



**HAL**  
open science

# Réalisation de source lasers monomodes innovantes émettant dans le moyen infrarouge. Application à la spectroscopie.

Grégory Maisons

► **To cite this version:**

Grégory Maisons. Réalisation de source lasers monomodes innovantes émettant dans le moyen infrarouge. Application à la spectroscopie.. Optique / photonique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. Français. NNT: . tel-00862302

**HAL Id: tel-00862302**

**<https://theses.hal.science/tel-00862302>**

Submitted on 16 Sep 2013

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Science de la Matière Condensée & du Rayonnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Grégory Maisons**

Thèse dirigée par **Daniele Romanini**

préparée au sein du **Laboratoire de Spectrométrie Physique**  
dans l'**École Doctorale de Physique**

## Réalisation de sources lasers monomodes innovantes émettant dans le moyen infrarouge. Application à la spectroscopie.

Thèse soutenue publiquement le 15/11/10,  
devant le jury composé de :

**Dr. Mathieu CARRAS**

Ingénieur III-Vlab, Encadrant

**Dr. Georges DURRY**

Professeur GSMA, Président du jury & Rapporteur

**Dr. Jérôme FAIST**

Professeur ETH, Examineur

**Dr. Daniele ROMANINI**

Chercheur LSP, Directeur de thèse

**M. Christophe SIMON-BOISSON**

Ingénieur THALES Optronics, Examineur

**Dr. Roland TEISSIER**

Directeur de recherche IES, Rapporteur

*Université Joseph Fourier / Université Pierre Mendès France /  
Université Stendhal / Université de Savoie / Grenoble INP*







# UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

## THESE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE**

Spécialité «**Physique de la Matière Condensée & Rayonnement**»

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée et soutenue publiquement par

**Grégory Maisons**

le **15 novembre 2010**

---

**Réalisation de sources lasers monomodes innovantes émettant dans le moyen infrarouge.  
Application à la spectroscopie.**

---

Thèse dirigée par **Daniele Romanini**

## JURY

**M. Mathieu Carras**

**M. Georges Durry**

**M. Jérôme Faist**

**M. Daniele Romanini**

**M. Christophe Simon Boisson**

**M. Roland Teissier**

**Ingénieur, Palaiseau, France**

**Professeur, Reims, France**

**Professeur, Zurich, Suisse**

**Chercheur, Grenoble, France**

**Ingénieur, Elancourt, France**

**Professeur, Montpellier, France**

**Encadrant**

**Rapporteur**

**Examineur**

**Directeur de thèse**

**Examineur**

**Rapporteur**

Thèse préparée au sein du **Laboratoire de Spectroscopie Physique** dans l'**École Doctorale de Physique, Grenoble**.



*À mes parents, naturellement.*



---

## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail de thèse et en particulier, Roland Teissier et Georges Durry pour avoir été rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également Jérôme Faist et Christophe Simon-Boisson d'avoir examiné mes travaux.

Les travaux présentés dans ce manuscrit constituent le résultat de 3 années de recherche qui se sont déroulées, en parallèle, au sein du laboratoire commun III-Vlab à Palaiseau et du Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble. Merci à Dominique Pons, Thierry Dombre et Jacques Derouard de m'avoir confié ces travaux de thèse. Merci à Bruno Gérard pour son accueil au sein du groupe Source Optronique du III-Vlab, à Michel Krakowski pour le stage dans son laboratoire et à Xavier Marcadet pour son soutien et la confiance qu'il m'a accordé dans la réalisation de cette thèse, sans oublier Chantal et Maryline pour leur aide précieuse.

Les différents travaux présentés nécessitent un très grand nombre de compétences bien souvent passées sous silence dans ce manuscrit. Ces quelques lignes sont l'occasion de réparer cet oubli. Je rends donc hommage aux personnes qui m'ont accompagné tout au long de cette thèse dans leur ordre d'apparition, de la fabrication des lasers à cascade quantique à leur utilisation.

Au commencement, la connaissance du sujet et un certain nombre de simulations et autres calculs savants nous permettent de « dessiner » le futur laser. La compréhension et l'utilisation d'une bande interdite photonique n'auraient pu être possibles sans les échanges avec Alfredo et Thomas.

Dans un deuxième temps, viennent les épitaxies des structures : la brique de base des lasers. Toutes les étapes sont importantes mais le premier pas est souvent déterminant, merci à Agnès, Xavier, Olivier et Jean Pierre pour leurs réalisations.

Dans un troisième temps, afin de fabriquer des lasers à partir de ces plaques, de multiples étapes technologiques sont à réaliser. La salle blanche étant un espace où tellement de compétences s'entremêlent, qu'il faut un guide à chaque tournant. Mes premiers remerciements iront à Olivier et Estelle pour leurs nombreuses insulations e-beam. Merci également à Martine, Cali, Francis, et tous les technologues de l'équipe d'imagerie



---

infrarouge et de la plateforme technologique de TRT. Un grand merci à Michel et à Bouzid sans qui la techno n'aurait pas la même saveur.

Toutes ces étapes seraient inutiles si on ne pouvait pas utiliser ces lasers. Merci à Yanick, Corinne et Eric, pour leurs clivages, câblages, montages de puces et dépôts.

Vient ensuite l'étape de caractérisation, le seul véritable juge de nos travaux précédents qui, dans son ingratitude quotidienne, nous réserve souvent quelques heureuses surprises. Merci à Rémy et Benjamin pour leur aide précieuse avant que Labview ne viennent à bout de nos nerfs, et à toute l'équipe de caractérisation d'imagerie infrarouge pour notamment, leur support « logistique ».

Dès que le laser est opérationnel, nous pouvons enfin l'utiliser et je tiens à remercier Daniele, mon directeur de thèse, pour m'avoir transmis son savoir sur la spectroscopie et m'avoir accordé tout son temps lors de mes passages à Grenoble. Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes de l'équipe LAME pour leur accueil chaleureux.

Une fois que les bons résultats sont mesurés et enregistrés, vient le moment de les publier. Merci à Jean d'avoir su garder son calme pour me corriger et de m'avoir poussé à publier les articles.

Finalement, une fois le travail accompli, quelques moments de détente nous permettent de grandement faciliter tout cela. Merci à Thomas de nous rappeler qu'il existe autre chose que la physique (à moi de te rappeler qu'il existe autre chose que la politique), à Maël pour avoir si bien pris le relais, Aurore, Amandine, Jean-Alex, Anne, Arnaud, Charles, Ezzedine et Anis. Merci à Fabien avec qui j'aurais aimé faire un bout de chemin un peu plus long. Parce que dans les histoires, les duos sont toujours plus efficaces, merci à Vincent pour tout. En dehors du travail, j'ai pu compter sur un soutien à tous les niveaux de mes proches, de ma famille, de mes amis, de ma famille (la deuxième) et surtout toi, Julie, merci pour tout ce que tu m'as apporté.

Enfin, parce que j'aurais pu le mettre dans chacun des paragraphes précédents et parce que je lui dois beaucoup, je terminerais ces quelques lignes par Mathieu. Merci pour ton investissement, toutes tes très bonnes idées (mêmes les plus biscornues). Merci pour la confiance accordée, de m'avoir fait partager ta vision de la physique, celle qu'on ne trouve pas dans les bouquins, et de m'avoir transmis tout ce que tu sais des LCQ, diodes lasers, QCD, QWIP, InGaAs... et tout ce que tu ne savais pas.

---

# Table des matières

<b>Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 : .....</b>	<b>5</b>
<b>Les LCQs : la solution semi-conductrice pour les sources dans le moyen IR .....</b>	<b>5</b>
<b>1. L'infrarouge .....</b>	<b>6</b>
a. Un domaine invisible.....	6
b. Des applications visibles .....	9
<b>2. Les Lasers à Cascade Quantique ou le contrôle des électrons .....</b>	<b>13</b>
a. L'ingénierie quantique .....	13
b. Principe de fonctionnement .....	16
i. La zone active .....	16
ii. Caractéristiques de l'émission laser des LCQs .....	18
<b>Conclusion du premier chapitre .....</b>	<b>21</b>
<b>Chapitre 2 : .....</b>	<b>23</b>
<b>Le guidage optique dans les Lasers à Cascade Quantique. ....</b>	<b>23</b>
<b>1. Le guide d'onde .....</b>	<b>25</b>
a. Les bases de l'optique guidée .....	25
i. Approche géométrique.....	25
ii. Résolutions des équations de Maxwell pour un guide d'onde TM.....	27
b. Paramètres du guide d'onde .....	33
i. Le recouvrement optique .....	33
ii. Les pertes optiques.....	34
iii. Le facteur de mérite .....	36
c. Dessin des guides d'onde de LCQ.....	38
i. Structure verticale .....	38
ii. Structure latérale.....	44
<b>2. Les résonateurs optiques .....</b>	<b>47</b>
a. Les résonateurs Fabry-Pérot .....	47
i. Les pertes miroirs .....	47

ii.	Propriété spectrale du résonateur FP .....	50
b.	Les résonateurs monomodes.....	53
i.	Les microcavités.....	53
ii.	Les cavités externes .....	55
iii.	Les résonateurs à contre réaction répartie .....	56
<b>3.</b>	<b>Les lasers à contre réaction répartie .....</b>	<b>56</b>
a.	Les résonateurs de Bragg .....	56
b.	La contre réaction répartie dans le cas des réseaux enterrés .....	59
i.	Modification du diagramme de dispersion.....	60
ii.	Le résonateur DFB, un filtre spectral .....	62
c.	Les réseaux de surface métallique : approche classique.....	67
<b>4.</b>	<b>Les réseaux de surface métallique : approche innovante .....</b>	<b>69</b>
a.	Propriétés des ondes de surface .....	70
b.	Couplage avec les modes guidés.....	76
c.	Propriétés des LCQs DFB à réseau métallique de surface .....	85
<b>5.</b>	<b>Revue des résultats expérimentaux .....</b>	<b>88</b>
a.	Contrôle des longueurs d'onde.....	88
b.	Optimisation et fonctionnement en continu .....	95
	<b>Conclusion du deuxième chapitre .....</b>	<b>105</b>
	<b>Chapitre 3 :.....</b>	<b>107</b>
	<b>Les lasers à émission par la surface .....</b>	<b>107</b>
<b>1.</b>	<b>Propriétés en champ lointain de lasers émettant par la tranche .....</b>	<b>109</b>
a.	La grande divergence des LCQs.....	109
b.	Solutions existantes .....	111
i.	Lasers à section évasée.....	112
ii.	Guide large avec cohérence transverse.....	113
iii.	Les collimateurs plasmoniques.....	114
<b>2.</b>	<b>Autre approche : l'émission de surface .....</b>	<b>115</b>
a.	Dispositifs à émission de surface .....	115
i.	Les déflecteurs à 45° .....	116
ii.	Les diodes lasers à cavité verticale émettant par la surface .....	116
b.	Émission de surface par les réseaux métalliques.....	117

---

i.	Les modes de surface confinés par un réseau à l'ordre 2 .....	118
ii.	Le mécanisme de l'émission de surface. ....	120
iii.	Les pertes de surface .....	124
c.	État de l'art.....	125
i.	Cavité rectiligne .....	125
ii.	Les microcavités lasers .....	127
<b>3.</b>	<b>Les lasers à réseau bi-périodique métallique de surface.....</b>	<b>130</b>
a.	Les réseaux bi-périodiques .....	131
i.	Addition des réseaux à l'ordre 1 et 2.....	131
ii.	Réseaux binaires équivalents .....	134
b.	Propriétés optiques des LCQs à réseau bi-périodique.....	137
i.	Contrôle des pertes de surface.....	137
ii.	Propriétés de l'émission de surface en champ lointain.....	144
c.	Influences des incertitudes technologiques sur les LCQs à réseau bi-périodique. ....	145
i.	Avantages des réseaux bi-périodiques .....	145
ii.	Réalisations technologiques des réseaux .....	147
d.	Réalisations technologiques des LCQs.....	153
e.	Émission à température ambiante.....	159
f.	Optimisation du dispositif.....	163
g.	Les microcavités avec réseau bi-périodique .....	166
<b>4.</b>	<b>Les lasers à coupleur monolithique.....</b>	<b>169</b>
a.	Description des dispositifs .....	169
i.	Géométrie des structures .....	169
ii.	Fabrication des dispositifs .....	171
b.	Comparaison des différentes géométries.....	173
i.	Caractéristiques en champ lointain .....	173
ii.	Caractéristiques électro-optiques .....	176
iii.	Le laser multi-longueurs d'onde à coupleur unique.....	179
	<b>Conclusion du troisième chapitre.....</b>	<b>181</b>

---

<b>Chapitre 4</b>	<b>183</b>
<b><i>Intégration des Lasers à Cascade Quantique pour la spectroscopie.</i></b>	<b>183</b>
<b>1. Détecteur de traces atmosphériques</b>	<b>184</b>
a. Introduction	184
b. Principes de fonctionnement	187
<b>2. Méthodes de détection de traces de gaz</b>	<b>191</b>
a. Les Cellules multi-passages	191
b. Photo-acoustique	192
c. Cavités optiques de haute finesse	192
i. CRDS	192
ii. CEAS	194
<b>3. OF-CEAS dans le moyen infrarouge</b>	<b>195</b>
a. Principe de la OF-CEAS	195
b. OF-CEAS dans le moyen IR	199
i. Éléments du dispositif	199
ii. Caractéristiques du signal transmis	202
iii. Détection du N <sub>2</sub> O et du CO <sub>2</sub>	208
<b>Conclusion du quatrième chapitre</b>	<b>211</b>
<b><i>Conclusion et perspectives</i></b>	<b>213</b>
<b><i>Bibliographie</i></b>	<b>217</b>
<b><i>Annexe A</i></b>	<b><i>i</i></b>
<b><i>La simulation des guides</i></b>	<b><i>i</i></b>
1. Le formalisme des matrices S	i
2. La théorie rigoureuse des modes couplés	iv
<b><i>Annexe B</i></b>	<b><i>vi</i></b>
<b><i>Approche perturbative du calcul du champ au voisinage du réseau</i></b>	<b><i>vi</i></b>

---

# Introduction

Le travail de recherche, présenté dans ce manuscrit, retrace le développement d'un composant optoélectronique. À la base, un concept donne naissance à un nouveau dispositif. Ensuite, il faut améliorer ce dispositif, comprendre son fonctionnement et mettre en avant de nouvelles idées pour pallier ses défauts intrinsèques. Ces solutions doivent, par la suite, être validées par la fabrication et la caractérisation des composants. Finalement, une application vient concrétiser ces efforts.

Le dispositif sur lequel ce manuscrit s'articule est le laser à cascade quantique monomode. Les travaux reportés se sont déroulés au sein de deux laboratoires, dans le cadre d'une thèse CIFRE.

En ce qui concerne l'étude, l'élaboration et la caractérisation des lasers, nous développerons les résultats obtenus dans le laboratoire commun, Alcatel-Thales III-V lab de Palaiseau encadrés par Mathieu Carras au sein de l'équipe MFIRL (Mid-Far Infrared Lasers) de Xavier Marcadet.

En ce qui concerne la création d'un banc de spectroscopie, nous présenterons les travaux encadrés par Daniele Romanini et réalisés au sein du Laboratoire de Spectroscopie Physique de Grenoble dans l'équipe de recherche LAME (Lasers, Milieux dilués et Environnement).

Les lasers à cascade quantique sont des composants semi-conducteurs émettant dans le moyen infrarouge. Le champ de leurs applications est multiple. Une brève description de leur fonctionnement et de leur utilisation sont présentés dans le premier chapitre. Nous mettrons en avant la nécessité d'obtenir une source monomode pour des applications telle que la spectroscopie par absorption.

Nous présenterons, dans le deuxième chapitre, le travail de caractérisation et d'optimisation effectué sur ces lasers monomodes appelés DFB pour Distributed Feedback en anglais. Avant cela, nous verrons comment, grâce à l'utilisation d'un résonateur de Bragg,

---

il est possible de rendre un laser à cascade quantique monomode à partir d'un milieu à gain large. Ce résonateur prend la forme d'un réseau placé le long de la cavité et peut être utilisé dans deux configurations différentes : soit enterré dans la structure du laser à cascade quantique, soit placé sur le dessus du laser. Trois cas de figure seront étudiés. Le premier, les réseaux enterrés, est le plus simple conceptuellement et il nous permettra de comprendre le mécanisme physique qui permet de rendre le laser monomode. Nous étudierons, dans un deuxième temps, le cas des réseaux de surface en présentant la modulation complexe habituellement utilisée pour rendre le laser monomode. Dans un troisième temps, nous présenterons l'approche innovante sur l'utilisation des réseaux de surface. Cette approche a été développée afin de pallier les contraintes techniques imposées par le réseau enterré et d'améliorer les performances obtenues par les réseaux de surface. Nous présenterons cette technologie qui utilise le couplage du mode de surface généré par le réseau et des modes guidés dans le cœur du laser. Nous montrerons qu'une modulation par l'indice dans le guide est créée par ce couplage et qu'elle produit une contre réaction répartie suffisante pour rendre l'émission laser monomode. Nous étudierons la théorie mise en place nous permettant d'expliquer les règles de dessin sur lesquelles reposent les lasers DFB que nous caractériserons. Afin de valider cette approche sur une large gamme de longueur d'onde, nous caractériserons des lasers dont la longueur d'onde d'émission est comprise entre  $4\ \mu\text{m}$  et  $8\ \mu\text{m}$ . La dernière partie de ce chapitre nous présentera les différentes optimisations qui ont été apportées à ces lasers DFB leur permettant de fonctionner en continu à température ambiante.

Toujours dans l'objectif de faciliter l'utilisation et l'intégration des LCQs, nous nous pencherons, dans le troisième chapitre, sur l'amélioration du champ lointain. La maîtrise du faisceau émis par la diode est primordiale en vue de son intégration dans un système optique. Nous verrons que les LCQs souffrent, encore plus que les diodes semi-conductrices, d'une grande divergence. La divergence du laser ruban est contrôlée par la forme du mode guidé à la facette. Dans le cas des LCQs, sa taille étant de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, le faisceau est fortement divergent. Cette propriété est un inconvénient car elle ne facilite pas la collection de faisceau et requiert l'utilisation d'optiques adaptés.

---

Nous présenterons les solutions de la littérature permettant de réduire la divergence du faisceau qui ont déjà été développées dans le cas de lasers émettant par la facette. Nous verrons que ces solutions ne permettent pas de réduire la divergence dans les deux directions ou, si elles le permettent, sont complexes à mettre en œuvre. C'est pourquoi nous étudierons un autre type d'émission : l'émission de surface. Dans cette configuration, le faisceau est émis non plus par la facette mais par la surface supérieure ou inférieure du laser. Cette surface étant très grande devant la facette, la divergence est réduite.

Après un tour d'horizon des solutions existantes, nous proposerons deux nouvelles approches innovantes basées sur l'utilisation de réseau métallique. Nous montrerons que ces solutions permettent d'obtenir à la fois, une émission de surface pour réduire la divergence et un contrôle de la longueur d'onde. Nous étudierons, en premier lieu, les cavités lasers à réseau bi-périodique puis les lasers à coupleur monolithique. Pour concevoir ces dispositifs innovants, nous présenterons ensuite les études théoriques ainsi que les étapes de fabrication de ces lasers et pour finir, nous les caractériserons. Nous montrerons que nous avons réussi à diminuer la divergence du faisceau sans pour autant dégrader les performances du laser en obtenant une émission laser à température ambiante.

Cette thèse étant tournée vers l'intégration des LCQs, le dernier chapitre sera consacré à la réalisation d'un banc de spectroscopie utilisant un LCQ monomode fonctionnant en régime continu à température ambiante. La technique choisie pour réaliser la détection de gaz à l'état de trace dans l'atmosphère est l'OF-CEAS (Optical Feedback Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy en anglais).

Nous avons choisi cette technique en raison des performances qu'elle offre en mesures de concentration comparées aux techniques alternatives. Cette technique est basée sur la rétroaction optique d'une cavité haute finesse dans le laser. Cette rétroaction nous permet d'acquérir le spectre de l'échantillon en mesurant le signal transmis par la cavité optique. Nous développerons la mise en place de ce banc avec un laser à cascade quantique comme source de photons et présenterons les premiers spectres mesurés grâce à ce banc. Ce chapitre sera pour nous l'occasion de démontrer que la spectroscopie par absorption laser est réalisable dans le moyen infrarouge, grâce à la combinaison de l'OF-CEAS et des lasers à cascade quantique.





---

# Chapitre 1 :

---

## Les LCQs : la solution semi-conductrice pour les sources dans le moyen IR

<b>1. L'infrarouge</b> .....	<b>6</b>
a.Un domaine invisible.....	6
b.Des applications visibles .....	9
<b>2. Les Lasers à Cascade Quantique ou le contrôle des électrons</b> .....	<b>13</b>
a.L'ingénierie quantique .....	13
b.Principe de fonctionnement .....	16
<b>Conclusion du premier chapitre</b> .....	<b>21</b>

Ce premier chapitre présente, le contexte général des lasers à cascade quantique ainsi que certaines de leurs applications. Nous présenterons brièvement la spectroscopie par absorption, la contre mesure optique ainsi que la télécommunication en espace libre. Puis nous introduirons la transition inter-sous-bande à l'origine des photons dans les lasers à cascade quantique, le principe de fonctionnement de ces lasers et enfin l'état de l'art de cette technologie.

# 1. L'infrarouge

## a. Un domaine invisible

Les lasers à cascade quantique sont des sources lumineuses qui émettent dans l'infrarouge. Le terme infrarouge vient du latin *infra* qui signifie « plus bas ». Cette gamme de longueur d'onde correspond aux ondes de fréquences inférieures à celle de la lumière rouge. Cette portion du spectre électromagnétique correspond donc aux longueurs d'ondes supérieures à celle du domaine du visible, c'est-à-dire supérieures à  $780\text{ nm}$ . Au-delà de  $1000\text{ }\mu\text{m}$ , nous quittons le domaine de l'infrarouge et nous entrons dans celui des micro-ondes (figure 1-1).

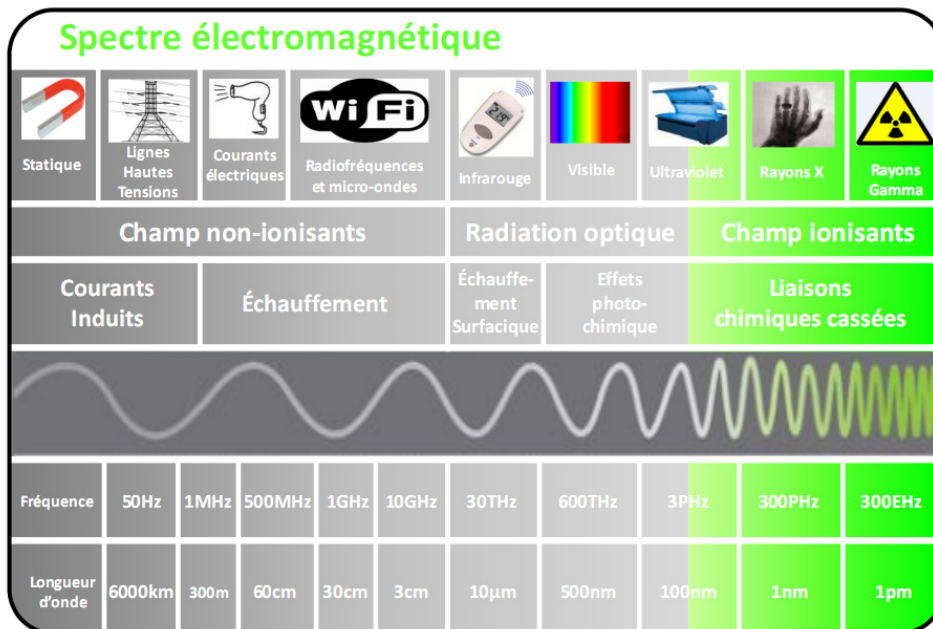


Figure 1-1: schéma du spectre électromagnétique. Les LCQs émettent dans une portion comprise entre la lumière visible et les micro-ondes.

L'infrarouge est lui-même décomposé en trois sous domaines de longueur d'onde :

- le proche infrarouge  $0.76\mu\text{m} < \lambda_0 < 2\mu\text{m}$ ,
- le moyen infrarouge  $2\mu\text{m} < \lambda_0 < 20\mu\text{m}$ ,
- l'infrarouge lointain  $20\mu\text{m} < \lambda_0 < 1000\mu\text{m}$ .

Cette classification n'est en rien universelle et de nombreuses variantes existent.

Les lasers à cascade quantique sont des lasers à base de matériaux semi-conducteurs. Ils sont actuellement la seule source laser capable d'émettre en régime continu et à température ambiante sur une grande gamme de longueur d'onde dans l'infrarouge. Cette technologie mature est relativement simple d'utilisation et compacte (figure 1-2). Ces lasers sont pompés électriquement par l'application d'une différence de potentiel aux bornes du dispositif.

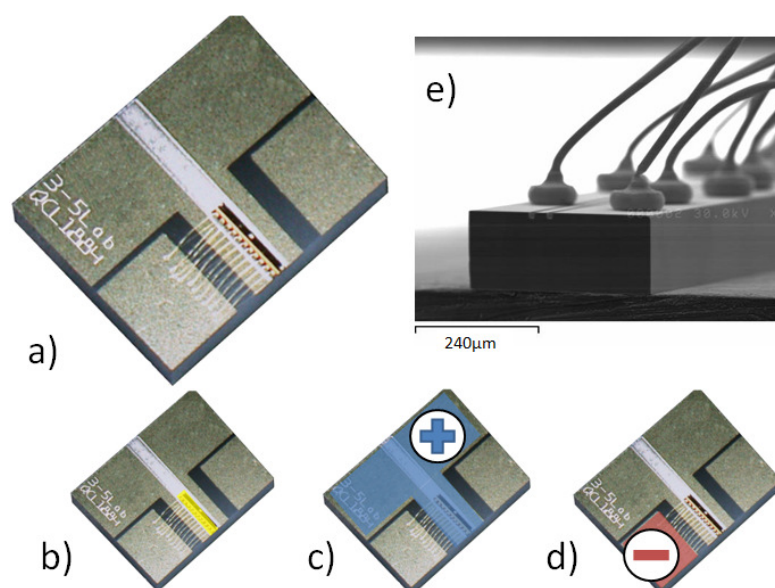


Figure 1-2: a) photos d'un laser à cascade quantique soudé sur son embase d'AlN (5mm\*6mm). Le dessus de l'embase est métallisé afin de contacter électriquement le laser. b) la partie jaune correspond au laser c) la partie bleue correspond au contact électrique positif d) la partie rouge correspond au contact électrique négatif. Les polarisations indiquées sur les figures c) et d) sont valables pour un montage épi-up du laser e) image de microscope à balayage électronique de la partie en jaune de la photo b).

Parmi les autres lasers fonctionnant dans l'infrarouge (figure 1-3), les plus répandus sont les lasers CO<sub>2</sub>. En régime continu, ils délivrent des puissances de l'ordre de la centaine de watts. Grâce à leur niveau de puissance élevée, ces lasers sont utilisés pour la découpe de matériaux dans le milieu industriel. Ils sont également utilisés en spectroscopie. Leur spectre d'émission est discret, composé de quelques raies dans une fenêtre relativement étroite située entre 9.2µm et 10.8µm, ce qui limite leur champ

d'application. Un autre inconvénient de ces dispositifs est la nécessité d'utiliser un circuit de refroidissement encombrant.

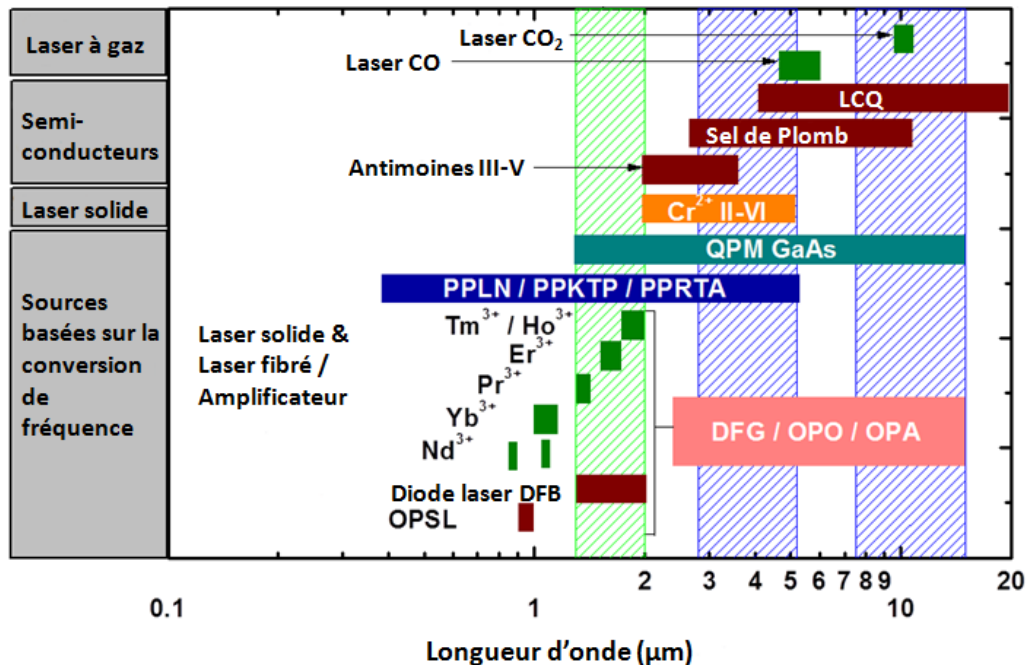


Figure 1-3:différentes sources lasers dans le moyen infrarouge utilisés en spectroscopie et leurs plages en longueur d'onde, figure tirée de la référence [1].

Une autre solution existante pour émettre dans l'infrarouge est l'oscillateur paramétrique optique (OPO). Dans ces dispositifs, un effet de non linéarité dans un cristal est utilisé pour générer une somme ou une différence de fréquences lorsque le dispositif est placé dans une cavité optique. L'intérêt de ces sources réside dans le fait qu'elles sont accordables par orientation du cristal non linéaire utilisé ou en changeant la longueur d'onde de la pompe. Elles peuvent ainsi couvrir une grande plage spectrale d'émission (environ  $1900\text{ cm}^{-1}$ ). Les inconvénients sont la nécessité d'avoir un laser de pompe puissant et la complexité de mise en œuvre : ces montages optiques sont peu robustes car ils sont sensibles aux vibrations mécaniques. Ces solutions requièrent, pour certaines, un refroidissement et ne sont pas compactes.

Enfin, nous pouvons citer les lasers inter-bandes réalisés dans les matériaux III-V ou IV-VI (sels de plomb) et les lasers à cascade inter-bandes (LCI) en matériaux III-V. L'ensemble de ces lasers permet de couvrir une gamme de longueur d'onde allant de

---

1.5 $\mu\text{m}$  jusqu'à 20 $\mu\text{m}$ , notamment, grâce aux lasers à sels de plomb. Ces dispositifs fonctionnent à température cryogénique, mais ne fonctionnent pas à température ambiante (température maximum de fonctionnement  $T = 140\text{K}$ ). De plus le niveau de puissance de ces lasers est relativement faible (environ 0.1  $mW$ ).

### **b. Des applications visibles**

La principale application des lasers émettant dans l'infrarouge est celle des télécommunications. L'émergence des réseaux de télécommunications a favorisé le développement des sources émettant à 1.312  $\mu\text{m}$  et 1.55  $\mu\text{m}$ . Ces sources peuvent être couplées avec des fibres en silice qui présentent de faibles pertes à ces longueurs d'onde (environ 0.3 $dB/km$  à 1.321 $\mu\text{m}$  et 0.16 $db/km$  à 1.55  $\mu\text{m}$ ) et permettent ainsi d'établir des communications à haut débit sur de très longues distances. Les sources émettant dans le proche infrarouge sont également utilisées dans divers domaines tels que la chirurgie, la métrologie, l'enregistrement, la lecture optique des données et la découpe industrielle...

L'intérêt des sources dans le moyen infrarouge est lui aussi multiple. Outre l'intérêt scientifique suscité par l'étude de tels dispositifs, de nombreuses applications sont envisagées dont certaines citées ci-après de manière non exhaustive.

La première application de ces sources est la spectroscopie de gaz. Le chapitre 4 détaillera la mise en place et l'étude d'un banc de spectroscopie. Les principes et les motivations de l'utilisation des LCQs pour la spectroscopie sont décrits dans ce paragraphe. La spectroscopie est l'étude expérimentale du spectre d'un phénomène physique, c'est-à-dire sa décomposition sur une échelle, ou toute autre grandeur se ramenant à une énergie (fréquence, longueur d'onde). Dans notre cas, nous allons étudier la spectroscopie par absorption. Cette technique consiste à envoyer, sur l'échantillon, le faisceau parfaitement connu issu de la source et à en étudier la transmission (figure 1-4 a)). Le signal transmis nous permet soit d'identifier le composé soit de déterminer la concentration dans un échantillon.

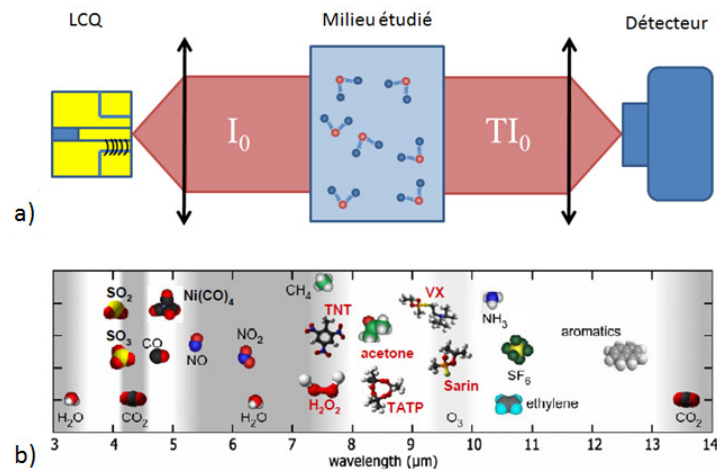


Figure 1-4: a) schéma du principe de la spectroscopie d'absorption. Grâce au signal transmis nous pouvons remonter à l'absorption caractéristique pour chaque échantillon b) figure tirée de la référence [2] représentation de l'emplacement des raies d'absorption pour différentes molécules : polluant, explosifs...

L'intérêt d'utiliser des lasers à cascade quantique pour ce type de spectroscopie, plutôt que des lasers émettant dans le proche infrarouge est lié à l'origine de l'absorption. De nombreuses molécules simples possèdent une raie d'absorption de grande amplitude dans le moyen infrarouge, (figure 1-4 b)).<sup>[3]</sup> Dans cette gamme de longueur d'onde, les absorptions des molécules sont de type vibrationnel, ce qui veut dire que le photon émis par le LCQ pourra, s'il est à la bonne énergie, exciter la molécule de manière à engendrer une vibration entre les atomes de la molécule. Dans le proche infrarouge, les raies d'absorption sont des harmoniques des transitions fondamentales présentes dans le moyen infrarouge. Ainsi, les amplitudes des bandes d'absorption dans le moyen infrarouge sont de deux à trois ordres de grandeur supérieures à ceux présents dans le proche infrarouge. Cette technique requiert l'utilisation d'un laser monomode (les photons émis de ce type de laser ont tous la même longueur d'onde). Cette propriété est essentielle car la molécule étudiée est toujours entourée par d'autres molécules ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ...). Si le laser émet des photons de longueurs d'onde différentes, une partie de la lumière peut être absorbée par ces molécules, il nous est alors impossible de déterminer la concentration de la molécule étudiée. Les systèmes de détection disponibles aujourd'hui nous permettent de détecter certaines molécules avec de très faibles concentrations (quelques parties par milliard) et même d'évaluer les rapports isotopiques de certaines espèces. Certains sont ainsi utilisés pour surveiller les

concentrations de polluants dans l'atmosphère, ou, directement à la sortie des cheminées industrielles mais également à la sortie des volcans. Des diagnostics non invasifs pour l'Homme sont également mis en place. La surveillance de concentrations seuils de certaines molécules dans l'air expiré permet d'anticiper ou de révéler l'apparition de maladies ou tumeurs.

Une autre utilisation possible pour les LCQs est la contre-mesure. Cette application vise à prendre une disposition pour s'opposer à une action et/ou un événement. Dans notre cas, celle-ci concerne l'aveuglement ou le brouillage de missiles équipés de détecteurs qui leur permettent de suivre une source de chaleur, comme le réacteur d'un avion. En effet le rayonnement des corps chauffés entre  $300K$  et  $600K$  correspond au rayonnement dans le moyen infrarouge. L'utilisation d'un laser dans la même gamme de longueur d'onde permet donc de perturber le détecteur du missile.



Figure 1-5: schéma du principe de la contre-mesure optique. a) Le missile est guidé par un point chaud de l'avion  
b) Le missile est dévié de sa trajectoire grâce au laser en émettant un rayonnement équivalent à celui détecté par le missile.

La troisième application des lasers à cascade quantique émettant dans le moyen infrarouge est la télécommunication en espace libre. Le principal intérêt d'une telle utilisation consiste à désengorger les réseaux filaires de plus en plus saturés et qui doivent sans cesse répondre aux demandes croissantes de transmission de données. Pour réaliser des communications sur de longues distances, nous devons utiliser des lasers ayant une longueur d'onde faiblement absorbée par les molécules présentes dans l'atmosphère. Dans l'infrarouge, l'atmosphère possède trois fenêtres principales de transparence (figure 1-6) : entre  $2$  et  $2.7\mu\text{m}$  (bande I), entre  $3$  et  $5\mu\text{m}$  (bande II) et entre  $8$  et  $12\mu\text{m}$  (bande III). Les lasers mis en place dans ce type d'architecture doivent donc correspondre à ces fenêtres de



transmission afin d'augmenter au maximum la distance entre deux relais. Les LCQs sont donc adaptés à ce type d'application étant donné la gamme de longueurs d'ondes accessibles.

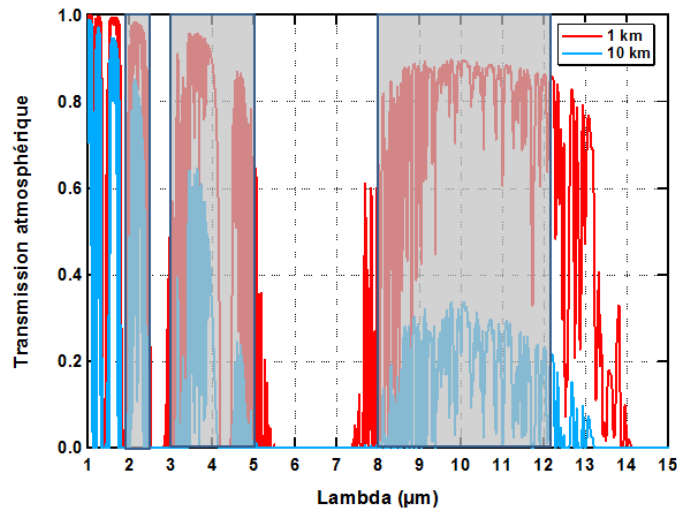


Figure 1-6: transmissions de l'atmosphère dans l'infrarouge calculées à partir de la base de données HITRAN en prenant en compte le  $CO_2$  et le  $H_2O$ . Deux calculs ont été effectués pour deux distances de transmission. Une communication en espace libre ne peut se faire en-dehors de ces bandes de transmission.

Ces applications concernent les lasers à cascade quantique et nous montrent la variété de domaines dans lesquels les LCQs sont impliqués. D'emblée, ces applications imposent des contraintes pour le grand public. Les systèmes qui intègrent les LCQs doivent être compacts et robustes afin d'être potentiellement distribués à grande échelle. De même, si les contraintes techniques sont relâchées au niveau de la source laser, leur intégration dans les systèmes optiques est plus aisée pour l'utilisateur. Nous allons maintenant, en partant de l'historique de ces sources, expliquer les bases du fonctionnement de ces dispositifs optoélectroniques.

## 2. Les Lasers à Cascade Quantique ou le contrôle des électrons

### a. L'ingénierie quantique

L'histoire du laser à cascade quantique débuta en 1971 quand M. Kazarinov et M. Suris publient leurs travaux théoriques sur la possibilité de réaliser un laser à base de matériaux semi-conducteurs.<sup>[5]</sup> Ces chercheurs prédirent alors, la possibilité de réaliser une inversion de population, nécessaire à tout effet laser, entre deux niveaux de la bande de conduction d'une succession de puits quantiques constituant un super réseau faiblement couplé. Le photon est émis lors de la transition de l'électron entre ces deux sous niveaux. Cette transition optique est une transition inter-sous-bandes. *A contrario* des diodes lasers pour lesquelles la transition est inter-bandes, c'est-à-dire, résultant d'une recombinaison électron-trou. Dans le cas des LCQs, les électrons confinés dans un puits de potentiel sont pompés électriquement sur le niveau haut de la transition et se désexcitent sans recombinaison sur le niveau bas de la même bande en émettant un photon. Ces lasers sont unipolaires. Pour concrétiser ces travaux, de nombreux efforts ont dû être fournis dans le domaine de l'épithaxie. Le confinement des électrons nécessite l'utilisation de couches qui ne font que quelques monocouches atomiques d'épaisseur. La longueur d'onde d'émission des lasers ne dépend que faiblement des matériaux mais surtout de leur épaisseur. Par exemple, avec le couple de matériaux  $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$  nous pouvons couvrir la gamme de longueur d'onde entre  $6\ \mu m$  et  $10\ \mu m$  en faisant varier uniquement les épaisseurs.

L'enjeu de la fabrication de ces dispositifs réside dans l'obtention d'une structure cristalline presque parfaite. Un faible nombre de défauts dans la maille cristalline est primordial pour éviter les fuites de courant et obtenir un effet laser. C'est pourquoi, ce n'est que bien plus tard, en 1994, après l'avènement de l'épithaxie par jets moléculaires, que de telles sources ont pu être réalisées.<sup>[6]</sup> Depuis les premières réalisations, les améliorations des techniques d'épithaxie et de fabrication en salle blanche, la compréhension du transport électronique et les nouveaux dessins de lasers, ont permis aux lasers à cascade quantique de devenir l'acteur principal de l'émission dans le moyen infrarouge.

Le LCQ est capable d'émettre des photons dont la longueur d'onde  $\lambda_0$  est comprise entre  $3\mu\text{m} < \lambda_0 < 300\mu\text{m}$ . La longueur d'onde n'est pas limitée par la bande interdite électronique du semi-conducteur mais elle est déterminée par l'énergie qui sépare les deux niveaux de la bande de conduction. Pour contrôler les électrons dans la structure, un couple de matériaux pouvant constituer une paire puits/barrière est utilisé. Les électrons sont confinés dans les puits (matériau de faible bande interdite électronique) par les barrières qui les entourent (matériau de grande bande interdite électronique). Les matériaux sont classés par leur offset de bande. Ceci représente l'écart en énergie des bandes de conduction entre les puits et les barrières (tableau 1-1). Entre le premier LCQ, émettant à  $4.2\mu\text{m}$  en régime pulsé (voir référence [6]) à une température de  $88\text{K}$  en 1994 et le record actuel de puissance de  $3\text{W}$  obtenu à  $4.6\mu\text{m}$  en continu, à température ambiante, en 2009 (voir référence [70]), les performances des LCQs ont connu une forte progression.

Matériaux Puits/Barrières	Substrat	Offset en bande de conduction (meV)	Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )
GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	GaAs	$\sim 390$	$8 < \lambda < 200$
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$	InP	520	$3.9 < \lambda < 24$
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{AlAs}_y\text{Sb}_{1-y}$	InP	1600	$3 < \lambda < 5$
InAs/AlSb	InAs ou GaSb	2100	$2.75 < \lambda < 5$

Tableau 1-1: les différents matériaux utilisés pour la réalisation des lasers à cascade quantique. Les longueurs d'onde correspondent aux travaux publiés utilisant les matériaux concernés.

Nous présentons ici un résumé du développement de la technologie des lasers à cascade quantique en fonction des différentes gammes de longueur d'onde :

- Pour atteindre les courtes longueurs d'ondes, les matériaux à base d'antimoniure (Sb) sont utilisés en raison de la grande discontinuité de potentiel offerte avec les puits. Ainsi, des lasers à  $\lambda = 2.75\mu\text{m}$  ont été obtenus avec un système de matériaux à base de InAs/AlSb.<sup>[7]</sup> Le couple InGaAs/AlAsSb est essentiellement utilisé pour couvrir la fenêtre des longueurs d'onde comprise entre  $3\mu\text{m}$  et  $5\mu\text{m}$ . Le fonctionnement des LCQs à température ambiante a été démontré à  $3\mu\text{m}$ , en régime pulsé, dans cette filière de matériau.<sup>[8]</sup> La perspective de réaliser des lasers pouvant fonctionner aux longueurs d'onde télécom entre  $1.3\mu\text{m}$  et  $1.55\mu\text{m}$  pousse à

étudier des matériaux avec de très grands offset de bande tel que *AlGaN/GaN*.<sup>[9]-[11]</sup> Ces matériaux pourraient permettre d'accroître les vitesses de communication car les temps de vie des électrons sont plus rapides.

- La gamme de longueur d'onde comprise entre  $3.6 \mu\text{m}$  et  $24 \mu\text{m}$  est couverte par les lasers utilisant le couple *InGaAs/InAlAs*. Dans ce système de matériau, *InGaAs* est utilisé pour les puits et *InAlAs* pour les barrières. Le premier laser émettant en continu à température ambiante fut réalisé en 2002 à  $9.1 \mu\text{m}$ .<sup>[12]</sup> Ce système de matériau présente les meilleures performances pour des longueurs d'onde comprises entre  $3.9 \mu\text{m}$  et  $9.5 \mu\text{m}$ . Ces structures sont épitaxiées sur un substrat d'*InP* et permettent de réaliser des lasers puissants, fonctionnant en continu à température ambiante. Le fonctionnement de ce type de laser en régime pulsé permet d'atteindre de fortes puissances, de l'ordre de  $120 \text{W pic}$ .<sup>[13]</sup> Le meilleur rendement à la prise obtenu à ce jour, en continu, est de  $12,5\%$ .<sup>[14]</sup> Ce manuscrit porte essentiellement sur des lasers émettant dans cette gamme de longueur d'onde et qui utilisent ce couple de matériaux.
- Il existe également des lasers à cascade quantique émettant dans le Téra-Hertz (THz) avec des longueurs d'onde  $\lambda > 100 \mu\text{m}$ . Principalement à base de *GaAs/AlGaAs*, ces lasers sont intrinsèquement difficiles à faire fonctionner en continu car l'énergie du photon est inférieure à celle du phonon optique. De plus, les guides standards diélectriques qui conviennent pour toutes les autres gammes de longueur d'onde, ne peuvent être utilisés en raison du faible confinement optique qu'ils engendrent. De nouveaux guides de type métal/métal ont alors été développés. Le premier laser à cascade quantique émettant dans le THz a été réalisé en 2002. Des travaux ont permis d'obtenir une émission en régime pulsé jusqu'à  $186 \text{K}$  et jusqu'à  $117 \text{K}$  en émission continue.<sup>[16],[17]</sup> La plus grande longueur d'onde émise par un laser à cascade quantique est actuellement de  $\lambda \sim 360 \mu\text{m}$  pour un laser sous fort champ magnétique ( $11 \text{T}$ ) et à très basse température ( $4 \text{K}$ ).<sup>[19]</sup> D'autres matériaux tels que le *SiGe/Si* sont explorés dans le but d'atteindre cette gamme de longueur d'onde.<sup>[18]</sup> Les lasers émettant dans le THz sont

prometteurs et ne manqueront pas d'applications. Néanmoins, à ce jour, cette technologie est difficile à mettre en place étant donné les besoins cryogéniques nécessaires à son utilisation.

## **b. Principe de fonctionnement**

### **i. La zone active**

Le cœur du laser à cascade quantique est la zone active qui constitue le milieu à gain du laser. Dans cette région, les électrons génèrent des photons par émission spontanée lorsqu'ils sont pompés électriquement sur le niveau haut de la transition radiative. Si le gain est suffisamment grand pour compenser les pertes, nous obtenons un effet laser avec une émission stimulée de photons. Le milieu à gain des LCQs est constitué d'une alternance périodique de couches de matériaux semi-conducteurs (figure 1-7 a)) qui est un super réseau (SR) faiblement couplé. Le concept est né à la suite des travaux effectués sur ce type de structure et qui démontrent l'existence de mini-bandes d'énergie et d'une résistance différentielle négative.<sup>[20]</sup> Une onde électromagnétique est amplifiée à travers cette structure. L'amplification est possible dans le cas d'une inversion de population entre les deux niveaux d'un puits du SR polarisé. La différence de polarisation appliquée sur le SR génère un potentiel électrique variable le long de la direction de croissance (figure 1-7 b)). Pour un électron traversant la structure, cela se traduit par une probabilité variable d'occuper différentes positions le long du SR. Cette probabilité de présence est forte dans les puits du SR et quasiment nulle dans les barrières. Ce phénomène, appelé confinement unidirectionnel à multi-puits quantiques, crée un nombre discret de niveaux inter-sous-bandes, accessibles aux électrons. L'électron, qui traverse la structure, émet un photon à chaque période. L'électron n'est pas recombiné avec un trou, comme dans le cas d'une transition inter-bandes, et peut être « recyclé » à la période suivante pour émettre un nouveau photon. C'est ce principe qui est à l'origine du nom des lasers à cascade quantique.

Il n'est pas simple de contrôler le transport des électrons ainsi que la densité de population du niveau haut de la transition laser. De même, le processus de dépopulation du niveau bas doit être optimisé afin que les électrons ne s'y accumulent pas pour conserver l'inversion de population. C'est pourquoi les zones actives des lasers actuellement utilisées,

peuvent être décomposées en deux zones bien distinctes ayant chacune une fonction particulière (figure 1-7 b)). La première, appelée zone d'émission correspond à la zone constituée de trois ou quatre puits où le photon est émis, la deuxième est appelée zone d'injection.

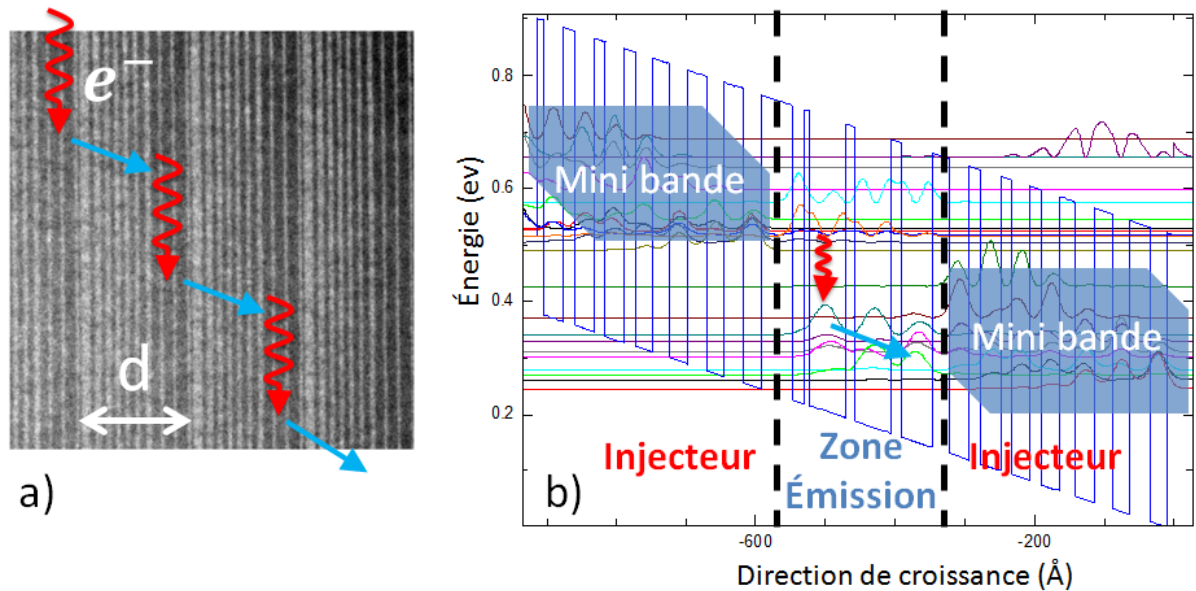


Figure 1-7:a) image de microscopie à transmission électronique d'un LCQ b) schéma d'une zone active d'un LCQ constituée d'une zone d'injection et d'une zone d'émission. La mini-bande de la zone d'injection et les niveaux discrets de la zone d'émission sont représentés. Dans ce schéma, le photon est émis dans le même puits : c'est une transition verticale.

La zone d'injection est constituée d'un empilement de couches plus fines et plus nombreuses que la zone d'émission. Cet empilement agit comme un résonateur de Bragg pour les fonctions d'onde des électrons, c'est pourquoi il y a apparition d'une mini-bande d'état séparée du continuum par une mini-bande interdite. La zone d'injection est très importante, elle permet d'optimiser le transport des électrons dans les structures de LCQ et d'augmenter les performances des lasers.<sup>[21],[22]</sup>

La zone active est constituée d'un nombre de période variant entre 25 et 50 pour un nombre total d'environ 600 couches, chacune d'elle faisant quelques Angström d'épaisseur. Le dessin et l'étude du transport électronique dans les zones actives ont été une des clefs permettant l'amélioration des LCQs.<sup>[21],[22]</sup> Ces thématiques continuent d'être des domaines

de recherche très actifs. Aujourd'hui, des améliorations sont encore possibles dans le dessin de ces structures, citons, par exemple, les lasers sans injecteurs.<sup>[23],[24]</sup>

## ii. Caractéristiques de l'émission laser des LCQs

L'hétéro-structure permet de confiner les électrons dans la direction de croissance. Néanmoins, les électrons sont libres suivant les deux autres directions. Dans l'espace réciproque, ce confinement unidirectionnel se traduit par une discrétisation des niveaux en énergie et une évolution parabolique des énergies des niveaux en fonction de la norme du vecteur impulsion dans le plan des couches  $\vec{k}_{\parallel}$  (figure 1-8 a)). Ce dernier résultat est obtenu en faisant l'hypothèse d'une masse effective constante de l'électron.

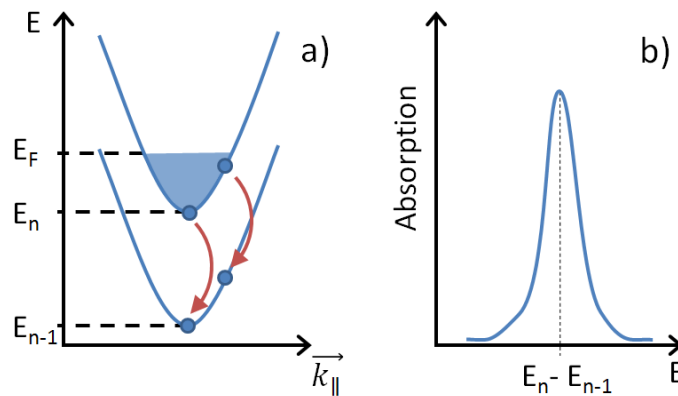


Figure 1-8: a) schéma de la structure de bandes dans l'espace réciproque. Seules les bandes de conduction sont représentées. b) Schéma représentant la courbe d'absorption de la structure.

Si nous considérons que les électrons sont confinés dans un puits de potentiel infini, les énergies  $E_n$  des différents niveaux  $n$  confinés dans le puits peuvent s'écrire :

$$E_n = \left( \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{eff} L^2} \right) n^2 \quad (1-1)$$

pour une impulsion nulle  $k_{\parallel} = 0$  avec  $m_{eff}$  la masse effective de l'électron dans le puits,  $L$  est la largeur du puits et  $n$  est un nombre entier. La différence d'énergie entre deux niveaux de la sous-bande de conduction s'écrit :

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

Pour un même système de matériau, c'est-à-dire, à masse effective équivalente, la différence d'énergie est fixée par la largeur  $L$  du puits. L'énergie du photon émis,  $E_{photon}$ , et donc la fréquence  $\nu$ , peut être contrôlée via ce paramètre :

$$E_{photon} = h\nu = E_{n,n-1} \quad (1-3)$$

Nous allons étudier maintenant l'interaction d'une onde électromagnétique de fréquence  $\nu$  avec deux sous niveaux de la bande de conduction : les niveaux  $i$  et  $f$ . Le taux d'émission stimulée  $W_{i \rightarrow f}^{ST}$  d'une transition inter-sous-bande entre les deux niveaux  $i$  et  $f$  dans une hétéro-structure est donné par la relation :

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{ST}} = W_{i \rightarrow f}^{ST} = W_{i \rightarrow f}^{SP} \frac{3c^2}{8\pi h\nu^3 n^2} E(\nu) \quad (1-4)$$

Avec  $W_{i \rightarrow f}^{SP}$  le taux d'émission spontanée et  $E(\nu)$  la densité énergétique de l'onde qui se propage dans l'hétéro-structure. Puisque chaque niveau d'énergie a une certaine largeur due au temps de vie de l'électron, l'énergie de l'onde peut s'écrire :

$$E(\nu) = L(\nu)I(\nu) \quad (1-5)$$

Avec  $I(\nu)$  l'intensité lumineuse qui se propage dans la cavité. Pour les lasers à cascade quantique, l'élargissement du niveau d'énergie est homogène et  $L(\nu)$  est de forme Lorentzienne (figure 1-8 b)), nous pouvons écrire :

$$L(\nu) = \frac{\frac{2}{\pi}\gamma_{if}}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma_{if}^2} \quad (1-6)$$

Avec  $2\gamma_{if}$  qui est la largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne. En injectant (1-5) et (1-6) dans (1-4), nous obtenons :

$$W_{i \rightarrow f}^{ST} = W_{i \rightarrow f}^{SP} \frac{3c^2 I(\nu)}{8\pi h\nu^3 n^2} L(\nu) \quad (1-7)$$

Nous pouvons calculer la puissance volumique,  $P$ , d'une part comme le produit de la densité volumique d'électrons peuplant les niveaux des sous-bandes qui participent à la transition, par l'énergie entre les deux niveaux :



$$P = (N_i W_{i \rightarrow f} - N_f W_{f \rightarrow i}) h\nu = \Delta N W_{i \rightarrow f} h\nu \quad (1-8)$$

Avec  $N_i$  et  $N_f$  les densités volumiques des électrons peuplant les niveaux  $i$  et  $f$  et  $\Delta N$  l'inversion de population volumique. D'autre part, cette puissance volumique peut aussi être décrite par la loi de Beer-Lambert en fonction de l'intensité surfacique  $I(\nu)$  :

$$P = \frac{dI(\nu)}{dy} = g(\nu)I(\nu) \quad (1-9)$$

où ( $\vec{y}$ ) est la direction de croissance de l'hétéro structure.  $g(\nu)$  est le coefficient de gain ou d'absorption du matériau inter-sous-bande. En égalisant les équations (1-8) et (1-9) nous trouvons l'expression de  $g(\nu)$  :

$$g(\nu) = \Delta N W_{i \rightarrow f}^{SP} \frac{3c^2}{8\pi\nu^2 n^2} L(\nu) \quad (1-10)$$

Sachant que le taux d'émission spontanée  $W_{i \rightarrow f}^{SP}$  est proportionnel à  $\nu^2$  (ref.[25]), le coefficient de gain ou d'absorption  $g(\nu)$  est finalement proportionnel à  $L(\nu)$ . Le gain dans les lasers à cascade quantique est donc de forme Lorentzienne (figure 1-8 b)). Ce gain, centré autour d'une valeur  $\nu_0$  qui dépend du matériau et de la largeur du puits (équation (1-2)), a une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 10 meV pour des structures émettant dans le moyen infrarouge.

De plus, le moment de la transition dipolaire d'une transition inter-sous-bande est orienté selon l'axe de croissance. Les règles de sélection de passage d'un niveau  $i$  à un niveau  $f$ , imposent que le champ électrique soit polarisé selon cette direction. Nous sommes dans une configuration transverse magnétique (TM) avec une composante du champ magnétique polarisée dans le plan des couches (figure 1-9).

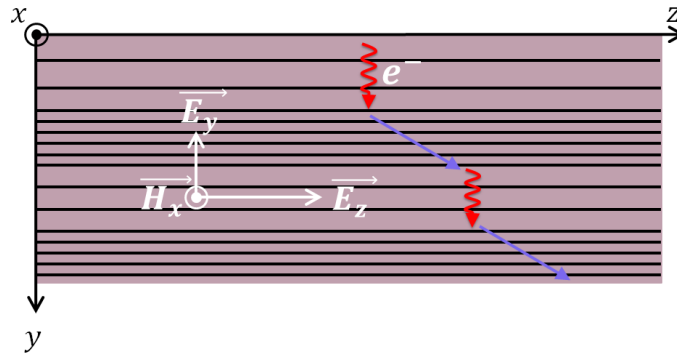


Figure 1-9: schéma de la polarisation du champ électromagnétique dans les structures de lasers à cascade quantique. L'axe de croissance est l'axe ( $\hat{y}$ ). Les flèches rouges représentent les transitions radiatives des électrons qui traversent la structure et les flèches bleues, les transitions non radiatives.

Nous avons dégagé les principales caractéristiques de l'émission des photons dans les structures des lasers à cascade quantique. Le contrôle des électrons grâce à l'ingénierie quantique nous permet de sélectionner la longueur d'onde des photons émis. De plus, nous connaissons l'orientation du champ électrique. Nous allons maintenant voir comment guider ces photons.

## Conclusion du premier chapitre

Ce chapitre retrace les principes de fonctionnement des lasers à cascade quantique ainsi que les enjeux pour leur développement. L'étude de la zone active et du transport électronique ont permis de développer des milieux à gain, à base de matériaux semi-conducteurs dans le moyen infrarouge. La polarisation électrique du dispositif permet de pomper les électrons sur le niveau haut de la transition optique et de créer l'inversion de population nécessaire pour l'effet laser. Les photons ainsi générés ont une fréquence correspondant à la différence d'énergie entre les deux niveaux de la transition laser multipliée par la constante de Planck. L'élargissement pour ce type de transition est de type Lorentzien. L'onde qui se propage dans ce milieu a une polarisation TM, c'est-à-dire avec un champ magnétique dans le plan des couches. Nous verrons dans les deux chapitres suivants que cette polarisation spécifique du champ, nous permet d'utiliser un réseau métallique pour rendre le laser monomode et d'obtenir une émission de surface via les modes de rayonnements du guide.



---

## Chapitre 2 :

---

# Le guidage optique dans les Lasers à Cascade Quantique.

<b>1. Le guide d'onde .....</b>	<b>25</b>
a. Les bases de l'optique guidée .....	25
b. Paramètres du guide d'onde. ....	33
c. Dessin des guides d'onde de LCQ.....	38
<b>2. Les résonateurs optiques.....</b>	<b>47</b>
a. Les résonateurs Fabry-Pérot .....	47
b. Les résonateurs monomodes.....	53
<b>3. Les lasers à contre réaction répartie .....</b>	<b>56</b>
a. Les résonateurs de Bragg.....	56
b. La contre réaction répartie dans le cas des réseaux enterrés .....	59
c. Les réseaux de surface métallique : approche classique .....	67
<b>4. Les réseaux de surface métallique : approche innovante .....</b>	<b>69</b>
a. Propriétés des ondes de surface .....	70
b. Couplage avec les modes guidés .....	76
c. Propriétés des LCQs DFB à réseau métallique de surface. ....	85
<b>5. Revue des résultats expérimentaux .....</b>	<b>88</b>
a. Contrôle des longueurs d'onde.....	88
b. Optimisation et fonctionnement en continu .....	95
<b>Conclusion du deuxième chapitre .....</b>	<b>105</b>

L'objectif de ce chapitre est d'expliquer le fonctionnement des lasers monomodes, de montrer leur mise en œuvre et leur fonctionnement en continu à température ambiante. Pour commencer, nous aborderons les bases de l'optique guidée afin de comprendre la propagation des photons dans la cavité laser Fabry-Pérot (FP). Comme ces cavités sont multi-modes, nous étudierons les différentes configurations possibles afin d'obtenir des lasers monomodes spectralement : les microcavités, les cavités externes, la contre réaction répartie. Parmi ces différentes possibilités, le laser à contre réaction répartie (ou DFB pour Distributed Feedback en anglais) est une des solutions les plus avantageuses en termes de performances. Cette technologie constitue la solution que nous avons retenue et que nous détaillerons par la suite. Le laser DFB est basé sur l'utilisation d'un résonateur de Bragg dont nous expliquerons le fonctionnement. Il prend la forme d'un réseau le long du guide optique ce qui permet de sélectionner la longueur d'onde qui s'y propage. Nous aborderons la réalisation pratique dans le cas des LCQs en commençant par la plus utilisée, les réseaux enterrés. Nous développerons enfin le cas des réseaux de surface, plus faciles à mettre en œuvre et offrant plus de latitude dans l'optimisation des paramètres du réseau. Ces lasers utilisent une modulation complexe pour générer une contre réaction répartie. Nous présenterons le nouveau type de laser DFB que nous avons développé avec ces réseaux de surface métallique mais qui utilisent une modulation par l'indice. L'effet DFB est, dans ce cas, obtenu par le couplage entre les modes guidés et les modes de surface guidés par le métal. Nous étudierons les propriétés de ces ondes de surface appelées plasmon polariton. À partir de cette étude théorique, nous dégagerons les règles de dessin qui nous permettent d'espérer obtenir des LCQs DFB performants. La validité de notre approche sur une large gamme de longueurs d'onde entre  $4\ \mu\text{m}$  et  $8\ \mu\text{m}$  sera démontrée par la réalisation et la caractérisation de dispositifs. Enfin, nous aborderons la problématique de la gestion de la thermique dans ces dispositifs pour obtenir une émission en continu, à température ambiante et monomode.

## 1. Le guide d'onde

Un laser est constitué d'un milieu amplificateur et d'un résonateur. Nous venons de voir comment les hétéro-structures nous permettent de réaliser ce milieu amplificateur pour des photons dans le moyen infrarouge. Le rôle du guide d'onde est de confiner le champ électromagnétique dans le milieu amplificateur pour augmenter l'interaction lumière/matière.

Après avoir posé les bases de l'optique guidée, nous étudierons les différentes approches possibles pour confiner le mode dans la direction de croissance, et, dans les deux autres directions.

### a. Les bases de l'optique guidée

#### i. Approche géométrique

D'un point de vue général, un guide est constitué d'une zone centrale appelée cœur, dans laquelle le mode est confiné, et d'une zone externe appelée gaine. Pour rester confiné à l'intérieur du cœur, l'onde se propage par une suite de réflexions internes à l'interface avec la gaine (figure 2-1). La loi de Snell-Descartes nous impose un indice optique de la gaine  $n_1$  inférieur à l'indice optique du cœur  $n_0$ .

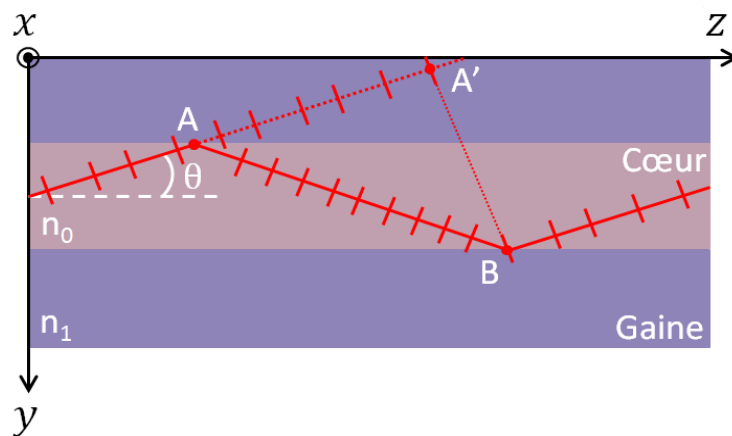


Figure 2-1: schéma du principe d'un guide d'onde. L'onde se propage dans le cœur grâce aux réflexions totales internes. Seules les ondes pour lesquelles les réflexions interfèrent constructivement peuvent être guidées (les traits perpendiculaires représentent les fronts d'onde).

Le guide représenté sur la figure 2-1 est considéré comme infini dans les deux directions ( $\vec{z}$ ) et ( $\vec{x}$ ). Les réflexions successives de l'onde interfèrent constructivement entre elles et donnent naissance à un mode guidé. En reprenant les notations de la figure 2-1, la condition de réflexions constructives, et donc de propagation d'un mode guidé, peut s'écrire :

$$k([\overline{AB}] - [\overline{AA'}]) - 2\varphi_r = 2\pi.m, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (2-1)$$

Avec  $k$  le vecteur d'onde du mode guidé,  $[\overline{AB}]$  et  $[\overline{AA'}]$  les chemins optiques ( $[\overline{AB}] - [\overline{AA'}]$  correspond à la différence de marche entre deux réflexions) et  $\varphi_r$  le déphasage subi à la réflexion. L'ensemble des modes qui respectent la condition imposée par l'équation (2-1) est discret. Pour un angle  $\theta$  donné, la superposition de ces ondes forme une onde progressive selon l'axe ( $\vec{z}$ ) dont le champ électrique peut s'écrire :

$$E(y, z, t) = E(y). \exp(i(\omega t - \beta z)) \quad (2-2)$$

Avec  $\beta$  la composante du vecteur d'onde  $k$  selon l'axe de propagation ( $\vec{z}$ ). Cette onde constitue le mode guidé associé à  $\theta$ , pour lequel  $E(y)$  est la distribution transverse du champ électrique. Un mode représente une solution possible du guide d'onde. La séparation des variables se justifie grâce à l'invariance selon l'axe ( $\vec{z}$ ) : la composante de  $k$  dans cette direction,  $\beta$ , est constante sur un front d'onde (figure 2-2).

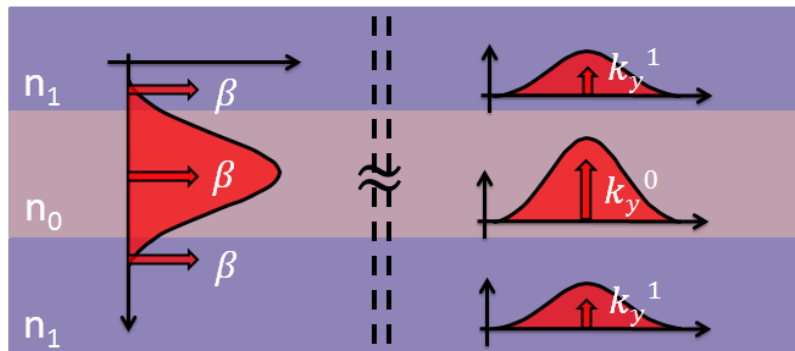


Figure 2-2: schéma du principe de séparabilité des variables. L'onde qui se propage dans la direction d'invariance du guide d'onde a un vecteur d'onde  $\beta$  constant. L'onde qui se propage dans la direction variante a un vecteur d'onde  $k_y$  différent dans chaque milieu

Dans le cœur du guide,  $\beta$  a pour expression :

$$\beta = k \cdot \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{eff} \quad (2-3)$$

Avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde du mode dans le vide.  $n_{eff}$  est défini par la relation :

$$\omega = \frac{c_0}{n_{eff}} \beta \quad (2-4)$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \frac{c_0}{n_{eff}} \quad (2-5)$$

Avec  $c_0$  la vitesse de la lumière dans le vide, et,  $v_g$  la vitesse de groupe de l'onde qui représente la vitesse à laquelle l'énergie est transportée par le signal.  $n_{eff}$  est donc inversement proportionnel à la vitesse du mode dans le guide. À chaque mode guidé, un indice effectif est associé ainsi qu'un angle de propagation par rapport à l'axe d'invariance ( $(\vec{z})$  dans notre cas).  $n_{eff}$  et  $\theta$  sont tels que l'équation (2-1) est vérifiée. Au-delà d'une certaine inclinaison, les ondes planes composant le mode ne subissent plus de réflexion totale interne et la lumière fuit hors du guide. Ces modes sont appelés modes de rayonnement (leaky modes en anglais). Ces modes feront l'objet d'une étude plus approfondie dans le troisième chapitre lors de l'étude des LCQs à émission par la surface. La condition de réflexion totale interne s'écrit :

$$n_0 \cos \theta = n_0 \sin \left( \frac{\pi}{2} - \theta \right) = n_{eff} \geq n_1 \quad (2-6)$$

Les conditions d'existence des modes guidés impliquent donc :

$$n_1 \leq n_{eff} \leq n_0 \quad (2-7)$$

L'approche géométrique du guide présenté, ici, permet d'aborder assez simplement la description des modes guidés. Afin de traiter de manière plus précise le problème du guide d'onde nous allons maintenant étudier la résolution de ce problème via les équations de Maxwell.

## ii. Résolutions des équations de Maxwell pour un guide d'onde TM.

La propagation des ondes électromagnétiques est régie par les équations de Maxwell. Ces équations sont valables en tout point de l'espace et nous renseignent sur



l'évolution temporelle des champs électriques et magnétiques. Si nous considérons un milieu linéaire, homogène, isotrope, d'indice  $n$ , électriquement neutre et amagnétique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (2-8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2-9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r})}{\partial t} \quad (2-10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = -\varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}(\vec{r})}{\partial t} \quad (2-11)$$

Nous pouvons écrire les champs électrique et magnétique avec la notation complexe :

$$\vec{\Psi}(\vec{r}, t) = \vec{\Psi}(\vec{r}) \exp(i\omega t) ; \Psi = (E, H) \quad (2-12)$$

Si nous reportons l'expression (2-12) dans les équations de Maxwell nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (2-13)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2-14)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = -i\mu_0 \omega \vec{H}(\vec{r}) \quad (2-15)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\varepsilon_0 \varepsilon_r \omega \vec{E}(\vec{r}) \quad (2-16)$$

En reportant l'expression de  $\vec{H}$  de l'équation (2-15) dans l'équation (2-16) et en utilisant la propriété du champ électrique donnée par l'équation (2-13), nous obtenons l'équation de Helmholtz :

$$\Delta \vec{\Psi}(\vec{r}) + k_0^2 \varepsilon_r \vec{\Psi}(\vec{r}) = 0 \quad (2-17)$$

Pour l'instant ces équations sont vraies quelle que soit la géométrie du milieu dans lequel l'onde se propage. Considérons maintenant la situation exposée précédemment : l'onde se propage dans un guide invariant suivant l'axe ( $\vec{z}$ ). Nous pouvons séparer la composante en ( $\vec{z}$ ) des champs de leur composante transverse ( $\vec{x}, \vec{y}$ ) :  $\vec{\Psi}(\vec{r}) = \vec{\Phi}(x, y) \exp(i\beta z)$ . Ce qui nous donne :

$$\Delta_{x,y} \vec{\Phi}(x, y) + (k_0^2 \varepsilon_r - \beta^2) \vec{\Phi}(x, y) = 0 \quad (2-18)$$

$$\frac{1}{k_0^2} \Delta_{x,y} \vec{\Phi}(x, y) + \varepsilon_r \vec{\Phi}(x, y) = \varepsilon_{eff} \vec{\Phi}(x, y) \quad (2-19)$$

Avec  $\varepsilon_{eff} = n_{eff}^2$ . Cette équation présente des similitudes avec l'équation de Schrödinger. Les valeurs propres de l'Hamiltonien  $\mathcal{H} = 1/k_0^2 \Delta_{x,y} + \varepsilon_r$  appliquées à la fonction  $\Phi(x, y)$  sont les constantes diélectriques effectives. La constante diélectrique du matériau  $\varepsilon_r$  joue le rôle du potentiel électrostatique  $V$ , pour l'électron, dans l'équation de Schrödinger. Dans le cas du puits de potentiel, le mode est représenté par les fonctions d'onde qui fournissent la probabilité de présence de l'électron spatialement et énergétiquement. Pour le guide d'onde, le mode est représenté par la répartition spatiale du champ électrique dans le guide. A chaque mode optique est attribué un indice effectif (figure 2-3). Les modes guidés sont analogues aux états confinés du puits quantique et les modes de rayonnement s'apparentent aux niveaux libres du puits dans le continuum d'états.

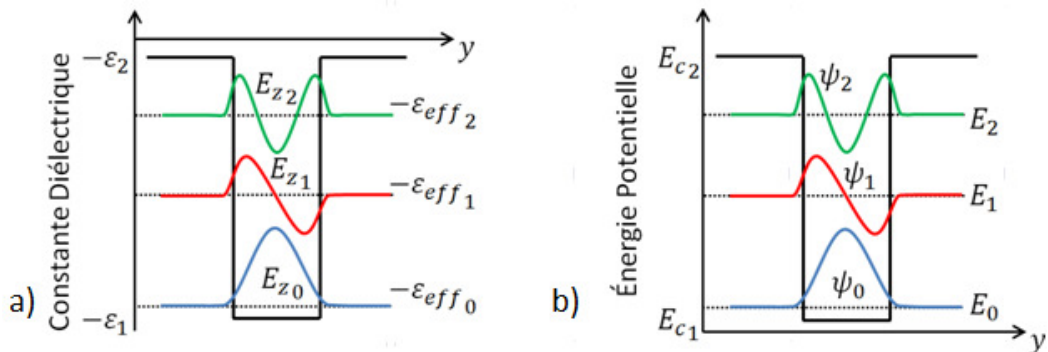


Figure 2-3: schémas de l'analogie entre le puits quantique et le guide d'onde. a) Le module au carré des fonctions d'onde  $\psi_n$  des différents niveaux d'énergie  $E_n$  représente la probabilité de présence de l'électron. b) Les fonctions d'onde  $E_{zn}$  représentent la répartition spatiale du champ électrique ou magnétique.

Grâce aux équations de Maxwell, nous venons de mettre en place le formalisme permettant de résoudre le problème du guide d'onde. Nous allons maintenant, en résolvant ces équations, comprendre les caractéristiques des modes qui se propagent dans les guides d'onde.

Nous considérons un guide planaire simple (figure 2-4). Le guide est composé d'une superposition de trois couches diélectriques linéaires, homogènes, isotropes, électriquement neutres et amagnétiques. Le guide est invariant dans les directions  $\vec{x}$  et  $\vec{z}$ .

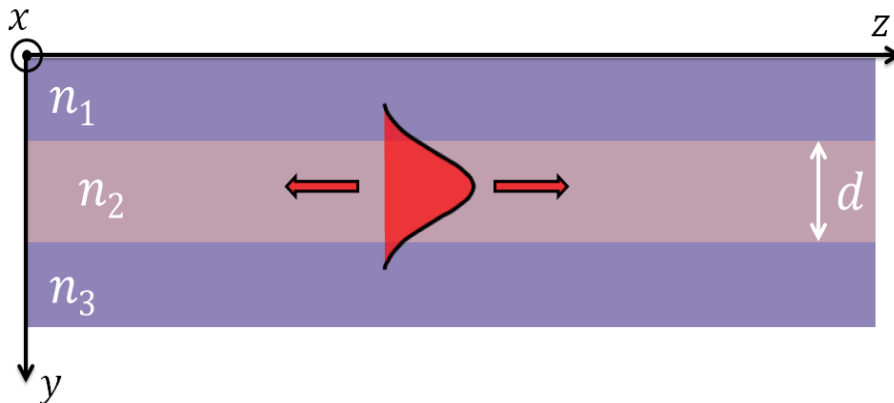


Figure 2-4: schéma du guide d'onde planaire constitué de trois couches. L'indice du cœur  $n_2$  est supérieur aux indices des couches de gaine  $n_1$  et  $n_3$ . Le guide est invariant suivant l'axe ( $\vec{x}$ ). L'onde considérée est confinée selon l'axe ( $\vec{y}$ ) et se propage selon l'axe ( $\vec{z}$ ).

Nous considérons une onde électromagnétique de pulsation  $\omega$  se propageant dans le guide et nous exprimons le champ sous la forme :  $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r})exp(i\omega t)$  ;  $\Psi = (E, H)$ . Nous pouvons appliquer l'équation de Helmholtz à notre système (équation (2-17)). De plus, dans le cas du guide planaire, l'invariance du guide selon l'axe ( $\vec{x}$ ) implique que  $\Phi$  (la partie transverse de  $\Psi(\vec{r})$ ) ne possède pas de dépendance en  $x$ . Nous pouvons montrer que les six équations différentielles vérifiées par chaque composante des champs électrique et magnétique se découpent en deux groupes de trois équations. L'un contient les composantes  $(E_x, H_y, H_z)$  et constitue l'ensemble des modes transverses électriques (TE). Le deuxième contient les composantes  $(H_x, E_y, E_z)$  et constitue l'ensemble des modes transverses magnétiques (TM). Finalement, dans chaque cas, nous n'avons qu'à résoudre une équation scalaire :

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \Phi_i(y) + (k^2 \epsilon_r - \beta^2) \Phi_i(y) = 0 \quad (2-20)$$

Avec  $i = x, y$  ou  $z$ . Les modes guidés sont les ondes électromagnétiques de vecteur d'onde  $\beta$  qui vérifient l'équation (2-20) dans chacune des couches du guide et qui respectent les conditions de passage aux interfaces. À savoir :  $E_{x,z}, \epsilon_r E_y, H_{x,y,z}$  continues

en  $y = 0$  et  $y = d$ . Nous savons que la lumière, émise par les lasers à cascade quantique, a une polarisation TM, nous allons donc nous restreindre au système d'équations:

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} H_x(y, z) + (k^2 \varepsilon_r - \beta^2) H_x(y, z) = 0 \quad (2-21)$$

$$E_y(y, z) = \frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \frac{\partial H_x(y, z)}{\partial z} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} H_x(y, z) \quad (2-22)$$

$$E_z(y, z) = \frac{-i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \frac{\partial H_x(y, z)}{\partial y} \quad (2-23)$$

Avec la condition que  $H_x$  et  $E_z$  soient continus aux interfaces. La solution générale de l'équation (2-21) est de la forme :

$$H_x(y) = A \exp(-ik_y y) + B \exp(+ik_y y) \text{ avec } k_y^2 = \varepsilon_r k^2 - \beta^2 \quad (2-24)$$

$k_y$  est la composante dans l'axe ( $\vec{y}$ ) du vecteur d'onde dans la couche d'indice  $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ .

En appliquant les conditions aux limites, nous trouvons les expressions du champ magnétique dans chaque couche :

$$H_x(y) = C \frac{h}{\bar{q}} \exp(qy), \text{ pour } y \leq 0 \quad (2-25)$$

$$H_x(y) = C \left[ \frac{h}{\bar{q}} \cos(hy) - \sin(hy) \right], \text{ pour } 0 \leq y \leq d \quad (2-26)$$

$$H_x(y) = C \left[ \frac{h}{\bar{q}} \cos(hd) + \sin(hd) \right] \exp(-p(y-d)), \text{ pour } y \geq d \quad (2-27)$$

Avec :

$$h = (n_2^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2-28)$$

$$q = (\beta^2 - n_1^2 k^2)^{1/2}, \bar{q} = \frac{n_2^2}{n_1^2} q \quad (2-29)$$

$$p = (\beta^2 - n_3^2 k^2)^{1/2}, \bar{p} = \frac{n_2^2}{n_3^2} p \quad (2-30)$$

$C$  est l'amplitude du champ et est telle que, lorsque  $C = 1$ , le champ électromagnétique transporte 1W par unité de longueur dans la direction ( $\vec{x}$ ). L'équation (2-26) nous montre que le champ a un profil sinusoïdal dans la gaine alors que dans les équations (2-25) et (2-27) le champ a une décroissance exponentielle dans les couches de la gaine. De plus, les relations de continuité des composantes  $H_x$  et  $E_z$  imposent que les différentes constantes de propagation obéissent à l'équation suivante :

$$\tan(hd) = \frac{h(\bar{p} + \bar{q})}{h^2 - \bar{p}\bar{q}} \quad (2-31)$$

Cette équation détermine donc les modes qui peuvent se propager dans le guide d'onde. L'existence d'une solution guidée impose la condition déjà évoquée :  $n_2 > n_{eff} > n_1 \geq n_3$ . Si, par exemple,  $n_{eff} < n_1$ ,  $q$  est imaginaire et les solutions pour  $y < -d$  sont sinusoïdales, le mode n'est plus confiné. La résolution numérique de cette équation nous permet de trouver les modes de la cavité (figure 2-5). La représentation de l'évolution de la pulsation en fonction de la constante de propagation est appelé diagramme de dispersion.

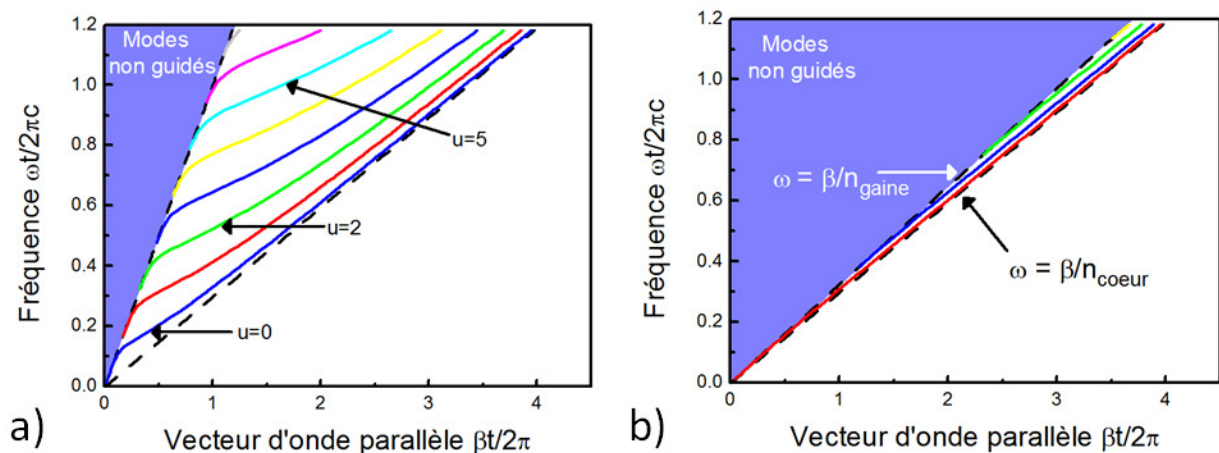


Figure 2-5 : calculs des modes guidés dans un guide d'onde plan a) avec  $n_2 = n_{coeur} = 3.3663$  et  $n_1 = n_3 = n_{gaine} = 1$  b) avec  $n_{coeur} = 3.3663$  et  $n_{gaine} = 3.0909$ . Les indices du cœur et de la gaine définissent la limite des modes guidés.

Nous voyons qu'il existe un nombre discret de mode  $TM$  dans la cavité ( $TM_u$ ,  $u \in \mathbb{N}$ ) et que plus le guide est grand, plus le nombre de modes augmente. Pour un guide optique, le diagramme de dispersion est délimité par la ligne de lumière. La ligne de

lumière est la ligne définie par le milieu d'indice le plus petit ( $n_1$  ou  $n_3$  dans notre cas). Cette ligne correspondant à la courbe de dispersion du mode de plus basse fréquence capable de se propager dans le guide et définit le cône de lumière. Cette zone correspond à l'ensemble des couples  $(\omega, \beta)$  pour lesquels l'onde n'est plus guidée par la structure. Le cône de lumière est la région spectrale où existe un continuum de modes de rayonnement. Nous pouvons également le voir comme la représentation de la condition de réflexion totale interne ; au-delà d'un certain angle, le mode n'est plus guidé.

Nous venons de voir comment la propagation d'une onde s'effectue dans un guide et quelles sont les ondes qui peuvent ou non s'y propager. Les guides, constitués d'un empilement de couches d'indices optiques différents, autorisent la propagation de modes. Le guide d'onde permet de contrôler le fonctionnement du laser en imposant, aux photons émis par la zone active, les modes disponibles. Le nombre de modes varie selon la différence d'indice entre les couches du cœur et de la gaine ainsi que des épaisseurs des couches.

## **b. Paramètres du guide d'onde**

Il nous reste maintenant à déterminer les paramètres qui nous permettront d'évaluer les performances d'un guide par rapport à un autre afin de réaliser celui des lasers à cascade quantique.

### **i. Le recouvrement optique**

Le guide d'onde permet à l'onde électromagnétique de rester confinée dans le matériau qui présente un gain optique, c'est-à-dire la région active. Comme plusieurs modes peuvent se propager à l'intérieur d'un même guide, il est nécessaire de définir le gain modal, c'est-à-dire le gain obtenu en fonction du mode considéré. L'optimisation d'un guide consiste, en partie, à augmenter ce gain modal sur le mode que nous souhaitons voir amplifié. Le gain modal  $G_u$  dépend du facteur de recouvrement  $\Gamma_u$  du mode :

$$G_u = \Gamma_u g \quad (2-32)$$

Avec  $g$ , le gain volumique. Le facteur de recouvrement est défini comme étant la proportion de l'intensité du champ électrique du mode guidé dans la région active. Ce facteur doit être élevé pour qu'un maximum de photons puisse être amplifié. Si nous nous plaçons dans le cas de l'onde qui se propage selon l'axe ( $\vec{z}$ ), ce facteur est défini par :

$$\Gamma_u = \frac{\iint_{ZA} \|\vec{E}_u(x, y)\|^2 dx dy}{\iint_{espace} \|\vec{E}_u(x, y)\|^2 dx dy} \quad (2-33)$$

Pour les lasers à cascade quantique, chaque mode  $TM_u$  aura une répartition spatiale différente et chaque mode aura ainsi un gain modal différent. Dans la suite de ce chapitre, cette notion sera étendue aux deux autres directions de l'espace et nous verrons qu'elle joue un rôle important dans la sélection des modes.

## ii. Les pertes optiques

Le deuxième paramètre important à considérer concerne les pertes optiques engendrées par le guide. Jusqu'à maintenant, nous avons considéré la partie réelle de l'indice optique des milieux. La prise en compte des pertes dans le guide s'effectue en considérant la partie imaginaire de l'indice optique :

$$E = E(x, y). \exp(i(\omega t - \beta z)) = E(x, y). \exp\left(i\left(\omega t - \frac{2\pi\tilde{n}}{\lambda_0} z\right)\right) \quad (2-34)$$

Avec  $\tilde{n} = n' - in''$ , si nous séparons les parties réelles et imaginaires, nous obtenons :

$$E = E(x, y). \exp\left(-\frac{2\pi n''}{\lambda_0} z\right) \exp\left(i\left(\omega t - \frac{2\pi n'}{\lambda_0} z\right)\right) \quad (2-35)$$

Si nous observons le comportement de l'intensité lumineuse  $I$  dans le guide nous obtenons :

$$I \propto E^2 = E^2(x, y). \exp\left(-2\frac{2\pi n''}{\lambda_0} z\right) \exp\left(2i\left(\omega t - \frac{2\pi n'}{\lambda_0} z\right)\right) \quad (2-36)$$

La partie imaginaire de l'indice optique représente bien l'atténuation de l'intensité lumineuse ; le terme de l'exponentielle décroissante représente les pertes  $\alpha$  par unité de longueurs :

$$\alpha = \frac{4\pi n''_{eff}}{\lambda_0} \quad (2-37)$$

Ces pertes de la lumière se propageant dans un guide peuvent avoir deux origines : les pertes intrinsèques sont dues à l'absorption des matériaux, les pertes extrinsèques sont dues aux imperfections du guide.

Les pertes intrinsèques sont liées à l'absorption du photon par le matériau. Cette absorption peut être liée à différents phénomènes physiques : absorption par les porteurs libres, absorption inter-bandes, absorption à deux photons... Dans le cas des LCQs émettant dans le moyen infrarouge, l'absorption par les porteurs libres est le mécanisme prédominant. Ce type d'absorption peut être décrit par le modèle de Drude, qui, couplé aux équations de Maxwell, permet d'obtenir une forme analytique approchée de ces pertes.<sup>[27]</sup> Ces pertes peuvent s'écrire :

$$\alpha \approx \frac{\omega_{plasm}^2}{4\pi^2 c^3 n' \tau} \lambda_0^2 \quad (2-38)$$

Avec  $\omega_{plasm}$  la fréquence plasma du matériau et  $\tau$  le temps de diffusion des porteurs (estimé à partir de la référence [26]).  $\omega_{plasm}^2 = Ne^2/m^* \varepsilon$  dépend, linéairement, de la densité de porteur  $N$  et donc du dopage du matériau. Pour une onde de longueur d'onde de  $\lambda_0 = 5\mu m$  (respectivement  $\lambda_0 = 8\mu m$ ) se propageant dans de l'*InP* dopé  $1.10^{17} cm^{-3}$ , nous obtenons des pertes de  $0.3 cm^{-1}$  (respectivement  $0.6 cm^{-1}$ ). Pour un même matériau, les pertes par absorption des porteurs libres augmentent avec le dopage et peuvent devenir importantes dans le cas d'un dopage important. Les métaux sont aussi une source de pertes non négligeable. Il faut donc absolument éviter que le champ électromagnétique se propage dans les couches de matériaux semi-conducteurs fortement dopées, ainsi qu'à la surface des couches métalliques, pour ne pas dégrader les performances du laser. Nous verrons comment nous pouvons utiliser un réseau métallique dans le cas des lasers monomodes, sans pour autant augmenter les pertes en expulsant le mode optique du métal.

Le deuxième type de pertes sont, les pertes extrinsèques. Dans ce cas, la lumière est diffusée par les impuretés du guide dont les dimensions sont supérieures ou du même ordre de grandeur que  $\lambda_n$ . Ces défauts peuvent provenir de la qualité des différentes couches déposées, de l'interface entre les couches et de la rugosité du guide qui est réalisé par gravure chimique ou physique. Dans le moyen infrarouge et avec les moyens de fabrication



actuels, nous pouvons considérer ces pertes comme négligeable par rapport aux autres pertes. Le terme  $\alpha$  de l'équation (2-37) désigne donc principalement les pertes par absorption des porteurs libres dans le cas des LCQs.

### iii. Le facteur de mérite

Nous définissons le facteur de mérite  $f_u$  d'un mode comme le rapport du facteur de confinement  $\Gamma_u$  et des pertes  $\alpha_u$  :

$$f_u = \frac{\Gamma_u}{\alpha_u} \quad (2-39)$$

Nous verrons que le courant seuil du laser est inversement proportionnel au facteur de mérite. Optimiser un guide équivaut à augmenter le facteur de mérite du mode que nous souhaitons voir amplifié et/ou de réduire au maximum le facteur de mérite de tous les autres modes.

Pour calculer le facteur de mérite de chaque mode et pour décrire le confinement dans la direction de croissance, nous allons nous appuyer sur un outil de simulation décrit en annexe A. Cet outil utilise le formalisme des matrices-S et la théorie rigoureuse des modes couplés afin de calculer le champ dans un guide multicouche. Tous les résultats de calculs numériques présentés dans ce manuscrit ont été réalisés avec ce code, excepté dans les cas mentionnés. Cet outil nous permet de calculer le recouvrement et les pertes associées à chaque mode du guide. À titre d'exemple, reprenons la configuration simple abordée lors de la résolution analytique (figure 2-6). Dans ce calcul nous avons, cette fois-ci, pris en compte la partie imaginaire des indices du cœur et de la gaine afin d'évaluer les pertes sur chaque mode.

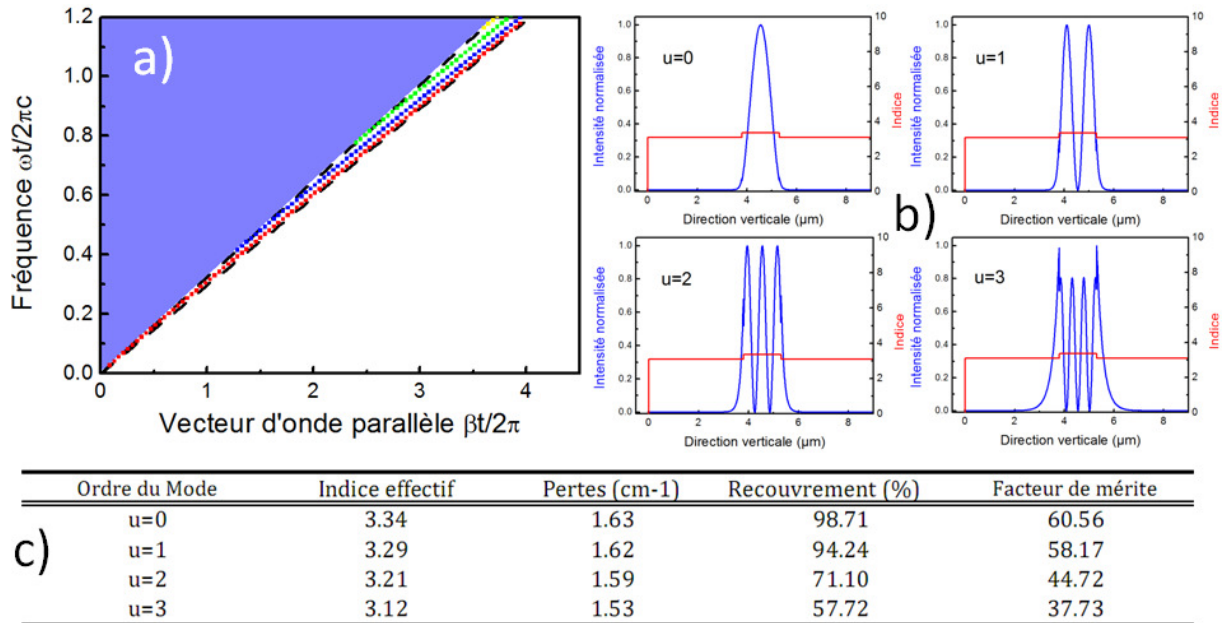


Figure 2-6 : calculs numériques réalisés à l'aide du formalisme des matrices-S dans le cas d'un guide plan avec  $n_{\text{coeur}} = 3.3663 + 1.54 \times 10^{-4}i$  et  $n_{\text{gaine}} = 3.0909 + 1.15 \times 10^{-4}i$ . a) Diagramme de dispersion du guide. b) représentation de l'intensité du champ électrique (en bleu) dans la direction ( $\vec{y}$ ) pour les quatre premiers modes du guide pour  $\beta = 3.94$  et du profil de la partie réelle de l'indice optique (en rouge). c) Tableau récapitulatif des performances du guide pour les quatre premiers modes pour  $\beta = 3.94$ .

Les modes d'ordre 1, 2 et 3 ont des pertes plus faibles que le mode fondamental. En effet, la partie imaginaire de la zone active est plus grande que celle de la gaine et le recouvrement de ces modes, avec la zone active, est plus faible. Néanmoins, le facteur de mérite est plus important pour le mode fondamental. Le laser fonctionnera donc préférentiellement sur ce mode.

Nous allons maintenant appliquer cet outil numérique à l'étude de différents guides utilisés dans le cas des lasers à cascade quantique.

### c. Dessin des guides d'onde de LCQ

Nous allons voir que l'optimisation du guide doit prendre en compte les contraintes électriques et thermiques et que cela peut grandement influencer le dessin du guide.

#### i. Structure verticale

La structure d'un laser à cascade quantique dans la direction de croissance est composée de plusieurs types de matériaux semi-conducteurs : le substrat ( $InP$ ), la zone active ( $AlInAs/GaInAs$ ) surmontée d'un matériau ( $InP$ ) faiblement dopée (gaine supérieure) se termine par une couche de matériau ( $InP$ ) diélectrique fortement dopée (couche plasmon figure 2-7). Le confinement optique est assuré, pour une partie, par le substrat et pour l'autre, par la couche d' $InP$  faiblement. Pour des longueurs d'onde dans le moyen infrarouge, les pertes par absorption des porteurs libres sont trop importantes dans les couches fortement dopées et métalliques. La couche de matériau semi-conducteur faiblement dopée est nécessaire entre la zone active et le métal utilisé pour contacter électriquement le laser.

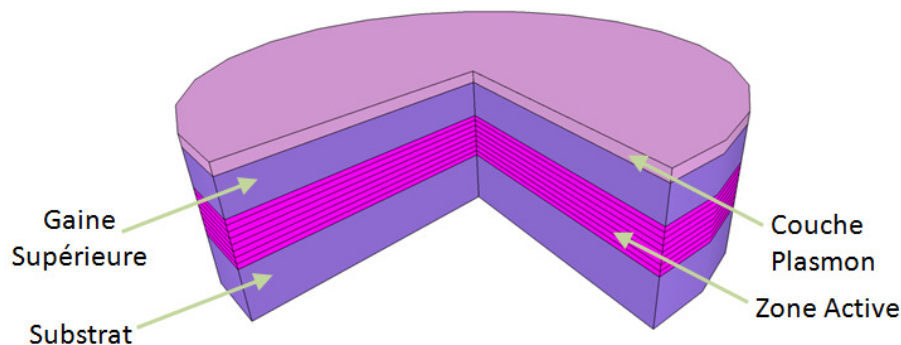


Figure 2-7 : schéma des différentes couches réalisées lors de l'épitaxie, dont l'ensemble permet le confinement vertical. Une fois la réalisation du laser terminée, une couche de métal est déposée au-dessus et en-dessous de cette structure afin de contacter électriquement les lasers.

Plusieurs contraintes de fabrication ont été rencontrées. La couche qui fait office de gaine supérieure doit avoir, à la fois, un indice optique plus faible pour confiner la lumière, et, une faible résistance électrique pour assurer le passage des électrons qui vont peupler les sous-bandes de la zone active. Le matériau choisi doit avoir une faible résistance thermique pour limiter l'échauffement de la zone active et ne doit contenir que très peu de défauts, pour éviter tout élément diffusif de la lumière. Le matériau du substrat, l' $InP$ , remplit tous ces

critères et est donc adapté aux guides des lasers, dans le moyen infrarouge. Nous contrôlons les pertes optiques et sa résistance via le dopage (Silicium), sa conductivité thermique est très bonne comparée à celle de la zone active ( $70 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  à 300K pour l'*InP* contre  $2 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  pour la zone active dans la direction de croissance) et l'homo-épitaxie ne comporte que très peu de défauts microscopiques. Tous ces avantages de l'*InP* expliquent les performances atteintes aujourd'hui par les LCQs utilisant ce matériau. Le matériau de la zone active (*AlInAs/GaInAs*) peut être épitaxié dans des conditions pseudo-morphiques (sans création de dislocation) pour des longueurs d'onde d'émission allant de 4 à plus de  $15 \mu\text{m}$ .

L'inconvénient de cette configuration est le relativement faible contraste d'indice avec la zone active ( $n'_{InP} \approx 3.1$  et  $n'_{Z.A.} \approx 3.4$ ). Ce faible contraste ne permet pas d'obtenir un recouvrement de 100% du mode dans la zone active ; il est plutôt de l'ordre de 70%. Le mode est donc étalé dans les gaines qui l'entourent. Cela ne pose pas de problème dans le substrat car celui-ci est 100 fois plus grand que l'épaisseur de la zone active. Le mode a la « place » pour s'étaler et les pertes y sont faibles. En revanche, pour la face supérieure, nous ne pouvons pas réaliser de guide supérieur qui atteigne les dimensions du substrat et ce d'abord, pour des raisons d'épitaxie et de fabrication des rubans. Le problème est lié à la présence de métal à la surface qui empêche le mode de s'étaler et qui est source de pertes. Nous devons donc adapter le guide supérieur à la faible épaisseur d'*InP* faiblement dopée. C'est pourquoi nous ajoutons une couche fortement dopée d'*InP*, appelée couche plasmon à la structure verticale. Cette couche à un fort contraste de la partie réelle de l'indice avec l'*InP* faiblement dopé ( $\Delta n' = 0.43$ ) et permet d'éviter que le champ ne voit le métal au-dessus. Cette couche ne peut être directement placée au-dessus de la zone active car la partie imaginaire est trop grande ( $n''_{++} = 0.0094$  pour une couche fortement dopé contre  $n''_{+} = 0.0001$  pour une couche faiblement dopé) et les pertes par absorption des porteurs libres sont trop importantes dans ce type de matériau ( $\sim 15 \text{ cm}^{-1}$ ).

Le multicouche décrit est en réalité un peu plus compliqué dans une structure de laser à cascade quantique. Le tableau 2-1 donne un exemple de l'ensemble des couches dans la direction d'épitaxie. La zone active est entourée de part et d'autre par une couche anti-guidante d'indice optique plus élevé en *InGaAs*. Ces couches permettent d'avoir un

profil d'intensité du champ plus homogène dans la zone active et d'augmenter le recouvrement avec la zone active. Cette couche ne peut être trop épaisse car son indice, plus élevé que celui de la zone active, en fait un anti-guide et constitue une barrière thermique supplémentaire. Le matériau utilisé pour ces couches est faiblement dopé pour ne pas introduire de perte et avoir une partie réelle de l'indice optique élevé. De plus, une couche du même matériau, mais cette fois-ci fortement dopée ( $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), est placée entre la couche plasmon d'*InP* et le métal afin de permettre une injection plus efficace des électrons dans la structure par un contact ohmique faiblement résistif. Nous pouvons distinguer cette couche dans les profils d'indice de la figure 2-8. Elle correspond à la couche de faible indice optique juste avant le métal.

Technique d'épitaixie	Fonctions	Dopages	Matériaux	Épaisseurs
MOCVD	Contact	$n : 2e19cm^{-3}$	GaInAs:Si	1000 Å
	Plasmon	$n : 7e18cm^{-3}$	InP:Si	0.85 $\mu m$
	Gaine sup.	$n : 1e17cm^{-3}$	InP:Si	2.5 $\mu m$
	Anti-guide	$n : 6e16cm^{-3}$	GaInAs:Si	2000 Å
fin MBE	Anti-guide	$n : 6e16cm^{-3}$	GaIn <sub>0.53</sub> As:Si	1000 Å
MBE	Zone active : 50.3 nm x30 =1509 nm		Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	30 Å
			Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	18 Å
			Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	27 Å
			Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	19 Å
		$n : 2e17cm^{-3}$	Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	23 Å
		$n : 2e17cm^{-3}$	Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	20 Å
		$n : 2e17cm^{-3}$	Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	22 Å
		$n : 2e17cm^{-3}$	Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	22 Å
			Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	21 Å
			Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	28 Å
			Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	21 Å
			Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	40 Å
			Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	13 Å
			Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	13 Å
			Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	51 Å
			Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	13 Å
	Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	45 Å		
	Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	14 Å		
	Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.59</sub> As	40 Å		
	Al <sub>0.56</sub> In <sub>0.44</sub> As	23 Å		
début MBE	Anti-guide	$n : 6e16cm^{-3}$	GaIn <sub>0.53</sub> As:Si	3000 Å
	Substrat Gaine Inf.	$n : 1e17cm^{-3}$	InP:Si	300 $\mu m$

Tableau 2-1: ensemble des couches constituant la structure des LCQs dans la direction d'épitaixie. Les épaisseurs ainsi que les dopages indiqués correspondent à un exemple de structure émettant à 5.65 $\mu m$ . La zone active est séparée en une zone d'injection et une zone d'émission. La zone d'émission est la zone ne comportant que 3 puits de GaInAs (en bleu clair).

Les épaisseurs de la zone active et des couches guidantes en InP sont telles que  $\omega t / 2\pi c \sim 0.3$ . Si nous regardons le diagramme de dispersion du guide planaire (figure 2-6 a)) pour un tel produit  $\omega t$ , nous nous apercevons que seul le mode fondamental peut se propager dans cette direction. Le guide est donc monomode.

## Le guidage optique dans les Lasers à Cascade Quantique.

Afin de quantifier les effets des différentes couches sur les performances du guide, nous pouvons calculer le facteur de mérite pour plusieurs configurations (figure 2-8 et tableau 2-2).

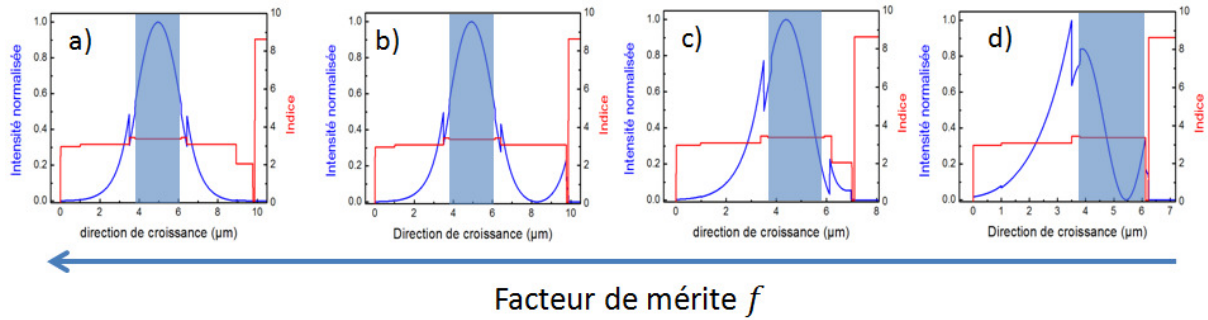


Figure 2-8 : calculs numériques réalisés grâce au formalisme des matrices-S pour différentes configurations. a) guide utilisé pour LCQs décrit plus haut, se terminant par une couche de métal b) Même guide que a) mais sans la couche plasmon. c) Même guide que a) mais sans la couche diélectrique faiblement dopée. d) Même guide que a) mais sans la couche diélectrique faiblement dopée ni la couche plasmon.

Configuration de guide	Indice effectif	Pertes (cm <sup>-1</sup> )	Recouvrement (%)	Facteur de mérite
a	3.25	2.96	70.70	23.85
b	3.25	7.02	69.40	9.88
c	3.22	9.13	71.10	7.79
d	3.11	14.99	39.40	2.63

Tableau 2-2: Caractéristiques optiques des différentes configurations de guide décrit à la figure 2-8.

Plus le mode se situe loin du métal et plus le facteur de mérite augmente. La couche plasmon nous permet d'avoir un bon recouvrement dans la configuration c) mais les pertes sont trop importantes, c'est pourquoi l'utilisation de la couche d'*InP* faiblement dopée est primordiale. Plus l'épaisseur de cette couche est importante et plus le facteur de mérite augmente (figure 2-9 b)).

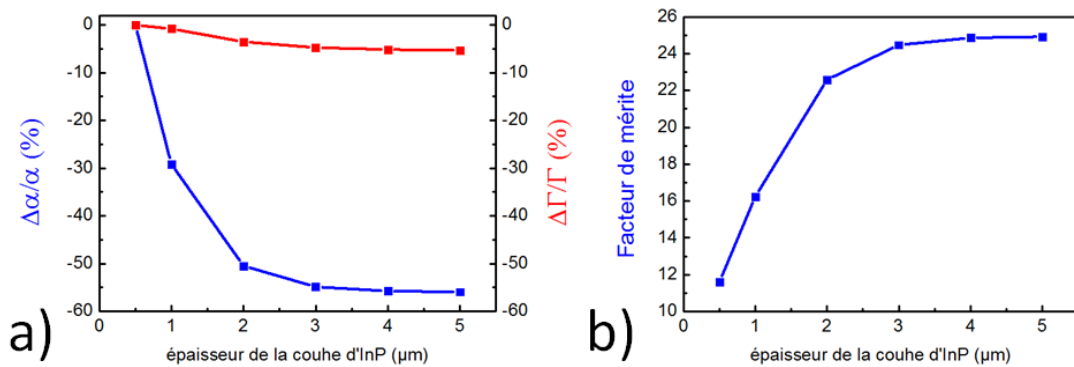


Figure 2-9 : évolutions en fonction de l'épaisseur d'InP faiblement dopée a) des pertes optiques et du recouvrement et b) du facteur de mérite en fonction de l'épaisseur d'InP faiblement dopée.

Nous voyons que le facteur de mérite sature à cause de l'évolution du recouvrement et des pertes. En termes d'optimisation, il n'est donc pas nécessaire d'utiliser une couche trop épaisse. Du point de vue de l'épitaxie, l'augmentation de l'épaisseur de la couche augmente le risque de générer des défauts microscopiques, et donc, d'augmenter les pertes extrinsèques. De plus, nous verrons dans le paragraphe suivant que cette couche doit être gravée pour définir le guide. Une couche épaisse est plus difficile à graver si nous souhaitons conserver des flancs bien définis sans défaut. De plus, d'un point de vue thermique, plus cette couche est épaisse et plus sa résistance thermique augmente, ce qui limite la dissipation de la chaleur générée dans la zone active. Ainsi, nous utilisons en général, une couche de 2.5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

L'étude du confinement vertical nous a permis d'obtenir un guide avec un bon facteur de mérite, nous permettant d'envisager le fonctionnement du laser avec de bonnes performances. Nous devons maintenant étudier les contraintes pour le confinement dans la direction transverse.



## ii. Structure latérale

Nous allons maintenant décrire les approches pour confiner le mode optique dans la direction latérale ( $\vec{x}$ ). Le confinement latéral est généralement obtenu par contraste d'indices optique à l'aide d'une gravure de ruban. Cette approche permet, en outre, de confiner le courant (figure 2-10).

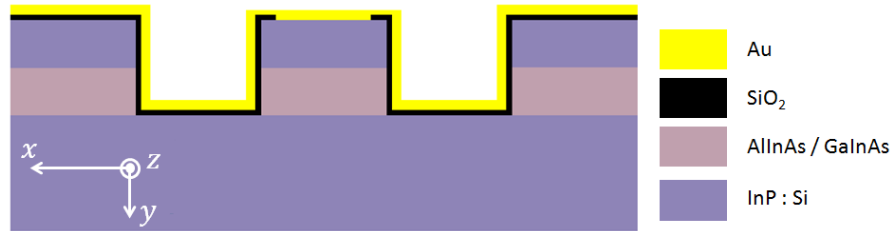


Figure 2-10 : schéma de cavité laser. Une double tranchée est gravée de part et d'autre du ruban afin de confiner le mode. Une couche d'isolant (en noir) permet de contrôler l'injection de courant uniquement dans le ruban.

Ce ruban est fabriqué à l'aide des techniques de lithographie optique. Sa largeur est de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ , celle-ci variant en fonction de la longueur d'onde et de l'utilisation du laser. Nous déposons une couche d'isolant électrique sur toute la géométrie qui est ensuite gravée sur le haut du ruban. Elle isole le reste de la structure et le courant passe uniquement dans le ruban. Généralement, le matériau est un oxyde de Silicium ( $\text{SiO}_2$ ) ou un nitrure de Silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). En plus de sa fonction électrique, ce matériau est utilisé pour confiner le mode. La combinaison de ce matériau de faible indice optique ( $n_{\text{SiO}_2} \sim 1.4$ ) et du métal sur les flancs du ruban assure un recouvrement proche de  $\sim 100\%$  dans la direction transverse ( $\vec{x}$ ).

Comme dans le cas du confinement vertical, la taille du guide va déterminer le nombre de modes qui peuvent s'y propager. Les modes de la cavité ne se calculent plus avec l'équation (2-31) car la polarisation du champ électromagnétique n'est plus la même par rapport aux interfaces entre les matériaux d'indices optiques différents.<sup>[39]</sup> À titre d'exemple, la figure 2-11 représente la répartition spatiale de  $|E_y|^2$  dans le plan ( $\vec{x}, \vec{y}$ ) des trois premiers modes du guide. L'épaisseur de chaque couche est détaillée dans le tableau 2-1. Les couches d'isolant et le métal qui recouvrent le ruban ont chacune une épaisseur de  $400 \text{ nm}$ .

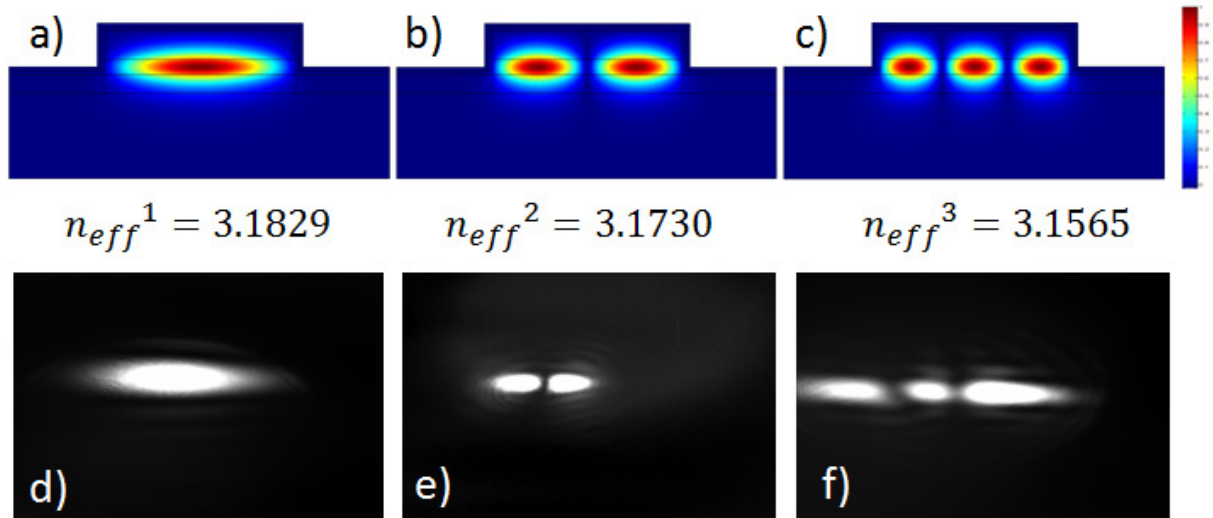


Figure 2-11 : calculs de  $|E_y|^2$  (valeurs normalisées) réalisés à l'aide des éléments finis (COMSOL) pour chacun des trois premiers modes du guide a), b) et c) avec les indices effectifs respectifs. Le substrat est tronqué afin de limiter le nombre de triangles dans le calcul. Le ruban fait  $20\mu\text{m}$  de large pour un laser émettant à  $5\mu\text{m}$ . d), e) et f) champs proches des différents modes du ruban, visualisés à l'aide d'un objectif de microscope d'une caméra infrarouge, à multi-puits quantiques.

Pour obtenir un laser monomode, la stratégie consiste, pour le choix de la largeur du ruban, à utiliser le guide multi-mode et à optimiser le facteur de mérite  $f$  du mode fondamental, appelé  $\text{TM}_{00}$ . L'amplitude au carré du champ électrique de ce mode est représentée sur la figure 2-11 a). Nous pouvons également augmenter les pertes sur les ordres supérieurs ( $\text{TM}_{01}$ ,  $\text{TM}_{02}$ ...), et favoriser le mode fondamental. Pour les LCQs, l'utilisation de la couche d'or sur les flancs du ruban permet d'introduire des pertes sur les ordres supérieurs, dans la direction transverse. Si le guide est trop étroit, ces pertes pénalisent également le mode fondamental et les performances du laser risquent d'être dégradées. C'est pourquoi nous fabriquons toujours différentes largeurs de ruban pour les nouvelles structures. La largeur optimum est atteinte lorsque le laser fonctionne sur le mode fondamental avec le maximum de puissance.

Le choix de la largeur du ruban est également un compromis entre la puissance désirée et la température de fonctionnement du laser. Étant donné les rendements relativement faibles des LCQs (autour de 10%) à température ambiante, l'injection du

## Le guidage optique dans les Lasers à Cascade Quantique.

courant se traduit par un échauffement de la structure par rapport à la température de l'environnement. Cet échauffement produit une dégradation des performances du laser liée à l'activation thermique des porteurs dans les sous-bandes. Les transitions non radiatives par émission de phonon sont favorisées, tout comme le passage des électrons dans le continuum d'état. Pour comprendre l'évolution de l'échauffement de la température en fonction de la largeur du ruban, comparons deux lasers de même longueur et de même hauteur  $h$  mais dont la largeur de l'un est deux fois plus grande que le second  $l^2 = 2l^1$  (figure 2-12).

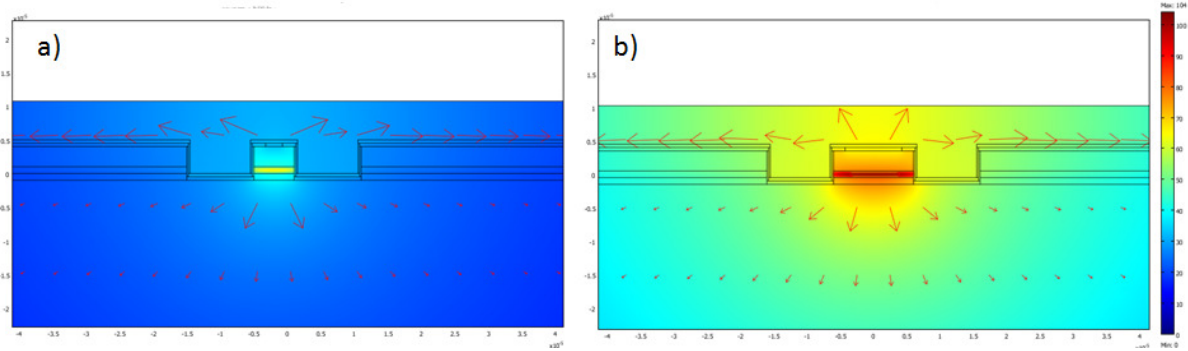


Figure 2-12 : calculs par éléments finis de l'échauffement de la zone active par rapport à la température ambiante pour deux largeurs de rubans  $6\mu\text{m}$  a) et  $12\mu\text{m}$  b), et, pour une même densité volumique de chaleur générée dans la zone active. L'échelle est la même dans les deux représentations. Les flèches représentent les flux thermiques. Le dessus du laser est complètement recouvert avec de l'or électrolytique.

Le courant seuil du laser  $I_{seuil}$  est donné par la densité de courant seuil  $J_{seuil}$  et les paramètres géométrique du laser :

$$I_{seuil} = J_{seuil} \times h \times l \quad (2-40)$$

Les lasers sont identiques et ont donc la même densité de courant seuil, ce qui implique :

$$I_{seuil}^2 = J_{seuil} \times h \times l^2 = 2 I_{seuil}^1 \Leftrightarrow P^2 = 2P^1 \quad (2-41)$$

Les puissances totales utilisées pour les simulations de la figure 2-12 sont  $P^1 = 7\text{ W}$  et de  $P^2 = 14\text{ W}$  pour des largeurs  $l^1 = 6\mu\text{m}$  et  $l^2 = 12\mu\text{m}$ . L'échauffement dans la zone active est plus faible dans le cas du ruban étroit ( $\Delta T^1 = 66\text{ K}$  contre  $\Delta T^2 = 103\text{ K}$ ). Ce résultat masque le fait que la résistance thermique du ruban étroit est plus grande que celle des rubans large. En effet, nous obtenons des résistances thermiques de  $R_{th}^1 = 9.3\text{ K/W}$  et

de  $R_{th}^2 = 7.3 \text{ K/W}$ . L'échauffement  $\Delta T = P \times R_{th}$  est néanmoins plus faible pour le ruban étroit car  $R_{th}^1 > R_{th}^2$  mais  $R_{th}^1 < 2R_{th}^2$ . Dans le cas d'un fonctionnement en continu pour lequel les puissances injectées sont importantes, nous devons donc privilégier les rubans étroits afin de limiter l'échauffement. Néanmoins, si le ruban est trop étroit, le mode bave dans le métal sur les flancs du ruban et les pertes augmentent alors que le recouvrement avec la zone active diminue. La largeur optimale est déterminée en fabriquant des lasers de plusieurs largeurs.

Dans le cas d'une application nécessitant une forte puissance pic, nous pouvons utiliser des rubans larges. Le rapport cyclique du pulse électrique alimentant le laser est relativement faible (autour de 1%) pour ne pas laisser le temps au laser de s'échauffer par le passage de courant. Le choix de la largeur du ruban est donc un compromis entre l'utilisation du laser et les performances désirées.

## 2. Les résonateurs optiques

### a. Les résonateurs Fabry-Pérot

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté le guidage des modes optiques dans le plan transverse à l'axe de propagation de la lumière. Nous avons montré que ce guide, de par ces dimensions, est multi-mode. Néanmoins, étant donné le facteur de mérite des ordres supérieurs, seuls le mode fondamental dans les deux directions est susceptible d'être amplifié. Dans ce cas nous parlons de laser monomode spatialement. Nous allons maintenant nous intéresser au confinement et aux propriétés spectrales du laser dans la direction de propagation de la lumière.

#### i. Les pertes miroirs

Pour optimiser l'efficacité du laser, les photons qui arrivent au bout de la cavité laser doivent être réinjectés afin de générer un maximum d'émissions stimulées. Lorsque le photon arrive en bout de guide, celui-ci doit être réfléchi pour traverser la cavité en sens inverse. Sans cela, il n'y aurait pas de cavité laser et le rayonnement serait simplement une

## Le guidage optique dans les Lasers à Cascade Quantique.

émission spontanée amplifiée sans cohérence. Ce confinement longitudinal est assuré par les facettes du guide. Dans le cas des lasers semi-conducteurs, les facettes sont réalisées en clivant le matériau dans la direction perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde (figure 2-13).

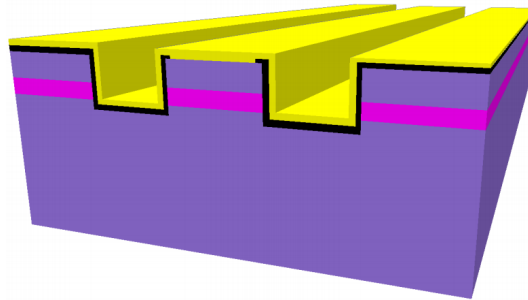


Figure 2-13 : schéma de cavité utilisée pour les lasers à cascade quantique. La cavité se termine par une facette clivée (zone active en magenta, InP en violet, SiO<sub>2</sub> en noir et métal en jaune).

Les deux facettes de chaque côté du guide ont une réflectivité  $R_1$  et  $R_2$ . Plus ces réflectivités sont grandes et plus le nombre de photons réinjectés augmente. Du point de vue de la cavité optique, les photons non réfléchis, mais transmis, sont perdus. Ce mécanisme, appelé pertes miroirs (figure 2-14) représentent l'intensité lumineuse du laser. Il faut donc réaliser une optimisation de ces réflectivités.

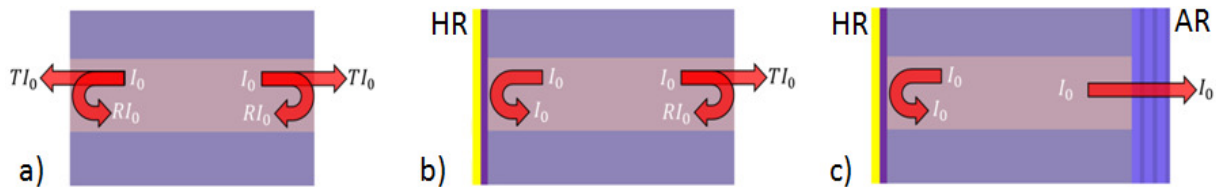


Figure 2-14 : schéma des différentes configurations de cavité laser. a) dans le cas d'une cavité simple des pertes miroirs sont appliquées aux deux facettes b) le traitement HR permet de réduire les pertes miroirs sur une des facettes c) le traitement AR permet d'accroître la puissance de sortie du laser.

Dans l'approximation des ondes planes, la réflectivité  $R$  des facettes de sortie est donnée par la différence d'indice entre le semi-conducteur  $n_1$  et l'air  $n_2$ :

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2-42)$$

Dans le cas des lasers à cascade quantique, l'indice des matériaux dans l'infrarouge utilisé est proche de  $n_1 \approx 3.2$ , ce qui nous donne une réflectivité de 27%. Le guide ayant deux facettes de sortie, les pertes miroir  $\alpha^m$  sont données par :

$$\alpha^m = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 \cdot R_2) \quad (2-43)$$

Avec  $R_1$  et  $R_2$  les réflectivités de chaque facette et  $L$  la longueur de la cavité. Si aucun traitement n'est appliqué aux facettes, nous avons alors  $R_1 = R_2 = R$  et les pertes miroirs sont données par :

$$\alpha^m = -\frac{1}{L} \ln(R) \quad (2-44)$$

Dans le cadre de l'utilisation des lasers, il est souvent inutile d'avoir un faisceau laser de chaque côté du guide. Une des facettes est alors traitée avec un dépôt de haute réflectivité (HR) (figure 2-14 b)). Un isolant, puis un métal, sont déposés sur la facette afin d'atteindre des réflectivités  $R_1 \approx 95\%$ . Les photons arrivant sur cette facette sont quasiment tous réinjectés dans la cavité. L'intérêt de ce traitement est de réduire les pertes miroirs et donc de réduire le courant seuil du laser. Si les pertes sont réduites d'un côté du laser, nous pouvons réaliser un traitement antireflet (AR) sur l'autre facette afin de réduire la réflectivité de celle-ci (figure 2-14c)). Les pertes miroirs sont plus importantes sur cette facette mais la puissance optique du laser augmente. Ce dépôt, constitué d'une alternance de couches diélectriques, d'indices optiques différents et d'épaisseur  $\lambda_n/4$ , constitue un résonateur de Bragg et la réflectivité peut atteindre  $R_2 \approx 4\%$ . Si les pertes miroirs augmentent, le courant seuil du laser aussi. Il y a donc un compromis entre la réflectivité du laser et la puissance du laser.<sup>[28]</sup> Sans traitement AR ni HR, et pour ne pas avoir trop de pertes miroirs comparés aux pertes du guide, cette optimisation nous impose une cavité de 1 mm de long au minimum et la longueur habituelle des cavités est de 3 mm. Des longueurs plus importantes (~7mm) peuvent être utilisées si les facettes sont traitées.<sup>[28]</sup>

Si nous prenons en compte les trois directions de l'espace, un mode de la cavité est déterminé par le triplet  $(u, v, w)$ . La résolution des équations bilan pour les lasers semi-conducteurs (voir [27]) nous donne la densité de courant seuil du laser,  $J_{th}^{u,v,w}$ , en fonction de l'ensemble des pertes évoquées et du gain modal :

$$J_{th}^{u,v,w} = \frac{\alpha_{u,v,w}^i + \alpha_{u,v,w}^e + \alpha_{u,v,w}^m}{G_{u,v,w}} = \frac{\alpha_{u,v,w}^g + \alpha_{u,v,w}^m}{g\Gamma_{u,v,w}} \quad (2-45)$$

Avec  $\alpha_{u,v,w}^i$  et  $\alpha_{u,v,w}^e$  les pertes modales intrinsèques et extrinsèques dont la somme représente les pertes guide  $\alpha_{u,v,w}^g = \alpha_{u,v,w}^i + \alpha_{u,v,w}^e$  et  $\alpha_{u,v,w}^m$  représente les pertes miroirs du mode. Le facteur de mérite  $f_{u,v,w}$  du mode doit également prendre en compte ces pertes miroirs :

$$f_{u,v,w} = \frac{\Gamma_{u,v,w}}{\alpha_{u,v,w}^g + \alpha_{u,v,w}^m} \quad (2-46)$$

Avec  $\Gamma_{u,v,w}$  le produit des recouvrements dans les trois directions. Les facettes du laser, dont nous pouvons contrôler les réflectivités, permettent de confiner le champ électromagnétique dans l'axe de propagation de la lumière. Intéressons-nous maintenant aux propriétés spectrales de la cavité dans cette direction.

## ii. Propriété spectrale du résonateur FP

Nous venons de voir que la cavité laser, d'indice optique  $n$ , est constituée de deux miroirs parallèles dans la direction longitudinale. Ce type de cavité est appelée cavité Fabry-Pérot (FP) (figure 2-15).

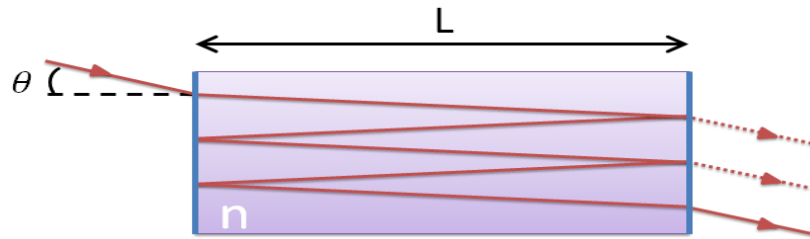


Figure 2-15 : schéma d'une cavité Fabry-Pérot constituée de deux miroirs parallèles et d'un milieu d'indice  $n$ . L'onde se propageant à travers le résonateur est transmise dans le cas où les réflexions sont constructives et réfléchiées si elles sont destructives.

Le coefficient de transmission de l'intensité  $T$  d'un résonateur Fabry-Pérot avec des miroirs de réflectivité  $R$  est donné par :

$$T = \frac{1}{1 + C \sin^2(\varphi)} \quad (2-47)$$

Avec  $C = 4R/(1 - R^2)$  et  $\varphi = 2\pi nL/\lambda_0 * \cos(\theta)$ .<sup>[33]</sup> La finesse de la cavité  $F$  est définie comme le rapport entre l'espace entre deux pics de transmission  $\delta\nu$  et la largeur d'un pic  $\Delta\nu$   $F = \frac{\pi}{2}\sqrt{C}$  (figure 2-16).

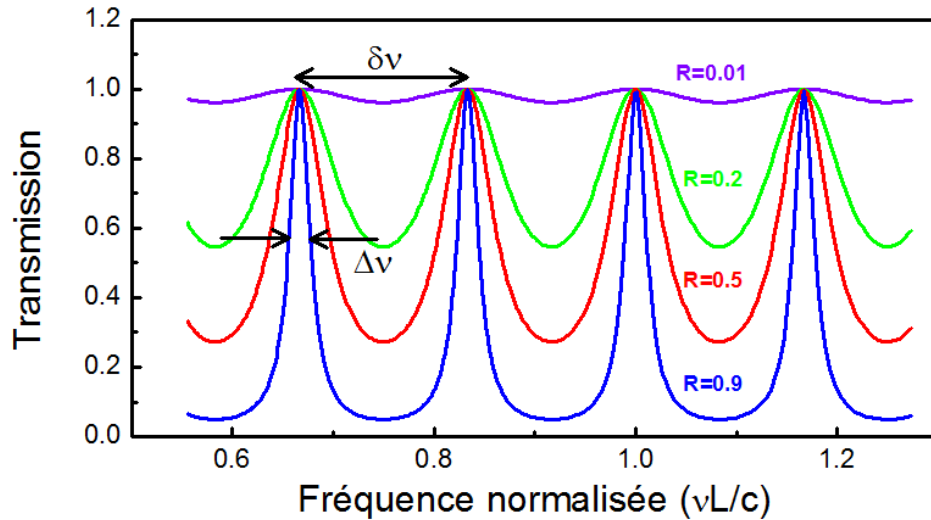


Figure 2-16 : calculs de la transmission d'un résonateur FP pour différentes valeurs de la réflectivité  $R$  en fonction de la fréquence de l'onde pour une onde en incidence normale sur le résonateur.

L'écart entre deux pics de transmission  $\delta\nu$  est donné par la relation :

$$\delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (2-48)$$

Le coefficient de transmission  $T$ , équation (2-47), est donné pour un résonateur FP à une dimension. La relation (2-48) nous montre que plus le résonateur est grand, plus l'intervalle entre deux fréquences est réduit. Pour un laser à cavité FP, cela signifie que plus la cavité est grande, plus le nombre de modes pouvant s'y propager important.

Pour qu'un mode soit amplifié par émission stimulée, il doit avoir un gain modal suffisamment grand pour compenser les pertes. Lorsque nous augmentons la tension sur le laser, le gain augmente et le premier mode dont le gain est égal aux pertes atteint le seuil laser. Au seuil laser, cette situation arrive à un seul mode pour la raison suivante : le gain provient de  $N$  cascades abritant chacune une transition électronique d'énergie très proche si bien que nous pouvons, en première approximation, considérer qu'il s'agit d'une seule transition  $N$  fois plus intense. Le gain total résultant a une forme issue de cette transition



électronique. Il s'agit donc d'une Lorentzienne dont la largeur est donnée par le temps de cohérence de la transition électronique. Si nous restons à cette tension, le laser est monomode (figure 2-17 a)). Si nous augmentons encore la tension, l'élargissement du gain n'est pas parfaitement homogène, le gain n'est pas bloqué et d'autres modes peuvent remplir la condition d'égalité entre gain et pertes (figure 2-17 b)). Néanmoins, ce processus ne continue pas au-delà d'un certain nombre de modes. Il existe donc une certaine largeur spectrale  $\Delta\nu$  sur laquelle les modes FP peuvent remplir la condition laser.<sup>[34]</sup>

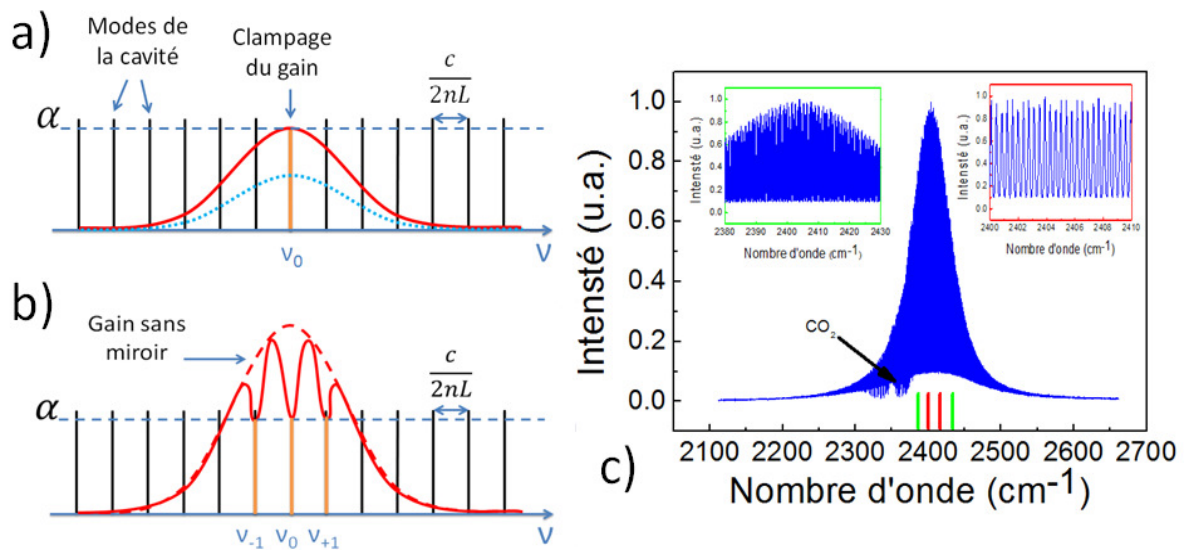


Figure 2-17 a): schéma représentant la forme des courbes de gain sous le seuil laser (en pointillés bleus) et au seuil laser (en rouge trait continu). b) schéma représentant la forme de la courbe de gain au-dessus du seuil laser c) spectre d'un laser Fabry-Pérot émettant en continu à 20°C, inserts : agrandissements du même spectre. L'absorption du  $\text{CO}_2$  est visible sur le spectre.

A cause de la longueur importante de la cavité par rapport à la longueur d'onde, de nombreux modes longitudinaux, dans la direction de propagation, ne sont pas différenciés en termes de facteur de mérite  $f$  ; les pertes  $\alpha$  sont équivalentes pour tous les modes longitudinaux (tirets bleus sur les figure 2-17 a) et b)). Les dimensions des résonateurs FP sont de l'ordre du millimètre, l'intervalle entre deux modes longitudinaux est donc de l'ordre de  $1 \text{ cm}^{-1}$  alors que la largeur spectrale du LCQ est de  $\Delta\nu \approx 100 \text{ cm}^{-1}$  et le laser est multi-mode. La figure 2-17 c) nous montre un exemple de spectre de LCQ FP. Le

---

spectre est composé d'un peigne de modes longitudinaux. Les LCQs FP sont donc multi-modes spectralement.

En conclusion, les résonateur FP utilisés pour les LCQs sont des guides pouvant être monomodes dans les directions transverses mais, sont multi-modes, dans la direction longitudinale. Cette caractéristique n'est pas un inconvénient pour des applications comme la contre-mesure optique. Pour ces applications, le laser doit fonctionner sur le mode  $TM_{00}$  et doit être suffisamment puissant. Le résonateur FP est tout à fait adapté dans ce cas en raison des bons confinements optiques obtenus. Néanmoins, pour la spectroscopie, un laser monomode est nécessaire et un autre type de résonateur doit être utilisé.

## **b. Les résonateurs monomodes**

Pour obtenir un laser monomode spectralement, nous devons favoriser un seul mode dans la direction longitudinale. Plusieurs stratégies sont possibles, elles reposent sur l'optimisation du facteur de mérite. Nous allons montrer un panorama des solutions proposées dans la littérature.

### **i. Les microcavités**

Une solution consiste à filtrer les modes longitudinaux de la cavité laser en utilisant une microcavité dont l'intervalle spectral libre est suffisamment grand pour qu'un seul des modes ne soit amplifié (figure 2-18). En réduisant la longueur de la cavité nous pourrions faire en sorte qu'un seul mode remplisse la condition d'amplification laser. Pour cela, il faudrait faire une cavité de  $L_2 \sim 150 \mu m \ll L_1 \sim 1 mm$ .

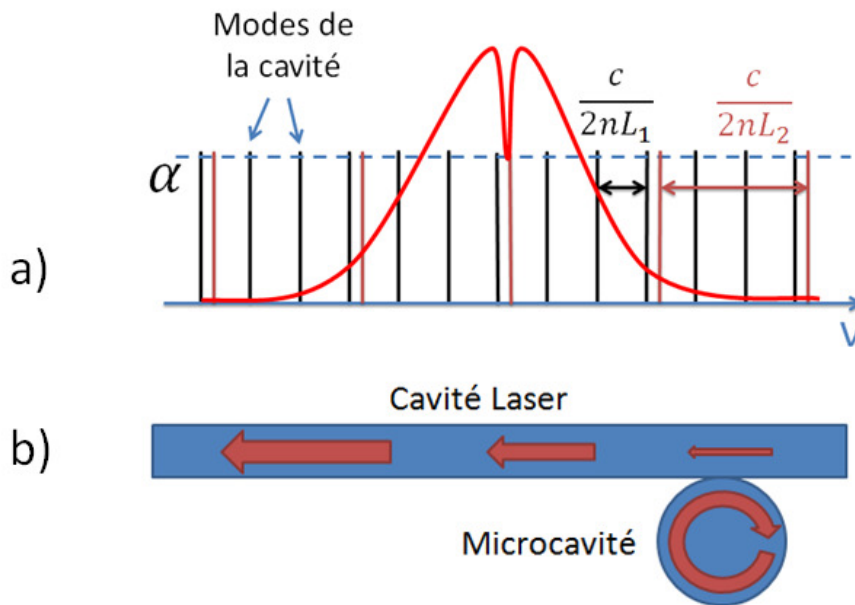


Figure 2-18 a): schéma représentant le recouvrement des modes de la cavité laser en noir et les modes de la microcavité en rouge avec le gain du laser, les pertes  $\alpha$  sont représentées par la ligne en pointillés. b) schéma de la configuration utilisée pour coupler une microcavité à un guide amplificateur.

Une façon simple de contourner le problème des pertes miroirs, pour de telles longueurs de cavité, est l'emploi d'une microcavité circulaire. La puissance optique des microcavités étant faible, nous pouvons la coupler à une deuxième cavité laser utilisée pour amplifier le signal (figure 2-18 b)). La lumière qui se propage sur une trajectoire circulaire est couplée de façon évanescente avec le guide rectiligne. L'avantage de ce type de dispositif est l'intégration monolithique de l'élément qui réalise le filtrage spectral. Des travaux ont montré la possibilité de réaliser ce dispositif basé sur une structure de LCQs avec une température maximum de fonctionnement de 140 K et une puissance de quelques milliwatts.<sup>[35]</sup> L'inconvénient est le niveau complexe de réalisation, notamment en ce qui concerne l'optimisation de la longueur d'onde contrôlée par la taille de la microcavité. Il est en effet, difficile, de maîtriser le diamètre au millièmeter, précision requise sur la longueur d'onde de ces lasers.

## ii. Les cavités externes

La deuxième solution consiste à placer le milieu à gain dans une cavité externe optique comprenant au moins un réseau de diffraction (figure 2-19 a)). Seul le mode sélectionné par le réseau est réinjecté dans le milieu à gain.<sup>[36]</sup> Tous les autres modes ont trop de pertes du point de vue de la cavité étendue (comprenant le milieu à gain et le réseau) et sont éteints. Ainsi le laser est monomode.

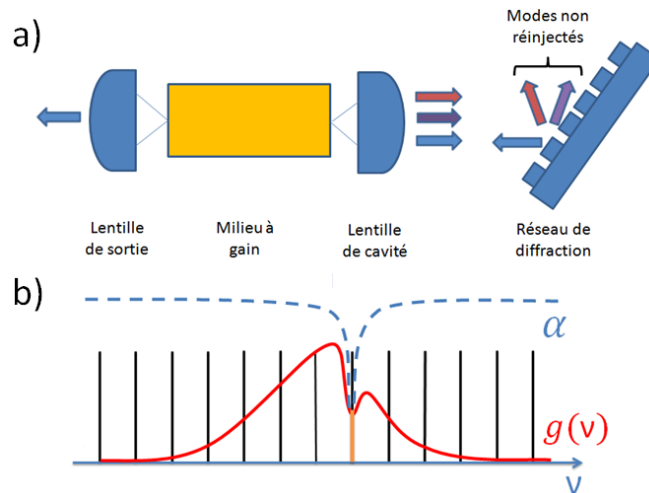


Figure 2-19 : a) schéma d'une cavité externe. Dans cette configuration, on utilise deux lentilles pour collimater le faisceau en sortie du milieu à gain et un réseau de diffraction pour ne réinjecter qu'un seul des modes de la cavité (celui en bleu sur le schéma). b) La sélection de la longueur d'onde se fait en augmentant les pertes sur tous les modes sauf un.

L'avantage de ce type de système optique est de permettre à l'utilisateur de disposer d'une source monomode et de pouvoir balayer une grande plage de longueur d'onde. Nous pouvons ainsi détecter des molécules complexes comme les explosifs dont le spectre d'absorption est large comparé à celui des molécules simples comme le  $\text{CO}_2$ . Ce dispositif, non intégré au laser et qui nécessite une mécanique et des réglages de précision, n'est utilisé que dans les cas où nous avons besoin de balayer de façon continue une plage de longueur d'onde supérieure à  $10 \text{ cm}^{-1}$ . Pour un balayage plus petit, nous verrons qu'un laser à contre réaction répartie est suffisant. L'inconvénient de ce système réside dans la finesse des réglages optiques et l'asservissement nécessaire à son bon fonctionnement. Il est en pratique délicat d'avoir un balayage continu sans saut de modes longitudinaux.

### iii. Les résonateurs à contre réaction répartie

La troisième solution est l'utilisation d'un réseau à contre réaction répartie (DFB). Ce réseau permet de contrôler les modes qui peuvent se propager ou non dans la cavité. Le fonctionnement de ce réseau est complètement différent du réseau utilisé dans le cas des cavités externes. Le réseau DFB est directement intégré au laser et ne nécessite pas d'élément optique supplémentaire. Nous avons retenu cette solution car elle nous permet de disposer de sources compactes, monomodes puissantes (>mW) et fonctionnant à température ambiante. Le balayage accessible n'est que de quelques  $cm^{-1}$  mais est continu et reproductible.

## 3. Les lasers à contre réaction répartie

### a. Les résonateurs de Bragg

Le réseau DFB est un résonateur de Bragg dont la fonction principale est de sélectionner la longueur d'onde du laser. Avant d'étudier précisément le fonctionnement des LCQs DFB, attardons nous sur l'analyse des réseaux de Bragg. Ces résonateurs sont une alternance périodique de milieu d'indices optiques différents. Ce milieu est un résonateur de Bragg pour une onde de longueur d'onde  $\lambda_n$  dans le matériau, si sa période  $\Lambda$  vérifie :

$$\Lambda = \frac{\lambda_n}{2} m \quad (2-49)$$

$m$  étant un entier naturel. Dans les paragraphes suivants, nous nous focaliserons sur le cas de la contre réaction répartie où  $m = 1$ . Dans le chapitre suivant, nous étudierons l'émission de surface avec  $m = 2$ .

Considérons une alternance périodique de matériaux d'indices  $n_1$  et  $n_2$  de période  $\Lambda$  (figure 2-20). Une onde se propageant à travers ce millefeuille de matériaux subit, à chaque interface, une réflexion, tandis qu'une partie est transmise dans la couche suivante.

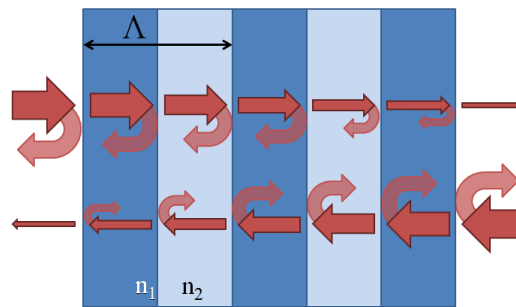


Figure 2-20 : schéma d'un résonateur de Bragg. Les deux modes n'ont pas la même répartition spatiale de leur énergie bien qu'ils aient le même vecteur d'onde.

Étudions l'effet de cette structure sur deux ondes contra-propageantes, *i.e.*, de vecteur d'onde de signe opposé mais de même norme. Pour des ondes de longueur d'onde quelconque, les réflexions à chaque interface sont destructives et l'intensité transmise pour chaque onde, par le millefeuille, est atténuée. Si, la longueur d'onde est telle que ces réflexions sont constructives, les deux ondes qui traversent ce milieu vont générer des interférences constructives et s'échangent de l'énergie tout le long du milieu périodique. Ces interférences créent une onde stationnaire dont les ventres se situent, soit dans les couches d'indice le plus élevé, soit dans les couches d'indice le plus bas (figure 2-21). Afin de produire ces interférences constructives la période doit nécessairement être un multiple d'une demie longueur d'onde (équation (2-49)).

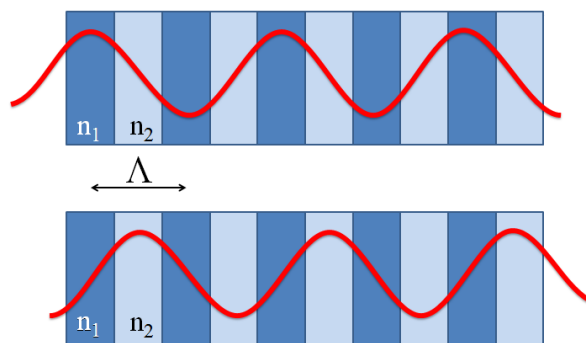


Figure 2-21 : schéma des deux modes générés par les interférences constructives des ondes contra-propageantes dans un milieu périodique. Les deux modes n'ont pas la même répartition spatiale de leur énergie bien qu'ils aient le même vecteur d'onde.

L'étude de l'énergie électromagnétique nous montre que le mode, dont les nœuds se situent dans les couches d'indice le plus bas, a une énergie plus grande que le mode dont les nœuds se situent dans les couches d'indice le plus élevé.<sup>[37]</sup> Par conséquent, ces deux modes avec le même vecteur d'onde, n'ont pas la même énergie, ce qui est strictement impossible dans le cas d'un milieu homogène.

Le réseau qui a pour période  $\Lambda_B = \lambda_n/2$  va donc coupler l'onde de vecteur d'onde  $k$  avec l'onde de vecteur  $k'$  si :

$$\vec{k}' = \vec{k} - \vec{K}_B = \frac{2\pi}{\lambda_n} \vec{i} - \frac{2\pi}{\Lambda_B} \vec{i} = \frac{2\pi}{\lambda_n} \vec{i} - \frac{4\pi}{\lambda_n} \vec{i} = -\vec{k} \quad (2-50)$$

Considérons un milieu homogène d'indice optique  $n$  et deux ondes, de même longueur d'onde  $\lambda$  mais qui se propagent dans des directions opposées, i.e.  $\vec{k}_c = -\vec{k}_v$ . Ces deux ondes ont la même énergie donnée par la relation de dispersion linéaire :  $\omega_c = \omega_v = c \|\vec{k}_{c,v}\|$  (figure 2-22 a)). Le niveau d'énergie  $\omega_{c,v}$  a donc une dégénérescence égale à 2. Maintenant, considérons le milieu périodique évoqué précédemment : nous avons vu que les deux ondes, qui ont le même vecteur d'onde en norme, créent deux modes qui n'ont pas la même énergie, il y a levée de dégénérescence et  $\omega_c \neq \omega_v$  (figure 2-22 b)). Plus la différence d'indice est grande et plus l'écart en énergie des deux modes est important (figure 2-22 c)).

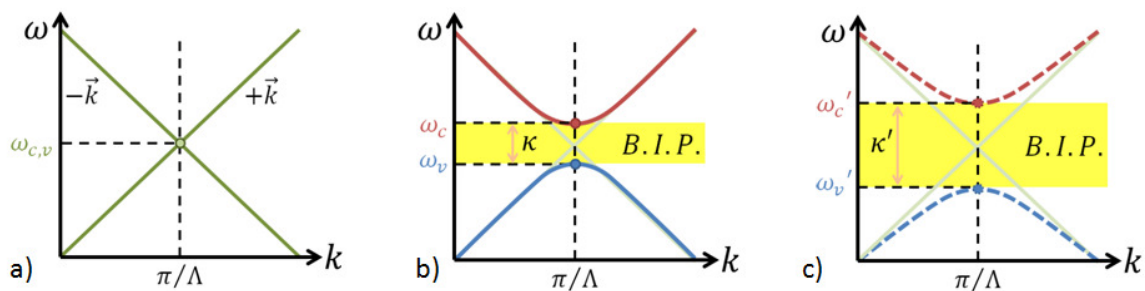


Figure 2-22: schéma du diagramme de dispersion a) dans le cas d'un milieu homogène (trait plein en vert), b) dans le cas d'un résonateur de Bragg avec une faible différence d'indice (traits pleins en rouge et bleu) et c) dans le cas d'une grande différence d'indice (traits en pointillés rouges et bleus).

Le fonctionnement d'un résonateur de Bragg est donc analogue à ce qui se passe dans le cas d'un électron qui voit un potentiel périodique dans un cristal. La périodisation du potentiel électrostatique engendre la création d'une bande énergétique interdite, c'est pourquoi, par analogie, on parle de bande interdite photonique (B.I.P.) pour les ondes de pulsation comprises entre  $\omega_c$  et  $\omega_v$ . La B.I.P. correspond aux pulsations pour lesquelles les réflexions multiples dans le résonateur sont destructives, l'onde ne peut alors se propager. Par ailleurs, nous parlerons de modes de Bloch pour les solutions d'un tel système, de bande de conduction pour la bande de haute énergie ( $\omega_c$ ) et de bande de valence ( $\omega_v$ ) pour la bande de basse énergie. La propagation de la lumière à travers un milieu périodique est modifiée lorsque la longueur d'onde de la lumière est du même ordre de grandeur que la périodicité du matériau. La relation de dispersion n'est plus linéaire et des ondes ne peuvent plus se propager dans le résonateur. La B.I.P. est caractérisée par la différence d'énergie entre  $\omega_c$  et  $\omega_v$ . Nous définissons la force du réseau,  $\kappa$ , par rapport à cet écart en énergie :

$$\kappa = \frac{\Delta\omega}{2c} n_{eff} \quad (2-51)$$

Avec  $\Delta\omega$ , l'écart en pulsation entre les deux bandes de haute ( $\omega_c$ ) et basse ( $\omega_v$ ) fréquences du gap photonique en bord de zone de Brillouin (définie pour  $k \in \left[-\frac{\pi}{\Lambda}, \frac{\pi}{\Lambda}\right]$ ) et  $n_{eff}$  l'indice optique dans le cas non perturbé, *i.e.* sans réseau.<sup>[38]</sup> Le résonateur de Bragg est intégré dans les lasers sous une forme de réseau. Le cas le plus simple de ce réseau est réalisé pour une alternance périodique de matériau diélectrique d'indices optiques différents. C'est pourquoi, dans la suite de cette partie, nous étudierons le cas de réseaux enterrés avant d'étudier plus en détail, la nouvelle approche qui a été développée, plus compliquée, car basée sur l'utilisation d'un réseau métallique et d'un couplage indirect.

### **b. La contre réaction répartie dans le cas des réseaux enterrés**

Dans cette partie nous étudierons l'effet du résonateur de Bragg sur la propagation des modes dans la cavité laser. Nous verrons la modification du diagramme de dispersion des modes optiques générée par le réseau et comment, en réduisant les pertes d'un seul mode, nous obtenons un laser monomode spectralement.



### i. Modification du diagramme de dispersion

Le cas de DFB le plus souvent utilisé et le plus simple à comprendre est celui des réseaux enterrés, situés entre la couche de la zone active et la couche qui fait office de guide d'onde supérieur comme le montre la figure 2-23 a).

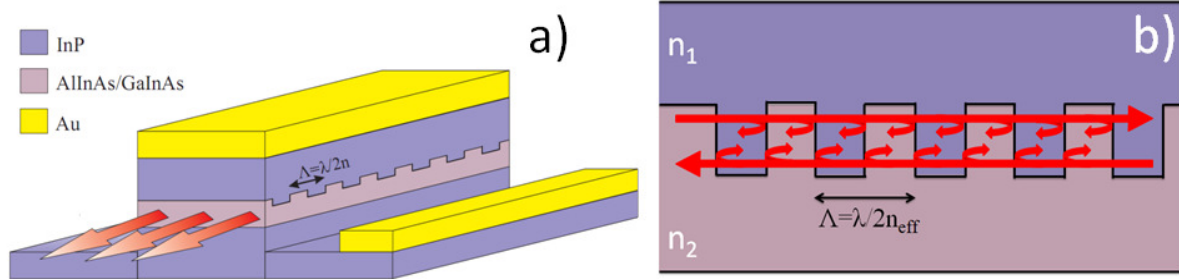


Figure 2-23 : a) schéma d'un laser DFB avec un réseau enterré, le matériau en AlInAs/GaInAs constitue la zone active, le matériau en InP le guide d'onde et l'or les contacts électriques. b) Schéma de la contre réaction répartie sur des ondes contra-propageantes dans un réseau.

Les photons générés par la zone active et confinés par le guide d'onde vont subir les réflexions à chaque interface du réseau (figure 2-23 b)). Si le couplage est suffisamment important, le réseau va contrôler la propagation des photons.

Ce type de couplage est appelé couplage par l'indice. En utilisant les équations des modes couplés dans le cas d'un réseau diélectrique<sup>[39]</sup>, nous obtenons la relation entre la pulsation  $\omega$  et la composante du vecteur d'onde dans la direction de périodicité du réseau,  $\beta$  :

$$Re(\beta) = \frac{\pi}{\Lambda_B} \pm \sqrt{\frac{n_{eff}^2}{c^2} (\omega - \omega_v)^2 + \frac{2\kappa n_{eff}}{c} (\omega - \omega_v)} \quad (2-52)$$

$$Im(\beta) = \sqrt{\kappa^2 - \frac{n_{eff}^2}{c^2} (\omega - \omega_B)^2} \quad (2-53)$$

Avec  $\omega_u$ , la pulsation du mode en bord de bande de valence et  $\omega_B$ , la pulsation de Bragg, correspondant au centre de la bande interdite photonique et qui est définie par  $\omega_B =$

$cK_B = c\pi/\Lambda$ . La figure 2-24 a) illustre l'évolution des parties réelle et imaginaire de la composante du vecteur d'onde  $\beta$  en fonction de la pulsation  $\omega$  de l'onde.

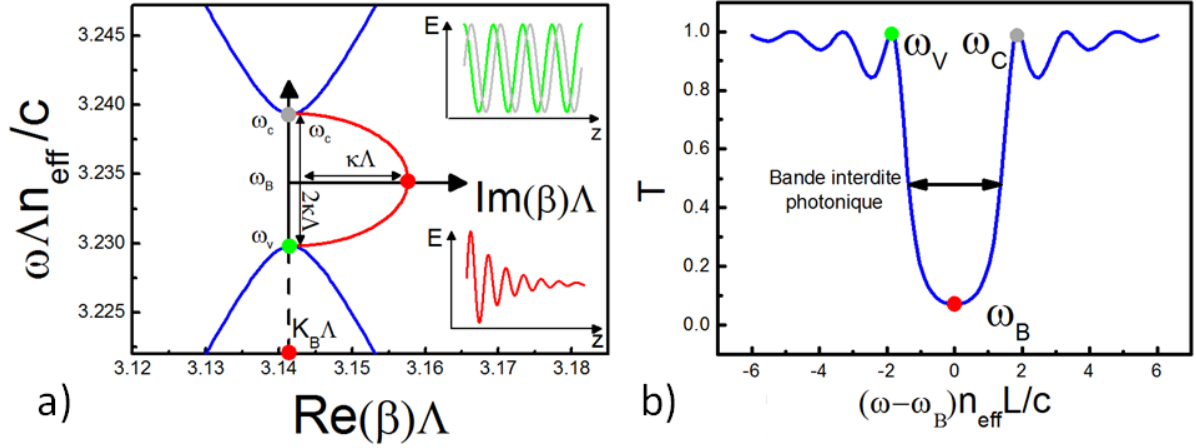


Figure 2-24: a) représentation graphique des équations (2-52) et (2-53) dans le cas d'un réseau diélectrique, inserts : évolution du champ électrique dans la direction de périodicité b) représentation graphique de la transmission du réseau en fonction du désaccord de phase de l'onde par rapport au réseau.

Sur la figure 2-24 a) nous pouvons distinguer trois régions. Dans le premier cas, pour  $\beta \gg K_B$  ou  $\beta \ll K_B$ , la relation de dispersion est linéaire. Cette situation est analogue à un guide non perturbé, sans réseau. Il y a un tel désaccord de phase entre l'onde et le réseau que celle-ci le voit comme un milieu effectif homogène. Dans le deuxième cas, lorsque  $\beta \gtrsim K_B$  ou  $\beta \lesssim K_B$ , la relation de dispersion n'est plus linéaire, nous observons l'effet du réseau sur la propagation des ondes : la vitesse de groupe donnée par la dérivée de la relation de dispersion  $v_G = \partial\omega/\partial\beta$  diminue. Dans le troisième cas, lorsque  $\beta = K_B$ , le couplage entre les deux ondes est maximum. Les solutions des équations de Maxwell sont deux ondes symétriques et antisymétriques par rapport au réseau. Ces ondes stationnaires en quadrature de phase, comme représentées dans l'insert du haut de la figure 2-24 a), ont une vitesse de groupe nulle,  $v_G = 0$ . Nous appellerons les modes DFB, les modes pour lesquels la courbe de dispersion est sensiblement modifiée par le réseau ( $\beta \cong K_B$ ) en opposition aux modes FP pour lesquels la relation de dispersion reste linéaire ( $\beta \not\cong K_B$ ), même en présence du réseau.

Pour des pulsations comprises entre les deux modes de bord de bande,  $\omega_v < \omega < \omega_c$ , l'effet du réseau est tout autre. Pour ce domaine fréquentiel, le réseau agit comme un miroir : l'onde qui se propage dans le guide avec une telle fréquence est complètement réfléchi (figure 2-24 b)). Le réseau, au travers des réflexions qu'il fait subir à l'onde qui se propage dans un sens, transfère toute son énergie à l'onde qui se propage dans le sens opposé. Dans cette région, étant donné la nature complexe de  $\beta$ , les modes ont une décroissance exponentielle. La nature complexe de  $\beta$  ne reflète pas la présence de perte radiative mais le couplage de Bragg.

La physique de ces réseaux ne se cantonne pas aux LCQs. Ceu-ci ont d'ailleurs été développés pour d'autres gammes de longueurs d'onde.<sup>[40]-[42]</sup> Dans le cas des lasers, la bande interdite photonique est directement reliée à la constante de couplage  $\kappa$  (Eq. (2-51), figure 2-24 a)). Ce paramètre de la contre réaction répartie représente la force de couplage des ondes contra-propageantes par unité de longueur.

## ii. Le résonateur DFB, un filtre spectral

La courbe de dispersion d'un LCQ DFB est modifiée par le réseau. Le comportement monomode de ce type de laser s'explique par la réduction de la vitesse de groupe des modes situés au bord de la zone de Brillouin,  $\beta = K_B$ . La diminution de la vitesse de groupe d'un mode augmente automatiquement le temps de vie de ce mode dans la cavité. Cet effet va contribuer à la sélection des modes. En effet, ils voient leur temps de vie augmenter et subissent moins de réflexions au niveau des facettes que les modes FP. Par conséquent, le DBF réduit les pertes miroirs sur les modes DFB.

Afin d'illustrer cet effet, nous allons décrire le système à l'aide d'un modèle des modes couplés. Ce modèle nous sera utile dans le cas des lasers à réseaux métalliques pour mettre en avant la nouvelle approche que nous utilisons.

Nous définissons un Hamiltonien effectif autour du point  $K$  de la première de zone de Brillouin dans la base constituée des deux modes contra-propageants en énergie<sup>[61]</sup> :

$$H_{eff} = \begin{pmatrix} \omega_+ & V \\ V & \omega_- \end{pmatrix} \quad (2-54)$$

$\omega_{\pm}$  est l'énergie correspondant aux ondes contra-propageantes dans la cavité,  $V$  correspond au couplage entre les deux ondes contra-propageantes. Les énergies  $\omega_{\pm}$  sont proportionnelles à la constante de propagation  $\beta$ :

$$\omega = \frac{c}{n_{eff}} \beta \quad (2-55)$$

Autour de la première zone de Brillouin, les énergies des ondes contra-propageantes sont données par :

$$\omega_{\pm} = \omega_B \pm v_g \Delta k \quad (2-56)$$

Avec  $\omega_B = K_B c$  l'énergie de l'onde au bord de la première zone de Brillouin en  $k = K_B$ ,  $v_g = c/n_{eff}$  est la vitesse de groupe de l'onde et  $\Delta k$  l'écart par rapport à la première zone de Brillouin. L'Hamiltonien peut donc s'écrire :

$$H_{eff} = \omega_B \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c\Delta k/n_{eff} & V \\ V & -c\Delta k/n_{eff} \end{pmatrix} = A + B \quad (2-57)$$

Les valeurs propres de  $H_{eff}$  sont données par la somme des valeurs propres des deux matrices  $A$  et  $B$ . La valeur propre de  $A$ ,  $\omega_B$ , a une dégénérescence de 2 et les valeurs propres de  $B$  sont données par la relation  $\det(B - b\mathbb{I}) = 0$  et nous trouvons :

$$b_{\pm} = \pm \sqrt{\left(\frac{c\Delta k}{n_{eff}}\right)^2 + V^2} \quad (2-58)$$

Les valeurs propres de  $H_{eff}$  sont donc :

$$\omega_{v,c} = \omega_B \pm \sqrt{\left(\frac{c\Delta k}{n_{eff}}\right)^2 + V^2} \quad (2-59)$$

Pour déterminer  $V$ , nous calculons l'écart en énergie en  $\Delta k = 0$ ,  $\omega_{\pm} = \omega_B \pm V$  et avec la définition de  $\kappa$  (relation (2-51)) nous trouvons :

$$V = \frac{c}{n_{eff}} \kappa \quad (2-60)$$

$$\omega_{v,c} = \omega_B \pm \frac{c}{n_{eff}} \sqrt{\Delta k^2 + \kappa^2} \quad (2-61)$$

La figure 2-25 a) représente le diagramme de dispersion décrit par la relation (2-70). Étant donné la taille finie de la cavité, les modes sont séparés tous les  $\Delta k = K_B + \left(j \pm \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{L}$ ,  $j \in \mathbb{N}$ .<sup>[38]</sup> Chaque marqueur de la figure 2-25 représente un mode pour une cavité de  $L = 3 \text{ mm}$ . Ce modèle nous permet de retrouver le diagramme de dispersion de ce type de lasers DFB dont la B.I.P. est créée par le couplage entre les ondes contra-propageantes représentées par le terme  $V$ . À partir de l'équation (2-61), nous pouvons calculer la vitesse de groupe des modes dans la cavité :

$$v_G = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c}{n_{eff}} \frac{\Delta k}{\sqrt{\Delta k^2 + \kappa^2}} \quad (2-62)$$

Si nous calculons, la vitesse de groupe pour un mode en  $\Delta k = m\pi/2L$ , avec  $m$  un entier, nous obtenons :

$$v_G \left( \frac{m\pi}{2L} \right) = \frac{c}{n_{eff}} \left[ 1 + \left( \frac{2\kappa L}{m\pi} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2-63)$$

La vitesse de groupe est constante pour un produit  $\kappa L$  constant. Nous pouvons donc en déduire que la discrimination entre les différents modes longitudinaux va être semblable pour deux lasers ayant la même valeur de  $\kappa L$ . Pour caractériser l'efficacité d'un DFB, nous nous contenterons donc de cette valeur.

Pour prendre en compte la réduction de la vitesse de groupe dans l'expression des pertes miroirs (relation (2-43)), nous considérons que la longueur effective de la cavité  $L'$  est donnée par :

$$L' = L \frac{c}{v_G} \quad (2-64)$$

Nous voyons sur la figure 2-25 b) que les pertes miroirs sont diminuées pour les modes en bord de bande. Le résonateur de Bragg permet de différencier les modes longitudinaux *a contrario* des résonateurs FP. Nous comprenons ainsi, pourquoi nous privilégions les deux modes de bord de bandes  $\omega_v$  et  $\omega_c$ , en phase avec le réseau par rapport aux modes non résonnants.

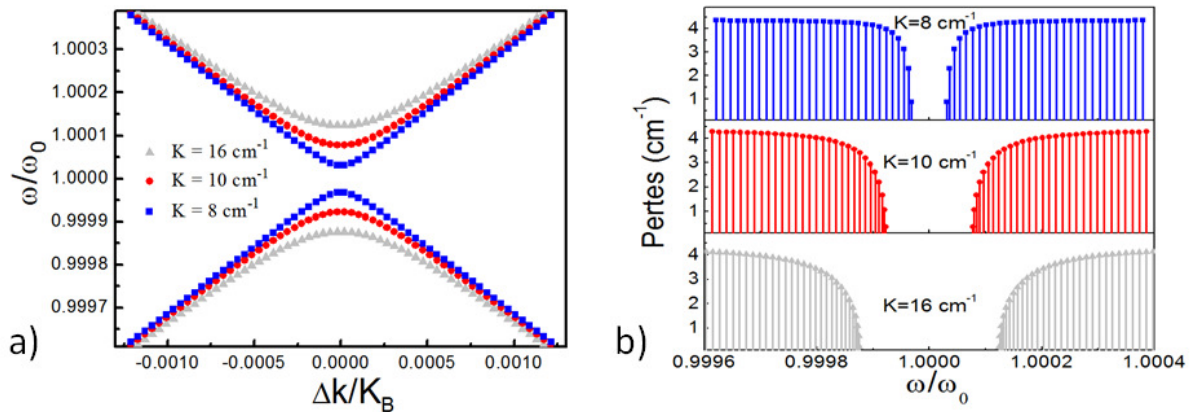


Figure 2-25: a) calcul du diagramme de dispersion pour différents couplages. b) calculs des pertes miroirs pour différents couplages, une cavité de  $L = 3 \text{ mm}$  et une réflectivité identique pour les deux facettes de  $R = 0.27$ .

Étant donné que les modes de la bande de conduction et de valence sont principalement situés, pour le premier, dans le milieu d'indice faible et, pour le second, dans le milieu d'indice élevé, les deux bandes n'ont pas le même indice effectif et les pertes miroirs sont légèrement différentes. Néanmoins cette différenciation est très faible : 0.02 % pour  $\kappa = 16 \text{ cm}^{-1}$  et pour les deux modes en bord de bande  $\omega_v$  et  $\omega_c$ . Ces deux modes ont quasiment le même facteur de mérite et doivent être différenciés afin que laser DFB soit monomode. Pour cela nous utilisons la différence de phase entre ces deux modes. La condition de phase entre la facette de la diode et le réseau permet à un seul de ces deux modes d'exister dans la cavité. Cette condition aux limites est fixée lors du clivage des facettes qui se fait de façon aléatoire par rapport au réseau. Un des deux modes a plus de pertes miroirs que l'autre et, finalement, le laser est monomode en sortie.

Ce raisonnement n'est valable que si le produit  $\kappa L$  est ajusté. Si  $\kappa L \ll 1$ , il n'y a pas de différenciation entre les modes longitudinaux car la vitesse de groupe n'est pas assez réduite pour les modes en bord de bande et le laser est multi-mode. Plus le produit  $\kappa L$  est grand et plus les pertes miroirs des modes en bord de bandes diminuent (figure 2-25 b)). Si  $\kappa L \gg 1$ , les pertes miroirs sont tellement faibles pour les deux modes que la condition de phase à la facette ne les différencie plus et le laser peut être bi-mode.

De plus, si la vitesse de groupe tend vers zéro, l'onde est stationnaire et plus aucun photon ne sort de la cavité. La puissance optique du laser diminue quand  $\kappa L$  est grand. Enfin,

## Le guidage optique dans les Lasers à Cascade Quantique.

pour des raisons d'homogénéité de champ le long de la cavité, nous cherchons le plus souvent à obtenir un produit  $\kappa L = 1$  dans nos lasers (figure 2-26).<sup>[38]</sup> Lorsque  $\kappa L \ll 1$ , l'enveloppe du mode, correspondant aux ondes faiblement couplées, a un maximum d'intensité aux extrémités de la cavité et est quasiment nulle au centre, inversement pour  $\kappa L \gg 1$ .

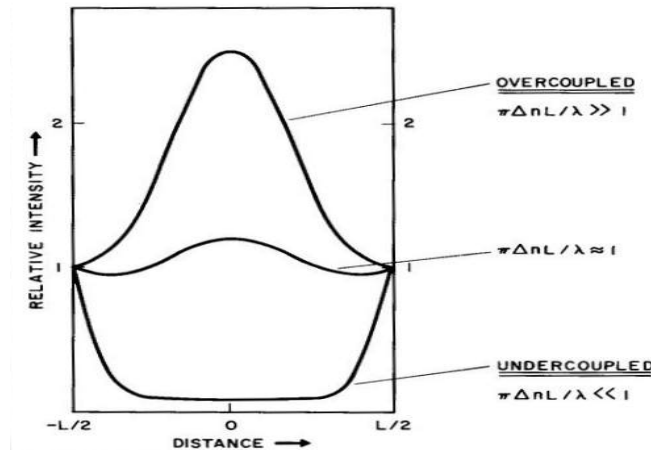


Figure 2-26: figure tirée de la référence [38]. Répartition de l'intensité relative du champ électrique le long de la cavité pour trois régimes de couplage : le couplage faible avec  $\kappa L \ll 1$ , le couplage optimal avec  $\kappa L = 1$  et le couplage fort  $\kappa L \gg 1$ .

Dans le cas des LCQs, les réseaux sont, en général, intégrés entre la zone active et le guide diélectrique supérieur. Ce type de réseau n'introduit pas ou peu de perte optique. Le fait qu'il soit placé sur la zone active ne risque donc pas de dégrader les performances du laser. Plusieurs équipes utilisent cette technique avec de très bons résultats avec des puissances de 100mW à 9.6 $\mu$ m et de 135mW à 4.8 $\mu$ m pour des émissions monomodes et continues à température ambiante.<sup>[43] -[47]</sup> D'un point de vue pratique, cette technique, une fois la croissance des couches de la zone active réalisée, nécessite une gravure de celles-ci, puis une reprise d'épitaxie afin de réaliser le guide d'onde supérieur. Cette étape de fabrication est complexe et impose une contrainte technologique sur le dépôt de la couche qui fait office de guide supérieur. La qualité du laser en termes de puissance optique, de courant seuil, fiabilité, etc., est fortement dépendante de la qualité de ce guide. Ajouter des

contraintes à ce niveau-là de la fabrication risquent de dégrader les performances du laser. De plus, cela impose de connaître la longueur d'onde ciblée avant la réalisation de la seconde étape de croissance. C'est pourquoi les réseaux de surface, réalisés sur le dessus du guide supérieur, sont plus souples en termes de réalisation.

### c. Les réseaux de surface métallique : approche classique

Dans ce paragraphe, nous présentons brièvement l'approche classique de l'utilisation des réseaux métalliques. Jusqu'à maintenant, les réseaux métalliques étaient utilisés dans le but de générer un couplage complexe au sein de la cavité laser. Dans les paragraphes suivants, nous présenterons en détail, l'approche innovante développée par notre laboratoire qui utilise les réseaux métalliques pour réaliser un couplage par l'indice.

Historiquement, les premiers lasers à cascade quantique à contre réaction répartie utilisaient, non pas des réseaux enterrés comme nous venons de voir, mais des réseaux en surface, c'est-à-dire, placés au-dessus du guide d'onde supérieur et recouvert d'un film métallique. Leur simplicité de fabrication leur ont permis d'être mis en place très rapidement après l'avènement des lasers à cascade quantique en 1996.<sup>[48]</sup> Ces réseaux ont pu être réalisés en métal car les pertes sont moins élevées dans le moyen infrarouge que dans le visible ou le proche infrarouge. La figure 2-27 nous montre une vue partielle d'un tel dispositif.

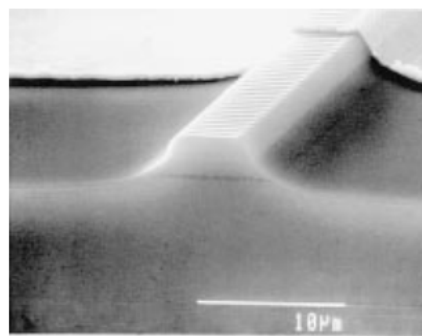


Figure 2-27 : image d'un microscope électronique de la facette avant d'un laser et de la portion d'un ruban de laser à cascade quantique DFB avec un réseau de surface. Le laser émet à  $\lambda \sim 5.4 \mu\text{m}$  pour un réseau avec une période de 850nm image tirée de la référence [49].



Dans ce type de structure et dans les structures utilisant un réseau enterré, il y a une couche de diélectrique fortement dopée entre la couche guidante supérieure et le métal. Cette couche permet de repousser le mode dans la couche guidante afin que celui-ci ne voit pas le métal. L'ajout de cette couche permet de réduire les pertes métalliques grâce à un confinement augmenté par le plasmon.<sup>[49]</sup> L'inconvénient est que la couche introduit des pertes par absorption des porteurs libres. Néanmoins, les pertes globales sont réduites et le fonctionnement à température ambiante de LCQs DFB a été démontré.<sup>[50],[51]</sup> Cette couche joue un deuxième rôle important puisque les réseaux de surface sont réalisés en gravant les créneaux dans ce matériau. Celui-ci est ensuite recouvert de métal. Dans le cas de DFB, trois phénomènes ont lieu et permettent l'obtention d'un laser monomode. Premièrement, comme nous l'avons dit, cette couche permet de repousser le mode du métal. Nous avons donc localement, au niveau des sillons des créneaux, là où nous sommes dépourvus de ce matériau et où nous avons, à la place, du métal, une augmentation des pertes par rapport aux zones où le matériau n'a pas été gravé. Ce premier effet introduit une modulation des pertes dans le guide d'onde. Deuxièmement, le métal, plus proche du mode dans les sillons des créneaux que dans les parties non gravées, confine d'autant plus le champ à sa surface et lui confère des propriétés de plasmon (voir paragraphe 4). Le champ est plus confiné dans la partie supérieure du guide et voit son indice effectif varier. Nous avons donc un couplage par l'indice. Troisièmement, ce déplacement du mode provoque également une modification de son recouvrement avec la zone active. Nous avons une modulation du gain qui a les mêmes caractéristiques que la modulation par les pertes. Ces trois effets s'ajoutent et la prédominance de l'un par rapport aux autres va dépendre de la gravure partielle ou totale de la couche fortement dopée et de son épaisseur initiale. Par exemple, si la couche est complètement gravée dans les créneaux du réseau, la modulation par l'indice est prédominante.<sup>[49]</sup>

Pour ces lasers LCQs DFB, utilisant ce type de réseau de surface, le couplage est donc complexe. Nous avons, à la fois, une modulation de l'indice et des pertes (gain). Le facteur de contre réaction répartie est défini par la relation suivante<sup>[38]</sup>:

$$\kappa = \pi \frac{\Delta n_{eff}}{2\lambda_0} + i \frac{1}{4} (\Delta\alpha + \Delta\Gamma * g_{th}) \quad (2-65)$$

Avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde d'émission,  $g_{th}$ , le coefficient du gain au seuil,  $\Delta n_{eff}$  la différence des indices effectifs,  $\Delta\alpha$  la différence des coefficients d'atténuation et  $\Delta\Gamma$  la différence des facteurs de confinement pour le guide d'onde entre les sillons des créneaux et les plateaux.

Le grand avantage de ce type de réseaux est la facilité de mise en œuvre mais il souffre d'une limitation technique liée à sa position dans le guide. En effet, seule la partie évanescente du champ voit le réseau (gravé dans la couche plasmon) et le facteur de contre réaction répartie  $\kappa$  ne peut être aussi grand que dans le cas des réseaux enterrés.<sup>[49]</sup>

Pour pallier ce défaut et afin de s'affranchir de la couche fortement dopée, nous allons voir qu'il est possible de graver le réseau directement dans la couche guidante supérieure, de le recouvrir de métal et d'exploiter l'interaction avec le métal, plutôt que de chercher à l'éviter, pour créer un guide monomode à faibles pertes.

#### **4. Les réseaux de surface métallique : approche innovante**

Une nouvelle approche sur les réseaux métalliques a été développée par notre laboratoire. Cette nouvelle approche repose sur une modulation de l'indice générée par le couplage entre les modes guidés dans la zone active et un mode confiné à l'interface, entre le métal et le guide supérieur.<sup>[52]</sup> Dans un premier temps, nous expliquerons l'origine de ce mode de surface, nous étudierons sa dispersion ainsi que l'évolution de sa fréquence en fonction de la profondeur de gravure du réseau. Dans un second temps, nous étudierons le couplage du mode de surface avec les modes guidés et nous mettrons en avant le fait que ce couplage est à l'origine de la contre réaction répartie.

La précision demandée sur les indices effectifs, est élevée. Lorsque nous fabriquons un laser pour une absorption moléculaire précise, nous devons atteindre une précision de  $1\text{ cm}^{-1}$  pour une longueur d'onde autour de  $2000\text{ cm}^{-1}$ , ce qui représente une précision de 0.1%. Nous montrerons qu'une telle précision est possible par l'utilisation des réseaux métalliques de surfaces.

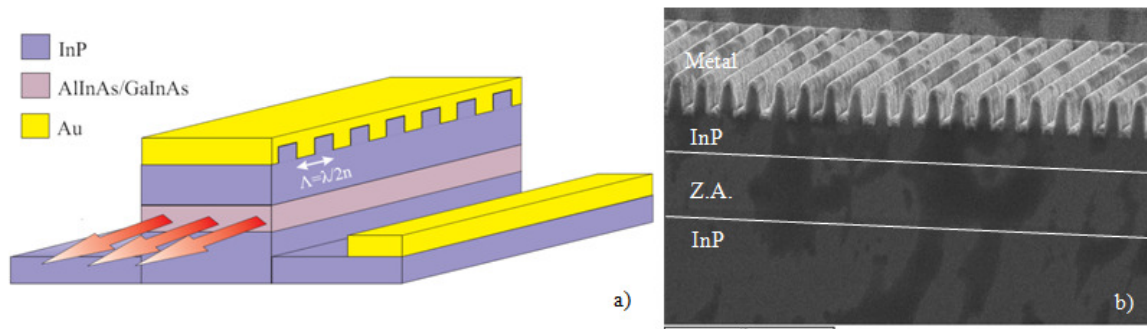


Figure 2-28 :a) schéma d'un LCQ DFB utilisant un réseau de surface b) photo de microscope électronique à balayage d'un LCQ avec un réseau de surface : vue de profil d'un laser clivé dans la direction de périodicité du réseau.

Contrairement au cas des réseaux enterrés détaillés précédemment, ces réseaux sont gravés dans la couche guidante supérieure (figure 2-28). Après avoir fabriqué une première série de lasers sur un quart de plaquette, nous pouvons mesurer très précisément l'indice effectif de la structure. Un deuxième quart de la même plaquette peut facilement être fabriqué avec le bon pas de réseau puisque la couche guidante supérieure est la même et est déjà épitaxiée. Nous obtenons ainsi les lasers monomodes à la longueur d'onde demandée. Nous verrons que contrairement au cas des LCQs DFB à réseau de surface qui conservent une couche fortement dopée (utile dans le cas des résonateurs FP), nous pouvons nous affranchir de cette couche dans la structure. Nous obtenons une modulation de l'indice avec de meilleurs résultats car les pertes sont limitées tout en obtenant des facteurs  $\kappa$  de contre réaction répartie suffisamment grands.

Les réseaux de surface, décrits dans le paragraphe précédent, utilisent la partie évanescente du champ pour créer une contre réaction alors que notre approche utilise un mode confiné à l'interface avec le métal pour générer la contre réaction.

### a. Propriétés des ondes de surface

Notre approche des réseaux métalliques utilisés dans des dispositifs tels que les LCQs, s'appuie sur la physique des ondes de surface générées à l'interface entre les deux matériaux (figure 2-29). Ce type d'onde est appelé plasmon-polariton car il résulte du couplage entre les électrons du métal et les photons se propageant à l'interface. Nous

verrons par la suite comment nous pouvons coupler ces ondes de surface avec les modes de la cavité Fabry-Pérot de notre laser. Dans un premier temps, étudions les propriétés de ces ondes.

Une des premières observations de ce type d'onde a été réalisée par Wood.<sup>[53]</sup> Lors de son expérience, Wood observait la réflexion des ondes par un réseau métallique. Il observa d'étranges absorptions pour certaines longueurs d'onde. Ces anomalies, incomprises sur le moment ont été expliquées, en partie, par Barnes<sup>[56]</sup>: l'absorption est liée à l'excitation des modes de surface. Dans ce chapitre, nous nous focaliserons sur les propriétés de ces modes de surface et sur leur utilisation dans les lasers monomodes. Dans le chapitre suivant nous étudierons leur utilisation pour réduire la divergence des lasers.

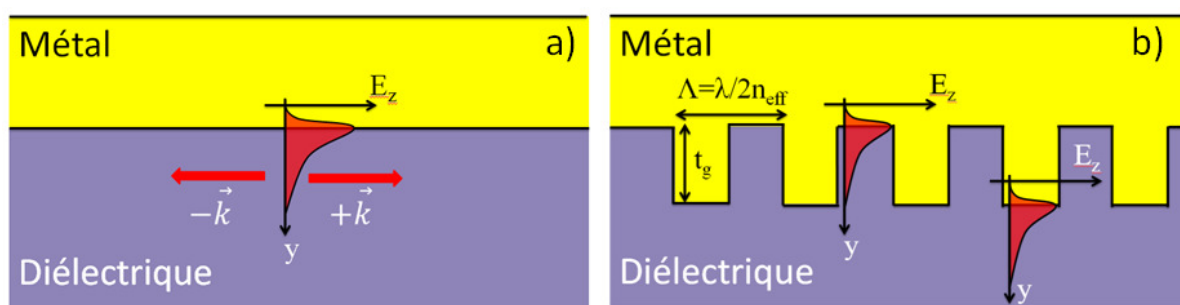


Figure 2-29 : a) schéma d'une interface plane entre un métal et un diélectrique, une onde de surface exponentiellement décroissante dans la direction perpendiculaire à l'interface peut s'y propager b) schéma d'un réseau métal/diélectrique avec  $t_g$  la profondeur de gravure.

Les plasmons-polaritons de surface sont des modes électromagnétiques qui se propagent le long d'une interface, entre deux milieux de permittivité diélectrique de signes opposés.<sup>[54]</sup> Tout comme dans le cas des réseaux diélectriques, une bande interdite photonique sera générée dans le diagramme de dispersion, si l'interface est périodique avec un pas adapté à la longueur d'onde du mode. La différence d'énergie entre les deux modes en bord de zone de Brillouin ( $\omega_v$  et  $\omega_c$ ) est liée à la façon dont les champs électromagnétiques et les charges de surfaces associées sont distribuées par rapport au réseau.<sup>[56]</sup>

Afin de trouver la solution aux équations du champ électromagnétique, pour un plasmon-polariton de surface qui se propage le long d'une interface plane (figure 2-29 a)), il

faut analyser les continuités des composantes tangentielles de champs  $E$  et  $H$ . Ceci nous donne  $k_y^{(1)}/\varepsilon_1 = k_y^{(2)}/\varepsilon_2$  avec  $k_y^{(1)}$  et  $k_y^{(2)}$  les composantes du vecteur d'onde normal à l'interface. Considérons un plasmon-polariton de surface qui se propage avec un vecteur d'onde  $\beta$  et une pulsation  $\omega_0$ . Ce mode a un champ électrique associé qui décroît exponentiellement quand on s'éloigne de l'interface dans les deux milieux, nous posons :  $k_y^{(1)} = i\eta_1$  et  $k_y^{(2)} = -i\eta_2$  ainsi :

$$\frac{\eta_1}{\varepsilon_1} + \frac{\eta_2}{\varepsilon_2} = 0 \quad (2-66)$$

avec

$$\eta_i = [\beta^2 - (\omega_0/c)^2 \varepsilon_i]^{1/2} \quad (2-67)$$

L'équation (2-66) nous montre qu'un plasmon-polariton existe seulement si  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  sont de signe opposé et la relation (2-67) nous donne la relation de dispersion pour ces modes dans le cas d'une interface plane :

$$(\omega_0/c)^2 = \beta^2(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2) = \beta^2/n_{eff}^2 \quad (2-68)$$

Le diagramme de dispersion, pour une interface plane, est linéaire comme dans le cas de la propagation d'une onde dans un milieu homogène. Si nous considérons une interface de profil sinusoïdal  $s(z) = d \sin(K_B z)$  avec  $d$  l'amplitude de l'harmonique fondamentale et  $K_B = 2\beta$  (correspondant au cas  $m=1$  du résonateur de Bragg), la relation de dispersion devient alors<sup>[54]</sup>:

$$(\omega_v/c)^2 = (\omega_0/c)^2(1 - (\beta d)^2) \quad (2-69)$$

Cette formulation de la relation de dispersion (équation (2-69)) n'est pas tout à fait la même que celle développée dans les références [55] et [56]. En effet, il ne faut pas oublier que dans notre cas, nous pouvons considérer le métal comme parfait : les fréquences mises en jeu dans le moyen et lointain infrarouge ( $\lesssim 10^{14}$  rad.s<sup>-1</sup>) sont au moins un ordre de grandeur en-dessous de la fréquence plasma ( $\approx 5 \cdot 10^{15}$  rad.s<sup>-1</sup> pour l'or). Le couplage de la lumière avec les électrons est donc relativement faible et l'effet de contre réaction répartie est en partie due à des effets géométriques.<sup>[54]</sup>

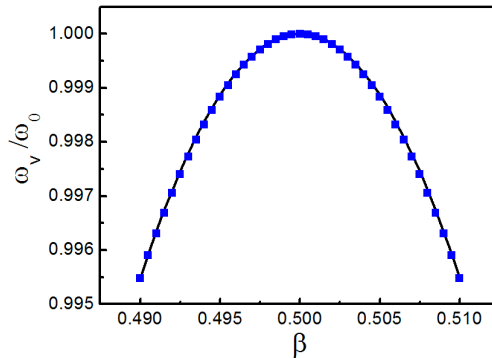


Figure 2-30 : diagramme de dispersion de la bande de valence pour un réseau métallique sur un diélectrique. Comparaison entre les simulations S-matrix (marqueurs) et l'équation (2-69) (trait plein).

L'évolution de la fréquence du mode valence décrit par l'équation (2-69) est très proche du résultat obtenu par les calculs des matrices-S. Cette relation de dispersion (équation (2-69)), n'est donnée que pour les modes de la bande de valence car, même pour une très faible perturbation par rapport à une interface plane entre les deux matériaux, la bande de conduction se retrouve rapidement au-dessus du cône de lumière, comme nous le montre la figure 2-31 pour deux perturbations.

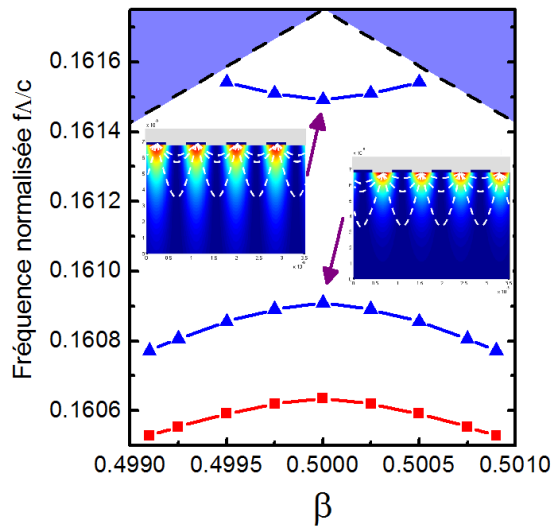


Figure 2-31 : calculs des matrices-S du diagramme de dispersion pour un réseau métallique sur un diélectrique pour différentes profondeurs de gravure :  $t_g = 0.012\Lambda$  (triangles bleus) et  $t_g = 0.018\Lambda$  (carrés rouges). Inserts : cartographies de l'intensité du champ  $E_y$  pour les deux modes en bord de bande, les lignes en pointillés blancs représentent les lignes de champ.

La ligne de lumière est représentée sur figure 2-31 en pointillés noirs. Pour les structures que nous allons étudier dans les paragraphes suivants, la perturbation sera telle que seul le mode de la bande de valence sera guidé à l'interface métal/diélectrique. Le mode de la bande de conduction, n'étant pas confiné, n'interviendra pas dans le diagramme de dispersion.<sup>[57]</sup> Dans ce type de réseau, il n'y a pas de B.I.P. du même type que celle créé par un réseau diélectrique puisqu'une seule des deux bandes est confinée par le résonateur. Néanmoins, il existe une B.I.P. entre la ligne de lumière et la bande de valence dont les modes DFB ont une vitesse de groupe réduite au bord la zone de Brillouin.

Les inserts de la figure 2-31, représentent la cartographie de l'intensité de la composante du champ  $E_y$ . Ces modes générés par la contre réaction répartie sont polarisés selon l'axe perpendiculaire au plan du réseau, l'axe ( $\vec{y}$ ) dans notre cas (inserts figure 2-31). Cette polarisation est liée à l'excitation de dipôles électriques dans le réseau métallique et dont le champ rayonnant est polarisé selon cet axe.<sup>[54]</sup> Comme dans le cas des réseaux enterrés, les deux modes en bord de bande sont en opposition de phase. Le mode de la bande de valence est situé sous les plots de diélectrique tandis que le mode de la bande de conduction est situé sous les plots métalliques. Cette répartition spatiale différente pour les deux modes est à l'origine de la levée de dégénérescence en énergie. En effet, les lignes de champ du mode  $\omega_c$  sont plus contraintes par la géométrie du réseau et portent ainsi une plus grande quantité d'énergie.

La figure 2-32 nous montre l'évolution de la fréquence du mode en bord de bande de valence en fonction de la profondeur de gravure. Ces calculs sont effectués pour  $f_0 = 53 \text{ THz}$  et une permittivité du métal  $\epsilon_m = -1625 + 360i$ .

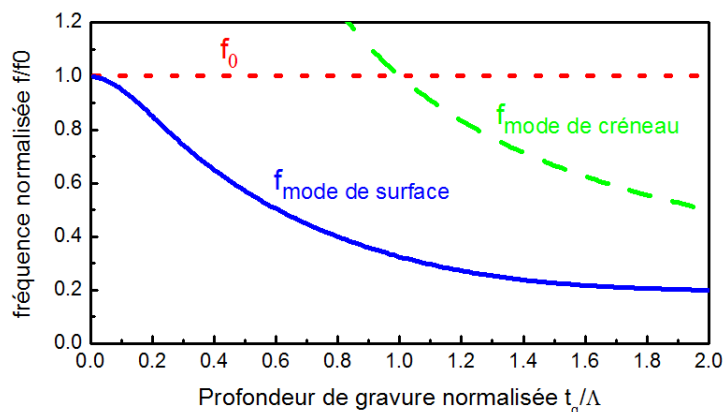


Figure 2-32 : calculs de matrices-S de la fréquence en fonction de la profondeur de gravure du mode de surface au bord de zone de Brillouin (trait plein en bleu). Les fréquences du mode de créneau (tirets en vert) et du plasmon de surface pour une interface plane  $f_0$  (pointillés rouges) sont représentées.

Pour une profondeur de gravure  $t_g \ll \Lambda$ , la fréquence du mode de surface est fixée par  $\omega_0$  défini par l'équation (2-68). Pour des profondeurs de gravure plus importantes, le mode de surface est couplé avec le mode de créneau polarisé selon ( $\vec{z}$ ) et la fréquence évolue comme l'inverse de la profondeur de gravure. Une cavité de taille  $t_g$  peut-être excitée par une onde de longueur d'onde  $\lambda$  telle que  $t_g = \lambda/4$ . Si la profondeur de gravure est petite  $t_g < \lambda/2$ , seul le mode fondamental du créneau peut être excité (figure 2-33 a)) mais si la profondeur de gravure est suffisamment grande  $t_g > \lambda/2$ , les ordres supérieurs du créneau peuvent aussi l'être (figure 2-33 b)).

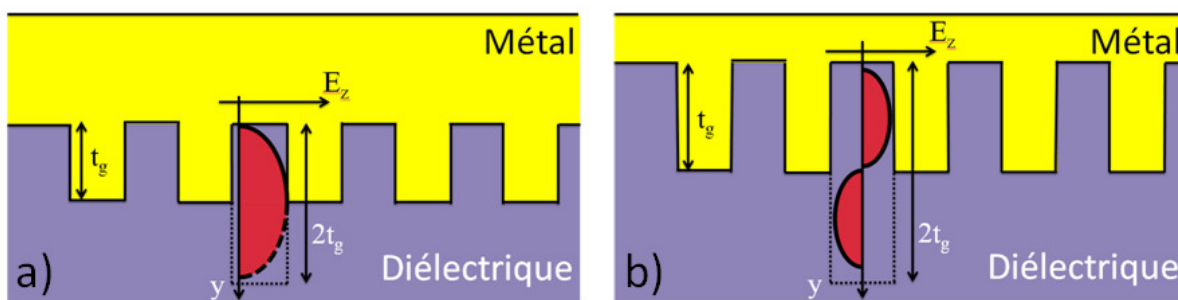


Figure 2-33 : schéma des modes de surface a) d'ordre 1 et b) d'ordre 2. Le réseau de hauteur  $h$  agit comme une cavité de hauteur  $2h$  et peut être excité par un mode de longueur d'onde  $\lambda/4$ .



Nous avons vu comment obtenir, à partir d'un réseau métallique, une contre réaction répartie équivalente à celle observée dans le cas des réseaux diélectriques. La principale différence entre ces deux types de réseaux concerne la bande interdite photonique qu'ils génèrent. Un réseau diélectrique ouvre une B.I.P. entre les bandes de valence et de conduction. Le réseau métallique, quant à lui, ouvre une B.I.P. entre la bande de valence et la ligne de lumière. Les modes de la bande de conduction ne sont plus confinés à l'interface entre le métal et le diélectrique. Cela pourrait être intéressant pour la réalisation d'un DFB monomode car il n'y a qu'une branche dans le diagramme de dispersion. Malheureusement, les pertes en propagation du plasmon de la bande de valence sont trop importantes, c'est pourquoi nous allons voir comment réduire ces pertes en couplant ce mode au guide d'onde.

### **b. Couplage avec les modes guidés**

Nous avons déjà abordé l'aspect pratique, en terme de réalisation, de pouvoir changer le pas du réseau et de s'affranchir d'une reprise d'épitaxie en utilisant un réseau de surface. D'un point de vue plus théorique, nous allons, dans ce paragraphe, détailler le fonctionnement d'un LCQ DFB utilisant ce type de technologie et les avantages qu'elle nous procure. Jusqu'à présent, nous n'avons étudié que la contre réaction répartie d'un réseau métallique seul. Nous allons maintenant analyser le couplage entre le mode de surface du réseau et les modes de la cavité laser. Précisons que ce couplage est possible car les modes contra-propageants d'une part, et le mode de surface d'autre part, ont la même polarisation *TM*.

Ce type de réseau peut être utilisé directement sur la zone active, comme dans le cas des réseaux enterrés, c'est-à-dire sans guide diélectrique supérieur. Ceci n'est possible que dans le cas des grandes longueurs d'onde, lorsque les absorptions dans le métal deviennent comparables aux pertes du guide ( $\sim 5\text{cm}^{-1}$ ). Quand les fréquences mises en jeu sont petites devant la fréquence plasmon de résonance, les plasmons-polaritons sont faiblement liés à la surface et les pertes diminuent. Cette technique est notamment utilisée dans le lointain infrarouge et dans la gamme TéraHertz.<sup>[58],[59]</sup> Elle a également été démontrée pour un fonctionnement en pulsé à température ambiante à  $\lambda=7.5\mu\text{m}$ .<sup>[60]</sup> Cependant, pour des longueurs d'onde inférieures, le réseau métallique ne peut être placé sur la zone active en

raison des pertes trop importantes que celui-ci engendrerait. C'est pourquoi nous utilisons, entre la zone active et le réseau métallique, un guide d'onde diélectrique (en  $InP$ ) d'épaisseur  $t_b$  (figure 2-34).

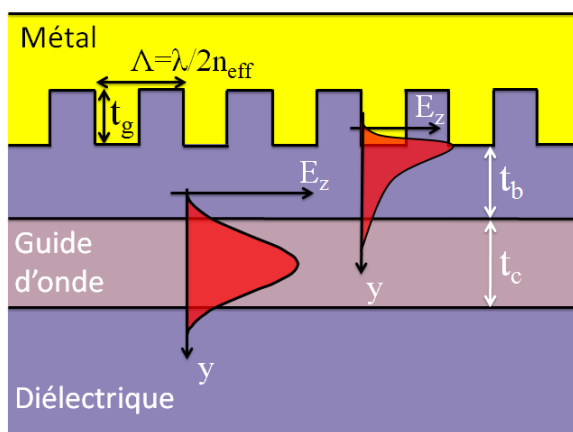


Figure 2-34 : schéma d'un LCQ DFB avec un réseau de surface. Le réseau métallique a une période  $\Lambda$ , un taux de remplissage de 50% et une profondeur de gravure  $t_g$ . Une couche de diélectrique d'épaisseur  $t_b$  est placée entre le réseau et la zone active d'épaisseur  $t_c$ . Les profils de champs contra-propageants dans le guide d'onde et du mode de surface sont représentés.

Nous allons donc combiner un réseau qui supporte un mode de surface, c'est-à-dire une onde dont la vitesse de groupe est fortement réduite, avec un guide d'onde qui confine les ondes contra-propageantes. Nous nous attendons donc à ce que le diagramme de dispersion d'une telle structure soit plus compliqué que celui des lasers avec des réseaux enterrés. Afin de décrire un tel système nous allons adapter l'approche développée dans le cas des réseaux enterrés (cf. 3.b.ii) en modifiant la base des modes décrivant notre système physique. La base que nous utilisons est constituée des modes contra-propageants et du mode de surface.

Nous définissons un Hamiltonien effectif autour du point  $K_B$  de la première zone de Brillouin dans cette base :

$$H_{eff} = \begin{pmatrix} E_0 & V_1 & V_2 \\ V_1 & E_0 & V_2 \\ V_2 & V_2 & E_{pl}(t_g) \end{pmatrix} \quad (2-70)$$

$E_0$ , est l'énergie correspondant au mode du guide d'onde qui apparait deux fois pour chacun des modes contra-propageants dans la cavité,  $E_{pl}(t_g)$  est l'énergie du plasmon-polariton qui varie avec le profondeur de gravure (équation (2-69)).  $V_1$  correspond au couplage entre les deux modes contra-propageants du guide d'onde et  $V_2$  à celui entre un des deux modes du guide d'onde et le mode de surface. Nous prenons comme approximation  $V_1$  et  $V_2$  constants en considérant que ces couplages dépendent principalement de  $t_b$  même si la décroissance du champ à la surface varie exponentiellement avec  $t_g$ . Cette approximation peut paraître forte mais en pratique, le recouvrement du mode de surface dans le guide d'onde reste quasiment constant quand  $t_g$  augmente et que  $t_b$  et  $t_c$  restent constants car  $t_g \ll t_b, t_c$ .

À cause de l'absorption de la lumière, tous les modes ont un temps de vie fini (nous négligeons les processus radiatifs car nous nous intéressons uniquement aux interactions entre les modes et le réseau). Ce temps de vie fini génère un élargissement des raies qui peut être pris en compte en remplaçant  $E_0$  par  $E_0 - i\gamma$  et  $E_{pl}$  par  $E_{pl} - i\delta$  avec  $\gamma$  et  $\delta$  les mi largeurs des modes du guide et de surface. Nous choisissons une base qui utilise les combinaisons linéaires des modes contra-propageants et nous obtenons :

$$H_{eff} = \begin{pmatrix} E_0 + V_1 - i\gamma & 0 & \sqrt{2}V_2 \\ 0 & E_0 - V_1 - i\gamma & 0 \\ \sqrt{2}V_2 & 0 & E_{pl}(t_g) - i\delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & 0 & D \\ 0 & B & 0 \\ D & 0 & C(t_g) \end{pmatrix} \quad (2-71)$$

La première et deuxième colonne de l'équation (2-71) représentent, respectivement, les énergies des modes symétriques et antisymétriques. Au bord de la zone de Brillouin, le mode antisymétrique n'est couplé à aucun des deux autres modes. Le mode de surface et le mode symétrique sont, quant à eux, couplés via le terme  $\sqrt{2}V_2$ . Quand on s'éloigne du bord de la zone de Brillouin, le mode antisymétrique va se coupler au mode symétrique ; le couplage avec le mode de surface est indirect via le mode symétrique.<sup>[61]</sup> Nous obtenons comme valeurs propres de ce système :

$$E_1 = B \quad (2-72)$$

$$E_2 = \frac{1}{2}(A + C(t_g)) + \frac{1}{2} \left[ (A + C(t_g))^2 + 4(D^2 - A * C(t_g)) \right]^{1/2} \quad (2-73)$$

$$E_3 = \frac{1}{2}(A + C(t_g)) - \frac{1}{2} \left[ (A + C(t_g))^2 + 4(D^2 - A * C(t_g)) \right]^{1/2} \quad (2-74)$$

La partie réelle des valeurs propres représente l'évolution de l'énergie en fonction de la profondeur de gravure et la partie imaginaire, celle des pertes. L'énergie de chaque mode est directement reliée à sa fréquence. Les pertes  $\alpha$  sont reliées à la partie imaginaire par la relation :

$$\alpha = v_\phi^{-1} \tau^{-1} \quad (2-75)$$

$$\tau^{-1} = 4\pi \text{Im}(E_i) \quad (2-76)$$

Avec  $v_\phi$  la vitesse de phase. La quantité représentée par la relation (2-75) diffère du coefficient d'atténuation habituellement utilisé car nous prenons en compte la vitesse de phase des modes et non la vitesse de groupe. Nous effectuons ce changement car les modes en bord de zone de Brillouin ont une vitesse de groupe qui tend vers zéro et nous pouvons ainsi comparer les pertes obtenues avec les pertes répertoriées dans la littérature.

Pour la suite nous définissons la profondeur de gravure normalisée,  $t$ , définie comme le rapport entre  $t_g$  et la longueur d'onde dans le matériau :  $t = t_g / \lambda_n = t_g / 2\Lambda$ . Sur la figure 2-35, nous pouvons observer le résultat du couplage entre le mode de surface supporté par le réseau métallique et des deux modes contra-propageants. L'évolution de la fréquence du mode de surface représentée en tirets violets (identique à celle représentée sur la figure 2-32) est également montrée afin de comprendre l'évolution de la fréquence des autres modes, mais, n'est plus un mode de la cavité en tant que tel. La limite des modes confinés est définie par  $2\pi f_{rad} = \beta c / n_{dielec}$ .

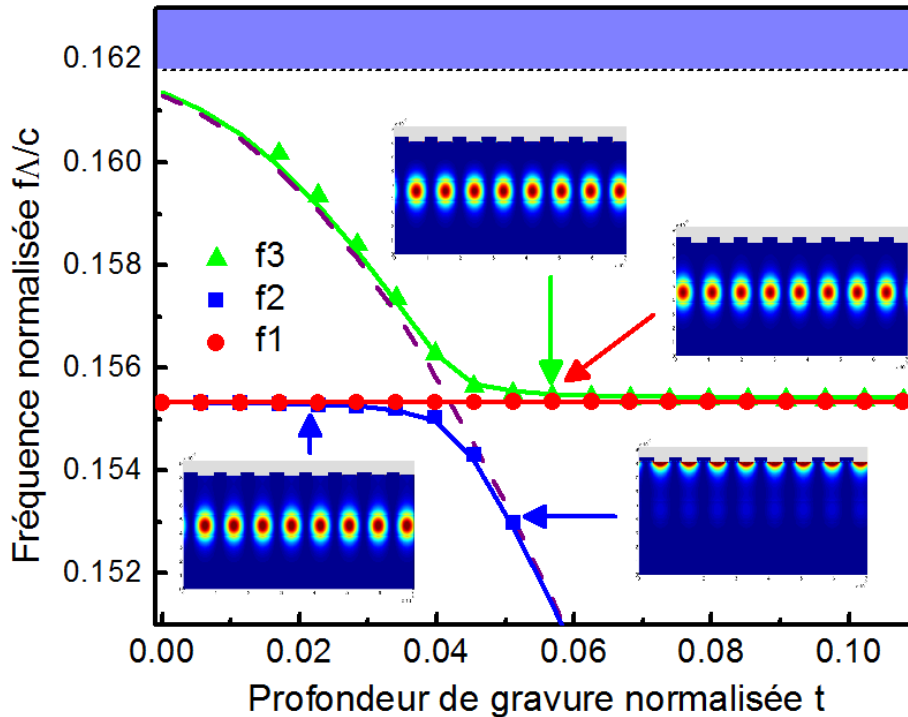


Figure 2-35 : évolution de la fréquence normalisée en fonction de la profondeur de gravure pour chacun des trois modes en bord de zone de Brillouin ( $\beta = 2\pi/\Lambda$ ). Les marqueurs représentent les points calculés à partir des simulations et les lignes représentent les équations (2-72), (2-73) et (2-74). La limite du cône de lumière est en pointillés noirs. L'évolution de la fréquence du mode de surface est affichée en tirets violets pour indication. Inserts : cartographie de l'intensité du champ  $E_y$  aux points indiqués par les flèches.

Le résultat de ce couplage est la formation de trois modes. Nous voyons très clairement apparaître un anti-croisement entre les modes  $f_2$  et  $f_3$ . Comme nous pouvons l'observer, le mode  $f_1$ , est faiblement affecté par l'évolution de la profondeur de gravure, tandis que les modes  $f_2$  et  $f_3$  ont une forte dépendance par rapport à  $t$ . Les deux modes  $f_1$  et  $f_2$  sont dégénérés pour  $t = 0$  et correspondent aux deux modes guidés sans réseau. Les modes  $f_3$  et  $f_2$  sont le résultat du couplage symétrique et antisymétrique du mode de surface et des modes guidés.

Afin de comparer les expressions analytiques (2-72), (2-73) et (2-74) avec les calculs des matrices-S, nous avons calculé  $E_0$  et  $\gamma$  pour un guide sans réseau avec une surface métallique plane.  $E_{pl}$  et  $\delta$  sont calculés pour un réseau métallique dans un milieu diélectrique homogène d'indice 3.1. Les paramètres  $V_1$  et  $V_2$  sont ensuite déterminés grâce à

une régression des points calculés par simulation et nous obtenons un très bon accord entre le modèle et le résultat numérique. L'hypothèse, selon laquelle  $V_1$  et  $V_2$  sont constants, semble également vérifiée. La régression nous donne  $V_1 = 0.0002E_0$  et  $V_2 = 0.0029E_0$ . Ces valeurs des constantes de couplage nous montrent bien que l'effet de contre réaction répartie est principalement dû au couplage des modes guidés avec l'onde de surface via  $V_2$ , plutôt qu'à un couplage entre les modes guidés. Ce comportement est fondamentalement différent d'une part, des lasers DFB avec un réseau enterré pour lesquels l'ouverture de la B.I.P. est essentiellement liée au couplage des ondes contra-propageantes et d'autre part, des lasers DFB avec un réseau de surface pour lesquels le couplage est réalisé avec la partie évanescente du mode guidé.

La fréquence la plus basse,  $f_2$ , correspond au mode de surface avec un champ électrique fortement localisé sous les plots métalliques. Le mode de fréquence intermédiaire,  $f_1$ , à un champ fortement confiné dans le guide et ses maxima sont situés sous les plots de diélectrique, *i.e.*, avec un décalage de  $\pi/2$  par rapport aux modes  $f_2$  et  $f_3$ . La fréquence la plus élevée,  $f_3$ , a un nœud dans la couche guidante supérieure et à un champ électrique maximum sous les plots métalliques et dans le guide. Quand  $t$  augmente,  $f_2$  n'est plus confinée dans le guide où l'indice est le plus élevé mais est localisée à l'interface métal/diélectrique. Le mode  $f_1$ , quant à lui, ne semble pas être affecté par les variations de  $t$  et son comportement se rapproche du mode guidé sans réseau. En réalité, ce mode est fortement affecté par le réseau et il faut se placer dans l'espace réciproque pour en avoir la preuve (figure 2-36).

Le diagramme de dispersion du laser avec un réseau métallique de surface est représenté sur la figure 2-36. Nous retrouvons les trois modes observés précédemment. Les trois bandes de la figure 2-35 ont chacune des propriétés différentes en termes de vitesse de groupe. Pour les deux profondeurs de gravure montrées, nous observons la présence d'une bande interdite photonique. Cette B.I.P. est présente quelle que soit la valeur de  $t$ . En revanche, le rôle des différentes bandes peut varier selon la profondeur de gravure, ainsi nous avons une B.I.P. entre le mode  $f_1$  et  $f_2$  pour  $t = 0.04$  et entre  $f_1$  et  $f_3$  pour  $t = 0.057$ . Entre les deux profondeurs de gravure, la dérivée seconde de  $f_1$  change de signe et dans les deux cas la courbure de cette bande est importante par rapport à la dispersion d'un guide

sans réseau. Ce comportement dans la dispersion du mode  $f_1$  nous montre que même ce mode est en forte interaction avec le réseau alors que nous observions un comportement quasi-constant de sa fréquence en fonction de  $t$ .

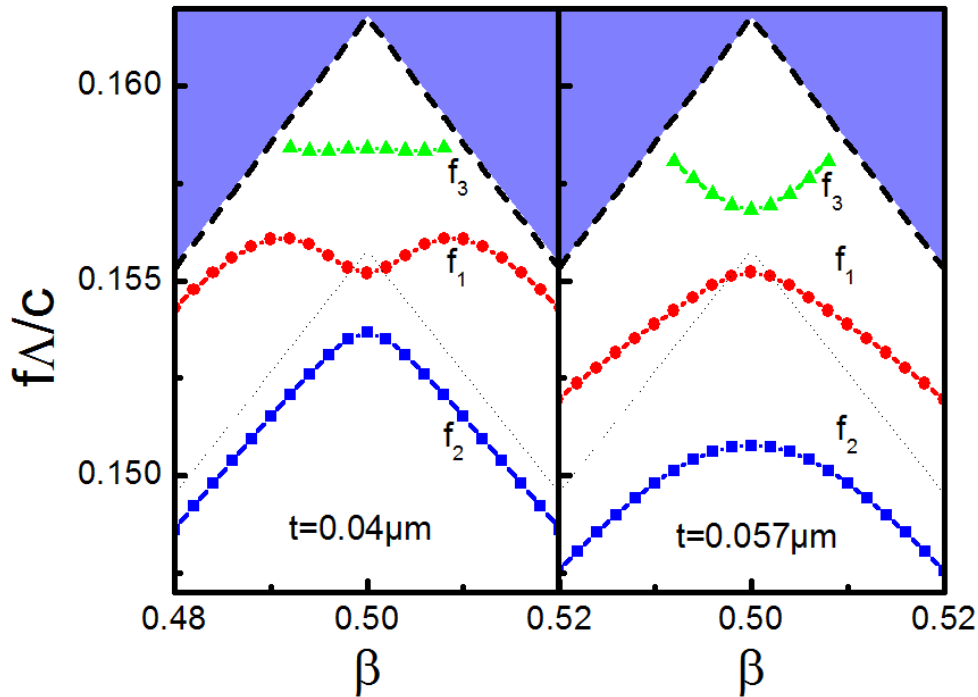


Figure 2-36 : diagramme de dispersion de la structure DFB avec réseau de surface : évolution de la fréquence normalisée en fonction de la composante du vecteur d'onde  $\beta$ , normalisée, aux alentours de la première zone de Brillouin. A gauche pour  $t=0.04\mu\text{m}$  et à droite pour  $t=0.057\mu\text{m}$ . Les pointillés représentent la dispersion d'un guide équivalent mais sans réseau et les lignes en tirets représentent le cône de lumière.

La courbure de chacune des trois bandes du diagramme de dispersion est liée à la largeur de la bande interdite photonique et à la force du couplage :  $\Delta f = 0.003f$  dans la structure étudiée. Cette valeur est comparable aux valeurs typiques des lasers DFB (environ  $10^{-3}$ ).<sup>[49]</sup> Attardons nous maintenant sur les pertes décrites par l'équation (2-75) et présentées sur la figure 2-37.

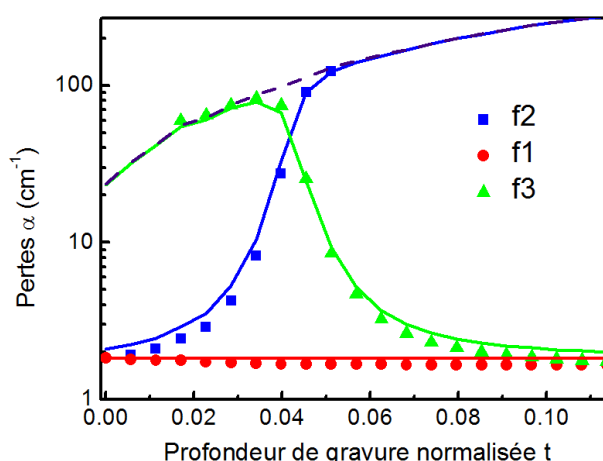


Figure 2-37 : évolution des pertes équivalentes  $\alpha$  pour les trois modes en fonction de la profondeur de gravure : les marqueurs représentent les simulations et les traits pleins, le modèle. Les pertes du mode de surface (en pointillés) calculées avec les matrices-S sont également représentées pour indication.

Pour l'intervalle de valeurs de  $t$  exploré sur la figure 2-37, les pertes des modes  $f_2$  et  $f_3$  sont supérieures à celles du mode  $f_1$  qui sont quasiment indépendantes des variations de la profondeur de gravure. Nous avons pour ce mode,  $f_1$ , des pertes d'environ  $5 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui, pour des structures de types métal/diélectrique dans le moyen infrarouge, constitue une valeur tout à fait acceptable. En effet, pour des structures de type Fabry-Pérot, sans réseau mais avec les mêmes matériaux, nous obtenons des pertes dans le guide de  $4.3 \text{ cm}^{-1}$ .<sup>[62]</sup> Il existe une forte interaction entre les modes de la cavité et le réseau métallique, ce qui nous amènerait à penser que les pertes deviennent élevées en présence du réseau. Ce raisonnement n'est vrai que pour le mode  $f_2$  quand  $t > 0.05$  et  $f_3$  quand  $t < 0.05$ , tandis que le mode  $f_1$  conserve des pertes faibles et une interaction forte avec le réseau dans cette gamme de profondeur de gravure (figure 2-37). La fabrication d'un laser DFB utilisant les réseaux de surface et ayant de faibles pertes et donc de bonnes performances est tout à fait envisageable.

Nous pouvons comparer la structure présentée ici avec une structure dont la constante de couplage  $\kappa$  est plus importante (figure 2-38 a)). Augmenter  $\kappa$ , revient à augmenter le recouvrement entre les modes guidés et le mode de surface. Pour se faire, nous pouvons diminuer l'épaisseur de la couche guidante supérieure (figure 2-38 b)).



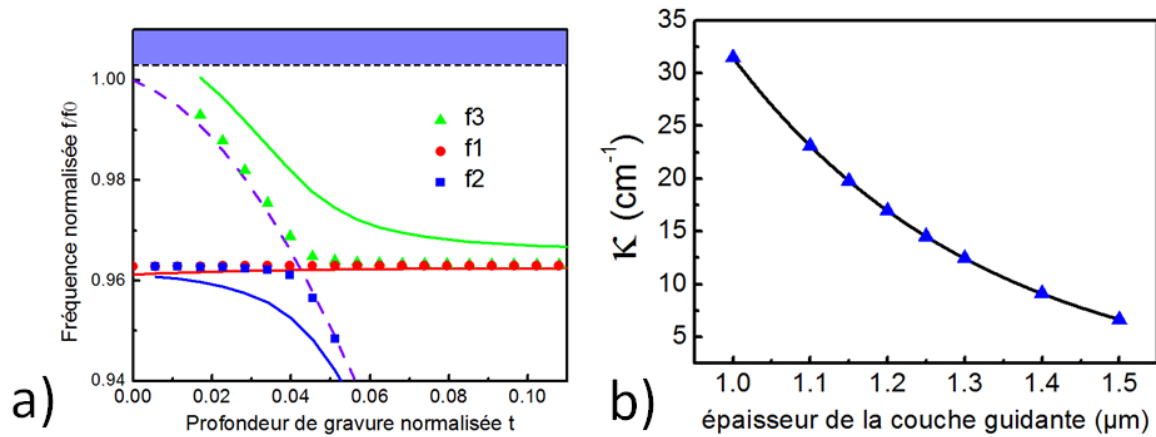


Figure 2-38 : a) comparaison de deux designs de LCQs DFB qui diffèrent seulement par l'épaisseur de la couche guidante supérieure :  $t_b=2.55\mu\text{m}$  (marqueurs) et  $t_b=1.2\mu\text{m}$  (traits pleins). b) calculs numériques de l'évolution du facteur de contre réaction répartie en fonction de l'épaisseur de la couche guidante supérieure pour un laser émettant à  $\lambda = 4.1\mu\text{m}$ . La régression exponentielle des points calculés est représentée.

Pour les couplages faible et fort, l'évolution de la fréquence du mode de surface en fonction de la profondeur de gravure est la même puisque celle-ci est calculée en remplaçant la zone active par l'*InP*. L'augmentation du couplage a pour effet d'éloigner les deux modes  $f_2$  et  $f_3$  de la bande du mode de surface au niveau de l'anti-croisement. La levée de dégénérescence entre les modes est plus importante.

Nous savons que pour l'optimisation des lasers DFB, un produit  $\kappa L$  proche de l'unité est souhaitable. Dans le dessin proposé, la dépendance de  $\kappa$  avec l'épaisseur de la couche guidante est forte (figure 2-38 b)). Nous retrouvons une loi exponentielle liée à la décroissance de l'onde de surface dans le matériau. Toutefois, étant donné qu'une très bonne précision sur cette épaisseur peut être obtenue grâce au moyen d'épitaxie actuel (< 2% de précision), nous avons un très bon contrôle sur la valeur de  $\kappa$ .

Nous avons montré que les vitesses de groupe des modes se propageant dans un guide étaient affectées par le réseau métallique de surface. Dans notre cas, cette modification de la vitesse de groupe n'est pas principalement liée au couplage des ondes contra-propageant mais elle est générée par le couplage avec le mode de Bragg de surface. Nous allons maintenant détailler les propriétés des LCQs DFB basés sur cette approche.

### c. Propriétés des LCQs DFB à réseau métallique de surface

Afin de comprendre les avantages de l'utilisation de ces réseaux métalliques de surface, attardons nous sur l'évolution des propriétés du laser en fonction de la profondeur de gravure du réseau. La figure 2-39 a) nous montre le calcul de la fréquence des différents modes TM au bord de la première zone de Brillouin pour des profondeurs de gravure plus importantes que celles présentées dans le paragraphe précédent.

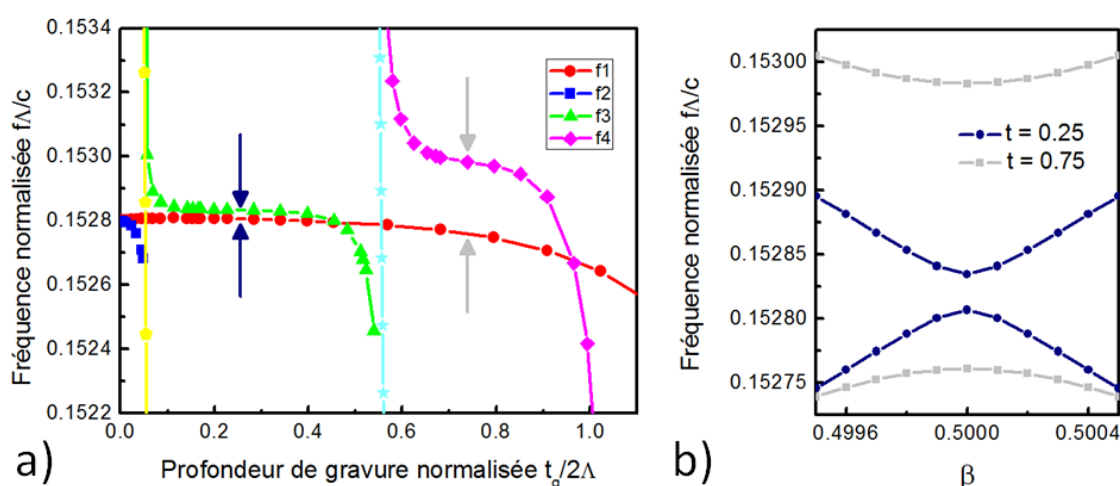


Figure 2-39 : a) évolution de la fréquence des modes au bord de la première zone de Brillouin de la cavité en fonction de la profondeur de gravure. Les deux modes de créniaux sont également représentés pour comparaison (en pentagones jaunes et en étoiles bleues claires). b) diagramme de dispersion des modes  $f_1$  et  $f_3$  pour  $t = 0.25$  et  $f_1$  et  $f_4$  pour  $t = 0.75$  correspondant aux flèches sur a).

Nous pouvons observer quatre modes sur la figure 2-39 a). Nous retrouvons les modes  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  déjà observés sur la figure 2-35. Le quatrième mode  $f_4$  apparaît pour des profondeurs de gravure plus grandes. Il correspond au mode de surface d'ordre 2, dont le champ  $E_y$ , a un nœud dans le créneau (figure 2-33 b)). Si nous regardons l'évolution des modes pour des profondeurs de gravure plus importantes, nous observons l'apparition des modes de surface d'ordre supérieur.

Le diagramme de dispersion (figure 2-39 b)) nous montre que pour deux profondeurs de gravure bien choisies, nous retrouvons un diagramme de type «réseau enterré» à deux bandes : une de valence et une de conduction. Les solutions d'un tel système au bord de la zone de Brillouin sont deux ondes stationnaires en opposition de phase et toutes autres

solutions pour un vecteur d'onde différent du vecteur de Bragg est une combinaison linéaire de ces deux solutions.

Le facteur de contre réaction répartie,  $\kappa$ , dépend de l'ouverture de la bande interdite photonique (équation (2-51)). Or, comme nous pouvons le voir sur la figure 2-39, la région comprise entre les deux anti-croisements à  $t = 0.1$  et  $t = 0.4$  est très intéressante puisque la différence de fréquences entre les modes  $f_1$  et  $f_3$  est quasi-constante. Nous avons donc, dans cette gamme de profondeur de gravure, un facteur  $\kappa$  qui va être relativement stable. L'évolution de  $\kappa$  en fonction de  $t$  entre  $t = 0.1$  et  $t = 0.4$  est représentée sur figure 2-40 a).

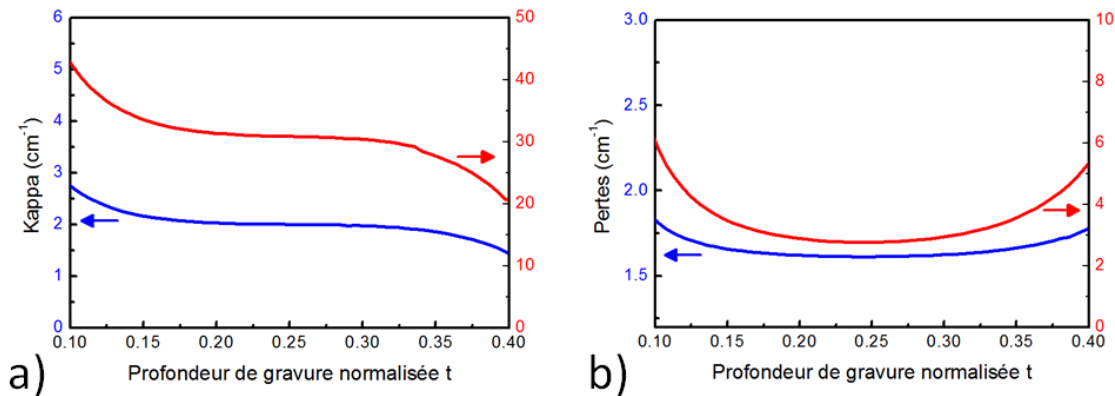


Figure 2-40 : calculs numériques de l'évolution en fonction de la profondeur de gravure normalisée  $t$  a) du facteur de contre réaction répartie  $\kappa$  et b) des pertes du mode  $f_1$ . Les calculs sont effectués pour deux épaisseurs de la couche guidante supérieure  $t_b = 1.2 \mu\text{m}$  (courbes rouges supérieures) et  $t_b = 2.55 \mu\text{m}$  (courbes bleues inférieures).

Les calculs ont été effectués pour deux valeurs de  $t_b$ , l'épaisseur de la couche guidante supérieure. Pour la première épaisseur  $t_b = 1.2 \mu\text{m}$ ,  $\kappa(t = 0.25) = 30 \text{ cm}^{-1}$  et pour la seconde,  $t_b = 2.55 \mu\text{m}$ ,  $\kappa(t = 0.25) = 2 \text{ cm}^{-1}$ . Nous voyons que  $\kappa$  diminue quand  $t$  augmente. Ce comportement est inhabituel car, dans le cas des DFB avec des réseaux enterrés, quand  $t$  augmente,  $\kappa$  aussi.<sup>[63]</sup> Dans notre cas, cette évolution s'explique par le comportement des ondes de surface avec la profondeur de gravure. Plus la profondeur de gravure des réseaux augmente et plus le mode est confiné à l'interface entre le métal et le diélectrique.<sup>[54]</sup> Le recouvrement du mode de surface avec le mode guidé diminue (figure 2-42) et  $\kappa$  également.

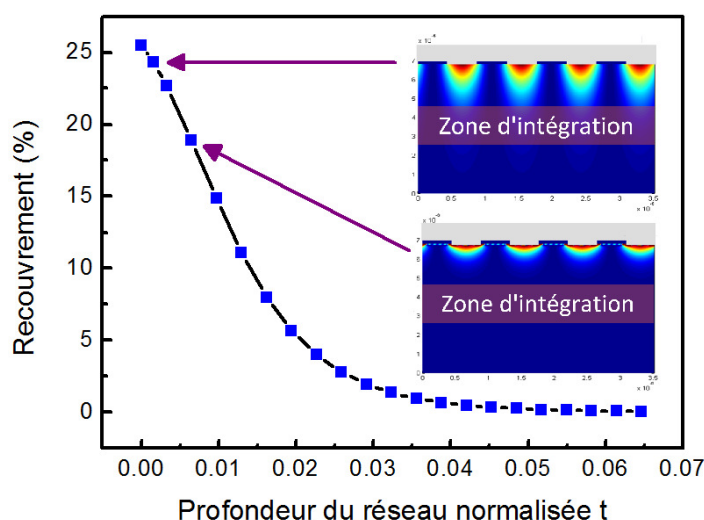


Figure 2-41 : calculs des matrices-S de l'évolution du recouvrement de l'onde surface dans la zone active. Le calcul est réalisé en remplaçant la zone active par de l'InP et en intégrant dans cette région l'intensité de la composante  $E_y$ . Inserts : cartographies de l'intensité du champ  $E_y$ .

Malgré la décroissance du recouvrement du mode de surface dans la zone active, quand  $t$  varie de 0.15 à 0.35,  $\kappa$  est relativement stable et varie de moins de 10%. Ce comportement constitue un avantage pour la réalisation des lasers. Le facteur de contre réaction répartie,  $\kappa$ , va très peu varier en fonction des variations des profondeurs de gravure *a contrario* des autres technologies comme celles utilisant les réseaux enterrés. Pour les réseaux enterrés,  $\kappa$  est proportionnel à l'amplitude de la composante principale de la transformée de Fourier du réseau. Cette amplitude est proportionnelle à la profondeur de gravure. Pour une même variation de  $t$  entre 0.15 et 0.35, nous avons une variation de 80% de la valeur de  $\kappa$ .

La comparaison des deux couplages  $\kappa(0.25) = 2 \text{ cm}^{-1}$  et  $\kappa(0.25) = 30 \text{ cm}^{-1}$  sur la figure 2-40 nous permet de constater que notre approche est valable sur une large gamme de fonctionnement. L'intervalle de profondeur de gravure pour lequel  $\kappa$  est stable est identique et les pertes sont minimum pour la même profondeur de gravure  $t = 0.25$ . Pour des cavités lasers de longueur standard ( $\sim 3 \text{ mm}$ ), un couplage de plus de  $10 \text{ cm}^{-1}$  n'est pas nécessaire. Néanmoins, si nous souhaitons utiliser des microcavités ( $< 500 \mu\text{m}$ ), des couplages supérieurs à  $10 \text{ cm}^{-1}$  sont nécessaires pour compenser la faible longueur de cavité.

En ce qui concerne les pertes, nous avons déjà abordé au paragraphe 4b, l'aspect positif de l'utilisation d'un tel réseau. Nous pouvons voir sur la figure 2-40 b) que le comportement des pertes pour le mode  $f_3$  est, comme pour  $\kappa$ , relativement stable sur une grande plage de profondeur de gravure. De plus, les pertes atteignent leur minimum autour de la valeur  $t = 0.25$ . Dans cette configuration, les pertes métalliques sont faibles et la couche fortement dopée qui permet de repousser le champ du métal n'est pas nécessaire. Le calcul des indices effectifs est ainsi facilité. L'interaction avec le métal est volontaire car elle n'introduit pas de perte ou très peu. Enfin, toujours dans cette même gamme de profondeur de gravure, la fréquence des modes est stable. Il est donc tout à fait envisageable de fabriquer un LCQ DFB utilisant cette technologie avec de bonnes performances et à une longueur d'onde précise.

L'avantage de notre utilisation des réseaux métalliques de surface est donc d'obtenir une précision sur la longueur d'onde supérieure à celle des paramètres comme la profondeur de gravure ou l'épaisseur de la couche guidante supérieure.

Pour terminer, précisons que ce dessin est valable pour des lasers avec des longueurs d'ondes d'émission allant de 4 à  $8\mu m$  avec des facteurs de contre réaction répartie et des pertes du même ordre de grandeur que ceux présentés ici.

## 5. Revue des résultats expérimentaux

### a. Contrôle des longueurs d'onde

Nous avons développé, au paragraphe précédent, les éléments théoriques nous permettant la fabrication de sources monomodes à partir de LCQ. Afin de démontrer que cette approche est valable dans toute la gamme du moyen infrarouge, plusieurs LCQs DFB émettant chacun dans une longueur d'onde comprise entre  $4.5\mu m$  et  $7.8\mu m$ , ont été développés et nous présentons les résultats obtenus avec ces lasers.<sup>[64]</sup>

Trois épitaxies ont été réalisées : une structure émettant à  $7.4\mu m$  et une deuxième à  $7.8\mu m$  et une troisième à  $4.5\mu m$ . Les couches guidantes sont des couches en  $InP$  faiblement dopées de type  $n$  ( $10^{17} cm^{-3}$ ). La zone active en  $GaInAs/AlInAs$  est basée sur les

dessins standards de la littérature.<sup>[65],[66]</sup> Le facteur de contre réaction répartie calculé pour  $t = 0.25$  est  $\kappa = 9\text{cm}^{-1}$  pour le laser à  $7.4$  et  $7.8\ \mu\text{m}$  et  $\kappa = 2\ \text{cm}^{-1}$  pour le laser à  $4.5\ \mu\text{m}$ . De même, les pertes calculées sont de  $3\text{cm}^{-1}$  et  $1\text{cm}^{-1}$  pour les lasers à  $7.4/7.8\ \mu\text{m}$  et  $4.5\ \mu\text{m}$ . Pour le laser à  $4.5\ \mu\text{m}$  nous avons privilégié la puissance en réduisant  $\kappa$  et nous utiliserons des cavités plus longues que les lasers à  $7.4/7.8\ \mu\text{m}$ . Comme nous voulons  $\kappa L$  proche de 1, il nous faut une cavité de  $1\text{mm}$  pour les lasers à  $7.4/7.8\ \mu\text{m}$  et des cavités de  $5\text{mm}$  pour les lasers à  $4.5\ \mu\text{m}$ . Pour des raisons pratiques de fabrication, la longueur des cavités est limitée à une longueur de  $3\ \text{mm}$ . Sur la figure 2-42, nous pouvons voir le spectre des lasers obtenus avec un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. La résolution du spectromètre,  $0.125\text{cm}^{-1}$ , est suffisamment grande pour différencier deux modes longitudinaux de la cavité.

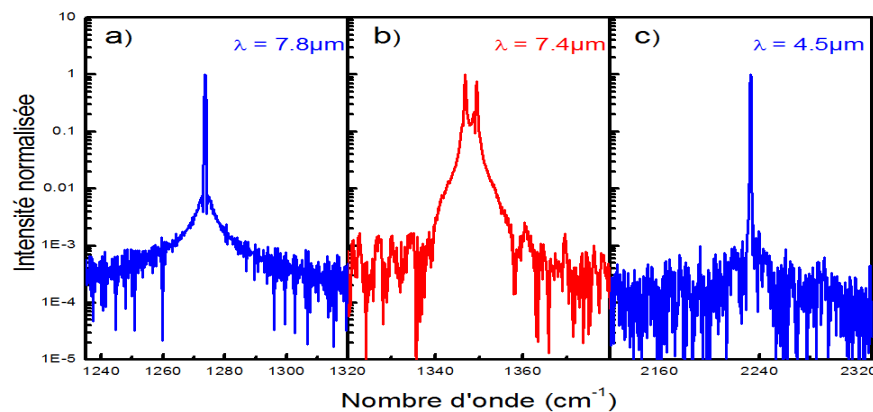


Figure 2-42 : spectres des LCQs DFB a) cavité laser de  $1\text{mm} \times 20\ \mu\text{m}$  émettant à  $7.8\ \mu\text{m}$  b) cavité laser de  $2\text{mm} \times 20\ \mu\text{m}$  émettant à  $7.4\ \mu\text{m}$  et c) cavité laser de  $3\text{mm} \times 30\ \mu\text{m}$  émettant à  $4.5\ \mu\text{m}$ .

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2-42 b), nous avons observés des lasers bi-modes car la cavité du laser à  $7.4\ \mu\text{m}$  est trop longue. Les deux modes observés sur le spectre sont les modes de valence et de conduction du diagramme de dispersion. Ils sont différenciés des modes transverses de la cavité en calculant par simulations leurs indices effectifs. Sans passer par le calcul des matrices-S, une mesure du champ lointain nous a permis de vérifier que ce sont des modes  $\text{TM}_{00}$  de la cavité. Même si ce laser n'est pas monomode, ce résultat nous permet de comparer l'écart mesuré en fréquence et le résultat numérique suivant:

$$\Delta\nu = \frac{(0.3073-0.3069) \frac{10000}{7.4}}{0.30715} = 1.75\text{cm}^{-1} \quad (2-77)$$

L'écart mesuré entre les deux modes est de  $2\text{cm}^{-1}$ , nous avons donc un très bon accord entre les deux valeurs. Des lasers de  $1\text{mm}$  de long ont également été testés avec, pour une grande majorité, des spectres monomodes. Les spectres des lasers à  $7.8\mu\text{m}$  et à  $4.5\mu\text{m}$  nous montre que ces lasers sont monomodes avec des atténuations des modes latéraux de plus de  $30\text{dB}$  (SMSR en anglais pour Side Mode Suppression Ratio). Ce résultat est obtenu grâce à l'effet DFB de nos structures mais également grâce à son comportement vis-à-vis des modes longitudinaux Fabry-Pérot de la cavité. Nous savons que l'effet DFB favorise les modes en bord de bande en ralentissant leur propagation, ce qui leur permet de diminuer leurs pertes miroirs. À ceci, s'ajoute une augmentation des pertes des modes situés loin du bord de la première zone de Brillouin. Les modes Fabry-Pérot au maximum de la courbe de gain sont fortement atténués par rapport aux modes résonnant avec le réseau. Nous avons pu mesurer un SMSR de  $25\text{dB}$  pour un décalage de 3% du pas du réseau par rapport au maximum de gain. La figure 2-43, montre l'évolution de la longueur d'onde du laser en fonction du pas du réseau. Nous voyons que ce type de réseau nous permet de sélectionner une longueur d'onde sur une large gamme d'environ  $80\text{cm}^{-1}$  à température ambiante.

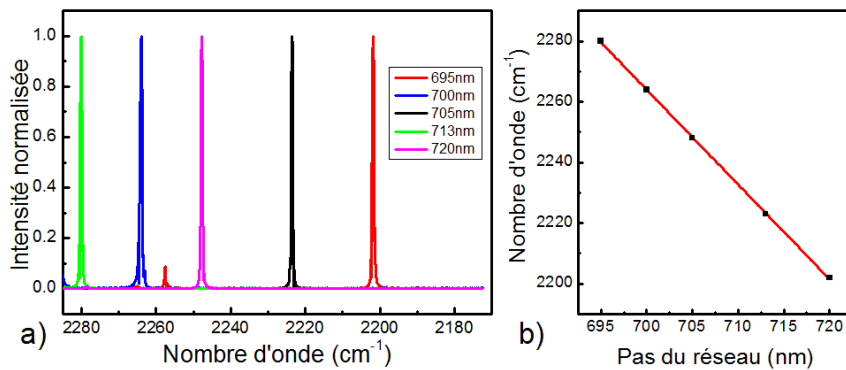


Figure 2-43 :a) évolution de la longueur d'onde pour des lasers émettant à  $\sim 4,5\mu\text{m}$  ayant un pas de réseau différent. Ces mesures sont effectuées pour des cavités lasers de même longueur et de même largeur à température ambiante impulsional. b) évolution de la longueur d'onde en fonction du pas du réseau, la régression linéaire est montrée.

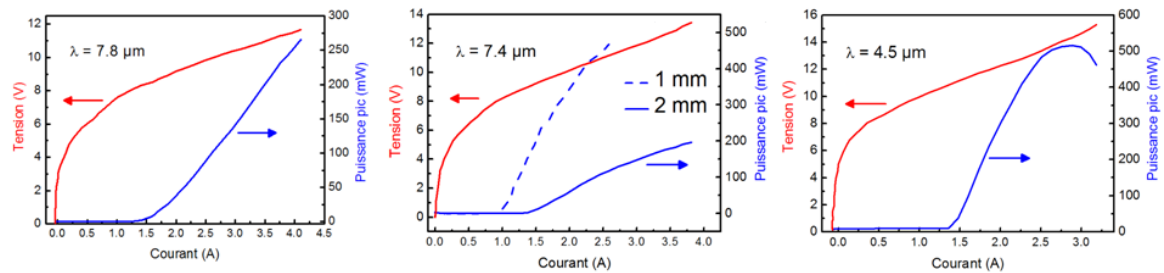


Figure 2-44 : évolutions de la puissance optique et de la tension pour les trois lasers à  $7.4\mu\text{m}$ ,  $7.8\mu\text{m}$  et à  $4.5\mu\text{m}$ . Les mesures sont réalisées en pulsé avec une durée de pulse de 100ns à une fréquence de 100kHz et les lasers sont thermo-régulés à  $20^\circ\text{C}$  avec un Peltier.

Les évolutions de la puissance optique des lasers et de la tension en fonction du courant injecté sont représentées sur la figure 2-44. Nous avons superposé les mesures d'une cavité de 1 mm et de 2 mm de long dans le cas des lasers à  $7.4\mu\text{m}$ . Étant donné que ces deux lasers ont la même largeur de ruban ( $30\mu\text{m}$ ), le courant seuil est plus élevé pour le laser de 2 mm ( $I_{th} = 1.25\text{A}$ ) par rapport au laser de 1 mm ( $I_{th} = 0.9\text{A}$ ). En revanche, la densité de courant seuil est plus faible pour le laser de 2 mm en raison de la diminution des pertes miroirs ( $J_{th} = 2.3\text{kA}/\text{cm}^2$  pour le laser de 2 mm et  $J_{th} = 3\text{kA}/\text{cm}^2$  pour le laser de 1 mm). Une puissance optique de 500mW pic est obtenue à température ambiante pour le laser à  $4.5\mu\text{m}$  avec une densité de courant seuil basse à  $1.7\text{kA}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Nous verrons que cette faible densité de courant seuil permet aux lasers de fonctionner en régime continu. Pour les lasers à  $7.4\mu\text{m}$  et  $7.8\mu\text{m}$  nous obtenons comme puissance optique, respectivement, 240mW pic et 450mW pic. Ces résultats nous démontrent donc l'aspect versatile de notre concept et nous l'avons appliqués, en tout, pour 5 longueurs d'onde entre 4.5 à  $8\mu\text{m}$  avec à chaque fois des SMSR de 30 dB et des puissances d'au moins 100 mW pic (figure 2-45).



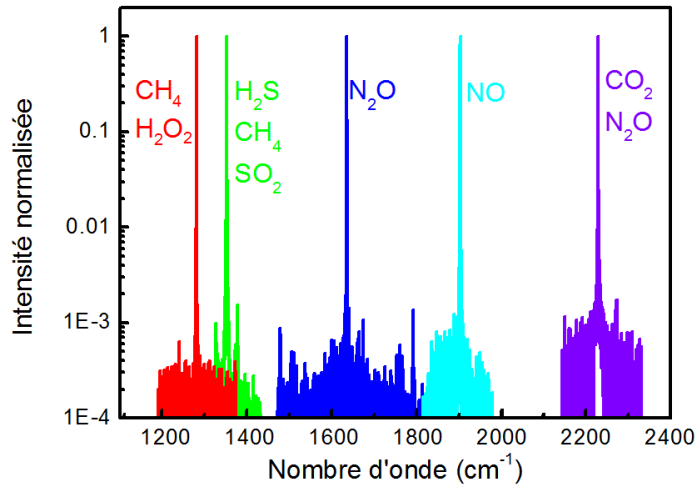


Figure 2-45 : spectres des différents lasers DFB obtenus avec un SMSR d'au moins 30dB et une puissance pic de 100mW à toutes les longueurs d'onde. Pour chaque raie d'émission, sont indiquées les molécules pour lesquelles le laser est utilisé en spectroscopie.

La contre réaction répartie permet de sélectionner les modes longitudinaux qui se propagent dans la cavité laser. Une cavité trop large par rapport à la longueur d'onde, autorise l'apparition des modes latéraux d'ordres supérieurs ( $TM_{01}$ ,  $TM_{02}$ ...) (figure 2-46). Les simulations réalisées grâce aux éléments finis, nous permettent de vérifier que les modes observés sur le spectre correspondent aux modes transverses. Le réseau sélectionne bien les modes longitudinaux mais ne différencie pas ou peu, les modes transverses. Pour pallier ce problème, il faudrait ajouter une structuration périodique dans la largeur du ruban.

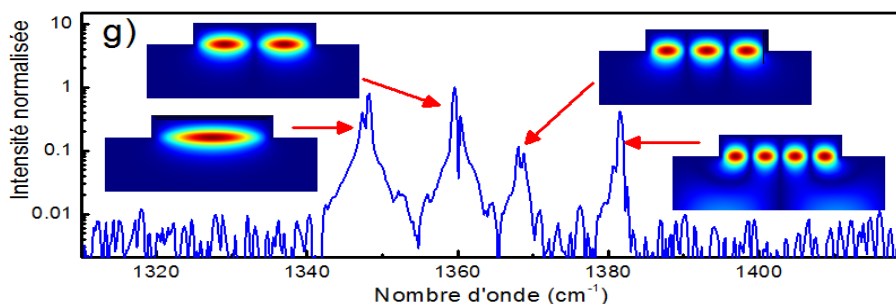


Figure 2-46 : spectres de laser à contre réaction répartie émettant à  $7.4\mu\text{m}$  avec une cavité de largeur  $20\mu\text{m}$  et une longueur de 2mm. Les différents encarts représentent la cartographie des modes latéraux obtenus par éléments finis. Les indices effectifs obtenus par simulation correspondent aux mesures.

Pour le laser, une variation de la température induit un décalage en longueur d'onde (figure 2-47 a)). Ce décalage, correspondant à une variation de l'indice effectif de la cavité, est créé par une variation des densités de porteurs avec la température. Nous retrouvons un résultat équivalent en mesurant le décalage en longueur d'onde pour différents rapports cycliques à température constante (figure 2-47 b)).

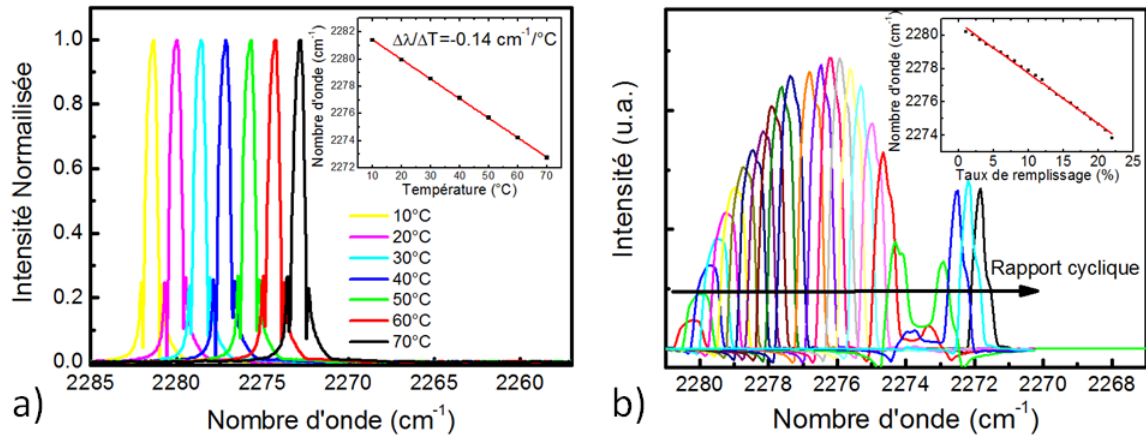


Figure 2-47 : a) spectres d'un laser DFB émettant à  $4.4 \mu\text{m}$  pour différentes température de régulation (durée du pulse de 100 ns, la fréquence de répétition est de 1 kHz). b) spectres du même laser pour différents rapports cycliques du pulse électrique (durée du pulse de 100 ns, la fréquence est augmenté entre 1 et 25 kHz à  $20^\circ\text{C}$ ).

Nous voyons sur la figure 2-47 b) que la variation de l'indice effectif est telle que le laser passe du mode de la bande de conduction au mode de la bande de valence. La variation de la longueur d'onde en fonction de l'échauffement n'est pas le seul effet sur le laser. La figure 2-48 montre l'évolution de la puissance moyenne d'un laser DFB en fonction du rapport cyclique des pulses de courant injecté. Pour de faibles rapports cycliques ( $< 5\%$ ), la puissance optique augmente de façon linéaire. À partir de 13%, nous voyons très clairement une chute de la puissance optique. Cette diminution s'explique par l'élévation de la température dans la zone active. Entre deux pulses, lorsque le facteur de remplissage est trop important, le laser n'a plus le temps de se refroidir étant donné sa résistance thermique. Les électrons, excités thermiquement, ne transitent plus à travers la cascade par la transition optique mais par le continuum d'état ou par les transitions non radiatives et les pertes augmentent.

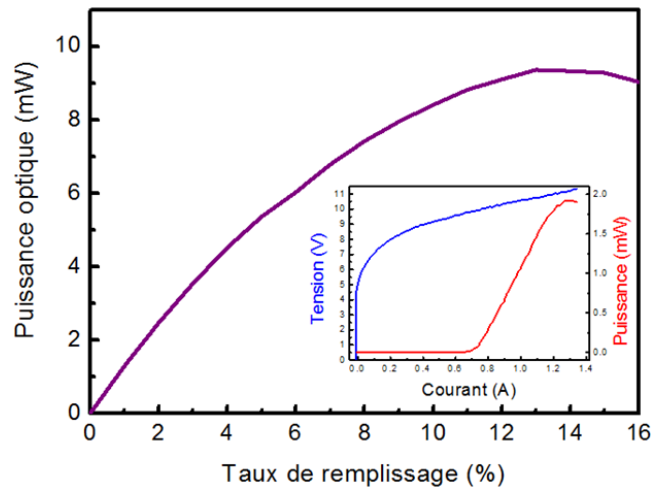


Figure 2-48 : évolution de la puissance optique en sortie d'un laser émettant à  $4.1\mu\text{m}$  en fonction du rapport cyclique de l'intensité injectée. La durée du pulse est constante  $200\text{ns}$  et la fréquence de répétition est augmentée. Le laser est thermo-régulé à  $20^\circ\text{C}$  avec un Peltier. Insert :  $V(I)$  et  $P(I)$  du même laser en régime pulsé à  $100\text{ns}$ ,  $100\text{kHz}$  à  $20^\circ\text{C}$ .

Afin d'obtenir des puissances pic supérieure à  $100\text{mW}$  en régime pulsé, nous avons employé des rubans larges ( $20 - 30\mu\text{m}$ ). Pour ce type de fonctionnement ces rubans sont adaptés grâce aux réseaux de surface métallique qui ne recouvrent pas l'intégralité du ruban et qui les rendent monomodes transverses.

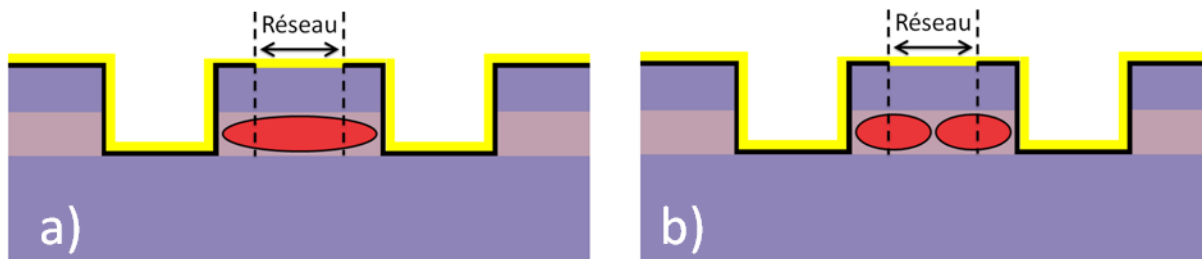


Figure 2-49 : schémas des rubans utilisés pour le régime impulsif avec la représentation de l'intensité du champ proche dans la cavité pour a) le mode fondamental  $\text{TM}_{00}$  et b) le premier mode transverse  $\text{TM}_{01}$ .

Nous pouvons voir sur la figure 2-49 que le recouvrement du mode fondamental avec le réseau est plus important que celui du premier mode transverse. Le mode fondamental est donc privilégié et le laser reste monomode même si le ruban est large.

Néanmoins, ces rubans larges ne sont plus adaptés pour un fonctionnement en continu en raison de l'échauffement. Des rubans plus étroits doivent être utilisés.

### **b. Optimisation et fonctionnement en continu**

Dans le domaine de la spectroscopie ainsi que pour d'autres applications utilisant les LCQs, l'utilisation des lasers est généralement basée sur un fonctionnement en continu. L'utilisation du laser étant facilitée en termes d'électronique de commande et d'optique, ce mode de fonctionnement est souvent privilégié par les utilisateurs. Jusqu'à maintenant, seuls les lasers utilisant des réseaux enterrés pouvaient être utilisés dans un tel régime.<sup>[46]</sup> Les lasers utilisant un réseau de surface basé sur une modulation des pertes n'ayant jamais fonctionné en continu, nous allons montrer que notre approche basée sur les réseaux métalliques de surface nous permet d'obtenir une émission en continu d'un faisceau laser monomode issu d'un LCQ.<sup>[67]</sup>

Pour commencer, afin de faciliter l'extraction thermique du laser, celui-ci doit être soudé sur l'embase du côté où il chauffe le plus. La région du laser qui dispose de la plus mauvaise conductivité thermique est la zone active (environ  $0.022 W \cdot K^{-1} \cdot cm^{-1}$  dans la direction de croissance réf. [68]). Le laser doit donc être soudé du côté de la zone active pour éviter la résistance thermique du substrat (figure 2-50 a)). Cette configuration de soudure, appelée épi-down, place la zone active très proche de la partie refroidie par le module Peltier. Les rubans définissant la cavité optique sont gravés dans la zone active en double tranchée. Cette technique laisse la surface de l'échantillon quasiment plane, ce qui est plus pratique pour la fabrication et la soudure épi-down. Nous utilisons une embase en *AlN*. Ce matériau possède une conductivité thermique ( $200 Wm^{-1}K^{-1}$ ) plus faible que le Cuivre habituellement utilisé ( $400 Wm^{-1}K^{-1}$ ). Cependant, l'*AlN* possède un coefficient d'expansion thermique ( $4.6 \times 10^{-6} K^{-1}$ ) quasiment identique à celui de l'*InP* ( $4.75 \times 10^{-6} K^{-1}$ ) alors que celui du Cuivre est plus grand ( $16.7 \times 10^{-6} K^{-1}$ ). Cette caractéristique est importante car l'*AlN* nous a évité d'utiliser une soudure « molle » en *In* utilisée avec les embases en *Cu* pour encaisser la différence de CTE. En effet l'*In* est connu pour sa diffusion dans les matériaux diélectrique, ce qui à terme, dégrade la durée de vie du composant. Avec une embase *AlN* de même CTE que l'*InP*, nous pouvons utiliser une soudure *Au/Sn*, plus « dure » mais qui ne diffuse pas.

Toujours dans le but de favoriser l'extraction thermique, nous disposons sur le dessus du laser une couche épaisse ( $\sim 5\mu\text{m}$ ) d'or électrolytique afin de combler les interstices d'air. De plus, l'utilisation de cette couche nous facilite le montage de la diode épi-down. Lors cette étape, la soudure prédisposée sur l'embase est chauffée afin d'atteindre sa température de fusion. Afin que la soudure mouille la surface de la diode, une légère pression est appliquée sur celle-ci. Si la pression n'est pas parfaitement exercée de haut en bas, un bourrelet de soudure peut se créer aux extrémités de la cavité (au niveau des facettes). Un bourrelet de quelques microns est suffisant pour court-circuiter la zone active (figure 2-50 b)). La surélévation de la zone active par l'or électrique nous permet d'éviter ce problème. De plus, ce métal est en retrait par rapport à la facette, ainsi, même en cas de formation du bourrelet, celui-ci ne recouvre pas la zone active.

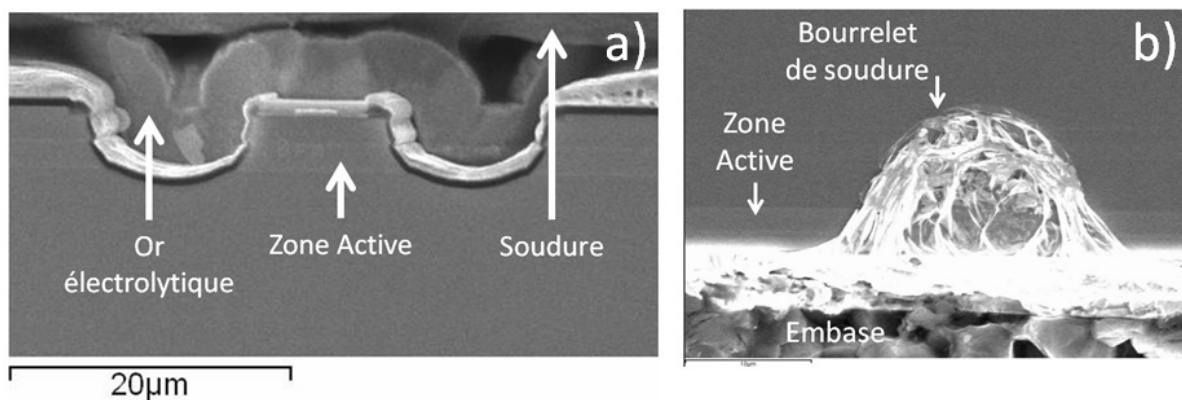


Figure 2-50 : images de microscope électronique à balayage a) d'un laser DFB soudé épi-down sur son embase. L'or électrolytique vient combler les tranchées qui définissent le ruban (image à l'envers). b) laser sans or électrolytique avec un bourrelet de soudure au niveau de la facette. Le laser est court-circuité.

Rappelons que notre configuration DFB nous permet d'avoir des couches guidantes supérieures plus fines que dans le cas des lasers Fabry-Pérot ( $2\mu\text{m}$  pour le DFB à  $\lambda = 4.5\mu\text{m}$  contre  $3.5\mu\text{m}$  pour le FP à la même longueur d'onde). Or, dans une configuration de soudure de type épi-down, l'épaisseur de cette couche influe grandement sur le refroidissement de la zone active. Ainsi, les simulations thermiques nous montrent qu'en ayant diminué la couche de  $1.5\mu\text{m}$  nous abaissons de 15% la température dans la zone active. Cette finesse du guide supérieur est donc un atout non négligeable.

Le deuxième point d'amélioration, en ce qui concerne le management thermique du laser, est la réalisation technologique. Les étapes de fabrication ont été optimisées pour maximiser le recouvrement du réseau au-dessus du ruban. Ce développement est nécessaire pour trois raisons. Il permet, premièrement, d'avoir une contre réaction répartie maximale, deuxièmement, d'avoir une robustesse vis-à-vis des incertitudes technologiques et finalement, de fabriquer des rubans étroits nécessaires à un fonctionnement en continu. Plus le ruban est étroit et moins il chauffe. Néanmoins, un ruban trop étroit n'est pas souhaitable car la surface d'échange thermique au-dessus du laser diminue également. De plus, il ne faut pas oublier qu'en diminuant la largeur de ruban, les pertes métalliques liées aux bords du guide augmentent. La taille du ruban est un optimum entre l'échauffement de la zone active et les pertes. Habituellement, les réseaux recouvrant le ruban sont moins larges que celui-ci (figure 2-51 a)).

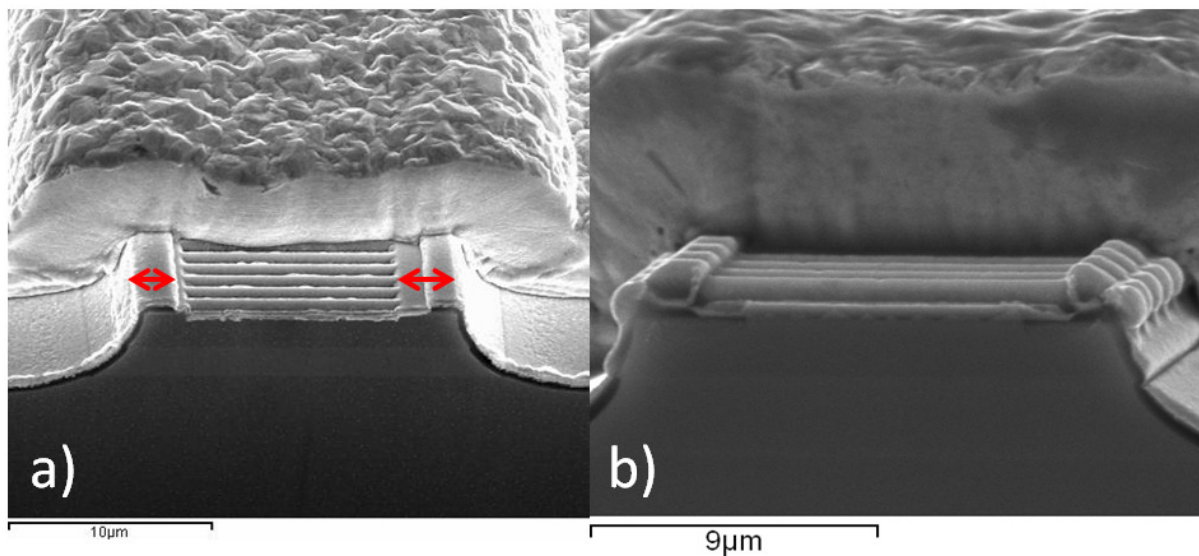


Figure 2-51 : images de microscope électronique des différentes configurations de réseau a) pour la technologie standard, le réseau est moins large que le ruban et peut être décentré b) pour la technologie auto-alignée, le ruban couvre la totalité du ruban.

Les marges de  $1\mu\text{m}$  laissées de chaque côté permettent un alignement optique entre les deux niveaux de gravures qui ne peut être réalisé avec une précision supérieure. Ces marges ne sont pas gênantes dans le cas des rubans faisant  $20 - 30\mu\text{m}$  car elles représentent un faible pourcentage de la largeur totale. En revanche, cette façon de définir

les réseaux n'est pas adaptée aux rubans étroits. Elle ne laisse qu'une faible partie du ruban recouverte par le réseau. Par exemple, pour un ruban de  $12\ \mu\text{m}$  de large au niveau de la zone active, le haut de ruban ne fait que  $6\ \mu\text{m}$  de large à cause du profil arrondi obtenu par gravure humide. Si nous laissons  $1\ \mu\text{m}$  de large de chaque côté, seul 33% du ruban est recouvert par le réseau contre 50% dans le cas où il serait totalement recouvert. Un moyen simple de s'assurer que le réseau recouvre totalement le haut du ruban, est de le faire plus large que celui-ci. Les parties du réseau qui dépassent seront gravées avec les doubles tranchées qui définissent le ruban dans sa largeur. Cette technique est appelée auto-alignée (figure 2-51 b)). En plus du recouvrement maximal, ce procédé nous permet de gagner en facilité de mise en œuvre puisque nous relâchons la contrainte sur l'alignement des deux niveaux de gravure du réseau et du ruban.

La structure à cascade quantique caractérisée est celle déjà mentionnée au paragraphe 5a émettant à  $4.5\ \mu\text{m}$ . En suivant les règles de dessin établies, nous déposons au-dessus de la zone active, une couche guidante en *InP* de  $2\ \mu\text{m}$  dopée *Si* à  $10^{17}\text{cm}^{-3}$  pour obtenir un contact ohmique sans générer d'effet de type plasmon. Les réseaux sont gravés dans cette couche avec une profondeur de  $\lambda_{eff}/4$  (soit environ  $300\text{nm}$ ).  $\lambda_{eff}$  est la longueur d'onde effective dans le guide d'onde au milieu de la gamme de valeurs pour lesquelles  $\kappa$  est constant en fonction de  $t_g$ . Le réseau est défini par lithographie électronique avec un pas de  $703\text{nm}$  ( $n_{eff} = 3.18$ ). Pour ces lasers DFB nous utilisons un traitement de haute réflectivité sur une des facettes afin de réduire les pertes miroirs et d'optimiser le courant seuil.

Les deux éléments d'optimisation nous permettent d'obtenir une émission continue à température ambiante et jusqu'à  $60^\circ\text{C}$ . La figure 2-52 nous montre les évolutions de la tension appliquée aux bornes du laser et de la puissance optique en fonction du courant injecté.

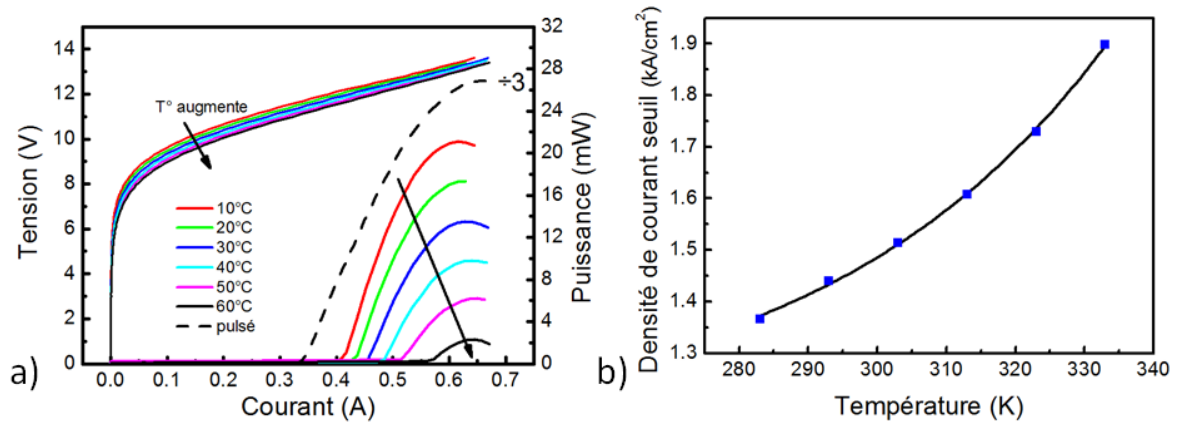


Figure 2-52 :a) mesures de  $V(I)$  et  $P(I)$  pour un laser de  $10\mu\text{m}\times 3\text{mm}$ . Les deux fonctionnements en régime pulsé et continu sont montrés pour comparer les courants seuils. La courbe  $P(I)$  du régime pulsé a été divisée par un facteur 3 pour plus de visibilité. b) Mesures de densités de courant seuil pour les différentes températures.

En régime continu, des puissances de  $20\text{mW}$  à  $20^\circ\text{C}$  et de  $3\text{mW}$  à  $60^\circ\text{C}$  sont mesurées. Le rendement à la prise de ce laser est de  $380\text{mW}/\text{A}$  à  $20^\circ\text{C}$ . Le courant seuil, relativement bas, est de  $1.5\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$  (contre  $1.0\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour des lasers FP de même zone active avec une couche guidante supérieure de  $2.5\mu\text{m}$  et une couche plasmon de  $1\mu\text{m}$ ). Afin d'estimer les pertes introduites par le réseau métallique, la figure 2-52 nous montre également les caractéristiques du même laser en régime pulsé. Dans ce régime, les effets thermiques peuvent être négligés. Nous obtenons un courant seul de  $1.1\text{kA}/\text{cm}^{-2}$ . Cette valeur est inférieure au courant seuil obtenu pour des structures récentes utilisant un réseau enterré.<sup>[69]</sup> Cette comparaison nous montre bien que notre approche du réseau métallique n'introduit pas de pertes supplémentaires. La dégradation du courant seuil entre les régimes pulsés et continus de  $0.4\text{kA}/\text{cm}^{-2}$  est donc liée aux effets thermiques.

Les mêmes lasers soudés dans une configuration épi-up ne fonctionnent pas en continu à température ambiante. Le management thermique est bien la clé pour une émission continue. Pour estimer la résistance thermique des lasers, il existe deux possibilités. La première consiste à simplement comparer les courants seuils entre le régime pulsé et le régime continu. Ces mesures fonctionnent très bien dans le cas d'un laser Fabry-Pérot mais conduisent à une mauvaise estimation de la résistance thermique dans le cas des lasers DFB. L'erreur commise vient du décalage entre le réseau et le gain qui se produit



lorsque la température de la cavité varie. Lorsque la zone active chauffe, il se produit un décalage vers les hautes énergies de la longueur d'onde (figure 2-53). Le problème est que cette variation est plus rapide pour le gain que celle du réseau.<sup>[49]</sup> Les variations de courants seuils entre deux températures sont à la fois liées au décalage créé entre le réseau et le gain et à l'échauffement de la structure et il est difficile de décorrélérer les deux.

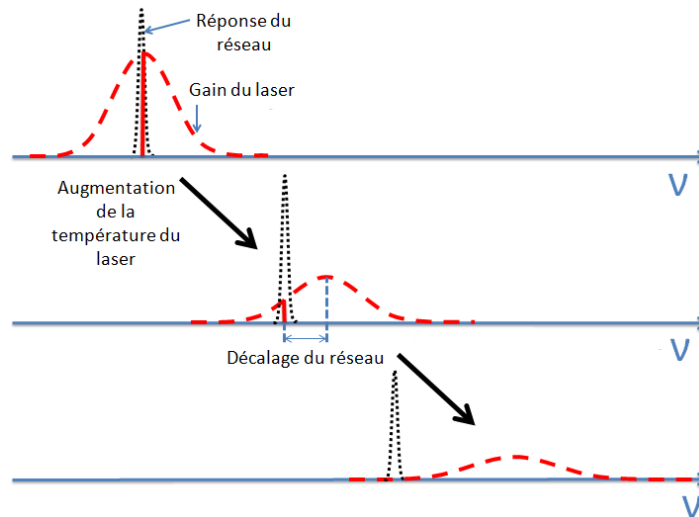


Figure 2-53 : schéma montrant le comportement en température du gain et de la longueur d'onde correspondant au pas du réseau. La courbe de gain se déplace plus rapidement vers les hautes énergies que le réseau. Un réseau dessiné pour un fonctionnement en régime pulsé ne fonctionnera pas en continu si le gain n'est pas suffisamment large.

Cet effet est important quand les résistances thermiques des lasers sont relativement élevées, ce qui est le cas pour nos lasers comparés aux lasers disposant de rubans enterrés. La deuxième façon de mesurer la résistance thermique de nos structures est d'observer le comportement en longueur d'onde de nos lasers en fonction du courant injecté. Ces variations en longueur d'onde nous donnent accès aux températures modales. Dans un premier temps nous déterminons  $\delta n(T)$ , la variation d'indices en fonction de la température. Dans un deuxième temps, nous comparons les longueurs d'ondes en régime pulsé, sans effet thermique, à celles du régime continu. La différence est liée à la résistance thermique modale de la structure qui est reliée par la relation :

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{n} \frac{\delta n}{\delta T} \Delta T \quad (2-78)$$

Avec  $\Delta\nu$  la différence de longueur d'onde entre les deux régimes,  $\Delta T$  la différence de température,  $n$  l'indice optique,  $\nu$  la longueur d'onde et  $\delta n/\delta T$  la résistance thermique modale.

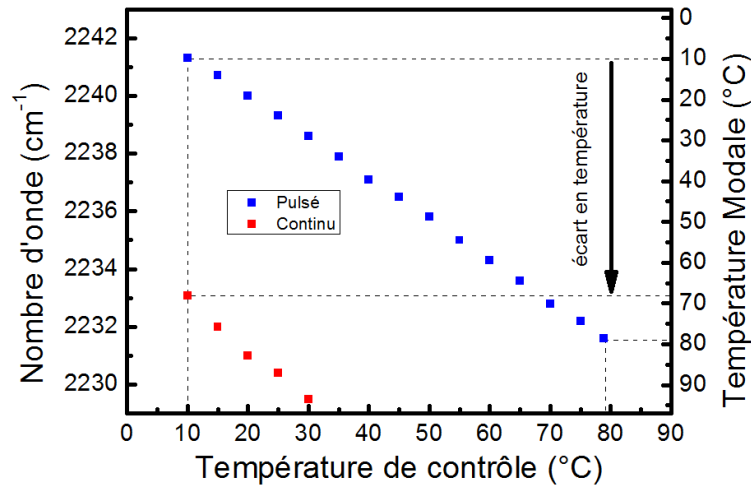
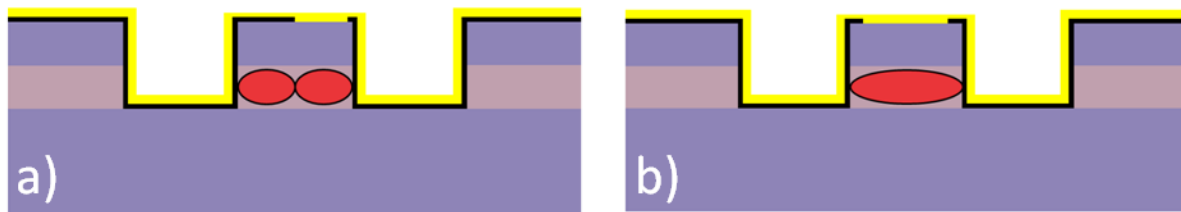


Figure 2-54 : évolution de la longueur d'onde du laser en fonction de la température imposée au niveau du Peltier. Le régime pulsé nous permet de déduire la température modale. Le régime continu nous permet d'évaluer l'augmentation de température à l'intérieur de la zone active.

La figure 2-54 montre l'évolution de la longueur d'onde en fonction de la température imposée au niveau du Peltier. Les deux régimes de fonctionnement, pulsé et continu, sont comparés. Dans le régime pulsé, la zone active n'a pas le temps d'être chauffée par le passage du courant. Les variations de longueur d'onde observées dans un tel régime sont donc liées aux variations de l'indice effectif avec la température. L'échauffement lié au passage du courant est négligeable. La température modale est la même que la température de contrôle du Peltier. En régime continu, la température de la zone active dépend de la température du Peltier mais également de la puissance électrique injectée. Pour une même température de contrôle du Peltier, la différence de longueur d'onde entre les deux régimes est donc essentiellement liée à la puissance électrique et à l'échauffement de la zone active. La différence de température modale mesurée est de 58 K. La puissance injectée dans le laser est de 7.98 W. La résistance thermique du laser est donc de  $7.27 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$ . Dans le cas des lasers Fabry-Pérot, nous avons des résistances thermiques

d'environ  $10 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$ . Pour obtenir cette résistance thermique sur le laser DFB, nous avons utilisé un ruban de  $10 \mu\text{m}$  de large. Ce guide d'onde, six fois plus grand que la longueur d'onde dans le matériau, est susceptible d'être multi-mode, la technologie auto-alignée nous assure néanmoins le fonctionnement du laser sur le mode fondamental pour des rubans étroits. La figure 2-55 a) nous montre le cas d'un réseau non centré sur haut du guide. Dans cette configuration, l'effet sur le réseau est plus important pour le mode  $\text{TM}_{01}$  que pour le mode  $\text{TM}_{00}$ . Les pertes du mode  $\text{TM}_{01}$  seront plus petites que celles du mode fondamental. La figure 2-55 b) nous montre le cas d'un réseau auto-aligné, centré sur le haut du guide. Dans cette configuration, le mode  $\text{TM}_{00}$  a un recouvrement plus important avec le réseau et des pertes liées au recouvrement dans le métal sur les flancs plus faibles que le mode  $\text{TM}_{01}$ .



*Figure 2-55 : schémas des différentes configurations de réseau a) pour la technologie standard, le réseau peut être décentré et favorisé le mode d'ordre 2 b) pour la technologie auto-alignée, le mode fondamental et celui d'ordre 2 voient le même réseau mais les pertes sont moins élevées et le gain plus grand pour le fondamental.*

La dégradation de la puissance optique en continu, observée sur la figure 2-52, s'explique par la résistance thermique de nos lasers. Cette résistance thermique peut être grandement diminuée en enterrant nos structures avec de l'*InP* isolant.<sup>[70]</sup> Des travaux sur ce sujet au sein du laboratoire sont en cours.

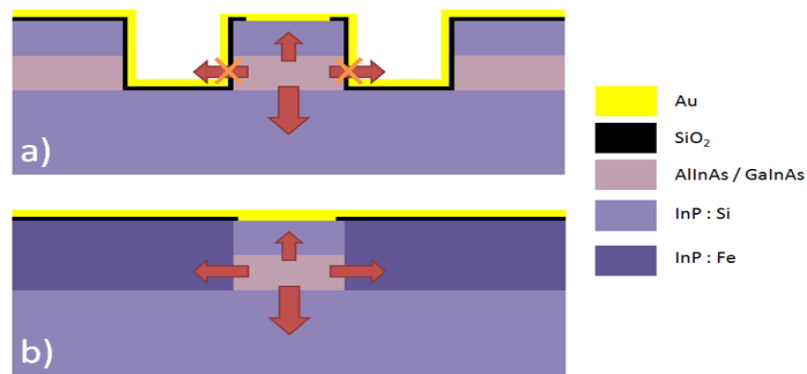


Figure 2-56 : schémas des différentes configuration de ruban a) ruban standard utilisant un isolant électrique qui constitue une barrière thermique b) ruban enterré dans de l'InP dopé Fer qui permet une diffusion de la chaleur.

La figure 2-56 a) nous montre la configuration de ruban que nous utilisons actuellement. La couche de silice, indispensable à l'isolation électrique, constitue une barrière thermique trop importante et ne permet pas d'évacuer la chaleur par les flancs du ruban. Dans la figure 2-56 b), l'évacuation de la chaleur par les flancs est possible car le ruban est enterré dans de l'InP dopé fer qui le rend isolant et qui possède une conductivité thermique environ 40 fois plus grande que la silice. Cette configuration nous permettra de réduire la résistance thermique de nos lasers (les simulations prédisent une réduction d'un facteur 2 de la résistance thermique), de diminuer le courant seuil, d'augmenter le rendement et la puissance optique.

Avant de réaliser des lasers DFB enterrés, nous avons voulu démontrer que l'approche utilisant les réseaux métalliques de surface est applicable pour des longueurs d'ondes plus grandes. Ainsi, nous avons également obtenu une émission continue monomode à température ambiante pour une longueur d'onde de 7.4  $\mu\text{m}$ . La figure 2-57 nous montre les caractéristiques de ces dispositifs.

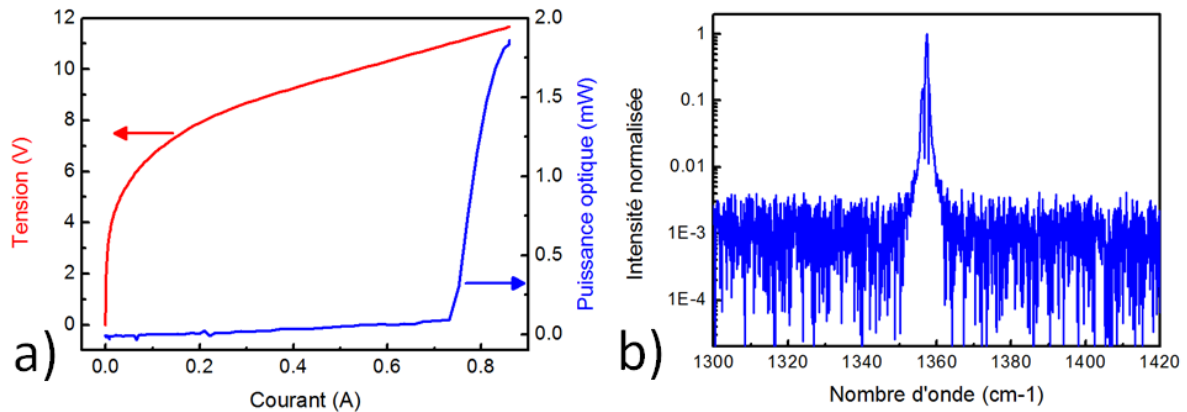


Figure 2-57 : a) mesures de  $V(I)$  et  $P(I)$  pour un laser DFB à  $7.4 \mu\text{m}$  en continu et à température ambiante  
b) spectre du même laser.

Une puissance de  $1.8 \text{ mW}$  est mesurée à  $20^\circ\text{C}$  avec un SMSR de  $25 \text{ dB}$ . Nous avons ainsi démontré la possibilité d'utiliser notre approche pour des longueurs d'onde allant de  $4.5$  à  $8 \mu\text{m}$ . Une étude est réalisée pour descendre en longueur d'onde et démontrer que ce principe est applicable à  $3.5 \mu\text{m}$ .

Une puissance de sortie importante, un faisceau monomode et un fonctionnement à haute température ne suffisent pas. Le laser doit également avoir une bonne qualité de faisceau afin de pouvoir être intégré à un système d'optique. Les qualités de faisceaux de ces lasers ont été estimées dans les deux directions de l'espace. Le champ proche est mesuré en scannant l'espace derrière une fente, au niveau du waist du faisceau, derrière un télescope. Le champ lointain est mesuré en scannant l'espace loin de la source. Des  $M^2$  de  $1.15$  et de  $1.22$  pour les axes rapides et lents ont été mesurés. Ce très bon résultat facilite l'usage de ces lasers dans les systèmes optiques. En revanche, ces lasers souffrent d'une grande divergence, notamment dans la direction d'épitaxie en raison des faibles dimensions du guide. Si nous n'arrivons pas à capter tous les photons émis à cause d'une divergence trop importante, il est inutile de développer des sources puissantes. Nous verrons dans le chapitre suivant en détail les caractéristiques des faisceaux en champ lointain et comment réduire la divergence.

---

## Conclusion du deuxième chapitre

Le deuxième chapitre était consacré à la contre réaction répartie dans le cas des lasers à cascade quantique. En partant des propriétés des DFB à réseaux enterrés ou de surface, une nouvelle approche basée sur les réseaux métalliques de surface a été présentée. L'existence d'un effet de contre réaction répartie par modulation de l'indice dans de telles structures a été mise en évidence. De même, cette approche est basée sur l'existence d'un mode DFB avec peu de pertes, mais fortement couplé au réseau. Le modèle des modes couplés met en évidence le rôle de l'onde de surface générée par le réseau et le couplage avec les modes guidés.

Cette théorie a été mise en pratique pour une série de lasers dans le moyen infrarouge. Selon les critères de dessin du réseau proposé, des lasers émettant entre  $4.5\mu\text{m}$  et  $7.8\mu\text{m}$  ont été fabriqués. Grâce à la caractérisation de ces dispositifs, nous avons démontré qu'un réseau métallique permet la création d'une contre réaction répartie suffisamment forte pour obtenir un laser monomode. Des atténuations des modes latéraux de plus de 30dB ont été obtenues avec des densités de courant seuil basses ( $\sim 1.5\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) et des puissances élevées ( $> 100\text{mW}$  pic). L'approche développée a montré ses possibilités en termes de réalisations et d'adaptation sur une gamme de longueur d'onde allant de 4 à  $8\mu\text{m}$ .

Le fonctionnement en continu était très difficile à démontrer avec la technologie employée. La fabrication auto-alignée des réseaux permet l'utilisation d'un ruban étroit et grâce à une optimisation du management thermique dans nos lasers, la résistance thermique a été réduite jusqu'à être comparable à celle des lasers standards Fabry-Pérot. Ces améliorations ont abouti à une émission laser monomode en continu à température ambiante.

Nous avons obtenu pour ces lasers de bonne qualité de faisceau, en revanche, ces émetteurs souffrent d'une grande divergence à cause de la taille réduite des guides d'onde.



---

## Chapitre 3 :

---

### Les lasers à émission par la surface

<b>1. Propriétés en champ lointain de lasers émettant par la tranche .....</b>	<b>109</b>
a. La grande divergence des LCQs.....	109
b. Solutions existantes .....	111
<b>2. Autre approche : l'émission de surface .....</b>	<b>115</b>
a. Dispositifs à émission de surface .....	115
b. Émission de surface par les réseaux métalliques.....	117
c. État de l'art.....	125
<b>3. Les lasers à réseau bi-périodique métallique de surface.....</b>	<b>130</b>
a. Les réseaux bi-périodiques .....	131
b. Propriétés optiques des LCQs à réseau bi-périodique .....	137
c. Influences des incertitudes technologiques sur les LCQs à réseau bi-périodique. ....	145
d. Réalisations technologiques des LCQs .....	153
e. Émission à température ambiante.....	159
f. Optimisation du dispositif.....	163
g. Les microcavités avec réseau bi-périodique .....	166
<b>4. Les lasers à coupleur monolithique .....</b>	<b>169</b>
a. Description des dispositifs .....	169
b. Comparaison des différentes géométries.....	173
<b>Conclusion du troisième chapitre.....</b>	<b>181</b>



Pour être utilisé dans un système optique, les lasers doivent respecter plusieurs critères. Un des premiers critères est que, plus le laser est puissant et plus il sera facile pour l'utilisateur d'intégrer le dispositif. Par exemple, nous n'avons pas besoin de détecteurs ultra performants refroidis par cryogénie si le laser est suffisamment puissant. Le deuxième critère est spécifique à certaines applications, comme la spectroscopie de molécules, pour laquelle le laser doit être monomode afin que la mesure soit réalisable. Le troisième critère concerne le faisceau issu du laser, qui doit avoir une forme gaussienne pour être facilement utilisable avec des lentilles, fibres, etc... Enfin, ce faisceau laser doit être faiblement divergent et de forme sphérique pour faciliter l'intégration et pour faire des systèmes compacts. Les lasers à cascade quantique DFB répondent aux trois premiers critères mais ont une grande divergence et qui plus est, différente dans les deux directions de l'espace. Cet inconvénient impose l'utilisation d'une lentille asphérique avec une grande ouverture numérique pour collimater l'ensemble du faisceau. Plus la divergence est grande et plus il sera difficile de capter tout le faisceau incident et nous perdrons en puissance. Dans ce chapitre, nous étudierons les caractéristiques en champ lointain de ces lasers. Diverses solutions comme les guides évasés, les guides à cohérence transverse et la collimation par plasmon, permettent de réduire cette divergence pour des dispositifs émettant par la facette. Néanmoins, ces solutions ne permettent pas de réduire la divergence dans les deux directions ou sont technologiquement difficiles à mettre en œuvre. C'est pourquoi nous étudierons une autre approche basée sur l'émission de surface. Après une analyse de l'existant, nous proposerons un nouveau type de laser basé sur l'utilisation d'un réseau métallique bi-périodique. Ces réseaux bi-périodiques sont une combinaison des réseaux à l'ordre 1 (étudié au chapitre précédent) et à l'ordre 2. Nous étudierons en détail le fonctionnement d'un réseau métallique à l'ordre 2 puis, nous analyserons la combinaison avec l'ordre 1. Nous présenterons ensuite, un modèle nous permettant de prévoir les performances des lasers utilisant ces réseaux bi-périodiques. Cette étude théorique sera comparée aux premiers résultats expérimentaux obtenus avec cette technologie. Nous décrirons également les différentes optimisations concernant la fabrication de ces réseaux et celles de l'ensemble du laser. À la suite de ces travaux, nous proposons une nouvelle architecture de laser qui couple une cavité DFB (avec un réseau à l'ordre 1) à une zone d'émission par la surface (avec un réseau à l'ordre 2). Au-delà de l'avantage que procure

l'émission de surface en termes de réduction de la divergence, l'un des bénéfices qu'amène cette technique concerne le test rapide des diodes. Ces lasers n'ont pas besoin d'être clivés pour être caractérisés. Nous pourrions envisager un test directement sur la plaquette. De plus, la réduction de la divergence peut faciliter l'intégration hétérogène des LCQs avec un circuit photonique silicium.<sup>[71]</sup> Ces dispositifs très compacts, comprennent par exemple, l'émetteur LCQ, un guide passif et un détecteur sur une même puce. Ces intégrations hybrides permettent d'envisager la fabrication de dispositifs de spectroscopie à faible coût.

## 1. Propriétés en champ lointain de lasers émettant par la tranche

### a. La grande divergence des LCQs

Les diodes lasers sont connues pour leurs grandes divergences. Les guides d'onde utilisés sont limités par la diffraction. Un faisceau de longueur d'onde  $\lambda$ , en sortie d'un guide de taille  $d$ , a une largeur à mi-hauteur du lobe principal de la distribution de l'intensité,  $\theta$ , donnée par :

$$\theta \simeq \frac{\lambda}{d} \quad (3-1)$$

Pour les lasers à  $4.5\mu m$  fonctionnant en continu à température ambiante, décrits au chapitre précédent, nous obtenons une FWHM de  $54^\circ$  dans l'axe lent (direction de croissance) et de  $25^\circ$  dans l'axe rapide (direction perpendiculaire). Dans le cas des lasers à cascade quantique, une formulation plus rigoureuse est donnée dans la référence [72], la largeur à mi-hauteur de la distribution de l'intensité du champ lointain satisfait l'équation :

$$\cos\left(\pi \frac{d}{\lambda} \theta\right) = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(1 - \left(2 \frac{d}{\lambda} \theta\right)^2\right) \quad (3-2)$$

Les équations (3-1) et (3-2) nous montrent que, plus la largeur du guide est réduite et plus le faisceau sera divergent (figure 3-1). Par conséquent, la diminution de la largeur du ruban nécessaire pour une émission continue, se fait au détriment de la divergence. Nous voyons tout de suite apparaître un compromis entre ces deux optimisations. De plus, si un

choix est fait pour diminuer la divergence en agrandissant le ruban, celle-ci sera toujours très grande dans l'axe lent. Un des moyens de diminuer la divergence dans cet axe est d'augmenter l'épaisseur des couches déposées ou bien d'insérer des couches « tampons » permettant d'étaler le mode. Des travaux ont déjà été menés dans ce sens et une divergence de  $30^\circ$  a été obtenue pour l'axe lent.<sup>[73]</sup> Cependant, étant donné les moyens de croissance actuels, la hauteur du guide ne peut être suffisamment augmentée pour diminuer sensiblement la divergence. L'augmentation de la taille du ruban amène un deuxième inconvénient : l'apparition des modes d'ordre supérieur de la cavité transverse à la direction de propagation.

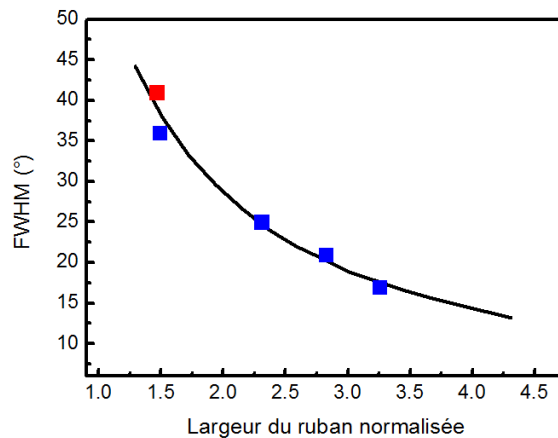


Figure 3-1 : mesures, marqueurs bleus, de champ lointain pour différentes largeurs de ruban dans l'axe rapide, le point en rouge représente la divergence dans l'axe lent identique pour tous les lasers. La largeur de ruban est normalisée par la longueur d'onde. La courbe en trait plein représente les solutions de l'équation (3-2).

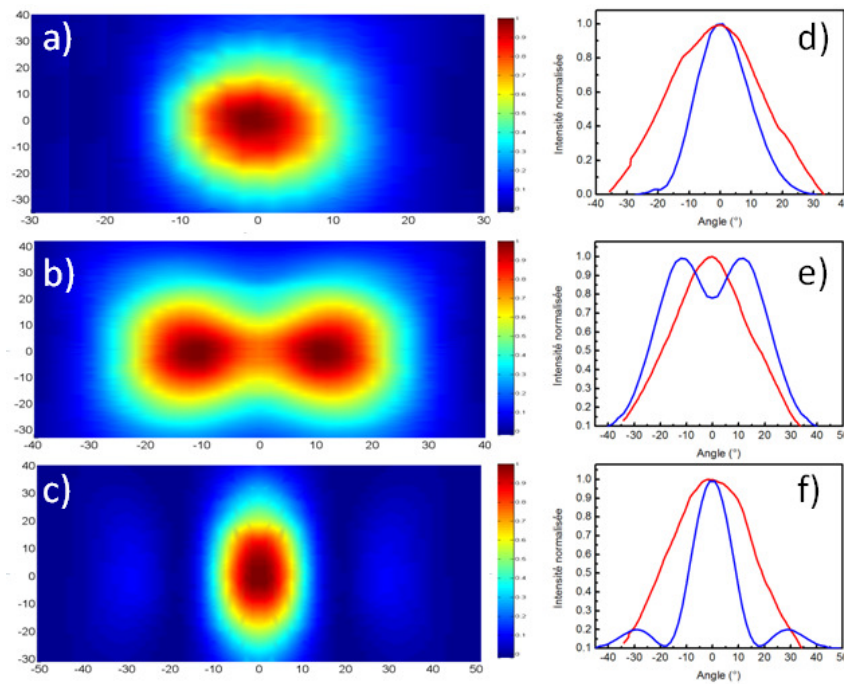


Figure 3-2 : mesures de champ lointain pour trois lasers émettant à  $4.64\mu\text{m}$  faisant a)  $12\mu\text{m}$  de large b) et c)  $14\mu\text{m}$  de large. Les axes sont en degrés et l'intensité est normalisée. Coupes dans les directions de l'axe rapide, en bleu, et dans la direction de l'axe lent, en rouge, pour les lasers de d)  $12\mu\text{m}$  de large e) et f)  $14\mu\text{m}$  de large.

La figure 3-2 montre les champs lointains mesurés pour différentes largeurs de rubans de lasers émettant tous à  $4.64\mu\text{m}$ . Nous voyons très clairement apparaître les modes TM<sub>10</sub> et TM<sub>20</sub> de la cavité pour des rubans de  $14\mu\text{m}$  de large. Pour des largeurs de rubans très grande ( $>100\mu\text{m}$ ) la qualité de faisceau est vraiment dégradée en raison des nombreux modes transverses qui apparaissent. Le seul avantage de ce type de dispositifs est une puissance pic élevée en régime impulsionnel mais ils ne peuvent fonctionner en continu.<sup>[13]</sup> Ainsi, il est difficile de diminuer la divergence en conservant une cavité Fabry-Pérot ruban standard.

## b. Solutions existantes

Pour diminuer la divergence, nous voyons qu'il est nécessaire de modifier la cavité. Ces modifications peuvent être de plusieurs origines. Nous pouvons modifier la géométrie

de la cavité, comme dans le cas des lasers à section évasée, ou modifier la dispersion des modes qui s'y propagent en utilisant un réseau.

### i. Lasers à section évasée

Une solution, nous permettant de diminuer la divergence du faisceau, utilise la combinaison d'une cavité Fabry-Pérot monomode spatialement et une section évasée. La première partie du laser, de section transverse réduite, nous permet d'imposer le mode  $TM_{00}$  dans la cavité. Ce mode est ensuite injecté dans la deuxième section évasée où il pourra être amplifié. La facette de sortie est alors plus grande dans la direction de l'axe rapide et la divergence est réduite.

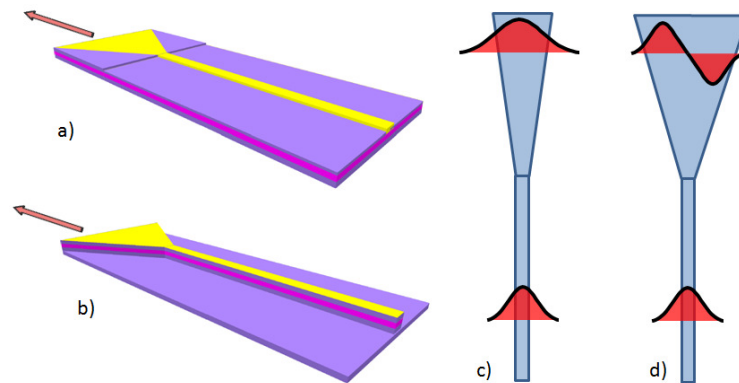


Figure 3-3 : schéma d'un laser avec une section évasée a) dans le cas d'un guidage par le gain et b) dans le cas d'un guidage par l'indice. Si l'angle de la section évasée est adapté, le faisceau reste monomode c). Si l'angle du taper est trop grand, les modes d'ordres supérieurs, guidés, peuvent être excités.

Traditionnellement, dans le cas des diodes lasers, les sections évasées sont réalisées en guidant le mode par le gain (figure 3-3 a)).<sup>[73], [74]</sup> Cette technique évite les réflexions entre le milieu d'indice élevé du matériau et le milieu d'indice inférieur de l'environnement qui perturberaient le champ lointain de la diode. Cette approche n'est pas possible dans le cas des lasers à cascade quantique et ce, à cause de la diffusion importante du courant engendrée par la forte discontinuité de la conductivité entre la couche guidante supérieure et la celle de la zone active anisotropique.<sup>[75]</sup> L'ensemble, couche guidante supérieure et la zone active, doit être gravé comme nous le montre la figure 3-3 b)).<sup>[77]</sup> Le mode est, dans cette configuration, guidé par l'indice. L'angle de la section évasée avec la section droite doit accompagner la divergence naturelle du faisceau dans le matériau (figure 3-3 c)). Si cet

angle est trop grand, la section évasée permettra l'apparition de modes d'ordres supérieurs qui y sont guidés et cette configuration perd tout son intérêt (figure 3-3 d)). Les réflexions parasites peuvent être évitées en utilisant un guide dont la direction de propagation est inclinée par rapport à la facette de sortie. Les réflexions ne sont pas amplifiées dans la section évasée et le champ lointain n'est pas perturbé.<sup>[76]</sup> Les lasers à section évasée permettent de réduire la divergence dans l'axe rapide ( $6.6^\circ$  pour la référence [77]) mais conservent une forte divergence dans l'axe lent ( $53^\circ$ ).

## ii. Guide large avec cohérence transverse

Le laser à section évasée n'est pas la seule solution pour diminuer la divergence de l'axe rapide. Pour les DFB, le réseau de Bragg permet de forcer la cohérence spatiale le long de la direction de propagation de la cavité. Si un réseau transverse est superposé au réseau longitudinal (figure 3-4 a)), une cohérence dans la direction perpendiculaire à l'axe de propagation apparaît.

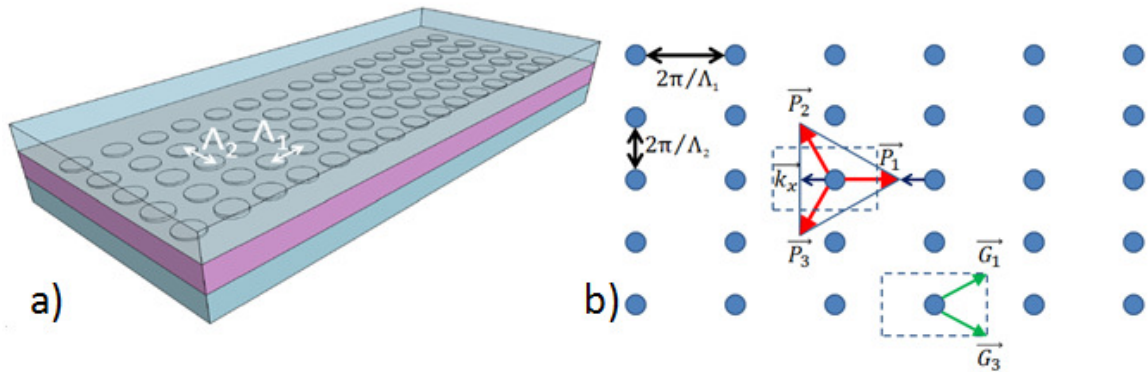


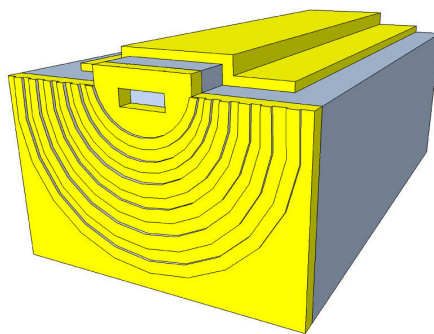
Figure 3-4 : a) schéma d'un laser avec une cohérence transverse, la périodisation dans l'axe perpendiculaire à l'axe de propagation dans la cavité permet de favoriser le mode fondamental  $TM_{00}$ . b) Mécanisme de couplage dans l'espace réciproque : le vecteur d'onde  $\vec{P}_1$  est couplé aux vecteurs d'onde  $\vec{P}_2$  et  $\vec{P}_3$  quand il y a accord de phase  $\vec{P}_1 - \vec{P}_2 = \vec{G}_1$  (l'accord  $\vec{P}_1 - \vec{P}_3 = \vec{G}_3$  étant automatiquement satisfait).  $\vec{G}_1, \vec{G}_3 = 2\pi/\Lambda_1 \vec{i} \pm 2\pi/\Lambda_2 \vec{j}$ .

Ce type de laser, appelé PCDFB (pour Photonic Cristal Distributed Feedback en anglais), utilise un cristal photonique 2D pour coupler la lumière dans la direction

transverse. L'onde qui se propage dans la direction longitudinale, est couplée dans les directions définies par les vecteurs réciproques du réseau (figure 3-4 b)). Dans ces conditions, il apparaît un mode étalé spatialement dans les directions longitudinale et transverse. Ce mode, situé en bord de bande du mini gap, est favorisé en raison de sa vitesse de groupe réduite. Cette configuration nous permet d'utiliser des rubans larges et nous assure le fonctionnement du laser sur le mode  $TM_{00}$ . Une divergence de  $12^\circ$  a été obtenue dans la littérature pour un laser émettant à  $4.7\mu\text{m}$  et pour un ruban de  $33\mu\text{m}$  de large.<sup>[78]</sup> Cette technique, comme pour les lasers à section évasée, ne permet pas de réduire la divergence de l'axe lent. De plus, le ruban doit être suffisamment large pour que la contre réaction répartie transverse soit suffisante. Cette largeur imposée proscrit un éventuel fonctionnement en continu.

### iii. Les collimateurs plasmoniques

Une des solutions, permettant de réduire la divergence du faisceau dans les deux directions, est d'utiliser un réseau disposé sur la facette de sortie du laser. Ce réseau n'est plus sur le guide comme dans le cas des DFB et agit comme un collimateur de faisceau. Ce collimateur consiste à fabriquer, dans un premier temps, une ouverture plus petite que la longueur d'onde au niveau de la zone active sur la facette, puis, dans un deuxième temps, un réseau de demi-anneaux centrés sur cette ouverture (figure 3-5).



*Figure 3-5 : schéma d'un laser avec un collimateur 2D plasmonique. L'ouverture sur la facette et le réseau permet d'exciter le plasmon de surface et de diminuer la divergence.*

La collimation du faisceau provient d'un effet d'interférence. L'ouverture sur la zone active couple le faisceau provenant de la cavité laser avec le mode de surface créé par le réseau. Le réseau, quant à lui, diffuse l'énergie du plasmon de surface de manière cohérente dans le champ lointain. Le champ émit par l'ouverture et par la diffusion du plasmon de surface interfèrent constructivement. Afin que le plasmon de surface se répartisse sur une aire maximum, l'ouverture sur la facette doit être suffisamment petite mais si nous réduisons la fente de sortie, la puissance sera réduite. Il y a donc un compromis intrinsèque à cette technique entre la puissance de sortie et la divergence. Plus l'ouverture sera petite, moins il y aura de puissance en sortie et plus le laser sera collimaté. Des FWHM de  $2.7^\circ$  dans l'axe lent et de  $3.7^\circ$  dans l'axe rapide ont été obtenues pour un laser émettant à  $8.09\mu\text{m}$ .<sup>[79]</sup> Cette technique réduit fortement la divergence du faisceau dans les deux directions sans limiter, à priori, le fonctionnement en régime continu. Néanmoins, cette technique demande une étape de fabrication peu évidente à mettre en place et qui se fait puce laser par puce laser.

Toutes ces solutions permettent de réduire la divergence du faisceau. Elles sont basées sur le même principe, à savoir, la réduction de la divergence du faisceau émis par la facette. D'autres solutions, basées sur le changement de la surface émettrice sont également applicable, toujours dans le but de réduire la divergence.

## **2. Autre approche : l'émission de surface**

### **a. Dispositifs à émission de surface**

Dans les différentes configurations qui vont être étudiées, l'émission laser n'est plus assurée par la facette mais par la face supérieure et/ou inférieure des lasers. Pour que la lumière soit émise dans la direction perpendiculaire au plan des couches, un dessin de cavités différentes de lasers doit être adopté. Nous allons étudier les différentes configurations proposées dans la littérature puis, nous développerons plus en détails l'émission de surface par l'utilisation d'un réseau métallique.



### i. Les déflecteurs à 45°

Commençons par la solution basique qui consiste à utiliser un déflecteur à 45° (figure 3-6).<sup>[80]</sup> Cette solution a le seul mérite d'être intégrée au dispositif mais elle ne réduit en rien la divergence du faisceau. L'utilité d'un tel dispositif réside dans la mise en cavité externe de la diode ou leur intégration dans les circuits optoélectroniques intégrés.

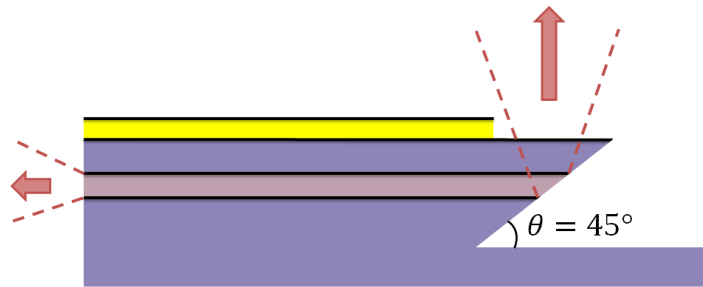


Figure 3-6 : schéma d'un laser émettant par la surface avec un déflecteur à 45°.

### ii. Les diodes lasers à cavité verticale émettant par la surface

La diode laser à cavité verticale émettant par la surface, appelée VCSEL (pour vertical-cavity surface-emitting laser en anglais) utilise des microcavités constituées d'une zone active entourée de deux miroirs de Bragg (figure 3-7).<sup>[81]</sup> La zone active est constituée d'un ou plusieurs puits quantiques et permet la génération de photons. Les deux miroirs sont constitués d'une alternance de couches de haut et de bas indice optique. Ces couches ont une épaisseur de  $\lambda_n/4$  et forment un DBR (Distributed Feedback Reflector en anglais) avec une réflectivité de l'ordre de 99%. Étant donné la faible épaisseur du milieu amplificateur, les miroirs permettent de confiner le photon dans la direction de croissance et d'obtenir des lasers à faibles seuils et donc à faibles consommations électriques. Ces lasers émettent par la surface avec des zones grandes devant la longueur d'onde. La divergence de ce type de dispositif est donc faible. L'inconvénient de cette architecture est le nombre de couches à déposer pour réaliser les DBR. Néanmoins, elle permet de contrôler très précisément la fabrication des dispositifs car le dépôt des couches est réalisé par épitaxie. Elle permet également de tester directement les composants sur la plaquette sans devoir les séparer physiquement au préalable.

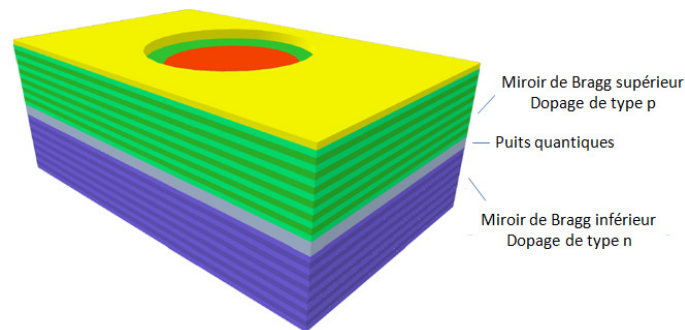


Figure 3-7 : schéma d'un VCSEL constitué d'un milieu à gain et de deux miroirs de Bragg.

De nombreuses réalisations dans le visible et le proche infrarouge ont démontré l'efficacité des VCSELs.<sup>[82]-[84]</sup> Néanmoins, l'application de ces architectures aux lasers à cascade quantique est impossible en raison de la polarisation du champ. Les VCSELs sont couramment utilisées avec des milieux à gain qui génèrent une onde TE dans la cavité. Une onde TM générée par une zone active de laser à cascade quantique ne peut être confinée par les miroirs DBR dans la direction d'épitaxie.

La particularité de la polarisation TM nous empêche donc d'utiliser les VCSELs pour nos dispositifs, néanmoins elle nous offre la possibilité d'utiliser une toute autre solution. En effet, nous avons vu au chapitre 2 que le réseau métallique supporte un mode polarisé TM et que nous pouvons coupler ce mode avec les modes guidés dans la zone active. Nous allons voir que ce couplage ne permet pas seulement de rendre le laser monomode, comme dans le cas d'un laser DFB, mais qu'il permet également de réaliser une émission de surface.

### b. Émission de surface par les réseaux métalliques

Une émission de surface peut être obtenue en ajoutant, à la cavité laser, un élément de couplage qui agirait comme un prisme.<sup>[85]</sup> Cet élément est réalisé à partir d'un réseau de Bragg à l'ordre 2, c'est-à-dire, pour  $m = 2$  dans l'équation (2-49).<sup>[86],[87]</sup> Le pas du réseau est égal à la longueur d'onde dans le milieu :  $\Lambda = \lambda_0/n$ . Nous verrons que ce type de réseau est une solution efficace et simple à mettre en œuvre pour répondre à la problématique d'une émission de surface.

De même que pour l'étude des réseaux de Bragg à l'ordre 1, nous allons dans un premier temps étudier les phénomènes physiques d'un réseau seul, sans cavité laser. Dans ce premier paragraphe nous présentons les caractéristiques des modes confinés à la surface d'un tel réseau, puis nous verrons dans un deuxième paragraphe comment est réalisée l'émission de surface par l'excitation des charges qui créent un mode rayonné.

### **i. Les modes de surface confinés par un réseau à l'ordre 2**

Nous ne nous intéresserons ici qu'au cas des réseaux métalliques. Les réseaux diélectriques remplissent les mêmes fonctions mais pour les mêmes raisons que dans le cas des réseaux de Bragg à l'ordre 1, nous optons pour les réseaux métalliques de surface. Regardons comment agit un tel réseau sur la propagation des modes à sa surface. Comme dans le cas du réseau à l'ordre 1, la périodisation du milieu va engendrer l'ouverture d'une bande interdite photonique avec la création de deux bandes, une de valence et de conduction, représentées sur la figure 3-8 a)). Cette figure nous montre également que l'ouverture de la B.I.P. est moins grande que dans le cas du réseau d'ordre 1. En effet, la différence de recouvrement des deux modes est moindre et la levée de dégénérescence plus faible (figure 3-8 b)). Un des modes se situe sous les plots et les creux du réseau et le deuxième mode se situe sur les flancs montant et descendant du réseau (figure 3-8 c) et d)).

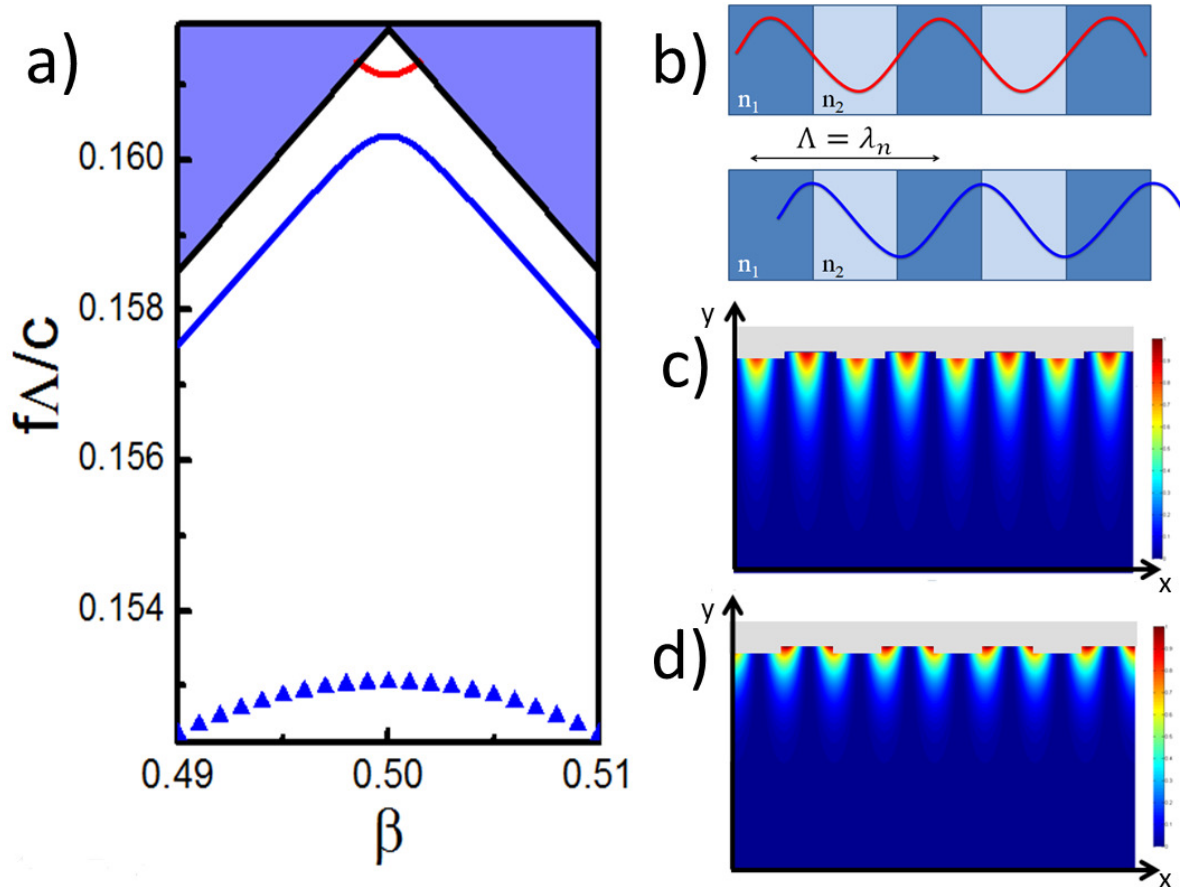


Figure 3-8 : a) calculs des matrices-S du diagramme de dispersion pour un réseau à l'ordre 1 (triangles) et à l'ordre 2 (traits pleins) avec un taux de remplissage de 50% et pour une même profondeur de gravure. b) schéma de la répartition spatiale des deux modes. Intensité du mode en bord de bande c) de conduction et d) de valence.

De même que dans le cas d'un réseau à l'ordre 1, le mode de la bande de conduction n'est plus confiné pour des profondeurs de gravure usuelle et n'interviendra pas dans le diagramme de dispersion des lasers utilisant ce type de réseau.

Par ailleurs, ces mêmes réseaux représentent des réseaux de Bragg à l'ordre 1 pour des longueurs d'onde deux fois plus grandes. Dans le diagramme de dispersion, cela revient à ouvrir une bande interdite photonique pour des constantes de propagation deux fois plus petites en  $\beta = \pi/2\Lambda$  (figure 3-9).

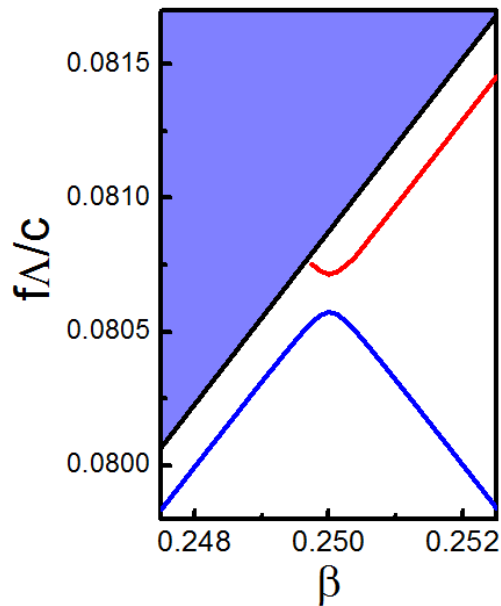


Figure 3-9 : calculs des matrices-S de la bande interdite photonique ouverte pour un réseau d'ordre 2 de période  $\Lambda$  à une longueur d'onde  $\lambda_n = 2\Lambda$ . Le cône de lumière est également représenté.

Les modes confinés par les réseaux à l'ordre 2 pour  $\lambda_n = \Lambda$  sont semblables à ceux confinés par un réseau à l'ordre 1 : nous avons deux bandes séparées par un gap photonique. Ces deux modes différents en énergie à cause de leur recouvrement différent avec le réseau. Nous allons voir que cette différence de recouvrement joue un rôle prédominant dans le mécanisme d'émission de surface.

## ii. Le mécanisme de l'émission de surface.

Les réseaux d'ordre 2 ont la propriété de pouvoir coupler une partie de l'énergie électromagnétique qui se propage à sa surface dans la direction de périodisation, avec les modes rayonnés compris dans le plan normal au plan du réseau (figure 3-9). Une partie de l'onde incidente est rayonnée tandis que l'autre est transmise et reste confinée à la surface du réseau. Comme dans le cas du réseau à l'ordre 1, nous verrons que le réseau à l'ordre 2 a une force de couplage et que le rapport entre l'énergie rayonnée et l'énergie incidente dépend de cette force de couplage.

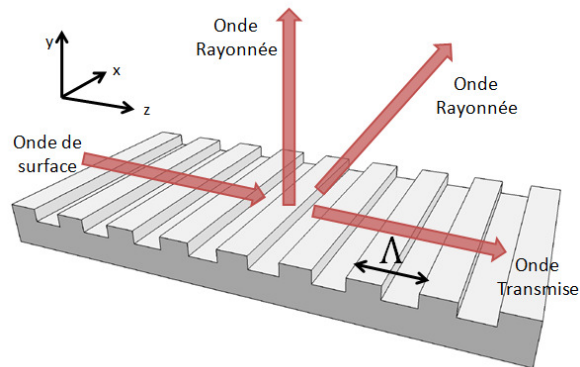


Figure 3-10 : schéma d'un mode de surface se propageant le long d'un réseau du second ordre  $\Lambda = \lambda_n$  dans la direction de périodisation. Une partie de l'onde est transmise tandis qu'une autre est rayonnée.

Pour comprendre ce phénomène, plaçons nous dans l'espace réciproque. Comme dans le cas des réseaux à l'ordre 1, la périodicité du réseau crée un repliement des branches du diagramme de dispersion. Ces branches subissent une translation de vecteur  $\vec{G}$ , vecteur propre du réseau. Le couplage vers la surface se traduit par une translation d'une partie de l'énergie dans le cône de lumière (figure 3-11).

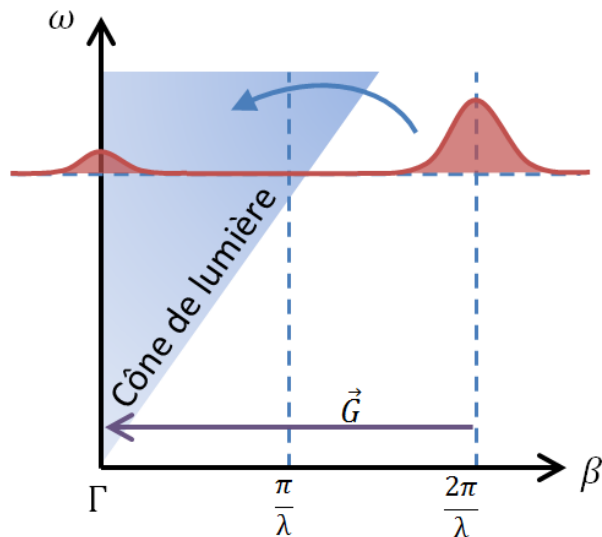


Figure 3-11 : schéma de la distribution en champ proche dans l'espace réciproque d'un réseau à l'ordre 2.  $\vec{G}$  représente le vecteur d'onde du réseau.

Si nous considérons une onde de vecteur  $\vec{\beta} = 2\pi/\lambda_n \vec{t}$  se propageant dans un milieu périodique d'ordre 2 de vecteur propre  $\vec{G} = 2\pi/\Lambda \vec{t}$  alors cette onde est couplée à  $\vec{k}^i$  telle que :

$$\vec{k}^i = \vec{\beta} - \vec{G} = \frac{2\pi}{\lambda_n} \vec{t} - \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{t} = \frac{2\pi}{\lambda_n} \vec{t} - \frac{2\pi}{\lambda_n} \vec{t} = \vec{0} \quad (3-3)$$

L'onde est donc bien couplée au point  $\Gamma$  du diagramme de dispersion. La composante du vecteur d'onde dans la direction de périodicité devient nulle et d'après la loi de conservation de l'impulsion :

$$\|\vec{k}_0\| = \sqrt{\|\vec{\beta}\|^2 + \|\vec{k}_y\|^2} \quad (3-4)$$

Les réseaux d'ordre 2 de période  $\Lambda$  couplent la lumière dans la direction perpendiculaire s'il y a accord de phase entre le réseau et l'onde qui s'y propage  $\Lambda = \lambda_n$ .

Pour comprendre comment le réseau parvient à coupler les modes de surface avec les modes rayonnés et étant donné les dimensions mises en jeu (période du réseau et profondeur de gravure sont comparables à la longueur d'onde), nous devons étudier les équations de Maxwell en champ proche. L'analyse classique d'un réseau de diffraction serait non appropriée. Cette étude est détaillée en annexe B. Notons simplement que pour traiter plus facilement le problème, un réseau équivalent de forme sinusoïdal est utilisé plutôt que le réseau binaire représenté sur la figure 3-10. Le résultat de cette étude est que le mode rayonné est généré par l'excitation des courants de surface eux même générés par le mode qui se propage à la surface du réseau.

Le champ du mode de surface est polarisé selon ( $\vec{y}$ ) et ne pourra donc exciter que des courants de surface dans cette polarisation. Or, la composante dans la direction ( $\vec{y}$ ) des courants de surface est en quadrature de phase avec le réseau (figure 3-12 a)). D'une façon générale, les courants de surface ne sont excités qu'aux endroits où le champ électrique du mode de surface est différent de zéro. Lorsque le mode est en phase avec le réseau comme dans le cas de la figure 3-12 b), ses maxima correspondent aux nœuds des courants de surface qui ne sont pas excités. Par conséquent le mode n'est pas rayonné. En revanche, si le

champ est en quadrature de phase avec le réseau comme sur la figure 3-12 c), les courants de surface sont excités. La somme des contributions des charges oscillantes génèrent alors un mode rayonné.

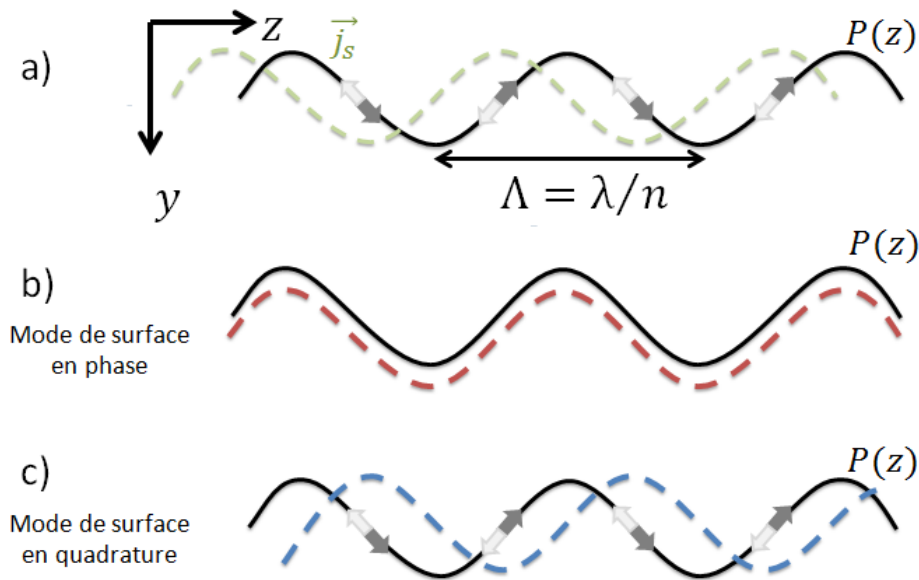


Figure 3-12 : a) schéma de la répartition de la composante en ( $\vec{y}$ ) des courants de surface. Les maxima de courant sont en quadrature avec le profil du réseau  $p(z)$ . Schéma du mécanisme d'excitation des courants de surface par le mode de surface b) pour un mode en phase et c) pour un mode en quadrature de phase avec le profil du réseau.

Ce résultat se traduit par un comportement différent pour les deux modes confinés à la surface du réseau. Le mode de la bande de conduction, en phase avec le réseau n'est pas couplé aux modes rayonnés. En revanche, le mode de la bande de valence, en quadrature de phase avec le réseau, est fortement couplé avec les modes rayonnés. Le temps de vie du mode de la bande de valence est diminué par ce couplage. Cette diminution du temps de vie du photon se traduit par des pertes que nous appellerons pertes de surface. Nous verrons que ces pertes sont l'élément qui nous permet de caractériser nos structures émettant par la surface.



### iii. Les pertes de surface

Les réseaux d'ordre 2 peuvent être utilisés à la surface d'une cavité laser pour coupler une partie de la lumière qui se propage et émettre par la surface (figure 3-13). La surface d'émission étant alors très grande devant la taille de la facette, nous nous attendons à ce que la divergence soit grandement réduite.

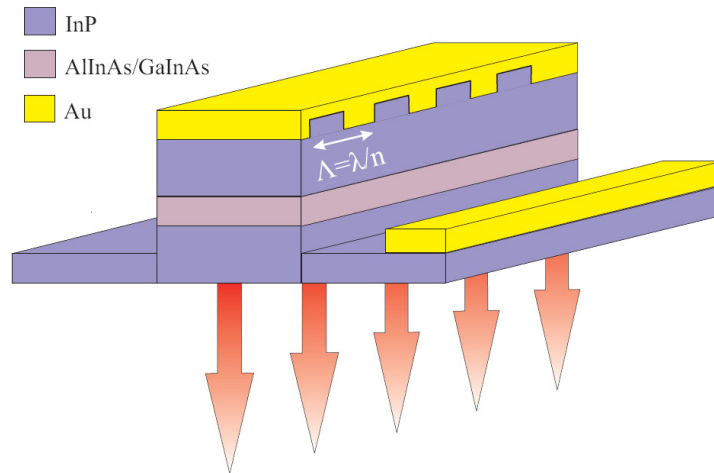


Figure 3-13 : schéma d'un laser avec un réseau métallique d'ordre 2. La lumière est en partie émise par la surface. Le pas du réseau est égal à la longueur d'onde dans le milieu.

La lumière qui se propage dans la cavité selon la direction de périodisation du réseau subit pendant son trajet des pertes de rayonnement. Ces pertes, que nous appellerons, pertes de surface  $\alpha_{surf}$ , sont analogues aux pertes miroirs dans le cas d'une émission par la tranche (figure 3-14). Du point de vue de la cavité, ce sont bien des pertes puisque les photons sont perdus pour la cavité. En revanche, la puissance du laser est proportionnelle au nombre de ces photons extraits. Il faut donc trouver un compromis entre les pertes de surface introduites par le réseau et la puissance que nous souhaitons obtenir en sortie. Si les pertes de surface sont beaucoup plus grandes que les pertes du guide, le seuil du laser est grandement dégradé et le laser pourrait ne pas fonctionner. Si  $\alpha_{surf}$  est trop faible, la puissance du laser est faible. L'optimum est atteint pour  $\alpha_{surf} \approx \alpha_{guide} \approx 5\text{cm}^{-1}$ . Si le produit  $\alpha_{surf} \cdot L$  est suffisamment grand, une grande partie de la lumière est couplée vers la surface. Si  $\alpha_{surf} \cdot L$

est petit, une partie de la lumière n'est pas couplée et est émise par la facette si aucun traitement de haute réflectivité n'est réalisé.

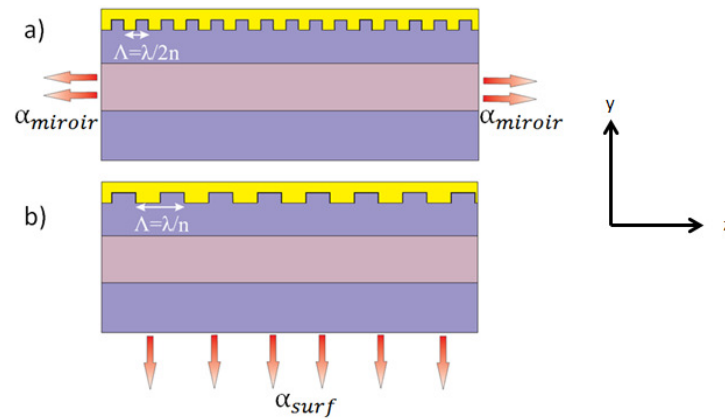


Figure 3-14 : analogie entre a) les pertes miroirs dans le cas d'un laser émettant par la facette et b) les pertes de surface pour un laser avec un réseau à l'ordre 2. Plus le nombre de photons extraits augmente et plus le laser est puissant.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant les différentes utilisations du réseau du second ordre qui ont déjà été réalisées.

### c. État de l'art

Nous présentons ici les différentes solutions proposées dans la littérature. Nous étudierons plus en détails dans le paragraphe 3. les solutions qui ont été développées pendant cette thèse.

#### i. Cavité rectiligne

La manière la plus simple d'utiliser un réseau du second ordre est de placer cet élément de couplage comme pour les réseaux à l'ordre 1 : soit enterré entre la zone active et le guide supérieur, soit en surface sur le haut de la couche guidante supérieure (figure 3-13). Puisque le réseau est utilisé sur une cavité laser de type ruban, seule une des dimensions de la surface émettrice est agrandie. Nous nous attendons à ce que la divergence du laser ne soit réduite que dans une des directions. La divergence ne peut être réduite que dans la direction

du ruban. Néanmoins, dans la deuxième direction, la taille de la surface émettrice est multipliée par un facteur de l'ordre de 100 pour des dimensions typiques de ruban (10  $\mu\text{m}$  de large et 1  $\text{mm}$  de long). Cette technique, avant d'être utilisée pour les LCQs, a été démontrée pour des diodes lasers dans le proche infrarouge.<sup>[89]-[92]</sup> Elle a ensuite été adaptée aux lasers à cascade quantique.<sup>[93]</sup> L'émission monomode de surface à 10.1 $\mu\text{m}$  pour des LCQs fut obtenue en 1999 à température ambiante et en régime pulsé. La divergence obtenue est de  $1^\circ * 14^\circ$  pour un système de matériau *AlInAs/GaInAs*. Ce concept a ensuite été utilisé sur des lasers à base de *GaAs* pour  $\lambda = 9.35\mu\text{m}$  et  $\lambda = 7.8\mu\text{m}$  avec une puissance impulsionnelle de 1W à température ambiante.<sup>[94],[95]</sup> Des travaux menés sur une émission à double longueur d'onde, en intégrant un effet non linéaire inter-sous-bande, à 10.7  $\mu\text{m}$  et à 5.35 $\mu\text{m}$  ont permis de démontrer que le réseau du second ordre engendre une émission de surface uniquement pour la seconde harmonique (5.35  $\mu\text{m}$ ) et que le mode fondamental (10.7  $\mu\text{m}$ ) est émis par la facette.<sup>[96]</sup> Dans ces conditions, les performances du laser se dégradent rapidement avec la température, ainsi, la puissance impulsionnelle émise par la surface est de 340 nW à 240 K.

Ces lasers émettent par la face supérieure du laser. Une ouverture dans le réseau est nécessaire à chaque période afin de laisser passer la lumière. Toute possibilité de montage epi-down est écartée et avec elle, une émission en continu. C'est pourquoi des dessins de LCQs à émission par le substrat ont été imaginés. Dans cette configuration, une fois que le laser est reporté sur son embase, le substrat peut ensuite être enlevé afin de réduire les pertes par absorption.<sup>[97]</sup> La face supérieure du laser peut être complètement métallisée. Une divergence de  $0.5*22^\circ$  est obtenue pour une telle structure en régime pulsé.<sup>[98]</sup> Ces travaux constituent une première étape essentielle pour atteindre le fonctionnement du laser en régime continu à température ambiante.

Ce type de configuration est également utilisé pour les lasers à cascade quantique émettant dans le THz. Ces lasers souffrent de plus de pertes à température ambiante que les LCQs émettant dans le moyen infrarouge et ont besoin d'un fort recouvrement du mode avec la zone active. Pour augmenter la température de fonctionnement des lasers, des guides d'onde de type métal/ métal ont été mis au point. La taille du guide d'onde dans la direction de croissance est alors sensiblement plus petite que la longueur d'onde dans le matériau et le

champ lointain est tel que le laser est difficilement utilisable dans un système d'optique. L'émission de surface est une solution très avantageuse pour ce type d'émetteurs. De bons résultats ont été obtenus en termes de réduction de la divergence pour des lasers émettant à 2.3 THz et à 2.8 THz.<sup>[99],[100]</sup> Notons également que des réseaux d'ordre supérieur permettent également une émission de surface avec des propriétés de faisceau améliorées en terme de divergence.<sup>[101]</sup>

## ii. Les microcavités lasers

Une autre solution qui utilise un réseau du second ordre et qui permet de réduire la divergence dans les deux directions, utilise des microcavités lasers. Le premier type de microcavité est le laser en forme de cercle. La cavité laser n'est plus rectiligne mais en forme d'anneau (figure 3-15) ou en forme de disque. Dans cette configuration, il n'y a plus de perte miroir et le temps de vie du photon est limité par les pertes du guide d'onde. Les photons sont extraits par le réseau pour obtenir une émission de surface.

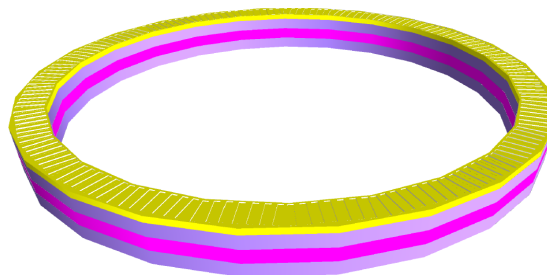


Figure 3-15 : schéma d'un laser en forme d'anneau. Cette géométrie permet de s'affranchir des pertes miroirs mais peut introduire des pertes par diffusion si les flancs ne sont pas parfaitement définis pendant la gravure.

Dans ce type de cavité, le mode suit la forme géométrique et est appelé mode de chuchotement de galerie (traduction littérale de whispering gallery mode en anglais). Ce nom fait référence au phénomène acoustique qui se produit lorsqu'une personne chuchote à un endroit d'une pièce en forme de cercle et qu'une autre personne, située à l'opposé, est capable de l'entendre. Ce mode est créé par une succession de réflexions internes et est en forme d'anneau (figure 3-16 b)). Tout comme les modes d'une cavité rectiligne (figure 3-16

a)), les modes de la cavité en anneaux peuvent être contrôlés avec un résonateur de Bragg et notamment, un réseau du second ordre.

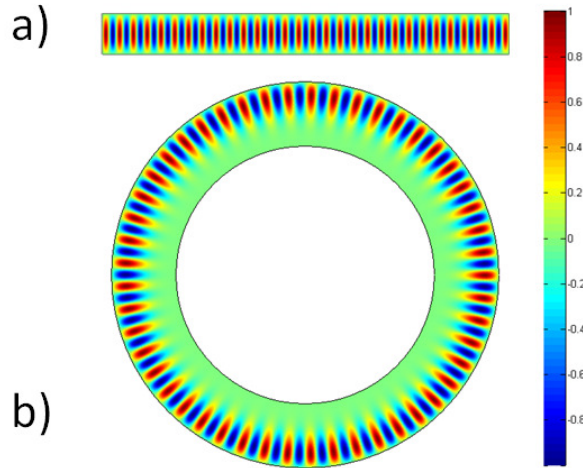


Figure 3-16 : simulations en éléments finis des modes de cavité a) rectiligne et b) en anneau. Représentation de la composante perpendiculaire au plan des couches de l'amplitude normalisée du champ électrique.

Tant dans le moyen infrarouge, que dans le THz,<sup>[102]-[109]</sup> ces lasers ont montré une diminution de la densité de courant seuil par rapport aux guides rectilignes et des divergences améliorées. L'association d'une cavité symétrique et d'une émission monomode permet d'obtenir un champ lointain symétrique et faiblement divergent ( $3^\circ \times 3^\circ$  pour la référence [106]). Néanmoins, les champs lointains de ce type de structure présentent un profil non Gaussien avec, soit un nœud au centre du motif (références [107]-[109]), soit de fortes oscillations (références [105], [106]).

Des microcavités avec des formes autres que des anneaux ou des disques sont réalisables. Des cavités de forme carrée avec un réseau du second ordre en deux dimensions sont également possibles. Les réseaux en deux dimensions permettent de modifier le diagramme de dispersion dans les deux directions pour faire correspondre au mieux, les modes accessibles aux photons émis par la transition inter-sous-bandes. En choisissant correctement les paramètres du réseau (période et taux de remplissage), nous pouvons générer une bande interdite photonique dans les deux directions de l'espace réciproque afin d'obtenir une source monomode. Deux types de réseaux peuvent être envisagés. Le premier consiste à graver le réseau dans la couche guidante supérieure ainsi que dans la zone active

(figure 3-17 a)). Les lasers à cascade quantique sont les candidats idéaux pour ce type d'étude. Les longueurs d'ondes mises en jeu sont suffisamment grandes devant les défauts de gravure pour éviter trop de pertes par diffusion. L'uni-polarité de ces structures est également un avantage pour éviter les recombinaisons non contrôlées. L'émission de surface ainsi que le contrôle de la lumière ont été démontrés pour des lasers émettant dans le moyen infrarouge.<sup>[110]</sup> Le deuxième type de réseau possible est réalisé dans le contact métallique et dans la couche guidante supérieure. Ce type de réseau permet également de contrôler la lumière et est plus facile à réaliser. Des champs lointains avec des faibles divergences sont obtenus.<sup>[111]</sup> Le cristal photonique peut être dessiné de telle manière à améliorer les propriétés du faisceau en champ lointain.<sup>[112],[113]</sup> De plus des milieux à pertes peuvent être ajoutés, notamment au niveau des frontières de la cavité laser. Nous augmentons ainsi les pertes des modes FP et nous favorisons le mode DFB pour s'assurer un fonctionnement monomode.<sup>[114]</sup>

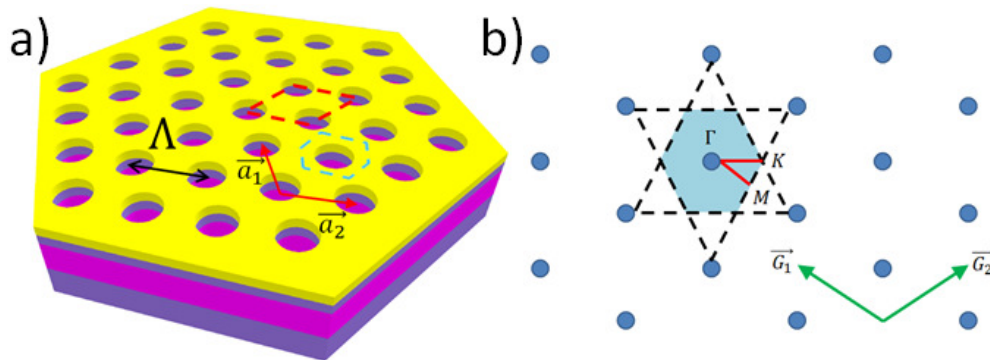


Figure 3-17 : a) schéma d'un laser à cascade quantique en microcavités avec un réseau gravé dans la zone active, deux cellules élémentaires sont représentées en pointillés b) réseau réciproque du réseau triangulaire.  $\vec{G}_1$  et  $\vec{G}_2$  sont les vecteurs de la base. La surface en bleu représente la première zone de Brillouin et les traits rouges, la zone réduite de Brillouin.

Les microcavités lasers sont des solutions très satisfaisantes en termes de réduction de la divergence. Les champs lointains ne sont malheureusement pas toujours mono-lobes et/ou de forme Gaussienne. Néanmoins, l'optimisation du dessin du réseau permet de contrôler le champ lointain et cette configuration permet également de réduire les densités de courant seuil. La puissance injectée dans le laser est moins importante et l'élévation de la température est limitée. Une utilisation de ce type de laser en régime continu est envisageable.

Dans les prochains paragraphes, nous présentons les deux solutions développées pendant cette thèse. Ces deux solutions utilisent un réseau métallique du second ordre combiné à un guide pour obtenir une émission de surface afin de réduire la divergence. Nous profitons ainsi de toutes les caractéristiques déjà évoquées dans le chapitre 2 sur la réalisation de laser monomode et des atouts que procure l'utilisation d'un tel réseau. La principale différence, entre les solutions que nous avons présentées et celles que nous allons développer, concerne l'utilisation, en même temps, d'un réseau du premier et du second ordre. Nous montrerons que l'intégration d'un réseau d'ordre 1 dans un dispositif émettant par la surface nous permet de contrôler la longueur d'onde. Ce réseau à l'ordre 1 peut être directement combiné avec un réseau d'ordre 2 pour créer un réseau bi-périodique. Cette configuration est présentée dans le paragraphe suivant. Nous pouvons également séparer les deux réseaux et combiner une cavité DFB avec une zone d'extraction. Cette possibilité sera étudiée dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

### **3. Les lasers à réseau bi-périodique métallique de surface**

Les solutions que nous avons retenues sont toutes basées sur une émission par le substrat afin de pouvoir souder épi-down les lasers, configuration nécessaire pour une émission en continu. De plus, dans une configuration d'émission par le haut, le réseau est constitué d'ouvertures dans le métal pour laisser passer la lumière. Ces ouvertures doivent être assez grandes pour avoir une puissance optique de sortie importante et doivent, en même temps, rester suffisamment étroites afin de conserver une injection efficace du courant. Des solutions avec, par exemple, des ouvertures doubles dans le métal ont été proposées.<sup>[88]</sup> L'émission par le substrat permet de s'affranchir de ce problème et une métallisation complète du réseau est possible.

## a. Les réseaux bi-périodiques

### i. Addition des réseaux à l'ordre 1 et 2.

Le but est de développer une solution permettant l'émission de surface en conservant les structures de LCQs utilisées et d'adapter l'approche utilisant les réseaux métalliques de surface pour obtenir une émission faiblement divergente. Afin de réaliser l'émission de surface, nous présentons un nouveau type de dispositif utilisant des réseaux bi-périodiques. Le réseau bi-périodique est une association d'un réseau d'ordre 1 et d'un réseau à l'ordre 2. Cette réunion vise à bénéficier des avantages de chaque type de réseau. La composante du réseau à l'ordre 1 nous permet de réaliser des lasers DFBs avec un couplage par l'indice et avec de faibles pertes. La composante du réseau à l'ordre 2 nous permet de profiter des avantages de l'émission de surface. Si nous faisons la « somme » des deux réseaux d'ordre 1 et 2, nous obtenons un réseau final ayant deux niveaux de gravure (figure 3-18).

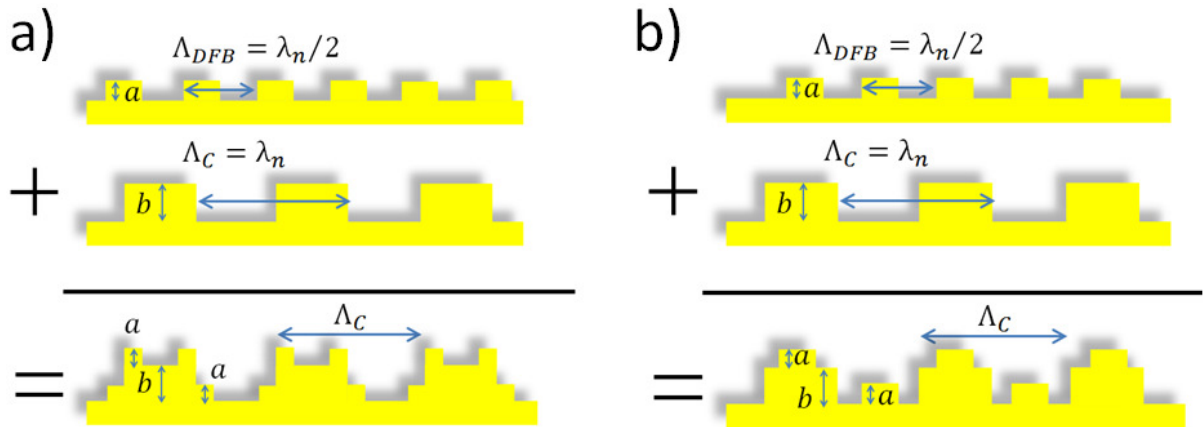


Figure 3-18 : schémas d'un réseau bi-périodique résultant de la somme de la composante à l'ordre 1 et à l'ordre 2 a) Les deux réseaux sont en opposition de phase. b) Les deux réseaux sont en phase.

Si  $p_{DFB}$  et  $p_{couplage}$  sont les profils des réseaux d'ordre 1 et d'ordre 2, nous pouvons écrire le profil final comme la somme des deux ordres :

$$p_{DFB}(z) = a * H\left(\cos\left(2\pi x/\Lambda_{DFB} + \Delta\phi_{1,2}\right)\right) \quad (3-5)$$

$$p_{couplage}(z) = b * H\left(\cos\left(2\pi x/\Lambda_C\right)\right) \quad (3-6)$$



$$p_{bi\text{-périodique}}(z) = p_{DFB}(z) + p_{couplage}(z) \quad (3-7)$$

La fonction  $H(x)$  correspond à la fonction de Heaviside. En disposant ces réseaux à la surface de la cavité laser, le long du ruban comme sur la figure 3-13, nous souhaitons coupler une partie de la lumière se propageant dans la cavité avec les modes rayonnés. Pour qu'un des modes DFB de la cavité soit couplé au mode rayonné, celui-ci doit nécessairement être en quadrature de phase avec le réseau d'ordre 2. Dans le chapitre précédent nous avons vu que les deux modes DFB sont situés : soit sous les plots de métal, soit sous les plots de diélectrique du réseau d'ordre 1. Nous savons que le mode de surface a ses maxima situés au niveau des arêtes du réseau d'ordre 2. Pour que le mode DFB soit rayonné, ses maxima d'amplitude doivent correspondre au maxima du mode de surface supporté par le réseau à l'ordre 2. Étant donné que les deux modes DFB sont en quadrature de phase, seul un des deux modes DFB de la bande de valence ou de la bande de conduction sera couplé avec les modes rayonnés (figure 3-19).

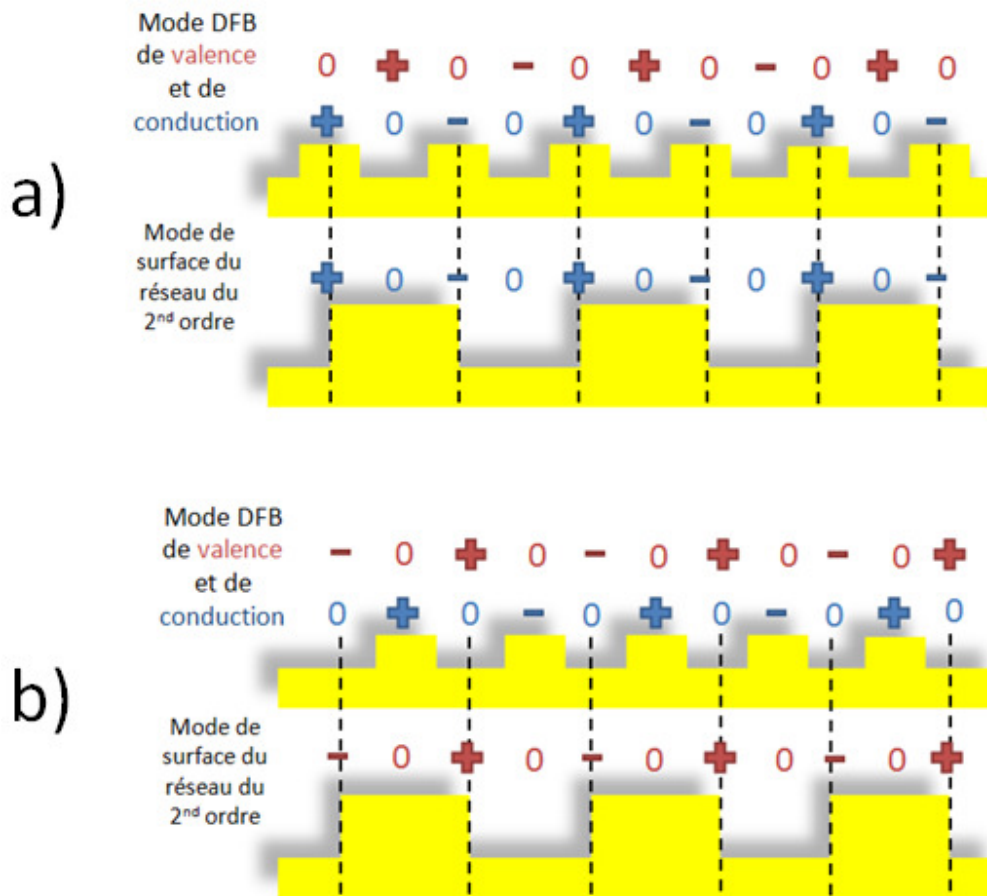


Figure 3-19 : schémas du couplage des modes DFB avec les modes de surface du réseau d'ordre 2 rayonné. Les maxima des modes DFB de la cavité laser, pour la bande de valence et de conduction sont représentés. Seul le mode dont les maxima correspondent aux maxima du mode de surface supporté par le réseau d'ordre 2 est rayonné. a) Pour le cas où les réseaux sont en quadrature de phase. b) Dans le cas où les réseaux sont en phase.

Les modes DFB, dont les maxima sont représentés sur la figure 3-19, sont les modes de la cavité constituée du réseau combiné au guide. Si nous avions représenté les maxima des modes supportés par le réseau d'ordre 1 sans guide, les positions des bandes de valence et de conduction auraient été inversées. Nous voyons que le couplage d'un mode DFB nous impose d'avoir une période du réseau de surface  $\Lambda_c$  deux fois plus grande que celle du réseau d'ordre 1,  $\Lambda_{DFB}$  :

$$\Lambda_c = 2\Lambda_{DFB} \quad (3-8)$$

Dans le cas de la figure 3-19 a), nous voyons que seul le mode de la bande de conduction a ses maxima qui correspondent avec le mode supporté par le réseau d'ordre 2. Inversement dans le cas de la figure 3-19 b). Ainsi, en positionnant le réseau d'ordre 1 par rapport au réseau d'ordre 2, nous choisissons le mode qui sera émis par la surface. Le réseau bi-périodique est donc une bonne solution pour contrôler l'émission laser.

## ii. Réseaux binaires équivalents

Le type de réseau présenté sur la figure 3-18 est quasiment impossible à réaliser avec les moyens de production actuels. Il nous faudrait aligner, à la dizaine de nanomètres près, les deux niveaux de gravure. Pour envisager la réalisation d'un réseau bi-périodique nous devons nous limiter à un seul niveau de gravure (figure 3-20 a)).

Afin de trouver un réseau binaire ayant les mêmes propriétés que le réseau représenté sur la figure 3-18, nous allons nous baser sur la décomposition en série de Fourier. Rappelons que toute fonction  $f(z)$  périodique selon l'axe ( $\vec{z}$ ) peut s'écrire en série de Fourier :

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(K_n z) + b_n \sin(K_n z) \quad (3-9)$$

Deux fonctions ayant le même développement en série de Fourier sont égales. Nous allons donc essayer de trouver un réseau binaire ayant une décomposition en série de Fourier qui se rapproche du réseau souhaité. La série de Fourier de la relation (3-9) est tronquée au second ordre et nous définissons l'origine des phases de telle manière que (figure 3-20) :

$$p_{couplage}(z) = c_2 * \cos(2\pi x / \Lambda_C) \quad (3-10)$$

$$p_{DFB}(z) = c_1 * \cos(2\pi x / \Lambda_{DFB} + \Delta\phi_{1,2}) \quad (3-11)$$

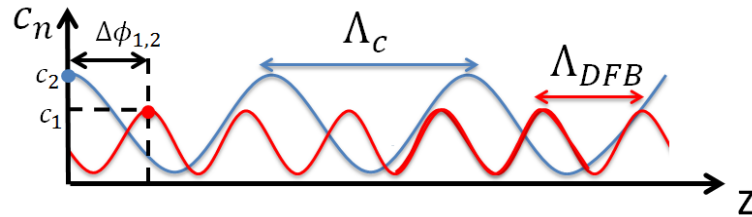


Figure 3-20 : a) schéma des deux premiers ordres de la série de Fourier.  $c_1$  et  $c_2$  sont les amplitudes de l'ordre 1 et de l'ordre 2 avec  $c_n = (a_n^2 + b_n^2)^{1/2}$ .  $\Delta\phi_{1,2}$  est la « phase relative » entre les deux ordres.

Nous cherchons à égaliser la fonction  $p_{résultant}(z)$ , somme des deux termes (3-10) et (3-11) :

$$p_{résultant}(z) = c_2 * \cos(2\pi x/\Lambda_C) + c_1 * \cos(4\pi x/\Lambda_C + \Delta\phi_{1,2}) \quad (3-12)$$

Nous avons quatre paramètres,  $c_2$ ,  $c_1$ ,  $\Delta\phi_{1,2}$  et  $\Lambda_C$ . Notre réseau binaire doit donc avoir quatre degrés de liberté pour égaliser cette fonction (figure 3-21).

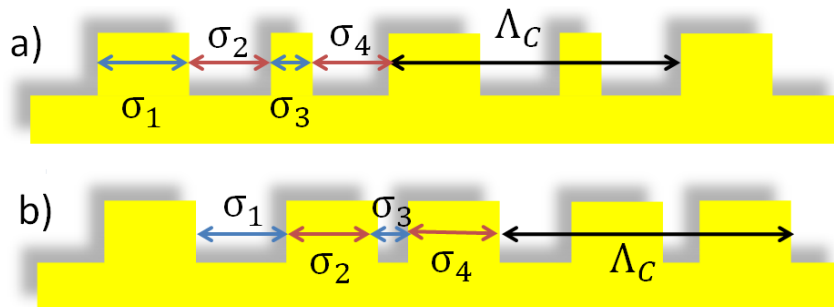


Figure 3-21 : schéma des réseaux binaires utilisés pour égaliser le réseau bi-périodique. Le réseau b) est le négatif du réseau a).  $\sigma_4 = \Lambda_C - (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$  n'est pas un paramètre ajustable dans la recherche du réseau binaire.

La première contrainte pour déterminer les différents  $\sigma_i$ , est d'avoir une différence de phase égale à  $\pm \pi/2$  (figure 3-19). La solution pour trouver le réseau binaire équivalent consiste à imposer au réseau  $\sigma_2 = \sigma_4$ . Dans ces conditions, le déphasage entre les deux composantes est toujours respecté, quel que soit les valeurs de  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\sigma_3$ . La seconde contrainte est d'avoir avoir tous les paramètres  $\sigma_i$  du même ordre de grandeur pour que l'efficacité de chacun des réseaux soit comparable. De plus si un des paramètres est grand devant les autres, nous avons des problèmes technologiques lors de la fabrication des réseaux

(cf. paragraphe c.ii). Deux exemples de calculs pour les paramètres  $\sigma_1 = 0.3, \sigma_2 = 0.3, \sigma_3 = 0.1$  pour  $\Delta\phi_{1,2} = +\pi/2$ , et  $\Delta\phi_{1,2} = -\pi/2$ , sont présentés sur la figure 3-22 b).

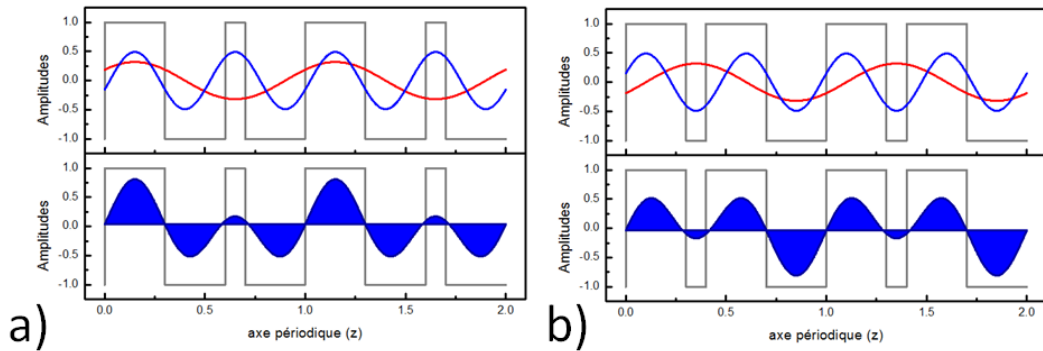


Figure 3-22 : calculs des deux premières composantes du Fourier du réseau binaire équivalent au réseau bi-périodique a) pour un déphasage relatif de  $+\pi/2$ . et b) pour un déphasage relatif de  $-\pi/2$ . Les courbes en bleus représentent la composante d'ordre 1 et celle en rouge la composante d'ordre 2. La somme des deux composantes est représentée par la courbe bleue remplie.

Nous avons donc généré un réseau bi-périodique n'ayant qu'un seul niveau de gravure. Notons que le terme de bi-périodique n'est pas tout à fait exact puisque le réseau, résultant de la somme des deux ordres ne possède qu'une seule période, celle de l'ordre le plus élevé, le deuxième dans notre cas. Néanmoins, nous utilisons ce terme pour différencier ce type de réseau d'un simple réseau qui aurait, par exemple, un taux de remplissage différent de 0.5 et qui contiendrait les deux premiers ordres.

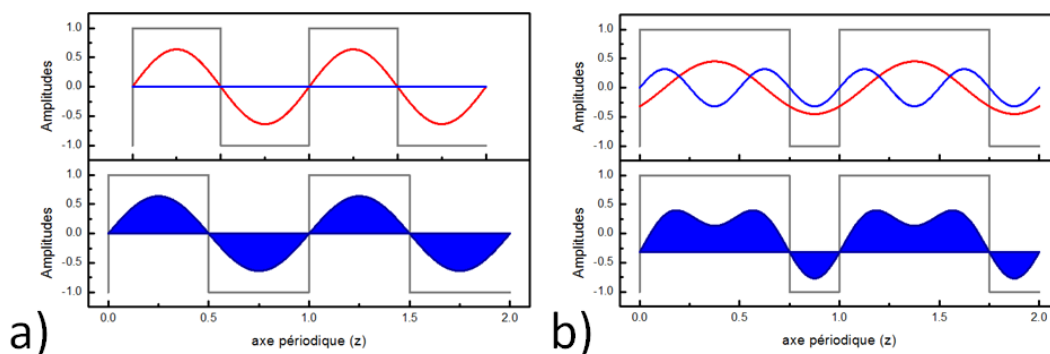


Figure 3-23 : calculs des deux premières composantes du Fourier d'un réseau du second ordre a) pour un taux de remplissage de 0.5 et b) pour un taux de remplissage de 0.75.

Nous voyons sur la figure 3-23 b) qu'il est également possible d'obtenir la même décomposition en série de Fourier que notre réseau bi-périodique avec un simple réseau d'ordre 2 avec un taux de remplissage différent de 0.5. La solution du réseau bi-périodique a été préférée à la solution du réseau du second ordre pour ses propriétés de stabilité qui seront détaillées dans le paragraphe c.i.

## b. Propriétés optiques des LCQs à réseau bi-périodique

### i. Contrôle des pertes de surface

Nous pouvons utiliser le réseau bi-périodique comme dans le cas des lasers à contre réaction répartie, sur le dessus des lasers (figure 3-24 a)). Nous allons montrer que le réseau bi-périodique nous permet de contrôler le niveau de pertes de surface introduit dans la cavité.

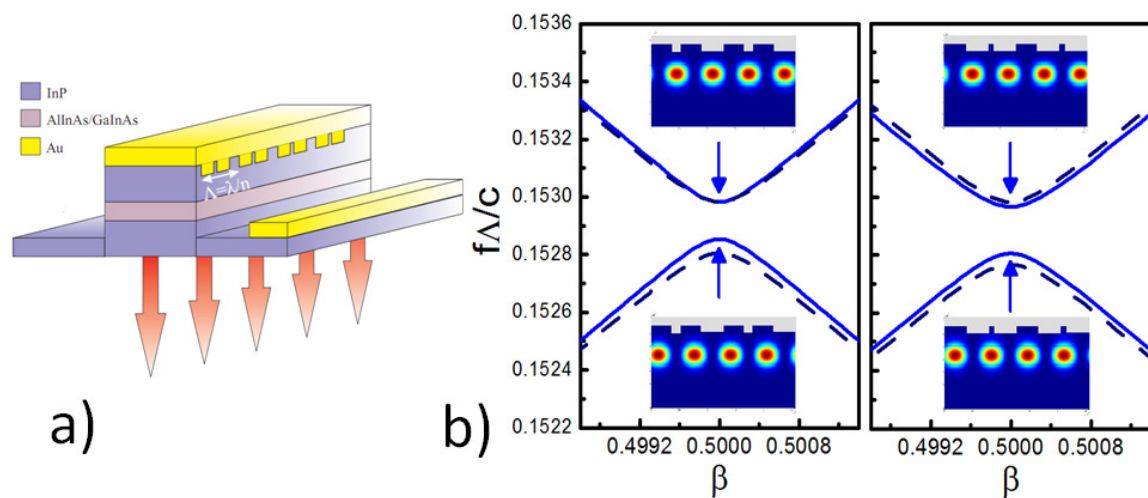


Figure 3-24 : a) schéma d'un LCQ utilisant un réseau bi-périodique sur le dessus du guide supérieur afin d'obtenir une émission de surface. b) Calculs (matrices-S) du diagramme de dispersion de la structure (courbes en traits pleins) comparée au même laser mais avec un réseau DFB à l'ordre 1 (courbes en traits pointillés). Les deux cas de réseau bi-périodique sont représentés, à gauche pour les composantes d'ordre 1 avec une phase de  $\Delta\phi_{1,2} = +\pi/2$  et à droite avec une phase de  $\Delta\phi_{1,2} = -\pi/2$ . Les inserts représentent les cartographies du champ  $E_y$  au bord de bande.

Comme nous le montre la figure 3-24 b), le diagramme de dispersion de la cavité est peu affecté par l'introduction d'une composante d'ordre 2 dans le réseau. Nous retrouvons,

comme dans le cas d'un laser DFB, un diagramme à deux bandes avec l'ouverture d'une B.I.P. au centre. Nous allons maintenant appliquer le modèle utilisée dans le cas des lasers DFB (chapitre 2) afin de dégager les paramètres importants de l'émission de surface. De plus, ce modèle nous permettra d'évaluer le niveau de pertes de surface introduites par la composante à l'ordre 2. Dans notre cas, cette composante à l'ordre 2 est traitée comme une perturbation de la cavité avec un réseau à l'ordre 1.<sup>[55]</sup> Le profil  $p(z)$  du réseau peut être décrit par un réseau équivalent de forme sinusoïdal :

$$p(z) = A\sin(Kz) + B\sin(2Kz + \Delta\phi_{1,2}) \quad (3-13)$$

Avec  $2K = 2\pi/\Lambda_c$ . La composante en  $2K$  génère la B.I.P. dans le diagramme de dispersion tandis que la composante en  $K$ , permet l'émission de surface. Dans une cavité DFB, le mode,  $\phi$ , peut s'écrire comme une combinaison linéaire des solutions en bord de zone de Brillouin  $\psi_{\pm}$ :

$$\phi(z, k) = \alpha(k)\psi_-(z, k) + \beta(k)\psi_+(z, k) \quad (3-14)$$

Les modes  $\psi_{\pm}$  de la bande de conduction et de valence sont donnés par (ref. [55]):

$$\psi_{\pm}(z, k) \propto \sin(kz + \Delta\phi_{1,2}/2 \pm \pi/4) \quad (3-15)$$

Le champ électrique rayonné par la surface,  $E^r$ , est généré par les charges excitées au niveau de réseau métallique. La distribution spatiale de ces charges,  $s(z)$ , est calculée en dérivant la composante de Fourier responsable de l'émission de surface :<sup>[55]</sup>

$$s(z) = \frac{d}{dz} A\sin(Kz) = AK\cos(Kz) \quad (3-16)$$

Ces charges sont excitées si le recouvrement de  $s(z)$  avec le mode qui se propage dans la cavité est différent de zéro. Le champ électrique  $E^r$  est donc proportionnel à l'intégral du mode  $\phi_i$  avec  $s(z)$  :

$$E^r \propto \int_0^L \cos(Kz) \phi(z, k) dz \quad (3-17)$$

Avec  $L$  la longueur de la cavité. En injectant (3-14) dans (3-17), nous obtenons :

$$E^r \propto \int_0^L \cos(Kz) [\alpha(k)\psi_+(z, k) + \beta(k)\psi_-(z, k)] dz \quad (3-18)$$

Pour une cavité de taille finie et de longueur  $L$ , le vecteur d'onde  $k$ , proche du bord de zone de Brillouin est donné par :

$$k = K \pm \left(j + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{L}, j \in \mathbb{N} \quad (3-19)$$

$$\psi_{\pm}(z, \Delta k) \propto \sin(Kz + \Delta k_{\pm} z) \quad (3-20)$$

Avec  $\Delta k_{\pm} = \pm \left(j + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{L} + \Delta\phi_{1,2}/2 \pm \pi/4$ . Pour la suite du calcul, nous définissons la constante de couplage  $C_{\pm}$  pour les bandes de conduction et de valence du diagramme de dispersion :

$$C_{\pm} \propto \int_0^L \cos(Kz) \psi_{\pm}(z, \Delta k_{\pm}) dz \quad (3-21)$$

Supposons que  $C_+ \approx C_-$  et que  $C_{\pm}$  soit constant avec  $\Delta k$ . La relation (3-18) se simplifie et devient :

$$E^r = C_{\pm} (\alpha(\Delta k) + \beta(\Delta k)) \quad (3-22)$$

Afin de déterminer l'amplitude du champ rayonné à la surface, nous devons calculer les deux coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ . Nous allons utiliser le formalisme développé au chapitre 2, le système est décrit par l'Hamiltonien effectif :

$$H_{eff}\phi = E\phi \quad (3-23)$$

Dans la base des modes  $\psi_{\pm}$ , l'équation (3-23) devient :

$$\begin{pmatrix} \omega_- & V \\ V & \omega_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha(\Delta k) \\ \beta(\Delta k) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \alpha(\Delta k) \\ \beta(\Delta k) \end{pmatrix} \quad (3-24)$$

$V$  est le terme de couplage entre les modes  $\psi_{\pm}$ . Les énergies  $\omega_{\pm}$  des modes  $\psi_{\pm}$  sont données par :

$$\omega_{\pm} \approx \frac{c}{n} (K \pm \Delta k) \quad (3-25)$$

L'équation (3-24) devient :



$$\frac{c}{n} \begin{pmatrix} -\Delta k & V \\ V & \Delta k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha(\Delta k) \\ \beta(\Delta k) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \alpha(\Delta k) \\ \beta(\Delta k) \end{pmatrix} \quad (3-26)$$

L'équation (3-26) nous donne l'équation respectée par les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  :

$$-\frac{c}{n} \Delta k \alpha(\Delta k) + V \beta(\Delta k) = E \alpha(\Delta k) \quad (3-27)$$

$$\frac{\alpha(\Delta k)}{\beta(\Delta k)} = \frac{V}{E + \frac{c}{n} \Delta k} \quad (3-28)$$

Les valeurs propres de  $H_{eff}$  sont calculées en résolvant  $\det(H_{eff} - E\mathbb{I}) = 0$  :

$$E = \pm \sqrt{\left(\frac{c}{n} \Delta k\right)^2 + V^2} \quad (3-29)$$

Avec les équations (3-29) et (3-28) nous obtenons :

$$\frac{\alpha(\Delta k)}{\beta(\Delta k)} = \frac{V}{\pm \sqrt{\left(\frac{c}{n} \Delta k\right)^2 + V^2} + \left(\frac{c}{n} \Delta k\right)} = \frac{1}{\pm \sqrt{\Gamma^2 + 1} + \Gamma} \quad (3-30)$$

$\Gamma = c\Delta k/nV$ . Afin de déterminer le terme de couplage  $V$ , nous pouvons calculer l'écart en énergie des deux modes  $\psi_{\pm}$  en bord de zone de Brillouin, c'est-à-dire pour  $\Delta k = 0$ . D'après la relation (3-29) nous avons :

$$E(\Delta k = 0) = \sqrt{V^2} = \pm V \quad (3-31)$$

$$\Delta E(\Delta k = 0) = E_+ - E_- = 2V \quad (3-32)$$

Or l'écart en énergie entre les deux bandes au bord de la zone de Brillouin est égal à  $\Delta E(\Delta k = 0) = 2\kappa$  donc, le terme de couplage  $V$  de notre Hamiltonien est directement :

$$V = c\kappa/n \quad (3-33)$$

Donc  $\Gamma = \Delta k/\kappa$ . De plus les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  doivent respecter la condition de normalisation :

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1 \quad (3-34)$$

Finalement nous obtenons :

$$\alpha(\Gamma) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\Gamma \pm \sqrt{\Gamma^2 + 1})^2}} \quad (3-35)$$

$$\beta(\Gamma) = \frac{\Gamma \pm \sqrt{\Gamma^2 + 1}}{\sqrt{1 + (\Gamma \pm \sqrt{\Gamma^2 + 1})^2}} \quad (3-36)$$

Ces coefficients nous permettent d'évaluer  $E^r$  grâce à la relation (3-22). L'amplitude du champ rayonné est directement reliée aux pertes radiatives de surfaces  $\alpha_{surf}$  :

$$\alpha_{surf} = \frac{n_{eff}k}{K} \frac{|E^r|^2}{4} \propto (\alpha(\Gamma) + \beta(\Gamma))^2 \quad (3-37)$$

La première égalité de gauche est tirée de la référence [115]. La relation (3-37) nous permet d'évaluer les pertes introduites dans la cavité par la composante du second ordre du réseau. Si aucun traitement n'est réalisé sur les facettes, la cavité munie d'un réseau du second ordre émet également par la tranche, ce qui ajoute, en plus des pertes de surface, des pertes miroirs. Le point important de la relation (3-37) est que les pertes de surface sont contrôlées par le paramètre  $\Gamma$ . Ce paramètre est fixé par des paramètres géométriques de la cavité :  $\Gamma \propto 1/\kappa L$  (rappelons que  $\kappa$  est principalement fixé par l'épaisseur de la couche guidante supérieure). Ainsi en faisant varier la longueur  $L$  de notre cavité pour un  $\kappa$  constant, nous allons pouvoir sélectionner le niveau des pertes de surface introduites dans la cavité.

Afin de valider notre modèle et de vérifier les hypothèses effectuées, nous comparons les pertes de surfaces obtenues avec l'équation (3-37) et les pertes de surfaces calculées avec le formalisme des matrices-S (figure 3-25).

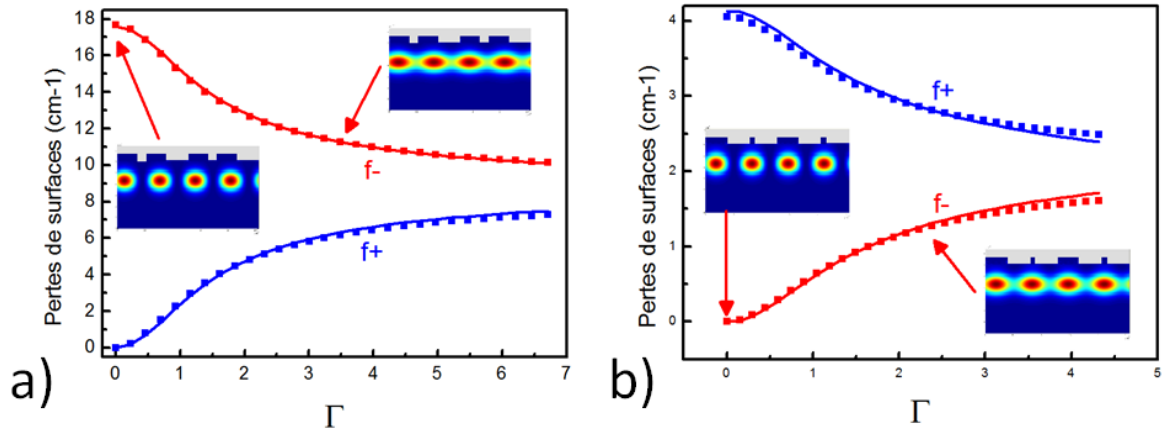


Figure 3-25 : calculs des pertes de surface obtenues pour un laser à réseau métallique bi-périodique. Comparaison entre l'équation (3-37) (traits continus) et les calculs des matrices-S (marqueurs carrés). a) pour un réseau bi-périodique avec l'ordre 1 et l'ordre 2 déphasés de  $\Delta\phi_{1,2} = +\pi/2$  et b) pour un réseau bi-périodique avec l'ordre 1 et l'ordre 2 déphasés de  $\Delta\phi_{1,2} = -\pi/2$ .

Nous pouvons observer un comportement différent des pertes pour la bande de conduction et de valence. Pour  $\Gamma = 0$ , seul le mode en quadrature de phase avec la composante d'ordre 2 subit des pertes de surface. L'autre bande, non couplée aux modes radiatifs, ne subit pas de pertes. Ce comportement se retrouve dans l'équation (3-18) : à  $\Gamma = 0$  et pour  $\Delta\phi_{1,2} = +\pi/2$ , l'intégrale est maximum si  $\phi = \psi_+$  et nulle si  $\phi = \psi_-$ . Pour  $\Delta\phi_{1,2} = -\pi/2$ , les rôles sont inversés et l'intégrale est maximum pour  $\phi = \psi_-$  et nulle pour  $\phi = \psi_+$ . Le cas  $\Gamma = 0$  représente le cas d'une cavité infiniment longue :

$$\Gamma = \frac{\Delta k}{V} = 0 \Leftrightarrow \Delta k \approx \frac{\pi}{L} = 0 \Leftrightarrow L \rightarrow \infty \quad (3-38)$$

Pour une cavité infiniment longue, seule une des deux bandes subit des pertes radiatives. Pour une cavité de taille finie,  $\Gamma > 0$ , les pertes de surface du mode couplé en  $\Gamma = 0$  diminuent. En effet, le recouvrement du mode avec la répartition spatiale de charge diminue, le mode s'éloigne de la résonance avec la composante d'ordre 2 du réseau. Inversement pour le mode qui n'était pas couplé en  $\Gamma = 0$ , en augmentant  $\Gamma$ , celui-ci se rapproche de la résonance. La structure étudiée a un  $\kappa = 10 \text{ cm}^{-1}$ , pour une cavité de 3mm de long, cela nous donne  $\Gamma \approx 3.5$ , en ce point sur la figure 3-25 a), le mode de la bande de conduction subit des pertes de surface  $\alpha_{surf}^+ = 6 \text{ cm}^{-1}$  tandis que le mode de la bande de valence subit des pertes de surface  $\alpha_{surf}^- = 11 \text{ cm}^{-1}$ . Les pertes du mode de la bande de valence

sont tellement grandes que celui-ci est supprimé, seul le mode de la bande de conduction peut avoir suffisamment de gain pour être amplifié. Finalement, le mode qui est émis par la surface est celui qui n'est pas couplé en  $\Gamma = 0$  et nous pouvons, en théorie, avoir un laser monomode.

Si nous augmentons  $\Gamma$ , nous augmentons les pertes de surface sur le mode non couplé en  $\Gamma = 0$ , nous augmentons ainsi la puissance de sortie du laser. Néanmoins, si  $\Gamma$  est trop grand, les pertes du mode couplé en  $\Gamma = 0$  diminuent et le laser risque d'être bi-modes. La valeur optimum de  $\Gamma$  se situe donc autour de  $\Gamma = 1$ , là où les pertes sont assez grandes sur le premier mode pour avoir suffisamment de puissance optique et plus importantes sur le deuxième mode pour le supprimer.

Une des hypothèses fortes du modèle concerne le paramètre  $C_{\pm}$  de couplage des modes avec les modes rayonnés. Nous avons considéré que  $C_{+} \approx C_{-}$  et que ce paramètre est indépendant de  $\Gamma$ . Nous représentons sur la figure 3-26 l'évolution de  $C_{\pm}$  en fonction de  $\Gamma$  pour les deux types de réseaux.

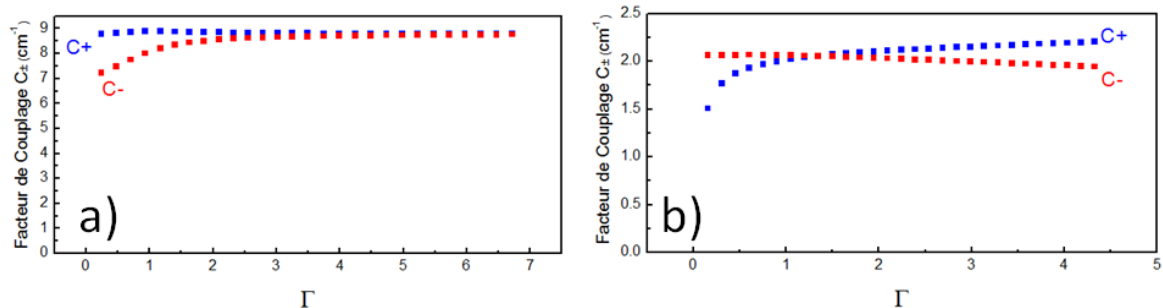


Figure 3-26 : calculs des facteurs de couplage  $C_{\pm}$  réalisés avec les matrices-S a) pour un réseau bi-périodique avec l'ordre 1 et l'ordre 2 déphasés de  $\Delta\phi_{1,2} = +\pi/2$  et b) pour un réseau bi-périodique avec l'ordre 1 et l'ordre 2 déphasés de  $\Delta\phi_{1,2} = -\pi/2$ .

Nous remarquons que l'hypothèse selon laquelle  $C_{\pm}$  est constant est quasiment vérifiée sauf pour le mode couplé aux modes radiatifs quand  $\Gamma \rightarrow 0$  ( $C_{-}$  pour la figure 3-26 a) et  $C_{+}$  pour la figure 3-26 b). Néanmoins, le modèle rend bien compte de l'évolution des pertes de notre dispositif.

Avec le réseau bi-périodique métallique de surface, nous disposons d'un élément d'optique, intégré au laser, qui nous permet d'envisager une émission monomode de surface par le substrat. Nous avons vu que les pertes de surface sont contrôlées par les paramètres géométriques de la cavité. Nous allons maintenant voir que le faisceau ainsi émis par le laser n'a pas les mêmes propriétés en champ lointain qu'un faisceau émis par une facette.

## ii. Propriétés de l'émission de surface en champ lointain

L'émission de surface réalisée à l'aide d'un réseau intégrant une composante du second ordre possède la particularité d'avoir un champ lointain avec deux lobes dans la direction de périodisation du guide d'onde (figure 3-27).<sup>[96],[97],[115],[116]</sup>

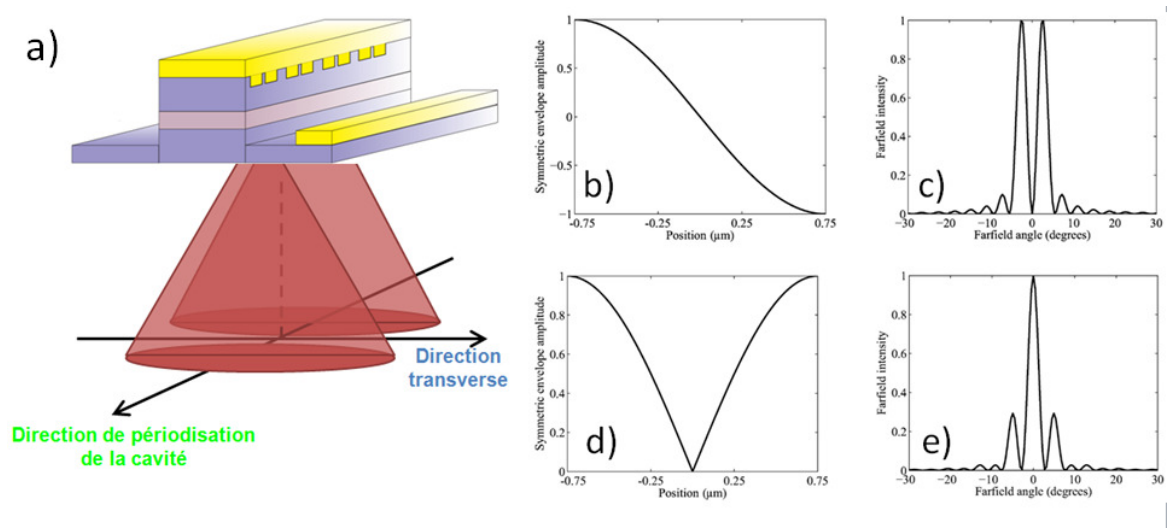


Figure 3-27 : a) schéma du champ lointain obtenu dans le cas d'une émission de surface. b) amplitude du champ proche le long de la cavité laser c) champ lointain calculé pour le champ proche représenté sur b). d) amplitude du champ proche le long de la cavité laser avec un défaut de taille  $\lambda_0/2n$  dans le réseau. e) champ lointain calculé pour le champ proche représenté sur d). Les figures b), c), d) et e) sont tirées de la référence [118].

Ce nœud dans le profil de l'intensité en champ lointain est généré par une interférence destructive du champ proche électrique dans la direction normale à la surface. En effet l'enveloppe du champ proche rayonné change de signe au centre de la cavité. Pour pallier cet effet, un déphasage de  $\pi$  peut être introduit dans le réseau du second ordre avec un défaut de

taille  $\lambda_0/2n$  au centre du réseau.<sup>[117],[118]</sup> Ainsi, l'enveloppe du champ est de même signe de part et d'autre du défaut et il n'y a plus d'interférence destructrice dans la direction normale à la surface. Le profil du champ lointain dans la direction de périodisation a alors un lobe central.

### c. Influences des incertitudes technologiques sur les LCQs à réseau bi-périodique.

#### i. Avantages des réseaux bi-périodiques

Avant d'envisager la fabrication de ces LCQs à réseaux bi-périodiques de surface, intéressons-nous au comportement de ces structures en fonction des paramètres géométriques. En faisant varier les différents taux de remplissage  $\sigma_1, \sigma_2$  et  $\sigma_3$ , mais en conservant  $\sigma_2 = \sigma_4$ , nous faisons varier l'amplitude  $A$  de la composante d'ordre 2 du réseau binaire, ce qui influe directement sur les pertes de surface (figure 3-28).

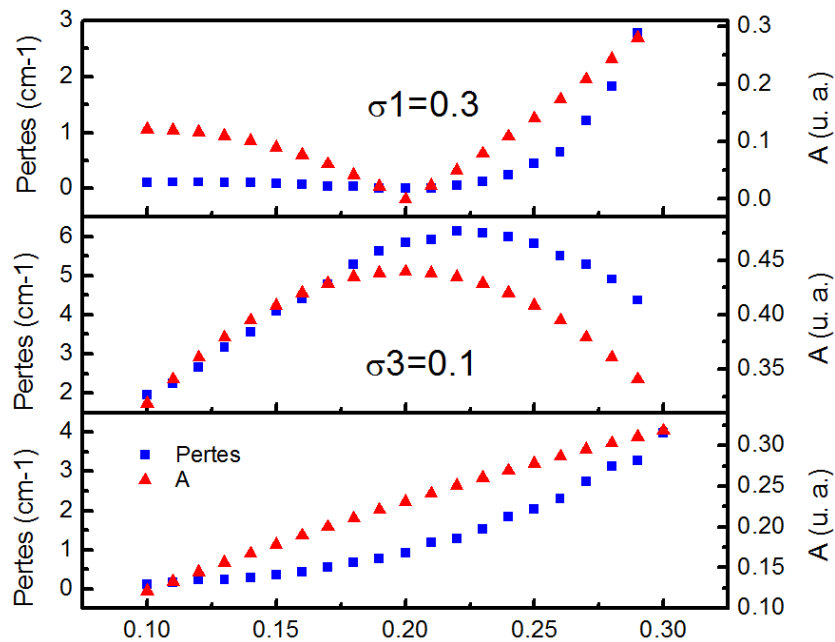


Figure 3-28 : évolutions des pertes radiatives et de l'amplitude de la composante d'ordre 2 du réseau binaire en fonction du paramètre  $\sigma_2 (= \sigma_4)$  a)  $\sigma_1$  est constant et  $\sigma_3$  diminue quand  $\sigma_2$  augmente b)  $\sigma_3$  est constant et  $\sigma_1$  diminue quand  $\sigma_2$  augmente c)  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$  diminuent linéairement quand  $\sigma_2$  augmente.

Nous pouvons voir sur la figure 3-28 que les pertes de surface suivent bien l'évolution de l'amplitude de la composante de Fourier responsable de l'émission de surface.

L'avantage de l'utilisation du réseau bi-périodique réside dans le comportement en longueur d'onde de sortie du laser. Cette structure est robuste vis-à-vis des dérives technologiques qui peuvent survenir pendant la fabrication des lasers. Cette propriété est acquise grâce à la composante de Bragg qui force le couplage entre les ondes contra-propageantes.

Pendant la fabrication des réseaux, les tailles des motifs peuvent varier en raison des dérives technologiques. La figure 3-29 compare les écarts en fréquences créés par une variation de la taille des plots dans les cas du réseau bi-périodique et du réseau du second ordre seul. La fréquence du mode optique varie moins dans le cas d'un laser avec un réseau bi-périodique que dans le cas d'un réseau du second ordre. Cette propriété vient renforcer le contrôle de la longueur d'onde de notre laser.

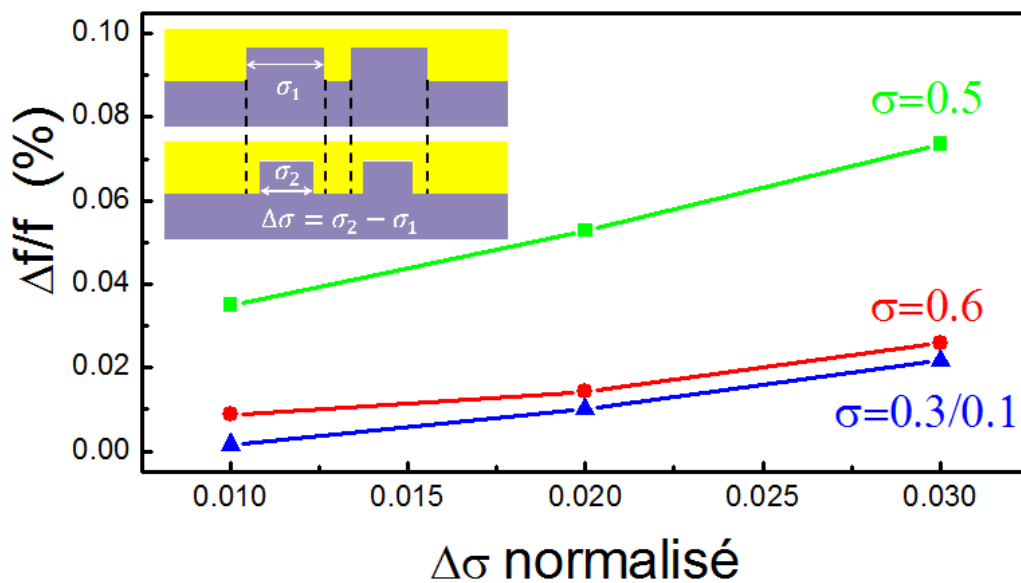


Figure 3-29 : évolution de la fréquence normalisée du laser en fonction de la variation de la taille des plots diélectriques. Les taux de remplissage indiqués pour les réseaux d'ordre 2 (carrés verts et ronds rouges) ainsi que pour le réseau bi-périodique (triangles bleus) représentent la taille initiale des plots de métal.

Une dérive de  $\Delta\sigma = 0.01$  pour un réseau de période  $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$  correspond à  $15 \text{ nm}$  d'écart par rapport à la largeur initiale du plot. Ces dérives sont donc des estimations pessimistes par rapport aux dérives que nous avons pu observer lors des essais technologiques. L'écart en fréquence par rapport à la fréquence initiale est toujours moindre dans le cas du réseau bi-périodique. Cette technologie est donc la plus adaptée pour la fabrication d'un laser monomode avec une précision d'un millième sur la longueur d'onde.

## ii. Réalisations technologiques des réseaux

La fabrication de ces réseaux est une étape clé dans la réalisation de lasers à réseaux bi-périodiques. Pour les LCQs que nous allons fabriquer, la longueur d'onde d'émission est de  $5.65 \mu\text{m}$ . L'indice effectif de la structure  $n = 3.163$  a été mesuré grâce à des lasers DFB fabriqués avec la même structure. La période du réseau est donc  $\Lambda = 1.786 \mu\text{m}$ . Les dimensions du réseau sont  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_4 = 526 \text{ nm}$  et  $\sigma_3 = 178 \text{ nm}$ . La profondeur de gravure visée est, comme dans le cas des lasers DFB :  $t_g = \lambda_n/4 \sim 450 \text{ nm}$ . La difficulté est donc d'arriver à fabriquer de petits motifs avec des aspects ratio différents.

Dans ce but, nous avons mis au point un procédé de fabrication pour les réseaux. Ces réseaux sont fabriqués en plusieurs étapes (figure 3-30). La première étape consiste à déposer une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , sur le matériau dans lequel sera réalisé le réseau (*InP*). Cette couche est utilisée comme masque en dur pour la suite de la fabrication. Nous déposons sur le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  une couche de poly-méthacrylate de méthyle (PMMA). Ce PMMA est insolé par un faisceau d'électrons pour définir les motifs que nous souhaitons réaliser, (figure 3-30 a)). Une réaction de polymérisation modifie les propriétés chimiques du PMMA ainsi exposé. Lors du développement, seules les zones ayant subi cette modification vont être dissoutes dans le développeur. Le motif ainsi défini est ensuite transféré, via une gravure sèche, dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (figure 3-30 b)). Enfin, le motif est transféré dans la couche d'*InP* via une seconde gravure sèche (figure 3-30 c)) et le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  enlevé dans un bain d'acide fluorhydrique. Il nous reste alors l'*InP* avec le motif gravé (figure 3-30 d)).



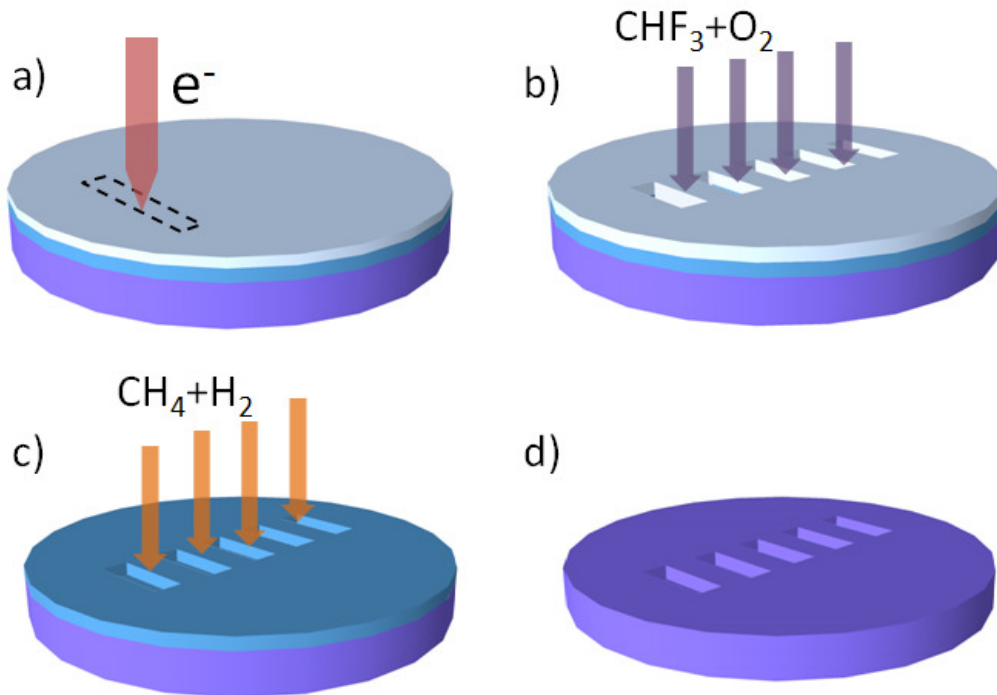


Figure 3-30 : schémas de la réalisation des réseaux par insolation électronique. a) insolation par un faisceau électronique du PMMA déposé sur une couche de nitrure recouvrant l'InP, les motifs sont développés dans un bain de IPA MIBK b) gravure sèche du nitrure, le PMMA est ensuite enlevé avec un plasma d'O<sub>2</sub> c) le motif est transféré par gravure sèche dans l'InP d) le masque de nitrure est enlevé dans un bain d'acide fluorhydrique.

Nous utilisons une couche de  $Si_3N_4$  car le PMMA seul ne tient pas suffisamment longtemps lors de la gravure des réseaux. Nous pouvons utiliser le  $Si_3N_4$  pour masquer la plaque car la gravure est sélective. Cette propriété signifie que la gravure peut attaquer un ou plusieurs matériaux sans altérer les autres. Dans notre cas, le plasma grave principalement l'InP alors que le nitrure n'est que peu affecté. L'utilisation d'un faisceau d'électrons plutôt qu'une lithographie optique UV est nécessaire car les tailles typiques des motifs que nous souhaitons réaliser sont en deçà des limites de diffractions obtenues avec les lampes UV.

Des premiers tests ont été réalisés en déposant une couche de  $300\text{ nm}$  de  $Si_3N_4$  sur un substrat d'InP et en utilisant une gravure assistée par plasma couplé inductivement (Inductively Coupled Plasma ICP en anglais). Deux types de gravure ont été testés : une gravure avec du dichlore  $Cl_2$  et du dihydrogène  $H_2$  et une deuxième avec seulement du

dichlore. Les profils de créneaux obtenus avec la première gravure sont trapézoïdaux et nous observons la présence de pics au fond de la gravure (figure 3-31 a)). La deuxième gravure n'a pas apporté d'amélioration concernant l'aspect trapézoïdal des réseaux (figure 3-31 b)). De plus, nous observons toujours la présence de pics au fond des créneaux.

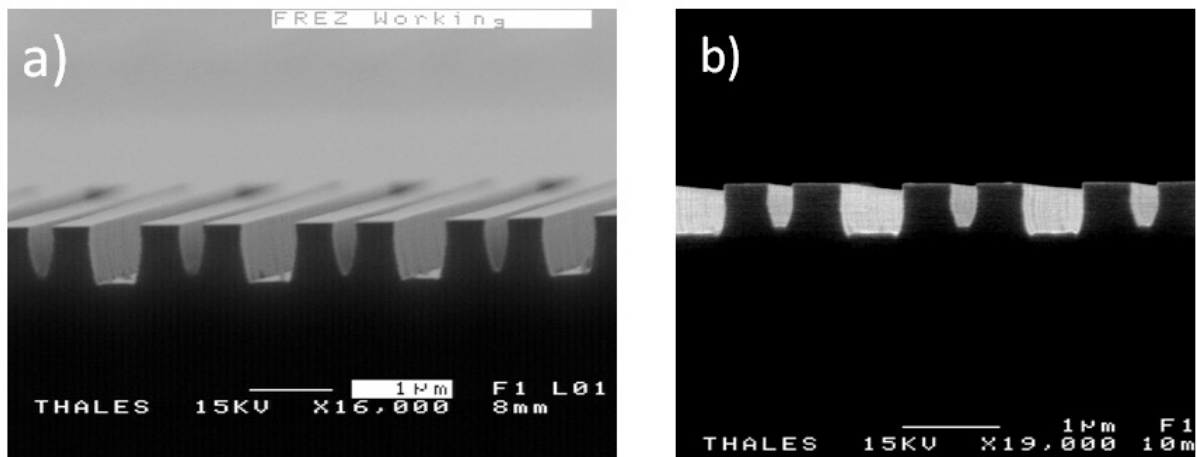


Figure 3-31 : photos de microscope électronique à balayage des réseaux obtenus avec 300 nm de  $Si_3N_4$  et gravés dans une bâti ICP. a) Les gaz utilisés sont le  $Cl_2$  et le  $H_2$ . b) Le gaz utilisé est le  $Cl_2$ .

La forme des réseaux peut s'expliquer par la nature chimique de la gravure ICP. Dans un bâti ICP le plasma est contrôlé par une paire d'électrodes et une antenne. Le champ électrique RF est induit dans le plasma par l'antenne. Une des électrodes, placée sous le substrat, permet de créer un champ électrique directionnel au voisinage du substrat. L'avantage que possède l'ICP, par rapport aux autres techniques de gravure sèche, est de pouvoir contrôler la densité du plasma indépendamment de son énergie grâce au générateur RF séparé des électrodes. L'ICP permet donc de donner à la gravure un caractère chimique ou physique. Ainsi, la forme trapézoïdale pourrait être compensée en ajustant les paramètres du plasma afin de renforcer la gravure physique par rapport à la gravure chimique.<sup>[119]</sup>

La présence de pics dans le fond de gravure est générée par un micro-masquage. Ce micro-masquage est soit créé par une pulvérisation du masque de  $Si_3N_4$  pendant la gravure soit par une modification de la stœchiométrie à la surface de l'échantillon. En effet, les éléments III et VI ne s'évaporent pas de la même façon selon la température : à basse température et en début de gravure, nous pouvons avoir un excès, localement, d'éléments III

(*In*) à la surface, quand l'échantillon chauffe à cause du plasma, nous pouvons avoir un excès d'éléments V (*P*). La variation de la stœchiométrie engendre une modification de la gravure. Le micro-masquage peut également être lié à une mauvaise ouverture du masque en  $Si_3N_4$  et les motifs sont ensuite transférés lors de la gravure dans l'*InP*.

En parallèle, nous avons mené une seconde étude basée sur une gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching RIE en anglais). Pour la gravure RIE nous avons utilisé le méthane  $CH_4 = 3\text{ sccm}$  et le dihydrogène  $H_2 = 21\text{ sccm}$  pour une pression totale de  $P = 40\text{ mTorr}$  et une puissance électrique de  $P_{elec} = 60W$ . Dans ce type de bâti, une paire d'électrodes est utilisée et le couplage est capacitif. Différentes configurations ont été étudiées afin de s'approcher du profil idéal. Les profils obtenus avec cette technique sont plus droits. Néanmoins, lors du premier essai (figure 3-32 a)) les motifs les plus petits sont mal définis, le bord de réseau est en retrait par rapport au motif plus gros. De plus, ils sont moins gravés que les motifs les plus grands à cause d'un aspect ratio différent. Les atomes arrachés dans le fond d'un motif étroit mettent davantage de temps à sortir que dans un motif large. Ces atomes gênent les ions pour la suite de la gravure, d'où le différentiel de profondeur. Ce premier test a été réalisé avec trois gravures successives de  $7\text{ min}$  afin de contrôler la profondeur des créneaux à chaque étape de la gravure. Nous gravons en moyenne  $175\text{ nm}$  pendant une gravure de  $7\text{ min}$ . Au bout de la troisième gravure, la profondeur de gravure atteint  $525\text{ nm}$ . Celle-ci est trop importante mais nous pouvons la diminuer en réalisant une gravure moins longue.

Afin de contrôler la reproductibilité de la fabrication, nous réalisons un deuxième test avec une seule gravure de  $21\text{ min}$  (figure 3-32 b)). Pour ce test, la profondeur de gravure est de  $500\text{ nm}$  et les motifs sont d'aspect identique mais une « casquette » apparaît sur le haut du réseau. Cet effet est lié à la création d'un polymère pendant la gravure qui se dépose sur l'échantillon. Ce polymère empêche les espèces de sortir des créneaux et crée une sous gravure latérale. Afin de limiter les effets de ce polymère pendant la gravure, un troisième essai est réalisé en décomposant la gravure en deux étapes :  $3\text{ min}$  de gravure et  $5\text{ min}$  de « nettoyage » avec un plasma de dioxygène  $O_2$  ( $O_2 = 100\text{ sccm}, H_2 = 0.2\text{ sccm}, P = 49\text{ mTorr}$  et  $P_{elec} = 20W$ ). Cette combinaison est répétée sept fois, (figure 3-32 c)).

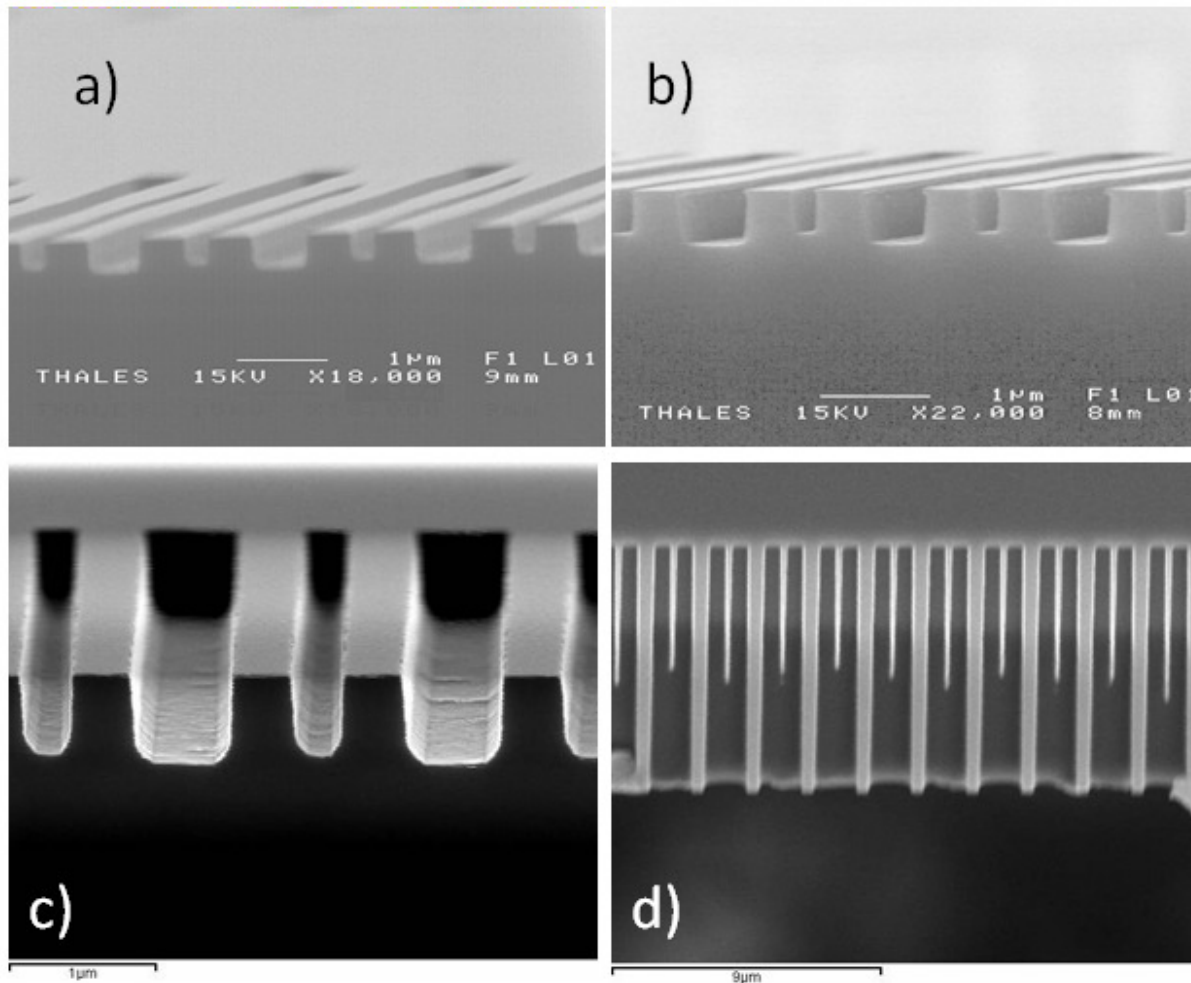


Figure 3-32 : photos, de microscope électronique à balayage, des réseaux obtenus avec 300 nm de  $Si_3N_4$  et gravés dans une bâti RIE. a) 3\*7min b) 21 min c) et d) 7\*3 min avec 5min de plasma  $O_2$  entre chaque étape. a), b) et c) sont des vues de profil et d) une vue de dessus.

Cette recette nous permet d'éliminer le polymère au fur et à mesure plutôt que de tout éliminer à la fin comme dans le cas de la gravure précédente. Les profils obtenus sont satisfaisants, le fond de gravure est net et la profondeur de gravure est de 553 nm (soit 79 nm de gravé pendant 3 min). Les motifs avec l'aspect ratio le plus grand sont toujours mal définis, (figure 3-32 d)). La mauvaise définition des motifs n'est pas liée à la gravure des réseaux mais est générée pendant le transfert du motif sur le masque en dur. En effet, le temps nécessaire à la gravure du  $Si_3N_4$  est trop important et le PMMA ne résiste pas aux endroits où celui-ci est le plus fin. De nouveaux tests sont réalisés avec une couche de

$Si_3N_4$  plus fine afin que le temps nécessaire pour le graver soit réduit. Nous utilisons une couche de 150 nm d'épaisseur (figure 3-33). Ainsi, nous pouvons espérer que le PMMA ne soit pas trop détérioré pendant l'ouverture du masque et que les motifs soit mieux définis. Néanmoins il ne faut pas que la masque de nitrure soit trop fin pour résister pendant la gravure de l' $InP$ .

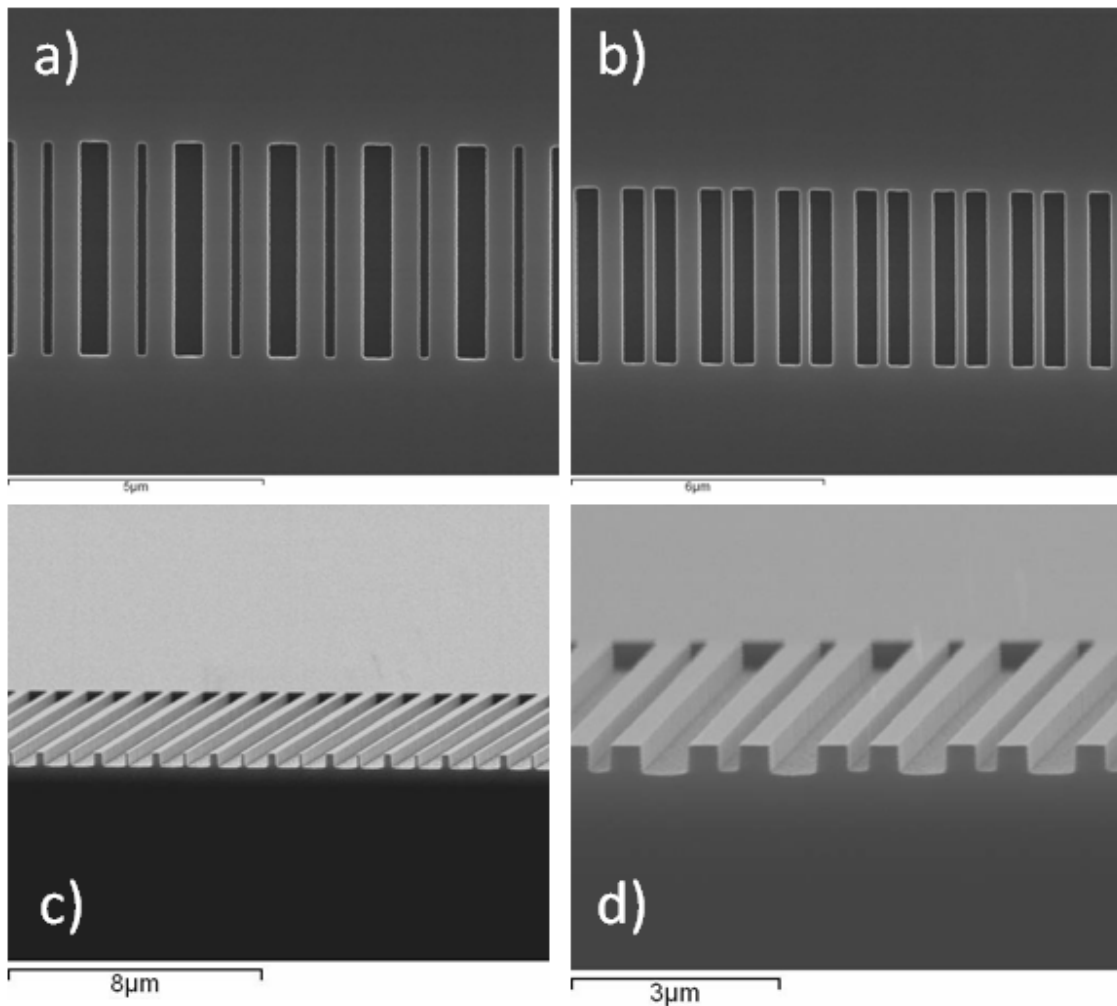


Figure 3-33 : photos de microscope électronique à balayage des réseaux obtenus avec 150 nm de  $Si_3N_4$  et gravés dans une bâti RIE a) et b) vues de dessus du réseau bi-périodique, c) et d) vue de profil des réseaux dans le matériau clivé dans le sens de périodisation.

Après avoir gravé les réseaux (6 étape de 3 min), nous contrôlons l'épaisseur du masque en mesurant la différence de hauteur d'une marche avant et après avoir retiré le masque : il reste une épaisseur de 140 nm de nitrure après la gravure. Une épaisseur de 150 nm n'est donc

pas trop petite et les motifs obtenus sont correctement définis, même dans le cas de grands aspects ratio (figure 3-33 b) et c)). La profondeur de gravure obtenue pour ce test est de 410 nm (soit 68 nm pendant 3 min). Sur la figure 3-33 d), nous voyons qu'il subsiste un écart entre la profondeur de gravure dans les motifs les plus étroits et les plus larges. Cette différence est de moins de 30 nm. Ceci n'est pas gênant car la contre réaction répartie n'est pas trop affectée par les variations de la profondeur de gravure comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Nous avons développé une technique nous permettant de réaliser des réseaux avec une bonne qualité de gravure. Les profils ainsi obtenus sont très satisfaisants et les recettes développées peuvent être appliquées à des structures de laser à cascade quantique afin d'envisager l'émission de surface.

#### **d. Réalisations technologiques des LCQs**

Afin de démontrer la validité de notre approche, nous avons appliqué les règles de dessin précédemment proposées pour réaliser des LCQs à émission par le substrat. La zone active en *AlInAs/GaInAs* utilisée est basée sur un dessin émettant à 5.65  $\mu\text{m}$ . Cette structure a déjà démontré une émission monomode en régime pulsé à température ambiante dans une configuration de cavité DFB. L'indice effectif de la structure étant  $n_{eff} = 3.165$ , la période du réseau bi-périodique retenue est  $\Lambda = 1.786 \mu\text{m}$ . Le guide inférieur est une couche d'*InP* dopée  $n$  ( $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) et le guide supérieur est également une couche d'*InP* mais faiblement dopée et de 1.2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

La figure 3-34 résume les différentes étapes de la réalisation des rubans pour l'émission de surface que nous avons utilisées. Diverses étapes de la fabrication sont ensuite commentées.

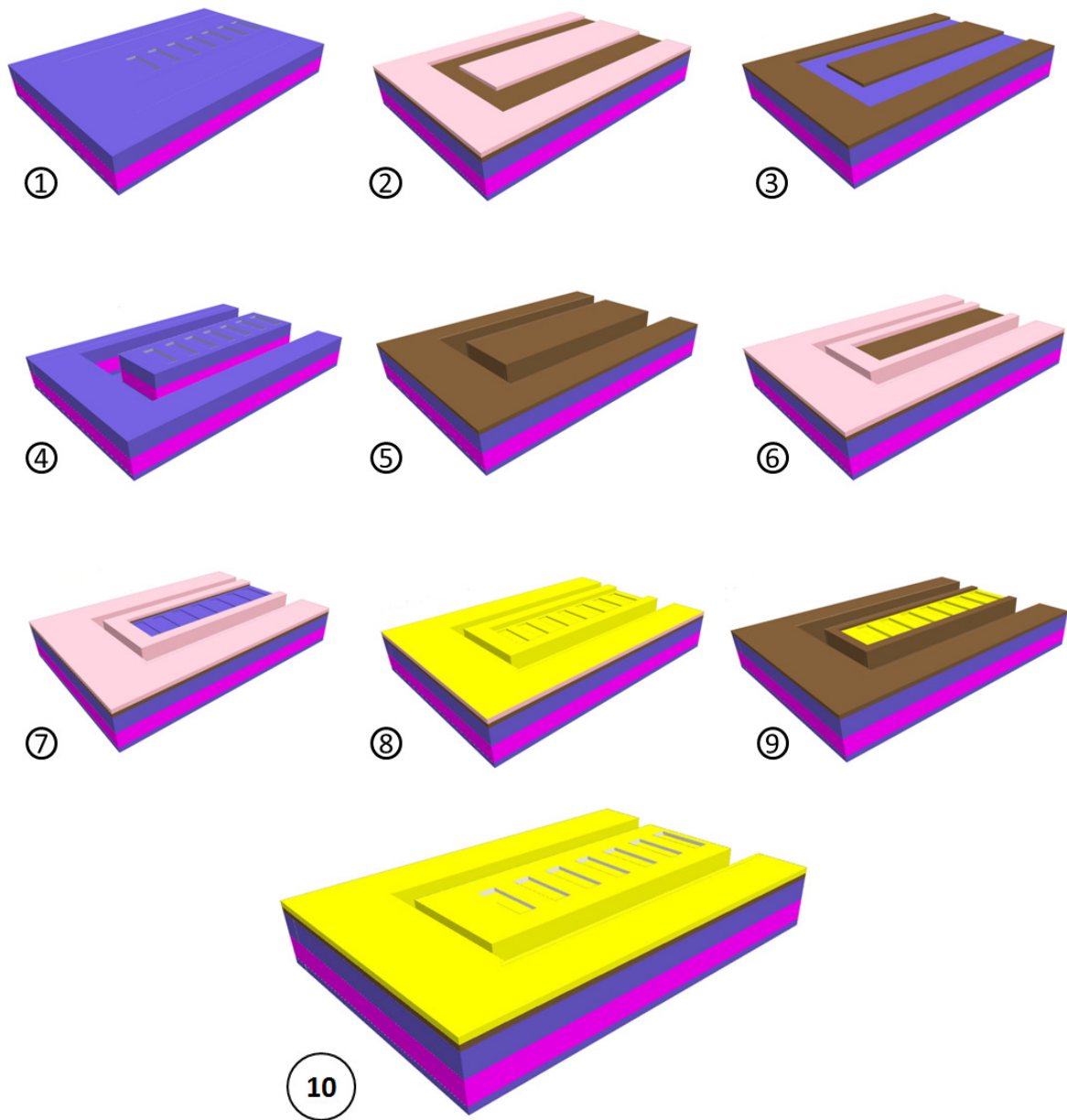


Figure 3-34 : schémas des étapes technologiques de la réalisation des rubans pour l'émission de surface.

- .1. Les réseaux ont été fabriqués selon les étapes présentées dans le paragraphe précédent.
- .2. Dépôt d'un masque en  $SiO_2$  de  $700\text{ nm}$  d'épaisseur par PECVD et dépôt d'une résine. Lithographie optique pour ouvrir la résine au niveau des tranchées à graver.
- .3. Ouverture du masque par gravure sèche en RIE. La résine est enlevée dans un bain d'acétone.

- .4. Gravure des tranchées dans la structure du LCQ par ICP. Le  $SiO_2$  est enlevé dans un bain acide fluorhydrique.
- .5. Dépôt de l'isolant électrique en  $SiO_2$  de 500 nm d'épaisseur par PECVD .
- .6. Dépôt d'une résine et lithographie optique pour ne laisser ouvert que le dessus du ruban.
- .7. Ouverture de l'isolation électrique par gravure RIE du  $SiO_2$ .
- .8. Dépôt d'une couche d'or de 70 nm d'épaisseur par pulvérisation pour recouvrir les réseaux.
- .9. « Lift off » du métal en plongeant l'échantillon dans un bain d'acétone qui dissout la résine et enlève tout le métal sauf aux endroits où il n'y a pas de résine : sur le dessus du ruban.
- .10. Dépôts par pulvérisation de chrome (100 nm) or (300 nm) molybdène (50 nm) et or (100 nm).

La réalisation du ruban est effectuée, dans le cas d'un laser DFB classique, par une gravure humide du guide supérieur et de la zone active (mélange d'acide Nitrique, acide Bromhydrique et d'eau). Les attaques chimiques de matériaux ont la particularité d'être sélectives selon le plan atomique qu'elles voient. Afin de ne pas avoir une disparité de gravure trop importante entre la direction latérale, dans laquelle est défini le ruban, et la direction longitudinale dans laquelle sont réalisées les facettes, nous optons pour une gravure sèche (ICP avec une chimie chlorée) du ruban (étape 4). En effet, nous devons graver une grande quantité de matériau (la couche guidante supérieure et la zone active soit 3.453  $\mu m$  au minimum) par rapport à la gravure des réseaux. Pour une gravure ICP le plasma est généré par une source RF qui permet des densités de plasma plus importante que celles obtenues pour la RIE et les vitesses de gravure sont plus importantes. Les flancs et les fonds de gravure obtenus pour une telle gravure ont une rugosité sub-longueur d'onde. La figure 3-35 b) nous montre le suivi de gravure réalisé en envoyant un signal laser sur l'échantillon et en mesurant le signal réfléchi. Nous observons sur ce signal les franges Fabry-Pérot générées par la variation de l'épaisseur de la couche gravée. Nous pouvons également les calculer



théoriquement si nous connaissons les épaisseurs et les indices de chaque couche (figure 3-35 a)). Le temps de gravure total de notre échantillon est de 22 *min* pour un quart de plaquette.

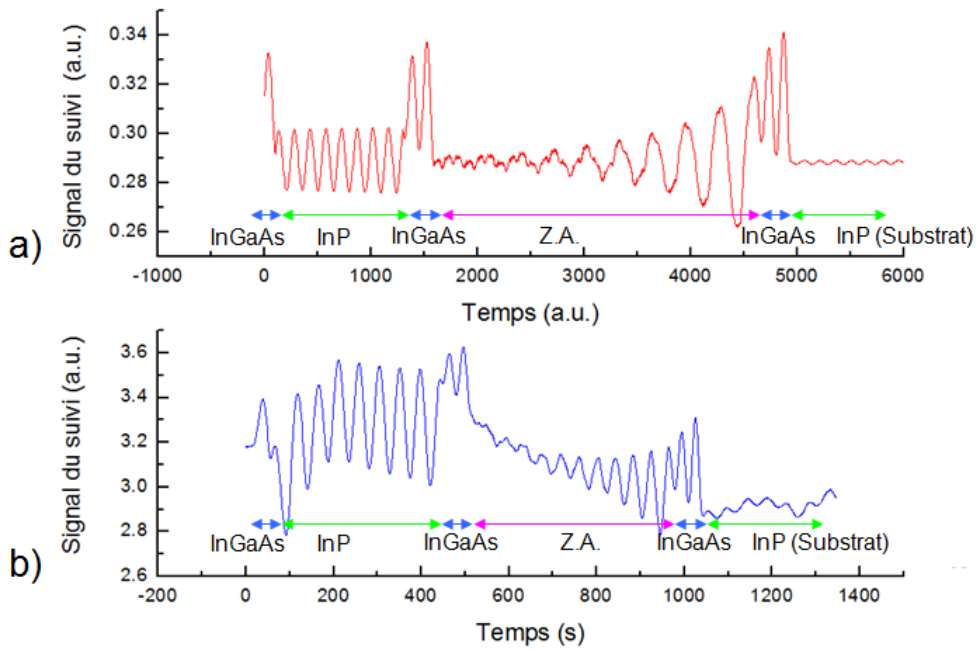


Figure 3-35 : a) calculs du suivi de la gravure à partir des épaisseurs et des indices des couches b) mesure du signal de suivi de la gravure de l'échantillon.

Pour que la gravure soit réussie, nous devons nous assurer que le matériau a été gravé au-delà de la zone active. Le suivi de la gravure est réalisé en focalisant le faisceau laser dans une zone beaucoup plus grande que les tranchées qui définissent le ruban. Comme les zones plus larges se gravent plus rapidement que les zones plus étroites, nous sur-gravons volontairement la dernière couche d'*InP*. Seul un contrôle au microscope nous permet, ensuite, de vérifier que la zone active a bien été gravée dans sa totalité.

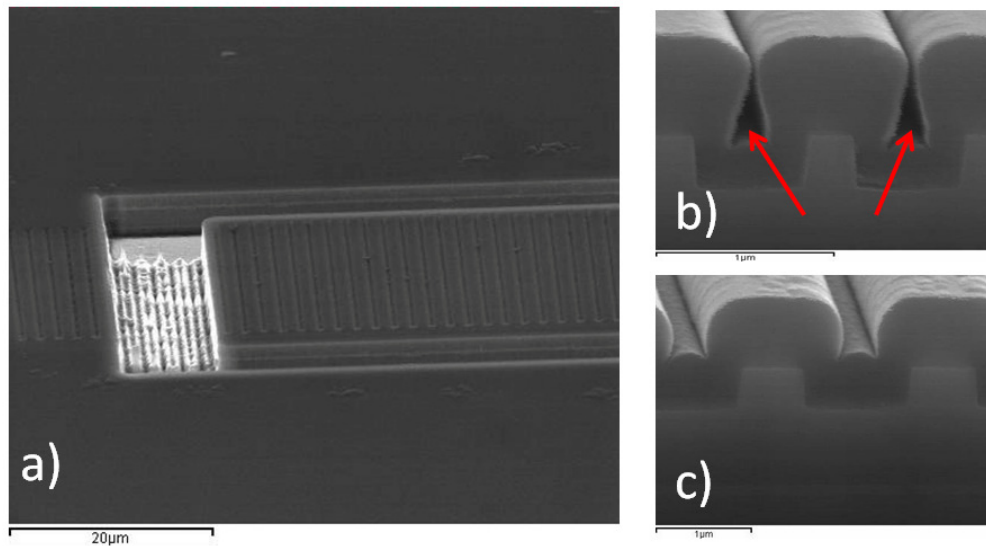
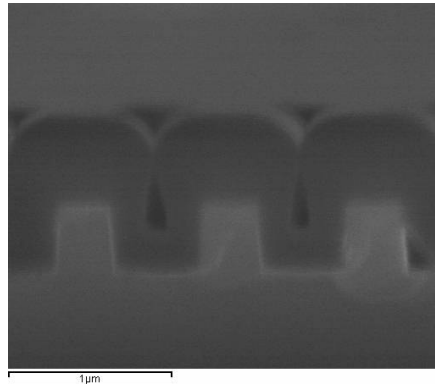


Figure 3-36 : photos de microscope électronique à balayage. a) la cavité après la gravure ICP, les stries observées dans le fond de la gravure correspondent au transfert du réseau pendant la gravure. b) test de dépôt de  $SiO_2$  sur un réseau, les flèches rouges pointent vers les interstices vides de matériau c) même dépôt de  $SiO_2$  avec un réseau de période deux fois plus grande que b).

La figure 3-36 a) montre le résultat de la gravure ICP. Nous pouvons vérifier que la zone active a bien été gravée. Pendant cette étape, le réseau présent au-dessus de la zone gravée est transféré dans le fond de la gravure mais n'entrave pas le bon fonctionnement du laser. Pour graver le ruban, nous devons protéger les zones non gravées. Étant donné la sélectivité de la gravure (environ 1 :10) et l'épaisseur de matériau à graver, un masque de  $700\text{ nm}$  d'épaisseur doit être déposé (étape 2). Nous utilisons un dépôt chimique en phase vapeur (PECVD pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition en anglais). Comme dans le cas du réseau, un masque en dur (silice  $SiO_2$ ) est utilisé à la place d'une résine. Ce masque permet, en outre, de protéger le réseau précédemment défini. Le problème est que le  $SiO_2$  ne se dépose pas de façon conforme au profil. Si les plots sont trop rapprochés, des interstices sans matériau peuvent se créer (figure 3-36 a)). L'épaisseur mesurée de  $SiO_2$  sur le dessus des plots est de  $800\text{ nm}$  alors que celle-ci n'est que de  $400\text{ nm}$  dans le fond des créneaux. En revanche, si les plots sont suffisamment séparés, le  $SiO_2$  se dépose correctement (figure 3-36 c)). Un interstice est dangereux car le masque est moins épais à cet endroit et risque d'être percé lors de la gravure ICP. Pour éviter cet effet « champignon » nous utilisons un premier dépôt PECVD plus lent et réalisé à une température plus élevée

( $T = 340K$  contre  $T = 280K$  pour le premier dépôt). Le fait d'activer thermiquement les espèces et de leur laisser plus de temps pour mieux se répartir conformément au profil du réseau, diminue les interstices. Le dépôt montré sur la figure 3-37 est réalisé sur la même géométrie de réseau que sur la figure 3-36 b) et pour la même épaisseur de  $SiO_2$  (700 nm).



*Figure 3-37 : photos de microscope électronique à balayage du réseau recouvert d'un dépôt de  $SiO_2$  plus lent et réaliser à température plus élevée.*

Nous voyons sur la figure 3-37 que les interstices sont toujours présents. Cependant, ceux-ci sont réduits et surtout, ils sont fermés. Pour s'assurer que le masque ne sera pas percé pendant la gravure un deuxième dépôt PECVD, plus rapide, est réalisé.

Pour cette réalisation, nous avons gravé les facettes de la cavité en même temps que le ruban. Ainsi, lorsque nous isolons électriquement et métallisons le ruban (étape 5 et 10), ces dépôts se font également sur la facette. Cette bicouche nous permet d'avoir un traitement de haute réflectivité sur les facettes, de diminuer les pertes miroirs et ainsi d'optimiser le fonctionnement du laser. Habituellement, les facettes sont créées en clivant le matériau. Graver les facettes nous évite cette étape. De plus le traitement de haute réflectivité est habituellement réalisé par paquet de diodes après le clivage. Ce nouveau type de métallisation des facettes nous permet de réaliser le dépôt sur l'ensemble des lasers de la plaquette en une seule étape.

Nous utilisons l'or (étape 8) pour recouvrir les réseaux car ce métal possède de bonnes propriétés optiques.<sup>[26]</sup> Nous réalisons, ensuite (étape 10), un deuxième dépôt de métaux car l'or, seul, a une mauvaise accroche sur les matériaux diélectriques.

Pour un laser classique à émission par la facette, un des contacts électriques est pris sur le haut du laser et le second est réalisé en métallisant l'ensemble de la face arrière du substrat (figure 3-38 a)). Dans notre cas, nous ne pouvons pas métalliser le substrat afin de laisser sortir la lumière et le second contact est réalisé sur la face supérieure en gravant totalement la zone active (figure 3-38 b)).

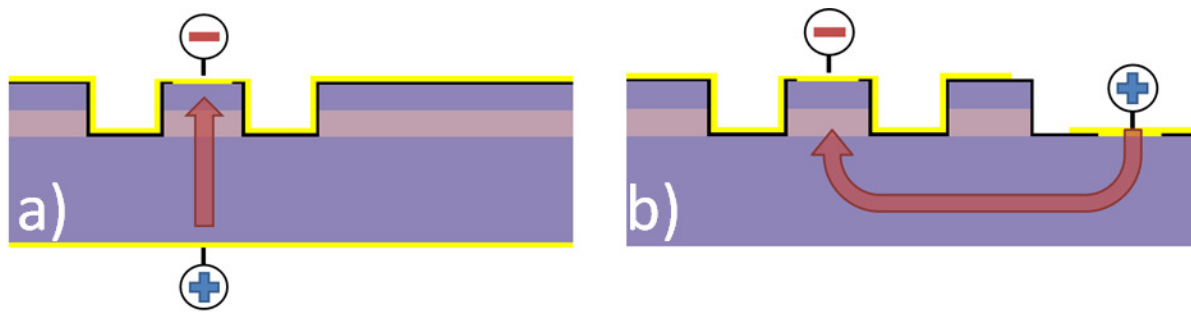


Figure 3-38 : schémas de contacts électriques a) dans le cas d'un laser émettant par la facette et b) dans le cas d'un laser émettant par le substrat. La flèche rouge représente le sens du courant dans la structure.

Ce contact reporté introduit une résistance série supplémentaire dans le schéma électrique équivalent de notre structure, ce qui a pour effet d'augmenter la puissance électrique à injecter. Cependant, cette résistance en série ne doit pas dégrader les performances de notre laser.

Dans un premier temps, le substrat n'est ni poli, ni aminci et l'échantillon est fixé à l'aide d'une colle de montage temporaire sur une céramique percée. Cette céramique nous permet de câbler électriquement les lasers d'un côté et de laisser passer la lumière de l'autre.

### e. Émission à température ambiante

Une émission laser à température ambiante et sans système de refroidissement est obtenue en régime pulsé. Ce premier laser à émission par le substrat utilisant un réseau bi-

périodique nous permet de démontrer la validité de notre approche. Les caractéristiques courants/tension, ainsi que le spectre du laser, sont montrés sur la figure 3-39.

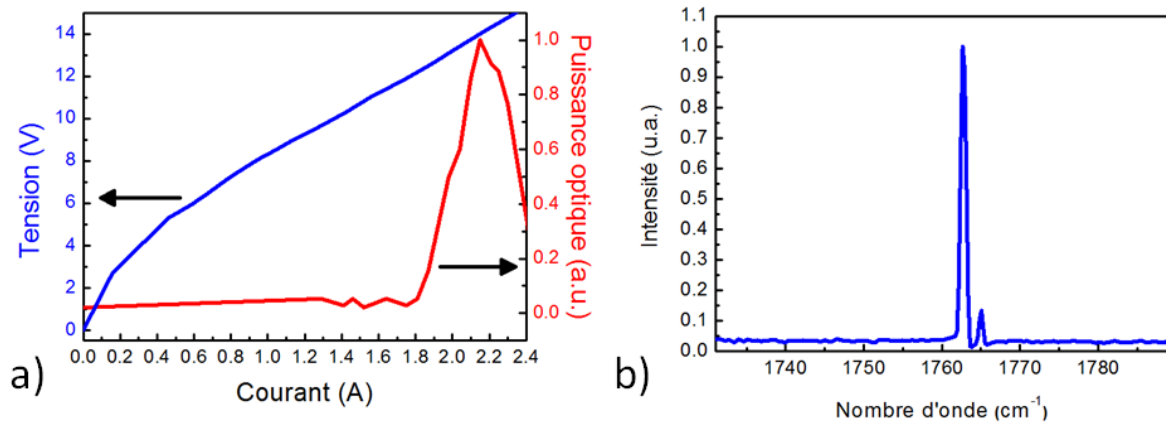


Figure 3-39 : a) mesures des caractéristiques courant/tension d'un laser de 2 mm de long et de 15  $\mu\text{m}$  de large. b) spectre du même laser. Ces mesures sont réalisées pour des pulses électriques d'une durée de 100 ns à une fréquence de 5 kHz.

Ce laser fait 2 mm de long et 15  $\mu\text{m}$  de large. Les mesures de la figure 3-39 sont réalisées à faible rapport cyclique électrique (0.05%) afin d'éviter l'échauffement du laser. Nous observons sur la courbe courant/tension (figure 3-39a)) la présence d'une résistance série lié au contact déporté en face avant. Cette résistance série est estimée à  $R = 4.3 \Omega$ . La puissance maximum mesurée est estimée à 1 mW pic, ce qui est deux ordres de grandeur en dessous des puissances mesurées avec des lasers DFBs avec la même zone active. Néanmoins, il ne faut pas oublier que, pour ce laser, le substrat est dopé  $2 * 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et que son épaisseur est de 350  $\mu\text{m}$ . La transmission d'une telle couche à la longueur d'onde de notre laser est d'environ 30% sans traitement anti-réfléchissant.

Nous mesurons une longueur d'onde du laser de  $\lambda = 1762.7 \text{ cm}^{-1}$  (figure 3-39b)), soit un indice effectif  $n_{eff} = 3.176$ . Cet indice effectif mesuré est différent de celui obtenu dans le cas des lasers DFBs ( $n_{eff} = 3.165$ ) soit une variation de 0.36% entre les deux lasers. Cette différence s'explique par une couche guidante supérieure d'épaisseur plus importante dans le cas des DFBs ( $t_b = 2.5 \mu\text{m}$  contre  $t_b = 1.2 \mu\text{m}$  pour l'émission de surface). Les calculs des matrices-S confirment cet écart avec une différence d'indice effectif de 0.29% entre les deux structures. Nous observons sur le spectre de la structure que le laser

n'est pas monomode. Le deuxième mode ne correspond pas à une mode d'ordre supérieur dans la largeur de la cavité. Nous en déduisons que ces deux modes correspondent aux modes de la bande de valence et à celui de la bande de conduction du diagramme de dispersion de la cavité. Nous nous attendions à un comportement monomode de la cavité mais ce résultat nous permet de calculer le coefficient de contre réaction répartie  $\kappa = \Delta\lambda\pi n/\lambda^2 = 22 \text{ cm}^{-1}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur que la valeur calculée avec les matrices-S ( $\kappa = 35 \text{ cm}^{-1}$ ). L'observation de ce spectre et l'analyse du champ lointain de la structure (figure 3-40) nous permettent de comprendre le comportement bi-mode de notre cavité.

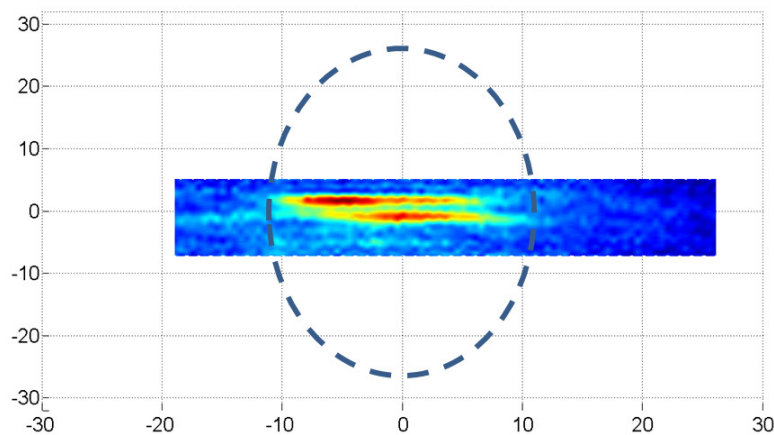


Figure 3-40 : mesures du champ lointain du LCQ à réseau bi-périodique de surface de 2 mm de long et de 15  $\mu\text{m}$  de large. Ces mesures sont réalisées pour des pulses électriques d'une durée de 100 ns à une fréquence de 5 kHz. La courbe en traits pointillés représente la divergence d'un faisceau issu d'une facette de DFB, de même largeur que le LCQ à réseau bi-périodique.

Conformément à ce que nous attendions, nous observons dans le champ lointain du laser un motif bi-lobes. Dans la direction correspondant à la largeur du ruban, il n'y a pas d'amélioration par rapport à un laser émettant par la facette et de même taille. La divergence mesurée dans cette direction est de  $12^\circ$ . Dans la direction de périodisation de la cavité, la divergence du laser est fortement réduite puisque les deux lobes sont séparés de  $3.1^\circ$ . Néanmoins pour un laser de 2 mm de long, l'écart entre les deux lobes devrait être plus petit. Une divergence de  $3.1^\circ$  correspond à une cavité de  $\sim 104 \mu\text{m}$  de long. Cette différence de taille peut s'expliquer par la création de domaines optiques dans la cavité. L'origine d'un tel phénomène est double. Il est peut être lié à un défaut technologique dans la définition du réseau ou à un régime de fort couplage. En effet, nous avons vu dans le deuxième chapitre

qu'un fort  $\kappa$  crée une localisation du champ électromagnétique au centre de la cavité. Dans les deux cas, l'effet est le même et la cavité effective est plus courte que la cavité réelle (figure 3-41).

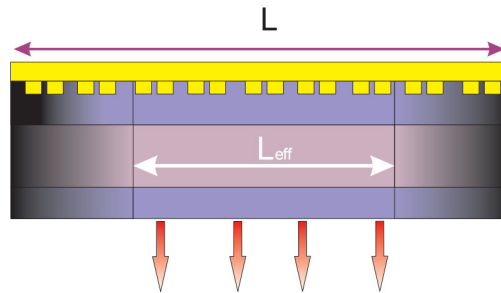


Figure 3-41 : schéma de la création de domaine optique dans une cavité laser à émission par la surface. La cavité apparente est plus courte que la cavité réelle  $L_{eff} < L$  et la surface d'émission est plus petite.

Au moment de dessiner la cavité laser, pour une cavité de 2 mm de long et un  $\kappa = 35 \text{ cm}^{-1}$ , nous obtenons  $\Gamma_{dessin} \approx 0.9$ . Après avoir mesuré ces paramètres, pour une cavité de 104  $\mu\text{m}$  et un  $\kappa = 22 \text{ cm}^{-1}$ , nous obtenons  $\Gamma_{mesuré} \approx 27$ . Les courbes des pertes de surface pour le mode de la bande de valence et de conduction en fonction de  $\Gamma$  de la structure sont représentées sur la figure 3-42 a).

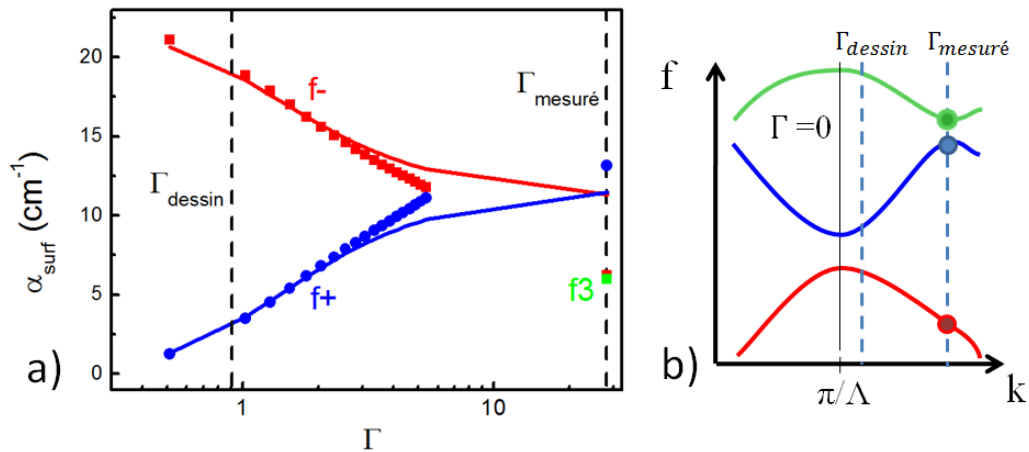


Figure 3-42 : a) calculs des pertes de surface obtenues pour le LCQ à réseau métallique bi-périodique. Le modèle (trait continu) et le calcul numérique exact réalisé avec le formalisme des matrices-S (marqueurs carrés ou ronds) est représenté. Insert : zoom entre  $\Gamma = 0$  et  $\Gamma = 6$ . b) Schéma du diagramme de dispersion.

Dans un premier temps, nous remarquons, sur la figure 3-42 a) que le modèle décrit bien l'évolution des pertes de surface pour  $\Gamma < 3$ . Pour des valeurs plus grandes de  $\Gamma$ , le modèle s'éloigne des calculs des matrices-S. Cette dérive est liée au facteur important de contre réaction répartie de cette structure  $\kappa = 35 \text{ cm}^{-1}$ . Pour cette valeur, les bandes du diagramme de dispersion ont une forte courbure et le troisième mode de la cavité f3 est plus proche en énergie du mode de la bande de conduction f+ que le mode de la bande de valence f- (figure 3-42 b)). Notre modèle à deux bandes n'est donc plus valable. De plus, nous voyons que les pertes de surface de ce troisième mode sont comparables à celles de f3, c'est pourquoi le laser est bi-mode. Pour avoir un laser monomode, nous devrions utiliser une structure à LCQ avec un  $\kappa$  plus faible autour de  $5 \text{ cm}^{-1}$  et une longueur de cavité de  $3 \text{ mm}$ .

#### **f. Optimisation du dispositif**

Afin d'améliorer les performances du laser, nous amincissons le substrat par un polissage mécanique. Le substrat est métallisé en partie en face arrière et le laser est soudé, épi-down, sur une embase. Des premiers essais ont été réalisés sur des embases en *AlN* avec une soudure d'or/étain. Ces essais se sont révélés infructueux. Même si l'*AlN* a le même coefficient thermique d'expansion que l'*InP*, la soudure or/étain est relativement dure et peut introduire des contraintes mécaniques sur le réseau (au moment où la soudure se refroidit) et empêcher le laser de fonctionner. L'utilisation d'une couche d'or électrolytique sur les LCQs nous permettra d'utiliser cette soudure. Cette couche permet d'encaisser ces contraintes au moment de la soudure. Un deuxième test a ensuite été réalisé sur une embase en cuivre avec une soudure à base d'Indium. Cette soudure, plus molle nous a permis de faire fonctionner un LCQ à réseau bi-périodique de  $4 \text{ mm}$  de long et de  $30 \mu\text{m}$  de large (figure 3-43).



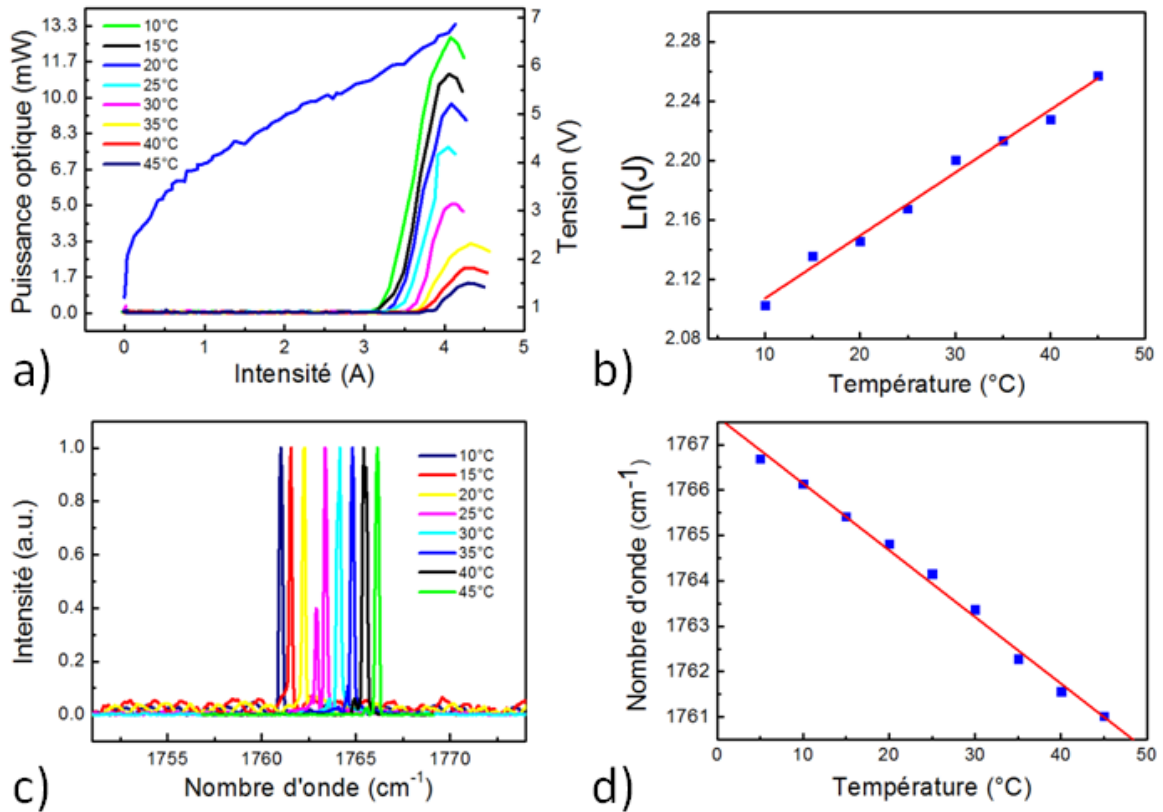


Figure 3-43 : mesures réalisées en régime pulsé avec un pulse de 100 ns à 5kHz a) caractéristique courant/tension et puissance optique d'un LCQ à réseau bi-périodique de 4 mm de long et 10  $\mu\text{m}$  de large. b) évolution du logarithme de la densité de courant seuil en fonction de la température. c) Spectre du laser à différentes températures. d) Évolution de la longueur d'onde en fonction de la température.

Nous pouvons voir sur figure 3-43 a) que la résistance série est fortement diminuée sur la caractéristique courant/tension de la diode. Pour ce laser, nous obtenons une puissance de 10mW pic à 20°C. Cette amélioration de la puissance est liée à l'amincissement du substrat. Nous pouvons imaginer, à terme, que l'ensemble du substrat puisse être enlevé par voie chimique une fois le laser soudé. Ce processus requiert une couche d'arrêt sacrificielle prévue à cet effet pendant la croissance de la structure. Le spectre du laser (figure 3-43 b)) montre de nouveau un comportement bi-mode du laser. De même, la divergence mesurée à partir du champ lointain de la structure (figure 3-44) n'est pas aussi petite qu'elle devrait l'être dans la direction de périodisation de la cavité.

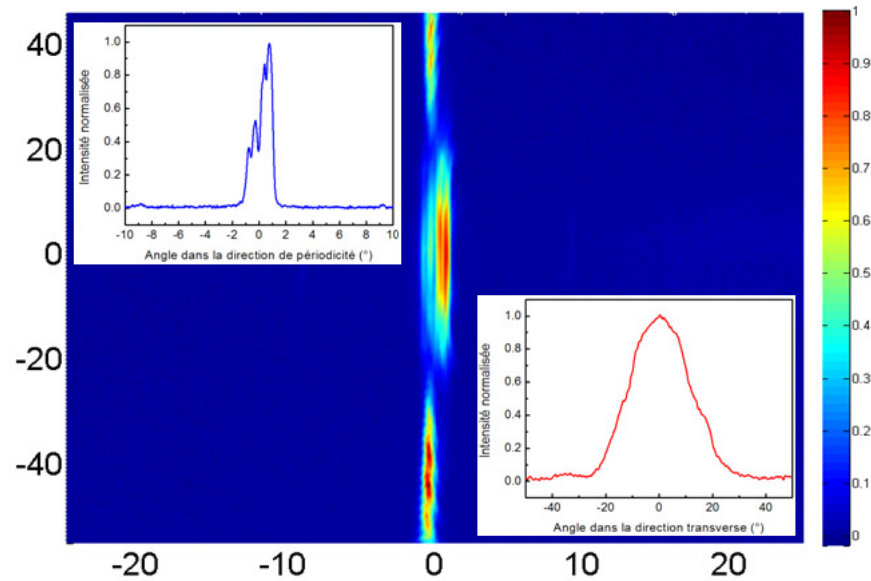


Figure 3-44 : mesures du champ lointain du LCQ à réseau bi-périodique de surface de 4 mm de long et de 10  $\mu\text{m}$  de large. Insert en haut à gauche : coupe du champ lointain dans la direction de périodisation du ruban.

Insert en bas à droite : coupe du champ lointain dans la direction transverse.

Nous observons deux modes distincts sur ce champ lointain. Ces deux modes correspondent aux modes  $\text{TM}_{00}$  et  $\text{TM}_{20}$  de la cavité. L'écart entre les deux lobes du mode  $\text{TM}_{00}$  est de  $0.36^\circ$ . Pour une cavité de 4 mm, cet écart devrait être de  $0.08^\circ$ . La divergence mesurée correspond à une longueur effective de cavité de 900  $\mu\text{m}$ . La divergence dans la direction transverse est plus grande que celle mesurée précédemment,  $25^\circ$ , car le ruban est moins large (10  $\mu\text{m}$ ).

Nous avons démontré que, dans une configuration d'émission par le substrat, les LCQs avec des réseaux bi-périodiques, fonctionnent à température ambiante. Grâce à l'utilisation du réseau sur un ruban, la divergence diminue dans une seule direction. Pour réduire la divergence dans les deux directions, le réseau bi-périodique doit être ajouté à une microcavité.

### g. Les microcavités avec réseau bi-périodique

Des microcavités de forme symétrique peuvent être utilisées pour avoir un faisceau sphérique et faiblement divergeant dans les deux directions (figure 3-45).

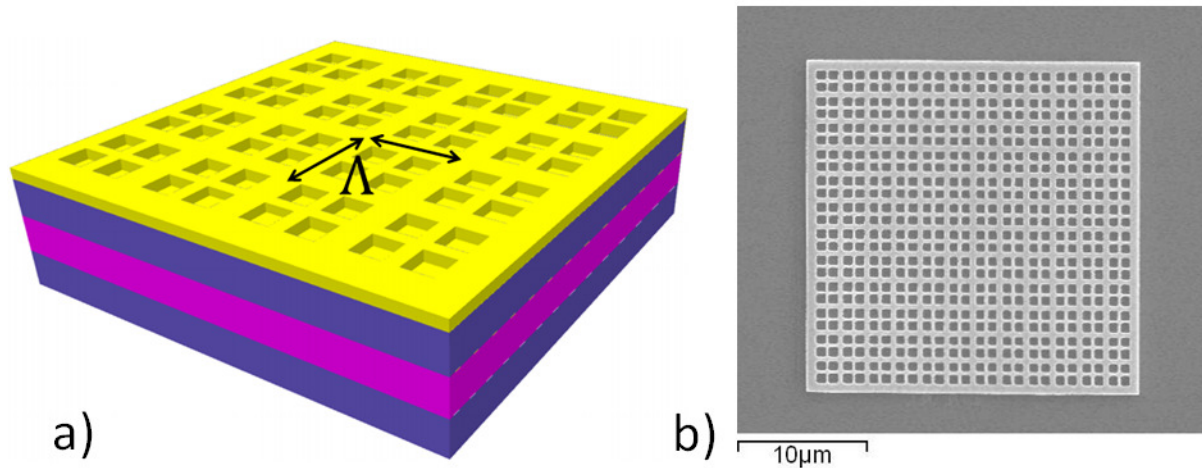


Figure 3-45 :a) schéma d'une microcavité laser avec un réseau bi-périodique. b) image de microscope électronique à balayage de la gravure des réseaux dans l'InP.

La taille de ces dispositifs est de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$ , et la surface de la cavité est recouverte d'un réseau bi-périodique. Dans ce type de cavité, nous devons ralentir les ondes dans les deux directions pour diminuer les pertes miroirs sur chaque composante du champ électromagnétique. Le diagramme de dispersion d'un réseau bidimensionnel est un peu plus compliqué (réf. [120]) que le réseau unidimensionnel mais le principe reste le même : la perturbation lève la dégénérescence des ondes en résonance avec le réseau (figure 3-46). Pour supprimer les modes FP de la cavité, nous pouvons, en plus du réseau, ajouter un milieu à perte (comme le métal) aux frontières de la cavité, renforçant ainsi la différenciation entre les modes FP et les modes DFB.<sup>[114]</sup>

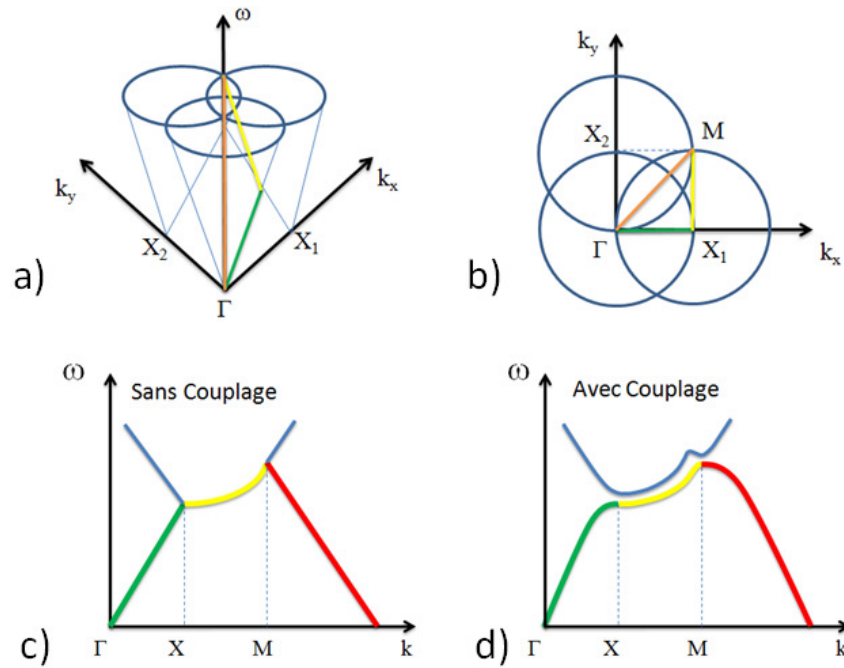


Figure 3-46 : schéma du diagramme de dispersion d'un milieu homogène bidimensionnel a) en trois dimensions b) projeté dans le plan  $(k_x, k_y)$  et c) projeté dans le plan  $(k, \omega)$  d) schéma du diagramme de dispersion pour un réseau bidimensionnel projeté dans le plan  $(k, \omega)$ .

Un premier test de réalisation de LCQ à réseau bi-périodique bidimensionnel a été effectué (figure 3-47 a) et b)). Les dispositifs ont été fabriqués avec le même protocole que celui détaillé pour les lasers bi-périodiques. Plusieurs tailles de cavité ont été conçues :  $50 * 50 \mu m^2$ ,  $100 * 100 \mu m^2$ ,  $200 * 200 \mu m^2$ ,  $300 * 300 \mu m^2$  et  $400 * 400 \mu m^2$ . Pour chaque taille de cavité, plusieurs types de réseaux bidimensionnels ont été gravés dans la couche guidante supérieure : des réseaux avec un vecteur d'onde  $\|\vec{G}_X\| = 2\pi/\Lambda_X = \|\vec{\Gamma X}\|$  et d'autres avec  $\|\vec{G}_M\| = 2\pi/\Lambda_M = \|\vec{\Gamma M}\|$ . Pour un réseau carré, nous obtenons  $\Lambda_M = \sqrt{2} \Lambda_X = \sqrt{2} * 2\pi/\lambda_n$ . Dans les deux cas, des réseaux avec les deux déphasages  $\Delta\phi_{1,2} = \pm \pi/2$  ont été réalisés. Des lasers avec des milieux à pertes aux frontières ont également été fabriqués (figure 3-47 d)). Dans ces zones, où il n'y a pas de réseau, le métal introduit des pertes sur les modes FP alors que les modes DFB, quasi-stationnaires ne les voient pas ou peu.

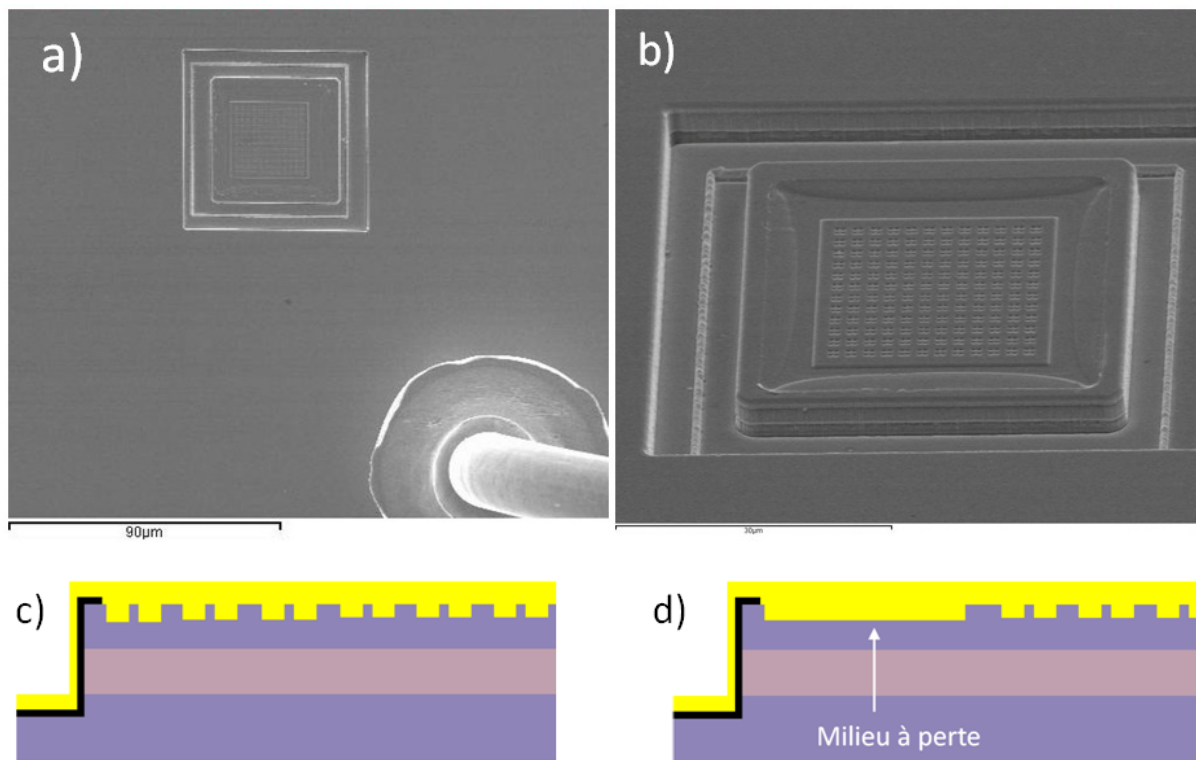


Figure 3-47 : images de microscope électronique à balayage des microcavités laser avec un réseau bi-périodique bidimensionnel de surface. a) la microcavité et son contact électrique b) la microcavité seule. c) schéma d'un bord de la microcavité avec un réseau bi-périodique d) schéma de la microcavité avec un milieu à perte aux frontières.

Malheureusement, aucune des microcavités fabriquées n'a fonctionné car la constante de contre réaction répartie de cette structure était trop faible (estimé numériquement à  $\kappa = 0.6 \text{ cm}^{-1}$ ). Les modes ne sont pas ralentis suffisamment car le produit  $\kappa L$  est trop petit et les pertes miroirs sont importantes. Des mesures ont été réalisées, à une température de  $77 \text{ K}$  mais sans succès, car seules les pertes par absorption des porteurs libres diminuent à basse température alors que les pertes miroirs ne sont quasiment pas affectées. Néanmoins, cette réalisation nous a permis de démontrer la faisabilité technologique de ces dispositifs. Des travaux sont en cours afin de réaliser des microcavités sur une structure avec le bon coefficient de couplage.

L'étude d'un nouveau type de réseau, couplé à une cavité laser, a permis d'établir un modèle nous permettant de prévoir les caractéristiques de notre source. Le contrôle de la

longueur d'onde, dans ces dispositifs, est assuré par l'introduction d'une composante du premier ordre dans le réseau. L'émission de surface est engendrée par la composante d'ordre 2 du réseau. Nous avons ensuite procédé à une étude sur la réalisation technologique de ces dispositifs. Nous avons optimisé la fabrication du profil du réseau réalisé dans le diélectrique. La réalisation de ces lasers nous a permis d'obtenir une émission de surface à température ambiante avec une divergence réduite dans une des directions.

## 4. Les lasers à coupleur monolithique

### a. Description des dispositifs

#### i. Géométrie des structures

Le but étant de diminuer la divergence dans les deux directions, nous avons également étudié une nouvelle configuration de cavité optique. En séparant les fonctions de contre réaction répartie et d'émission par la surface (figure 3-48) nous souhaitons obtenir une émission monomode avec un faisceau circulaire de faible divergence.

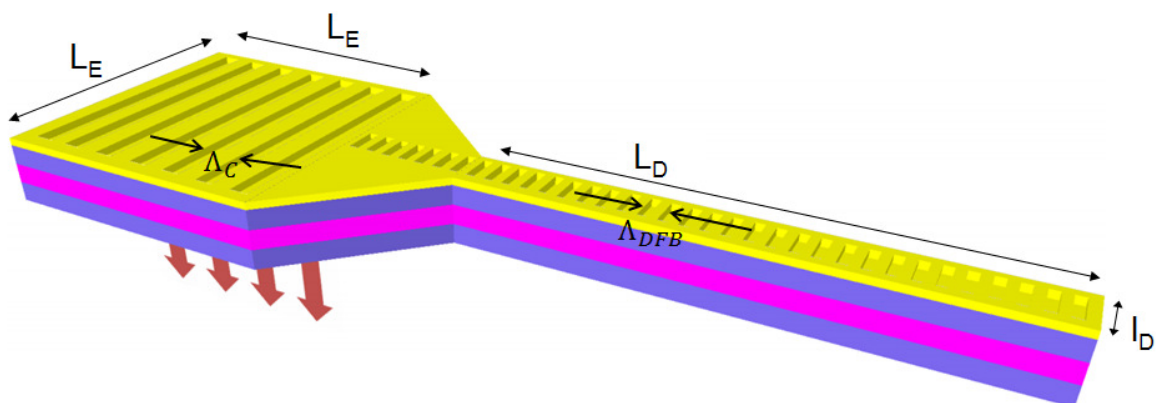


Figure 3-48 : schéma de la configuration de laser à coupleur monolithique.  $l_D$  et  $L_D$  sont respectivement la largeur et la longueur de la section DFB et  $L_E$  la dimension de la zone d'émission.

L'avantage de ce dispositif est de combiner un guide DFB dont les performances en émission continue ont déjà été démontrées avec une zone d'émission par la surface, le tout

étant intégré de façon monolithique. Le guide DFB est recouvert d'un réseau de période  $\Lambda_{DFB} = \lambda_0/2n_{eff}$  et la zone d'émission, par un réseau de période  $\Lambda_C = \lambda_0/n_{eff}$ . La cavité DFB a des dimensions du même ordre de grandeur que celles utilisées pour une source émettant par la facette :  $l_D \cong 10 \mu m$  et  $L_D \cong 2 mm$ . La zone d'émission est soumise à quelques contraintes en termes de dimensionnement. Dans un premier temps, elle doit être de forme symétrique si nous souhaitons obtenir un faisceau sphérique en sortie du laser. Dans un deuxième temps, elle va nécessairement devoir être alimentée électriquement afin de rendre, au minimum, la zone active de cette région transparente pour les photons. Pour que la puissance totale injectée dans le dispositif ne devienne pas trop importante, la surface de la zone d'émission doit être comparable à la surface de la cavité DFB. Enfin, une taille de  $L_E = 100 \mu m$  est suffisante pour obtenir une divergence de  $\theta \sim 3^\circ$  pour un laser émettant à  $5 \mu m$ .

La section DFB et la zone d'émission doivent être séparées par une zone à section évasée. Cette troisième partie du dispositif, nous permet d'adapter le mode issu de la cavité DFB à la zone d'extraction, comme dans le cas des lasers à section évasée émettant par la tranche. La divergence du mode, dans le matériau, est donnée par  $\theta \sim \lambda/Ln_{eff}$ , si la cavité DFB est directement couplée à la zone d'émission, l'étalement du mode n'est pas optimisé et celui-ci est émis par une cavité effective plus petite que  $L_E$  (figure 3-49 a)). En revanche, une section évasée permet d'adapter le mode aux dimensions de la zone d'émission et le recouvrement est optimisé (figure 3-49 b)).

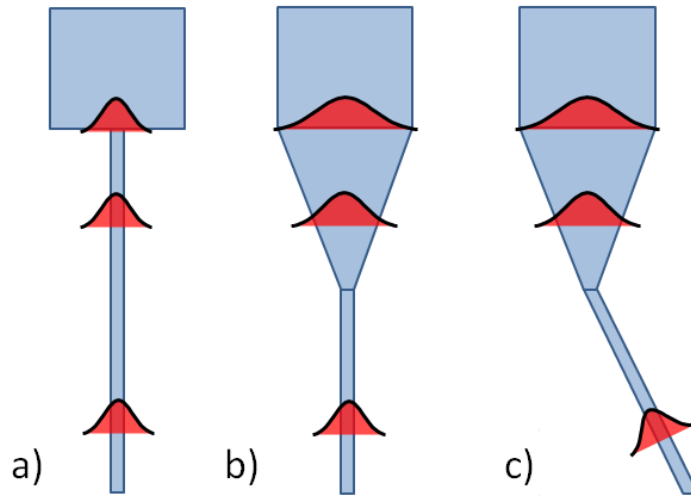


Figure 3-49 : schéma de la propagation du mode à travers un laser à coupleur monolithique a) dans le cas où la zone DFB est directement injectée dans la zone d'émission, b) dans le cas où la zone d'émission et la section DFB sont séparés par une section évasée et c) dans le cas où les sections DFB ont un angle par rapport à la zone d'émission.

La section DFB peut également avoir un axe de propagation non colinéaire à celui de la zone d'émission afin d'éliminer les réflexions à l'extrémité du guide. Ces réflexions peuvent perturber le fonctionnement de la section DFB (figure 3-49 c)).<sup>[76]</sup>

Cette section évasée doit également être recouverte d'un réseau DFB afin d'assurer le fonctionnement monomode du laser et pour éviter que le mode ne subisse trop de perte à cause du métal.

## ii. Fabrication des dispositifs

Pour démontrer le fonctionnement de ces dispositifs dans le moyen infrarouge, nous avons fabriqué ces lasers à coupleur monolithique (figure 3-50). Les étapes de fabrication et la même structure sont les mêmes que celle des lasers bi-périodiques émettant à  $5.65 \mu\text{m}$  (présentées dans les paragraphes c.ii et d. de ce chapitre). Les périodes utilisées pour la section DFB sont  $\Lambda_{DFB} = 0.893 \mu\text{m}$  et  $\Lambda_C = 1.786 \mu\text{m}$  pour la zone d'émission. Plusieurs configurations de lasers ont été réalisées avec des zones d'émission de différentes tailles :



## Les lasers à émission par la surface

$50 * 50 \mu\text{m}^2$ ,  $100 * 100 \mu\text{m}^2$ ,  $200 * 200 \mu\text{m}^2$  et  $300 * 300 \mu\text{m}^2$ , des sections DFB de 10, 15 et  $30 \mu\text{m}$  de large et de 0.5, 1, 1.5, 2, 3 et 4 mm de long. Les sections évasées ont toutes un angle de  $45^\circ$  et une longueur égale à  $0.5 * (L_E - l_D)$ .

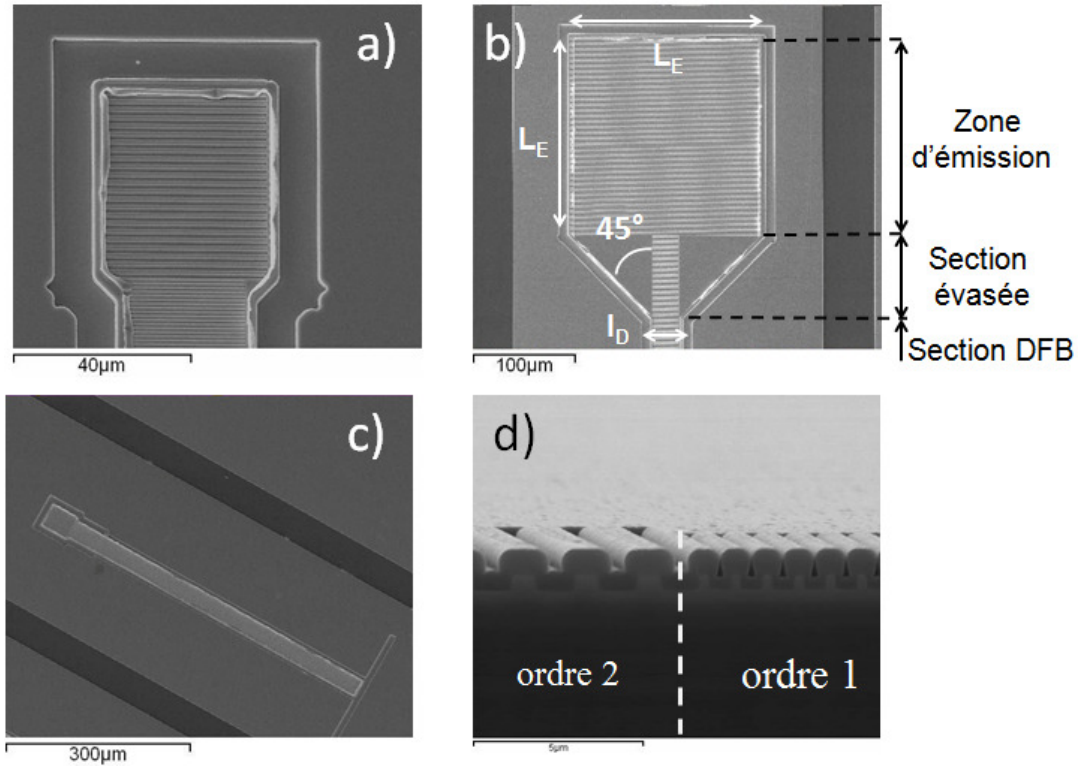


Figure 3-50 : photos de microscope électronique à balayage des lasers à coupleur monolithique a) d'une zone d'émission de  $50 \mu\text{m}$  et un ruban de  $30 \mu\text{m}$  de large b) d'une zone d'émission de  $300 \mu\text{m}$  et d'un ruban de  $30 \mu\text{m}$  de large c) même zone d'émission et même largeur de ruban que a) avec une longueur de section DFB de 0.5 mm et d) coupe verticale du laser avec, sur les réseaux, un dépôt de  $\text{SiO}_2$ .

Pour cette réalisation, le réseau ne recouvre pas l'intégralité de la section évasée, il conserve la largeur qu'il a dans la section DFB. Le réseau de couplage, en revanche, recouvre l'intégralité de la zone d'émission. Les lasers sont ensuite fixés sur une céramique percée (figure 3-51).

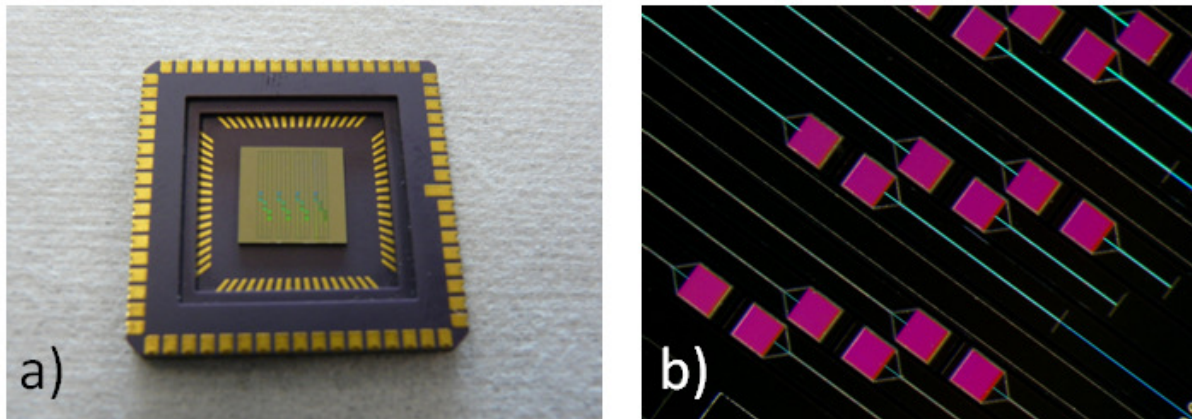


Figure 3-51 : a) photos d'un échantillon fixé sur une céramique, les lasers ne sont pas câblés sur cette photo. b) photo prise à la binoculaire de l'échantillon a) avec des zones d'émission de  $300 \mu\text{m}$ . Les couleurs de a) et b) sont liées à la diffraction de la lumière blanche sur les réseaux.

Seul l'échantillon des lasers avec une zone d'émission de  $200 * 200 \mu\text{m}^2$  a été aminci par un polissage mécanique. Pour tous les autres, le substrat est laissé tel quel. L'épaisseur du substrat est initialement de  $300 \mu\text{m}$  et l'amincissement permet de la faire descendre à  $100 \mu\text{m}$ . En plus d'amincir le substrat, le polissage permet de réduire les rugosités de la surface qui peuvent diffuser la lumière. Enfin, précisons que le contact inférieur est réalisé en face avant, comme dans le cas des lasers bi-périodiques. Les trois sections DFB évasées et la zone d'émission ont toutes le même contact électrique supérieur.

## b. Comparaison des différentes géométries

### i. Caractéristiques en champ lointain

Nous avons obtenu une émission à température ambiante de ces dispositifs en régime pulsé. Les champs lointains de plusieurs lasers sont montrés sur la figure 3-52. La plus petite divergence est obtenue pour un laser avec une zone d'émission de  $L_E = 300 \mu\text{m}$  et est de  $2.3^\circ$  dans la direction définie par l'axe de la section DFB et de  $4^\circ$  dans la direction transverse.

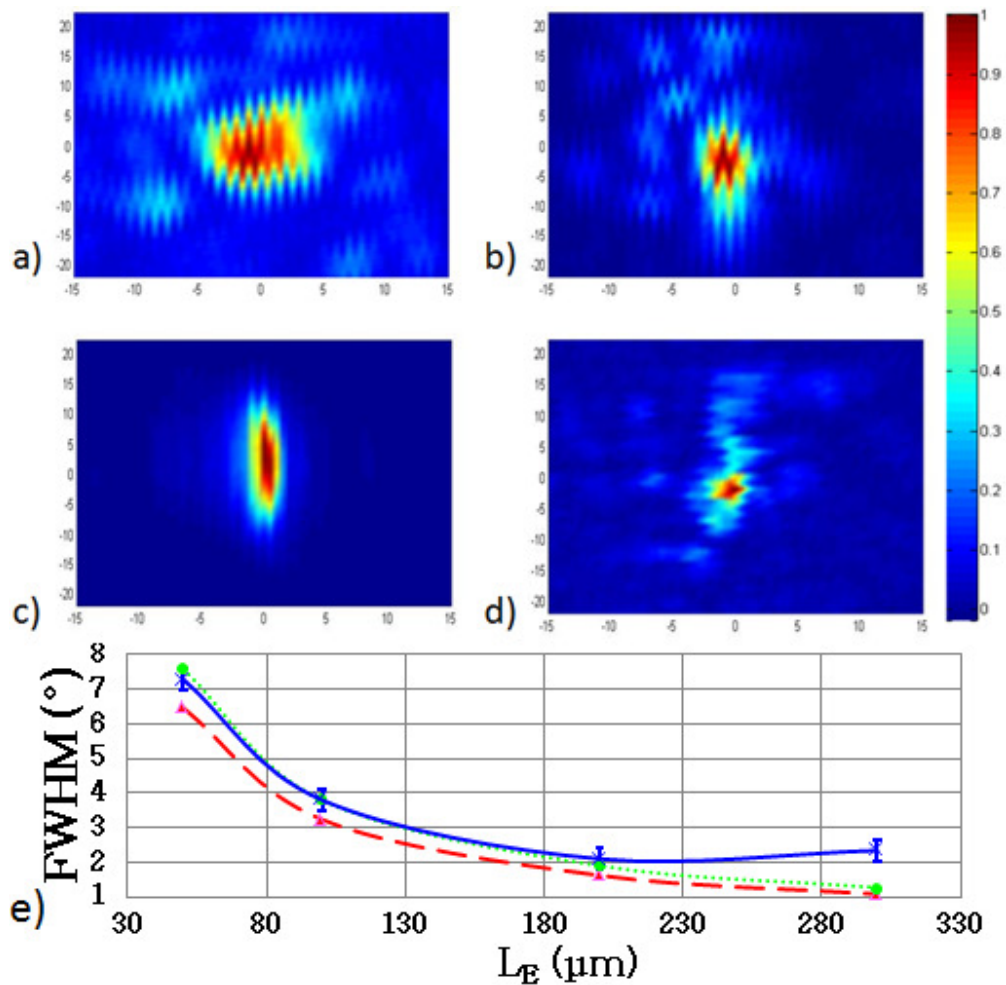


Figure 3-52 : mesures de champ lointain de lasers à coupleurs monolithique avec  $l_D = 30 \mu\text{m}$  en régime pulsé (100 ns et 5 kHz) à température ambiante. Les intensités optiques sont normalisées. L'axe horizontal représente la direction définie par la section DFB et l'axe verticale représente la direction transverse. Les stries observées sont des artefacts liés à la mesure a)  $L_E = 50 \mu\text{m}$ , b)  $L_E = 100 \mu\text{m}$  c)  $L_E = 200 \mu\text{m}$  et  $L_E = 300 \mu\text{m}$ . e) largeur à mi-hauteur (FWHM) mesurée dans la direction de la section DFB pour les différentes tailles de zone d'émission (traits continus bleu) comparées à l'équation (3-2) (traits pointillés verts) et à l'approximation  $\theta \sim \lambda/L_E$  (tirets rouges).

La figure 3-52 e) nous montre que les mesures et la théorie sont en bon accord, comme les simulations par éléments finis qui ne sont pas montrées pour plus de clarté sur la figure 3-52 e). Le faisceau issu des lasers n'est pas toujours sphérique, (figure 3-52 c)). Dans ce cas la divergence dans la direction définie par l'axe de la section DFB est toujours plus

petite que celle dans l'axe transverse (figure 3-53). Ce résultat nous montre que le champ ne s'étend pas sur l'ensemble de la zone d'émission dans la direction transverse.

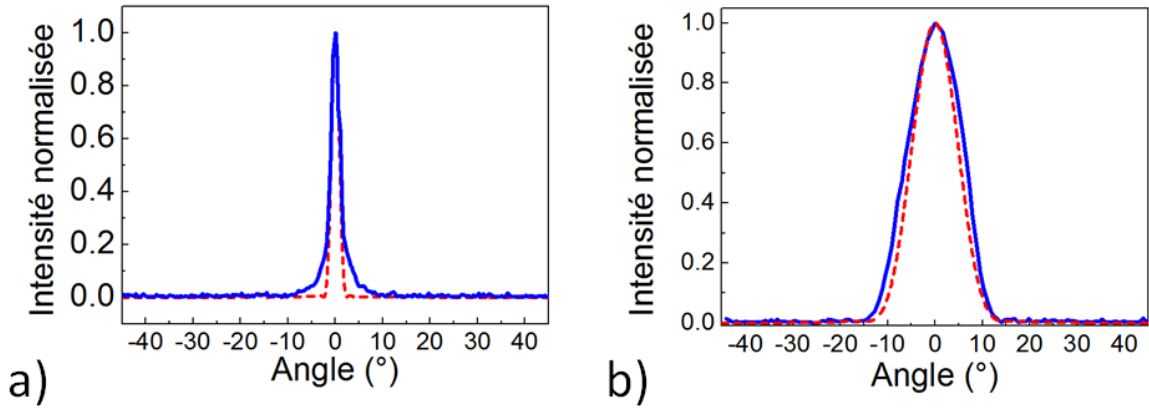


Figure 3-53 : mesures de champ lointain (traits continus bleus) de lasers à coupleurs monolithique avec  $l_D = 30 \mu\text{m}$  et  $L_E = 200 \mu\text{m}$  en régime pulsé (100 ns et 5 kHz) à température ambiante. L'intensité optique est normalisée. a) Dans la direction définie par la section DFB et b) dans la direction transverse. Les simulations (traits pointillés rouges) sont réalisées en élément finis.

Ce comportement est expliqué par la divergence du faisceau dans le matériau et par une section évasée trop courte. Les simulations, réalisées à l'aide des éléments finis, présentées sur les figure 3-53 a) et b) confirment ce comportement. La simulation de la figure 3-53 a) est réalisée en prenant comme taille de la surface émettrice, la taille de la zone d'émission  $L_E = 200 \mu\text{m}$ . Dans la direction transverse (figure 3-53 b)), nous calculons dans un premier temps la taille du faisceau en sortie de la section évasée,  $L_{\text{faisceau}}$ . Pour déterminer  $L_{\text{faisceau}}$ , nous considérons une divergence dans le matériau  $\theta \sim \lambda/L_D n_{\text{eff}}$ . Le champ lointain est calculé en prenant, comme largeur de la zone d'émission effective,  $L_{\text{faisceau}}$  et non pas  $L_E$ . De plus, des champs lointains présentant plusieurs lobes ont également été observés (figure 3-54). Ces excitations des modes transverses d'ordres supérieurs ont été observées, pour la plupart, dans les cas où le ruban a une largeur de  $L_D = 15 \mu\text{m}$ . Ces deux comportements s'expliquent par l'angle de la section évasée qui n'est pas adapté à la divergence du faisceau. Les modes d'ordres supérieurs étant guidés par la section évasée avec un angle de  $45^\circ$ , le faisceau issu d'un ruban étroit peut les exciter.

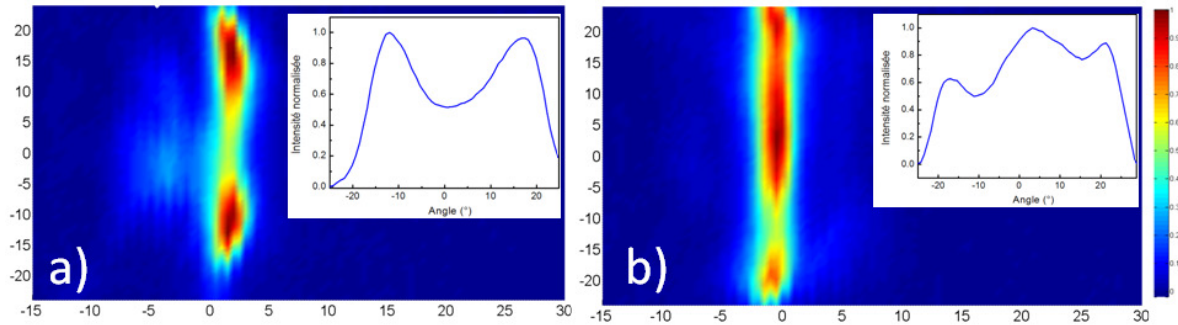


Figure 3-54 : mesures de champ lointain de lasers à coupleurs monolithique avec  $L_E = 200 \mu\text{m}$   $l_D = 15 \mu\text{m}$  en régime pulsé (100 ns et 5 kHz) à température ambiante. Les intensités optiques sont normalisées. L'axe horizontal représente la direction définie par la section DFB et l'axe verticale représente la direction transverse. a) pour un laser avec  $l_D = 4 \text{ mm}$ , b) pour un laser avec  $l_D = 2 \text{ mm}$ . Les inserts représentent le champ lointain dans l'axe transverse.

Ce problème peut être contourné en utilisant une section évasée avec un angle adapté à la divergence du faisceau. Dans ce cas, l'optimisation de la section évasée permettra également d'adapter le mode à la taille de la zone d'émission, le champ lointain sera alors sphérique et mono-lobé. Des travaux sont en cours au sein du laboratoire afin de vérifier ce comportement.

## ii. Caractéristiques électro-optiques

Les mesures de la tension en fonction de la densité de courant et de la puissance optique des dispositifs en fonction du courant sont représentées sur la figure 3-55. Toutes les mesures sont réalisées à température ambiante avec des pulses de 100 ns à une fréquence de 5 kHz. Pour les mesures de la tension aux bornes des dispositifs (figure 3-55 a)), une résistance d'accès en série de  $4.3 \Omega$  a été prise en compte comme dans le cas des lasers bi-périodiques. Nous voyons que toutes les courbes ne se superposent pas, ceci est lié au fait que la résistance d'accès n'est pas constante d'un dispositif à un autre car les géométries ne sont pas identiques.

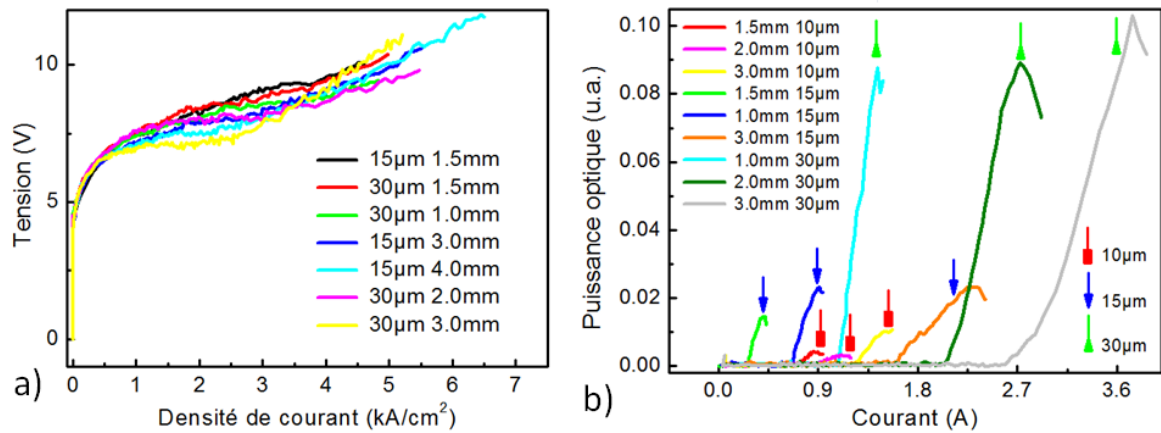


Figure 3-55 : a) caractéristiques densité de courant/tension des lasers avec une zone d'émission de  $100 * 100 \mu\text{m}^2$  pour différentes géométries de section DFB. b) mesures de la puissance optique en fonction du courant des lasers avec une zone d'émission de  $50 * 50 \mu\text{m}^2$  pour différentes géométries de section DFB.

Les mesures de la puissance optique, pour des lasers avec une zone d'émission de  $100 * 100 \mu\text{m}^2$  (figure 3-55 b)), nous montrent que les lasers les plus larges sont les plus puissants, comme dans le cas des lasers émettant par la tranche. En revanche, la puissance maximum de l'émetteur varie peu avec la longueur de la section DFB. Ces résultats sont résumés sur la figure 3-56 a). À l'inverse, le courant seuil varie avec la longueur de la section DFB (figure 3-56 b)). La densité de courant seuil de tous ces lasers se situe entre  $3 \text{ kA/cm}^2$  et  $3.5 \text{ kA/cm}^2$ .

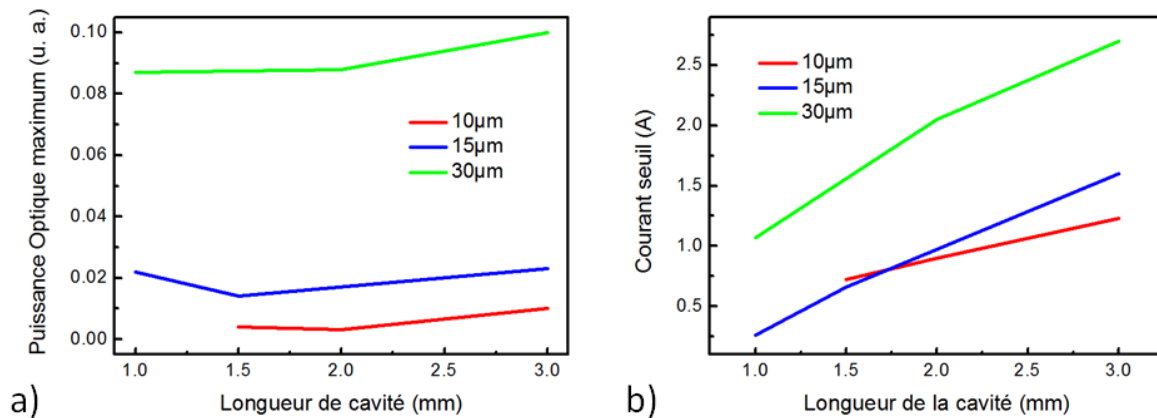


Figure 3-56 : variation de a) la puissance optique maximum et b) du courant seuil en fonction de la longueur de la section DFB des lasers avec une zone d'émission de  $50 * 50 \mu m^2$  pour différentes géométries de section DFB.

Ce comportement de la puissance maximum et du courant seuil est vérifié pour toutes les tailles de zone d'émission. Si nous comparons les différentes zones d'émission pour les lasers qui ont la même section DFB (figure 3-57), nous nous apercevons que plus la zone d'émission est grande et plus la puissance optique augmente (si nous ne prenons pas en compte le cas où  $L_E = 200 \mu m$  à cause de son amincissement). Ce comportement est lié à l'augmentation, en même temps que la zone d'émission, de la section évasée qui amplifie le signal. Pour les échantillons amincis dont la zone d'émission fait  $200 * 200 \mu m^2$ , la puissance optique est plus grande, avec au moins, un facteur deux comparé aux lasers qui ont une zone d'émission de  $300 * 300 \mu m^2$ . Ce résultat nous montre, comme dans le cas des lasers bi-périodiques, que l'amincissement du substrat est un des points clefs pour l'optimisation de ces dispositifs.

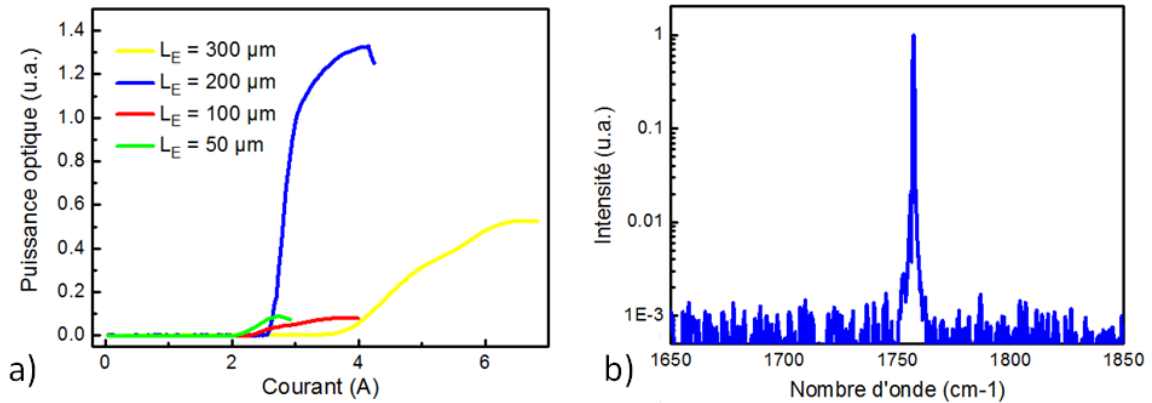


Figure 3-57 : a) mesure de la puissance optique en fonction du courant des lasers de section DFB  $l_D = 30 \mu\text{m}$  et  $L_D = 2 \text{ mm}$  pour différentes zones d'émission. b) spectre d'un laser avec  $l_D = 30 \mu\text{m}$ ,  $L_D = 1.5 \text{ mm}$  et  $L_E = 200 \mu\text{m}$ .

Le spectre de ces dispositifs nous montre une émission monomode avec une atténuation des modes latéraux de 30 dB (figure 3-57 b)). La longueur d'onde mesurée est de  $1754.4 \text{ cm}^{-1}$ . Ces dispositifs nous permettent donc de conserver la qualité et le contrôle spectrale des lasers DFB.

### iii. Le laser multi-longueurs d'onde à coupleur unique

La technique de lasers à coupleur monolithique peut être utilisée pour plusieurs sections DFB, toutes couplées à la même zone d'émission (figure 3-58). Cette configuration nous permet de disposer de plusieurs émetteurs monomodes avec chacun une longueur d'onde différente, tous issus d'une même zone et qui ont une divergence réduite. La zone d'émission doit alors être structurée avec un réseau bidimensionnel afin de coupler toutes les sections DFB. Des études sont actuellement menées pour créer de tels dispositifs.



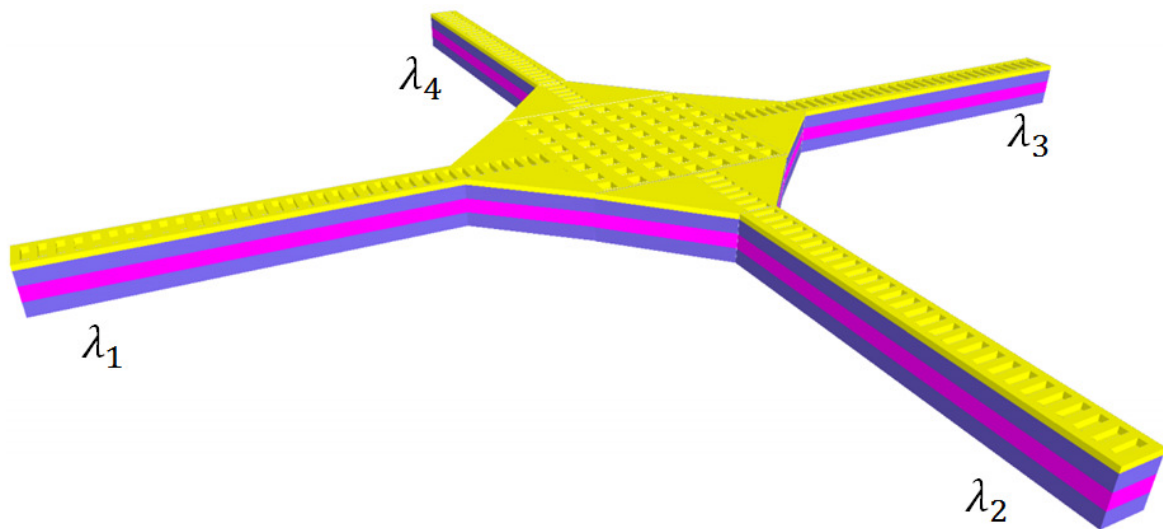


Figure 3-58 : schéma de lasers DFB avec des longueurs d'ondes couplés à la même zone d'émission.

Ces dispositifs de lasers à coupleur monolithique ont donc démontré leur potentiel pour les LCQs en termes de réduction de la divergence dans les deux directions. Une divergence de  $2.3^\circ * 4^\circ$  a été obtenue avec une zone d'émission de  $300 * 300 \mu m^2$  pour un fonctionnement à température ambiante. Ces structures permettent également de conserver un contrôle sur la longueur d'onde. Une atténuation des modes latéraux de 30 dB a été démontrée pour ces structures. En termes d'amélioration, afin de réduire la puissance électrique injectée dans les lasers, nous pourrions envisager de séparer électriquement les parties évasées ainsi que la zone d'émission de la section DFB. Ceci nous permettrait également d'étudier plus en détail l'influence de chaque section, comme le rôle de la section évasée en tant qu'amplificateur.

## Conclusion du troisième chapitre

Dans ce chapitre nous avons mis en évidence les propriétés en champ lointain des lasers à cascade quantique. Les LCQs présentent une grande divergence qui peut être pénalisante pour leur intégration dans les systèmes optiques. Afin de réduire la divergence, des solutions ont déjà été proposées pour les lasers émettant par la tranche. Mais ces solutions ne sont pas satisfaisantes en termes de réduction de la divergence ou de facilité de mise en œuvre. En partant de ce constat nous avons étudié d'autres solutions basées sur l'émission de surface et l'intégration d'un réseau d'ordre 2 dans les LCQs. L'étude des réseaux d'ordre 2 et des modes de surface confinés à l'interface métal/diélectrique nous ont permis de comprendre que seul le mode confiné, en quadrature de phase avec le réseau, est couplé avec les modes rayonnés. À partir de cette étude, nous avons proposé deux types de solutions toutes deux basées sur une émission de surface par le substrat, sur l'utilisation d'un réseau métallique de surface et sur la conservation d'une contre réaction répartie maîtrisée.

La première solution utilise un réseau bi-périodique. Dans cette configuration, la contre réaction répartie est conservée en introduisant deux créneaux par période au lieu d'un seul pour un réseau du second ordre. Les réseaux bi-périodiques permettent de conserver une stabilité de la longueur d'onde d'émission du laser indépendamment des dérives technologiques. Nous avons prédit un fonctionnement monomode des lasers au moyen d'un modèle traitant la composante à l'ordre 2 du réseau comme une perturbation. Ce modèle a été confronté aux calculs réalisés grâce au formalisme des matrices S ce qui nous a permis de valider notre approche. Dans le but de valider le modèle, nous avons mis au point une technique de fabrication des réseaux bi-périodiques pour être, ensuite, appliquée aux structures de LCQs. Grâce à cette réalisation, nous avons obtenu la première émission par le substrat, à température ambiante, pour un LCQ. L'émission par le substrat a diminué la divergence dans la direction de périodisation du réseau. Le spectre du laser nous montre que celui-ci n'est pas monomode. Néanmoins le modèle que nous avons développé nous permet de comprendre ce résultat et nous pouvons envisager de rendre le laser monomode en optimisant la constante de contre réaction répartie et la longueur de la cavité.

La deuxième solution que nous avons développée combine un guide DFB avec une zone d'émission par le substrat. Cette configuration permet en théorie de réduire la divergence dans les deux directions de l'espace. Nous avons réalisé ce dispositif et nous avons démontré une divergence de  $2.3^\circ$  dans la direction du guide DFB, et, une divergence de  $4^\circ$  dans la direction transverse, pour une émission monomode à température ambiante. Cette configuration permet également un contrôle précis de la longueur d'onde.

Nous avons donc développé diverses solutions permettant de répondre à la problématique de la divergence dans le cas des LCQs. Tant les lasers à réseau bi-périodique, que les lasers à coupleur monolithique, ont démontré que la réduction de la divergence n'entraînait pas de dégradation de leur température de fonctionnement. Ces deux dispositifs ont également l'avantage d'un contrôle plus fin en longueur d'onde comparés aux lasers émettant par la facette. En effet, comme dans le cas des réseaux enterrés, les réseaux métalliques du second ordre permettent d'obtenir une émission au choix sur le mode de la bande de valence ou de conduction alors que ce choix est aléatoire dans le cas des DFB. De plus, des possibilités d'optimisation sont possibles dans chacune des techniques, ce qui nous permettra à terme de choisir la configuration optimale pour l'application visée. La réalisation de nouvelles microcavités avec des réseaux bipériodiques nous permettra d'avoir des émetteurs qui consomment peu de puissance électrique (environ  $200\text{ mA}$  de courant seuil pour une cavité de  $100 * 100\ \mu\text{m}^2$  et avec une densité de courant seuil de  $2\ \text{kA/cm}^2$ ). Les lasers à coupleur monolithique nous permettent d'obtenir des puissances plus importantes. Le choix du laser émettant par la surface dépendra donc de l'application visée.

---

## Chapitre 4 :

---

# Intégration des Lasers à Cascade Quantique pour la spectroscopie.

<b>1. Détecteur de traces atmosphériques .....</b>	<b>184</b>
a.Introduction .....	184
b.Principes de fonctionnement.....	187
<b>2. Méthodes de détection de traces de gaz.....</b>	<b>191</b>
a.Les Cellules multi-passages .....	191
b.Photo-acoustique.....	192
c.Cavités optiques de haute finesse.....	192
<b>3. OF-CEAS dans le moyen infrarouge .....</b>	<b>195</b>
a.Principe de la OF-CEAS.....	195
b.OF-CEAS dans le moyen IR .....	199
<b>Conclusion du quatrième chapitre .....</b>	<b>211</b>

Dans ce dernier chapitre, nous présenterons les résultats obtenus après l'intégration d'un LCQ DFB dans un banc de mesure de traces de gaz. Cette application est l'aboutissement des résultats sur l'optimisation des LCQs DFB. En effet l'obtention d'une source monomode fonctionnant en continu, à température ambiante, permet d'ouvrir le champ à diverses applications, comme la spectroscopie ultrasensible. Nous utiliserons une technique issue de la spectroscopie par absorption. Ce type de spectroscopie est reconnu comme une alternative aux techniques classiques analytiques comme la chromatographie ou la spectroscopie de masse. Après un bref rappel sur la spectroscopie par absorption, nous présenterons trois exemples de techniques pour lesquelles les LCQs peuvent être utilisés. Nous présenterons ensuite la technique que nous avons retenue en raison des performances qu'elle offre ; l'OF-CEAS (pour Optical Feedback Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy) est basée sur la rétroaction optique d'une cavité haute finesse sur le laser. Nous développerons les diverses étapes de mise en place du banc de mesure. Enfin, nous présenterons les premiers résultats obtenus avec ce banc et pour lesquels nous obtenons des limites de détections de 35 ppt (part per trillion en anglais) pour le  $N_2O$  et 20 ppb (part per billion en anglais) pour le  $CO_2$ .

## 1. Détecteur de traces atmosphériques

### a. Introduction

La spectroscopie est un domaine qui a un grand intérêt dans de nombreux domaines d'applications telles que la médecine, l'écologie mais aussi spécifiques que la glaciologie. Pour toutes ces applications, la spectroscopie permet l'analyse des constituants d'un échantillon. Afin de réaliser cette analyse, elle utilise divers procédés physico-chimiques. Parmi les différentes techniques existantes, nous trouvons les techniques analytiques classiques, comme par exemple, la chromatographie ou la spectroscopie de masse. La chromatographie est une méthode basée sur la séparation des constituants d'un mélange afin de les doser séparément. Par exemple, pour la chromatographie en phase gazeuse, l'échantillon de gaz à analyser est mélangé avec un gaz porteur à l'entrée d'un long capillaire rempli ou recouvert d'une substance active. Les différentes molécules du mélange vont se

séparer et sortir de la colonne les unes à la suite des autres après un laps de temps qui est fonction de leur affinité avec la substance active. Pour la spectroscopie de masse, le composé organique est ionisé par bombardements électroniques. Ces ions fragments sont ensuite séparés en fonction de leur rapport masse/charge par application d'un champ magnétique et/ou électrique, puis collectés par un détecteur.

En parallèle de ces techniques, la spectroscopie par absorption s'est améliorée grâce à l'avènement des lasers. Ces sources de lumière ont apporté une aide considérable grâce à leur émission monomode et à leurs propriétés uniques de cohérence spatiale et temporelle. Avant les lasers, des corps noirs ou des lampes étaient utilisés pour la spectroscopie par absorption. Nous verrons que l'utilisation combinée d'un laser et d'une cavité de haute finesse spectrale a permis le développement de techniques ultrasensibles. De plus, le fait de pouvoir modifier la longueur d'onde du laser par l'intensité du courant qui le traverse ou la température de fonctionnement permet de balayer une ou plusieurs molécules. L'avantage de la spectrométrie par absorption est de pouvoir réaliser des mesures très précises de concentration d'espèces. Des détectivités d'absorption comprises entre  $10 \text{ cm}^{-11}/\sqrt{\text{Hz}}$  et  $10 \text{ cm}^{-12}/\sqrt{\text{Hz}}$  ont été démontrées.<sup>[121]</sup> De plus ces techniques peuvent être utilisées en temps réel et permettent, par exemple, d'effectuer des mesures embarquées dans un avion *in situ* pour contrôler les concentrations des gaz à effet de serre comme le méthane, ou le rapport isotopique de l'eau.<sup>[122]-[123]</sup>

La spectroscopie infrarouge se fonde sur la propriété qu'a une molécule de pouvoir absorber un photon dont l'énergie correspond à une différence d'énergie entre deux états quantiques de cette molécule. Le spectre lumineux considéré pour les applications spectroscopiques est divisé entre le domaine ultraviolet, le domaine visible et le domaine infrarouge. Les processus physiques mis en jeu en spectroscopie UV, visible ou IR ne sont pas les mêmes (figure 4-1). Les domaines UV et visible correspondent à des transitions entre les états électroniques ( $E'' - E' \approx$  quelques  $eV$ ). Le changement d'état électronique implique souvent un changement d'état de vibration ( $\nu'' - \nu' \approx 1/10 eV$ ) et de rotation ( $J'' - J' \approx$  quelques  $meV$ ). Le domaine du proche et moyen infrarouge correspond à des transitions ro-vibrationnelles, c'est-à-dire entre des états rotationnels ( $J'' \rightarrow J'$ ) appartenant à deux états vibrationnels différents ( $\nu'' \rightarrow \nu'$ ) mais d'un même état électronique ( $E'' \rightarrow E''$ ). Enfin

l'infrarouge lointain et le domaine des micro-ondes correspondent à des rotations pures ( $J'' \rightarrow J'$ ).

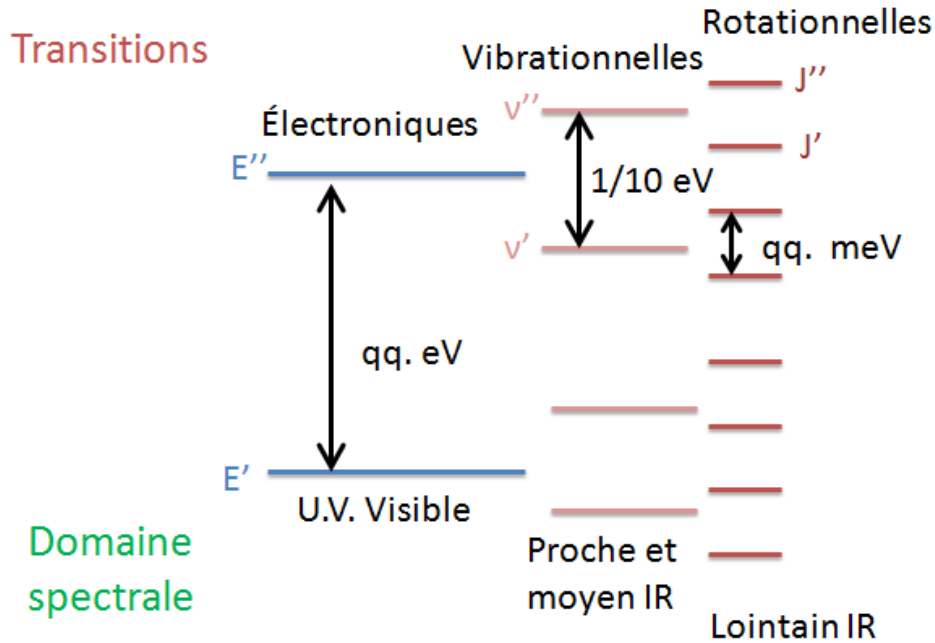


Figure 4-1 : Schéma des niveaux d'énergie et des transitions radiatives d'une molécule. Le type de transition et le domaine spectral correspondant sont indiqués.

Pour des applications atmosphériques ou plus généralement pour des mesures réalisées dans l'air, il faut toujours étudier les absorptions de l'eau. La vapeur d'eau est en effet très abondante et sujette à de grandes variations de sa concentration ambiante (comprise entre 0.5 et 3% généralement). Dans le domaine infrarouge l'eau a de nombreuses raies d'absorption qui peuvent être gênantes. Néanmoins ce domaine IR est très intéressant car, la plupart des composés atmosphériques y présentent de nombreuses bandes d'absorption fondamentales, dont certaines sont très fortes.<sup>[1]</sup> Nous devons donc choisir avec attention la zone spectrale à utiliser pour les mesures de spectres et nous devons nous placer de préférence dans les bandes II (entre 3 et 5  $\mu m$ ) et III (entre 8 et 12  $\mu m$ ) de transmission de l'atmosphère (cf. figure 1-6).

## b. Principes de fonctionnement

La spectrométrie peut notamment servir à la détection de molécules gazeuses en très faible quantité. Lorsqu'une couche de gaz est éclairée par une radiation lumineuse, une partie de celle-ci va être absorbée. L'intensité lumineuse transmise  $I$  peut alors s'exprimer en fonction de l'intensité incidente selon la loi de Beer Lambert :

$$I(\sigma) = I_0(\sigma) \exp[-l \cdot N(P, T) \cdot \alpha^N(\sigma, P, T)] \quad (4-1)$$

Avec  $\sigma$  le nombre d'onde,  $I_0(\sigma)$  l'intensité incidente de la lumière,  $l$  l'épaisseur de la couche de gaz à traverser,  $N$  le nombre de molécules absorbantes par unité de volume,  $\alpha^N$  le coefficient d'absorption et  $P, T$  sont, respectivement, la pression et la température de l'échantillon. L'absorption de la lumière est donc proportionnelle à la longueur de parcours de celle-ci dans le gaz. Des mesures sensibles peuvent être réalisées avec des petits parcours.<sup>[124]</sup> Mais une manière intuitive d'améliorer la sensibilité d'un instrument est d'augmenter la longueur de parcours. Afin que la taille de l'instrument ne devienne trop grande, nous pouvons utiliser des cavités permettant des allers et retours de la lumière pour augmenter artificiellement le trajet des photons. Des exemples de ces cavités sont présentés dans le paragraphe suivant.

Pour déduire, à partir des techniques de spectroscopie, la concentration d'une molécule se trouvant dans l'atmosphère, il est indispensable de bien connaître son spectre et d'avoir des données relatives à la fréquence, l'intensité et les coefficients d'élargissement des raies de la molécule. Il existe actuellement une base de données faisant référence dans l'analyse spectroscopique de l'atmosphère : la base de données HITRAN.<sup>[125]</sup> Nous donnons ici quelques concepts de base de la spectroscopie.

Un ensemble de photons de nombre d'onde  $\sigma_{ik} = 1/\lambda_{ik}$  traversant un milieu constitué de molécules possédant deux états  $|i\rangle$  et  $|k\rangle$  dont l'écart d'énergie vaut  $E_k - E_i = hc/\lambda_{ik}$ , induit, ou stimule des transitions de l'état  $|i\rangle$  vers l'état  $|k\rangle$  (absorption stimulée) ou de l'état  $|k\rangle$  vers l'état  $|i\rangle$  (émission stimulée) en égale probabilité. Le bilan de ces deux processus, au cours de la traversée dans le milieu, dépend des populations respectives des deux états  $n_i$  et  $n_k$  et s'écrit sous la forme du coefficient d'absorption par unité de longueur (cf. référence [126]) :



$$\alpha_{ik}(\sigma) = s_{ik}(\sigma)[n_i - g_i/g_k n_k] \quad (4-2)$$

Avec  $g_i$  et  $g_k$  les dégénérescences en énergie des niveaux des  $|i\rangle$  et  $|k\rangle$ , reliés aux populations  $n_i$  et  $n_k$  de chaque niveau. À l'équilibre thermodynamique ces populations sont données par la relation :

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} \exp\left(-\frac{E_k - E_i}{kT}\right) \quad (4-3)$$

Avec  $k$  la constante de Boltzman. Dans l'équation (4-2),  $s_{ik}$  est la section efficace de transition ( $cm/mol$ ) qui dépend du nombre d'onde  $\sigma$ . Nous pouvons isoler cette dépendance en écrivant  $s_{ik}$  sous la forme :

$$s_{ik}(\sigma) = K_{\sigma_{ik}} \phi_{ik}(\sigma) \quad (4-4)$$

Par définition,  $K_{\sigma_{ik}}$  est appelé intensité de la transition ( $cm/mol$ ) et représente la probabilité d'émission stimulée.  $\phi_{ik}$  est le profil de la transition (homogène à une longueur), est normalisé ( $\int \phi_{ik}(\sigma) d\sigma = 1$ ) et reflète la dépendance de  $s_{ik}$  par rapport au nombre d'onde. Ce profil de raie n'est pas un Dirac mais il est élargi. Trois raisons sont à l'origine de cet élargissement :

- La largeur naturelle : l'incertitude sur l'énergie des niveaux (principe d'Heisenberg), induit un étalement spectral de la fréquence des photons en mesure de réaliser une transition. Cette largeur est en général inférieure au MHz. Le profil est alors représenté par une Lorentzienne dont l'inverse de la largeur à mi-hauteur s'interprète comme la durée de vie du niveau excité.<sup>[127]</sup>
  - La Largeur Doppler : dans un état gazeux, le mouvement des molécules dû à l'agitation thermique, induit un décalage Doppler sur la fréquence des photons vue par la molécule. La répartition de la vitesse étant isotrope, cela conduit à un élargissement symétrique du profil naturel. La répartition des vitesses suit une statistique de Maxwell, le profil est représenté par une Gaussienne.<sup>[126]</sup>
- L'élargissement  $\delta\nu$  est donné par la relation :

$$\delta\nu = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M} \quad (4-5)$$

Avec  $M$  la masse de la molécule et  $\nu_0$  la fréquence de la transition. L'élargissement Doppler étant proportionnel à la fréquence de la transition, cet effet sera beaucoup plus faible pour une transition rotationnelle que pour une transition vibrationnelle. Pour une transition vibrationnelle d'une molécule de  $CO_2$  ( $M = 44$ ) à température ambiante et pour  $\lambda = 10 \mu m$ , cette largeur est de  $56 MHz$ . L'élargissement Doppler masque donc la largeur de la transition naturelle. Pour une transition rotationnelle, l'élargissement est un ordre de grandeur en dessous.

- Largeur collisionnelle : à une pression donnée, une molécule subit des chocs des autres molécules. Suivant la nature de ces chocs, l'énergie d'une transition peut être décalée dans le cas d'un choc inélastique. Ce décalage dépend fortement de la molécule et de la transition considérée. Ces décalages peuvent être de plusieurs centaines de  $MHz$ .<sup>[128]</sup> Dans tous les cas, ces collisions induisent une diminution de la durée de vie du niveau excité, et donc un élargissement du profil de la transition. Le profil prend alors la forme d'une Lorentzienne dont la largeur est fonction de la pression et de la nature des molécules présentes dans l'atmosphère. L'analyse des phénomènes de collision est complexe et nous nous contentons généralement de relations empiriques pour exprimer l'élargissement.<sup>[126]</sup> Dans ces relations, l'élargissement est proportionnel à la pression atmosphérique. Cet élargissement est de quelques  $GHz/atm$  et prédomine donc largement devant les autres sources d'élargissement.

Une transition moléculaire à pression atmosphérique est donc généralement décrite par un profil collisionnel (Lorentzien). Dans ce régime, une diminution de la pression s'accompagne d'une diminution de l'élargissement. Si la pression continue de diminuer, le profil passe d'une forme Lorentzienne vers une forme Gaussienne gouvernée par l'élargissement Doppler. Les formes intermédiaires sont décrites par un profil de Voigt,

convolution d'une Lorentzienne et d'une Gaussienne si nous supposons que les deux causes d'élargissement sont décorréliées.

Tant que la largeur collisionnelle prédomine, une diminution de la pression à dilution constante fait diminuer la largeur du profil mais ne change pas la valeur maximum du coefficient d'absorption  $\alpha_{ik}(\sigma)$ . Lorsque la largeur Doppler prédomine la largeur fixée par la température ne varie plus, et la valeur maximum de  $\alpha_{ik}(\sigma)$  décroît linéairement avec la pression. Ces résultats sont résumés sur la figure 4-2.

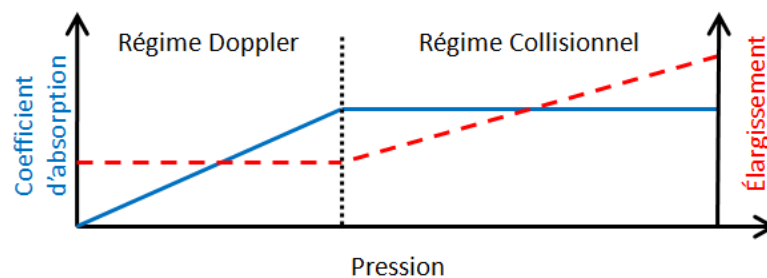


Figure 4-2 : schéma de l'évolution du coefficient d'absorption (trait continu bleu) et de l'élargissement (trait pointillé rouge) en fonction de la pression.

La détermination de la concentration d'une espèce se fait à l'aide du coefficient d'absorption qui, dans l'infrarouge, est proportionnel à la population du niveau inférieur. À ces longueurs d'onde et à température ambiante, la population du niveau supérieur est négligeable ( $n_i \gg n_k$ ). Finalement la concentration  $N$  en  $mol/cm^{-3}$  est donnée par la relation :

$$N = \frac{n_i}{p(E_i)} = \frac{1}{p(E_i)K_{\sigma_{ik}}} \int \alpha_{ik}(\sigma) d\sigma \quad (4-6)$$

Avec  $p(E_i)$  la probabilité d'occupation de l'état  $|i\rangle$  donnée par la statistique de Boltzman. Ce résultat n'est valable que si la puissance du laser n'est pas trop importante, dans le cas contraire, la population du niveau supérieur n'est plus négligeable, l'absorption est diminuée et nous parlons de transition saturée.

## 2. Méthodes de détection de traces de gaz

Afin de mettre en pratique la spectroscopie par absorption, de nombreuses méthodes ont été développées avec, pour chacune d'elle des variantes. Nous ne présentons ici que celles qui ont déjà été mises en place avec un LCQ comme source optique et qui permettent d'obtenir de bons résultats en termes de détectivité.

### a. Les Cellules multi-passages

Pour augmenter la sensibilité d'un instrument sans trop augmenter la taille du dispositif, nous pouvons utiliser des cuves multi-passages. Ces méthodes existent depuis longtemps et un grand nombre d'exemples peuvent être trouvés dans la littérature.<sup>[129]-[131]</sup> Sans entrer dans les détails, précisons qu'il existe plusieurs configurations de cellules multi-passages comme les configurations de White, Herriot et Chernin.<sup>[132],[133]</sup>

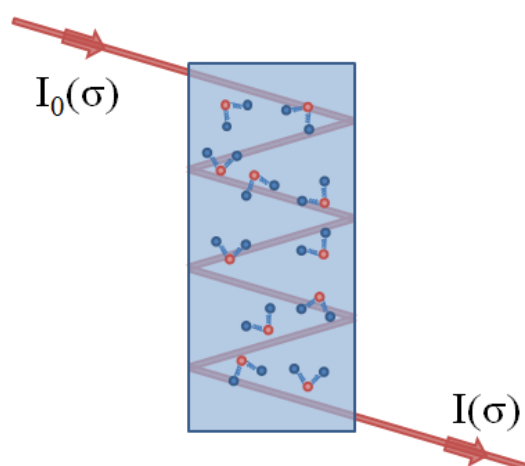


Figure 4-3 : schéma du principe de la cellule multi-passages : le faisceau laser traverse le milieu par une succession de réflexions augmentant ainsi la longueur de la cavité.

Cette méthode est largement utilisée et permet des détections sensibles. Néanmoins, elle requiert un alignement optique soigné pour éviter les interférences dans la cuve et un volume assez élevé, ce qui peut être un handicap dans les cas où la quantité d'échantillons est faible.

## **b. Photo-acoustique**

L'effet photo-acoustique est connu depuis le XIX<sup>ième</sup> siècle, et les travaux de Graham Bell. Un faisceau de lumière incident sur un milieu (un solide, un liquide ou un gaz) est absorbé, en partie ou totalement, par ce milieu. Ceci va induire un échauffement du milieu. Si le faisceau incident est modulé, c'est-à-dire si une variation périodique de son intensité est imposée, l'échauffement sera lui aussi périodique, puisqu'il ne se produit que lors du passage du faisceau. Ainsi le milieu se dilate sous l'effet de l'augmentation de température, et se contracte lorsque le faisceau est coupé. Dans le cas où ce milieu est un gaz, nous avons donc une variation périodique de la pression directement induite par l'absorption périodique de la lumière. Cette variation de pression peut être mesurée par un microphone.

La photo-acoustique ne mesure pas la transmission du gaz mais l'absorption elle-même. Elle utilise le transfert de l'énergie absorbée par les molécules en énergie cinétique puis en chaleur via les collisions avec d'autres molécules. La photo-acoustique nécessite donc de moduler le faisceau pour alterner les périodes d'absorption et de relaxation des molécules. Cette méthode présente un certain nombre d'avantages. Elle est très sensible et relativement simple, peu coûteuse et elle n'est pas trop dépendante des réglages optiques. Comme nous mesurerons le son généré après relaxation, ce type de détecteur fonctionne à n'importe quelle longueur d'onde (il est limité en pratique par la courbe de transmission des fenêtres de la cuve). Il suffit donc de changer la source lumineuse pour changer de zone spectrale et donc de gaz à détecter. Les méthodes de mesures de la transmission dépendent quant à elles du détecteur optique, plus sensible sur un domaine spectral.

Les LCQs se prêtent tout à fait pour ce type d'application notamment dans le cas de photo-acoustique utilisant ce type d'émetteurs.<sup>[134],[135]</sup>

## **c. Cavités optiques de haute finesse**

### **i. CRDS**

L'utilisation de cavités optiques avec des miroirs de très fortes réflectivités permet d'obtenir des longueurs de parcours effectives très longues (plus du km), dans des longueurs de cuve réelles comparables aux cuves multi-passage. Plusieurs méthodes se fondent sur ce principe. La description qui suit est basé sur la référence [136] et nous invitons le lecteur à

consulter cette référence pour un approfondissement des techniques de spectroscopie par mesure des pertes d'une cavité optique.

La durée de vie du photon d'un mode de la cavité optique est définie comme le temps caractéristique que met l'énergie lumineuse emmagasinée dans le résonateur à s'échapper de celui-ci. Nous parlons de déclin de la cavité ou du temps de « Ring Down ». La spectroscopie par l'étude du déclin temporel (CRDS pour Cavity Ring Down Spectroscopy en anglais) mesure les variations de ce profil temporel qui reflète directement les pertes de la cavité. Si la cavité ne contient pas d'espèce absorbante, ce profil est déterminé par les pertes miroirs de la cavité. Si, maintenant, des espèces absorbantes sont présentes dans la cavité optique, les pertes vont augmenter et le profil temporel du déclin va être modifié, (figure 4-4).

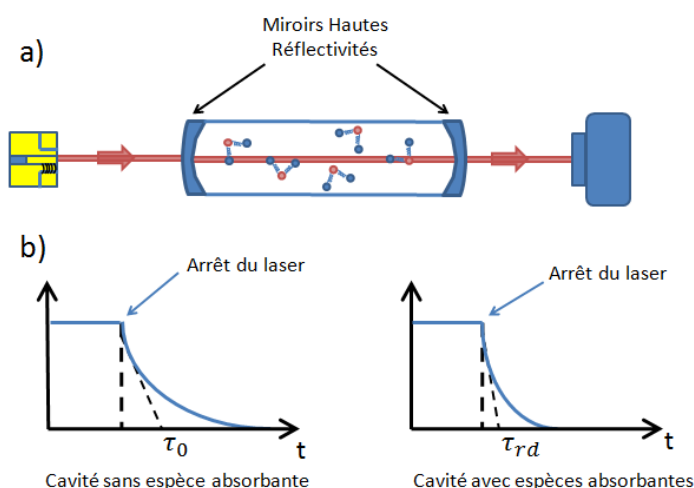


Figure 4-4 : a) schéma du principe de la CRDS : un faisceau laser traverse une cavité optique haute finesse et nous mesurons le signal transmis. b) schéma du principe de CRDS : le profil de déclin du signal optique en sortie de la cavité varie si des espèces absorbantes sont présentes dans la cavité.

Le principe de la CRDS est donc de remplir la cavité optique de photons lasers et ensuite de mesurer leur temps de déclin. Pour les cavités optiques couramment utilisées, le temps de déclin est de l'ordre de la microseconde à la centaine de microsecondes. Converti en distance parcourue, cela représente des chemins d'interaction optique de centaines de mètres à des dizaines de kilomètres. Pour ces valeurs, même une très faible absorption a un effet remarquable sur la durée de vie du photon. Par ailleurs, la mesure du temps caractéristique est indépendante de la quantité d'énergie stockée, ce qui la rend

insensible aux fluctuations d'intensité de la source laser. Enfin, le coefficient d'absorption est lié au temps de déclin uniquement au travers de la vitesse de la lumière :

$$\alpha(\sigma) = \frac{1}{c} \left( \frac{1}{\tau_{rd}} - \frac{1}{\tau_0} \right) \quad (4-7)$$

Avec  $\tau_{rd}$  et  $\tau_0$  les temps de déclin avec et sans espèces absorbante. Ces temps caractéristiques sont définis par l'atténuation à  $1/e$  de l'intensité du signal de sortie ; ils indiquent le temps que mettent 60% des photons à quitter la cavité (figure 4-4 b)). La mesure du coefficient d'absorption ne demande donc aucune calibration, ce qui la rend absolue (les conditions de température et de pression étant parfaitement définies).

## ii. CEAS

La méthode CEAS (pour Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy) utilise un principe différent. Au lieu de mesurer le déclin du signal, la CEAS mesure les maxima d'intensité optique transmise par une cavité optique haute finesse. Cette intensité est fortement affectée par la présence d'une espèce absorbante présente dans la cavité.

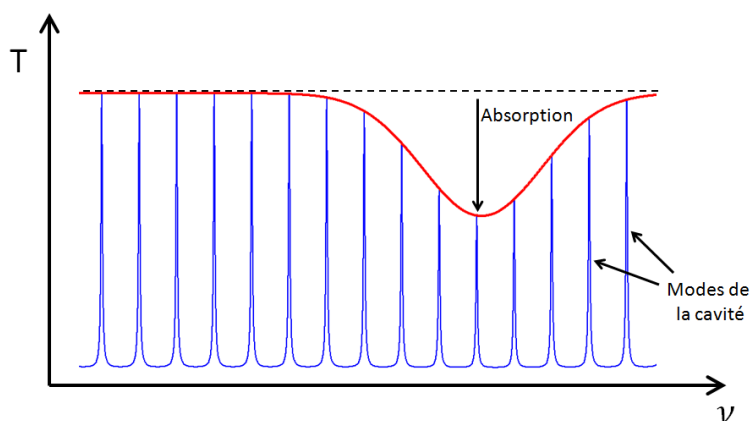


Figure 4-5 : schéma de principe de la CEAS : la transmission d'une cavité haute finesse est mesurée par une photodiode comme dans le cas de la figure 4-4 a). Le signal est fortement affecté par la présence d'une espèce absorbante.

Comme dans la CW-CRDS, la difficulté majeure dans la CEAS réside dans l'injection de la lumière du laser dans les modes de la cavité de plus faible largeur (de l'ordre

du kHz). Il est donc primordial d'optimiser l'injection de la cavité. De plus, la stabilité des signaux de transmission dépend de la source laser, contrairement à la CRDS où le temps de déclin est en principe indépendant du bruit de la source. En effet, au passage en résonance, le signal de la transmission de la cavité est souvent affecté par un niveau large de bruit, déterminé par le filtrage en fréquence de la cavité, qui convertit les fluctuations de la fréquence du laser en fluctuations d'amplitude.<sup>[137]</sup>

Dans l'approximation d'une faible absorption par passage, nous pouvons montrer que la transmission de la cavité est donnée par :

$$T_C = 1 - \frac{2F}{\pi} \alpha L \quad (4-8)$$

Avec  $F$  la finesse de la cavité. La longueur effective parcourue est  $L_{eff} = 2FL/\pi$ . L'effet d'une absorption intra-cavité apparaît alors augmenté d'un facteur proche de la finesse de la cavité ( $2F/\pi$ ). Notons que si l'absorption est nulle, le maximum de  $T_C$  vaut 1. L'équation (4-8) montre que la finesse de la cavité doit être connue pour une calibration de l'échelle d'absorption. En effet, contrairement à la CRDS, la CEAS n'est pas auto-calibrée. En pratique, nous pouvons ajouter un interrupteur pour couper le laser et mesurer le temps de déclin pour prendre des mesures absolues des pertes de la cavité, et donc en déterminer  $F$ .

Une des variantes de la CEAS est la OF-CEAS. Cette technique a été mise au point au LSP et a démontrée de bonnes performances en termes de détectivité.<sup>[138]</sup> Dans le paragraphe suivant, nous présentons cette technique et la mise en place d'un banc utilisant un LCQ monomode.

### 3. OF-CEAS dans le moyen infrarouge

#### a. Principe de la OF-CEAS

La OF-CEAS (pour Optical Feedback CEAS) utilise un laser monomode dont la fréquence s'ajuste automatiquement par rétroaction optique à celle du champ intra-cavité résonnant.<sup>[138]</sup> Pour cette technique, nous faisons balayer le laser monomode en fréquence via une variation de courant ou de température ; le principe est de réinjecter, dans cette



source laser, une partie du champ constructif de la cavité optique de haute finesse à chaque fois qu'il y a coïncidence entre la fréquence du laser (lors de son balayage) et celle d'un mode  $TEM_{00}$  de la cavité (figure 4-6). Non seulement le laser va bloquer sa fréquence sur celle du mode de la cavité haute finesse mais le laser va en plus diminuer sa largeur de raie. La rétroaction optique est plus simple et plus robuste que toute autre rétroaction électronique.

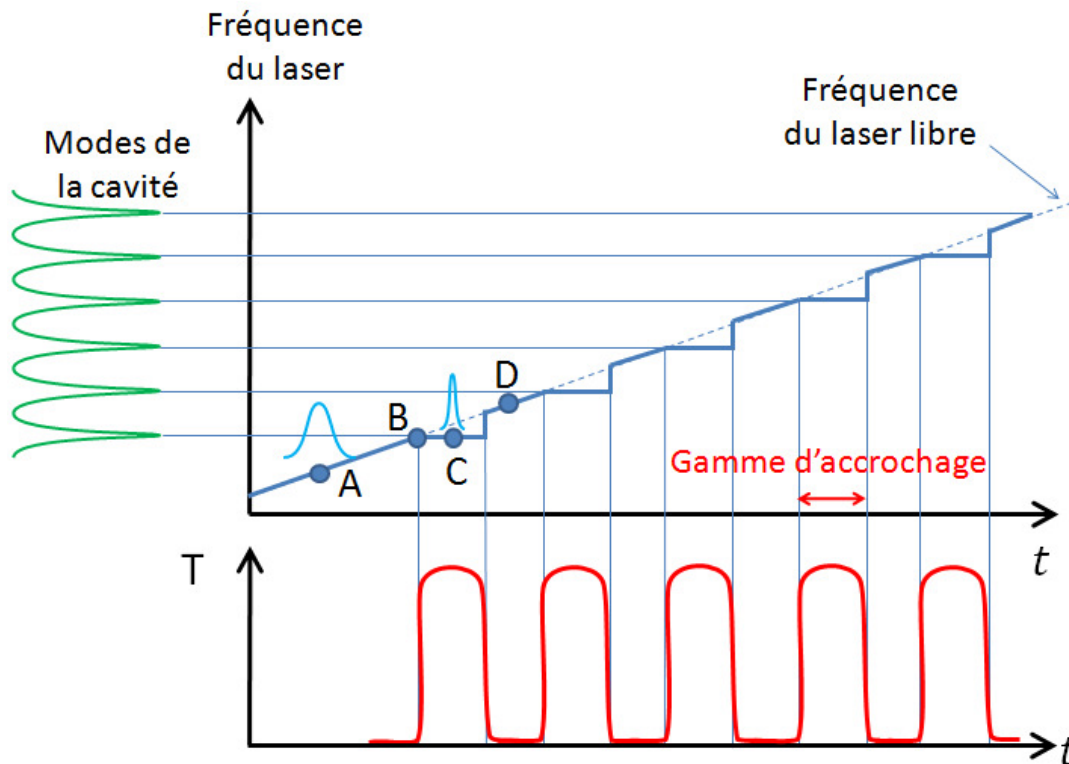


Figure 4-6 : schéma de principe de la OF-CEAS : la rétroaction optique d'une cavité haute finesse impose la fréquence du laser qui se fixe sur celle des modes de la cavité, pendant que la fréquence est accrochée, la transmission de la cavité est maximum et la largeur de raie du laser diminue.

L'effet de la rétroaction optique et de la diminution de la largeur de raie des lasers semi-conducteurs est bien connu.<sup>[139]</sup> Lorsque le courant traversant le laser augmente, la fréquence du laser varie linéairement (point A sur la figure 4-6). Ensuite si le laser DFB est couplé à la cavité haute finesse et qu'une fraction de la lumière intra-cavité, est réinjectée dans le laser, celui-ci va réduire sa largeur de raie en dessous de celle de la cavité et va bloquer sa fréquence sur celle du mode réinjecté (point B sur la figure 4-6). En effet, la largeur de raie d'un mode de la cavité est très fine ( $\sim 10\text{kHz}$ ) comparé à celle du laser ( $\sim 5\text{MHz}$ ). Une

---

fois que le laser est accroché sur la fréquence du mode de la cavité, le balayage de la fréquence du laser varie très lentement sur une gamme d'accrochage malgré la variation continue de courant qui le traverse (point C sur la figure 4-6). Au bout de la gamme d'accrochage, la rétroaction optique n'est pas assez importante pour obliger le laser à fonctionner sur la fréquence du mode de la cavité et le laser retrouve sa fréquence libre (point D sur la figure 4-6) jusqu'à la prochaine résonance.

La rétroaction optique, notée OF (Optical-Feedback), est possible grâce à l'emploi d'une géométrie particulière de la cavité, nous utiliserons la cavité en  $V$  constituée de trois miroirs de haute réflectivité (figure 4-7 a)). La cavité en  $V$  comporte deux bras d'injection  $L_1$  et  $L_2$  sensiblement égaux. Cette configuration permet d'éviter le retour vers le laser de la réflexion directe par le miroir d'entrée de la cavité. Une telle rétroaction optique, sans filtrage spectral, causerait une grande perturbation dans le spectre d'émission du laser. De plus, la cavité en  $V$  permet d'éviter l'utilisation de grands miroirs difficilement réalisables comme dans le cas d'une cavité confocale.<sup>[138]</sup>

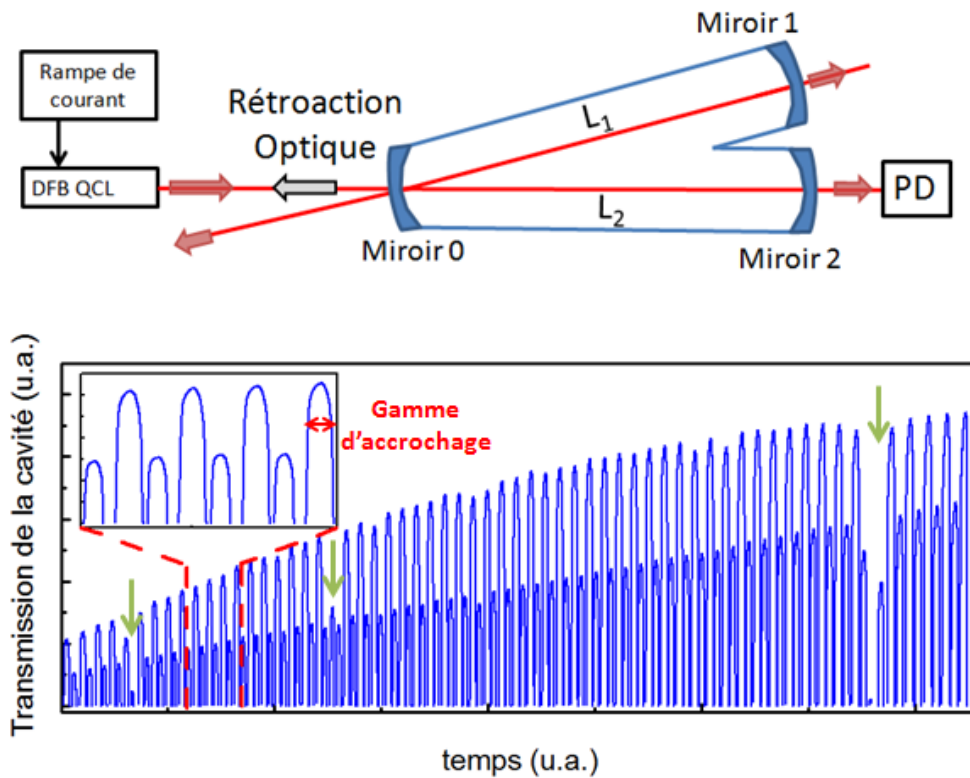


Figure 4-7 : a) schéma de la cavité en V utilisée pour la OF-CEAS : le laser est injecté dans la cavité via le miroir 0. La lumière se propage sur une trajectoire fermée et ressort par les miroirs 1 et 2. Une photodiode permet de mesurer le signal transmis par la cavité b) Mesures du signal transmis par la cavité durant une rampe de courant, l'augmentation du signal est liée à l'augmentation du courant dans le laser. Les flèches vertes signalent la présence des raies d'absorptions. Insert : zoom sur les mesures.

Le signal de la transmission de la cavité (figure 4-7 b)) résulte de l'injection successive des modes  $TM_{00}$  de la cavité. Un spectre OF-CEAS est échantillonné par les modes de résonance  $TEM_{00}$  de la cavité (équidistants en fréquence de  $c/2L = 150 \text{ MHz}$ , pour une cavité d'un mètre de longueur). L'échelle en fréquence est ainsi définie avec un haut degré de précision. Une gamme spectrale suffisante est balayée pour déterminer la signature spectrale de l'espèce à détecter. Le spectre d'absorption est obtenu en connaissant la fonction de transfert de la cavité et en mesurant tous les maxima de transmissions.<sup>[138]</sup>

En observant en détail le signal transmis par la cavité (insert figure 4-7 b)), nous remarquons que l'intensité des modes transmis est plus grande, un pic sur deux. Cette différence d'intensité est liée à la présence de deux familles de modes dans la cavité : les

---

modes qui ont un nombre pair de nœuds et ceux qui ont un nombre impair de nœuds. Lorsqu'un mode se réfléchit sur un miroir, nous avons une figure d'interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. La figure d'interférence d'un mode pair est décalée de  $\lambda/4$  par rapport à celle d'un mode impair. Ces deux familles de modes n'ont donc pas les mêmes pertes sur les miroirs, d'où la différenciation d'intensité transmise.<sup>[136]</sup> De plus, nous observons sur la figure 4-7 b) que l'évolution de l'enveloppe de l'intensité du signal, pendant la rampe, n'est pas la même pour les deux familles. L'enveloppe de la famille de modes, dont l'intensité est la plus faible, augmente de façon linéaire alors que celle de la deuxième famille est de forme plus arrondie. Cette différence de comportement est créée par une différence de longueur entre les deux bras de la cavité :  $L_1 \neq L_2$ . Dans le cas où les deux bras ne sont pas rigoureusement identiques, il existe un battement de la différence de pertes entre les deux familles. Ce battement est caractérisé par une période donnée par le rapport  $|L_1 - L_2|/(L_1 + L_2)$ .

## **b. OF-CEAS dans le moyen IR**

### **i. Éléments du dispositif**

La réalisation d'un banc de spectroscopie basé sur la OF-CEAS constitue une première à notre connaissance. Pour se faire, nous utilisons un laser DFB émettant à  $4.47 \mu\text{m}$  fonctionnant en continu, à température ambiante. Ce laser est celui présenté au chapitre 2. Le laser est thermo-régulé par un élément Peltier, la température est mesurée via une thermistance et nous utilisons un contrôleur de température commercial. Nous utilisons un dissipateur thermique passif afin de ne pas être encombré par un circuit d'eau et de ne pas subir le bruit électronique généré par un ventilateur. À  $20^\circ\text{C}$ , le courant seuil du laser est de  $380 \text{ mA}$  et nous avons une puissance maximum de  $15 \text{ mW}$  pour un courant de  $450 \text{ mA}$ . Le faisceau laser est collimaté avec une lentille d'ouverture numérique de  $0.85$  et asphérique. Le laser est alimenté en courant par une alimentation fabriquée spécialement par l'équipe du LSP. Le niveau de bruit généré par l'alimentation électrique du laser est un des points cruciaux des performances de l'ensemble du banc. De nombreux tests de différents composants électroniques ont été nécessaires afin d'adapter la rampe de courant,

habituellement utilisée pour les diodes lasers, pour garder un bruit sur le courant suffisamment faible dans le cas des LCQs. Une rampe de courant de 100 *ms* entre 400 *mA* et 450 *mA* permet de faire balayer le laser sur  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ , soit environ 100 modes de la cavité. Le schéma du banc de mesure représenté sur la figure 4-7 a) est simplifié et le schéma complet est montré sur figure 4-8 a). Un des points essentiels de la OF-CEAS est le contrôle de l'intensité de la rétroaction optique et sa phase. C'est pourquoi nous ajoutons un atténuateur entre le miroir d'entrée M0 et le laser afin de contrôler l'intensité du signal réinjecté. Pour cela, nous utilisons des lames de verre de microscope d'environ 1 *mm* d'épaisseur et qui ont, chacune, une transmission de 21%. De plus, pour que la phase soit ajustée il faut que la distance entre le laser et le premier miroir d'entrée M0 soit égale à la distance  $L_1$  (en fait la distance entre le laser et M0 doit être un multiple de  $L_1$ ). Si la distance laser/M0 n'est pas identique à la distance  $L_1$ , une sur-modulation de l'intensité transmise par la cavité est générée.<sup>[136]</sup> La distance entre le laser et le miroir M0 est réglée grossièrement en montant le laser sur une translation micrométrique. Le réglage fin de la distance est réalisé à l'aide d'un miroir monté sur une translation piézoélectrique qui effectue des déplacements sub-longueur d'onde. Le miroir piézoélectrique est contrôlé via une boucle de contrôle électronique.

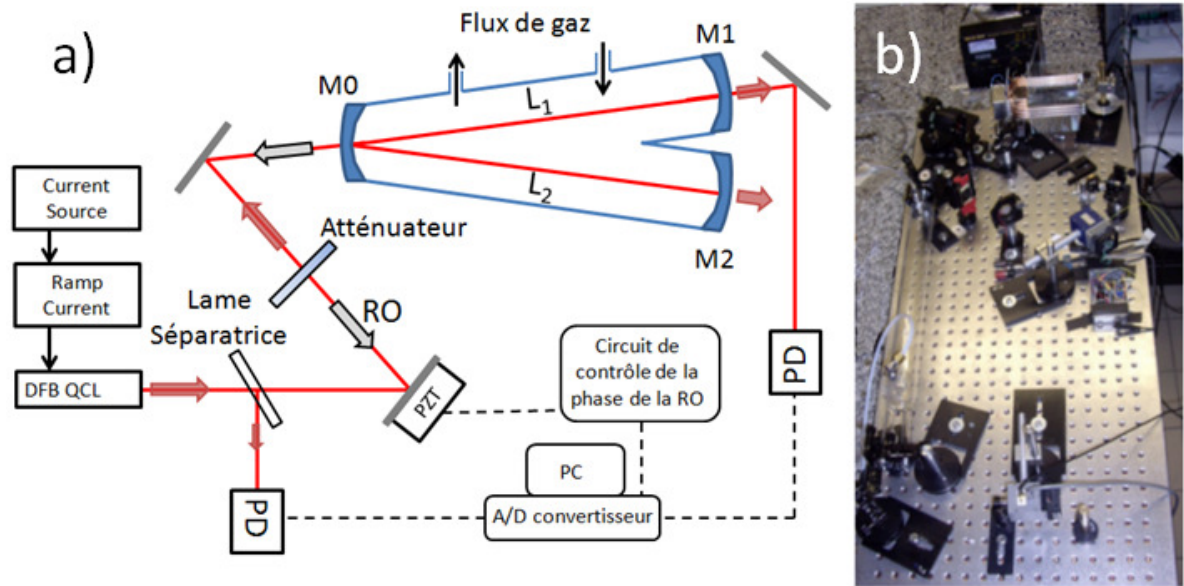


Figure 4-8 : a) schéma complet de la cavité en V utilisée pour la OF-CEAS. Le miroir piézoélectrique permet de contrôler la phase de la rétroaction optique (RO). Le laser est monté sur une translation micrométrique. Une lame séparatrice est utilisée pour mesure le signal de référence issu du LCQ. b) photo du banc d'optique.

Un autre point important, les miroirs de la cavité haute finesse, ont été spécialement fabriqués pour être optimisés à notre longueur d'onde. Ces miroirs diélectriques de haute réflectivité, ont été fabriqués par la société Lohnstar Optics sur des substrats en  $ZnSe$  super-polis. La courbe de réflectivité des miroirs est centrée autour de  $4.55 \mu m$  avec une largeur de  $\pm 0.25 \mu m$ . La réflectivité des miroirs peut être calculée grâce au temps  $\tau$  de ring down mesuré en faisant le vide dans la cavité:

$$R = 1 - \frac{L}{c\tau} \quad (4-9)$$

Avec  $L$  la longueur d'un bras de la cavité. En effet, nous considérerons que la cavité en  $V$  peut se décomposer en deux cavités de longueur  $L$  avec une seule réflexion pour le faisceau. Finalement, la cavité en  $V$  est considérée comme une cavité simple avec deux miroirs et de longueur  $L$ . Pour un ring down de  $9 \mu s$ , nous obtenons une réflectivité des miroirs de 99.98% à  $4.47 \mu m$ . De plus, en mesurant la transmission directe d'un miroir, nous obtenons une transmission de  $110 \pm 20 ppm$ , ce qui implique des pertes miroirs par diffusion ou par absorption d'environ  $90 ppm$ . Ces miroirs sont montés sur des supports qui

s'adaptent sur une cellule en verre, permettant le passage du flux de gaz. Le tout étant hermétique. Le flux d'espèce chimique est géré par un mélangeur de gaz et une pompe. Le mélangeur de gaz nous permet de contrôler la dilution de l'air dans l'azote sec. La pression dans la cellule est contrôlée grâce à une jauge capacitive.

Les photodiodes (PD) utilisées pour mesurer le signal de référence et de transmission de la cavité sont des PD Vigo en  $(HgCdZn)Te$  qui ne demandent pas de refroidissement à l'azote. Leurs détectivités sont, respectivement,  $2 \times 10^{10} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/W$  et  $6 \times 10^{10} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/W$  et leur bande passante est de 1 MHz. Une carte de 16-bit convertisseur A/D, connecté au PC, nous permet d'enregistrer les signaux des PDs. Enfin, nous mesurons le temps ring down à la fin de chaque rampe de courant en effectuant une interruption programmée du laser. Ceci nous permet de calibrer l'échelle des spectres CEAS.<sup>[123]</sup> Une fois tous ces éléments en place, nous avons pu réaliser l'injection du faisceau LCQ dans la cavité haute finesse et de mesurer le signal transmis.

## ii. Caractéristiques du signal transmis

Le signal transmis par la cavité optique de haute finesse dépend principalement de deux paramètres. Le contrôle du miroir piézoélectrique est un premier point très important car il permet de d'optimiser l'injection de la cavité haute finesse (figure 4-9). Si le champ réinjecté est en phase avec le champ du laser, les pics de transmission ont une forme symétrique (figure 4-9 b)). En revanche, si le champ n'est pas en phase (figure 4-9 a) et c)) les pics sont asymétriques. La boucle de contrôle sur le miroir permet de contrôler cette symétrie et de conserver une transmission stable et maximale pendant l'acquisition. Néanmoins, il est important de souligner que, même si la phase n'est pas parfaitement réglée, le maximum de transmission est atteint pour une certaine plage de positions du miroir piézoélectrique correspondant à la gamme d'accrochage. Cette plage est suffisamment grande pour que le réglage et la stabilisation de la phase ne soit pas une étape critique dans l'alignement de la cavité en  $V$ .

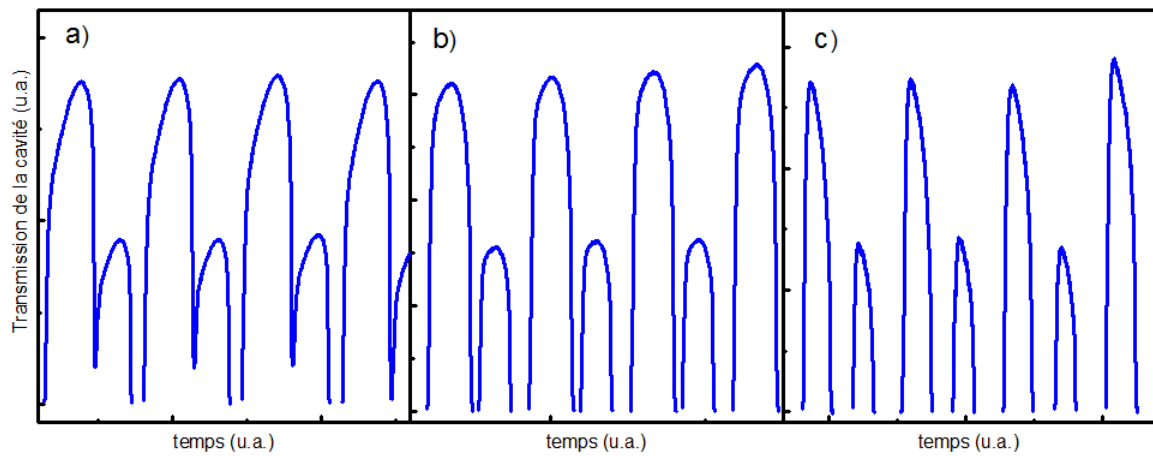


Figure 4-9 : mesures du signal transmis par la cavité haute finesse pour différentes conditions de phases du champ réinjecté a) et c) dans le cas où le champ réinjecté n'est pas en phase et b) dans le cas où le champ est en phase.

L'intensité de la rétroaction est le second point très important. Ce paramètre va jouer sur la gamme d'accrochage et donc sur la largeur des pics du signal transmis. Si l'intensité réinjectée est faible, la gamme d'accrochage va être réduite (figure 4-10 a)). Cette configuration est à éviter car le taux de remplissage de signal « utile » diminue et nous perdons en informations. *A contrario*, si l'intensité de la lumière réinjectée est trop importante, la gamme d'accrochage est plus grande que l'intervalle entre deux modes de la cavité. Quand le laser quitte la résonance du mode  $n$  pour passer au mode  $n + 1$ , celle-ci risque d'entrer en résonance directement avec le mode  $n + 2$  sans résonner avec le mode  $n + 1$ . Ce phénomène de saut de modes dégrade les performances du spectromètre.<sup>[136]</sup>



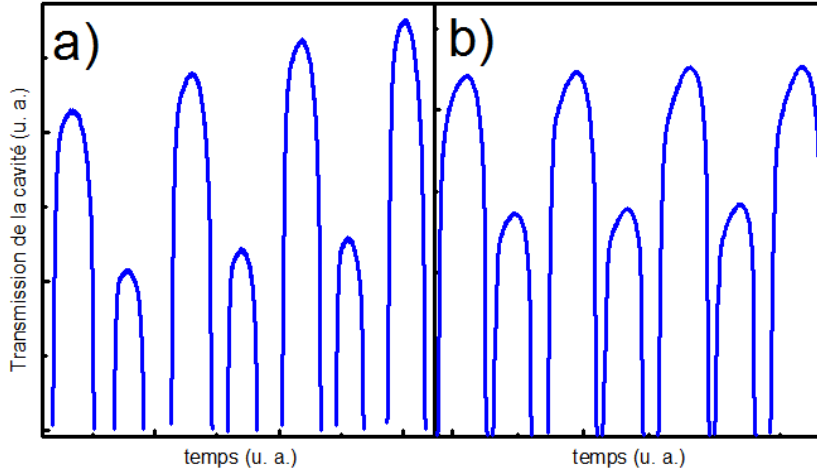


Figure 4-10 : mesures du signal transmis par la cavité haute finesse pour différentes rétroactions de la cavité optique a) dans le cas d'un couplage faible b) dans le cas d'un couplage ajusté.

Ainsi, nous voyons que le signal transmis par la cavité est fortement lié à la rétroaction optique, à sa phase et à son amplitude. Afin de calculer la transmission de chaque mode de la cavité haute finesse, le signal mesuré en sortie de la cavité doit être normalisé par le signal de référence. Nous allons voir que le signal de référence est lui aussi affecté par la rétroaction optique. En effet, le fait de réinjecter la lumière dans la cavité laser entraîne une perturbation de celle-ci et la variation du gain  $\Delta G$  dans la cavité est donnée par la relation :

$$\Delta G(\omega) = -\frac{\sqrt{\beta} (1 - R_d)}{l_d R_d} (P(\omega) \cos(\omega \tau_{ar}) + Q(\omega) \sin(\omega \tau_{ar})) \quad (4-10)$$

Avec  $R_d$  la réflectivité de la facette du laser,  $l_d$  la longueur de la cavité,  $\beta$  le taux de couplage,  $\tau_{ar}$  le temps d'aller-retour dans le bras d'injection et  $P(\omega)$  et  $Q(\omega)$  sont les parties réelles et imaginaires de la fonction de transfert  $H(\omega)$  de la cavité en  $V$  :

$$H(\omega) = \frac{T\sqrt{R} \exp\left(i\frac{\omega}{c} 2L_1\right)}{1 - R^2 \exp\left(i\frac{\omega}{c} 2(L_1 + L_2)\right)} \quad (4-11)$$

Avec  $R$  et  $T$  la réflectivité et la transmission des miroirs,  $L_1$  et  $L_2$ , les longueurs des bras d'injection et de repli.<sup>[136]</sup> Cette variation de gain induit une variation de la puissance optique  $\Delta P$  du laser :

$$\Delta P(\omega, \tau_{ar}) = \frac{a_{int} - \frac{\sqrt{\beta} 1 - R_d}{l_d R_d} (P(\omega) \cos(\omega \tau_{ar}) + Q(\omega) \sin(\omega \tau_{ar}))}{a_m + a_{int}} \quad (4-12)$$

Avec  $a_m$  et  $a_{int}$ , les pertes miroirs et les pertes internes du laser. En dehors des résonnances,  $P(\omega)$  et  $Q(\omega)$  sont nuls et il n'y a pas de variation de la puissance. Pour une fréquence proche d'une fréquence de résonance d'un mode de la cavité,  $P(\omega)$  et  $Q(\omega)$  sont différents de zéro (figure 4-11 a)). Ainsi, à chaque résonance du laser avec la cavité, nous pouvons observer la variation de la puissance optique du laser (figure 4-11 b)).

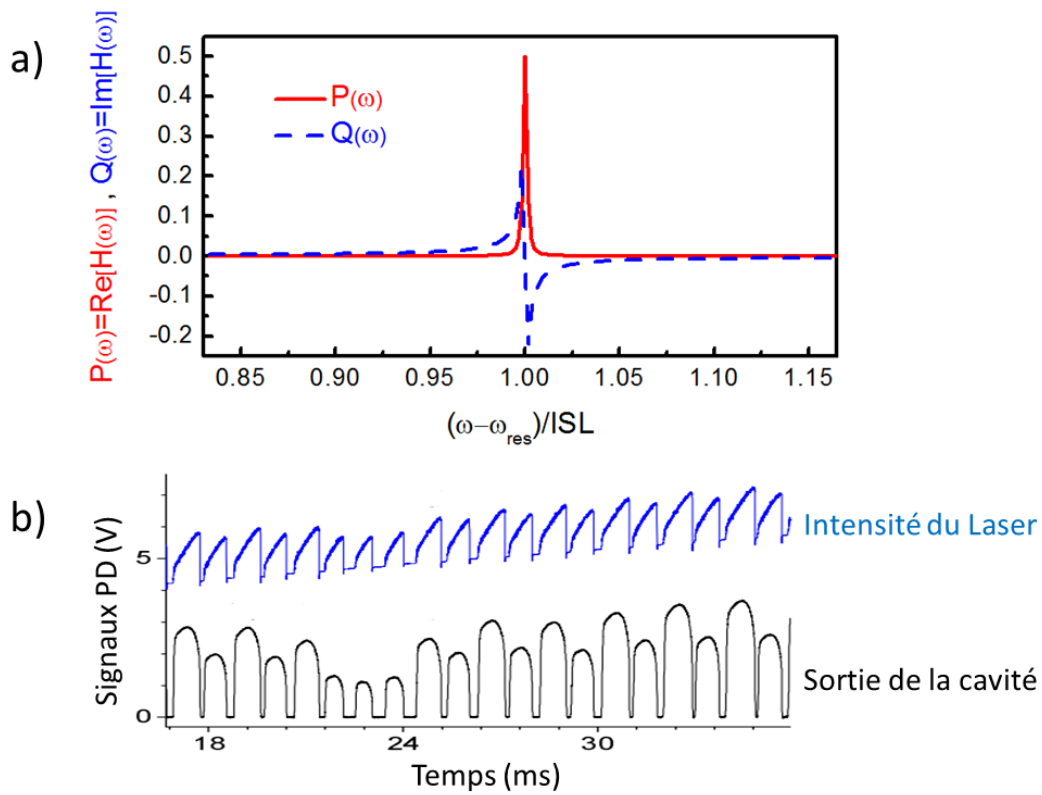


Figure 4-11 : a) calculs de la partie réelle et imaginaire de la fonction de transfert de la cavité en V. b) mesures du signal transmis par la cavité haute finesse et du signal issu du laser dont le rapport donne la transmission de la cavité.

Nous mesurons une variation de la puissance de 15% quand le laser est en résonance par rapport au fonctionnement libre du laser. Cette variation de puissance est importante comparée aux mesures réalisées avec des diodes lasers dans le proche infrarouge : 1% avec le même type de cavité en V.<sup>[138]</sup> À partir de la formule (4-12) nous

pouvons essayer de comprendre cette différence de comportement. Nous réalisons les calculs pour les diodes lasers et les LCQs (tableau 4-1).

Type de laser	Diode laser	LCQ
Longueur d'onde	1.3 $\mu\text{m}$	4.47 $\mu\text{m}$
ld	500 $\mu\text{m}$	3 mm
Rd	0.2	0.27
$a_m$	2000 $\text{cm}^{-1}$	220 $\text{cm}^{-1}$
$a_{\text{int}}$	5500 $\text{cm}^{-1}$	500 $\text{cm}^{-1}$
$\beta$	$8.10^{-5}$	$7.10^{-3}$
R	0.99	0.99
$\Delta P$	0.5%	5.8%

Tableau 4-1: calculs de la variation de la puissance optique dans le cas des diodes laser et des LCQs qui subissent la rétroaction optique d'une cavité haute finesse en V.

La valeur des pertes miroirs indiquées dans le tableau 4-1 pour les LCQs tient compte du fait qu'il y a un traitement haute réflectivité sur une des facettes. Pour calculer cette variation de la puissance nous avons dû estimer le taux de couplage  $\beta$  dans le cas des LCQs, les paramètres pour la diode lasers étant tirés de la référence [136]. Dans un premier temps, le coefficient de couplage dans le cas des LCQs, est estimé en fonction des paramètres expérimentaux. Sur notre banc, l'atténuation de la rétroaction optique est réalisée grâce à deux lames en verre avec une transmission de 21% chacune. À cette atténuation nous devons ajouter un coefficient lié à l'accord entre le faisceau Gaussien du laser et le mode  $\text{TM}_{00}$  de la cavité. Ce coefficient est de l'ordre de 10 à 40% (réf. [136]), ce qui nous donne un taux de couplage  $\beta$  compris entre  $4 \times 10^{-3}$  et  $1 \times 10^{-2}$ . Dans un deuxième temps, le taux de couplage peut être estimé de façon analytique en calculant le signal transmis  $T(\omega)$  par la cavité :

$$T(\omega) = \frac{\text{Texp}\left(-i\frac{\omega}{c}L_1\right)}{1 - R^2\text{exp}\left[-i\frac{\omega}{c}(L_1 + L_2)\right]} \quad (4-13)$$

Avec  $\omega$  la fréquence du laser couplé. Cette fréquence est fixée par les parties réelle et imaginaire de la fonction de transfert :

$$\omega_L = \omega + \frac{\sqrt{\beta} (1 - R_d)}{n l_d R_d} \sqrt{1 + \alpha^2} (P(\omega) \sin(\omega \tau_{ar} + \theta) - Q(\omega) \cos(\omega \tau_{ar} + \theta)) \quad (4-14)$$

Avec  $n$  l'indice de la cavité laser,  $\alpha$  le facteur de couplage phase-amplitude et  $\theta = \text{atan}(\alpha)$ . Nous calculons  $T(\omega)$  pour trois valeurs du taux de couplage (figure 4-12).

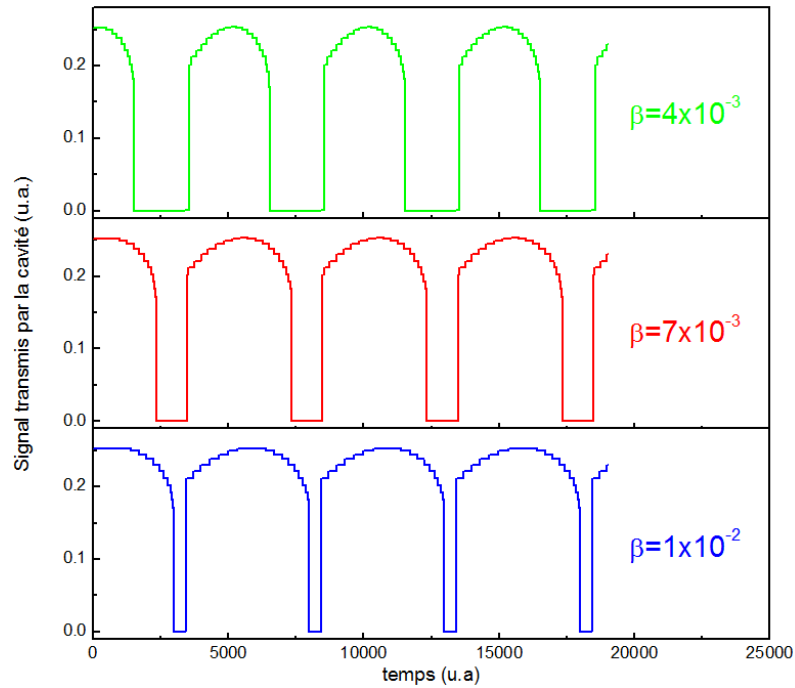


Figure 4-12 : calculs du signal transmis par la cavité pour trois valeurs de taux de couplage. Les crêteaux sont un artéfact de calcul.

Nous voyons sur la figure 4-12 que pour un taux de couplage  $\beta = 7 \times 10^{-3}$ , le signal transmis par la cavité est semblable à celui que nous mesurons (représenté sur la figure 4-11 b)) en termes de gamme d'accrochage.

Les variations théoriques de la puissance calculées pour le LCQ avec  $\beta = 7 \times 10^{-3}$  et pour la diode (tableau 4-1) sont deux fois moins importantes que les variations mesurées. Néanmoins les variations théoriques rendent bien compte de la différence importante entre les deux cas avec quasiment un facteur 10 entre les deux variations de la puissance. Cette différence d'amplitude est principalement créée par la différence entre les deux valeurs de pertes miroirs.

La variation de puissance mesurée dans le cas des LCQs ne risque pas de diminuer les performances de notre spectromètre car, pour obtenir la transmission de chaque mode, nous divisons le signal mesuré en sortie de la cavité par le signal de référence. D'ailleurs, nous pouvons observer sur la figure 4-11 b) (à environ  $t = 22 \text{ ms}$ ) que le changement de rétroaction optique dans le cas d'une absorption modifie la variation de la puissance dans le signal de référence, ce qui nous montre l'importance de la normalisation de la transmission de chaque mode par l'intensité incidente.

### iii. Détection du $\text{N}_2\text{O}$ et du $\text{CO}_2$

Nous utilisons, en plus de la rampe de courant, une rampe de température entre  $18.5^\circ\text{C}$  à  $22.5^\circ\text{C}$  sur le LCQ pour scanner entre  $2238.5 \text{ cm}^{-1}$  et  $2240 \text{ cm}^{-1}$ . La figure 4-13 montre un spectre mesuré pour de l'air ambiant dilué (environ 1 : 25 dans l'azote sec) à une pression totale de  $50 \text{ mbarr}$ . Des simulations HITRAN sont également représentées pour des conditions proches de celles de l'air ambiant et en tenant compte de la dilution. Le dioxyde de carbone et le protoxyde d'azote sont les espèces les plus absorbantes au sein de cette fenêtre de l'atmosphère alors que l'eau est à peine visible après dilution.

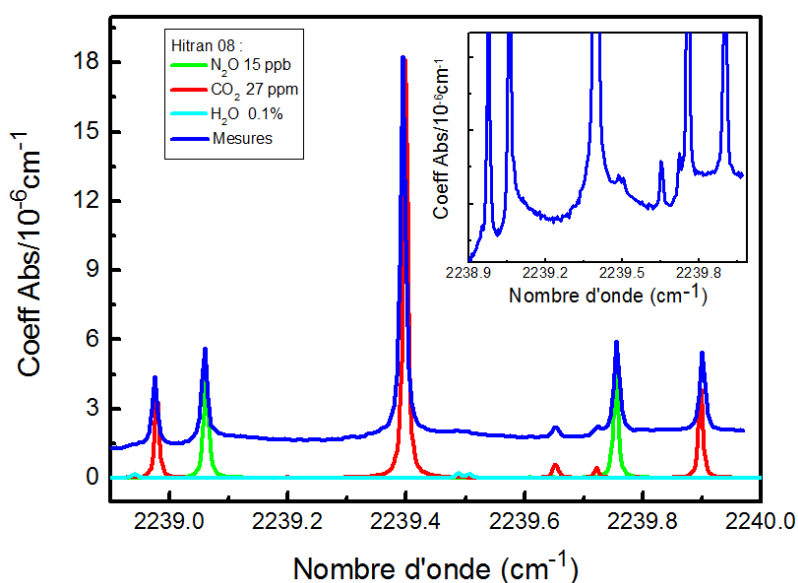


Figure 4-13 : spectre OF-CEAS de l'air dilué à 1 :25 dans l'azote sec (en noir). Les simulations HITRAN (en couleurs) sont également représentées. Insert : agrandissement des mesures pour visualiser la modulation de la ligne de base.

Afin de vérifier la linéarité et la reproductibilité des mesures, nous mesurons l'élargissement des raies et l'évolution de l'intégrale des raies d'absorption pour les deux espèces majoritaires, le  $CO_2$  et le  $N_2O$ , en fonction de la pression. Étant donné que les lignes d'absorption sont calculées sur des profils de Voigt, un polynôme d'ordre 5 est utilisé dans le fit spectral pour ajuster la modulation de la ligne de base due aux effets étalon dans le substrat des miroirs dont les faces sont parallèles (figure 4-13 insert). L'intégrale des raies d'absorption ainsi que l'élargissement de la Lorentzienne ont été mesurés pour une dilution constante et pour différentes pressions (figure 4-14 a) et b)). Nous pouvons vérifier le comportement linéaire de ces quantités en fonction de la pression. La figure 4-14 c) nous montre les spectres mesurés à différentes pressions, entre 26 *mbar* et 350 *mbar*, pour lesquelles nous pouvons voir l'élargissement Lorentzien. Ces mesures nous montrent qu'en dessous de 50 *mbar*, l'élargissement Doppler devient prédominant pour ces petites molécules.

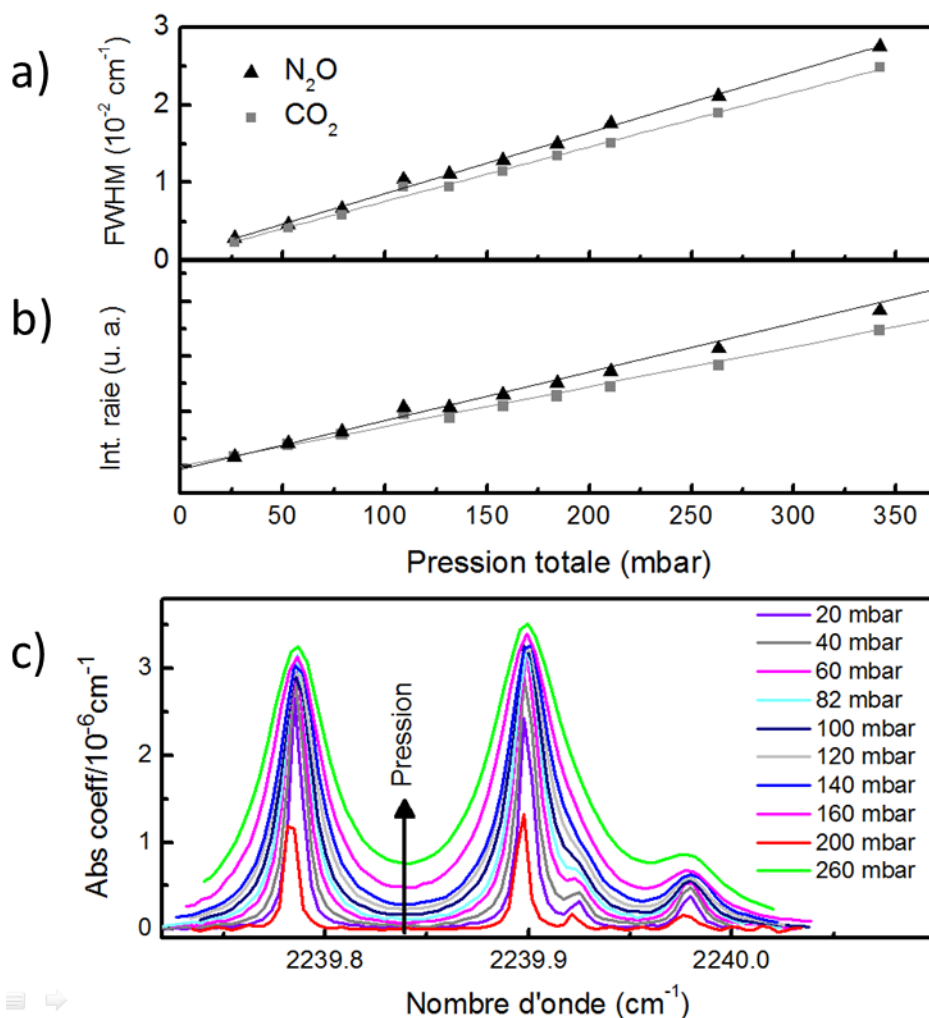


Figure 4-14 : a) évolution de l'élargissement Lorentzien et b) évolution de l'intégrale de la raie d'absorption pour le  $\text{CO}_2$  (carrés) et pour le  $\text{N}_2\text{O}$  (triangles) en fonction de la pression. c) spectres OF-CEAS montrant l'élargissement de la largeur de raie du  $\text{CO}_2$  (2239.898, 2239.722, 2239.652  $\text{cm}^{-1}$ ) et du  $\text{N}_2\text{O}$  (2239.754  $\text{cm}^{-1}$ ) en fonction de la pression totale pour une dilution constante (1 :10 dans l'azote sec).

Le bruit des spectres est estimé à partir des résidus des fits de chaque raie d'absorption présentées sur la figure 4-14 c). Le spectre moyenné pendant 1s est constitué de 100 points indépendants, chacun correspondant à un maximum de transmission d'un mode de la cavité. La limite d'absorption obtenue est de  $3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$  pour 1s de moyenne. À partir de cette valeur, nous en déduisons une limite de détectivité d'environ 35 pptv pour le  $\text{N}_2\text{O}$  et d'environ 15 ppbv pour le  $\text{CO}_2$ .

---

## Conclusion du quatrième chapitre

Les prédictions théoriques nous ont permis de comprendre la forte sensibilité à la rétroaction optique des LCQs par rapport aux diodes lasers. Cependant, le modèle doit être amélioré afin de retrouver l'écart de puissance optique engendré par le passage en résonance avec la cavité. Une meilleure évaluation des paramètres utilisés dans le modèle nous permettra de l'affiner.

La réalisation, pour la première fois, d'un banc de spectroscopie OF-CEAS couplé à un LCQ fonctionnant en continu a permis de démontrer le potentiel de cette technique pour l'analyse de gaz et la spectroscopie moléculaire de haute sensibilité. La limite de détection obtenue ( $3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) est proche de celle qui a été démontrée pour les diodes lasers DFB dans le proche IR ( $10^{-9} \text{ cm}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$  dans la référence [140]).

De plus, plusieurs optimisations peuvent être implémentées. Nous pouvons utiliser un polariseur pour contrôler plus finement la rétroaction optique dans le laser étant donné que le faisceau LCQ est très polarisé. Nous pourrions ainsi, mieux contrôler la gamme d'accrochage du signal transmis par la cavité. Dans cette configuration, nous devons tourner le laser plutôt que le polariseur afin de conserver un angle de polarisation constant pour le signal d'entrée dans la cavité en  $V$  par rapport à ses modes intra-cavité. Nous pouvons également utiliser un isolateur optique ajustable afin d'injecter toute la puissance du laser dans la cavité et afin d'atténuer seulement le signal de retour. Cette optimisation nous permettra d'améliorer notre rapport signal à bruit.





---

## Conclusion et perspectives

Le point central des travaux exposés dans cette thèse est l'étude des réseaux métalliques de surface. Nous avons compris les phénomènes physiques mis en jeu dans ce type de structure au moyen de modèles simples qui ont été des outils puissants d'aide à la conception des composants. Les résultats sont confirmés par les études numériques utilisant le formalisme, plus complexe, des matrices  $S$ . L'étude de ces réseaux, dans le cas des lasers à cascade quantique (LCQ), émettant dans le moyen infrarouge, a abouti à plusieurs réalisations :

- L'élaboration de sources monomodes avec un contrôle précis des longueurs d'onde. L'originalité de ces dispositifs réside dans l'interaction, accompagnée de faibles pertes, du champ électromagnétique avec le métal, ce qui a rendu possible la réalisation de LCQs à contre réaction répartie (DFB) fonctionnant en régime continu, à température ambiante.
- Le développement de nouveaux dispositifs, de faible divergence, basés sur une combinaison des réseaux métalliques du premier et second ordre.
- La démonstration du fort potentiel d'un LCQ couplé optiquement avec une cavité de haute finesse (OF-CEAS : Optical-Feedback Cavity-Enhanced Absorption Spectroscopy) pour la spectroscopie moléculaire de haute sensibilité.

Tous ces développements ont démontrés le degré de maturité des réseaux métalliques de surface, bien adaptés aux lasers à cascade quantique pour leur utilisation dans des systèmes de spectroscopie.

Le premier axe d'étude de cette thèse a permis de comprendre le fonctionnement des réseaux métalliques de surface et de mettre en place la technologie nécessaire à la réalisation de lasers LCQs DFB. Ces lasers sont à ce jour, les sources monomodes standards de notre laboratoire. Pour les lasers qui utilisent cette technologie, l'interaction entre le mode confiné par le réseau métallique et les modes guidés est privilégiée afin de générer une modulation par l'indice. Le guide ainsi dessiné a de faibles pertes. Les réseaux créent une contre réaction

---

répartie suffisamment forte pour rendre le laser monomode. L'étude théorique de ces lasers, accompagnée des résultats de calculs réalisés à partir du formalisme des matrices  $S$ , ont démontré la robustesse de nos lasers par rapport à la variation de la profondeur de gravure des réseaux. La polyvalence de notre approche a été illustrée par diverses caractérisations de lasers basés sur un système de matériaux  $AlInAs/GaInAs$  avec des couches guidantes en  $InP$ . Nous avons obtenu une émission monomode avec des SMSR de 30 dB à température ambiante en régime pulsé pour différentes longueurs d'onde comprises entre 4 et 8  $\mu m$  avec une précision de  $\pm 1 \text{ cm}^{-1}$ . De plus, pour chaque longueur d'onde, une puissance pic d'au moins 100 mW est atteinte. Enfin, nous avons démontré que l'utilisation des réseaux métalliques de surface permet de fabriquer des LCQs DFB fonctionnant en régime continu à température ambiante. Ce résultat est rendu possible par l'amélioration de l'extraction thermique dans nos lasers. Une atténuation des modes latéraux de 30 dB et une puissance de 20 mW ont été mesurées dans un tel régime, pour des lasers émettant à 4.5  $\mu m$ . Des lasers à 7.4  $\mu m$  fonctionnent également dans ce régime.

Nous pouvons encore améliorer le comportement thermique des lasers en mettant à profit les travaux réalisés sur les lasers Fabry-Pérot de puissance, en enterrant les structures par recroissance d' $InP$  dopé  $Fe$ . L'extraction thermique sera améliorée et la puissance optique plus grande. Cette brique technologique est compatible avec les réseaux métalliques de surface qui pourront, de plus, être réalisés après l'étape de recroissance. Enfin, notre approche des réseaux métalliques de surface pourrait facilement être étendue au-delà de la gamme 4 et 8  $\mu m$ .

L'étude des propriétés des réseaux métalliques de surface du second ordre, qui constitue le deuxième axe de ce mémoire, a abouti à la réalisation de LCQs faiblement divergents. L'utilisation d'une émission par le substrat s'est révélée être la plus pertinente en raison des possibilités et des améliorations qu'elle apporte. En premier lieu, les aires d'émission mises en jeu dans l'émission par la surface sont très grandes par rapport à la taille des facettes, ce qui nous permet de réduire la divergence. Ensuite, le dessus du guide est complètement métallisé, ce qui facilite l'injection de courant. Enfin, dans cette configuration nous pouvons souder le laser épi-down afin de le faire fonctionner en régime continu. Un procédé de fabrication pour les réseaux au moyen d'un bâti RIE et un protocole de

---

fabrication des lasers intégrant un traitement HR des facettes ont été mis en place. Nous avons développé deux types de lasers basés sur l'utilisation d'un réseau métallique comme élément de couplage vers les modes rayonnés. Les deux solutions, l'une avec un réseau bi-périodique, et la seconde avec un coupleur monolithique, ont démontrées une réduction de la divergence avec un fonctionnement à température ambiante. Une divergence de  $2.3^\circ * 4^\circ$  a été mesurée pour un coupleur monolithique de  $300 * 300 \mu m^2$ . Le niveau de puissance atteint par ces structures est de  $10 mW$  pic à température ambiante. De plus, nous avons montré que les réalisations d'un contact déporté ou en face arrière n'entravent pas le bon fonctionnement du laser.

Le fonctionnement en régime pulsé n'est qu'une première étape et une optimisation des dispositifs doit être réalisée pour faire fonctionner le laser en régime continu. Comme dans le cas des lasers DFB, nous devons utiliser un montage épi-down avec une couche d'or électrolytique, ainsi que des rubans étroits et des réseaux auto-alignés. En termes d'améliorations de ces lasers, les réseaux bi-périodiques peuvent être utilisés sur des microcavités pour réduire la divergence dans les deux directions et envisager une intégration dans des circuits photoniques silicium. La réalisation d'un dispositif, multi-longueurs d'onde et de faible divergence, est envisageable avec un seul coupleur monolithique.

L'application des résultats des émetteurs fonctionnant en continu, à température ambiante, nous a ouvert les portes de la spectroscopie de haute sensibilité et constitue le dernier axe de cette étude. Le fait de ne pas avoir besoin d'un refroidissement cryogénique ou d'un circuit d'eau, facilite la mise en place d'un banc effectuant des mesures in situ. La première réalisation d'un banc d'OF-CEAS dans le moyen infrarouge présente de bons résultats en termes de détectivité avec des seuils de  $35 pptv$  pour le  $N_2O$  et  $15 ppbv$  pour le  $CO_2$ . Cette réalisation a nécessité l'élaboration d'une source de courant de faible bruit pour les LCQs ainsi que la mise en place d'éléments optiques adaptés au moyen infrarouge (comme les miroirs de haute réflectivité). L'étude théorique de la rétroaction optique nous a permis de comprendre le comportement des LCQs. Nos lasers présentent une forte variation de puissance (15%) lors des résonances avec les modes de la cavité haute finesse. Cette variation de puissance est plus importante que dans le cas des diodes lasers. Ce

---

comportement s'explique en partie par le niveau des pertes miroirs beaucoup plus faible dans le cas des LCQs.

Plusieurs optimisations du banc sont possibles, notamment dans le contrôle de la rétroaction optique de la cavité sur le laser. Nous avons démontré la faisabilité d'un système de spectroscopie de haute sensibilité grâce à ce banc. Ce résultat nous permet d'envisager l'utilisation de cette technique pour les applications environnementales, comme pour la détection du Formaldéhyde à  $3.5\mu\text{m}$ . La détection de cette molécule n'étant pas, actuellement, couverte par une autre technologie. Le développement de LCQs à cette longueur d'onde requiert l'optimisation des structures lasers dans différents systèmes de matériaux. L'approche des réseaux métalliques de surface reste, cependant, applicable pour la réalisation de sources LCQs DFB. L'analyse de gaz sur une plage spectrale plus étendue sera possible grâce à l'utilisation de lasers multi-longueurs d'onde avec un seul coupleur monolithique.

---

## Bibliographie

- [1] F. Tittel, D. Richter, and A. Fried, "Mid-Infrared Laser Applications in Spectroscopy" *Topics Applied Physics*, 89, 2003, pp. 445-516.
- [2] E. B. Takeuchi, T. Rayner, M. Weda, S. Crivello, and T. Day, "Standoff detection of explosive and chemical agents using broadly tuned external-cavity quantum cascade laser (EC-QCLS)", *Proceedings SPIE*, 6741, 2007, pp. 674107.
- [3] A. Kosterev, G. Wysocki, S. So, R. Lewicki, M. Fraser, F. Tittel, R.F. Curl, "Application of quantum cascade lasers to trace gas analysis" *Applied Physics B*, 90, 2008, pp. 165-176.
- [4] R. Martini, and E. A. Whittaker, "Quantum Cascade laser-based free optical communications" *Journal of Optical and Fiber Communications Research*, 2, 2005, pp. 279-292.
- [5] R.F. Kazarinov and R.A. Suris, "Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice" *Soviet Physic Semiconductor*, 5, 1971, pp. 707.
- [6] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho, "Quantum Cascade Laser" *Science*, 264, 1994, pp.553.
- [7] J. Devenson, O. Cathabard, R. Teissier, and A. N. Baranov. "InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting at 2:75-2:97  $\mu\text{m}$ " *Applied Physics Letters*, 91, 2007, pp. 251102.
- [8] D.G. Revin, J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, M. Hopkinson, A. B. Krysa, L. R. Wilson, and S. Menzel, "InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers operating at wavelengths close to 3  $\mu\text{m}$ " *Applied Physics Letters*, 90, 2007, pp. 21108.

- 
- [9] N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki, T. Asano, S. Noda, and O. Wada. "Ultrafast intersubband relaxation ( $\sim 150$  fs) in AlGaIn/GaN multiple quantum wells" *Applied Physics Letters*, 77, 2000 pp. 648.
- [10] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, "Recent progress in quantum cascade lasers and applications" *Reports on progress in physics*, 64, 2001, pp. 1533–1601.
- [11] J.D. Heber, C. Gmachl, H.M. Ng, and A.Y. Cho, "Comparative study of ultrafast intersubband electron scattering times at  $\sim 1.55\mu\text{m}$  wavelength in GaN/AlGaIn heterostructures" *Applied Physics Letters*, 81, 2002 pp. 1237.
- [12] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini, and H. Melchior, "Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature" *Science*, 295, 2002, pp.301.
- [13] Y. Bai, S. Slivken, S. R. Darvish, A. Haddadi, B. Gokden, and M. Razeghi, "High power broad area quantum cascade lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 95, 2009, 221104.
- [14] Y. Bai, S. Slivken, S. R. Darvish, and M. Razeghi, "Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with 12.5% wall plug efficiency" *Applied Physics Letters*, 93, 2008, pp. 021103.
- [15] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, and F. Rossi, "Terahertz semiconductor-heterostructure laser" *Nature*, 417, 2002, pp. 156.
- [16] S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, "186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design" *Applied Physics Letters*, 94, 2009, pp. 131105.

- 
- [17] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno, "Operation of terahertz quantum cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode", *Optics Express*, 13, 2005, pp. 3331.
- [18] G. Dehlinger, L. Diehl, U. Gennser, H. Sigg, J. Faist, K. Ensslin, D. Grützmacher, and E. Müller, "Intersubband electroluminescence from silicon-based quantum cascade structures" *Science*, 290, 2000 pp.2277.
- [19] G. Scalari, C. Walther, H. Beere, D. Ritchie, and J. Faist, "Laser emission at 830 and 960 GHz from quantum cascade structures" *IEEE Conference Proceedings ITQW*, 2007.
- [20] L. Esaki and R. Tsu, "Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors", *IBM Journal Res Development*, 14, 1970, pp. 61-65.
- [21] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco, and A. Y Cho, "Resonant Tunneling in Quantum Cascade Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34, 1998, pp. 1722-1729.
- [22] C. Becker, "Lasers à cascade quantique : Etude physique et ingénierie de la structure quantique", Thèse de l'école Polytechnique, 2002.
- [23] A. Friedrich, C. Huber, G. Boehm, and M. C. Amman, "Low threshold room temperature operation of injector less quantum cascade lasers: influence of doping density", *Electronics Letters*, 42, 2006, pp.1228-1229.
- [24] A. L. Hsu, "Design of High Efficiency Mid IR QCL Lasers" Thèse MIT, 2008.
- [25] A. Yariv, "Quantum electronics" John Wiley and Sons, New-York, 1989.
- [26] E. D. Palik, "Handbook of Optical Constants of Solids" Elsevier, 1998.



- 
- [27] J.Y. Bengloan “Amélioration des performances des lasers à cascade quantique : étude du confinement optique et des propriétés thermiques”, thèse de l’Université Paris XI, Orsay.
- [28] R. Maulini, A. Lyakh, A. Tsekoun, R. Go, C. Pflügl, L. Diehl, F. Capasso, and C. K. N. Patel,” High power thermoelectrically cooled and uncooled quantum cascade lasers with optimized reflectivity facet coatings”, *Applied Physics Letters*, 95, 2009, pp.151112.
- [29] L. Li, “Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings”, *Journal of Optical Society of America A*, vol. 13, 1996, pp. 1024.
- [30] S. Collin, F. Pardo , R. Teissier and J-L. Pelouard, “Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings”. *Physical Review B*, 63, 2001, p.033107.
- [31] P. Sheng, R. S. Stepleman and P. N. Sanda , “Exact eigenfunctions for square-wave gratings : application to diffraction and surface-plasmon calculations.” *Physical Review B*, 26, 1982, pp.2907–2916.
- [32] L. C. Botten, M. S. Craig , R. C. McPhedran , J. L. Adams and J. R. Andre-Wartha, “ The finitely conducting lamellar diffraction grating.” *Optica Acta*, 28, 1981, pp. 1087–1102.
- [33] J.-P. Perez, “Optique Fondement et applications”, édition Masson ou tout autre livre d’optique de premier cycle.
- [34] E. Rosencher, B. Vinter, “Optoélectronique”, 2<sup>ème</sup> édition, Dunod.
- [35] J. Semmel, W. Kaiser, H. Hofmann, S. Höfling, and A. Forchel, “Single mode emitting ridge waveguide quantum cascade lasers coupled to an active ring resonator filter”, *Applied Physics Letters*, vol. 93, 2008, pp. 211106.

- 
- [36] A. Hugi, R. Terazzi, Y. Bonetti, A. Wittmann, M. Fischer, M. Beck, J. Faist, and Emilio Gini, “External cavity quantum cascade laser tunable from 7.6 to 11.4  $\mu\text{m}$ ”, *Applied Physics Letters*, vol. 95, 2009, 061103.
- [37] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, and R.D. Meade, “Photonic Crystals Modeling the flow of light”, 2007.
- [38] H. Kogelnik and C. Shank, “Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers”, *Journal of Applied Physic*, vol. 43, 1972, p. 2327.
- [39] A. Yariv, “Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, 1973, p. 913-933.
- [40] T. Antoni, “Structures de couplage optique originales pour les détecteurs infrarouge à puits quantiques”, Thèse de l’Université Paris Diderot 2009.
- [41] G. Pierrick, ”Contrôle optique des cathodes froides à base de nanotubes de carbone pour les sources THz. ”, Thèse de l’école Polytechnique Paris Tech 2010
- [42] T. Antoni, P. Guiset, M. Carras, A. De Rossi, P. F. Bois, V. Berger, “A Zero-Focal-Length superlens for QWIPs and other infrared detectors”, proceedings SPIE n°7660, papier n°66 de la conférence “Infrared Technology and Applications XXXVI”.
- [43] A. Wittmann, M. Giovannini, J. Faist, L. Hvozdar, S. Blaser, Daniel Hofstetter and E. Gini, “Room temperature, continuous wave operation of distributed feedback quantum cascade lasers with widely spaced operation frequencies”, *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006, pp. 141116.
- [44] S. R. Darvish, S. Slivken, A. Evans, J. S. Yu, and M. Razegh, “Room-temperature, high-power, and continuous-wave operation of distributed-feedback quantum-cascade lasers at  $\lambda \sim 9.6\mu\text{m}$ ”, *Applied Physics Letters*, vol. 88, 2006, pp. 201114.

- 
- [45] B. G. Lee, M. A. Belkin, C., L. Diehl, H. A. Zhang, M. Audet, J. MacArthur, D. P. Bour, S. W. Corzine, G. E. Höfler, and F. Capasso, “DFB Quantum Cascade Laser Arrays”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, 2009, pp. 554-565.
- [46] J.S. Yu, S. Slivken, S.R. Darvish, A. Evans, B. Gokden, and M. Razeghi, “High-power, room-temperature, and continuous-wave operation of distributed-feedback quantum-cascade lasers at 4.8  $\mu\text{m}$ ” *Applied Physics Letters*, vol. 87, 2005, p. 041104.
- [47] A. Wittmann, Y. Bonetti, M. Fischer, J. Faist, S. Blaser, and E. Gini, “Distributed-Feedback Quantum-Cascade Lasers at 9 $\mu\text{m}$  Operating in Continuous Wave Up to 423 K”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, 2009, p. 814-816.
- [48] J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, J. Baillargeon, and A. Cho, “Distributed feedback quantum cascade lasers” *Applied Physics Letters*, vol. 70, 1997, p. 2670-2672.
- [49] C. Gmachl, S. Member, A. Straub, R. Colombelli, F. Capasso, D.L. Sivco, A.M. Sergent, and A.Y. Cho, “Single-Mode, Tunable Distributed-Feedback and Multiple-Wavelength Quantum Cascade Lasers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, 2002, p. 569-581.
- [50] A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, “Single-mode surface-plasmon laser”, *Applied Physics Letters*, vol. 76, 2000, p. 2164-2166.
- [51] R. Köhler, C. Gmachl, F. Capasso, A. Tredicucci, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, “Single-mode tunable quantum cascade lasers in the spectral range of the CO<sub>2</sub> laser at 9.5 10.5  $\mu\text{m}$ ” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, 2000, p. 474-476.
- [52] M. Carras and A.D. Rossi, “Laser semi-conducteur à contre réaction répartie forte ” Brevet FR2916092 2007.

- 
- [53] R. Wood, "On remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum." *Philosophical Magazine*, vol. 4, 1902, p. 396.
- [54] M. Carras, "Optimisation électronique et électromagnétique de détecteurs quantiques dans l'infrarouge." Thèse de l'Université Paris Diderot 2008.
- [55] W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson, and J. R. Sambles, "Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings" *Physical Review B*, vol. 54, 1996, p. 6227-6244.
- [56] S.C. Kitson, W.L. Barnes, G.W. Bradberry, and J.R. Sambles, "Photonic gaps in the dispersion of surface plasmon on gratings" *Physical Review B*, vol. 51, 1995, p. 11164.
- [57] M. Carras, and A. De Rossi, "Photonic modes of metallodielectric periodic waveguides in the midinfrared spectral range" *Physical Review B*, vol. 74, 2006, p. 235120.
- [58] A. De Rossi, M. Carras, D.J. Paul, and S. Member, "Low-Loss Surface-Mode Waveguides for Terahertz Si – SiGe Quantum Cascade Lasers" *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 42, 2006, p. 1233-1238.
- [59] L. Mahler, A. Tredicucci, R. Köhler, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, "High-performance operation of single-mode terahertz quantum cascade lasers with metallic gratings", *Applied Physics Letters*, vol. 87, 2005, p. 181101.
- [60] A. Bousseksou, Y. Chassagneux, J.R. Coudeville, R. Colombelli, C. Sirtori, G. Patriarche, G. Beaudoin, and I. Sagnes, "Surface-plasmon distributed-feedback quantum cascade lasers operating pulsed, room temperature" *Applied Physics Letters*, vol. 9, 2009, p. 091105.

- 
- [61] A. Christ, S.G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, “Waveguide-Plasmon Polaritons: Strong Coupling of Photonic and Electronic Resonances in a Metallic Photonic Crystal Slab”, *Physical Review Letters*, vol. 91, 2003, p. 183901.
- [62] E. Benveniste, S. Laurent, A. Vasanelli, C. Manquest, C. Sirtori, F. Teulon, M. Carras, and X. Marcadet “Measurement of gain and losses of a mid-infrared quantum cascade laser by wavelength chirping spectroscopy” *Applied Physics Letters*, vol. 94, 2009, 081110.
- [63] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, “Semiconductor Lasers” second edition.
- [64] M. Carras, M. Garcia, X. Marcadet, O. Parillaud, A. De Rossi, and S. Bansropun, “Top grating distributed feedback quantum cascade lasers”, *Applied Physics Letters*, vol. 93, 2008, p. 011109.
- [65] J. Faist, D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, M. Rochat, and S. Blaser, “Bound-to-continuum and two photon resonance quantum cascade lasers for high duty cycle, high-temperature operation”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, 2002, p. 533.
- [66] A. Evans, J. S. YU, S. Slivken, and M. Razeghi, “Continuous-wave operation of  $\lambda \sim 4.8 \mu\text{m}$  quantum-cascade lasers at room temperature”, *Applied Physics Letters*, vol. 85, 2004, p. 2166.
- [67] M. Carras, G. Maisons, B. Simozrag, M. Garcia, O. Parillaud, J. Massies, and X. Marcadet, “Room temperature continuous wave metal grating distributed feedback quantum cascade lasers”, *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010, p. 161105.
- [68] A. Lops, V. Spagnolo, and G. Scamarcio, “Thermal modeling of GaInAs/AlInAs quantum cascade lasers”, *Journal of Applied Physics*, vol. 100, 2006, p. 043109.
- [69] F. Xie, C. G. Caneau, H. P. Leblanc, N. J. Visovsky, S. Coleman, L.C. Hughes, and C. Zah “High-temperature continuous-wave operation of low power consumption

- 
- single-mode distributed-feedback quantum-cascade lasers at  $\lambda \approx 5.2 \mu\text{m}$ ”, Applied Physics Letters, vol. 95, 2009, p. 091110.
- [70] A. Lyakh, R. Maulini, A. Tsekoun, R. Go, C. Pflügl, L. Diehl, Q. J. Wang, F. Capasso, C. Kumar, N. Patel, F. Xie, C. G. Caneau, H. P. Leblanc, N. J. Visovsky, S. Coleman, L.C. Hughes, and C. Zah “3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach”, Applied Physics Letters, vol. 95, 2009, p. 141113.
- [71] R. Soref “Towards Silicon-based Longwave Integrated Optoelectronics”, SPIE Photonics West, invited paper 6898-5, Silicon Photonics III, 21 January 2008.
- [72] A. Hamadou, “Transverse Far-Field Distribution in Quantum Cascade Laser”, ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences, vol. 4, 2009, p. 8-12.
- [73] T. Gresch, M. Giovannini, N. Hoyer, and J. Faist, “Quantum Cascade Lasers With Large Optical Waveguides”, IEEE Photonics Technology Letters vol. 18, 2006, pp. 1041.
- [74] C. Pfahler, G. Kaufel, M. T. Keleman, M. Mikulla, M. Rattunde, J. Schmitz, and J. Wagner, “GaSb-based tapered diode lasers at 1.93  $\mu\text{m}$  with 1.5-W nearly diffraction-limited power”, IEEE Photonics Technology Letters vol. 18, 2006, pp. 758.
- [75] C. Becker, and C. Sirtori, “Lateral current spreading in unipolar semiconductor lasers”, Journal of Applied Physics, vol. 90, 2001, pp. 1688.
- [76] M. Troccoli, C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, “Mid-infrared quantum cascade laser amplifier for high power single mode emission and improved beam quality”, Applied Physics Letters, vol. 80, 2002, pp. 4103.
- [77] L. Nähle, J. Semmel, W. Kaiser, S. Höfling, and A. Forchel, “Tapered quantum cascade lasers”, Applied Physics Letters, vol. 91, 2007, pp. 181122.

- 
- [78] Q.-Y. Lu, W.-H. Guo, W. Z., L.-J. Wang, J.-Q. Liu, L. Li, F.-Q. L., and Z.-G. Wang, "Room temperature operation of photonic-crystal distributed-feedback quantum cascade lasers with single longitudinal and lateral mode performance", *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010, pp. 051112.
- [79] N. Yu, R. Blanchard, J. Fan, F. Capasso, T. Edamura, M. Yamanishi, and H. Kan, "Small divergence edge-emitting semiconductor lasers with two-dimensional plasmonic collimators", *Applied Physics Letters*, vol. 93, 2008, pp. 181101.
- [80] T. Takamori, L. A. Coldren and J. L Merz "Lasing characteristics of a continuous",wave operated folded",cavity surface emitting laser", *Applied Physics Letters*, vol. 56, 1990, pp. 2267.
- [81] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers", *Japan. J. Appl. Phys.*, 18, 1979, pp. 2329-2330.
- [82] F. Koyama, S. Kinoshita, and K. Iga, "Room-temperature CW operation of GaAs vertical-cavity surface emitting laser", *trans. IEICE*, vol. E71, 1988, pp. 1089-1090.
- [83] F. Koyama, S. Kinoshita, and K. Iga, "Room-temperature continuous-wave lasing characteristics of a GaAs vertical-cavity surface-emitting laser", *Applied Physics Letters*, 55, 1989, pp. 221-223.
- [84] R. S. Geels and L. A. Coldren, "Submilliamp threshold vertical-cavity laser diodes", *Applied Physics Letters*, 57, 1990, pp. 1605-1607.
- [85] R Petit and M Cadilhac, "Electromagnetic theory of prism coupler (tutorial approach)", *Journal of Optics*, 8, 1977, pp. 41.
- [86] S.C. Kitson, W.L. Barnes, G.W. Bradberry, and J.R. Sambles, "Surface profile dependence of surface plasmon band gaps on metallic gratings" *Journal of Applied Physic* vol. 79, 1996, p. 7383-7385.

- 
- [87] S.C. Kitson, W.L. Barnes, and J.R. Sambles, "Photonic band gaps in metallic microcavities" *Journal of Applied Physics* vol. 84, 1998, p. 2399-2403.
- [88] L. Mahler, A. Tredicucci, F. Beltram, C. Walther, J. Faist, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, "High-power surface emission from terahertz distributed feedback lasers with a dual-slit unit cell" *Applied Physics Letters*, 96, 2010, pp. 191109.
- [89] S.H. Macomber, J.S. Mott, R. J. Noll, G.M. Gallatin, E. J. Gratrix, S. L. O'Dwyer and S.A. Lambert, "Surface-emitting distributed feedback semiconductor laser" *Applied Physics Letters*, 51, 1987, pp. 472-474.
- [90] K. Mitsunaga, M. Kameya, K. Kojima, S. Noda, K. Kyuma, K. Hamanaka, and T. Nakayama, "cw surface-emitting grating .. coupled GaAs/AlGaAs distributed feedback laser with very narrow beam divergence" *Applied Physics Letters*, 50, 1987, pp. 1788-1790.
- [91] K. Mitsunaga, M. Kameya, K. Kojima, S. Noda, K. Kyuma, K. Hamanaka, and T. Nakayama, "cw surface emitting grating coupled GaAs/AlGaAs distributed feedback laser with very narrow beam divergence" *Applied Physics Letters*, 50, 1987, pp. 1788-1790.
- [92] G. A. Evans, D. P. Sour, N. W. Carlson, J. M. Hammer, M. Lurie, J. K. Butler, S. L. Palfrey, R. Amantea, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, J. B. Kirk, S. K. Liew, and W. F. Reichert, "Coherent, monolithic two dimensional strained InGaAs/AlGaAs quantum well laser arrays using grating surface emission" *Applied Physics Letters*, 55, 1989, pp. 2721-2723.
- [93] D. Hofstetter, Jérôme Faist, M. Beck, and U. Oesterle, "Surface-emitting 10.1  $\mu\text{m}$  quantum-cascade distributed feedback lasers" *Applied Physics Letters*, 75, 1999, pp. 3769-3771.



- 
- [94] W. Schrenk, N. Finger, S. Gianordoli, L. Hvozdar, G. Strasser, and E. Gornik, "Surface-emitting distributed feedback quantum-cascade lasers" *Applied Physics Letters*, 77, 2000, pp. 2086-2088.
- [95] C. Pflügl, M. Austerer, W. Schrenk, S. Golka, G. Strasser, R. P. Green, L. R. Wilson, J. W. Cockburn, A. B. Krysa and J. S. Roberts, "Single-mode surface-emitting quantum-cascade lasers" *Applied Physics Letters*, 86, 2005, pp. 211102.
- [96] M. Austerer, C. Pflügl, S. Golka, W. Schrenk, A. M. Andrews, T. Roch, and G. Strasser, "Coherent 5.35 $\mu$ m surface emission from a GaAs-based distributed feedback quantum-cascade laser" *Applied Physics Letters*, 88, 2006, pp. 121104.
- [97] S. Schartner, M. Austerer, W. Schrenk, A. M. Andrews, P. Klang, and G. Strasser, "Surface emission from epise-down short distributed-feedback quantum cascade lasers" *Optics Express*, 16, 2008, pp. 11920.
- [98] A. Lyakha, P. Zory, M. D'Souza, D. Botez, and D. Bour, "Substrate-emitting, distributed feedback quantum cascade lasers" *Applied Physics Letters*, 91, 2007, pp. 181116.
- [99] O. Demichelli, L. Mahler, T. Losco, C. Mauro, R. Green, J. Xu, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, D. A. Ritchie, V. Tamosiunas, "Surface plasmon photonic structures in terahertz quantum cascade lasers" *Optics express*, 14, 2006, pp. 5335-5345.
- [100] J. A. Fan, M. A. Belkin, F. Capasso, S. Khanna, M. Lachab, A. G. Davies, and E. H. Linfield "Surface emitting terahertz quantum cascade laser with a double-metal waveguide" *Optics express*, 14, 2006, pp. 11672-11680.
- [101] M. I. Amanti, M. Fischer, G. Scalari, M. Beck and J. Faist "Low-divergence single-mode terahertz quantum cascade laser" *Nature Photonics*, 3, 2009, pp. 586-590.

- 
- [102] J. Faist, C. Gmachl, M. Striccoli, C. Sirtori, F. Capasso, D. L. Sivco, and A. Y. Cho “Quantum cascade disk lasers” *Applied Physics Letters*, 69, 1996, pp. 2456.
- [103] C. Gmachl, J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, “Long-Wavelength (9.5–11.5  $\mu$ m) Microdisk Quantum-Cascade Lasers” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, 1997, pp. 1567.
- [104] S. Anders, V. Tamosiunas, W. Schrenk, and G. Strasser “Optical modes in mesoscopic quantum cascade ring lasers” *Physical Review B*, 69, 2004, pp. 073309.
- [105] E. Mujagić, S. Schartner, L. K. Hoffmann, W. Schrenk, M. P. Semtsiv, M. Wienold, W. T. Masselink, and G. Strasser “Grating-coupled surface emitting quantum cascade ring lasers” *Applied Physics Letters*, 93, 2008, pp. 011108.
- [106] E. Mujagić, L. K. Hoffmann, S. Schartner, M. Nobile, W. Schrenk, M. P. Semtsiv, M. Wienold, W. T. Masselink, and G. Strasser “Low divergence single-mode surface emitting quantum cascade ring lasers” *Applied Physics Letters*, 93, 2008, pp. 161101.
- [107] E. Mujagić, C. Deutsch, H. Detz, P. Klang, M. Nobile, A. M. Andrews, W. Schrenk, K. Unterrainer, and G. Strasser “Vertically emitting terahertz quantum cascade ring lasers” *Applied Physics Letters*, 95, 2009, pp. 011120.
- [108] E. Mujagić, M. Nobile, H. Detz, W. Schrenk, J. Chen, C. Gmachl, and G. Strasser “Ring cavity induced threshold reduction in single-mode surface emitting quantum cascade lasers” *Applied Physics Letters*, 96, 2010, pp. 031111.
- [109] L. Mahler, A. Tredicucci, F. Beltram, C. Walther, J. Faist, B. Witzigmann, H. E. Beere, and D. A. Ritchie “Vertically emitting microdisk lasers” *Nature Photonics*, 3, 2009, pp. 46-49.

- 
- [110] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. F. Gmachl, D. M. Tennant, A. M. Sergent, D. L. Sivco, A. Y. Cho, F. Capasso “Quantum Cascade Surface-Emitting Photonic Crystal Laser” *Science*, 302, 2003, pp. 1374-1377.
- [111] G. Xu, V. Moreau, Y. Chassagneux, A. Bousseksou, R. Colombelli, G. Patriarche, G. Beaudoin, and I. Sagnes “Surface-emitting quantum cascade lasers with metallic photonic-crystal resonators” *Applied Physics Letters*, 94, 2009, pp. 221101.
- [112] Y. Chassagneux, R. Colombelli, W. Maineult, S. Barbieri, S. P. Khanna, E. H. Linfield, and A. G. Davies “Graded photonic crystal terahertz quantum cascade lasers” *Applied Physics Letters*, 96, 2010, pp. 031104.
- [113] G. Xu, Y. Chassagneux, R. Colombelli, G. Beaudoin, and I. Sagnes “Polarized single-lobed surface emission in mid-infrared, photonic-crystal, quantum-cascade lasers” *Optics Letters*, 35, 2010, pp. 859-861.
- [114] Y. Chassagneux, R. Colombelli, W. Maineult, S. Barbieri, H. E. Beere, D. A. Ritchie, S. P. Khanna, E. H. Linfield, and A. G. Davis “Electrically pumped photonic-crystal terahertz lasers controlled by boundary conditions” *Nature*, 457, 2009, pp. 174-178.
- [115] R. J. Noll, S. H. Macomber “Analysis of surface emitting lasers” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26, 1990, pp. 456-466.
- [116] N. Finger, W. Schrenk, and E. Gornik “Analysis of TM-polarized DFB laser structures with metal surface grating” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36, 2000, pp. 780-786.
- [117] S. Li, G. Witjaksono, S. Macomber, and D. Botez, “Analysis of Surface-Emitting Second-Order Distributed Feedback Lasers With Central Grating Phaseshift” *IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics*, 9, 2003, pp. 1153-1165.
- [118] M. Schubert, and F. Rana “Analysis of Terahertz Surface Emitting Quantum-Cascade Lasers” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 42, 2006, pp. 257-265.

- 
- [119] E. Despio-Pujo, “Gravure des semi-conducteurs III-V par plasmas inductifs chlorés”, Thèse de l’école Polytechnique, 2009.
- [120] J. Plouin, E. Richalot, O. Picon, M. Carras, A. Rossi, “Photonic band structures for bi-dimensionnal metallic mesa gratings”, *Optics Express*, 14, 2006, pp. 9982-9987.
- [121] T.G. Spence, C.C. Harb, B.A. Paldus, R.N. Zare, B. Willke, and R.L. Byer, “A laser-locked cavity ring-down spectrometer employing an analog detection scheme” *Review of Scientific Instruments* 71, 2000, pp. 347.
- [122] D. Romanini, M. Chenevier, S. Kassi, M. Schmidt, C. Valant, M. Ramonet, J. Lopez H.-J. Jost, “Optical-feedback cavity-enhanced absorption: a compact spectrometer for real-time measurement of atmospheric methane”, *Applied Physic B*, 83, 2006, pp. 659–667.
- [123] E. R. T. Kerstel, R.G. Iannone, M. Chenevier, S. Kassi, H. J. Jost, and D. Romanini “A water isotope ( $^2\text{H}$ ,  $^{17}\text{O}$ , and  $^{18}\text{O}$ ) spectrometer based on optical feedback cavity-enhanced absorption for in situ airborne applications” *Applied Physic B*, 85, 2006, pp. 397–406.
- [124] A.A. Kosterev and F.K. Tittel, “Chemical sensors based on quantum cascade lasers” *IEEE Journal of quantum electronics*, 38, 2002, pp. 582-591.
- [125] L.S. Rothman, A. Jacquemart, A. Barbe, D. Benner, M. Birk, L.R. Browne, M.R. Carleer, C. Chackerian, Jr. Chance, L. Coudert, V. Dana, V.M. Devi, JM. Flaud, R.R. Gamache, A. Goldman, J.-M Hartmann, K.W. Jucks, A.G. Maki, J.-Y. Mandini, S.T. Massie, Y. Orphal, A. Perrin, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, J. Tennyson, R.N. Tolchenov, R.A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi and G. Wagner, “The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 96, 2004, pp. 139-204.
- [126] Demtröder, “*Laser Spectroscopy 5*” Springer Verlag, 1981.

- 
- [127] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Lalo, “Mécanique Quantique” Tome I et II, Hermann, 1977.
- [128] P. Ponsardin and E. Browell, “Mesurment of h<sub>2</sub>O linestrengths and air-induced broadening and shifts in the 815 nm spectral region” *Journal of molecular spectroscopy*, 185, 1997, pp. 58-70.
- [129] J.U. White, “Long optical paths of large aperture” *Journal of the Optical Society of America*, 32, 1942, pp. 285-288.
- [130] D. Herriott, H. Kogelnik and R. Kompfer, “Off-axis paths in spherical mirror interferometer”, *Applied Optics*, 3, 1964, pp. 523-526.
- [131] D. Weidmann, A.A. Kosterev, C. Roller, R.F. Curl, M.P. Fraser and F.K. Tittel, “Monitoring of ethylene by a pulsed quantum cascade laser” *Applied Optics*, 43, 2004. pp. 3329-3335.
- [132] J.U. White, “Long optical paths of large aperture” *Journal of Optical Society of America*, 32, 1942, pp. 285-288.
- [133] D. Herriott, H. Kogelnik and R. Kompfer, “Off-axis paths in spherical mirror interferometer” *Applied Optics*, 3, 1964, pp. 523-526.
- [134] A. Gassel, V. Zéninari, B. Parvitte, L. Joly, D. Courtois, “Optimisation of a compact photoacoustic quantum cascade laser spectrometer for atmospheric flux measurements : application to the detection of methane and nitrous oxide”, *Applied Physics B*, 88, 2007, 88, pp. 483-492.
- [135] M. D. Wojcik, M. C. Phillips, B.D. Cannon, M. S. Taubman, “Gas-phase photoacoustic sensor at 8.41  $\mu\text{m}$  using quartz tuning forks and amplitude-modulated quantum cascade lasers” *Applied Physics B*, 85, 2006, pp. 307-313.

- 
- [136] J. Morville, “Injection des cavités optiques de haute finesse par laser à diode – Application à la CW-CRDS et à la détection de traces atmosphérique” Thèse de l’Université Joseph Fourier Grenoble I.
- [137] J. Morville, D. Romanini, M. Chenevier, and A. Kachanov, “ Effects of laser phase noise on the injection of a high–finesse cavity” *Applied Optics*, 41, 2002, pp. 6980–6990.
- [138] J. Morville, S. Kassi, M. Chenevier, and D. Romanini, “ Fast, Low-noise, mode by mode, cavity enhanced absorption spectroscopy by diode-laser self-locking” *Applied Physics B*, 80, 2005, pp. 1027-1038.
- [139] Ph. Laurent, A. Clairon, and Ch. Breant, “Frequency Noise Analysis of Optically Self-Locked Diode Lasers” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25, 1989, pp. 1131-1142.
- [140] D. Romanini, M. Chenevier, S. Kassi, M. Schmidt, C. Valant, M. Ramonet, J. Lopez, and H.-J. Jost, “Optical–feedback cavity–enhanced absorption: a compact spectrometer for real–time measurement of atmospheric methane” *Applied Physics B*, 83, 2006, pp. 659-657.



---

## Annexe A

---

### La simulation des guides

#### 1. Le formalisme des matrices S

La résolution analytique appliquée dans le cas du guide planaire devient rapidement compliquée lorsque le nombre de couches constituant le guide devient important, ou bien, lorsque la géométrie du guide est plus complexe. Dans ce cas, une résolution numérique est plus adaptée. De nombreuses solutions existent comme par exemple la résolution basée sur les matrices de transfert, la méthode des éléments finis... Nous allons détailler ici une méthode dérivée des matrices de transfert : le formalisme des matrices-S. Bien que les matrices de transfert permettent la résolution d'un bon nombre de problèmes, ce formalisme n'est pas adapté au problème des guides ayant un réseau. Il est difficile de traiter un tel problème à cause des divergences numériques générées par des exponentielles croissantes.<sup>[29]</sup> Pour pallier ce défaut, et pour pouvoir calculer les solutions même en présence d'un réseau métallique, la résolution par le formalisme des matrices-S a été développée.<sup>[29]</sup> Le principe est basé sur la relation entre les entrées et les sorties du guide constitué d'un empilement de  $N$  couches (figure a-1).



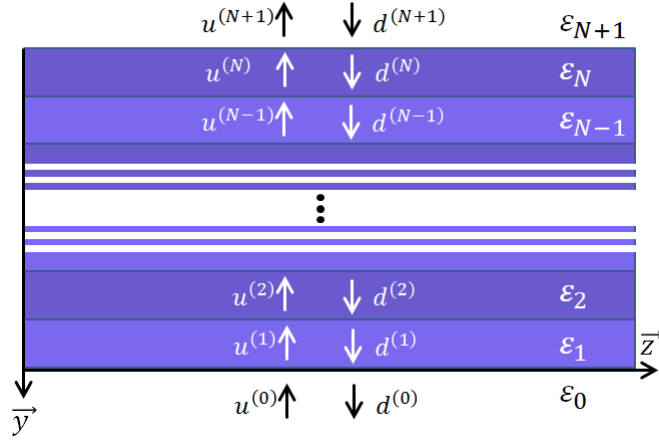


Figure A-1 : schéma de la décomposition du champ utilisée dans le formalisme des matrices-S. Le champ est une superposition d'ondes se propageant de bas en haut et de haut en bas dans chaque couche.

Ce formalisme utilise une décomposition en ondes planes du champ électromagnétique, dans la direction ( $\vec{y}$ ). Nous utilisons donc une base constituée des fonctions  $\exp(i\lambda_m^{(p)\pm}y)$  avec  $\lambda_m^{(p)+}$  correspondant au mode d'ordre m se propageant dans la couche  $p$  de bas en haut ( $u^p$ ) et  $\lambda_m^{(p)-}$  correspondant au mode d'ordre m se propageant dans la couche  $p$  de haut en bas ( $d^p$ ). Grâce aux relations de passage entre chacune des couches, l'algorithme récursif relie les entrées et sorties de la première et de la dernière couche. Si l'ensemble est composé de  $N$  couches, la relation de passage entre la couche  $p$  et le milieu 0 est donnée par :

$$\begin{pmatrix} u^{(p+1)} \\ d^{(0)} \end{pmatrix} = S^{(p)} \begin{pmatrix} u^{(0)} \\ d^{(p+1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{uu}^{(p)} & R_{ud}^{(p)} \\ R_{du}^{(p)} & T_{dd}^{(p)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^{(0)} \\ d^{(p+1)} \end{pmatrix} \quad (\text{A-1})$$

$T_{uu}^{(p)}$  et  $R_{ud}^{(p)}$  sont, respectivement, les matrices de transmission et de réflexion des  $p$  couches situées avant  $p + 1$ . L'onde se propageant de bas en haut dans la couche  $p + 1$  résulte de la transmission des  $p$  couches de l'onde incidente du milieu 0 et de la réflexion de l'onde se propageant de haut en bas dans la couche  $p + 1$  par l'ensemble des  $p$  couches situées avant la couche  $p + 1$ . La matrice  $S^{(p)}$  agit sur les entrées de l'empilement des  $p$  premières couches pour générer les deux sorties comme montré sur la figure a-2.

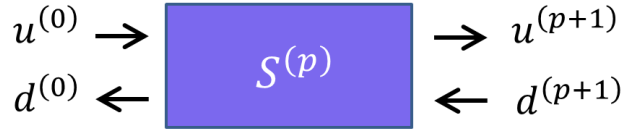


Figure A-2 : schéma de principe du formalisme des matrices-S.

La matrice  $S$  de l'ensemble des  $N$  couches ne peut être calculée en effectuant le produit des  $N$  matrices  $S$  de chaque couche (comme pour les matrices de transfert). Nous pouvons calculer le vecteur  $(u_p, d_{p-1})$  avec la matrice  $S_{p-1}$  mais pas le vecteur  $(u_p, d_{p+1})$  dont nous avons besoin dans la formule récursive. La matrice  $S$  est alors calculée en utilisant des formules récursives sur ces éléments de matrices.<sup>[29]</sup> Une fois que nous avons obtenu la matrice  $S$  de l'ensemble du multicouches, les modes de la cavité sont calculés en considérant que la réponse du système est infinie pour une excitation du système constante. Dans notre cas, nous considérons qu'une onde se propage selon l'axe ( $\vec{z}$ ) avec une composante du vecteur d'onde  $k_x$  nulle.

Le programme cherche, pour une valeur de  $k_z = \beta$  donnée, le pôle  $\omega$  qui permet de faire diverger le système, c'est-à-dire lorsque les coefficients des ordres du champ électromagnétique divergent. En effet, lorsque nous introduisons une quantité finie d'énergie dans le mode par unité de temps, l'énergie dans le mode diverge. Un mode est une solution des équations de Maxwell sans source. Avec cette méthode nous ne pouvons pas trouver des modes avec des pertes. La solution trouvée pour pallier cet inconvénient est d'utiliser une pulsation complexe :  $\omega = \omega' + i\omega''$ . La partie réelle de  $\omega$  correspond à la pulsation de l'onde et la partie imaginaire est directement liée au temps de vie du mode dans la cavité  $\tau$ :

$$\omega'' = \frac{-1}{2\tau} \quad (\text{A-2})$$

La partie imaginaire de la pulsation nous permet de calculer les pertes pour chaque mode grâce à la relation (2-37). Un guide idéal sans perte peut également être étudié en ne prenant en compte que la partie réelle des indices des différentes couches. Dans ce cas, si la partie imaginaire du pôle est toujours différente de zéro, cela signifie que le mode subit des pertes d'une origine différente de celle par absorption des porteurs libres. Il s'agit alors d'un phénomène de rayonnement comme, par exemple, un processus d'émission par la surface (ce processus est étudié en détail dans le chapitre 3).

---

## 2. La théorie rigoureuse des modes couplés

Le formalisme des matrices-S est notamment efficace lorsque les guides sont périodiques dans une des directions dans le plan des couches. Ce formalisme est alors couplé à une résolution rigoureuse de la théorie des modes couplés (Rigorous Coupled Wave Theory RCWT en anglais).<sup>[32]</sup> Cette théorie permet de trouver une solution exacte aux équations de Maxwell dans le cadre de réseaux structurés. La RCWT a été développée au départ pour l'étude des réseaux holographiques. Cette technique a ensuite été grandement utilisée dans l'étude des plasmons à la surface des réseaux métalliques.<sup>[30]-[31]</sup> Les plasmons correspondent au couplage entre les électrons du matériau et l'onde électromagnétique. La RCWT s'appuie sur une décomposition en série de Fourier de la permittivité diélectrique du milieu et du champ électromagnétique. Dans ce cadre, les guides ayant un profil « analogique » sont discrétisés en un ensemble de couches au sein desquelles la permittivité peut être considérée comme constante (*figure a-3*).

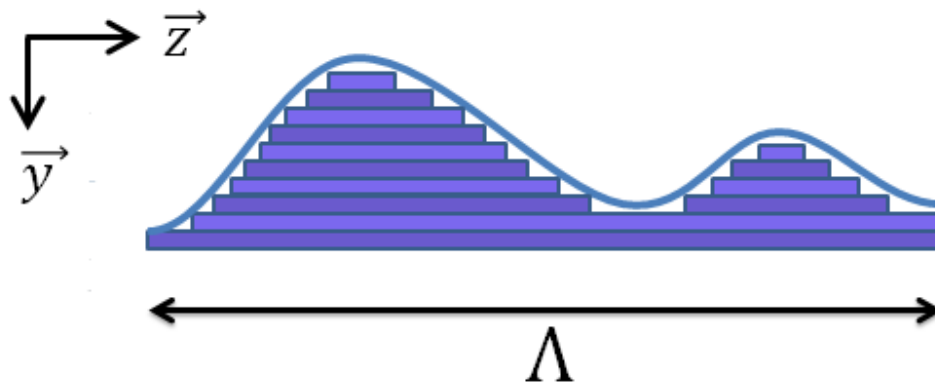


Figure A-3 : schéma de principe de la discrétisation du profil du guide selon l'axe ( $\vec{y}$ ). Le guide est périodique dans l'axe ( $\vec{z}$ ) et de période  $\Lambda$ . Le nombre de couches doit être suffisamment grand pour approcher le profil réel de la distribution de la permittivité du guide.

Ainsi, si nous considérons une couche quelconque du réseau, la décomposition de la permittivité en série de Fourier s'écrit :

$$\varepsilon(z) = \sum_q \varepsilon_q \exp(iqKz) \quad (\text{A-3})$$

---

Avec  $K = 2\pi/\Lambda$  le vecteur d'onde de la périodicité. De même, nous appliquons cette décomposition au champ électromagnétique. Une onde, de vecteur d'onde  $\beta$ , qui se propage dans un milieu périodique infini selon l'axe ( $\vec{z}$ ), est donnée par le théorème de Floquet-Bloch et s'écrit :

$$\psi_\beta(y, z) = V_\beta(y, z)\exp(i\beta z), \psi = (E, H) \quad (\text{A-4})$$

La fonction  $V_\beta(y, z)$  est périodique et a la même période que le guide où l'onde se propage et peut être décomposée en série de Fourier :

$$\psi_\beta(y, z) = \sum_q v_q(y) \exp(i\beta_q z) \exp(i\beta z) = \sum_q v_q(y) \exp(i\alpha_q z) \quad (\text{A-5})$$

Avec  $\alpha_q = k_0 n \cdot \sin(\theta) + qK$ . Tout l'enjeu consiste alors à calculer les fonctions  $v_n(y)$  qui sont les harmoniques spatiales du champ. Si l'onde se propage dans une couche  $p$  d'un milieu homogène, la fonction  $v_q^{(p)}(y)$  peut-être décomposée dans la base des ondes planes :

$$v_q^{(p)}(y) = \sum_m w_m^{(p)} \exp(ik_{y,m}^{(p)} y) \quad (\text{A-6})$$

Avec les  $w_m^{(p)}$  et  $k_{y,m}^{(p)}$  étant, respectivement les coefficients  $(u^{(p)}, d^{(p)})$  et  $\lambda_m^{(p)}$  du formalisme des matrices-S explicité au paragraphe précédent. Étant donné que nous pouvons calculer ces coefficients dans chacune des couches constituant le guide, en projetant le champ sur chaque ordre de Fourier, nous pouvons remonter à la distribution spatiale des champs électrique et magnétique. De plus, en faisant varier la composante du vecteur d'onde dans la direction de propagation et de périodicité,  $\beta$ , nous pouvons établir le diagramme de dispersion, comme celui présenté à la figure 2-5, dans le cas d'un guide à la géométrie plus compliquée.

La précision de ce calcul est donnée par le nombre d'ordre considéré dans la décomposition en série de Fourier de la partie périodique du champ électromagnétique. Le nombre d'ordre à considérer va dépendre de la complexité de la géométrie considérée, plus les variations spatiales du champ électrique sont abruptes et plus il faut augmenter le nombre d'ordre. Néanmoins, les possibilités de calculs nous permettent, aujourd'hui, d'aborder des problèmes avec des géométries compliquées sans que le nombre d'ordre nécessaire soit une limite.

---

## Annexe B

---

### Approche perturbative du calcul du champ au voisinage du réseau

Nous allons décrire l'approche perturbative qui nous permet de comprendre le comportement du champ électrique à la surface d'un réseau métallique.

Étant donné les dimensions mises en jeu (période du réseau et profondeur de gravure sont comparables à la longueur d'onde), le comportement d'un tel réseau s'explique en appliquant les équations de Maxwell, en champ proche. L'analyse classique d'un réseau de diffraction serait non appropriée. Pour l'étude de ce type de réseau, nous nous plaçons dans le cas où celui-ci est entouré d'un milieu homogène, diélectrique, sans charge ni courant. Le réseau considéré est périodique selon l'axe ( $\vec{z}$ ) et invariant selon l'axe ( $\vec{x}$ ) (figure b-1).

Ces réseaux à l'ordre 2 permettent de coupler la lumière qui se propage le long du réseau dans la direction de périodisation avec les modes de rayonnements. <sup>[55]</sup> La situation étudiée est celle d'une onde se propageant à la surface couplée aux modes rayonnés (figure b-1).

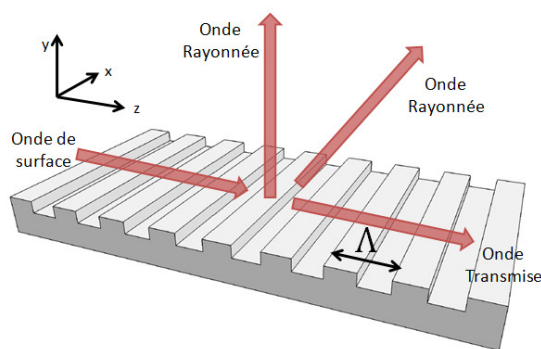


Figure B-1 : schéma d'un mode de surface se propageant le long d'un réseau du second ordre  $\Lambda = \lambda_n$  dans la direction de périodisation. Une partie de l'onde est transmise tandis qu'une autre est rayonnée

---

Les équations de Maxwell relient les champs électrique et magnétique créés par une distribution de charge  $\rho$  et de courant  $\vec{j}$  dans un milieu de permittivité  $\varepsilon$  et de perméabilité  $\mu$  :

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (\text{B-1})$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{B-2})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{B-3})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{B-4})$$

Ces équations sont valables en tous points de l'espace, en champ proche ou en champ lointain. Dans ce cas précis où l'onde se propage à l'interface entre le métal ( $X^m$ ) et l'air ( $X^a$ ), il est intéressant de regarder les relations de passage entre ces deux milieux :

$$(\vec{D}^a - \vec{D}^m) \cdot \vec{n} = \rho_s \quad (\text{B-5})$$

$$(\vec{B}^a - \vec{B}^m) \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{B-6})$$

$$(\vec{E}^a - \vec{E}^m) \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (\text{B-7})$$

$$(\vec{H}^a - \vec{H}^m) \wedge \vec{n} = \vec{j}_s \quad (\text{B-8})$$

Avec  $\vec{n}$  la normale à l'interface orienté du métal vers l'air et  $\rho_s$  et  $\vec{j}_s$  les distributions de charges surfaciques et les courants de surface. Ces deux quantités sont reliées par la loi de conservation :

$$\text{div } \vec{j}_s - \frac{\partial \rho_s}{\partial t} = 0 \quad (\text{B-9})$$

Pour connaître le champ en tous points de l'espace, il nous suffit de déterminer  $\vec{j}_s$ . Dans la suite nous supposons que le milieu diélectrique est dépourvu de charge ou de courant. En réalité, dans un laser à cascade quantique, des charges traversent la structure pour pomper électriquement le niveau supérieur de la transition radiative. Nous considérons que ces charges sont suffisamment diluées dans la structure pour ne pas venir perturber le champ. Cela revient à annuler  $\rho$  et  $\vec{j}$  dans les équations (B-1) et (B-4). Dans ces conditions les équations de Maxwell deviennent redondantes et la résolution se limite aux couples (B-1) et (B-3) ou (B-2) et (B-4). De même les équations de passage se limitent au système (B-5) et

(B-6) ou (B-7) et (B-8). Les milieux sont considérés comme homogènes et isotropes. Cette dernière hypothèse ne sera pas vérifiée dans le cas où la zone active du laser sera prise en compte, mais ne modifiera pas le comportement du réseau vis-à-vis des modes de surface. Le métal sera traité comme parfait : le champ à l'intérieur de ce milieu est nul et il y a création d'un courant de peau, à l'interface, par le champ magnétique. Nous considérons également qu'il n'y a pas de perte dans ce matériau.

Si le champ électrique est polarisé selon l'axe invariant du réseau ( $\vec{x}$ ) et le champ magnétique selon l'axe ( $\vec{y}$ ), les relations de passage impliquent la nullité de  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  à l'interface. L'onde incidente est alors transmise et n'est pas couplée aux modes de rayonnement. Pour qu'il y ait excitation des modes rayonnés, nous allons étudier la situation où  $\vec{E}$  est polarisé selon l'axe ( $\vec{y}$ ), cette polarisation correspondant à celle des modes confinés à la surface du réseau métallique.

Le système d'équation se résume aux équations indépendantes :

$$\text{div} \vec{B}^a = 0 \quad (\text{B-10})$$

$$\text{rot} \vec{H}^a = \frac{\partial \vec{D}^a}{\partial t} \quad (\text{B-11})$$

$$\vec{E}^a \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (\text{B-12})$$

$$\vec{H}^a \wedge \vec{n} = \vec{j}_s \quad (\text{B-13})$$

Par définition,  $\vec{j}_s$  est dans le plan ( $\vec{x}, \vec{z}$ ) et tangent au profil du réseau. Les expressions de  $\vec{n}$  et de  $\vec{j}_s$  sont données par :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ n_y / (n_y^2 + n_z^2)^{1/2} \\ n_z / (n_y^2 + n_z^2)^{1/2} \end{pmatrix} \quad (\text{B-14})$$

$$\vec{j}_s = j_s \begin{pmatrix} 0 \\ -n_z / (n_y^2 + n_z^2)^{1/2} \\ n_y / (n_y^2 + n_z^2)^{1/2} \end{pmatrix} \quad (\text{B-15})$$

Avec  $n_z = \frac{\delta p(z)}{\delta z}$  et  $n_y = -1$ ,  $y = p(z)$  étant le profil du réseau. Nous obtenons :

$$\begin{cases} \partial_y H_z^a - \partial_z H_y^a \\ \partial_z H_x^a - \partial_x H_z^a \\ \partial_x H_y^a - \partial_y H_x^a \end{cases} = \begin{cases} \partial_t D_x^a \\ \partial_t D_y^a \\ \partial_t D_z^a \end{cases} \quad (\text{B-16})$$

$$\begin{cases} H_y^a n_z - H_z^a n_y \\ -H_x^a n_z \\ H_x^a n_y \end{cases} = j_s \begin{cases} 0 \\ -n_z \\ n_y \end{cases} \quad (\text{B-17})$$

$$\begin{cases} E_y^a n_z - E_z^a n_y \\ -E_x^a n_z \\ E_x^a n_y \end{cases} = \begin{cases} 0 \\ 0 \\ 0 \end{cases} \quad (\text{B-18})$$

Ce qui nous donne :

$$\frac{\partial H_x^a}{\partial y} - \frac{\partial H_x^a}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial z} = 0, E_x^a = H_z^a = H_y^a = 0, \|\vec{H}^a\| = \|\vec{J}_s\| \quad (\text{B-19})$$

La résolution du problème passe donc par la résolution de l'équation aux dérivées partielles (B-19), qui est définie localement à la surface du réseau, avec la condition  $y = p(z)$ . Cette contrainte rend difficile la résolution de l'équation et il existe différentes approches pour contourner le problème. Pour plus de renseignements sur les méthodes de calculs et leurs résolutions, nous renvoyons le lecteur à la référence [40]. Nous ne donnerons, ici, qu'une analyse qualitative des résultats obtenus.

La symétrie du réseau impose que le champ diffracté selon  $(\vec{y})$  ait la même période que le réseau. Le champ électromagnétique peut être décomposé en série de Fourier :

$$H(y, z) = H(z)^i + H(y, z)^d = C_0 e^{-ik_0 z} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{inKz} e^{ik_n y} \quad (\text{B-20})$$

Avec  $H^i$  et  $H^d$  les parties incidentes et diffractées du champ et  $K = 2\pi/\Lambda$  le vecteur d'onde du réseau. La conservation du vecteur d'onde impose :

$$k_0^2 = (nK)^2 + k_n^2 \Rightarrow k_n = \sqrt{k_0^2 + (nK)^2} \quad (\text{B-21})$$

Si nous regardons le premier ordre ( $n = 1$ ), pour  $k_0 < K$ , alors  $k_1$  est un imaginaire pur. Physiquement, cela correspond à une onde exponentiellement décroissante selon  $(\vec{y})$  et qui ne se propage que selon  $(\vec{z})$ . Cette onde est confinée à l'interface du réseau : c'est la partie de l'onde transmise par le réseau. Si nous regardons maintenant l'ordre 0, alors  $k_{n=0} =$



$k_0$  est réel et cette onde correspond à un mode rayonné se propageant dans la direction ( $\vec{y}$ ). Comme le réseau est invariant selon ( $\vec{x}$ ), le champ électrique qui était polarisé selon ( $\vec{y}$ ) pour l'onde incidente à la surface du réseau est maintenant polarisée selon ( $\vec{z}$ ) pour le mode rayonné. Cette rotation de la polarisation s'explique par la répartition du courant de surface généré par l'onde incidente. Comme l'équation (B-19) le résume, le champ diffracté est dû au courant de surface induit par le champ magnétique incident. Pour expliquer la rotation de la polarisation des modes rayonnés, nous allons considérer que le réseau n'est plus de forme binaire comme sur la figure b-1, mais de forme analogique. Le réseau est alors représenté par une fonction sinusoïdale comme sur la figure b-2.

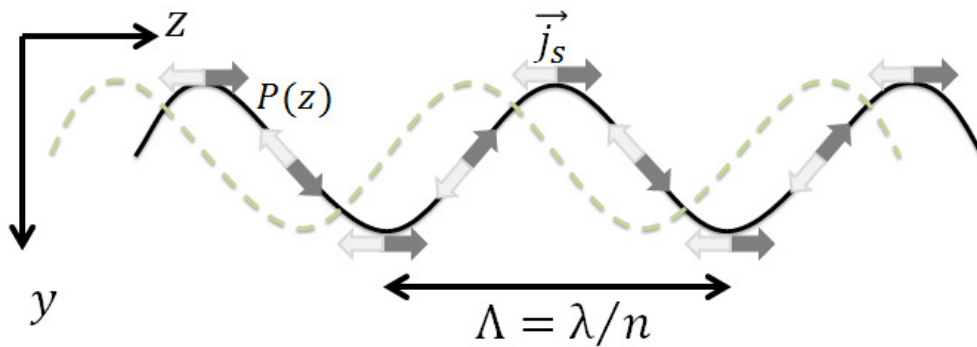


Figure B-2 : variation de l'amplitude et de l'orientation des courants de surface avec le profil du réseau. Les flèches représentent l'orientation du courant de surface. La courbe en pointillés représente l'amplitude de la composante du courant de surface selon l'axe ( $\vec{y}$ ). Cette amplitude  $j_s$  étant proportionnelle à la dérivée de  $p(x)$ , le réseau et l'amplitude sont en quadrature de phase.

Nous pouvons faire l'analogie entre un réseau de type binaire et un réseau sinusoïdale car le réseau est périodique. Comme toute fonction périodique, le réseau peut être décomposé en série de Fourier. Le profil sinusoïdal représente la première composante de la série de Fourier. Pour un réseau avec un taux de remplissage de 50%, cette composante a le poids le plus important par rapport aux poids des fréquences plus élevées. Ainsi, le réseau binaire peut être remplacé par un réseau effectif de type sinusoïdal.

Le champ électrique rayonné est généré par l'excitation des courants de surface. Les courants sont orientés tangentiellement par rapport au profil du réseau. L'équation (B-15) montre que l'amplitude de la composante du courant selon ( $\vec{y}$ ) est liée à la dérivée du profil. Les courants sont, pour cette composante, maxima aux endroits où la pente est maximum et

---

nulle lorsque le profil est localement plat. Le champ électrique est parallèle aux courants et dépend de son amplitude. La composante selon ( $\vec{y}$ ) du champ induit par ces courants est donc maximum au niveau des nœuds du profil du réseau et nul au niveau des ventres. L'amplitude d'oscillations des charges, aux sommets et dans les creux du réseau, est nulle dans la direction ( $\vec{y}$ ) et ne contribue pas au champ diffracté. À cause de la dérivée du profil, seul un champ électrique en quadrature de phase avec le réseau peut être couplé aux modes de rayonnement.

Nous présentons ici les expressions des champs magnétique et électrique calculées par la méthode de Chandezon et données par la référence [40]. Le champ total limité au premier terme en  $kt_g$  et limité au premier ordre diffracté est :

$$H_x = H_0 \left[ \cos(k_0 y) + \frac{k_0 t_g}{\sqrt{K^2 - k_0^2}} e^{-\sqrt{K^2 - k_0^2} y} \sin(Kz) \right] \quad (\text{B-22})$$

Étant donné que  $\partial_z H_x^a = \partial_t D_y^a$  nous obtenons :

$$E_y = E_0 \frac{k_0 t_g}{\sqrt{K^2 - k_0^2}} e^{-\sqrt{K^2 - k_0^2} y} \cos(Kz) \quad (\text{B-23})$$

Ces composantes ont été calculées pour un profil de réseau sinusoïdal  $p(z) = t_g \sin(Kz)$ . Les relations de passage nous disent que  $H_x$  doit être continu à la surface et donc nul au niveau de l'interface. Cette composante du champ doit forcément avoir la phase d'un sinus. Nous voyons que les champs sont exponentiellement décroissants lorsque nous nous éloignons de la surface. Dans la direction périodique du réseau,  $H_x$  est en phase avec le réseau alors que  $E_y$  est en quadrature (figure b-3).

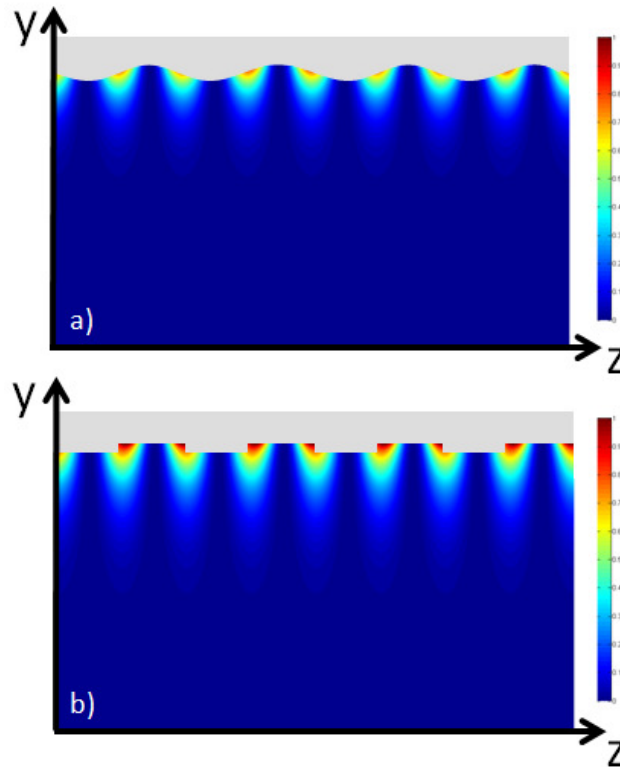
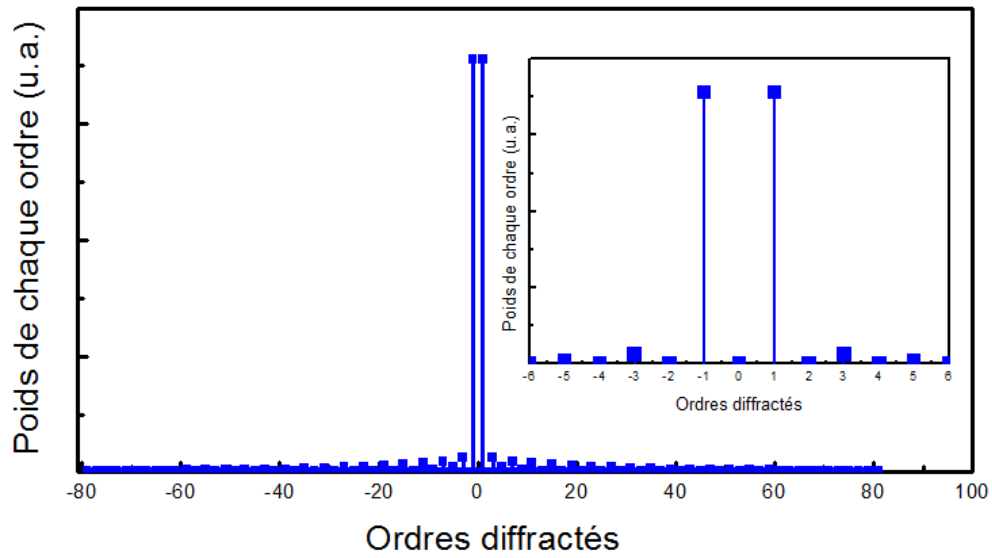


Figure B-3 : représentation de l'intensité de la partie rasante du champ diffracté. Les intensités sont normalisées.  
 a) calcul analytique correspondant à l'équation (B-23) . b) calcul des matrices-S.

La figure b-3 a) nous montre que les approximations effectuées ne sont pas trop restrictives et que la forme du champ obtenue est semblable à celle que nous obtenons par le calcul numérique exacte (figure b-3 b)). Une des approximations du modèle consiste à se restreindre au premier ordre diffracté ( $e^{\pm ikx}$ ). Cette limitation n'est pas excessive si on regarde le poids de chaque ordre diffracté obtenu par le calcul numérique (figure b-4).



*Figure B-4 : représentation des poids de chaque ordre diffracté obtenus par un calcul numérique basé sur une décomposition en ondes planes du champ. Le nombre d'ondes planes utilisées pour ce calcul est de 141. Insert : agrandissement sur les premiers ordres diffractés.*

Nous venons de montrer qu'une onde qui se propage à la surface du réseau avec un vecteur d'onde correspondant au vecteur d'onde du réseau, une partie de cette onde est rayonnée dans la direction perpendiculaire à la surface du réseau.