technique de déposition qu'est l'électrolyse. L'or dissout dans un solvant est déposé par le biais de réactions chimiques (oxydo-réduction) produites grâce à une activation électrique entre deux électrodes. La figure H.4 présente une image du dispositif de dépôt que j'ai utilisé. La vitesse de déposition est contrôlée par un générateur de courant. En dessous d'une vitesse de déposition de $0,2 \mu\text{m}/\text{min}$, on obtient un dépôt de très bonne qualité.

Dans un premier temps, j'ai réalisé des dépôts d'or directement sur le contact supérieur, ce qui revient à augmenter la surface de dissipation en contact avec l'air. La figure H.5 présente deux exemples de dépôts sur un guide diélectrique (InP) et sur un guide métal-métal (InAs). Ces premiers tests n'ont pas démontrés d'amélioration significative en terme de température maximale de fonctionnement ou de cycle de fonctionnement maximal du laser.

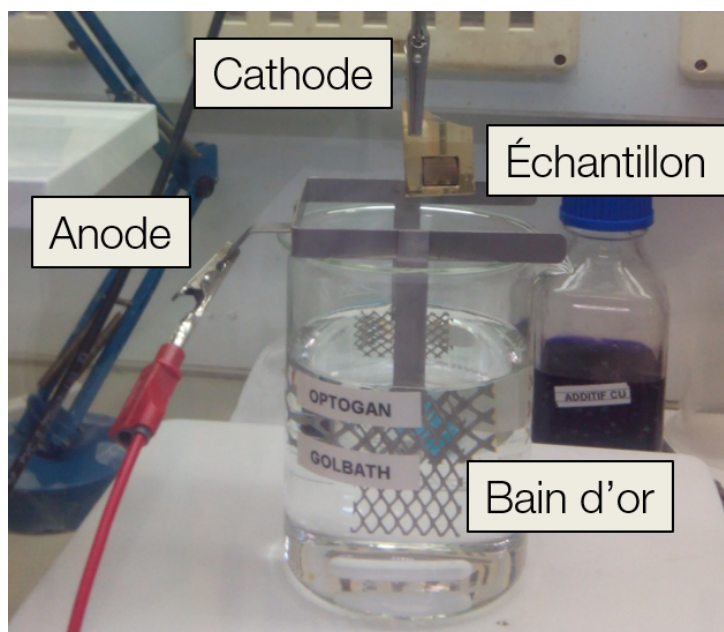


FIGURE H.4. – Photo du dispositif expérimental qui permet de réaliser les dépôts d'or électrolytique. L'échantillon est plongé dans le bain contenant de l'or en solution. Il est collé sur une lame de verre sur laquelle on a préalablement déposé de l'or, pour assurer le passage du courant.

La figure H.6 présente une image en microscopie électronique d'un dépôt qui vient enrober tout le ruban laser en reliant l'or électrolytique avec la base de l'échantillon par l'intermédiaire d'un isolant pour éviter tout court-circuit. Cette fois-ci, on ne vient pas seulement augmenter la surface de dissipation, on améliore aussi la capacité dissipative du dispositif.

Toutes les étapes du procédé de déposition sont effectuées sur l'échantillon sur lequel le dépôt électrolytique est réalisé en partie, de manière à obtenir un échantillon référence.

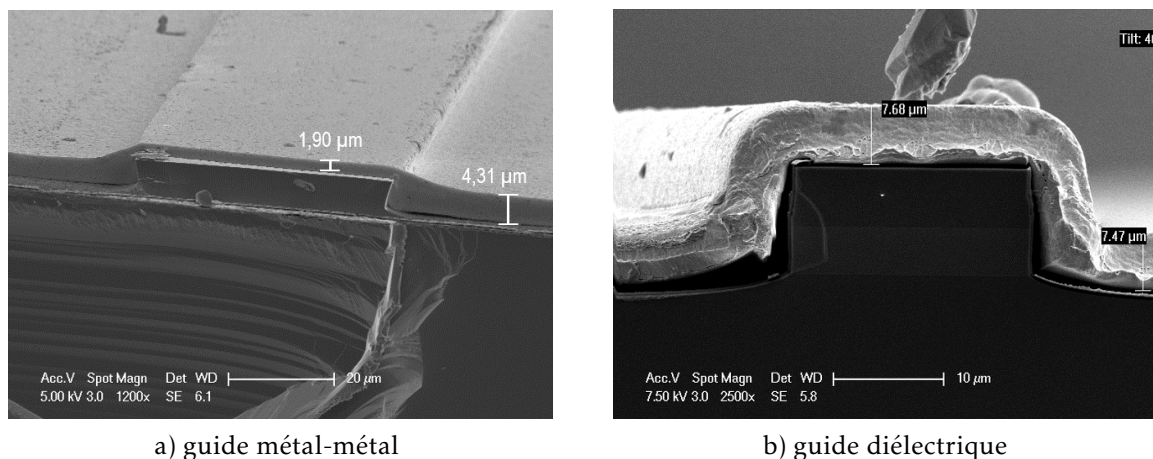


FIGURE H.5. – Image en microscopie électronique d'échantillons sur lesquels à été réalisé un dépôt d'or électrolytique. a) Ruban laser métal-métal sur système de matériaux InAs. a) Ruban laser diélectrique sur système de matériaux InP. La quantité d'or déposée varie en fonction de la résistance rencontrée par les électrons. On retrouve le plus souvent une épaisseur inférieure sur la partie supérieure des rubans.

Des résultats préliminaires, présentés sur la figure H.7, sur un guide en métal-métal en GaAs émettant dans le domaine du terahertz, montrent une différence de 11 K entre l'échantillon référence et l'échantillon avec le dépôt d'or électrolytique. On observe aussi une légère réduction du seuil. Ces observations semblent démontrer que la température de la région active est plus faible dans le cas du dépôt d'or électrolytique.

Ces résultats doivent néanmoins être considérés avec précaution car, premièrement, le procédé de fabrication a entraîné beaucoup de pertes sur l'échantillon et peu d'échantillons ont fonctionné. D'autre part la comparaison avec les précédents résultats obtenus avec la même plaque démontre que la température maximale de fonctionnement est moins élevée avec ce procédé. Une des pistes conduisant à cette dégradation peut être le long temps de déposition à haute température de l'isolant qui a pu endommager le wafer-bonding de l'échantillon.

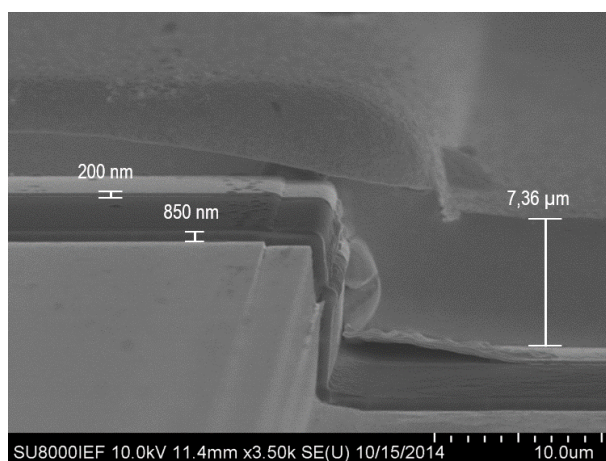


FIGURE H.6. – Image en microscopie électronique d'un échantillon sur système de matériau GaAs sur lequel a été réalisé un dépôt d'or électrolytique. On peut distinguer une première couche sombre d'environ 850 nm au-dessus du ruban laser correspondant à l'isolant, une seconde couche d'environ 200 nm correspond à un dépôt d'or par évaporation, puis une dernière couche d'environ 7,36 μm correspondant au dépôt d'or électrolytique.

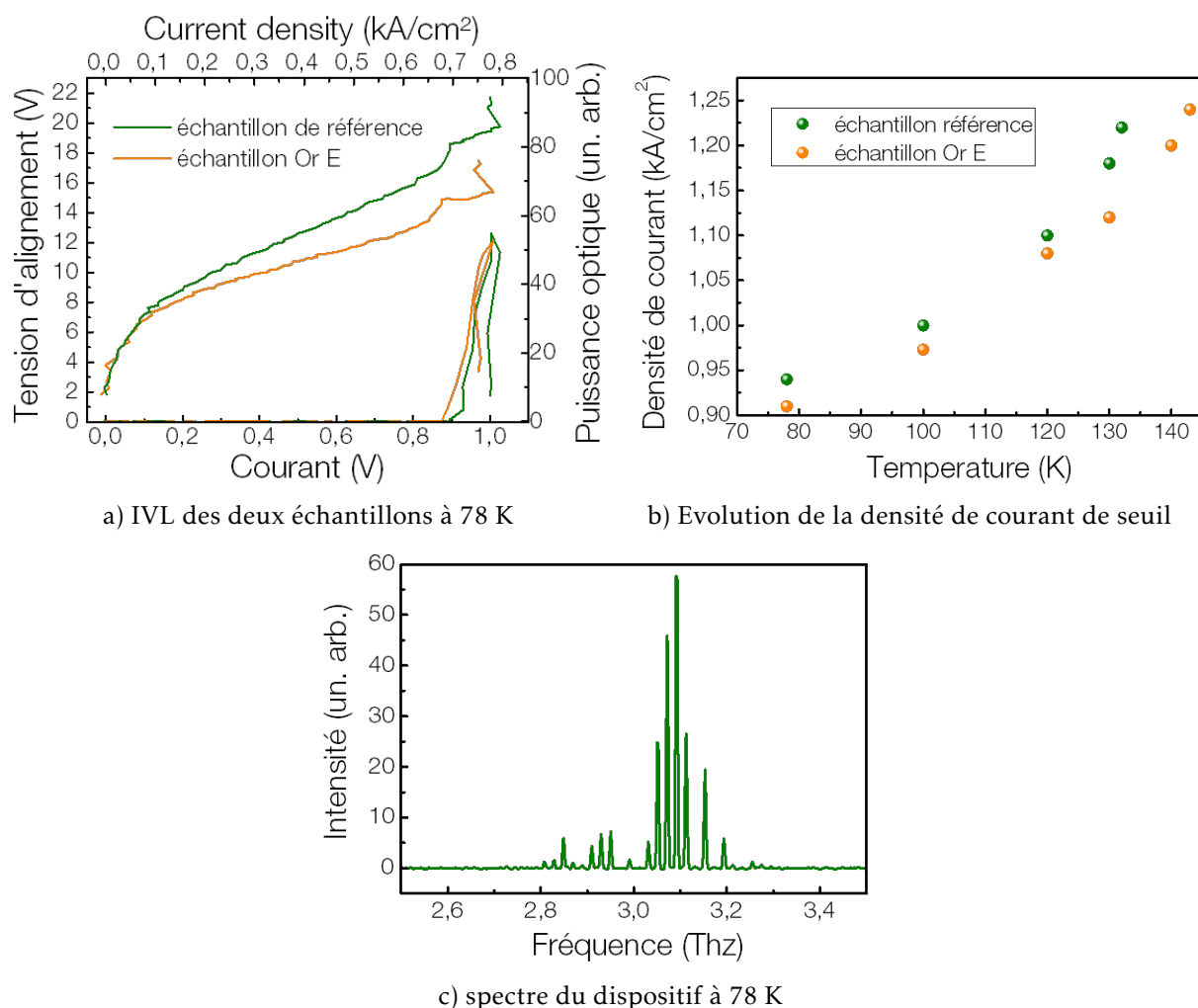


FIGURE H.7. – Données expérimentales obtenues en injectant une impulsion de 100 ns à un taux de répétition de 33kHz sur un ruban laser Fabry-Pérot métal-métal de l'échantillon L1074. Le signal est récolté par le biais d'un FTIR et de son détecteur interne. Les dimensions des rubans lasers sont de XX a) IVL d'un ruban laser de référence et d'un ruban avec dépôt d'or électrolytique. On peut remarquer que la résistance différentielle du dispositif avec le dépôt d'or électrolytique est nettement inférieure. b) Évolution de la densité de courant de seuil des dispositifs avec la température c) Spectre de l'échantillon à 78K.

Bibliographie

- [1] L. C. WEST et S. J. EGLASH, « First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a *gaas* quantum well », *Applied Physics Letters* **46**, 1156–1158 (1985) (cf. p. 1, 7, 12).
- [2] J. FAIST, F. CAPASSO, D. L. SIVCO, C. SIRTORI, A. L. HUTCHINSON et A. Y. CHO, « Quantum cascade laser », *Science* **264**, 553–556 (1994) (cf. p. 1, 7, 12, 20).
- [3] Y. YAO, A. J. HOFFMAN et C. F. GMACHL, « Mid-infrared quantum cascade lasers », *Nat Photon* **6**, 432–439 (2012) (cf. p. 1, 20).
- [4] Y. BAI, N. BANDYOPADHYAY, S. TSAO, S. SLIVKEN et M. RAZEGHI, « Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency », *Applied Physics Letters* **98**, 181102 (2011) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3586773> (cf. p. 2).
- [5] D. DINI, R. KÖHLER, A. TREDICUCCI, G. BIASIOL et L. SORBA, « Microcavity Polariton Splitting of Intersubband Transitions », *Phys. Rev. Lett.* **90**, 116401 (2003) (cf. p. 2, 22).
- [6] R. COLOMBELLI, C. CIUTI, Y. CHASSAGNEUX et C. SIRTORI, « Quantum cascade intersubband polariton light emitters », *Semicond. Sci. Technol* **20**, 985–990 (2005) (cf. p. 2, 22, 73).
- [7] S. DE LIBERATO et C. CIUTI, « Stimulated Scattering and Lasing of Intersubband Cavity Polaritons », *Phys. Rev. Lett.* **102**, 136403 (2009) (cf. p. 2, 27, 73).
- [8] S. DE LIBERATO, C. CIUTI et C. C. PHILLIPS, « Terahertz lasing from intersubband polariton-polariton scattering in asymmetric quantum wells », *Phys. Rev. B* **87**, 241304 (2013) (cf. p. 2).
- [9] L. SAPIENZA, A. VASANELLI, R. COLOMBELLI, C. CIUTI, Y. CHASSAGNEUX, C. MANQUEST, U. GENNSER et C. SIRTORI, « Electrically Injected Cavity Polaritons », *Phys. Rev. Lett.* **100**, 136806 (2008) (cf. p. 2, 22, 74).
- [10] M. GEISER, G. SCALARI, F. CASTELLANO, M. BECK et J. FAIST, « Room temperature terahertz polariton emitter », *Applied Physics Letters* **101**, 141118 (2012) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4757611> (cf. p. 2, 22, 28).
- [11] E. ROSENCHER et B. VINTER, *Optoelectronique*, sous la dir. de DUNOD (DUNOD, 1998) (cf. p. 6, 87).
- [12] Z. F. ROBERT, G. M. G. M. E. E et S. E. W., « High gain field-effect transistor-loaded amplifier », US Patent 3,286,189 (1966) (cf. p. 7).
- [13] M. HELM, "the basic physics of intersubband transitions" in *Intersubband transitions in quantum wells : physics and device applications I, semiconductors and semimetals*, sous la dir. de H. LIU et C. I. F. CAPASSO (vol 62, 2000) (cf. p. 7–9, 11, 74).
- [14] C. GMACHL, F. CAPASSO, D. L. SIVCO et A. Y. CHO, « Recent progress in quantum cascade lasers and applications », *Reports on Progress in Physics* **64**, 1533 (2001) (cf. p. 7, 12, 18).
- [15] B. F. LEVINE, « Quantum-well infrared photodetectors », *Journal of Applied Physics* **74**, R1–R81 (1993) (cf. p. 7).
- [16] V. RYZHII, éd., *Intersubband infrared photodetectors* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2003) (cf. p. 7).
- [17] J. LEE, M. TYMCHENKO, C. ARGYROPOULOS, P.-Y. CHEN, F. LU, F. DEMMERLE, G. BOEHM, M.-C. AMANN, A. ALU et M. A. BELKIN, « Giant nonlinear response from plasmonic metasurfaces coupled to intersubband transitions », *Nature* **511**, 65–69 (2014) (cf. p. 7).
- [18] G. BASTARD, « Superlattice band structure in the envelope-function approximation », *Phys. Rev. B* **24**, 5693–5697 (1981) (cf. p. 8).

- [19] G. BASTARD, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, sous la dir. de L. éditions de PHYSIQUES (1988) (cf. p. 8, 10).
- [20] M. Fox, *Quantum optics an introduction* (Oxford University Press, 2006) (cf. p. 11).
- [21] R. K. R. SURIS, « Possible amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice », *Soviet Physics Semiconductors* 5, 707–709 (1971) (cf. p. 12).
- [22] M. HELM, "the basic physics of intersubband transitions" in *Intersubband transitions in quantum wells : physics and device applications II, semiconductors and semimetals*, sous la dir. de H. LIU et C. I. F. CAPASSO (vol 66, 2000) (cf. p. 14).
- [23] C. SIRTORI et R. TEISSIER, *Intersubband transitions in quantum structures - chapter 1*, sous la dir. de M.-H. NANOSCIENCE et TECHNOLOGY (McGraw-Hill Nanoscience et Technology, 2006) (cf. p. 15).
- [24] R. FERREIRA et G. BASTARD, « Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures », *Phys. Rev. B* 40, 1074–1086 (1989) (cf. p. 16, 29).
- [25] F. BELTRAM, F. CAPASSO, D. L. SIVCO, A. L. HUTCHINSON, S.-N. G. CHU et A. Y. CHO, « Scattering-controlled transmission resonances and negative differential conductance by field-induced localization in superlattices », *Phys. Rev. Lett.* 64, 3167–3170 (1990) (cf. p. 17).
- [26] C. SIRTORI, F. CAPASSO, J. FAIST, A. HUTCHINSON, D. L. SIVCO et A. Y. CHO, « Resonant tunneling in quantum cascade lasers », *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 34, 1722–1729 (1998) (cf. p. 17, 18, 56).
- [27] J. FAIST, F. CAPASSO, C. SIRTORI, D. L. SIVCO, J. N. BAILLARGEON, A. L. HUTCHINSON, S.-N. G. CHU et A. Y. CHO, « High power mid-infrared temperature ($\lambda \sim 5\mu m$) quantum cascade lasers operating above room temperature », *Applied Physics Letters* 68, 3680–3682 (1996) (cf. p. 18).
- [28] D. CHASTANET, G. LOLLIA, A. BOUSSEKSOU, M. BAHRIZ, P. LAFFAILLE, A. N. BARANOV, F. JULIEN, R. COLOMBELLI et R. TEISSIER, « Long-infrared InAs-based quantum cascade lasers operating at 291K ($\lambda = 19\mu m$) with metal-metal resonators », *Applied Physics Letters* 104, 021106 (2014) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4861465> (cf. p. 18, 19, 53, 55, 93).
- [29] D. HOFSTETTER, M. BECK, T. AELLEN et J. FAIST, « High-temperature operation of distributed feedback quantum-cascade lasers at $5.3\mu m$ », *Applied Physics Letters* 78, 396–398 (2001) (cf. p. 19).
- [30] D. HOFSTETTER, M. BECK, T. AELLEN, J. FAIST, U. OESTERLE, M. ILEGEMS, E. GINI et H. MELCHIOR, « Continuous wave operation of a $9.3\mu m$ quantum cascade laser on a Peltier cooler », *Applied Physics Letters* 78, 1964–1966 (2001) (cf. p. 19, 121).
- [31] A. TREDICUCCI, F. CAPASSO, C. GMACHL, D. L. SIVCO, A. L. HUTCHINSON et A. Y. CHO, « High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices », *Applied Physics Letters* 73, 2101–2103 (1998) (cf. p. 19).
- [32] J. FAIST, M. BECK, T. AELLEN et E. GINI, « Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition », *Applied Physics Letters* 78, 147–149 (2001) (cf. p. 19).
- [33] C. SIRTORI, P. KRUCK, S. BARBIERI, P. COLLOT, J. NAGLE, M. BECK, J. FAIST et U. OESTERLE, « $gaas/al_xga_{1-x}as$ quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters* 73, 3486–3488 (1998) (cf. p. 20).
- [34] O. CATHABARD, R. TEISSIER, J. DEVENSON, J. C. MORENO et A. N. BARANOV, « Quantum cascade lasers emitting near $2.6\mu m$ », *Applied Physics Letters* 96, 141110 (2010) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3385778> (cf. p. 20).
- [35] J. P. COMMINS, D. G. REVIN, S. Y. ZHANG, A. B. KRYSA, K. KENNEDY et J. W. COCKBURN, « High peak power $\lambda \sim 3.3$ and $3.5\mu m$ InGaAs/AlAs(Sb) quantum cascade lasers operating up to 400 K », *Applied Physics Letters* 97, 031108 (2010) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3464551> (cf. p. 20).
- [36] C. DEUTSCH, M. KRALL, M. BRANDSTETTER, H. DETZ, A. M. ANDREWS, P. KLANG, W. SCHRENK, G. STRASSER et K. UNTERRAINER, « High performance $ingaas/gaassb$ terahertz quantum cascade lasers operating up to 142 K », *Applied Physics Letters* 101, 211117 (2012) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4766915> (cf. p. 20).
- [37] S. KOHEN, B. S. WILLIAMS et Q. HU, « Electromagnetic modeling of terahertz quantum cascade laser waveguides and resonators », *Journal of Applied Physics* 97, 053106 (2005) <http://dx.doi.org/10.1063/1.1855394> (cf. p. 20).

- [38] S. FATHOLOLOUMI, E. DUPONT, C. CHAN, Z. WASILEWSKI, S. LAFRAMBOISE, D. BAN, A. MÁTYÁS, C. JIRAUSCHEK, Q. HU et H. C. LIU, « Terahertz quantum cascade lasers operating up to ~ 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling », *Opt. Express* **20**, 3866–3876 (2012) (cf. p. 20).
- [39] O. CATHABARD, R. TEISSIER, J. DEVENSON, J. C. MORENO et A. N. BARANOV, « Quantum cascade lasers emitting near $2.6\mu\text{m}$ », *Applied Physics Letters* **96**, 141110 (2010) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3385778> (cf. p. 20, 29).
- [40] K. OHTANI et H. OHNO, « InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at $10\mu\text{m}$ », *Applied Physics Letters* **82**, 1003–1005 (2003) (cf. p. 20, 30).
- [41] R. TEISSIER, D. BARATE, A. VICET, D. A. YAREKHA, C. ALIBERT, A. N. BARANOV, X. MARCADET, M. GARCIA et C. SIRTORI, « Inas/alsb quantum cascade lasers operating at $6.7\mu\text{m}$ », *Electronics Letters* **39**, 1252–1254 (2003) (cf. p. 20, 30).
- [42] R. COLOMBELLI, F. CAPASSO, C. GMACHL, A. L. HUTCHINSON, D. L. SIVCO, A. TREDICUCCI, M. C. WANKE, A. M. SERGENT et A. Y. CHO, « Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at $21.5\mu\text{m}$ and $24\mu\text{m}$ wavelengths », *Applied Physics Letters* **78**, 2620–2622 (2001) (cf. p. 21).
- [43] A. TREDICUCCI, C. GMACHL, F. CAPASSO, D. L. SIVCO, A. L. HUTCHINSON et A. Y. CHO, « Long wavelength superlattice quantum cascade lasers at $\lambda \approx \mu\text{m}$ », *Applied Physics Letters* **74**, 638–640 (1999) (cf. p. 21).
- [44] J. ULRICH, J. KREULER, W. SCHRENK, G. STRASSER et K. UNTERRAINER, « Long wavelength (15 and $23\mu\text{m}$) GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters* **80**, 3691–3693 (2007) (cf. p. 21).
- [45] K. FUJITA, M. YAMANISHI, T. EDAMURA, A. SUGIYAMA et S. FURUTA, « Extremely high t_0 values ($\sim 450k$) of long-wavelength ($\sim 15\mu\text{m}$), low-threshold-current-density quantum-cascade lasers based on the indirect pump scheme », *Applied Physics Letters* **97**, 201109 (2010) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3518487> (cf. p. 21, 35, 36).
- [46] M. ROCHAT, D. HOFSTETTER, M. BECK et J. FAIST, « Long-wavelength ($\lambda \approx 16\mu\text{m}$), room-temperature, single-frequency quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition », *Applied Physics Letters* **79**, 4271–4273 (2001) (cf. p. 21, 35, 36).
- [47] A. TREDICUCCI, C. GMACHL, M. C. WANKE, F. CAPASSO, A. L. HUTCHINSON, D. L. SIVCO, S.-N. G. CHU et A. Y. CHO, « Surface plasmon quantum cascade lasers at $\lambda \sim 19\mu\text{m}$ », *Applied Physics Letters* **77**, 2286–2288 (2000) (cf. p. 21).
- [48] J. FAN, M. BELKIN, M. TROCCOLI, S. CORZINE, D. BOUR, G. HÖFLER et F. CAPASSO, « Double-metal waveguide $\lambda \approx 19\mu\text{m}$ quantum cascade lasers grown by metal organic vapour phase epitaxy », *English, Electronics Letters* **43**, 1284–1285 (2007) (cf. p. 21, 55, 56).
- [49] G. T. FOSTER, S. L. MIELKE et L. A. OROZCO, « Intensity correlations in cavity QED », *Phys. Rev. A* **61**, 053821 (2000) (cf. p. 22).
- [50] C. WEISBUCH, M. NISHIOKA, A. ISHIKAWA et Y. ARAKAWA, « Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity », *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314–3317 (1992) (cf. p. 22).
- [51] A. AMO, J. LEFRERE, S. PIGEON, C. ADRADOS, C. CIUTI, I. CARUSOTTO, R. HOUDRE, E. GIACOBINO et A. BRAMATI, « Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities », *Nat Phys* **5**, 805–810 (2009) (cf. p. 22).
- [52] J. KASPRZAK, M. RICHARD, S. KUNDERMANN, A. BAAS, P. JEAMBRUN, J. M. J. KEELING, F. M. MARCHETTI, M. H. SZYMANSKA, R. ANDRE, J. L. STAEHLI, V. SAVONA, P. B. LITTLEWOOD, B. DEVEAUD et L. S. DANG, « Bose-einstein condensation of exciton polaritons », *Nature* **443**, 409–414 (2006) (cf. p. 22, 27).
- [53] A. LIU, « Rabi splitting of the optical intersubband absorption line of multiple quantum wells inside a Fabry-Pérot microcavity », *Phys. Rev. B* **55**, 7101–7109 (1997) (cf. p. 22).
- [54] A. DELTEIL, « Exaltation multicorps du couplage lumière-matière », thèse de doct. (Université Paris Diderot - Paris 7, déc. 2012) (cf. p. 23).
- [55] C. CIUTI, G. BASTARD et I. CARUSOTTO, « Quantum vacuum properties of the intersubband cavity polariton field », *Phys. Rev. B* **72**, 115303 (2005) (cf. p. 23).
- [56] J. J. HOPFIELD, « Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals », *Phys. Rev.* **112**, 1555–1567 (1958) (cf. p. 23).

- [57] Y. TODOROV, A. M. ANDREWS, I. SAGNES, R. COLOMBELLI, P. KLANG, G. STRASSER et C. SIRTORI, « Strong Light-Matter Coupling in Subwavelength Metal-Dielectric Microcavities at Terahertz Frequencies », *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186402 (2009) (cf. p. 26, 78, 120).
- [58] M. GEISER, F. CASTELLANO, G. SCALARI, M. BECK, L. NEVOU et J. FAIST, « Ultrastrong Coupling Regime and Plasmon Polaritons in Parabolic Semiconductor Quantum Wells », *Phys. Rev. Lett.* **108**, 106402 (2012) (cf. p. 26).
- [59] G. SCALARI, C. MAISSEN, D. TURČINKOVÁ, D. HAGENMÜLLER, S. DE LIBERATO, C. CIUTI, C. REICHL, D. SCHUH, W. WEGSCHEIDER, M. BECK et J. FAIST, « Ultrastrong Coupling of the Cyclotron Transition of a 2d Electron Gas to a THz Metamaterial », *Science* **335**, 1323–1326 (2012) (cf. p. 26).
- [60] B. ASKENAZI, A. VASANELLI, A. DELTEIL, Y. TODOROV, L. C. ANDREANI, G. BEAUDOIN, I. SAGNES et C. SIRTORI, « Ultra-strong light-matter coupling for designer Reststrahlen band », *New Journal of Physics* **16**, 043029 (2014) (cf. p. 26, 78).
- [61] L. NGUYEN-THÊ, S. DE LIBERATO, M. BAMBA et C. CIUTI, « Effective polariton-polariton interactions of cavity-embedded two-dimensional electron gases », *Phys. Rev. B* **87**, 235322 (2013) (cf. p. 27).
- [62] P. BHATTACHARYA, T. FROST, S. DESHPANDE, M. Z. BATEN, A. HAZARI et A. DAS, « Room temperature electrically injected polariton laser », *Phys. Rev. Lett.* **112**, 236802 (2014) (cf. p. 27).
- [63] D. BAJONI, « Polariton lasers. Hybrid light-matter lasers without inversion », *Journal of Physics D: Applied Physics* **45**, 313001 (2012) (cf. p. 27, 69).
- [64] I. CARUSOTTO et C. CIUTI, « Quantum fluids of light », *Rev. Mod. Phys.* **85**, 299–366 (2013) (cf. p. 27).
- [65] L. S. DANG, D. HEGER, R. ANDRÉ, F. BÆUF et R. ROMESTAIN, « Stimulation of Polariton Photoluminescence in Semiconductor Microcavity », *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3920–3923 (1998) (cf. p. 27).
- [66] R. COLOMBELLI et J.-M. MANCEAU, « Perspectives for Intersubband Polariton Lasers », *Phys. Rev. X* **5**, 011031 (2015) (cf. p. 27, 28).
- [67] P. JOUY, A. VASANELLI, Y. TODOROV, L. SAPIENZA, R. COLOMBELLI, U. GENNSEN et C. SIRTORI, « Intersubband electroluminescent devices operating in the strong-coupling regime », *Phys. Rev. B* **82**, 045322 (2010) (cf. p. 28).
- [68] S. DE LIBERATO et C. CIUTI, « Quantum theory of electron tunneling into intersubband cavity polariton states », *Phys. Rev. B* **79**, 075317 (2009) (cf. p. 28).
- [69] J. DEVENSON, R. TEISSIER, O. CATHABARD et A. N. BARANOV, « InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting below $3\mu\text{m}$ », *Applied Physics Letters* **90**, 111118 (2007) <http://dx.doi.org/10.1063/1.2714098> (cf. p. 29).
- [70] F. P. e. a. KESAMANLY, *Fiz. Tekhn. Polupr* (1969) (cf. p. 29).
- [71] Y.-C. C. C. MAILHIOT et T. C. MCGILL, « Energy spectra approximation $gaas-ga1-xai_xas$ quantum well structures in the effective mass approximation », *Journal of Vacuum Science & Technology A* **21**, 519–523 (1982) (cf. p. 29).
- [72] R. J. NICHOLAS, S. J. SESSIONS et J. C. PORTAL, « Cyclotron resonance and the magnetophonon effect in $ga_{1-x}as_y$ », *Applied Physics Letters* **37**, 178–180 (1980) (cf. p. 29).
- [73] E. BENVENISTE, A. VASANELLI, A. DELTEIL, J. DEVENSON, R. TEISSIER, A. BARANOV, A. M. ANDREWS, G. STRASSER, I. SAGNES et C. SIRTORI, « Influence of the material parameters on quantum cascade devices », *Applied Physics Letters* **93**, 131108 (2008) <http://dx.doi.org/10.1063/1.2991447> (cf. p. 29).
- [74] J. H. SMET, C. G. FONSTAD et Q. HU, « Intrawell and interwell intersubband transitions in multiple quantum wells for far-infrared sources », *Journal of Applied Physics* **79**, 9305–9320 (1996) (cf. p. 30).
- [75] A. BARANOV et R. TEISSIER, « Quantum Cascade Lasers in the InAs/AlSb Material System », *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **21**, 85–96 (2015) (cf. p. 30).
- [76] J. B. KHURGIN, Y. DIKMELIK, P. Q. LIU, A. J. HOFFMAN, M. D. ESCARRA, K. J. FRANZ et C. F. GMACHL, « Role of interface roughness in the transport and lasing characteristics of quantum-cascade lasers », *Applied Physics Letters* **94**, 091101 (2009) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3093819> (cf. p. 30).

- [77] J. DEVENSON, D. BARATE, O. CATHABARD, R. TEISSIER et A. N. BARANOV, « Very short wavelength ($\lambda = 3.1\text{--}3.3\mu\text{m}$) quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters* **89**, 191115 (2006) <http://dx.doi.org/10.1063/1.2387473> (cf. p. 30).
- [78] J. DEVENSON, D. BARATE, R. TEISSIER et A. N. BARANOV, « Short wavelength ($\lambda = 3.5\text{--}3.65\mu\text{m}$) InAs/AlSb quantum cascade lasers », *Electronics Letters* **42**, 1284–1285 (2006) (cf. p. 30).
- [79] Y. CHASSAGNEUX, « Photonique pour les lasers à cascade quantique térahertz », thèse de doct. (Université Paris Sud 11, 2009) (cf. p. 31, 64).
- [80] M. BASS, E. W. V. STRYKAND, D. R. WILLIAMS et W. L. WOLFE, *Handbook of optics*, sous la dir. de McGRAW-HILL (1995) (cf. p. 32).
- [81] W. P. DUMKE, « Quantum theory of free carrier absorption », *Phys. Rev.* **124**, 1813–1817 (1961) (cf. p. 33).
- [82] W. WALUKIEWICZ, L. LAGOWSKI, L. JASTRZEBSKI, M. LICHTENSTEIGER et H. C. GATOS, « Electron mobility and free-carrier absorption in GaAs : determination of the compensation ratio », *Journal of Applied Physics* **50**, 899–908 (1979) (cf. p. 33).
- [83] O. G. LORIMOR et W. G. SPITZER, « Infrared Refractive Index and Absorption of InAs and CdTe », *Journal of Applied Physics* **36**, 1841–1844 (1965) (cf. p. 33).
- [84] C. NDEBEKA-BANDOU, « Etude théorique de l'absorption par porteurs libres dans les structures à cascade quantique », thèse de doct. (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, <https://hal.archives-ouvertes.fr/LPA-THESE/tel-01080595v1>, juil. 2014) (cf. p. 34).
- [85] E. D. PALIK, *Handbook of optical constants of solids* (Academic Press, 1997) (cf. p. 34, 71).
- [86] M. A. ORDAL, L. L. LONG, R. J. BELL, S. E. BELL, R. R. BELL, R. W. ALEXANDER et 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 », *Appl. Opt.* **22**, 1099–1119 (1983) (cf. p. 34, 36, 40, 61, 70).
- [87] V. MOREAU, « Etude du confinement optique dans les lasers à cascade quantique et leurs applications à la détection », thèse de doct. (Sciences et Technologies de l'Information des Télécommunications et des Systèmes, 2008) (cf. p. 35, 97).
- [88] V. MOREAU, M. BAHRIZ, R. COLOMBELLI, R. PERAHIA, O. PAINTER, L. R. WILSON et A. B. KRYSA, « Demonstration of air-guided quantum cascade lasers without top claddings », *Opt. Express* **15**, 14861–14869 (2007) (cf. p. 36).
- [89] P. LAFFAILLE, J. C. MORENO, R. TEISSIER, M. BAHRIZ et A. N. BARANOV, « High temperature operation of short wavelength InAs-based quantum cascade lasers », *AIP Advances* **2**, 022119 (2012) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4714363> (cf. p. 37, 61).
- [90] C. SIRTORI, C. GMACHL, F. CAPASSO, J. FAIST, D. L. SIVCO, A. L. HUTCHINSON et A. Y. CHO, « Long-wavelength ($\lambda \approx 8\text{--}11.5\mu\text{m}$) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons », *Opt. Lett.* **23**, 1366–1368 (1998) (cf. p. 37).
- [91] K. UNTERRAINER, R. COLOMBELLI, C. GMACHL, F. CAPASSO, H. Y. HWANG, A. M. SERGENT, D. L. SIVCO et A. Y. CHO, « Quantum cascade lasers with double metal-semiconductor waveguide resonators », *Applied Physics Letters* **80**, 3060–3062 (2002) (cf. p. 37).
- [92] M. BAHRIZ, « Lasers à cascade quantique et leurs applications aux cristaux photoniques », thèse de doct. (Université Paris Sud, 2008) (cf. p. 40).
- [93] R. COLOMBELLI, C. GMACHL, A. SERGENT, D. SIVCO, E. NARIMANOV, V. PODOLSKIY, A. CHO et F. CAPASSO, « Surface-plasmon quantum cascade microlasers with highly deformed resonators », *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **12**, 66–70 (2006) (cf. p. 41).
- [94] Y. CHASSAGNEUX, R. COLOMBELLI, W. MAINEULT, S. BARBIERI, S. P. KHANNA, E. H. LINFIELD et A. G. DAVIES, « Graded photonic crystal terahertz quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters* **96**, 031104 (2010) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3273056> (cf. p. 42).
- [95] J. VERBERT, F. MAZEN, T. CHARVOLIN, E. PICARD, V. CALVO, P. NOÉ, J.-M. GÉRARD et E. HADJI, « Efficient coupling of Er-doped silicon-rich oxide to microdisk whispering gallery modes », *Applied Physics Letters* **86**, 111117 (2005) <http://dx.doi.org/10.1063/1.1883331> (cf. p. 42).
- [96] J.-B. JAGER, V. CALVO, E. DELAMADELEINE, E. HADJI, P. NOÉ, T. RICART, D. BUCCI et A. MORAND, « High-q silica microcavities on a chip : from microtoroid to microsphere », *Applied Physics Letters* **99**, 181123 (2011) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3658389> (cf. p. 42).

- [97] G. P. LUO, C. PENG, H. Q. LE, S. S. PEI, W.-Y. HWANG, B. ISHAUG, J. UM, J. N. BAILLARGEON et C.-H. LIN, « Grating-tuned external-cavity quantum-cascade semiconductor lasers », *Applied Physics Letters* **78**, 2834–2836 (2001) (cf. p. 43).
- [98] R. MAULINI, A. MOHAN, M. GIOVANNINI, J. FAIST et E. GINI, « External cavity quantum-cascade laser tunable from 8.2 to 10.4 μm using a gain element with a heterogeneous cascade », *Applied Physics Letters* **88**, 201113 (2006) <http://dx.doi.org/10.1063/1.2205183> (cf. p. 43).
- [99] H. KOGELNIK et C. V. SHANK, « Stimulated emission in a periodic structure », *Applied Physics Letters* **18**, 152–154 (1971) (cf. p. 43).
- [100] C. V. SHANK, J. E. BJORKHOLM et H. KOGELNIK, « Tunable distributed-feedback laser », *Applied Physics Letters* **18**, 395–396 (1971) (cf. p. 43).
- [101] Y. LUO, Y. NAKANO, K. TADA, T. INOUE, H. HOSOMATSU et H. IWAOKA, « Purely gain-coupled distributed feedback semiconductor lasers », *Applied Physics Letters* **56**, 1620–1622 (1990) (cf. p. 43).
- [102] D. BARAT, « Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2,6 μm pour l'analyse de gaz », thèse de doct. (Université Montpellier II Sciences et techniques du Languedoc, 2007) (cf. p. 44).
- [103] J. D. JOANNOPOULOS, S. G. JOHNSON, J. N. WINN et R. D. MEADE, *Photonic crystals molding the flow of light second edition* (Princeton University Press, 2007) (cf. p. 44).
- [104] P. YEH, *Optical waves in layered media*, sous la dir. de B. E. A. SALEH (Wiley, 2005) (cf. p. 45).
- [105] H. KOGELNIK et C. V. SHANK, « Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers », *Journal of Applied Physics* **43**, 2327–2335 (1972) (cf. p. 45, 46).
- [106] R. COLOMBELLI, F. CAPASSO, C. GMACHL, A. L. HUTCHINSON, D. L. SIVCO, A. TREDICUCCI, M. C. WANKE, A. M. SERGENT et A. Y. CHO, « Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths », *Applied Physics Letters* **78**, 2620–2622 (2001) (cf. p. 55).
- [107] A. BOUSSEKSOU, Y. CHASSAGNEUX, R. COLOMBELLI, A. BABUTY, Y. DE WILDE, C. SIRTORI, G. PATRIARCHE, G. BEAUDOIN et I. SAGNES, « Surface-plasmon distributed-feedback mid-infrared quantum cascade lasers based on hybrid plasmon/air-guided modes », in *Ieee lasers and electro-optics society, 2008. leos 2008. 21st annual meeting of the* (nov. 2008), p. 804–805 (cf. p. 59).
- [108] A. BOUSSEKSOU, Y. CHASSAGNEUX, J. R. COUDEVYLLE, R. COLOMBELLI, C. SIRTORI, G. PATRIARCHE, G. BEAUDOIN et I. SAGNES, « Surface-plasmon distributed-feedback quantum cascade lasers operating pulsed, room temperature », *Applied Physics Letters* **95**, 091105 (2009) <http://dx.doi.org/10.1063/1.3202765> (cf. p. 59).
- [109] A. BOUSSEKSOU, R. COLOMBELLI, A. BABUTY, Y. D. WILDE, Y. CHASSAGNEUX, C. SIRTORI, G. PATRIARCHE, G. BEAUDOIN et I. SAGNES, « A semiconductor laser device for the generation of surface-plasmons upon electrical injection », *Opt. Express* **17**, 9391–9400 (2009) (cf. p. 59).
- [110] D. CHASTANET, A. BOUSSEKSOU, G. LOLLIA, M. BAHRIZ, F. H. JULIEN, A. N. BARANOV, R. TEISSIER et R. COLOMBELLI, « High temperature, single mode, long infrared ($\lambda = 17.8 \mu\text{m}$) InAs-based quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters* **105**, 111118 (2014) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4895763> (cf. p. 62, 93).
- [111] M. BERTOLOTTI, V. BOGDANOV, A. FERRARI, A. JASCOW, N. NAZOROVA, A. PIKHTIN et L. SCHIRONE, « Temperature dependence of the refractive index in semiconductors », *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 918–922 (1990) (cf. p. 62).
- [112] O. CATHABARD, R. TEISSIER, J. DEVENSON et A. BARANOV, « InAs-based distributed feedback quantum cascade lasers », *Electronics Letters* **45**, 1028–1030 (2009) (cf. p. 62).
- [113] E. E. ORLOVA, J. N. HOVENIER, T. O. KLAASSEN, I. KA ŠALYNAS, A. J. L. ADAM, J. R. GAO, T. M. KLAPWIJK, B. S. WILLIAMS, S. KUMAR, Q. HU et J. L. RENO, « Antenna model for wire lasers », *Phys. Rev. Lett.* **96**, 173904 (2006) (cf. p. 64).
- [114] C. SIRTORI, S. BARBIERI et R. COLOMBELLI, « Wave engineering with Thz quantum cascade lasers », *Nat Photon* **7**, 691–701 (2013) (cf. p. 64).
- [115] J. ENCINAR et J. REBOLLAR, « Convergence of numerical solutions of open-ended waveguide by modal analysis and hybrid modal-spectral techniques », in *Microwave symposium digest, 1985 ieee mtt-s international* (juin 1985), p. 575–578 (cf. p. 64).

- [116] Y. TODOROV, L. TOSETTO, J. TEISSIER, A. M. ANDREWS, P. KLANG, R. COLOMBELLI, I. SAGNES, G. STRASSER et C. SIRTORI, « Optical properties of metal-dielectric-metal microcavities in the THz frequency range », *Opt. Express* **18**, 13886–13907 (2010) (cf. p. 69).
- [117] J.-M. MANCEAU, S. ZANOTTO, I. SAGNES, G. BEAUDOIN et R. COLOMBELLI, « Optical critical coupling into highly confining metal-insulator-metal resonators », *Applied Physics Letters* **103**, 091110 (2013) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4819491> (cf. p. 69).
- [118] J.-M. MANCEAU, S. ZANOTTO, T. ONGARELLO, L. SORBA, A. TREDICUCCI, G. BIASIOL et R. COLOMBELLI, « Mid-infrared intersubband polaritons in dispersive metal-insulator-metal resonators », *Applied Physics Letters* **105**, 081105 (2014) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4893730> (cf. p. 69).
- [119] M. ZALUNY et C. NALEWAJKO, « Coupling of infrared radiation to intersubband transitions in multiple quantum wells : The effective-medium approach », *Phys. Rev. B* **59**, 13043–13053 (1999) (cf. p. 71).
- [120] L. NGUYEN-THE, « Polariton-polariton interactions in a cavity-embedded 2D-electron gas », thèse de doct. (Université Paris-Diderot - Paris VII, sept. 2014) (cf. p. 73).
- [121] A. DELTEIL, A. VASANELLI, P. JOUY, D. BARATE, J. C. MORENO, R. TEISSIER, A. N. BARANOV et C. SIRTORI, « Optical phonon scattering of cavity polaritons in an electroluminescent device », *Phys. Rev. B* **83**, 081404 (2011) (cf. p. 74).
- [122] B. F. LEVINE, R. J. MALIK, J. WALKER, K. K. CHOI, C. G. BETHEA, D. A. KLEINMAN et J. M. VANDENBERG, « Strong 8.2 μm infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlAs quantum well waveguides », *Applied Physics Letters* **50**, 273–275 (1987) (cf. p. 75).
- [123] P. G. B. HARBECKE, B. HEINZ, « Optical properties of thin films and the Berreman effect », *Applied Physics A* **38**, 263–267 (1985) (cf. p. 78).
- [124] R. L. TOBER, « Active region temperatures of quantum cascade lasers during pulsed excitation », *Journal of Applied Physics* **101**, 044507 (2007) <http://dx.doi.org/10.1063/1.2432478> (cf. p. 88, 91).
- [125] M. BRANDSTETTER, M. A. KAINZ, T. ZEDERBAUER, M. KRALL, S. SCHÖNHUBER, H. DETZ, W. SCHRENK, A. M. ANDREWS, G. STRASSER et K. UNTERRAINER, « InAs based terahertz quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters* **108**, 011109 (2016) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4939551> (cf. p. 94).
- [126] M. BAHRIZ, G. LOLLIA, A. BARANOV et R. TEISSIER, « High temperature operation of far infrared ($\lambda \approx 20\mu\text{m}$) InAs/AlSb quantum cascade lasers with dielectric waveguide », *Opt. Express* **23**, 1523–1528 (2015) (cf. p. 94).
- [127] B. S. WILLIAMS, S. KUMAR, H. CALLEBAUT, Q. HU et J. L. RENO, « Terahertz quantum-cascade laser at $\lambda \approx 100\mu\text{m}$ using metal waveguide for mode confinement », *Applied Physics Letters* **83**, 2124–2126 (2003) (cf. p. 95).
- [128] C. D. FARMER, C. R. STANLEY, C. N. IRONSIDE et A. GARCIA, « Improved GaAs-based quantum cascade laser ($\lambda \sim 11\mu\text{m}$) using high-reflectivity metal facet coating », *Electronics Letters* **38**, 1443–1444 (2002) (cf. p. 121).
- [129] A. EVANS, J. S. YU, J. DAVID, L. DORIS, K. MI, S. SLIVKEN et M. RAZEGHI, « High-temperature, high-power, continuous-wave operation of buried heterostructure quantum-cascade lasers », *Applied Physics Letters* **84**, 314–316 (2004) (cf. p. 124).
- [130] S. FORGET, C. FAUGERAS, J. Y. BENGLOAN, M. CALLIGARO, O. PARILLAUD, M. GIOVANNINI, J. FAIST et C. SIRTORI, « High-power spatial single-mode quantum cascade lasers at 8.9 μm », *Electronics Letters* **41**, 418–419 (2005) (cf. p. 124).

Publications

1. D. Chastanet, G. Lollia, A. Bousseksou, M. Bahriz, P. Laffaille, A. N. Baranov, F. Julien, R. Colombelli et R. Teissier. « Long-infrared InAs-based quantum cascade lasers operating at 291K ($\lambda = 19 \mu\text{m}$) with metal-metal resonators », Applied Physics Letters 104, Janvier (2014)
2. D. Chastanet, A. Bousseksou, G. Lollia, M. Bahriz, F. H. Julien, A. N. Baranov, R. Teissier et R. Colombelli, « High temperature, single mode, long infrared ($\lambda = 17,8 \mu\text{m}$) InAs-based quantum cascade lasers », Applied Physics Letters 105, Septembre 2014

Communications

1. School of Photonics: “Where photonics meets electronics” Cortona, Italy, May 20-24, 2013 : D. Chastanet, A. Bousseksou, R. Colombelli, G. Lollia, M. Bahriz, A. Baranov, R. Teissier; “Quantum cascade lasers at long mid-infrared wavelengths”
2. Compound Semiconductor Week 2014 Montpellier, France - May 11-15, 2014 : D. Chastanet, A. Bousseksou, R. Colombelli, G. Lollia, M. Bahriz, A. Baranov, R. Teissier; Long-Infrared (17-19 μm) InAs-based quantum cascade lasers: room temperature and distributed feedback devices”
3. International Quantum Cascade Lasers School and Workshop 2014, Policoro (Matera) Italy, September 7th -12th, 2014 : D. Chastanet, A. Bousseksou, F.H.Julien, R. Colombelli, G. Lollia, M. Bahriz, A. Baranov, R. Teissier; “Room temperature distributed feedback long-infrared ($\lambda = 18\mu\text{m}$) InAs-based quantum cascade lasers”
4. 13th International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells September Vienna, Austria 6-11, 2015 : D. Chastanet, J-M. Manceau, T. Ongarello, T. Laurent, A. Vasanelli, Y. Todorov, C. Sirtori, G. Beaudoin, I. Sagnes and R. Colombelli; “Electrical injection of intersubband polaritons in dispersive metal-insulator-metal resonators”

Titre : Nouvelles sources compactes dans le moyen-infrarouge : Lasers à cascade quantique (LCQ) au-delà de 16 microns et LED électroluminescentes en régime de couplage fort.

Mots clés : Transitions inter-sous-bandes, semi-conducteurs, lasers à cascade quantique, polaritons inter-sous-bandes

Résumé : Le lointain infrarouge ($16 \mu\text{m} < \lambda < 30 \mu\text{m}$) est un domaine important pour des applications telles que la détection de large molécules organiques (dont les empreintes d'absorption tombent dans cette gamme de longueur d'onde) et pour la radio-astronomie (oscillateurs locaux pour la détection hétérodyne). Malheureusement, cette fenêtre de transparence atmosphérique, communément appelée la 4ème fenêtre de transparence, est un domaine quasi inexploré.

Les lasers à cascade quantique (LCQ) sont des sources de lumière cohérente, couvrant une gamme allant du moyen infrarouge jusqu'au THz, basées sur l'ingénierie de structures de bandes de matériaux semi-conducteurs. Ils démontrent d'excellentes performances dans le domaine du moyen infrarouge mais leur efficacité diminue dans la 4ème fenêtre et au-delà.

L'un des buts de cette thèse est le développement d'une nouvelle génération de LCQ capables de couvrir cette zone spectral avec de bonnes performances, notamment en termes de puissance de sortie du dispositif et de température maximale d'opération. Un point clé dans cette optique est l'utilisation d'un nouveau système de matériaux pour ces longueurs d'onde : l'InAs/AlSb. L'avantage de cette solution réside dans sa très faible masse effective : 0,023 m_0 (comparée à 0,043 m_0 dans les puits d'InGaAs), qui permet d'obtenir un gain plus élevé, résultant dans l'amélioration significative des performances.

Une autre approche fondamentalement différente réside dans le régime de couplage fort. L'utilisation d'un temps caractéristique ultra-rapide, associé aux oscillations de Rabi, peut permettre dans un premier temps de réaliser des sources électroluminescentes avec un meilleur rendement quantique (comparé à une transition inter-sous-bandes nue). Les pseudos particules qui découlent du régime de couplage fort dans les transitions inter-sous-bandes (appelés polaritons inter-sous-bandes) peuvent sous certaines limites se comporter comme des bosons. On entrevoit alors la possibilité de réaliser des sources cohérentes basées sur la relaxation d'un condensat polaritonique.

Title : New compact sources for mid infrared : Quantum cascade lasers (QCL) above 16 microns and electroluminescent LED in strong coupling regime.

Keywords : intersubband transitions, semi-conductors, quantum cascade lasers, intersubband polaritons

Abstract : The far infrared ($16 \mu\text{m} < \lambda < 30 \mu\text{m}$) is an important area for applications such as detecting wide organic molecules (whose absorption fingerprints fall in this wavelength range) and for radio-astronomy (local oscillator for the heterodyne detection). Unfortunately, the atmospheric transparency window, commonly called the 4th transparency window is almost unexplored.

Quantum cascade lasers (QCL) are coherent light sources, covering a range from infrared to THz, based on the engineering of band structures of semiconductors. They have excellent performances in the mid infrared but their effectiveness diminishes in the 4th window and beyond.

One aim of this thesis is the development of a new generation of QCL able to cover this spectral region with good performances in terms of output power and maximum operating temperature. A key point in this context is the use of a new material system for these wavelengths: InAs / AlSb. The advantage of this solution is its very small effective mass: 0.023 m_0 (compared to 0.043 m_0 in the InGaAs wells), which provides a higher gain, resulting in significant performances improvement.

Another fundamentally different approach lies in the strong coupling regime. Using an ultra-fast characteristic time, associated with Rabi oscillations, can allow the realization of emitting sources with improved quantum efficiency (compared to a bare intersubband transition). Pseudo-particles arising from the strong coupling regime in the intersubband transitions (called intersubband polaritons) may under certain limits behave as bosons. One then sees the possibility of coherent sources based on the relaxation of a polariton condensate.