



uOttawa

L'Université canadienne  
Canada's university

FACULTÉ DES ÉTUDES SUPÉRIEURES  
ET POSTDOCTORALES



FACULTY OF GRADUATE AND  
POSTDOCTORAL STUDIES

Claudine Allen

AUTEUR DE LA THÈSE / AUTHOR OF THESIS

Ph.D. (Biologie)

GRADE / DEGRÉ

Département de biologie

FACULTÉ, ÉCOLE, DÉPARTEMENT / FACULTY, SCHOOL, DEPARTMENT

Points Quantiques Sur Substrat D'INP : Plate-Forme Pour des Composantes Optoélectroniques  
Accordables

TITRE DE LA THÈSE / TITLE OF THESIS

Simon Fafard

DIRECTEUR (DIRECTRICE) DE LA THÈSE / THESIS SUPERVISOR

Sylvain Raymond

CO-DIRECTEUR (CO-DIRECTRICE) DE LA THÈSE / THESIS CO-SUPERVISOR

EXAMINATEURS (EXAMINATRICES) DE LA THÈSE / THESIS EXAMINERS

A. Bellerive

D. Rancourt

E. Fortin

R. Maciejko

Gary W. Slater

Le Doyen de la Faculté des études supérieures et postdoctorales / Dean of the Faculty of Graduate and Postdoctoral Studies

**POINTS QUANTIQUES SUR SUBSTRAT D'INP : PLATE-FORME POUR DES  
COMPOSANTES OPTOÉLECTRONIQUES ACCORDABLES**

CLAUDINE ALLEN

Thèse déposée à la  
Faculté des études supérieures et postdoctorales  
dans le cadre des exigences  
pour le grade de Philosophiae Doctor en physique

Département de physique  
Faculté des sciences  
Université d'Ottawa



Library and  
Archives Canada

Bibliothèque et  
Archives Canada

Published Heritage  
Branch

Direction du  
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file* *Votre référence*  
*ISBN: 978-0-494-18571-1*  
*Our file* *Notre référence*  
*ISBN: 978-0-494-18571-1*

#### NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

#### AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

---

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

  
**Canada**



Cette page est laissée blanche délibérément.

## SOMMAIRE

Les points quantiques (PQs) InAs/InGaAsP ont été employés comme région active de diodes laser dont la croissance a été faite sur un substrat de (100) InP et de l'émission laser accordable entre 1.5  $\mu\text{m}$  et 1.7  $\mu\text{m}$  a été observée. Nous avons d'abord analysé la dynamique des porteurs de charge et des photons dans ces diodes laser. Il fut déterminé que les porteurs confinés dans les PQs ont des états d'énergie discrets correspondant à ceux d'un oscillateur harmonique bidimensionnel. L'interaction entre les porteurs de charge et les ondes électromagnétiques fut décrite par le biais de la susceptibilité électrique. Ceci a confirmé la possibilité d'amplification des ondes se propageant dans les diodes laser s'il y a inversion de population des porteurs de charge dans les points quantiques, ce qui peut éventuellement mener à de l'émission laser avec suffisamment de courant injecté. Ensuite, nous avons étudié expérimentalement trois différentes structures de ces diodes laser; leurs caractéristiques spectrales et leur relation supra linéaire entre la puissance optique émise et le courant injecté ont vérifié la présence d'émission laser. La meilleure performance optoélectronique fut obtenue avec la structure ayant le plus grand potentiel de confinement des porteurs de charge dans les points quantiques et la plus grande densité de ces points quantiques, mais une augmentation de ce deuxième paramètre ne garantit pas nécessairement une amélioration de la performance. À température de la pièce, une densité de courant au seuil laser de 1.1  $\text{kA/cm}^2$  et un rendement quantique différentiel externe de 9.4 % furent mesurés pour cette structure de diode laser ainsi qu'un bon rendement quantique interne d'environ 25 %. La diminution du rendement quantique de l'interne à l'externe fut attribuée à des pertes internes de photons élevées avec un coefficient de 28  $\text{cm}^{-1}$ . L'accroissement typique de la densité de courant seuil avec la température fut vérifié avec des températures caractéristiques entre 52 K et 121 K, mais un comportement anormal d'augmentation de la température caractéristique au-dessus de 180 K fut observé pour deux des trois structures de diodes laser. Le potentiel d'accord spectral fut estimé en étudiant l'effet de la longueur des diodes laser et de leur température sur la longueur d'onde de l'émission laser. Les résultats prometteurs alors obtenus nous ont incités à réaliser un laser accordable en cavité externe à partir de nos diodes laser à points quantiques. Une plage

d'accord de 110 nm centrée à 1580 nm fut atteinte, soit dans une région spectrale importante pour les applications de composantes optoélectroniques dans le domaine des télécommunications.

## ABSTRACT

InAs/InGaAsP quantum dots were embedded in laser diode structures grown on (100) InP and tunable lasing has been observed between 1.5  $\mu\text{m}$  and 1.7  $\mu\text{m}$ . We first investigated the dynamics of charge carriers and photons in these laser diodes. It was found that the carriers confined in the quantum dots have discrete energy states like those of a bi-dimensional harmonic oscillator. The interaction between charge carriers and electromagnetic waves was analyzed through the electrical susceptibility. This has confirmed the possibility of wave amplification if the charge carrier population in the quantum dots is inverted, eventually leading to lasing if enough current is injected. Next, we have studied experimentally three different laser diode structures; their spectral properties and their super linear relation between emitted optical power and injected current demonstrate lasing characteristics. The best optoelectronic performance was obtained for the structure with the deepest charge carrier confinement potential and largest density of quantum dots, but an increase of this second parameter doesn't guarantee an improvement of the performance. At room temperature, a laser threshold current density of 1.1  $\text{kA}/\text{cm}^2$  and an external quantum differential efficiency of 9.4 % have been measured for this laser diode structure as well as a good internal quantum efficiency of 25 % approximately. This efficiency decrease from internal to external was attributed to high internal photon losses with a coefficient of 28  $\text{cm}^{-1}$ . Typical increase of the threshold current density with temperature was verified with characteristic temperatures between 52 K and 121 K, but this characteristic temperature abnormally increased above 180 K for two of the three laser diode structures. Spectral tuning potential was assessed by studying the effect of temperature and length of the laser diodes on their lasing wavelength. Promising results incited us to set up an external cavity tunable laser based on our quantum dot laser diodes. A tuning range of 110 nm centered at 1580 nm was reached in a spectral region important for applications of optoelectronic devices in the field of telecommunications.

## ÉNONCÉ DE CONTRIBUTIONS ORIGINALES

L'ensemble de l'étude présentée dans ce document repose sur de nombreux textes tel qu'indiqué par les références dans la section bibliographique. L'auteure a toutefois tenté de s'appropriier le contenu de ces livres et articles pour créer une analyse personnelle du sujet des diodes laser à points quantiques, le tout se trouvant à être plus que la somme de ses éléments constitutifs. Plus pratiquement, on relève quatre observations expérimentales dans cette thèse qui, au meilleur de notre connaissance, sont des contributions originales à la science puisqu'elles ont été publiées en premier par notre groupe de recherche ou encore n'ont pas été publiées par d'autres scientifiques et n'apparaissent que dans cette thèse. La première de ces contributions est la réalisation de diodes laser à points quantiques InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP fonctionnant à basse température et à température de la pièce. Nous avons aussi observé un comportement anormal, par rapport à ce qu'on peut retrouver dans la littérature scientifique, de l'évolution de la densité de courant au seuil d'émission laser avec la température pour certaines structures de diodes laser. De plus, nous avons utilisé une méthode de mesure du coefficient de pertes internes de photons qui fait appel aux franges d'interférence Fabry-Pérot et au meilleur de notre connaissance, cette méthode n'avait pas encore été appliquée aux diodes laser à points quantiques. La quatrième et dernière contribution est la réalisation d'un laser à points quantiques accordable en cavité externe qui émet à des longueurs d'onde entre 1.5  $\mu\text{m}$  et 1.7  $\mu\text{m}$ .

## LISTE DES PUBLICATIONS

### Contributions directement reliées à cette thèse

C. Ni. Allen, G. Ortner, C.Dion, P. J. Poole, P. Barrios, J. Lapointe, G. Pakulski, W.Render, S. Fafard, S. Raymond, *External cavity quantum dot tunable laser through 1.55  $\mu\text{m}$* . (accepté par Appl. Phys. Lett.)

G. Ortner, C. Ni. Allen, C.Dion, P. Barrios, D. Dalacu, D. Poitras, J. Lapointe, G. Pakulski, P. J. Poole, W.Render, S. Raymond, M. Bayer, *External cavity InAs/InGaAsP/InP quantum dot tunable laser through 1.55  $\mu\text{m}$  with a tuning range of 160 nm*. (soumis à Appl. Phys. Lett.)

C. Ni. Allen, P. J. Poole, P. Barrios, P. Marshall, G. Pakulski, S. Raymond, S. Fafard, *External cavity quantum dot tunable laser through 1.55  $\mu\text{m}$* , Phys. E **26**, p. 372 (2005)

C. Ni. Allen, P. J. Poole, P. Marshall, S. Raymond, S. Fafard, *Tunable quantum-dot lasers grown on (100) InP*, Microelectron. J. **34**, p. 415 (2003)

C. Ni. Allen, P. J. Poole, P. Marshall, J. Fraser, S. Raymond, S. Fafard, *InAs self-assembled quantum-dot lasers grown on (100) InP*, Appl. Phys. Lett. **80**, p. 3629 (2002)  
(aussi publié dans: Virtual J. of Nano. Science and Techno.)

K. Hinzer, C. Ni. Allen, J. Lapointe, D. Picard, Z. R. Wasilewski, A. J. SpringThorpe, S. Fafard, *Widely tunable self-assembled quantum dot lasers*, J. Vac. Sci. Technol. A **18**, p. 578 (2000)

S. Fafard, J. McCaffrey, Y. Feng, C. Ni. Allen, H. Marchand, L. Isnard, P. Desjardins, S. Guillon, R. A. Masut, *Quantum Dot Laser Diodes Emitting at 1.5 Microns*, Proc. of SPIE **3491**, p. 272 (1998)

## **Autres publications**

- J. F. Girard, C. Dion, P. Desjardins, C. Ni. Allen, P. J. Poole, S. Raymond, *Tuning of the electronic properties of self-assembled InAs/InP(001) quantum dots by rapid thermal annealing*, Appl. Phys. Lett. **84**, p. 3382 (2004)  
(aussi publié dans: Virtual J. of Nano. Science and Techno.)
- S. Fafard, K. Hinzer, C. Ni. Allen, *Semiconductor Quantum Dot Nanostructures and their Roles in the Future of Photonics*, Braz. J. of Phys. **34**, (2004)
- C. Ni. Allen, P. Finnie, S. Raymond, Z. R. Wasilewski, S. Fafard, *Inhomogeneous Broadening in Quantum Dots with Ternary Aluminum Alloys*, Appl. Phys. Lett. **79**, p. 2701 (2001)
- C. Ni. Allen, J. J. Dubowski, P. G. Piva, S. Fafard, *Quantum Dot Intermixing with Thermal and Laser Annealing*, Proc. of SPIE **4087**, p. 1188 (2000)
- J. J. Dubowski, C. Ni. Allen, S. Fafard, *Laser-induced InAs/GaAs Quantum Dot Intermixing*, Appl. Phys. Lett. **77**, p. 3583 (2000)
- S. Fafard, H. C. Liu, Z. R. Wasilewski, J. McCaffrey, M. Spanner, S. Raymond, C. Ni. Allen, K. Hinzer, J. Lapointe, C. Struby, M. Gao, P. Hawrylak, C. Gould, A. Sachrajda, P. Zawadzki, *Quantum Dots Devices*, Proc. of SPIE **4078**, p. 100 (2000)
- S. Fafard, C. Ni. Allen, *Intermixing in Quantum-Dot Ensembles with Sharp Adjustable Shells*, Appl. Phys. Lett. **75**, p. 2374 (1999)
- S. Fafard, Z. R. Wasilewski, C. Ni. Allen, K. Hinzer, J. P. McCaffrey, Y. Feng, *Lasing in Quantum Dot Ensembles with Sharp Adjustable Electronic Shells*, Appl. Phys. Lett. **75**, p. 986 (1999)
- S. Fafard, Z. R. Wasilewski, C. Ni. Allen, D. Picard, M. Spanner, J. P. McCaffrey, P.G. Piva, *Manipulating the Energy Levels of Semiconductor Quantum Dots*, Phys. Rev. B **59**, p. 15368 (1999)
- F. Yang, K. Hinzer, C. Ni. Allen, S. Fafard, G. C. Aers, Y. Feng, J. McCaffrey, S. Charbonneau, *Quantum dot p-i-n structure in an electric field*, Superlattices and Microstructures **25**, p. 419 (1999)
- S. Fafard, Z. R. Wasilewski, C. Ni. Allen, D. Picard, P. G. Piva, J. P. McCaffrey, *Self-assembled quantum dots: five years later*, Superlattices and Microstructures **25**, p. 87 (1998)
- F. Yang, K. Hinzer, G. C. Aers, S. Fafard, Y. Feng, C. Ni. Allen, S. Charbonneau, *Carrier Escape Processes in InAs/GaAs/AlGaAs Self-assembled Quantum Dots Detectors*, Proc. ICPS-24, sur disque compact (1998)

## REMERCIEMENTS\*

En rétrospective, les expériences que j'ai vécues jusqu'à aujourd'hui se regroupent bien selon les communautés dont j'ai fait partie à divers moments de ma vie. Je vais donc regrouper ces remerciements de la même manière.

D'abord ma famille, ma communauté familiale ou même mon clan pourrait-t-on dire, mérite d'être plus que remerciée. Peu importe les malheurs ou les bonheurs qui peuvent se produire dans ma vie sociale ou professionnelle, ma famille et tout spécialement mes parents sont là pour me supporter, m'écouter, partager et m'accepter sans me juger. Bref, ils m'aiment inconditionnellement et ô combien cela peut m'être précieux ! Cette thèse n'aurait probablement pas vu le jour sans leur support et leur confiance en moi. Particulièrement dans l'étape finale de rédaction de thèse, un merci tout spécial à mes parents Yvette et Roch, je vous aime. Un petit clin d'oeil à mon père pour avoir bravement relu toute ma thèse afin de corriger les fautes de français. Ce n'est pas pour rien que les pères sont souvent les héros de leurs filles; mon papa, c'est le plus fort !

Mes communautés de danse sont aussi très précieuses pour moi, c'est la façon dont j'arrive à maintenir un équilibre d'esprit avec les souvent troublantes pensées scientifiques et philosophiques. Mon expérience avec Les Danseurs de Sainte-Marie et l'Ensemble Folklorique Manigance a défini une très grande partie de ma personnalité. Merci à tous les membres de ces communautés de m'avoir aidée à devenir ce que je crois être : une meilleure personne et une meilleure scientifique. Un merci bien spécial à une personne que j'admire beaucoup, l'âme de ces deux communautés, Lise Sirianni. I have been involved with a few more dance communities since my departure from Quebec City and I am grateful for all these wonderful dance evenings. Thanks to all for the good times. Among these

---

\* Cette section a été rédigée en utilisant à la fois le français et l'anglais pour convenir à la langue de préférence de ceux qui sont référés dans ce texte. / This section has been written in a mix of both English and French to fit the preferred language of the people named in the text.

communities, thank you to the Ottawa Swing Dance Society and my dance partner of a too short while, Ed Reaney. Jazz is just so good for the soul!

Mon cheminement professionnel m'ayant menée en divers endroits, plusieurs de mes amitiés se sont estompées avec le temps, mais certaines ont survécu le test de la distance. À ma communauté d'amis éternels, merci d'avoir été là et de continuer à y être. Vincent, Noémie et toute votre famille ; c'est toujours un plaisir incomparable de se sentir la bienvenue chez vous comme chez soi. Étienne, je suis très heureuse d'avoir redécouvert notre amitié récemment et de partager avec toi une passion pour la richesse et la diversité des cultures. Nicolas dont j'admire les capacités scientifiques, il faut qu'on communique plus ! Charles Étienne, chaque conversation avec toi n'a pas son pareil, j'en sors toujours à la fois grandie et diminuée. Dominic avec qui j'ai survécu à mon baccalauréat en physique, puisse ta carrière être aussi satisfaisante que la mienne l'est pour moi. Jean-Paul, l'ingénieur converti en physicien en partie par ma faute, ta compagnie a toujours été bénéfique et appréciée pendant ces études graduées. Merci encore de rendre possible le dépôt de cette thèse à distance. Finalement, Jean-François et puis Éric, merci d'avoir pris le risque de partager une période de votre vie avec une physicienne excentrique, les bons souvenirs de notre relation sont ce qui reste et réchauffe le coeur.

A last community on the personal side is the roleplaying one. This activity is always one of my favorite ways to push the creativity and the expression of myself; to make the dream come true. Thanks to the members of Seven Tribes and of Association des Joueuses et Joueurs de Rôles de l'Outaouais; the years in Ottawa would not have been as fun without you! I am also grateful for the recent discovery of the online version of these roleplaying games, giving me an opportunity for new encounters that can last no matter where one is located on earth within internet access. Isaac, thank you; you made my last mile of thesis writing much more pleasing.

Du côté professionnel, la communauté scientifique de l'Institut des sciences des microstructures du Conseil national de recherches du Canada fut un milieu particulièrement enrichissant pour développer mes habiletés de recherche et mon esprit scientifique. First, I

would like to thank all the researchers who helped me and were involved in the quantum dot laser diodes research project: Philip Poole for growing the laser diodes structures; Pedro Barrios, Paul Marshall, Jean Lapointe, Daniel Poitras, Dan Dalacu and Dan Roth for processing the laser diodes; Jeff Fraser for imaging the laser diodes' active region; Siegfried Janz and Greg Pakulski for numerous useful advices on my project; William Render, Edith Post and Vinson Gauthier for every piece of setup or other technical support you provided that made this research project much more agreeable to realize. Thank you also Vinson for being so alive and true; you made my day every time you said "For you Claudine, anything!" with a smile. Aussi relié à ce projet de recherche, mes plus sincères remerciements à Carolyne Dion pour m'avoir permis d'utiliser quelque résultats que j'ai pu inclure dans mon étude des diodes laser en fonction de leur longueur. Nos conversations à propos de la danse vont me manquer très chère! Thank you also to Gerhard Ortner who inherited the research project on external cavity quantum dot laser diodes after my departure; our intense exchange of emails for a while has been most entertaining!

There were also a lot of other researchers, of colleagues in this community who were not directly involved in my research project but who helped me to expand my scientific knowledge in different directions. To all the people of the Quantum Physics and Optoelectronic groups , thank you! I already miss our lunch time discussions. Il y a quelques personnes que je désire mentionner explicitement en raison d'amitiés plus proches ou de moments plus intenses. Karin, et qui dit Karin dit Bruno, partager le chemin des études graduées avec vous fut un plaisir. Merci pour les discussions amicales et scientifiques, les conseils estudiantins ainsi que pour m'avoir fait découvrir l'aïkido! Michel, cher Michel, savais-tu que tu es un scientifique que j'admire? Ta compréhension des problèmes scientifiques a été plusieurs fois une source d'inspiration pour moi. Sunida, Tik, I will not hide that I have a few regrets where our relation is concerned, I have been distant. Nonetheless, I sincerely wish you find peace and happiness in all your future endeavors. Guy Ouellette, ton séjour parmi nous fut trop court pour toutes les mauvaises raisons du monde, puisse ton âme reposer en paix. Simon Frédéric, ce fut un plaisir on ne peut plus épicurien de retrouver ta compagnie à Ottawa. Je regrette de ne pas m'être rendue plus disponible pour d'autres sympathiques boustifailles avant de partir! There are so many other

people I would like to thank explicitly: Joan, Devika, Peter, James, ..., but hopefully I'll find another way to convey my gratitude eventually.

Je n'ai malheureusement beaucoup interagi avec la communauté du Département de physique de l'Université d'Ottawa bien que c'est l'endroit où j'ai été inscrite aux études graduées! Toutefois, ces interactions furent appréciées, que ce soit avec le professeurs, les autre étudiants, les directeurs ou le personnel administratif. Merci à tous!

Je remercie aussi les communautés officielles qui m'ont supportée financièrement pendant mes études: le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG), le Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (FQRNT) et l'Institut canadien pour les innovations en photoniques (ICIP). Dans le dernier cas, la majorité du support fut beaucoup plus que financier. Merci aux membres et aux administrateurs de l'ICIP pour cette expérience extraordinaire.

J'ai gardé le plus important pour la fin, soit la petite communauté que forment mes deux directeurs de thèse, Dr Sylvain Raymond et Dr Simon Fafard. "Merci" est loin d'être suffisant pour exprimer toute ma gratitude pour le temps que vous m'avez consacré, partageant ouvertement votre savoir scientifique en particulier sur les points quantiques. Merci pour toutes les opportunités que vous m'avez données, merci pour votre support, merci pour vos conseils, vos explications, ... Merci de m'avoir acceptée bien que je puisse être parfois insécure, parfois obstinée et même parfois les deux en même temps. Merci.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>SOMMAIRE</b> .....	iii
<b>ABSTRACT</b> .....	v
<b>ÉNONCÉ DE CONTRIBUTIONS ORIGINALES</b> .....	vi
<b>LISTE DES PUBLICATIONS</b> .....	vii
<b>REMERCIEMENTS</b> .....	ix
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> .....	xiii
<b>LISTE DES FIGURES</b> .....	xv
<b>LISTE DES TABLES</b> .....	xviii
<b>LISTE DES ABRÉVIATIONS</b> .....	xix
<b>LÉGENDE</b> .....	xx
<b>CHAPITRE I : INTRODUCTION</b> .....	- 1 -
<b>CHAPITRE II : THÉORIE</b> .....	- 8 -
2.1 STRUCTURE MATÉRIELLE ET ÉLECTRONIQUE D’UN POINT QUANTIQUE .....	- 9 -
2.1.1 <i>Fabrication de points quantiques</i> .....	- 9 -
2.1.2 <i>Configuration énergétique des porteurs dans un point quantique</i> .....	- 11 -
2.2 TRANSITIONS ÉLECTRONIQUES DANS UN POINT QUANTIQUE .....	- 26 -
2.2.1 <i>Transitions radiatives</i> .....	- 27 -
2.2.2 <i>Transitions non radiatives</i> .....	- 37 -
2.3 PROPAGATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DANS UNE DIODE LASER.....	- 40 -
2.3.1 <i>Confinement longitudinal</i> .....	- 45 -
2.3.2 <i>Confinement vertical</i> .....	- 48 -
2.4 SYNTHÈSE .....	- 53 -
<b>CHAPITRE III : DIODES LASER À POINTS QUANTIQUES InAs/InGaAsP SUR UN SUBSTRAT (100) InP</b> .....	- 55 -

3.1 DESCRIPTION DE LA STRUCTURE DES DIODES LASER À POINTS QUANTIQUES .....	- 56 -
3.1.1 <i>Analyse du guidage des ondes électromagnétiques</i> .....	- 58 -
3.2. CARACTÉRISTIQUES SPECTRALES DE LA LUMINESCENCE .....	- 66 -
3.2.1. <i>Méthodes expérimentales</i> .....	- 66 -
3.2.2 <i>Résultats et discussion</i> .....	- 70 -
3.3 PERFORMANCE OPTOÉLECTRONIQUE.....	- 85 -
3.3.1 <i>Méthodes expérimentales</i> .....	- 85 -
3.3.2 <i>Résultats et discussion</i> .....	- 89 -
3.3.3 <i>Dépendance de la performance sur la longueur et la température d'une diode laser</i> .....	- 98 -
3.4 ALTERNATIVE POUR ÉVALUER LE COEFFICIENT DE PERTES INTERNES .....	- 111 -
3.4.1 <i>Méthodes expérimentales</i> .....	- 112 -
3.4.2. <i>Résultats et discussion</i> .....	- 115 -
3.5 SYNTHÈSE ET RECOMMANDATIONS .....	- 119 -
<b>CHAPITRE IV : DIODES LASER À POINTS QUANTIQUES ACCORDABLES</b> .....	- 123 -
4.1 ACCORD DE LONGUEUR D'ONDE AVEC LA LONGUEUR ET LA TEMPÉRATURE D'UNE DIODE LASER .....	- 125 -
4.2 LASERS À POINTS QUANTIQUES ACCORDABLES DANS UNE CAVITÉ EXTERNE.....	- 130 -
4.2.1 <i>Méthodes expérimentales</i> .....	- 130 -
4.2.2 <i>Résultats et discussion</i> .....	- 132 -
4.3 SYNTHÈSE ET RECOMMANDATIONS .....	- 140 -
<b>CHAPITRE V : CONCLUSION</b> .....	- 142 -
<b>BIBLIOGRAPHIE</b> .....	- 145 -
<b>ANNEXE A</b> .....	- 154 -
<b>ANNEXE B</b> .....	- 172 -
<b>ANNEXE C</b> .....	- 179 -

## LISTE DES FIGURES

Fig. 1.1 : Schéma d'un laser à points quantiques avec une mouleure. ....	- 7 -
Fig. 2.1 : Images par microscopie électronique en transmission de points quantiques. ....	- 10 -
Fig. 2.2 : Schéma d'un point quantique et structures de bandes d'énergie. ....	- 14 -
Fig. 2.3 : Profil radial d'un point quantique. ....	- 18 -
Fig. 2.4 : Potentiel effectif radial de confinement des porteurs dans un point quantique. ....	- 21 -
Fig. 2.5 : Exemples de transitions électroniques radiatives dans un point quantique. ....	- 30 -
Fig. 2.6 : Onde plane polarisée linéairement selon x et se propageant selon z. ....	- 42 -
Fig. 2.7 : Propagation d'une onde dans une cavité Fabry-Pérot. ....	- 46 -
Fig. 2.8 : Propagation d'une onde dans un guide d'onde plan. ....	- 48 -
Fig. 2.9: Ondes incidente, réfléchiée et transmise à une interface entre deux milieux. ....	- 49 -
Fig. 3.1 : Structures des diodes laser 00-226, 01-175 et 02-167. ....	- 57 -
Fig. 3.2 : Profil spatial des bandes de conduction et de valence dans la région du coeur d'un guide d'onde. ....	- 58 -
Fig. 3.3 : Représentation d'un laser à ruban (a) et d'un laser à mouleure (b). ....	- 59 -
Fig. 3.4 : Profil spatial en intensité lumineuse du mode fondamental polarisé horizontalement pour les lasers à mouleure 01-175 et 02-167. ....	- 60 -
Fig. 3.5 : Montage expérimental pour les mesures de photoluminescence et d'électroluminescence. ....	- 67 -
Fig. 3.6 : Spectres de photoluminescence et d'électroluminescence des structures 00-226, 01-175 et 02-167. ....	- 71 -
Fig. 3.7 : Spectre d'émission laser à double longueur d'onde. ....	- 75 -
Fig. 3.8 : Potentiel radial de confinement des porteurs pour les bandes de conduction, de trous lourds et de trous légers. ....	- 78 -
Fig. 3.9 : Comparaison de la densité d'états optique conjointe avec le spectre de photoluminescence du laser à mouleure 02-167. ....	- 80 -

Fig. 3.10 : Spectres mettant en évidence les modes longitudinaux du laser à moulure 02-167.....	- 82 -
Fig. 3.11 : Montage expérimental pour évaluer la performance optoélectronique des diodes laser.....	- 85 -
Fig. 3.12 : Puissance lumineuse résolue temporellement de la diode laser 01-175.....	- 88 -
Fig. 3.13 : Courbes L-I pour différentes diodes laser à la température de l'azote liquide.....	- 90 -
Fig. 3.14 : Analyse de la puissance optique de sortie en fonction du courant injecté pour un laser à moulure 02-167. ....	- 92 -
Fig. 3.15 : Effet de la diffusion latérale des porteurs sur la relation entre le courant seuil et la largeur du laser à moulure 02-167.....	- 94 -
Fig. 3.16 : Inverse du rendement quantique différentiel externe en fonction de la longueur de des diodes laser 02-167.....	- 98 -
Fig. 3.17 : Relation entre le logarithme naturel de densité de courant seuil et la longueur des diodes laser pour la structure 02-167.....	- 101 -
Fig. 3.18 : Représentation de l'effet de la distribution de taille des PQs sur la densité d'états optique conjointe et le gain.....	- 103 -
Fig. 3.19 : Représentation de l'impact d'un changement de température de 77 K à 300 K sur la densité d'états optique conjointe et le gain.....	- 106 -
Fig. 3.20 : Comportement de la densité de courant seuil en fonction de la température pour les trois différentes structures de diodes laser 00-226, 01-175 et 02-167. ....	- 107 -
Fig. 3.21 : Montage expérimental permettant d'évaluer le coefficient de pertes internes avec la technique d'interférence Fabry-Pérot. ....	- 113 -
Fig. 3.22 : Spectre des franges d'interférence Fabry-Pérot pour le laser à moulure 02-167.....	- 116 -
Fig. 3.23 : Gain en fonction de la densité de courant seuil pour le laser à moulure 02-167.....	- 120 -
Fig. 4.1 : Densité d'états optique conjointe en fonction de l'énergie pour une diode laser dont l'ensemble inhomogène de PQs aurait un seul état confiné. ....	- 123 -
Fig. 4.2 : Accord de la longueur d'onde d'émission laser avec la longueur des diodes laser 00-226, 01-175 et 02-167. ....	- 125 -
Fig. 4.3 : Effet de la longueur d'une diode laser sur les pertes de et répercussion de cet effet sur la courbe de gain au seuil laser avec différentes densités de porteurs.....	- 126 -

Fig. 4.4 : Accord de la longueur d'onde d'émission laser avec la température des diodes laser 01-175 et 02-167. ....	- 127 -
Fig. 4.5 : Comparaison du décalage en longueur d'onde de l'émission du laser à moulure 01-175 avec celui des bandes d'énergie interdite des matériaux constituant les points quantiques dans cette structure. ....	- 128 -
Fig. 4.6 : Montage expérimental d'un laser accordable en cavité externe.....	- 131 -
Fig. 4.7 : Accord spectral de l'émission laser de la structure 02-167 en cavité externe Littrow. ....	- 133 -
Fig. 4.8 : Comportement des spectres d'électroluminescence de la structure 02-167 en cavité externe Littrow avec le courant injecté au-dessus du seuil laser. ....	- 134 -
Fig. 4.9 : Courbes d'accord spectral du laser accordable en cavité externe avec la structure 02-167 en configurations Littman et Littrow.....	- 135 -
Fig. 4.10 : Courbes L-I de la structure 02-167 en cavité externe Littrow pour trois différentes longueurs d'onde d'émission laser. ....	- 137 -
Fig. 5.1 : Décalage vers le bleu de la photoluminescence après un recuit thermique rapide d'un système de points quantiques InAs/InP incluant une couche remplie de défauts cristallins sur le dessus de l'échantillon. ....	- 143 -

## LISTE DES TABLES

Table 1: Niveaux d'énergie d'un PQ et leur dégénérescence associée..	- 24 -
Table 2: Paramètres numériques du mode fondamental polarisé horizontalement des lasers à moulure 01-175 et 02-167	- 62 -
Table 3: Paramètres utilisés pour évaluer les niveaux d'énergie des points quantiques de la structure 02-167.	- 76 -
Table 4: Énergie et longueur d'onde des transitions radiatives inter bandes permises pour les points quantiques dans le laser à moulure 02-167..	- 79 -
Table 5: Données portant sur la performance des trois structures de diodes laser 00-226, 01-175 et 02-167.	- 95 -
Table 6: Paramètres $T_0$ caractérisant l'évolution de la densité de courant seuil des diodes laser 00-226, 01-175 et 02-167 avec la température.	- 109 -

## **LISTE DES ABRÉVIATIONS**

ESA – émission spontanée amplifiée

DL – diode laser

DL-PQs – diode laser à points quantiques

EL – électroluminescence

EM – électromagnétique

FP – Fabry-Pérot

LACE – laser accordable en cavité externe

MET – microscopie électronique en transmission

PL – photoluminescence

PQ – point quantique

TE – transverse électrique

TM – transverse magnétique

## LÉGENDE

- $\theta$  – angle [ $^{\circ}$  ou rad]  
 $\theta_c$  – angle critique pour la réflexion totale interne [ $^{\circ}$  ou rad]  
 $\vec{E}$  – champ électrique [V/m]  
 $\vec{H}$  – champ magnétique [A/m]  
 $e$  – charge électrique élémentaire de l'électron [C]  
 $D$  – coefficient de gain différentiel [m<sup>2</sup>]  
 $\gamma, \alpha^E(g^E)$  – coefficient de perte (gain) en amplitude [m<sup>-1</sup>]  
 $\alpha(g)$  – coefficient de perte (gain) en intensité [m<sup>-1</sup>]  
 $\alpha_i^E(\alpha_i)$  – coefficient de pertes internes en amplitude (intensité) [m<sup>-1</sup>]  
 $\alpha_m^E(\alpha_m)$  – coefficient de pertes miroirs en amplitude (intensité) [m<sup>-1</sup>]  
 $r(t)$  – coefficient de réflexion (transmission) en amplitude [-]  
 $R(T)$  – coefficient de réflexion (transmission) en intensité [-]  
 $L_c, t_c$  – cohérence, longueur et temps [m, s]  
 $\zeta$  – conductivité [S/m]  
 $h(\hbar)$  – constante de Planck (divisée par  $2\pi$ ) [eV·s]  
 $\beta$  – constante de propagation [m<sup>-1</sup>]  
 $k_B$  – constante de Boltzmann [eV/K]  
 $I$  – courant électrique [A]  
 $\rho$  – densité de charges libres [C/m<sup>3</sup>]  
 $\vec{J}$  – densité de courant électrique [A/m<sup>2</sup>]  
 $\vec{D}$  – densité de flux électrique [C/m<sup>2</sup>]  
 $\vec{B}$  – densité de flux magnétique [T]  
 $N_{ph}$  – densité de photons [m<sup>-3</sup>]  
 $n_p$  – densité de porteurs de charge [m<sup>-3</sup>]  
 $n_r(J_r)$  – densité de porteurs (courant) au seuil de transparence du matériel [m<sup>-3</sup>, A/m<sup>2</sup>]

$n_{th} (J_{th})$  – densité de porteurs (courant) au seuil d'émission laser [ $m^{-3}$ ,  $A/m^2$ ]  
 $n_{PQ}$  – densité volumique de points quantiques [ $m^{-3}$ ]  
 $\sigma$  – déviation standard [dépend de la quantité mesurée]  
*Gauss* – distribution gaussienne [-]  
 $\varepsilon, E$  – énergie [ $kg \cdot m^2/s^2$  ou eV]  
 $E_p$  – énergie de Kane [ $kg \cdot m^2/s^2$  ou eV]  
 $E_g$  – énergie de la bande interdite [ $kg \cdot m^2/s^2$  ou eV]  
 $V$  – énergie potentielle [ $kg \cdot m^2/s^2$  ou eV]  
 $\vec{A}$  – énergie potentielle vectorielle pour le champ électrique [ $kg \cdot m^2/s^2$  ou eV]  
 $\varrho, l, L, d$  – épaisseur, longueur, distance [m]  
 $x, y, z, r$  – espace, coordonnées [m]  
 $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, \hat{r}$  – espace, vecteurs unitaires [-]  
 $\Gamma, \Gamma^{PQ}, \Gamma_{opt}$  – facteurs de confinement optique [-]  
 $DF$  – facteur d'utilisation [%]  
 $\psi$  – fonction d'onde indépendante du temps [ $m^{-1/2}$ ]  
 $\Psi$  – fonction d'onde dépendante du temps [ $m^{-1/2}$ ]  
 $F$  – force [ $kg \cdot m/s^2$ ]  
 $f$  ou  $\nu, \omega$  – fréquence, fréquence angulaire ( $\omega = 2\pi f$ ) [ $s^{-1}$ ]  
 $G$  – gain à une passe [-]  
 $n$  – indice de réfraction [-]  
 $I$  – intensité lumineuse [ $W/m^2$ ]  
 $\lambda (\lambda_0)$  – longueur d'onde (dans le vide) [m]  
 $m$  – masse [g]  
 $m^*$  – masse effective [g]  
 $p$  – moment cinétique [ $kg \cdot m/s$ ]  
 $\mathcal{P}$  – moment dipolaire électrique [C·m]  
 $F$  – niveau de Fermi [ $kg \cdot m^2/s^2$  ou eV]  
 $i$  – nombre imaginaire  $\sqrt{-1}$  [-]  
 $H, L$  – opérateurs hamiltonien et du moment cinétique angulaire [ $kg \cdot m^2/s^2$ ,  $kg \cdot m/s$ ]

$\gamma_{1,2}$  – paramètres de Luttinger [-]  
 $\mu$  ( $\mu_0$ ) – perméabilité (dans le vide) [H/m]  
 $\varepsilon_p$  ( $\varepsilon_0$ ) – permittivité (dans le vide) [F/m]  
 $\vec{P}$  – polarisation électrique induite [C/m<sup>2</sup>]  
 $\Lambda$  – puissance [watts]  
 $L$  – puissance lumineuse [watts]  
 $\eta_d$  – rendement quantique différentiel externe [-]  
 $\eta_i$  – rendement quantique interne [-]  
 $R$  – résistance [ $\Omega$ ]  
 $\chi$  – susceptibilité électrique [C/m<sup>2</sup>]  
 $t$  – temps [s]  
 $\tau$  – temps de vie [s]  
 $\mathcal{W}$  – travail [kg·m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ou eV]  
 $T$  – température [K]  
 $r, R$  – taux de transition [s<sup>-1</sup>]  
 $\vec{k}, k$  – vecteur d'onde et son module, le nombre d'onde [m<sup>-1</sup>]  
 $v$  ( $c$ ) – vitesse (vitesse de la lumière dans le vide) [m/s]

À ma famille étendue

---

The gap between how and why troubles me greatly, as it should you. It is the difference that will bring the world down on our heads.

– Ian Pears, *An Instance of the Fingerpost*, Penguin, New York (1998), p.106 –

Les Gaulois n'ont peur que d'une chose, c'est que le ciel leur tombe sur la tête !

– René Goscinny & Albert Uderzo dans plusieurs albums d'Astérix et Obélix... –

## CHAPITRE I : INTRODUCTION

Les technologies optoélectroniques et photoniques impliquant la participation de la lumière font maintenant partie de notre vie de tous les jours. Qui s'encombrerait maintenant d'un pointeur traditionnel pour effectuer une présentation au lieu d'un pointeur laser? On peut même retrouver ce dernier dans des jeux peu sécuritaires d'une cours de récréation écolière ou encore dans un jeu avec le chat de la maison qui aura bien du mal à comprendre pourquoi ce petit point rouge s'échappe tout le temps. De façon plus utilitaire, l'optoélectronique fait maintenant partie intégrante des technologies informatiques et de communication pour répondre à nos besoins de plus en plus exigeants pour transmettre, recevoir et emmagasiner de l'information. Nous avons parcouru bien du chemin depuis la découverte de l'ampoule électrique et le projet de recherche ici présenté poursuit l'avancée dans ce domaine. Le sujet de cette recherche de nouvelles composantes optoélectroniques traite des diodes laser (DLs) telles que celles qu'on retrouve dans les pointeurs lasers ou dans les lecteurs de disques compacts, mais incluant une nanotechnologie de nature différente connue sous le nom de points quantiques (PQs). Les nanotechnologies font appel aux propriétés uniques de la matière qu'on peut observer à très petite échelle : un PQ a habituellement un diamètre quelques milliers de fois plus petit que l'épaisseur d'un cheveu. Une des motivations de ce projet de recherche est d'approfondir nos connaissances de ces propriétés uniques prédites par la théorie de la mécanique quantique, par exemple la dualité onde-particule. En effet, ces propriétés ne sont pas aisément observables à notre échelle de grandeur, bien que les particules qui composent nos corps aient des propriétés ondulatoires, on ne s'attend pas à pouvoir passer à travers un mur! Par contre, les particules contenues dans les PQs auront leur dynamique grandement affectée par cet aspect ondulatoire et quantifié, ce que nous pouvons étudier par le biais d'interactions avec la lumière. Les deux autres motivations pour effectuer cette recherche sont de nature plus pratique. Il est d'abord essentiel pour notre société humaine de diminuer notre consommation d'énergie autant que possible afin de réduire la pression nuisible que nous exerçons sur notre environnement. L'efficacité de conversion d'énergie électrique en énergie lumineuse est généralement très basse, par exemple moins de 5% pour la majorité des ampoules électriques standard [5],

mais les diodes lasers à points quantiques (DLs-PQs) que nous développons permettent d'améliorer cette situation. On portera donc une attention particulière à leur performance de conversion de l'énergie des électrons injectés en photons. Ensuite, on s'intéresse à produire de la lumière de différentes longueurs d'onde à l'aide de DLs-PQs accordables, soit l'équivalent de différentes fréquences ou même conceptuellement de différentes couleurs. Pour mettre en évidence l'utilité de cette caractéristique, on peut faire une analogie entre accorder la longueur d'onde et changer la station de radio qu'on écoute, auquel cas on change la fréquence de modulation de l'onde reçue par notre poste de radio. Le développement de DLs dont la longueur d'onde est accordable est donc utile entre autres pour des applications qui demandent plusieurs « stations », plusieurs canaux pour transmettre ou emmagasiner de l'information. De plus, cet accord spectral a des applications diverses en spectroscopie et en imagerie de tous types, comme la détection de molécules ou d'aggrégats de molécules, l'analyse non destructive d'infrastructure de bâtiments ou autre construction, l'imagerie de systèmes biologiques, etc.[6] Le progrès réalisé en ajoutant des capacités d'accord de la longueur d'onde de la lumière est un peu comparable au passage d'une photo noir et blanc à une photo couleur.

Historiquement, il y a un peu plus de 40 ans que les premières DLs ont été réalisées avec succès. Ce succès est généralement attribué à G. Fenner et son équipe, mais trois autres groupes ont atteint cet objectif en dedans du même mois de septembre 1962, soit M. I. Nathan et al., R. Rediker et al. ainsi que N. Holonyak et al.[7] Les trois premiers groupes ont produit des DLs avec une jonction p-n dans le semi-conducteur GaAs émettant leur lumière dans l'infrarouge alors que le quatrième a utilisé un semi-conducteur différent, soit un alliage de GaAsP permettant d'obtenir de l'émission laser visible par l'oeil humain. Ces composantes optoélectroniques ont été commercialisées avant même la fin de l'année 1962 à un prix de 1 600 \$ US pour une DL infrarouge et 3 200 \$ US pour une DL visible, alors que de nos jours, on peut se procurer des DLs en vrac pour moins de 1 \$ US. L'idée d'utiliser une hétérostructure double de semi-conducteurs dans les DLs pour capturer les électrons dans une mince région active a été proposée en 1963 par H. Kroemer [8] et indépendamment par R. F. Kazarinov et Zh. I. Alferov.[9] H. Kroemer et Zh. I. Alferov ont reçu le prix Nobel de physique de l'année 2000 pour « avoir développé les hétérostructures semi-conductrices

utilisées en électronique de haute vitesse et en optoélectronique ».[10] Les travaux du groupe de Zh. I. Alferov sur des hétérostructures de GaAsP/GaAs et ensuite AlGaAs/GaAs ont permis de réaliser expérimentalement ces DLs à hétérostructure double et de démontrer leur émission laser continue à température de la pièce en mai 1970.[11]

Du côté des nanotechnologies, le concept de PQ est apparu plus récemment en 1982. Une étude théorique de l'absorption de lumière par une sphère semi-conductrice qui prédit la présence d'états d'énergie discrets et localisés pour les particules contenues dans les sphères conformément à la théorie de la mécanique quantique a été publiée par A. L. Efros et A. L. Efros en cette année 1982.[12] Encore une fois, cette découverte n'arrive pas seule et les travaux de Y. Arakawa et H. Sakaki aussi publiés en 1982 introduisent l'idée de confiner les particules dans les semi-conducteurs, soit des porteurs de charge, en trois dimensions pour obtenir des états localisés dans les DLs en prédisant les avantages d'une réduction de la densité de courant nécessaire pour obtenir de l'émission laser et une meilleure stabilité en température.[13] L'effet de confiner les porteurs en une dimension dans une nanostructure appelée puits quantique était alors déjà connu [14] et avait conduit à une première amélioration des performances pour les DLs. L'article de Y. Arakawa et H. Sakaki proposait d'augmenter le nombre de dimensions spatiales qui confinent les porteurs produisant ainsi des fils quantiques et ultimement, des PQs. Le point fort de cet article est la démonstration expérimentale qu'un confinement bidimensionnel des porteurs de charge diminue effectivement la sensibilité à la température de la densité de courant nécessaire pour obtenir de l'émission laser, ce qui a été réalisé en plaçant une DL dans un champ magnétique confinant ainsi les porteurs à leur orbite cyclotron. Toutefois, le mariage final entre les PQs et les DLs a eu lieu en 1994 avec la croissance d'îlots semi-conducteurs auto-assemblés pour constituer la région active d'une DL. Les premières démonstrations de ces DLs-PQs ont été faites par N. N. Ledentsov et al.[15] ainsi que N. Kirstaedter et al.[16] avec un spectre d'émission laser quasi monochromatique dans l'infrarouge près de 1  $\mu\text{m}$ . Peu de temps après, une DL-PQs émettant dans le visible près de 0.7  $\mu\text{m}$  a été réalisée par l'équipe du Dr Simon Fafard au Conseil national de recherches du Canada.[17] Notons qu'une certaine polémique entre le groupe allemand et le groupe canadien entoure la propriété intellectuelle du concept d'utiliser des PQs auto-assemblés comme région active d'une DL. Les trois

derniers articles cités ci-dessus emploient un substrat de GaAs qui mène à des systèmes de matériaux produisant des PQs dont la taille et les paramètres de confinement des porteurs de charge conduisent généralement à de l'émission laser à plus courte longueur d'onde que des DLs-PQs dont la croissance est faite sur un substrat de InP.

Malgré les avantages permettant une diminution de l'énergie électrique consommée par les DLs-PQs comparativement aux autres nanostructures, peu de travaux sur l'émission laser de celles-ci à une plus grande longueur d'onde en utilisant un substrat de InP ont été publiés. Les premières croissances de DLs-PQs sur substrat d'InP ont employé les systèmes de matériaux InAs/InGaAlAs[18] et InAs/InGaAs.[19-22] Dans le premier cas, l'émission laser n'avait pas encore été obtenue, alors que dans le deuxième cas, la longueur d'onde était élevée, soit près de 2  $\mu\text{m}$ . Une application très utile de l'émission laser dans le domaine des télécommunications est la transmission d'information avec les fibres optiques. La longueur d'onde idéale pour ce faire est 1.55  $\mu\text{m}$  puisque le minimum d'absorption de la fibre optique se situe à cette valeur. Le système de PQs InAs/InGaAsP émet près de cette longueur d'onde et l'émission laser à basse température a été observée pour une DL réalisée à partir d'un substrat de (311)B InP.[23] C'est ici que s'insère chronologiquement la première publication de notre recherche[3] qui confirme l'observation d'émission laser dans cette région de longueur d'onde pour le système de PQs InAs/InGaAsP à basse température, mais sur un substrat (100) InP. L'intérêt de cette démonstration réside dans la disponibilité des substrats (100) InP qui sont plus aisés à se procurer pour les industries qui désireraient produire des DLs-PQs. À la suite de notre première publication, nous avons poursuivi notre recherche pour obtenir des DLs-PQs sur substrat de (100) InP fonctionnant par injection de courant électrique à température de la pièce,[24] ce qui a aussi été accompli indépendamment la même année avec une structure complexe de InAs/GaAs/InGaAs/InGaAsP [25,26] et par pompage optique d'une structure de InAs/InGaAsP sur un substrat de (311)B InP.[27] Encore une fois, notre choix de structure et de substrat a l'avantage d'être plus abordable et conventionnel; d'ailleurs une étude très similaire à la nôtre sera publiée l'année suivante.[28] Notons que la recherche sur le système InAs/InGaAlAs s'est aussi poursuivie en parallèle pour aboutir à la démonstration d'émission laser près de 1.55  $\mu\text{m}$  et ce jusqu'à température de la pièce.[29-36] Toutefois, les nanostructures constituant la région active de

ces DLs ont une forme plus allongée et leur donne un comportement qui tient plus des fils quantiques que des PQs : la performance des DLs dépend de l'orientation de l'axe d'émission laser par rapport à ces fils quantiques. Cette nanostructure est communément appelée « quantum dash » et son application dans d'autres types de composantes optoélectroniques est déjà en cours d'étude.[37-39] Nous allons reprendre et approfondir dans ce document les résultats expérimentaux de nos articles susmentionnés pour soutenir la première partie de notre thèse qui est que les PQs InAs/InGaAsP constituant la région active de la structure d'une DL sur un substrat de (100) InP peuvent produire de l'émission laser.

Les PQs inclus dans les DLs pourraient être comparés aux ions de chrome du laser rubis, le premier dispositif d'émission stimulée à des longueurs d'onde visibles.[40] Toutefois, ces ions sont tous identiques alors que la taille et la composition matérielle des PQs fluctuent donnant un ensemble inhomogène dont l'émission lumineuse sera distribuée en longueur d'onde. Ceci procure une flexibilité pour contrôler la longueur d'onde d'émission laser des diodes semi-conductrices. On peut alors considérer que chaque sous-ensemble de PQs émettant à une longueur d'onde donnée constituera un système laser indépendant. Nous avons aussi vu dans la présente discussion que le choix du système matériel pour les PQs apporte une flexibilité supplémentaire pour contrôler la région spectrale sur laquelle l'ensemble des PQs émet de la lumière. Ces qualités permettent de produire des DLs-PQs accordables sur une large plage spectrale et ce avec une faible consommation d'énergie électrique.[41-43] On peut même trouver des travaux de recherche sur des dispositifs accordables à PQs plus poussés, comme un laser à rétroaction distribuée pour des technologies optiques intégrées[44] ou encore un laser émettant à deux longueurs d'onde simultanément.[45] Cependant, ces travaux ont été effectués pour des systèmes de PQs qui émettent près de 1  $\mu\text{m}$  n'adressant pas l'intérêt de l'émission laser à plus grande longueur d'onde pour des applications en technologie des télécommunications. La deuxième partie de notre thèse veut donc montrer que l'émission laser des DLs-PQs InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP peut être accordée sur une plage spectrale entre 1.5-1.7  $\mu\text{m}$ . De plus, les quelques articles traitant l'accord spectral des DLs-PQs ne nous donnent pas une connaissance exhaustive de ce sujet et les résultats analysés dans notre texte contribueront à

faire progresser la compréhension des mécanismes physiques de l'accord en longueur d'onde des PQs.

Pour conclure cette introduction, nous allons examiner brièvement le contenu et la structure de cette thèse. L'auteure a eu l'occasion de collaborer à plusieurs projets de recherche sur les PQs au cours de ses études doctorales, comme en font foi les articles qu'on retrouve dans la liste des publications au début de cette thèse. Par désir d'approfondir ses connaissances, l'auteure a décidé de se concentrer seulement sur une partie de ces projets pour la rédaction de cette thèse en espérant présenter une analyse un peu plus poussée plutôt qu'une collection de résultats expérimentaux commentée. Il n'en demeure pas moins que la majorité des efforts de recherche a été consacrée aux expériences et l'esprit dans lequel la théorie et les modèles seront ici présentés n'en est pas un de rigueur scientifique exhaustive, mais plutôt d'introduction des bases physiques satisfaisantes pour interpréter les résultats expérimentaux. Le chapitre II de cette thèse discute cette théorie en plus de poursuivre l'introduction des PQs et de leur fabrication. On fera d'abord appel au modèle des masses effectives pour étudier le comportement des porteurs de charge confinés dans un PQ. L'interaction de ces porteurs avec le champ électromagnétique (EM) de la lumière sera décrite à l'aide de la règle d'or de Fermi et on discutera aussi brièvement d'autres types d'interaction des porteurs de charge qui peuvent se produire dans les DLs. Le dernier modèle présenté dans le chapitre II concerne la propagation des ondes EMs discutée avec l'équation d'onde dérivée à partir des équations de Maxwell. On obtiendra les conditions nécessaires à l'émission laser en examinant la propagation longitudinale des ondes EMs, soit parallèlement à l'axe de la cavité optique de la DL. On introduira aussi la méthode de l'indice effectif pour discuter le confinement latéral de ces ondes qui permet d'améliorer la performance des DLs en augmentant le recouvrement spatial entre ces ondes et les PQs. Afin de faciliter la compréhension des multiples équations du prochain chapitre, nous avons choisi un référentiel qui sera consistant sur presque tout l'ensemble du texte, bien qu'il y ait une différence de  $90^\circ$  dans l'orientation des référentiels typiquement utilisés pour étudier les matériaux semi-conducteurs et pour discuter la propagation des ondes EMs. On illustre le référentiel à la fig. 1.1 relativement à un laser à PQs. Les chapitres III et IV présentent les évidences expérimentales qui soutiennent la première et la deuxième partie de notre thèse,

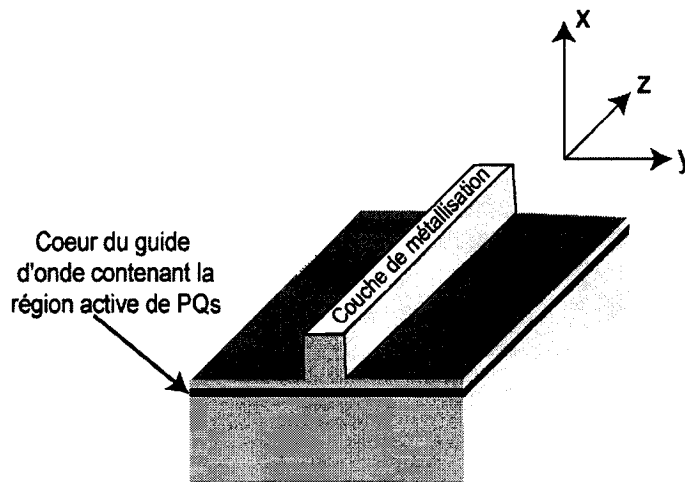


Fig. 1.1 : Schéma d'un laser à PQs avec une moule.

respectivement. On débutera au chapitre III par décrire la structure des DLs-PQs qui serviront à nos expériences et on calculera immédiatement les modes de confinement latéral des ondes EM pour deux de ces structures. On discutera ensuite de trois expériences permettant de caractériser ces DLs-PQs : l'étude spectrale de leur émission lumineuse, l'évaluation de leur performance en comparant leur puissance optique émise au courant injecté et finalement la mesure du coefficient de pertes internes avec une technique différente qui s'appuie sur l'observation des franges d'interférence dans le spectre des DLs-PQs. Le chapitre IV présente les résultats expérimentaux qui sont reliés à l'accord en longueur d'onde des DLs-PQs. On observera d'abord que le simple fait de changer la longueur des DLs ou leur température est suffisant pour modifier leur longueur d'onde d'émission laser. On complètera cette discussion avec une dernière expérience dans laquelle nous avons réalisé et caractérisé une composante optoélectronique accordable, soit un laser à PQs accordable en cavité externe. En guise de conclusion, le chapitre V présentera de nouvelles perspectives de recherche sur le sujet des DLs-PQs. On discutera entre autres une technique de recuit thermique rapide pour étendre la plage d'accord spectral des lasers à PQs par le biais d'interdiffusion des atomes à l'interface des matériaux constituant les PQs.

## CHAPITRE II : THÉORIE

Ce chapitre se veut une discussion des notions fondamentales et des modèles qui permettront de comprendre et d'interpréter les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres subséquents. La caractéristique principale des PQs est qu'ils permettent de confiner les électrons et les trous quasi libres dans une structure semi-conductrice, c'est-à-dire de restreindre leur mouvement à l'intérieur d'un très petit volume de l'ordre du millier de nanomètres cubes. On ne peut même plus alors parler de mouvement au sens classique du terme puisque le porteur de charge à l'intérieur d'un PQ a accès seulement à certains états d'énergie discrets auxquels on associe une densité de probabilité de trouver le porteur à un endroit donné. Ce traitement quantique considère le comportement ondulatoire statistique des porteurs et le critère qui détermine si ce traitement est valable est que la grandeur dans chaque dimension des PQs étudiés doit être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de De Broglie des porteurs. Nous allons d'abord voir dans ce chapitre comment il est possible de piéger les porteurs de charge dans un semi-conducteur à l'intérieur d'un si petit volume. Ensuite, nous allons écrire un hamiltonien qui décrit de façon satisfaisante les interactions d'un porteur dans un PQ et développer une méthode pour solutionner l'équation de Schrödinger correspondante afin d'obtenir les états d'énergie discrets et leurs fonctions d'onde associées. Nous poursuivrons avec l'analyse des transitions des porteurs entre ces niveaux d'énergie, plus particulièrement du point de vue radiatif où ces transitions s'effectuent par le biais d'un couplage avec le champ EM. Ayant ainsi couvert le lien entre les porteurs et les photons, nous terminerons ce chapitre en considérant la propagation de l'onde EM dans la DL ainsi que sa distribution spatiale en amplitude.

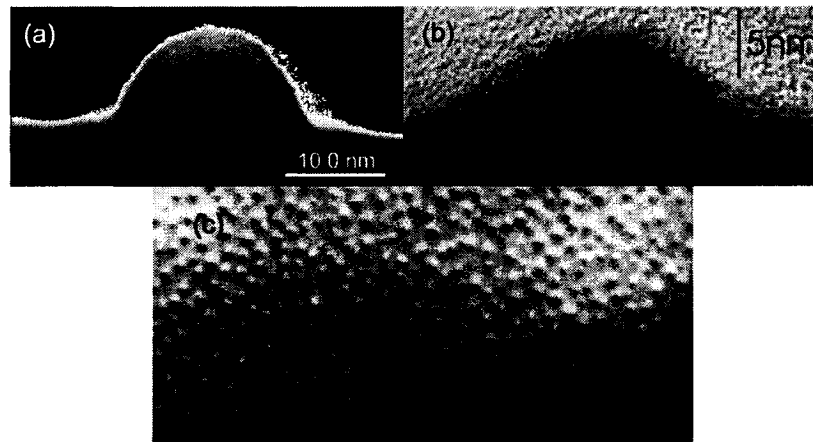
## **2.1 Structure matérielle et électronique d'un point quantique**

Un cas très bien connu d'un potentiel qui permet de confiner un électron à l'intérieur de très petites distances est celui du potentiel central coulombien d'un atome. Par analogie entre la discrétisation de l'énergie des électrons d'un atome et celle des porteurs de charge dans un PQ, on réfère parfois à ce dernier dans la littérature en tant qu'un atome artificiel. Le PQ est pourtant composé de centaines de milliers d'atomes; il faut donc voir comment il est possible d'établir un modèle qui puisse nous permettre de tenir compte du potentiel coulombien de ces atomes et tout de même expliquer la présence de niveaux d'énergie discrets pour les porteurs dans un PQ. Nous allons d'abord examiner comment en pratique il est possible de réaliser l'auto-assemblage de ces centaines de milliers d'atomes en une structure qui confine les électrons dans les trois dimensions.

### **2.1.1 Fabrication de points quantiques**

Les matériaux III-V utilisés pour faire la croissance d'un PQ par épitaxie à jet moléculaire ou chimique vont s'auto-assembler de façon très ordonnée, c'est-à-dire dans un réseau cristallin avec un paramètre de maille donné.[46] Il est possible de changer de matériel en cours de croissance sans trop perturber la structure cristalline. La condition pour ce faire est de choisir des matériaux qui ont des paramètres de maille similaires. Le cristal résultant est appelé hétérostructure. À l'interface entre les deux matériaux, les liaisons atomiques vont se créer, mais au prix de l'introduction de contrainte dans la structure dû à l'ajustement des paramètres de maille. Si ceux-ci sont trop différents, il y aura tellement de contrainte à l'interface qu'éventuellement la structure se relaxera en cours de croissance par l'introduction de défauts, de liens à des atomes substitutionnels ou de dislocations. Une autre façon pour l'hétérostructure de se relaxer si les paramètres de maille diffèrent suffisamment, mais tout en restant dans le régime de croissance épitaxiale sans dislocations, est d'auto former des îlots à l'interface en ajoutant progressivement le second matériel qui est alors sous contrainte compressive. Si les îlots se forment directement sans que la surface ne soit d'abord mouillée par une couche uniforme d'atomes, le mode de croissance est appelé Volmer-Weber,[47] alors que s'il y a présence d'une couche de mouillage, on appelle ce

mode de croissance épitaxiale Stranski-Krastanow.[48] Dans les deux cas, l'énergie de surface est minimisée tout en accommodant les différents paramètres de maille. Le type de PQs, soit les îlots que nous venons de discuter, utilisé dans ce projet de recherche a été auto-assemblé à l'aide de la méthode Stranski-Krastanow. On peut voir une image de microscopie électronique en transmission (MET) d'un îlot formé à l'interface à la fig. 2.1 (a).[1] Une fois les îlots formés, on poursuit la croissance en retournant au premier matériel, aussi appelé matériel barrière, ce qui forme une hétérostructure double due aux deux interfaces. Une vue de profil d'un PQ recouvert est présentée en fig. 2.1 (b)[2] alors qu'on retrouve une vue du dessus d'un ensemble de PQs en fig. 2.1 (c).[4] Le recouvrement des PQs permet d'obtenir un potentiel de confinement symétrique pour les porteurs puisque nous avons le même matériel barrière au-dessus et en dessous. Cela permet aussi d'éviter des effets indésirables dus à la surface, c'est-à-dire l'interface entre un réseau cristallin et l'air. La surface implique la présence de beaucoup de liens atomiques non complets. Elle peut aussi posséder une certaine rugosité et elle peut s'oxyder, sa présence perturberait donc considérablement la structure électronique des PQs.[49-53] Comme on le verra plus loin, l'usage d'un modèle de masse effective pour les porteurs suppose une continuité du pas de réseau cristallin, soit le paramètre de maille, ce qui est loin d'être une approximation valide dans le cas d'une interface cristal air.



**Fig. 2.1 :** Images MET de PQs. (a) Vue de profil sans matériel barrière pour le recouvrir au-dessus.[1] (b) Vue de profil avec matériel barrière des deux côtés, constituant une hétérostructure double.[2] (c) Vue du dessus d'un ensemble de PQs.[4] Ces images ont été fournies par courtoisie des auteurs cités dans les références.

L'image MET qui montre les PQs vus du dessus indique que tous les PQs ne sont pas identiques en taille. La distribution de taille est une conséquence du processus d'auto-assemblage et la largeur de cette distribution peut être contrôlée en changeant les paramètres de croissance des PQs, comme la quantité de matériel déposée, la température de croissance, le temps d'interruption, etc.[54] D'autres techniques de fabrication existent qui, dans certains cas, permettront d'obtenir une distribution plus homogène de la taille des PQs. Toutefois, ces techniques présentent d'autres désavantages tels que la présence de défauts dans les PQs qui favorisent la recombinaison non radiative des porteurs de charge ou encore un faible confinement de ces porteurs. Ces désavantages rendent la technique de croissance auto-assemblée une des plus attrayantes pour la fabrication de PQs. Mentionnons cependant que la synthèse de PQs auto-assemblés en solution,[55] souvent appelés PQs colloïdaux ou nanocristaux, reçoit de plus en plus d'attention dans les milieux scientifiques grâce à son application en imagerie biomédicale.[56] Ce type de PQs possédant obligatoirement une interface cristal air présente encore plusieurs défis à relever tels qu'éliminer le clignotement de la fluorescence et augmenter la stabilité de cette luminescence dans le temps, car les PQs colloïdaux photoblanchissent. La difficulté de contacter électriquement les PQs colloïdaux les rend peu attrayants pour la fabrication de dispositifs optoélectroniques comme ceux discutés dans cette thèse.

### 2.1.2 Configuration énergétique des porteurs dans un point quantique

Sachant que les PQs sont formés de cristaux semi-conducteurs, on peut donc utiliser les modèles développés dans le domaine de l'état solide pour ces matériaux. L'approche la plus simple se fait avec le modèle d'un gaz d'électrons libres. On considère alors qu'un électron dans un PQ est piégé par un puits de potentiel dans les trois dimensions et on néglige l'interaction de Coulomb de cet électron avec le réseau cristallin avec la justification que la distribution de charges environnantes est uniforme et donc que la force de Coulomb totale exercée sur l'électron est quasi nulle. Selon ce modèle, le cas d'un électron dans un PQ devient conceptuellement identique au cas d'un électron libre dans un bloc de métal. Les fonctions d'onde pour les électrons auront la même forme dans les deux cas et il y aura

discrétisation de l'énergie. Cependant, la taille d'un bloc de métal diffère de la taille d'un PQ par plusieurs ordres de grandeur impliquant que les niveaux d'énergie seront beaucoup plus séparés dans le cas d'un PQ. De plus, la profondeur du puits de potentiel pour des métaux se situe entre 5 eV et 15 eV [57] alors que dans le cas des PQs, la profondeur est généralement inférieure à 1 eV.

À l'opposé du modèle des électrons libres, on retrouve le modèle des liaisons fortes qui part de la fonction d'onde d'un électron dans le potentiel Coulombien d'un seul atome et ensuite superpose celles des plus proches atomes voisins avec lesquelles il y a chevauchement. Ce modèle qui inclut l'interaction de Coulomb pour quelques atomes du réseau s'applique surtout aux électrons fortement liés, soit pour les états internes proches du noyau des atomes. Pour les processus optoélectroniques étudiés dans cette thèse, on s'intéresse aux électrons de valence qui sont plus faiblement liés. Ceux-ci peuvent contribuer au courant dans le dispositif et faire des transitions d'état avec des énergies de l'ordre de l'électron-volt. Le modèle des liaisons fortes n'a donc pas été retenu. Beaucoup d'autres modèles existent pour traiter les cas intermédiaires entre l'électron non lié et l'électron fortement lié, comme la théorie des groupes, l'approche de Wigner-Seitz ou encore la méthode des pseudopotentiels,[58-60] chacun présentant des avantages et des désavantages dépendamment de la situation étudiée. Les PQs sont dans une situation ambiguë, car le nombre d'atomes impliqués est suffisamment grand pour rendre numériquement lourde et inconvenante une approche atome par atome, mais aussi suffisamment petit pour remettre en question la pertinence d'approches développées pour expliquer les phénomènes observés dans les cristaux à l'échelle macroscopique. Néanmoins, nous allons ici travailler avec ce deuxième type d'approche pour analyser le comportement des électrons dans un PQ en utilisant le modèle des masses effectives, car il a été démontré par comparaison avec la méthode des pseudopotentiels que ce modèle demeure valide même pour un petit nombre d'atomes organisés en réseau cristallin.[61]

Le modèle des porteurs de charge quasi libres, ou des masses effectives, met à profit la périodicité du réseau cristallin en traitant cette variation régulière du potentiel comme une faible perturbation. Ce modèle pose que les porteurs de charge ont une fonction d'onde de

type particule libre  $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ , mais modulée par une fonction périodique spatiale  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  reflétant le positionnement ordonné des atomes, ou plus exactement des ions chargés positivement. La résultante est la fonction d'onde de Bloch développée par Félix Bloch en 1928 [62] :

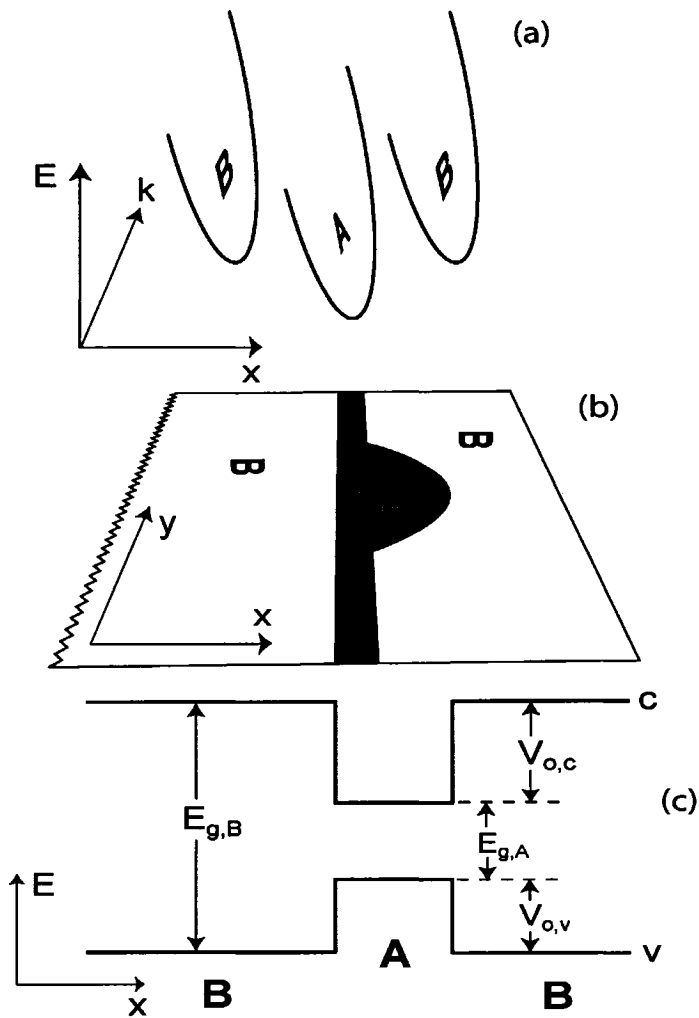
$$\psi_B(\vec{r}) = A \cdot u_{\vec{k},i}(\vec{r}) \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}), \quad (2.1)$$

où  $A$  est une constante de normalisation et  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde des porteurs de charge, dont le module  $k$  est le nombre d'onde pour lequel les valeurs permises sont fixées par les conditions aux frontières du réseau cristallin. Cette fonction d'onde satisfait à l'équation de Schrödinger indépendante du temps pour le potentiel périodique d'un cristal et elle peut avoir une forme très complexe dépendamment des interactions considérées.

Conséquemment, la relation de dispersion entre l'énergie  $\varepsilon$  et le nombre d'onde  $k$ , dite structure de bande avec chacune ayant un indice de numérotation  $i$ , peut aussi devenir compliquée. Dans notre situation, les porteurs qui nous intéressent sont relativement près des extrema de la bande de conduction et de la bande de valence à  $k = 0$  dans les deux cas, puisque les cristaux III-V utilisés ont une bande d'énergie interdite directe entre ces deux bandes. En première approximation, on pourra utiliser des bandes paraboliques

d'énergie  $\varepsilon = \varepsilon_{c,v} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$  où la masse effective  $m^*$  devient un paramètre qui permet d'ajuster le modèle pour inclure diverses interactions qui affectent les porteurs. La non-parabolicité des bandes pourrait éventuellement être incluse dans le modèle comme une perturbation additionnelle. En pratique, la masse effective sera parfois ajustée pour être directement en accord avec les résultats expérimentaux. Dans sa plus simple expression, la masse effective inclura seulement l'effet de la force de Coulomb périodique exercée par le réseau cristallin et même dans ce cas, la masse effective sera fréquemment un tenseur, car la relation entre  $\varepsilon$  et  $k$  dépend de l'orientation spatiale dans un milieu anisotrope.

Voyons maintenant comment ce modèle des masses effectives peut être appliqué à l'hétérostructure double que constitue un PQ. La fig. 2.2 (a) illustre la relation de dispersion parabolique pour la bande de conduction à la fois pour le matériel barrière  $B$  qu'on retrouve de part et d'autre du PQ et pour le matériel  $A$  qui constitue le PQ. La condition essentielle pour obtenir le confinement des porteurs dans le PQ est que la bande d'énergie interdite du matériel  $A$  soit inférieure à celle du matériel  $B$  et que ces bandes ne soient pas dans une



**Fig. 2.2 :** (a) Relations de dispersion  $E-k$  pour la bande de conduction disposées spatialement selon le semi-conducteur. (b) Schéma d'un PQ composé de semi-conducteurs A et B. (c) Profil spatial des bandes de conduction et de valence pour  $k \approx 0$ .  $E_{g, A/B}$  indique l'énergie des bandes interdites du semi-conducteur A/B alors que  $V_{o, c/v}$  est la profondeur du puits de confinement des porteurs liée au décalage des bandes de conduction ou de valence entre les deux matériaux.

configuration décalée une par rapport à l'autre (alignement de type II).[63,64] Puisque l'on considère les porteurs avec  $k \approx 0$ , on trace aussi en fig. 2.2 (c) la variation spatiale des extrema de la bande de conduction et de la bande de valence à un point donné en  $x$ . Quelques approximations sont faites implicitement dans ce schéma. D'abord, on doit supposer que  $u_{\vec{k},i}(\vec{r})$  est la même à l'intérieur et à l'extérieur du PQ. Cette approximation

est justifiée par le fait que les fonctions de Bloch sont similaires pour tous les matériaux III-V, ayant un caractère orbitale  $s$  pour la bande de conduction et orbitale  $p$  pour la bande de valence. On tient alors compte du changement de milieu à l'aide d'une fonction enveloppe  $\psi_E$  qui varie lentement sur l'ensemble du PQ comparativement à la fonction de Bloch qui varie rapidement, soit à l'échelle atomique. Ensuite, on néglige la présence de défauts et de fluctuations dans la composition de  $A$  et  $B$ . Cette approximation de composition uniforme est beaucoup moins valide dans le cas où les matériaux utilisés sont des alliages. De plus, on suppose que l'interface entre les matériaux  $A$  et  $B$  est abrupte et qu'il n'y a donc pas d'interdiffusion des atomes à cette interface. Finalement, on ignore les effets causés par la contrainte dans la structure cristalline des PQs qui déforme la parabolicité des bandes de conduction et de valence. Cette contrainte agit sur la valeur de la masse effective des électrons et des trous puisque celle-ci est déterminée à partir de la courbure de la bande appropriée, selon :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{d^2 \varepsilon}{dp^2} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 \varepsilon}{dk^2} \quad \text{avec moment cinétique cristallin } p = \hbar k . \quad (2.2)$$

Notons que l'effet de la contrainte mécanique obligatoirement présent dans les PQs peut être considéré comme une perturbation qui affectera les valeurs d'énergie obtenues avec le modèle des masses effectives.[65] La fig. 2.2 (c) met en relief le puits de potentiel créé par le PQ; il y aura donc des états liés pour les porteurs qui ont une énergie inférieure à  $V_o$ , la hauteur du puits. Bien que la représentation du potentiel n'ait été faite qu'en une seule dimension spatiale, le potentiel dans les deux autres dimensions a aussi une forme du type puits de potentiel pour autant qu'on prenne une coupe dans la région du PQ et non de la couche de mouillage.

Sous l'action de ce potentiel, la partie fonction d'onde d'une particule libre dans la fonction de Bloch est remplacée par la fonction enveloppe pour une particule liée tout en conservant la modulation par la fonction qui a la périodicité du réseau cristallin. Pour en arriver à cette conclusion, on désire écrire l'hamiltonien pour les particules dans le PQ à l'aide des masses effectives qui nous permettront d'incorporer le plus simplement possible les variations spatiales rapides de la structure cristalline. Ceci se fait par le biais de la théorie des perturbations, mais la dérivation complète de l'hamiltonien aux masses effectives avec

la théorie des perturbations dépasse la portée de cette thèse, le lecteur pourra se référer aux ouvrages de Bastard[66], Davies[62], Kelly[67] pour plus de détails à ce sujet. En bref, les fonctions de Bloch solutionnent l'équation de Schrödinger pour un cristal parfait formant un ensemble complet de fonctions orthogonales; on peut donc développer en série la fonction d'onde du cristal perturbé par un PQ selon les fonctions de Bloch. Cette série comprendra une première sommation sur les différentes bandes (indice  $i$ ) et une deuxième sur les nombres d'onde  $k$  qui sera souvent remplacée par une intégrale puisque les valeurs permises de  $k$  forment un quasi continuum. La fonction d'onde totale pour les porteurs dans un PQ peut donc s'écrire ainsi:

$$\psi_{PQ}(\vec{r}) = A \sum_i \psi_{E,i}(\vec{r}) \cdot u_{\vec{k} \approx 0,i}(\vec{r}) . \quad (2.3)$$

Il n'y a pas d'intégration sur  $k$  présente dans cette expression, car la dérivation de l'hamiltonien aux masses effectives force à restreindre sévèrement la plage de valeurs considérées dans l'espace des  $k$ , et ce autour de  $k \approx 0$  faisant ainsi disparaître le facteur  $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$  dans les fonctions de Bloch. Cette restriction se traduit dans l'espace réel à exiger que la fonction enveloppe  $\psi_{E,i}$  varie lentement à l'échelle atomique. On notera que cette condition est de moins en moins satisfaite au fur et à mesure que l'énergie des fonctions propres du PQ augmente, l'influence de la non-parabolicité des bandes augmentant alors progressivement. Avant de passer à la solution de l'équation de Schrödinger avec les masses effectives pour préciser la forme de cette fonction d'onde enveloppe, mentionnons qu'il est possible d'améliorer ce modèle pour tenir compte de porteurs à un peu plus haute énergie cinétique pour lesquels  $k \neq 0$  à l'aide du modèle  $k \cdot p$  ou du modèle de Kane.[62,66]

Le modèle des masses effectives que nous utiliserons pour l'étude de la fonction d'onde enveloppe a été développé par Wojs, Hawrylak et al.[68,69] et repris en détail dans la thèse de Raymond[70] et de Riel[71]. Avec ce modèle, on écrit l'hamiltonien du système d'une paire électron-trou, ou exciton, confinée dans un PQ:

$$H = \frac{P_e^2}{2m_e^*} + \frac{P_i^2}{2m_i^*} + V_e(\vec{r}_e) + V_i(\vec{r}_i) - \frac{e^2}{\epsilon_p |\vec{r}_e + \vec{r}_i|} . \quad (2.4)$$

En faisant agir cet hamiltonien sur le développement de la fonction d'onde du PQ afin d'évaluer les états propres stationnaires du système, on obtient une équation de Schrödinger

matricielle dont la dimension dépendra du nombre de bandes considérées. La fonction ayant la variation périodique rapide du réseau cristallin  $u_{\vec{k}=0,i}(\vec{r})$  se simplifie dans cette équation pour laisser place aux seuls paramètres effectifs pour représenter le cristal, soit l'énergie potentielle de confinement des porteurs  $V_{e,i}(\vec{r}_{e,i})$  ainsi que la masse effective des électrons  $m_e^*$  et des trous  $m_t^*$  dans la représentation de l'énergie cinétique  $p_{e,i}^2/2m_{e,i}^*$ . Le dernier terme de l'hamiltonien représente l'énergie potentielle due à l'attraction de Coulomb entre l'électron et le trou. En pratique, plusieurs excitons seront formés dans le PQ et la force de Coulomb agira entre ces particules chargées et donc l'hamiltonien devrait comporter des termes pour chacune de ces particules et leurs interactions.[72,73] Dans le cas où l'énergie potentielle de confinement des porteurs est largement supérieure à l'énergie d'interaction de Coulomb, on s'attend à ce que cette dernière affecte peu les valeurs propres de l'hamiltonien du PQ. Les échantillons de PQs et les dispositifs étudiés dans notre recherche correspondent à cette situation de fort confinement des porteurs. Comme on le verra au chapitre 3, ce potentiel de confinement est de quelques centaines de meV alors que l'énergie d'interaction de Coulomb se situe généralement entre 15 et 50 meV.[74] De plus, ces échantillons et dispositifs contiennent un ensemble de nombreux PQs dont les états propres diffèrent d'un à l'autre; les faibles variations en énergie dues à la force de Coulomb ne seront pas perceptibles dans la distribution statistique des états d'énergie de l'ensemble. On négligera donc le terme de Coulomb dans l'hamiltonien afin d'écrire l'équation de Schrödinger pour la fonction enveloppe d'un électron ou d'un trou :

$$H\psi_E = -\frac{\hbar^2}{2m_{e,t}^*} \nabla^2 \psi_E(\vec{r}) + V(\vec{r}) \psi_E(\vec{r}) = \varepsilon \psi_E(\vec{r}) , \quad (2.5)$$

où nous avons supposé que le porteur de charge considéré appartient à une seule bande selon le modèle de Ben Daniel-Dukes,[66] ce qui enlève l'aspect matriciel de l'équation. Notons que l'effet de l'interaction de Coulomb entre plusieurs porteurs s'observe bien dans l'étude des propriétés optiques de PQ unique et qu'il devient de plus en plus prépondérant avec la diminution du potentiel de confinement.[75,76] Dans la limite où le potentiel de confinement devient négligeable, on retrouve le cas d'un exciton dans un potentiel central coulombien à symétrie sphérique qui se traite de façon similaire à l'atome d'hydrogène.[70,77]

Selon la description qualitative faite précédemment, on associe le potentiel de confinement des porteurs à des fonctions de Heaviside centrées à chaque interface et multipliées par la profondeur du puits  $V_o$  peu importe la coupe transverse du PQ. Le dernier obstacle à la résolution de l'équation du mouvement de Schrödinger pour la fonction enveloppe est la géométrie du PQ qu'on associe à un parabolöide de révolution, ce qui semble raisonnable en vertu des images MET présentées précédemment. Cette géométrie du potentiel de confinement tridimensionnel est illustrée à la fig. 2.3. et on exprime mathématiquement celui-ci selon l'équation du parabolöide :

$$V(x,r) = \begin{cases} 0 & 0 < x < l_o - \frac{l_o}{r_o^2} r^2 \equiv e \\ V_o & x < 0 \text{ ou } x > l_o - \frac{l_o}{r_o^2} r^2 \equiv e \end{cases} \quad (2.6)$$

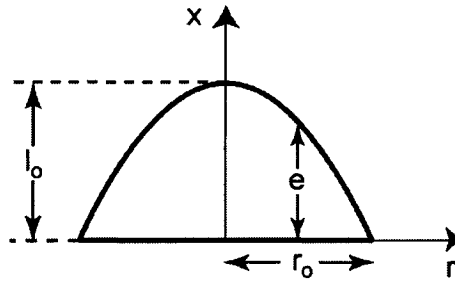


Fig. 2.3 : Profil radial d'un PQ indiquant les paramètres utilisés pour définir le potentiel tridimensionnel de confinement des porteurs  $V(x,r)$ .

La profondeur du puits  $V_o$  correspond au décalage entre les bandes considérées à l'interface entre les matériaux A et B. En prenant l'axe des  $x$  au centre du PQ, le potentiel a une symétrie radiale qui suggère de passer en coordonnées cylindriques pour solutionner l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left\{ \frac{1}{r^2} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right] \psi_E(x,r,\theta) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi_E(x,r,\theta) \right\} + V(x,r) \psi_E(x,r,\theta) = \varepsilon \psi_E(x,r,\theta) \quad (2.7)$$

Cette équation différentielle ne peut pas être directement résolue par séparation des variables, car le potentiel ne peut pas s'écrire sous la forme  $V(x, r) = V(x) + V(r)$ . Pour contourner cette difficulté, on utilise l'approximation adiabatique selon laquelle la variation de la fonction enveloppe avec  $r$  est suffisamment lente pour considérer indépendamment le mouvement de la particule dans la direction  $x$ . [78,79] La coordonnée  $r$  devient donc un paramètre et on pose que la fonction enveloppe est séparable selon  $x$  et évaluée à une position  $r$  donnée :

$$\psi_E(x, r, \theta) \approx X(x)|_r R(r, \theta) .$$

La validité de cette approximation a été vérifiée par l'équipe de Hawrylak à l'aide de techniques numériques pour résoudre directement l'équation du mouvement. [68,69] En substituant cette expression de la fonction enveloppe dans l'équation (2.7) et en divisant tous les termes par cette même expression, on obtient :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^* r^2} \frac{1}{R(r, \theta)} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right] R(r, \theta) - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{X(x)|_r} \frac{\partial^2}{\partial x^2} X(x)|_r + V(x)|_r = \varepsilon . \quad (2.8)$$

On remarque que le premier terme du membre de gauche dépend de  $r$  et  $\theta$  alors que les deux derniers termes dépendent uniquement de  $x$  et  $r$  devient alors un paramètre dans la représentation du potentiel. Pour que l'égalité finale à une constante soit vérifiée, chacune de ces deux sections doivent être indépendamment égales à une constante dont la somme sera  $\varepsilon$ , l'énergie de l'état stationnaire.

L'équation différentielle du deuxième ordre qu'on obtient pour la seule variable  $x$  a une forme très similaire à l'équation d'onde que nous verrons plus tard :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 X(x)|_r}{\partial x^2} + V(x)|_r X(x)|_r = \varepsilon_j X(x)|_r$$

$$\frac{\partial^2 X(x)|_r}{\partial x^2} + k^2 X(x)|_r = 0 \quad \text{où} \quad k = \frac{\sqrt{2m^*(\varepsilon_j - V(x)|_r)}}{\hbar} . \quad (2.9)$$

Le potentiel de confinement s'écrit encore comme en (2.6) sauf que  $r$  est devenu un paramètre. Les fonctions d'onde qui solutionnent ce type d'équations différentielles sont des exponentielles imaginaires. Pour la partie de la fonction d'onde qui est à l'intérieur du PQ

dans le matériel  $A$ , le potentiel est nul et le nombre d'onde  $k$  est réel d'où une solution du type harmonique est:

$$X_A(x)|_r = \begin{cases} C \cos(k_A x + \Phi) \\ D \sin(k_A x + \Phi) \end{cases} \quad \text{où} \quad k_A = \frac{\sqrt{2m^* \varepsilon_j}}{\hbar} . \quad (2.10)$$

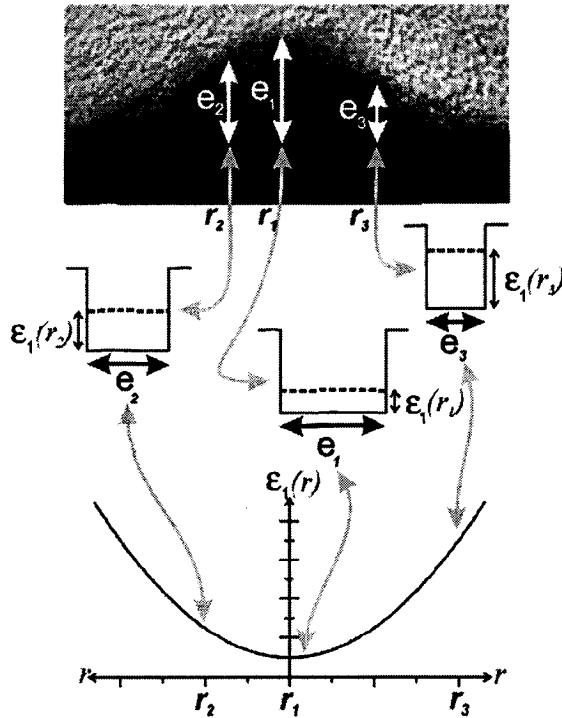
Les solutions cosinus et les solutions sinus alternent avec l'augmentation progressive de l'énergie. Pour la partie de la fonction d'onde qui est à l'extérieur du PQ et pénètre dans la barrière constituée du matériel  $B$ , on a  $V(x)|_r = V_o \succ \varepsilon_j$ , donc  $k$  est imaginaire. La solution est alors une exponentielle réelle décroissante avec  $k$  redéfini de manière appropriée :

$$X_B(x)|_r = \begin{cases} F \exp(k_B x) & \text{pour } x < 0 \\ G \exp(-k_B x) & \text{pour } x > 0 \end{cases} \quad \text{où} \quad k_B = \frac{\sqrt{2m^*(V_o - \varepsilon_j)}}{\hbar} . \quad (2.11)$$

La solution exponentielle croissante n'a pas été retenue, car on exige que  $X(x)$  demeure fini lorsque  $x \rightarrow \pm\infty$ . Les valeurs propres de l'énergie  $\varepsilon_j$  selon  $x$  sont déterminées par les conditions aux frontières : on exige que la fonction d'onde soit continue aux interfaces  $x = 0$  et  $x = l_o - l_o r^2 / r_o^2$  du PQ entre les matériaux A et B et on requiert aussi que la dérivée de cette fonction divisée par la masse effective soit continue :

$$X_A|_r = X_B|_r \quad \text{et} \quad \frac{1}{m_A^*} \frac{\partial X_A|_r}{\partial x} = \frac{1}{m_B^*} \frac{\partial X_B|_r}{\partial x} . \quad (2.12)$$

La masse effective doit être incluse dans la deuxième condition afin de préserver la continuité du courant de particule au passage de l'interface. La fonction d'onde enveloppe ne sera donc pas lisse à l'interface, mais la fonction d'onde totale du PQ incluant le facteur représentant la variation atomique rapide sera continue et lisse pour toute valeur de  $x$ . Les conditions aux frontières pour les deux interfaces nous donnent quatre équations pour les cinq inconnues, laissant une constante de normalisation arbitraire pour la fonction d'onde totale. La résolution de ce système d'équations se réduit à une équation finale transcendante donnant implicitement les valeurs permises de la composante  $x$  de l'énergie des états propres. On peut solutionner numériquement cette équation [70] ou à l'aide d'un développement en série [71] tel que proposé par Aronstein et Stroud.[80] Le désavantage de cette méthode analytique est qu'elle a été développée pour le cas d'un puits de potentiel où il n'y a pas de changement de masse effective aux abords du puits. Dans cette thèse, la



**Fig. 2.4 :** Illustration de la dépendance parabolique de  $\varepsilon_j$  sur la coordonnée radiale  $r$ . [2] Sur l'image du PQ, on indique trois épaisseurs  $e_{1,2,3}$  pour les positions radiales  $r_{1,2,3}$ . Le puits de potentiel vertical correspondant à chacune de ces épaisseurs est illustré juste en dessous. L'énergie de l'état confiné dans cette direction est indiquée pour chaque puits ; on voit qu'un puits plus épais correspond à un état de moindre énergie. La valeur de ces trois états est ensuite reportée sur un graphe de l'énergie de l'état confiné en fonction de la position radiale. En s'éloignant du centre du PQ, l'épaisseur diminue et l'énergie de l'état confiné augmente, les calculs nous indiquant que cette augmentation est proportionnelle à  $r^2$ . Cette image a été fournie par courtoisie des auteurs cités en référence.

méthode utilisée pour déterminer les valeurs propres de l'énergie  $\varepsilon_j$  est numérique. On discrétise directement l'équation de Schrödinger à l'aide de l'algorithme de Numerov et les conditions aux frontières seront appliquées à l'aide d'un algorithme de bisection. [81] Le code de ce programme est présenté en annexe. La méthode numérique nous fait toutefois perdre un peu de vue la signification physique du problème. Les approximations effectuées nous ont permis de ramener le problème au cas quantique bien connu d'une particule dans une boîte et la solution analytique met en évidence la dépendance de  $\varepsilon_j$  sur l'inverse du carré de l'épaisseur  $e = (l_o - l_o r^2 / r_o^2)$  de la boîte. [2] Avec une approximation binomiale, cette

solution analytique indique que l'énergie  $\varepsilon_j$  varie proportionnellement à  $r^2$  comme illustré à la fig. 2.4. La faible épaisseur des PQs fait en sorte que généralement un seul état d'énergie  $\varepsilon_j$  est confiné dans cette direction et agira en tant que potentiel effectif dans l'équation de Schrödinger en  $r$  et  $\theta$  où  $r$  n'est plus un paramètre, mais une variable. Les valeurs numériques de l'énergie obtenues à chaque point  $r$  seront donc ajustées à une parabole, ce qui donne un potentiel effectif radial correspondant à celui d'un oscillateur harmonique.

Pour mettre le comportement harmonique en évidence, on passe à la résolution de l'équation différentielle (2.8) séparée en  $r$  et  $\theta$  :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*r^2} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial R(r, \theta)}{\partial r} \right] - \frac{\hbar^2}{2m^*r^2} \frac{\partial^2 R(r, \theta)}{\partial \theta^2} - \varepsilon_j(r) R(r, \theta) = \varepsilon_{jnl} R(r, \theta) . \quad (2.13)$$

Puisque  $\varepsilon_j$  ne dépend que de  $r$ , le potentiel effectif est symétrique selon  $\theta$  d'où une composante du moment cinétique angulaire sera une constante du mouvement. On retrouve donc le problème quantique d'une particule dans un potentiel central bidimensionnel.

L'opérateur de la composante  $x$  du moment cinétique angulaire est ici défini par :

$$L_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \theta} \quad \text{avec l'équation aux valeurs propres} \quad L_x R(r, \theta) = l\hbar R(r, \theta) \quad (2.14)$$

ce qui permet de réécrire l'hamiltonien ainsi :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*r^2} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \right] + \frac{L_x^2}{2m^*r^2} - \varepsilon_j(r) . \quad (2.15)$$

Puisque l'hamiltonien et la composante  $x$  du moment cinétique angulaire commutent,

$[H, L_x] = 0$ , on cherche les états propres communs des deux opérateurs pour solutionner

l'équation de Schrödinger. On peut intégrer directement l'équation aux valeurs propres

(2.14) qui nous donne la dépendance angulaire des fonctions d'onde correspondant aux états propres communs :

$$R(r, \theta) = \rho(r) e^{il\theta} , \quad (2.16)$$

où  $l$  est un entier, soit le nombre quantique associé à la projection en  $x$  du moment cinétique angulaire. La substitution de  $R(r, \theta)$  dans l'équation (2.15) permet d'éliminer la dépendance sur la variable  $\theta$  :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*r^2} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \right] + V_{eff}(r) \rho(r) = \varepsilon_{jnl} \rho(r) \quad \text{où} \quad V_{eff}(r) = \frac{l^2 \hbar^2}{2m^*r^2} - \varepsilon_j(r), \quad (2.17)$$

le facteur  $e^{i\theta}$  se simplifiant dans l'ensemble de l'équation. Le potentiel effectif comprend maintenant en plus du terme attractif de confinement  $-\varepsilon_j(r)$ , un terme centrifuge répulsif  $l^2 \hbar^2 / 2m^* r^2$  qui tend à éloigner la particule du centre du PQ avec l'augmentation du moment cinétique. Sachant que  $\varepsilon_j(r) \propto r^2$ , cette équation est équivalente à celle utilisée pour décrire un oscillateur harmonique bidimensionnel dans la direction radiale, dont les fonctions d'onde  $\rho(r)$  sont des polynômes de Laguerre associés avec un facteur de poids exponentiel multiplié par  $r^{|l|}$ . [62,82] Les valeurs propres associées qui nous indiquent l'énergie totale des états du PQ sont :

$$\varepsilon_{jnl} = (2n + |l| - 1) \hbar \omega_o + \varepsilon_j \Big|_{r=0} \quad \text{où} \quad \omega_o = \sqrt{K/m^*}, \quad (2.18)$$

avec  $K$  et  $\varepsilon_j \Big|_{r=0}$  qui sont déterminés par l'ajustement de  $\varepsilon_j(r) = Kr^2/2 + \varepsilon_j \Big|_{r=0}$  à la solution numérique en  $x$  obtenue pour  $j = l$ . Les états liés d'énergie inférieure au potentiel barrière  $V_o$  du PQ ne forment plus un quasi continuum et le nombre d'onde  $k$  associé à une fonction d'onde du type onde plane n'est plus un nombre quantique valide. Celui-ci est remplacé par les nombres quantiques  $j$ ,  $n$  et  $l$ , ces deux derniers identifiant des niveaux associés à un oscillateur harmonique bidimensionnel qui sont espacés également en énergie par un facteur  $\hbar \omega_o$ . Comme mentionné précédemment, la faible épaisseur du PQ fait en sorte que seuls les états pour lesquels  $j = l$  seront confinés, ce qui décalera les niveaux d'énergie par une constante  $\varepsilon_j \Big|_{r=0}$  correspondant au premier niveau confiné du puits quantique dans la direction  $x$  ayant une épaisseur  $l_o$ .

La dégénérescence des états d'énergie d'un semi-conducteur est généralement associée au concept de densité d'états par unité d'énergie, car la nature de ces états est pratiquement continue en énergie. Dans le cas d'un PQ, la dérivation ci-dessus démontre cependant que nous sommes en présence de niveaux d'énergie discrets dus au confinement des électrons dans les trois dimensions, ce qui est très similaire au cas d'un atome. Pour évaluer la dégénérescence, nous construisons la table 1 qui dénombre les états ayant la même énergie à

l'aide de l'équation (2.18). En étiquetant chacun des niveaux d'énergie avec  $q = 2n + |l| - 1 = 1, 2, 3, \dots$ , la valeur de cette énergie s'écrit  $\varepsilon_{1q} = q\hbar\omega_o + \varepsilon_1$  et le nombre d'états dégénérés total correspond à  $2q$ . Le facteur 2 est ajouté pour tenir compte de la dégénérescence du moment cinétique intrinsèque de la particule, soit le spin. Les électrons et les trous sont des fermions de spin  $\frac{1}{2}$  dont la projection selon un axe donné pourra prendre les valeurs  $+\frac{1}{2}$  et  $-\frac{1}{2}$ . Ceci se traduit en deux états de même énergie pour chaque valeur de  $q$  qui pourront être occupés par un seul fermion selon le principe d'exclusion de Pauli. On retrouve aussi dans la littérature la nomenclature orbitale  $s, p, d, \dots$  pour référer à ces mêmes niveaux d'énergie  $q$ , car ces orbitales sont associées au nombre quantique  $l$  qui reflète la symétrie cylindrique du problème et prend les valeurs extrémales  $l = \pm 1$  pour l'orbitale  $s$ ,  $l = \pm 2$  pour l'orbitale  $p$ , etc. Dans le contexte de l'analyse d'une DL ou de tout autre expérience qui fait appel à un ensemble de PQs, un autre point d'importance à soulever dans cette discussion est que la technique de croissance auto-assemblée utilisée fait en sorte que la taille et la forme de chaque PQ dans l'ensemble ne seront pas nécessairement les mêmes. Notre analyse a démontré que l'énergie des niveaux dépend de l'épaisseur et du rayon des PQs; un niveau donné n'aura donc pas exactement la même valeur d'énergie d'un PQ à l'autre. Une distribution gaussienne de la taille et de la forme d'un ensemble de PQs se

Énergie du niveau	Énumération des états						Nombre d'états dégénérés
	n	l					
$\varepsilon_{1n1} = 1\hbar\omega_o + \varepsilon_1$	n	1					1
	1	0					
$\varepsilon_{1n1} = 2\hbar\omega_o + \varepsilon_1$	n	1	1				2
	1	+1	-1				
$\varepsilon_{1n1} = 3\hbar\omega_o + \varepsilon_1$	n	1	1	2			3
	1	+2	-2	0			
$\varepsilon_{1n1} = 4\hbar\omega_o + \varepsilon_1$	n	1	1	2	2		4
	1	+3	-3	+1	-1		
$\varepsilon_{1n1} = 5\hbar\omega_o + \varepsilon_1$	n	1	1	2	2	3	5
	1	+4	-4	+2	-2	0	

**Table 1:** Niveaux d'énergie d'un PQ et leur dégénérescence associée.

traduira donc en une distribution gaussienne des niveaux d'énergie.[83] Les différents niveaux ne pourront être résolus en énergie que si les PQs sont suffisamment homogènes et que conséquemment la distribution n'est pas très large. Par contre, une distribution large peut devenir un avantage pour certaines applications comme nous le verrons au chapitre 4 pour le cas des lasers accordables.

Avant de passer à la prochaine section, rappelons que cette approche avec les fonctions enveloppes et les masses effectives fait appel à un bon nombre d'approximations et que sa validité pourrait être remise en question. Les paramètres du modèle de masse effective utilisés pour chaque semi-conducteur auront une grande influence pour obtenir des résultats satisfaisants qui concordent bien avec les évidences expérimentales. Ceux-ci peuvent aussi permettre d'inclure des effets comme la température et la contrainte dans les matériaux que nous n'avons pas considérés explicitement. Ces paramètres ne sont malheureusement pas très bien connus pour tous les semi-conducteurs et cela représente une avenue de recherche où il y a beaucoup d'opportunités. De plus, pour certains systèmes de matériaux constituant les PQs, certaines approximations que nous avons faites ne seront tout simplement pas valides. Par exemple, un article étudiant les propriétés optiques résolues temporellement de PQs GaN/AlN [84] mentionne un décalage important de 1 eV des niveaux d'énergie dû à l'effet piézo-électrique induit par le biais de la contrainte mécanique dans les PQs que nous avons négligée dans la description ci-dessus. Toutefois, ce comportement particulier des PQs GaN /AlN ne devrait pas être présent dans les systèmes de PQs utilisés ici et le modèle proposé avec ses approximations devrait être suffisamment valide pour expliquer nos observations expérimentales.

## 2.2 Transitions électroniques dans un point quantique

Nous avons discuté uniquement l'approche théorique pour les porteurs dans les PQs jusqu'à ce point; il s'agit maintenant de mettre ces PQs dans le contexte des DLs pour lesquelles ils agissent en tant que milieu de gain amplifiant une onde EM. Ceci implique donc une interaction lumière-matière, c'est-à-dire l'interaction des porteurs dans les PQs avec le rayonnement EM convertissant l'énergie des porteurs injectés dans la DL en photons. Dans cette section, nous examinerons l'effet d'une perturbation induite par le champ EM sur les porteurs, alors que dans la prochaine section, nous prendrons la perspective inverse en nous penchant sur l'influence que les PQs ont sur la propagation des ondes EMs. Nous aborderons aussi qualitativement dans la présente section d'autres mécanismes d'interaction non radiative avec les porteurs. Pour tous les mécanismes de transition, on peut faire l'approximation que l'interaction est suffisamment faible pour que les états propres des porteurs dans le PQ demeurent les mêmes. Le potentiel dépendant du temps qui est alors inclus dans l'équation de Schrödinger peut aussi se traiter à l'aide de la théorie des perturbations. L'interaction subie par le porteur fait en sorte que sa fonction d'onde est délocalisée sur l'ensemble des états du PQ avec une probabilité  $|p(t)|^2$  de le retrouver dans un état donné. Nous ne présenterons pas la dérivation complète de cette théorie qui se retrouve dans plusieurs manuels, [62,77,85] mais nous allons utiliser le résultat principal connu sous le nom de règle d'or de Fermi qui permet d'évaluer la probabilité de transition d'un porteur due à un potentiel de perturbation  $V$  entre deux états  $a$  et  $b$ , l'énergie de  $b$  étant supérieure à  $a$ , soit  $\varepsilon_b > \varepsilon_a$  :

$$|P_{a \leftrightarrow b}(t)|^2 = \frac{-1}{\hbar^2} \left| \int_0^t \langle \psi_{PQ}^b(\vec{r}) | V | \psi_{PQ}^a(\vec{r}) \rangle e^{i(\varepsilon_b - \varepsilon_a)t/\hbar} dt \right|^2. \quad (2.19)$$

Cette règle demande donc de calculer les éléments de matrice de la perturbation dans la base des états propres du PQ. Puisque ce type de calcul est associé à l'orthogonalité des fonctions d'onde, on changera la notation de celles-ci pour indiquer explicitement les divers états à l'aide des nombres quantiques :  $\psi_{jnl}^i$ . Les nombres  $j$ ,  $n$  et  $l$  sont ceux qui correspondent à la

fonction enveloppe tel que défini précédemment avec  $j = l$  tandis que le nombre  $i$  est associé à la fonction de Bloch indiquant la bande du réseau cristallin considérée.

### 2.2.1 Transitions radiatives

L'énergie potentielle pour exprimer l'interaction des porteurs avec le champ EM est donnée par :

$$V = \frac{e}{m_0} \vec{A} \cdot \vec{p} , \quad (2.20)$$

avec  $e$ , la charge élémentaire de l'électron et  $m_0$  la masse de celui-ci. Nous avons choisi la jauge de Coulomb, c'est-à-dire qu'on représente le champ électrique  $\vec{E}(z,t)$  avec le potentiel vectoriel  $\vec{A}(z,t)$ . Celui-ci est invariant perpendiculairement à la direction de propagation  $\hat{z}$  de l'onde électromagnétique puisque que cette onde est transverse :

$$\vec{E}(z,t) = -\frac{\partial \vec{A}(z,t)}{\partial t} \quad \nabla \cdot \vec{A}(z,t) = \frac{\partial A_x(z,t)}{\partial x} + \frac{\partial A_y(z,t)}{\partial y} = 0 . \quad (2.21)$$

Comme nous le verrons dans la prochaine section, le champ  $\vec{E}$  qui satisfait l'équation d'onde peut s'écrire sous forme harmonique :  $\vec{E}(z,t) = 2 \cos(k_{z,ph} \cdot z - \omega t) (E_{ox} \hat{x} + E_{oy} \hat{y})$  avec  $\vec{k}_{ph}$  et  $\omega$  étant le vecteur d'onde et la fréquence angulaire respectivement. Toutefois, nous allons utiliser l'approximation du dipôle électrique qui néglige le moment cinétique du photon comparativement à celui de l'électron, d'où  $\vec{k}_{ph} \approx 0$ . Cette approximation est très raisonnable dans le domaine de longueurs d'onde émises par nos DLs, soit de l'ordre du micromètre, alors que la longueur d'onde des porteurs est à l'échelle du PQ ou du pas du réseau cristallin, donc de l'ordre des nanomètres ou moins. L'approximation du dipôle électrique justifie aussi le fait qu'un terme proportionnel à  $\vec{A}^2$  a été négligé dans le potentiel d'interaction (2.20) devant la contribution beaucoup plus importante du terme croisé  $\vec{A} \cdot \vec{p}$ . Avec l'ensemble de ces relations, on exprime la règle d'or de Fermi pour une transition radiative :

$$|P_{i \rightarrow j}(t)|^2 = \left( \frac{E_0 e}{m_0 \hbar \omega} \right)^2 \left| \langle \psi_{i'} | \hat{p} \cdot \hat{p} | \psi_{i''} \rangle \right|^2 \left| \int_0^t \exp[i(\epsilon_{i''} - \epsilon_{i'} - \hbar\omega)t'/\hbar] - \exp[i(\epsilon_{i''} - \epsilon_{i'} + \hbar\omega)t'/\hbar] dt' \right|^2 .$$

(2.22)

La notation prime réfère à un état d'énergie plus élevée  $\varepsilon_{1n'l'}^i > \varepsilon_{1nl}^i$ . L'élément de matrice représente l'opérateur du moment dipolaire électrique qui est lié à la force de rappel classique entre deux charges de signes opposés que l'on sépare. La valeur de cet élément dépend du recouvrement des fonctions d'onde une fois que l'opérateur du moment dipolaire a agi et l'augmentation de cette valeur accroît la probabilité de transition. Cet élément est symétrique  $\left| \langle \psi_{1n'l'}^i | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle \right|^2 = \left| \langle \psi_{1nl}^i | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1n'l'}^i \rangle \right|^2$  et se retrouve à l'extérieur de l'intégrale puisqu'il ne dépend pas du temps. À l'intérieur de l'intégrale, la première exponentielle correspond à une transition induite par l'absorption d'un photon, alors que la deuxième transition est induite par l'émission d'un photon. Concentrons-nous sur le cas de l'émission, en performant l'intégration pour ce terme, on obtient :

$$\left| P_{i'1n'l' \rightarrow i1nl}(t) \right|^2 = \left( \frac{E_o e}{m_o \hbar \omega} \right)^2 \left| \langle \psi_{1n'l'}^i | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle \right|^2 t^2 \text{sinc}^2 \left[ \frac{(\varepsilon_{1nl}^i - \varepsilon_{1n'l'}^i + \hbar \omega) t}{2\hbar} \right]. \quad (2.23)$$

La fonction sinus cardinal fait en sorte que la transition ne se produit pas uniquement à la résonance lorsque l'énergie du photon égale la différence en énergie de l'état final  $\varepsilon_{1nl}^i$  et initial  $\varepsilon_{1n'l'}^i$  de l'électron. Il est donc possible de violer la conservation de l'énergie sur des temps suffisamment courts pour satisfaire au principe d'incertitude d'Heisenberg  $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$ . Comme l'électron demeure peu de temps dans l'état excité, l'énergie des photons est distribuée autour de la résonance. On parle alors d'élargissement homogène de la raie d'émission photonique et ce phénomène peut être observé avec la luminescence résolue de façon spectrale d'un PQ unique. Des études indiquent une largeur de raie homogène à basse température pour une transition inter bandes de  $\sim 1 \mu\text{eV}$  [86,87] d'où le temps de vie minimal de recombinaison des porteurs est  $\tau_{\min} = \hbar/2\Delta E \approx 0.3 \text{ ns}$ . Pour des temps plus longs, le facteur  $t^2$  domine, d'où la transition se produira seulement s'il y a résonance et on peut estimer la fonction sinus cardinal par  $2\pi\hbar\delta(\varepsilon_{1nl}^i - \varepsilon_{1n'l'}^i + \hbar\omega)/t$  d'où :

$$\left| P_{i'1n'l' \rightarrow i1nl}(t) \right|^2 = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{E_o e}{m_o \omega} \right)^2 \left| \langle \psi_{1n'l'}^i | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle \right|^2 t \delta(\varepsilon_{1nl}^i - \varepsilon_{1n'l'}^i + \hbar\omega). \quad (2.24)$$

Dans le cas d'un ensemble de PQs, l'élargissement des raies d'émission est largement dominé par la distribution de taille et de composition inhomogène, d'où il est acceptable de négliger le facteur d'élargissement homogène dû à chaque PQ. Ce formalisme met en évidence la première règle de sélection pour les transitions radiatives qui demande que l'énergie soit conservée dans les limites du principe d'incertitude, soit:

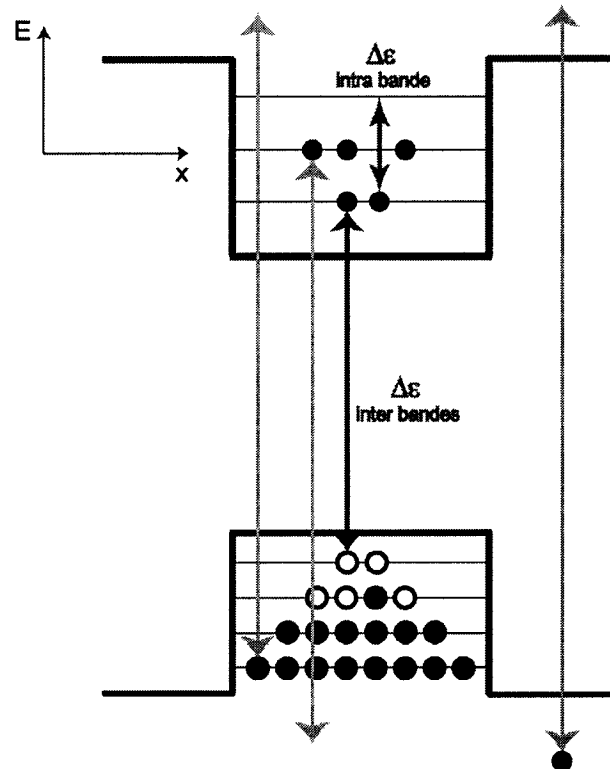
$\mathcal{E}_{\text{photon}} = \hbar\omega = \mathcal{E}_{1n'l'}^i - \mathcal{E}_{1nl}^i = \Delta\mathcal{E}_{\text{électron}}$ . La probabilité de transition induite par l'absorption d'un photon s'écrira de la même façon à l'exception d'un changement de signe pour le terme  $\hbar\omega$ .

L'élément de matrice du moment dipolaire impose d'autres règles de sélection. En écrivant explicitement la fonction d'onde enveloppe  $\psi_{E,1nl}$  et la fonction de Bloch atomique  $u_{k\approx 0,i}$  composant la fonction d'onde totale  $\psi_{1nl}^i$ , on fait l'approximation suivante [66]:

$$\begin{aligned} \langle \psi_{1n'l'}^i | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle &= \langle u_{k\approx 0,i} \psi_{E,1n'l'} | \hat{r} \cdot \hat{p} | u_{k\approx 0,i} \psi_{E,1nl} \rangle \\ &\approx \langle u_{k\approx 0,i} | \hat{r} \cdot \hat{p} | u_{k\approx 0,i} \rangle \delta_{n'n} \delta_{l'l} + \delta_{i'i} \langle \psi_{E,1n'l'} | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{E,1nl} \rangle \end{aligned} \quad (2.25)$$

Les éléments de matrice ont pu être séparés grâce à l'approximation faite précédemment que  $\psi_{E,1nl}$  varie lentement par rapport à  $u_{k\approx 0,i}$ . Le premier terme correspond à une transition optique entre deux bandes d'indice  $i$  différents, soit les transitions entre la bande de conduction et la bande de valence qui procurent l'amplification du champ EM dans nos DLs. Le deuxième terme correspond à une transition radiative entre les niveaux du PQ à l'intérieur d'une même bande. Ces transitions sont illustrées à la fig. 2.5 indiquant que les transitions intra bande se produiront à une longueur d'onde du champ EM beaucoup plus grande que celle des transitions inter bandes. On illustre aussi sur cette figure trois autres transitions qui ne seront pas abordées mathématiquement dans ce texte et qui impliquent le quasi continuum d'états qu'on retrouve à des énergies supérieures au potentiel de confinement. Dus à la présence d'une mince couche de mouillage, ces états d'énergie plus élevée seront confinés en deux dimensions formant des sous-bandes. La transition qui n'implique pas un état discret du PQ peut aussi s'appliquer à tout endroit du semi-conducteur stimulé de façon optique avec une énergie supérieure à la bande interdite du matériel barrière. Ces transitions ne contribuent pas directement à la dynamique d'absorption et d'émission stimulée de la DL, mais peuvent être observées à l'aide de

techniques de spectroscopie en absorption.[88] Dans le modèle des masses effectives, il y a création, recombinaison ou généralement interaction de paires électron-trou dans les bandes de conduction et de valence respectivement. Nos probabilités de transition devraient donc être écrites pour un système à deux particules ayant une interaction coulombienne, mais nous continuerons le traitement avec les états à une seule particule déjà obtenus.



**Fig. 2.5 :** Exemples de transitions électroniques radiatives dans un PQ. Les transitions intra bande et inter bandes illustrées respectent les règles de sélection énoncées dans le texte. Les trois transitions en gris plus pâle impliquent le quasi-continuum d'états non liés à des énergies supérieures au potentiel de confinement des PQs. On note que le potentiel de confinement aurait aussi pu être représenté par une parabole dans la direction radiale au lieu de transverse.

Les prochaines règles de sélection sur les transitions électroniques induites par un champ EM sont dictées par les propriétés d'orthogonalité des fonctions d'onde. On se rappellera que les fonctions enveloppes  $\psi_{E,lm}$  ont une forme d'exponentielle imaginaire selon la variable angulaire et une forme de polynôme de Laguerre associé avec un facteur de poids selon la variable radiale. Ces deux formes sont orthogonales lors de l'intégration sur leur

variable respective, d'où un facteur  $\langle \psi_{E,1n'l'} | \psi_{E,1nl} \rangle$  peut s'écrire  $\delta_{n'n} \delta_{l'l}$ . Nous avons déjà fait usage de cette propriété dans l'équation (2.25) ainsi que de l'orthogonalité des fonctions de Bloch  $\langle u_{k=0,i'} | u_{k=0,i} \rangle = \delta_{i'i}$ . Considérons d'abord les transitions intra bande dont les règles de sélection dépendent du facteur  $\langle \psi_{E,1n'l'} | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{E,1nl} \rangle$ . L'opérateur du moment cinétique contient une dérivée spatiale qui diminue l'ordre du polynôme de Laguerre associé par un, d'où le nombre quantique  $n$  devient  $n-1$ , mais n'affecte pas l'exponentielle imaginaire. Après avoir fait agir l'opérateur, les propriétés d'orthogonalité demandent que  $n' = n-1$  et  $l' = l$ . Selon les niveaux d'énergie définis précédemment avec le nombre  $q$ , seules les transitions entre des niveaux avec  $q$  impair ou des niveaux avec  $q$  pair seront donc permises et l'énergie du photon émis ou absorbé sera  $2\hbar\omega_0$ . Il est intéressant de noter que les transitions intra bande purement optiques dans un cristal semi-conducteur sont interdites au premier ordre, car elles ne permettent pas de conserver le moment cinétique des porteurs. On en déduit que l'absorption par des porteurs libres à l'intérieur d'une même bande ne devrait pas être importante. Toutefois, cette restriction est levée pour les PQs dû à la présence d'un potentiel variant spatialement qui compense pour la conservation du moment cinétique. Dans le cas de nanostructures ayant une dimensionnalité différente, soit des puits ou des fils quantiques, les transitions radiatives intra bande seront permises seulement lorsque la direction de polarisation du champ EM sera parallèle à une direction de quantisation de l'hétérostructure.

Portons maintenant notre attention sur les transitions optiques inter bandes qui se produisent dans nos DLs. L'équation (2.25) nous donne directement les règles de sélection pour la fonction enveloppe :  $n' = n$  et  $l' = l$  tel qu'indiqué par le delta de Kronecker. La transition doit donc se produire entre un niveau d'énergie d'une des bandes de valence et un niveau de la bande de conduction ayant le même nombre  $q$  pour avoir un parfait recouvrement des fonctions d'onde enveloppes sans qu'il y ait un effet de l'opérateur du moment dipolaire. Les transitions inter bandes dépendent du moment dipolaire à l'échelle atomique comparativement aux transitions intra bande qui dépendent du moment dipolaire collectif à l'échelle du PQ. Toutefois, cette règle de sélection sur les fonctions enveloppes est légèrement relaxée par l'absence d'une symétrie complète des propriétés des porteurs

dans ces deux bandes. La différence dans la profondeur de confinement  $V_o$  des électrons par rapport aux trous ainsi que la différence de leur masse effective affecte l'orthogonalité de leurs fonctions enveloppes. Puisque la probabilité des transitions avec  $q' \neq q$  demeure tout de même faible, on peut la négliger et dire que l'énergie d'un photon émis ou absorbé sera  $\varepsilon_{\text{photon}} = E_{gA} + \varepsilon_1^i + q\hbar\omega_o^i + \varepsilon_1^{i'} + q\hbar\omega_o^{i'}$  selon la règle de conservation de l'énergie énoncée précédemment.  $E_{gA}$  correspond à l'énergie de la bande interdite du matériel constituant le PQ et la notation  $i, i'$  rappelle que l'énergie des niveaux ne sera pas exactement la même d'une bande à l'autre. Le terme  $\langle u_{k \approx 0, i'} | \hat{r} \cdot \hat{p} | u_{k \approx 0, i} \rangle$  nécessite une analyse des fonctions de Bloch. Cette analyse est la même que pour un cristal semi-conducteur sans nanostructures, alors nous nous contenterons de commenter les résultats obtenus à l'aide du modèle de Kane. [66,89-91] Cette méthode résout l'équation de Schrödinger pour les porteurs dans le cristal en diagonalisant l'hamiltonien sur une base restreinte de fonctions de Bloch autour de  $k = 0$ . Cette base est définie selon le moment cinétique angulaire total incluant le spin :  $|u_{k \approx 0, i}\rangle \rightarrow |j, m_j\rangle$  et met en évidence la structure plus complexe de la bande de valence en assignant  $|3/2, \pm 3/2\rangle$  à la bande des trous lourds,  $|3/2, \pm 1/2\rangle$  aux trous légers et  $|1/2, \pm 1/2\rangle$  à la bande spin-orbite. Cette dernière bande est plus éloignée en énergie et ne contribuera pas aux transitions induites dans la DL. Dans cette notation, on écrira pour la bande de conduction  $\langle S, \pm 1/2 |$  rappelant son caractère orbitale  $s$  associé à un moment cinétique angulaire  $l = 0$  conduisant à un moment total  $j = 1/2$ ; cette notation permettra de la différencier de la bande des trous légers. La théorie de Kane nous donne les résultats suivants pour les éléments de matrice du moment dipolaire du cristal :

Transition électron-trou lourd :

$$\begin{bmatrix} \langle S | r_x p_x | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 & \langle S | r_x p_y | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 & \langle S | r_x p_z | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 \\ \langle S | r_y p_x | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 & \langle S | r_y p_y | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 & \langle S | r_y p_z | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 \\ \langle S | r_z p_x | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 & \langle S | r_z p_y | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 & \langle S | r_z p_z | 3/2, \pm 3/2 \rangle^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & E_p m_o / 4 & E_p m_o / 4 \\ 0 & 0 & E_p m_o / 4 \\ 0 & E_p m_o / 4 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

Transition électron-trou léger :

$$\begin{bmatrix} \langle S|r_x p_x|3/2, \pm 1/2\rangle^2 & \langle S|r_x p_y|3/2, \pm 1/2\rangle^2 & \langle S|r_x p_z|3/2, \pm 1/2\rangle^2 \\ \langle S|r_y p_x|3/2, \pm 1/2\rangle^2 & \langle S|r_y p_y|3/2, \pm 1/2\rangle^2 & \langle S|r_y p_z|3/2, \pm 1/2\rangle^2 \\ \langle S|r_z p_x|3/2, \pm 1/2\rangle^2 & \langle S|r_z p_y|3/2, \pm 1/2\rangle^2 & \langle S|r_z p_z|3/2, \pm 1/2\rangle^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & E_p m_o/12 & E_p m_o/12 \\ E_p m_o/3 & 0 & E_p m_o/12 \\ E_p m_o/3 & E_p m_o/12 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.27)$$

Le paramètre  $E_p$  est l'énergie de Kane qui se situe généralement entre 20 et 25 eV dépendamment du semi-conducteur. Ces matrices reflètent la dépendance du moment dipolaire sur la polarisation de la lumière. Dans le cas d'un cristal sans nanostructure, toutes les polarisations induiront de l'absorption dans le matériel, car les bandes de valence pour les trous lourds et les trous légers sont dégénérées près de  $k \approx 0$ . La présence d'une nanostructure lève cette dégénérescence; les transitions pour les trous lourds et les trous légers se produisent à des énergies différentes, on pourra alors observer une règle de sélection sur la polarisation qui interdit les transitions électrons-trous lourds lorsque la lumière est polarisée selon  $x$  tel qu'indiqué par la colonne de zéros dans la matrice ci-dessus.

Nous avons analysé en profondeur la probabilité de transition d'un porteur, mais il nous reste encore à relier cette probabilité au taux de transition total de l'ensemble de la population de porteurs afin de refléter l'effet collectif de l'onde EM sur le milieu des PQs. On obtient le taux de transition d'un porteur soumis à un champ EM harmonique en prenant la dérivée temporelle de la probabilité pour cette transition de se produire. Le taux de transition inter bandes entre un état plein et un état vide par le biais de l'émission d'un photon est donc :

$$r_{stim} = \frac{d|p_{i \rightarrow i'}(t)|^2}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{E_o e}{m_o \omega} \right)^2 \left| \langle \psi_{1n'l'}^{i'} | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle \right|^2 \delta(\epsilon_{1nl}^i - \epsilon_{1n'l'}^{i'} + \hbar\omega). \quad (2.28)$$

Pour ce qui est du cas de l'absorption d'un photon, on obtient :

$$r_{abs} = \frac{d|p_{i \rightarrow i'}(t)|^2}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{E_o e}{m_o \omega} \right)^2 \left| \langle \psi_{1n'l'}^{i'} | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle \right|^2 \delta(\epsilon_{1n'l'}^{i'} - \epsilon_{1nl}^i - \hbar\omega). \quad (2.29)$$

Sachant que le delta est une fonction paire  $\delta(-x) = \delta(x)$ , on conclut que ces deux taux de transition sont égaux  $r_{abs} = r_{stim}$ . Pour obtenir l'effet global du champ EM sur les PQs, nous

tiendrons compte de toutes les transitions possibles en faisant la somme sur les états de notre ensemble de PQs. La fonction delta assure qu'une seule transition sera comptée pour chaque paire d'états ayant la bonne séparation en énergie, mais nous avons une autre condition à inclure, car une transition ne peut se produire que si un état de la paire est occupé par un trou et l'autre est occupé par un électron. En émission de photons, si on associe une probabilité  $f_i$ , qu'un état dans la bande  $i'$  d'énergie supérieure soit occupée, la probabilité que l'état dans la bande  $i$  d'énergie inférieure soit vide est  $(1 - f_i)$ . On multipliera donc le taux de transition par la probabilité que ces deux événements se produisent simultanément, soit par le produit des deux probabilités individuelles. Le taux d'émission de photons sera donc :

$$R_{stim} = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{E_o e}{m_o \omega} \right)^2 \sum_{PQs} \sum_i \sum_{i'} \sum_n \sum_{n'} \sum_l \sum_{l'} \sum_{spin} \left| \langle \psi_{1n'l'}^{i'} | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle \right|^2 \delta(\epsilon_{1nl}^i - \epsilon_{1n'l'}^{i'} + \hbar\omega) f_{i'} (1 - f_i). \quad (2.30)$$

Heureusement, il est possible de simplifier ces sommations. Les états de spins sont dégénérés; on peut donc remplacer cette somme par un facteur 2. Les règles de sélection dues aux éléments de matrice du moment dipolaire nous permettent d'éliminer tous les termes pour lesquels  $n \neq n'$  et  $l \neq l'$  et on notera que les sommes restantes doivent respecter les valeurs permises pour un état d'énergie donné tel que détaillé dans la table 2. L'énergie des photons émis par nos DLs  $\epsilon_{photon} = \hbar\omega = \epsilon_{1n'l'}^{i'} - \epsilon_{1nl}^i$  correspond à des transitions électrons-trous lourds ou électrons-trous légers; on peut donc omettre de sommer sur les autres bandes dans ce contexte. On remplace  $i'$  par  $c$  pour indiquer la bande de conduction éliminant ainsi complètement cette somme, alors que la somme sur  $i$  contient maintenant seulement deux termes que nous noterons  $hh$  pour la bande des trous lourds et  $lh$  pour les trous légers en suivant la convention anglaise. Il est tentant de remplacer la sommation sur les PQs par une simple multiplication par la densité volumique de PQs, mais ceci ne tiendrait pas compte de leur inhomogénéité, puisqu'ils émettent des photons à différentes énergies. Considérant que la distribution de taille des PQs est approximativement gaussienne ce qui se traduit directement par la même distribution pour chacun de leurs états, on remplacera cette sommation par une fonction gaussienne *Gauss* centrée à l'énergie de la transition  $\hbar\omega$  ayant une déviation standard  $\sigma$  :

$$Gauss = A \exp \left\{ - \frac{[\hbar\omega - (\varepsilon_{1nl}^i - \varepsilon_{1nl}^c)]^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (2.31)$$

où  $A$  est une constante de normalisation. En intégrant de  $-\infty$  à  $+\infty$  sur l'énergie, on veut obtenir la densité de PQs  $n_{PQs}$  d'où on doit prendre  $A = n_{PQs} / \sigma\sqrt{2\pi}$ . Avec ces simplifications, on obtient le taux d'émission stimulé suivant :

$$R_{stim} = \frac{n_{PQs} \sqrt{8\pi}}{\sigma \hbar} \left( \frac{E_o e}{m_o \omega} \right)^2 \sum_{i=lh, hh} \sum_n \sum_l |\langle \psi_{1nl}^c | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle|^2 \exp \left\{ - \frac{[\hbar\omega - \varepsilon_{1nl}^i + \varepsilon_{1nl}^c]^2}{2\sigma^2} \right\} \delta(\varepsilon_{1nl}^i - \varepsilon_{1nl}^c + \hbar\omega) f_i (1 - f_i). \quad (2.32)$$

En faisant la même démarche pour l'absorption, le taux pour l'ensemble des PQs est donné par :

$$R_{abs} = \frac{n_{PQs} \sqrt{8\pi}}{\sigma \hbar} \left( \frac{E_o e}{m_o \omega} \right)^2 \sum_{i=lh, hh} \sum_n \sum_l |\langle \psi_{1nl}^c | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle|^2 \exp \left\{ - \frac{[\hbar\omega - \varepsilon_{1nl}^c + \varepsilon_{1nl}^i]^2}{2\sigma^2} \right\} \delta(\varepsilon_{1nl}^c - \varepsilon_{1nl}^i - \hbar\omega) f_i (1 - f_c). \quad (2.33)$$

On note qu'en absorption, il faut que l'état dans les bandes de valence soit plein et que l'état dans la bande de conduction soit vide, d'où les probabilités sont renversées. La sommation sur tous les états des PQs accompagnée de la fonction delta qui nous donne le nombre de transitions possibles à une énergie donnée est généralement appelée densité d'états optique conjointe. Nous sommes maintenant en mesure de faire le bilan du taux de photons net  $dN(\omega)/dt$  absorbés par les PQs en faisant la balance entre le nombre de photons  $N(\omega)$  absorbés par seconde et le nombre de photons émis par seconde:

$$\frac{dN(\omega)}{dt} = R_{abs}(\omega)N(\omega) - R_{stim}(\omega)N(\omega) - R_{spont}(\omega)N(\omega). \quad (2.34)$$

Nous n'avons pas discuté le cas de l'émission spontanée  $R_{spont}(\omega)$ , car une DL opère loin de l'équilibre thermodynamique. On fait donc l'approximation que celle-ci sera négligeable relativement à l'émission stimulée qui contribue la majorité de la puissance lumineuse émise par une DL. En utilisant la parité paire des fonctions gaussienne et delta, on obtient :

$$\frac{dN(\omega)}{dt} = \frac{n_{PQs} \sqrt{8\pi}}{\sigma \hbar} \left( \frac{E_o e}{m_o \omega} \right)^2 \sum_{i=lh, hh} \sum_n \sum_l |\langle \psi_{1nl}^c | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{1nl}^i \rangle|^2 \exp \left\{ - \frac{[\hbar\omega - \varepsilon_{1nl}^c + \varepsilon_{1nl}^i]^2}{2\sigma^2} \right\} \delta(\varepsilon_{1nl}^c - \varepsilon_{1nl}^i - \hbar\omega) [f_i - f_c]. \quad (2.35)$$

Pour poursuivre l'analyse des DLs à la section 2.3 avec la situation renversée de l'effet du milieu des PQs sur la propagation des ondes EMs, nous devons exprimer le paramètre macroscopique classique de la susceptibilité à l'induction d'un moment dipolaire électrique  $\chi_{PQ}$  à l'aide des taux de transition quantiques obtenus ci-dessus. Du côté classique, la force de Lorentz  $\vec{F}(t) = -e \cdot \vec{E}(t)$  [57] exercée par le champ électrique  $\vec{E}(t)$  sur une particule chargée  $e$  correspond à un élément de travail  $dW$  pour un déplacement  $d\vec{r}$  :

$$dW = \vec{F}(t) \cdot d\vec{r} = \vec{E}(t) \cdot -e \cdot d\vec{r} = \vec{E}(t) \cdot \mathcal{G}(t) . \quad (2.36)$$

L'introduction du moment dipolaire électrique classique  $\mathcal{G}(t)$  permet d'évaluer la polarisation macroscopique  $\vec{P}(t) = N \cdot \mathcal{G}(t)$  due à la présence de  $N$  dipôles par unité de volume qui correspondent à la densité de paires électron-trou dans les PQs. Cette polarisation dépend de la susceptibilité des PQs :  $\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \chi_{PQ} \vec{E}(t)$ . La quantité qui nous permettra de faire le pont avec les taux de transition est la densité de puissance moyenne transférée du champ EM oscillant aux dipôles. On obtient cette densité de puissance accumulée  $\Lambda$  en prenant la moyenne temporelle du travail effectué par unité de temps pour l'ensemble des  $N$  dipôles :

$$\begin{aligned} \Lambda &= \mathbb{R} e \left\{ \left\langle N \cdot \frac{dW}{dt} \right\rangle = \left\langle \vec{E}(t) \cdot \frac{d\vec{P}(t)}{dt} \right\rangle \right\} \\ &= \mathbb{R} e \left\{ \left\langle \left( E_{o\hat{r}} e^{i\omega t} + E_{o\hat{r}}^* e^{-i\omega t} \right) \left( i\omega P_{\hat{r}} e^{i\omega t} - i\omega P_{\hat{r}}^* e^{-i\omega t} \right) \right\rangle \right\} . \\ &= \mathbb{R} e \left\{ i\omega \left( E_{o\hat{r}}^* P_{\hat{r}} - E_{o\hat{r}} P_{\hat{r}}^* \right) \right\} \\ &= -2\omega \varepsilon_o E_{o\hat{r}}^2 \chi_{PQ}'' \end{aligned} \quad (2.37)$$

Nous avons utilisé la notation des exponentielles imaginaires au lieu du cosinus pour exprimer la dépendance temporelle et pour ce qui est de la dépendance spatiale, elle n'est pas incluse, car l'onde exerce sa force sur un dipôle à un point de l'espace dans une direction  $\hat{r}$  donnée. La moyenne temporelle fait disparaître les termes qui oscillent à  $e^{\pm 2i\omega t}$  entre la deuxième et la troisième étape de ce développement. La dernière étape ne prend que la partie réelle de l'expression sachant que la susceptibilité est un nombre complexe :

$\chi_{PQ} = \chi'_{PQ} + i\chi''_{PQ}$  dont le terme imaginaire est lié à l'absorption des PQs. Du côté quantique, cette même puissance accumulée est obtenue en multipliant le taux net de photons absorbés (2.35) par l'énergie de chaque photon :

$$\Lambda = \hbar\omega \frac{dN(\omega)}{dt} . \quad (2.38)$$

Comparant cette équation avec (2.35) et (2.37), on écrit la partie imaginaire de la susceptibilité des PQs :

$$\chi''_{PQ}(\omega) = \frac{n_{PQs} e^2 \sqrt{2\pi}}{\sigma m_o^2 \omega^2 \epsilon_o} \sum_{i=lh, hh} \sum_n \sum_l |\langle \psi_{lnl}^c | \hat{r} \cdot \hat{p} | \psi_{lnl}^i \rangle|^2 \exp \left\{ -\frac{[\hbar\omega - \epsilon_{lnl}^c + \epsilon_{lnl}^i]^2}{2\sigma^2} \right\} \delta(\epsilon_{lnl}^c - \epsilon_{lnl}^i - \hbar\omega) [f_c - f_i]. \quad (2.39)$$

L'évaluation des paramètres macroscopiques de la DL-PQs à partir de la théorie quantique est un sujet complexe qui peut être traité de façon plus approfondie : mentionnons entre autres les approches qui se basent sur la matrice de densité et sur les équations d'évolution dynamique couplées.[85,92,93]

### 2.2.2 Transitions non radiatives

Les mécanismes non radiatifs permettent aux porteurs injectés dans la DL de perdre de l'énergie cinétique pour relaxer et être capturés par le puits de potentiel des PQs. Les porteurs devraient donc thermaliser rapidement, passant peu de temps à l'extérieur des PQs. On peut considérer que les probabilités utilisées dans l'expression de la susceptibilité (2.39) sont données par la distribution de Fermi-Dirac [57] qui décrit tout de même bien le remplissage des états des PQs par les électrons et les trous à suffisamment haute température, mais notons que d'autres distributions conviendront mieux.[70,94-96] Les mécanismes non radiatifs sont plus difficiles à étudier; les procédés à utiliser sont souvent indirects, mais on retrouve néanmoins de la littérature sur ce sujet.[97,98] Dans le cadre de ce travail sur les DL-PQs qui se concentre sur la dynamique porteurs-photons, nous n'entrerons pas dans l'analyse détaillée de ces mécanismes non radiatifs, mais allons tout de même les discuter étant donné leur importance dans l'établissement du régime stationnaire de la DL.

Un premier mécanisme de relaxation non radiative des porteurs est leur interaction avec les phonons. En plus de l'échange d'énergie, il y a aussi un échange non négligeable de moment cinétique contrairement au cas des photons puisque la longueur d'onde

caractéristique de vibration des phonons est de l'ordre du pas du réseau cristallin. Les transitions intra bande des porteurs dans les cristaux semi-conducteurs qui enveloppent les PQs sont donc permises par le biais de cette interaction. Une fois les porteurs piégés dans les PQs, les transitions inter bandes sont interdites au premier ordre par le biais des phonons, car un seul phonon ne permet pas à un porteur de perdre suffisamment d'énergie pour passer la bande interdite. Il s'agit donc d'un processus d'ordre plus élevé qui implique des phonons multiples simultanément. La probabilité que cette transition se produise par le biais de phonons est alors beaucoup plus faible par rapport à l'interaction directe des photons et ceci favorisera la recombinaison radiative qui amplifiera le champ EM dans la DL. De plus, le confinement tridimensionnel des PQs fera en sorte que la relaxation des porteurs entre les niveaux d'énergie discrets est ralentie puisque l'énergie d'un seul phonon émis spontanément n'est plus en résonance avec la transition entre deux de ces niveaux et des phonons multiples seront aussi nécessaires dans ce cas. Une température plus élevée augmentera le nombre de phonons présents dans la DL favorisant les transitions stimulées par des phonons, ce qui pourrait améliorer le taux de relaxation des porteurs dans les PQs, mais ce processus est généralement dominé par l'absorption de phonons. L'élévation de la température causera l'étalement de la distribution de Fermi; on passera d'une probabilité d'avoir majoritairement des états remplis à majoritairement des états vides sur une largeur en énergie de quelques fois  $k_B T$  autour du niveau de Fermi, où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $T$ , la température. Puisque  $k_B T$  est d'environ 26 meV à température de la pièce, une partie des porteurs se retrouvera donc étalée dans des états non liés à l'extérieur des PQs dû à l'absorption de phonons, un phénomène appelé émission thermionique. Toutefois, pour amplifier le champ EM, la population des porteurs doit être inversée dans les PQs et le ralentissement de la relaxation des porteurs ne favorisera pas la réalisation de cette condition. On demande donc que le temps de vie pour les transitions inter bandes spontanées soit supérieur au temps de vie pour la thermalisation des porteurs dans les états des PQs. On dira alors que ces états sont métastables permettant aux électrons de s'accumuler dans la bande de conduction et aux trous de faire de même dans la bande de valence pour ainsi obtenir l'inversion de population désirée. Des travaux effectués au Conseil national de recherches du Canada ont permis de mesurer le temps de vie des transitions entre les niveaux intra bande ainsi que pour les transitions inter bandes, correspondant à moins de 400

ps et  $\sim 1$  ns respectivement pour des PQs AlInAs/AlGaAs [70] confirmant qu'il est possible de réaliser une inversion de population des porteurs. D'autres mécanismes de diffusion sont nécessaires pour expliquer le taux de transition rapide entre les niveaux des PQs et ainsi accélérer la relaxation intra bande des porteurs. Un de ces mécanismes est la collision entre porteurs dite diffusion Auger. [97] Par ce mécanisme, la perte d'énergie d'un porteur qui relaxe dans les PQs est absorbée par un autre porteur, généralement dans le matériel barrière proche. Il faut donc compter sur une collision inélastique impliquant la présence séquentielle ou simultanée de relaxation avec des phonons pour permettre au porteur qui a absorbé de l'énergie de se relaxer dans les PQs. En parlant de diffusion des porteurs, on pourrait aussi penser à celle causée par des défauts dans le réseau cristallin, mais celle-ci a une probabilité de complètement capturer les porteurs leur permettant de faire une transition inter bandes à l'extérieur des PQs. Si ces défauts se retrouvent dans un PQ, c'est alors toute la structure électronique décrite précédemment qui est perturbée.

## 2.3 Propagation des ondes électromagnétiques dans une diode laser

Une DL compte non seulement un mécanisme pour produire des photons et les amplifier, mais aussi pour guider leur propagation et produire un effet de rétroaction. Nous avons vu comment les électrons peuvent être confinés dans l'espace à l'aide d'une hétérostructure semi-conductrice tel que proposé par Kroemer [8], Kazarinov et Alferov [9], mais il est aussi possible de confiner séparément les photons dans la même DL.

L'introduction de ce concept d'hétérostructure à confinement séparé par Panish, Casey, Sumski et Foy [99] améliora grandement la performance des DLs en permettant d'optimiser indépendamment le confinement des électrons et des photons. Avant d'en arriver à discuter ce concept de guidage vertical des photons, nous allons d'abord discuter l'équation d'onde classique qui gouverne la propagation des ondes EMs (photons) dans un milieu donné et voir que le simple fait d'avoir des surfaces réfléchives aux bouts de la DL confine longitudinalement les photons, ce qui permet d'obtenir la rétroaction laser.

La description classique des phénomènes EMs se fait à l'aide des relations de Maxwell :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.40)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.41)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.42)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.43)$$

L'équation d'onde pour le champ électrique  $\vec{E}$  est obtenue en prenant le rotationnel de la première équation et en substituant dans la deuxième équation, ce qui nous donne:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu \left[ \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \right], \quad (2.44)$$

où la relation constitutive qui relie le champ magnétique  $\vec{H}$  et la densité de flux magnétique  $\vec{B}$  a été utilisée. Deux autres relations constitutives permettent de relier la densité de flux électrique  $\vec{D}$  et la densité de courant électrique  $\vec{J}$  au champ électrique  $\vec{E}$ . Ces trois relations constitutives sont :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \cong \mu_0 \vec{H} \quad (2.45)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_p \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_p (1 + \chi_{PQ}) \vec{E} \quad (2.46)$$

$$\vec{J} = \zeta \vec{E} . \quad (2.47)$$

La perméabilité  $\mu$ , la permittivité  $\varepsilon_p$  et la conductivité  $\zeta$  sont les propriétés du milieu qui influencent les champs EMs. Les semi-conducteurs utilisés dans cette étude ont une perméabilité près de celle du vide, d'où l'approximation  $\mu \cong \mu_0$ . La permittivité englobe habituellement la susceptibilité  $\chi$  du milieu à l'induction de dipôles sous l'effet d'un champ électrique résultant en la polarisation macroscopique  $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$  et on écrit généralement  $\vec{D} = \varepsilon_p \vec{E}$  avec  $\varepsilon_p = \varepsilon_0 (1 + \chi)$  où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide. Toutefois, nous avons ici séparé dans l'équation (2.47) la contribution des PQs à la susceptibilité avec  $\chi_{PQ}$  et inclus la contribution du reste du milieu dans la permittivité  $\varepsilon_p$ , une notation introduite par Siegman [40] pour le cas des lasers à état solide. Pour que l'ensemble de ces relations constitutives soit valable, on considère uniquement les propriétés optiques linéaires du milieu. De plus,  $\varepsilon_p$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  seront des tenseurs si le milieu n'est pas isotrope. Ces relations permettent donc d'écrire l'équation d'onde pour le champ électrique :

$$\nabla^2 \vec{E}(z,t) - \mu_0 \zeta \frac{\partial \vec{E}(z,t)}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon_p \frac{\partial^2}{\partial t^2} (1 + \chi_{PQ}) \vec{E}(z,t) = 0 . \quad (2.48)$$

Le terme qui contenait  $\nabla \cdot \vec{E}$  est annulé puisque l'onde électromagnétique est transverse. On introduit la notation phaseur en s'appuyant sur le fait que l'équation est séparable entre les coordonnées spatiales et temporelles [100,101] :  $\vec{E}(z,t) = \Re e \left[ \tilde{E}(z) e^{-i\omega t} \right]$ , où  $\omega$  est la fréquence angulaire de l'onde. Ceci permet d'obtenir l'équation d'onde indépendante du temps :

$$\nabla^2 \tilde{E}(z) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_p \left[ 1 + \chi_{PQ} - \frac{i\zeta}{\omega \varepsilon_p} \right] \tilde{E}(z) = 0 . \quad (2.49)$$

Il s'agit d'une équation d'Helmholtz différentielle partielle du deuxième ordre.

Dans le cas de propagation d'une onde en l'absence de PQs ( $\chi_{PQ} = 0$ ) pour un milieu où les pertes en amplitude de l'onde sont négligeables ( $\sigma \cong 0$ ), l'équation d'onde est simplement :

$$\nabla^2 \tilde{E}(z) + k^2 \tilde{E}(z) = 0 , \quad (2.50)$$

où  $k = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_p} = \frac{2\pi}{\lambda}$  est le module du vecteur d'onde qui est lié à l'inverse de la longueur

d'onde  $\lambda$  comme indiqué. La solution générale de cette équation nous donne le vecteur du champ électrique d'une onde plane uniforme :

$$\tilde{E}(z) = \left[ \tilde{E}_o \exp(-i\vec{k} \cdot z) + \exp(+i\vec{k} \cdot z) \right] (\tilde{E}_{ox} \hat{x} + \tilde{E}_{oy} \hat{y}) . \quad (2.51)$$

Le profil en amplitude  $\tilde{E}_{ox}, \tilde{E}_{oy}$  n'est pas toujours constant dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation comme nous le verrons dans la prochaine section. Sachant que la vitesse de phase de l'onde lumineuse dans le milieu est donnée par  $v = 1/\sqrt{\mu_o \epsilon_p}$ , elle peut donc être évaluée à partir de la relation de dispersion entre  $\omega$  et  $k$  :  $v = \omega/k$ . Un changement de milieu provoque une variation de cette vitesse de phase qui est caractérisée relativement à la vitesse de lumière dans le vide  $c$  à l'aide de l'indice de réfraction  $n = c/v = \epsilon_p / \epsilon_o$ . Dans le traitement fait ici, le passage de la lumière par chaque PQ ne sera pas considéré comme un changement de milieu avec une équation d'onde différente. Nous allons plutôt analyser l'effet général des PQs sur l'onde par le biais de la susceptibilité complexe

$\chi_{PQ} = \chi'_{PQ} + i\chi''_{PQ}$ . Sans perte de généralité, prenons le cas d'une onde polarisée linéairement

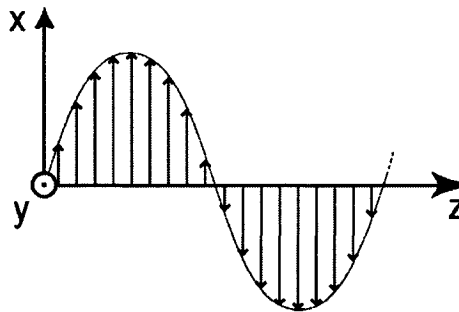


Fig. 2.6 : Onde plane polarisée linéairement selon  $x$  tel qu'indiqué par la direction des flèches et se propageant selon  $z$ .

en  $x$  qui se propage selon l'axe des  $z$  comme illustré à la fig. 2.6 et réécrivons l'équation d'onde en incluant les pertes et les PQs :

$$\frac{d^2 \tilde{E}_x}{dz^2} + k^2 \left[ 1 + \chi'_{PQ} + i\chi''_{PQ} - \frac{i\sigma}{\omega\epsilon_p} \right] \tilde{E}_x = 0 . \quad (2.52)$$

La forme de l'équation n'ayant pas changé, la solution sera similaire pour une onde qui voyage vers  $+z$  :

$$\tilde{E}_x(z) = \tilde{E}_{ox} \exp(-Kz) \hat{x} , \quad (2.53)$$

mais nous avons maintenant un nombre complexe dans l'exponentielle:

$$K = ik \sqrt{1 + \chi'_{PQ} + i\chi''_{PQ} - \frac{i\sigma}{\omega\epsilon_p}}$$

$$K \approx -\frac{k\chi''_{PQ}}{2} + \frac{k\sigma}{2\omega\epsilon_p} + i \left( k + \frac{k\chi'_{PQ}}{2} \right) \equiv \alpha^E + i\beta . \quad (2.54)$$

La racine a été estimée à l'aide du développement en série du binôme où seul le premier terme a été conservé. En reportant cette approximation dans l'expression du champ avec la notation introduite, on obtient :

$$\tilde{E}(z) = \tilde{E}_{ox} \exp(-\alpha^E z) \cdot \exp(-i\beta z) \hat{x} . \quad (2.55)$$

L'exponentielle réelle modifie l'amplitude de l'onde au cours de sa propagation et  $\alpha^E$  est donc une constante d'atténuation en amplitude. L'exponentielle imaginaire correspond à la propagation de l'onde et contient les informations de phase qui se retrouveront dans un terme harmonique du champ électrique en notation réelle incluant la dépendance temporelle.  $\beta$  est défini comme la constante de phase.

On voit que les PQs ont un effet à la fois sur la phase et l'amplitude de l'onde. L'effet sur la phase provient de la partie réelle de la susceptibilité  $\chi'_{PQ}$  qui s'insère dans la constante  $\beta$ . En contrepartie, la partie imaginaire de la susceptibilité  $\chi''_{PQ}$  qui est en quadrature de phase avec l'onde excitatrice aura un effet de type dissipatif sur l'amplitude de cette onde. Si  $\chi''_{PQ} < 0$ , l'onde est majoritairement absorbée par les porteurs de charge qui font des transitions inter bandes dans les PQs et l'amplitude décroît, alors que si  $\chi''_{PQ} > 0$ , les PQs émettront surtout des photons stimulés qui augmenteront l'amplitude de l'onde. Dans le cas

$\chi''_{PQ}$  négatif, le terme  $\frac{k\chi''_{PQ}}{2}$  est noté  $-\alpha_{PQ}^E$  pour indiquer une perte et dans le cas  $\chi''_{PQ}$  positif, ce même terme est noté  $g_{PQ}^E$  pour indiquer un gain en amplitude. L'expression obtenue pour la partie imaginaire de la susceptibilité des PQs (2.39) à la section précédente nous indique que sa valeur sera positive à une énergie donnée si :

$$f_c - f_v > 0 \Leftrightarrow f_c > f_v . \quad (2.56)$$

En utilisant la distribution de Fermi-Dirac pour les énergies impliquées dans la transition inter bandes contribuant à l'émission laser  $f_{c/v} = \left\{ 1 + \exp \left[ \left( \varepsilon_{1nl}^{c/v} - F_{c/v} \right) / k_B T \right] \right\}^{-1}$ , on peut exprimer cette condition selon les quasi niveaux de Fermi  $F_{c/v}$  en relation avec les niveaux d'énergie d'un PQ  $\varepsilon_{1nl}^{c/v}$ , soit :

$$F_c - F_v > \varepsilon_{1nl}^c - \varepsilon_{1nl}^v . \quad (2.57)$$

Ceci est une expression de la condition d'inversion de population avec plus d'électrons dans l'état du PQ dans la bande de conduction que dans l'état correspondant dans la bande de valence. Notons que dû à l'inhomogénéité des PQs, cette expression n'est pas rigoureusement vraie pour un ensemble de PQs puisque deux PQs de taille et composition différentes peuvent avoir une transition à la même énergie qui provient de niveaux différents  $nl_{PQ1} \neq nl_{PQ2}$ . La condition équivalente pour les cristaux semi-conducteurs sans PQs est appelée condition de Bernard-Duraffourg.[102] Le cas limite entre l'absorption et le gain lorsque l'équation (2.57) devient une égalité indique la transparence du matériel à une longueur d'onde donnée. L'onde qui se propage garde alors la même amplitude; le nombre de photons absorbés est compensé par le nombre de photons émis. Dans le cas des PQs, cette limite est déterminée à partir de la dégénérescence de chaque paire de niveaux d'énergie. Pour la première paire avec  $q=1$  dans les bandes de conduction et de valence ayant une dégénérescence de 2, il y aura transparence avec un électron dans l'état de la bande de conduction et un trou dans l'état de la bande de valence. Pour la paire de niveaux  $q=2$  dégénérée 4 fois, la transparence est atteinte avec 2 électrons excités dans cet état de la bande de conduction laissant deux trous dans l'état correspondant de la bande de valence et ainsi de suite. Notons que pour obtenir la transparence à un niveau  $q$  donné, il faut d'abord

remplir complètement les états des niveaux d'énergie inférieure si la relaxation intra bande des porteurs est très rapide.

Expérimentalement, on mesure en général l'intensité de l'onde et on s'intéressera donc aux coefficients de perte  $\alpha_{PQ}$  et de gain  $g_{PQ}$  de l'intensité du champ EM. Ceux-ci peuvent être reliés aux coefficients de perte  $\alpha_{PQ}^E$  et de gain  $g_{PQ}^E$  de l'amplitude du champ EM de la façon suivante :

$$-\alpha_{PQ} = -2\alpha_{PQ}^E \Leftrightarrow g_{PQ} = 2g_{PQ}^E . \quad (2.58)$$

Selon la loi empirique de Beer-Lambert établie au XVIIIe siècle,[57] l'équation de propagation en intensité est :

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha \cdot I(z) \Rightarrow I(z) = I_0 e^{-\alpha z} , \quad (2.59)$$

où le coefficient de perte (gain) est communément exprimé en  $\text{cm}^{-1}$  ou en dB/cm. Un autre facteur contribue à faire diminuer l'intensité de l'onde EM qui se propage : il s'agit des pertes internes  $\alpha_i$  de la DL. Les mécanismes qui causent ces pertes sont divers : diffusion de la lumière due à des variations locales de l'indice de réfraction [103], absorption de photons due à des défauts dans la structure cristalline ou par des porteurs libres (pertes ohmiques) [104,105] et couplage de l'onde à l'extérieur de la région guidante et amplifiée de la DL

[106]. Ces pertes sont associées au double du terme  $\frac{k\sigma}{2\omega\epsilon_p}$  dans la constante d'atténuation

en considérant que  $\sigma$  devient une conductivité effective qui représente non seulement les pertes ohmiques, mais aussi les autres mécanismes de perte. Les diverses notations introduites dans ce paragraphe sont couramment utilisées pour décrire le champ  $\vec{E}$  dans un milieu de gain tel que les PQs, ce qui donne :

$$\vec{E}(z) = \vec{E}_{ax} \exp(g_{PQ}^E z - \alpha_i^E z) \cdot \exp(-i\beta z) \hat{x} . \quad (2.60)$$

### 2.3.1 Confinement longitudinal

Lors de sa propagation dans une DL, l'onde EM rencontrera une interface entre le matériel semi-conducteur et l'air à chaque bout de la diode. Ces interfaces agissent comme

des miroirs ayant un coefficient de réflexion en amplitude  $r_1 e^{i\Phi_1}$  et  $r_2 e^{i\Phi_2}$ , respectivement, et qui forcent l'onde à faire des aller-retour et constituent ainsi une cavité optique de type Fabry-Pérot (FP) telle que développée par ces deux opticiens au XIXe siècle.[57] Cette cavité est représentée dans la fig. 2.7 et bien que l'onde se propage en va-et-vient le long de l'axe des z, son trajet a été illustré à l'aide d'une ellipse pour mettre l'emphase sur chaque étape franchie lors d'un  $n^{\text{ième}}$  trajet complet dans la cavité. En partant de l'extrême gauche à l'intérieur de la cavité avec un champ  $\vec{E}_n$ , l'onde EM se propagera d'abord sur une distance  $d$  ce qui contribuera un facteur  $e^{(g_{PQ}^E - \alpha_i^E)d} e^{-i\beta d}$ . L'onde rencontre ensuite l'interface 1 et s'il y a peu de pertes en absorption, on peut négliger le déphasage  $\Phi_1$ , d'où son amplitude sera diminuée d'un facteur  $r_1$  puisque  $r_1 < 1$ . L'onde parcourt encore une fois une distance  $d$  et les termes à l'intérieur de chaque exponentielle seront donc doublés. On termine le trajet aller-retour  $n+1$  avec une contribution  $r_2$  de l'interface 2 au champ  $\vec{E}$  et on peut ainsi écrire :

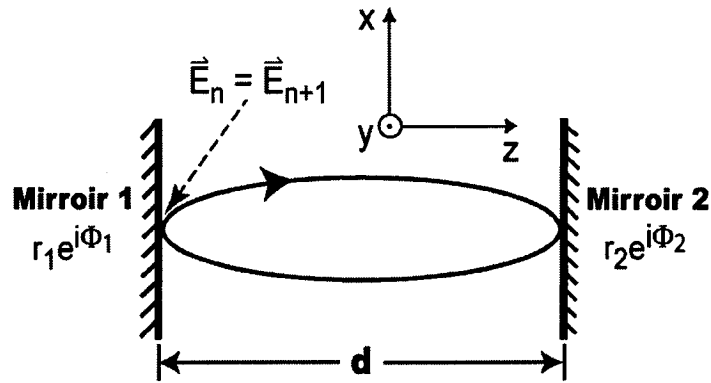
$$\vec{E}_{n+1} = \vec{E}_n r_1 r_2 \exp[2d(g_{PQ}^E - \alpha_i^E)] \cdot \exp(-i2\beta d) . \quad (2.61)$$


Fig. 2.7 : Propagation d'une onde dans une cavité Fabry-Pérot.

Le terme gain de simple passage est employé, surtout dans le cas des amplificateurs optiques, pour décrire l'amplification totale en intensité subie par l'onde après avoir traversé une seule fois le milieu de gain et correspond à :

$$G = \exp(g_{PQ} - \alpha_i)d . \quad (2.62)$$

Afin de faciliter le traitement mathématique, on réécrit les facteurs  $r_1 r_2$  sous forme exponentielle :

$$r_1 r_2 = \exp(\alpha_m^E d) \Rightarrow \alpha_m^E = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right), \quad (2.63)$$

où nous avons introduit le coefficient de réflexion en intensité  $R = r \cdot r^*$ . Par analogie aux pertes internes qui font aussi diminuer l'amplitude de l'onde, on nomme  $\alpha_m^E$  la constante d'atténuation due aux miroirs. Notre expression pour  $\bar{E}_{n+1}$  en fonction de  $\bar{E}_n$  devient donc :

$$\bar{E}_{n+1} = \bar{E}_n \exp\left[2d(g_{PQ}^E - \alpha_i^E - \alpha_m^E)\right] \cdot \exp(-i2\beta d). \quad (2.64)$$

Nous sommes maintenant en mesure d'écrire deux autres conditions pour obtenir une oscillation laser en plus de la condition d'inversion de population mentionnée précédemment. Au dessus du seuil laser, il faut que l'onde soit amplifiée lors de chaque aller-retour dans la cavité, sinon son amplitude diminuerait progressivement au point de disparaître complètement. On atteint donc le seuil laser lorsque :

$$\bar{E}_{n+1} = \bar{E}_n \Rightarrow \exp\left[2d(g_{PQ}^E - \alpha_i^E - \alpha_m^E)\right] \cdot \exp(-i2\beta d) = 1. \quad (2.65)$$

Pour conserver l'amplitude de l'onde, il faut donc que le terme à l'intérieur de l'exponentielle réelle soit nul, ce qui procure la deuxième condition d'oscillation laser :

$$g_{PQ}^E - \alpha_i^E - \alpha_m^E = 0 \Rightarrow g_{PQ}^E = \alpha_i^E + \alpha_m^E. \quad (2.66)$$

La DL-PQs commencera donc à émettre un faisceau laser lorsque le gain fourni par les PQs compensera exactement les pertes de photons qui sont absorbés ou sortent de la cavité. Le courant injecté dans la diode pour satisfaire cette condition est alors appelé courant seuil ou densité de courant seuil si on l'exprime relativement à l'aire de la DL. La troisième et dernière condition est imposée par la cavité optique qui demande que l'onde demeure en phase, soit en condition d'interférence constructive, d'un aller-retour à l'autre. Cette condition est incluse dans l'équation (2.65) qui exige que :

$$\exp(-i2\beta d) = 1, \quad (2.67)$$

pour que  $\bar{E}_{n+1}$  et  $\bar{E}_n$  soient en phase. Il faut donc que

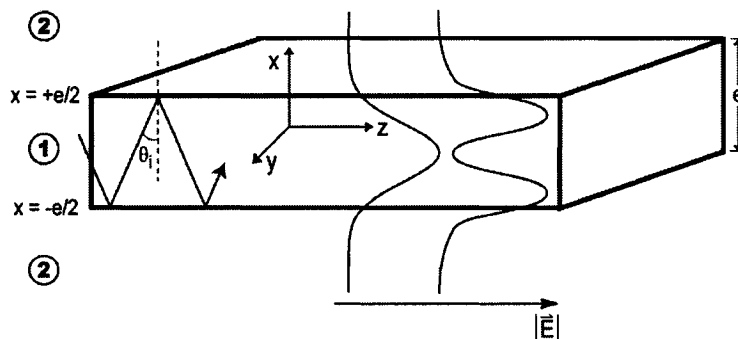
$$2\beta d = 2\pi m \Rightarrow \frac{2\pi d}{\lambda} + \frac{\chi_{PQ}' \pi d}{\lambda} = \pi m, \quad (2.68)$$

où  $m$  est un entier qui numérote chaque mode longitudinal permis qui aura une  $\lambda$  donnée. Ces modes sont parfois appelés modes spectraux. En l'absence de PQs, on retrouve la

condition d'interférence constructive typique pour une cavité optique qui demande que sa longueur  $d$  corresponde à un multiple entier ou demi-entier de  $\lambda$ .

### 2.3.2 Confinement vertical

Du point de vue de l'optique géométrique, le guidage d'une onde EM s'appuie sur sa réflexion totale interne lorsque celle-ci se propage dans un milieu d'indice  $n_1$  et rencontre une interface avec un milieu d'indice  $n_2 < n_1$  à un angle d'incidence  $\theta_i$  égal ou supérieur à l'angle critique  $\theta_c$ . À l'aide de deux interfaces, on peut donc forcer l'onde à demeurer à l'intérieur d'un milieu  $n_1$  ayant une épaisseur  $e$  tel qu'illustré dans la fig. 2.8 et on obtient ainsi un guide d'onde plan. Cette figure montre aussi l'approche de l'optique physique [107] avec la distribution en amplitude du champ  $\vec{E}$  selon l'axe des  $x$  pour deux différents modes spatiaux. On anticipe que le champ doit rester confiné à proximité du milieu 1 sans qu'aucune puissance nette ne s'échappe par propagation le long de l'axe des  $x$  dans le cas idéal d'un guide sans perte. Nous avons vu que des formes fonctionnelles pour le champ  $\vec{E}$  qui satisfont l'équation d'onde sont des exponentielles réelles ou imaginaires : alors, pour obtenir les mêmes conclusions qu'avec l'optique géométrique, on pose une décroissance exponentielle réelle du champ dans les milieux 2 ainsi qu'une oscillation harmonique, donc une exponentielle imaginaire en notation phaseur, dans le milieu 1. On obtient une onde de type stationnaire dans ce milieu qui devient évanescgente lorsqu'elle traverse dans le milieu 2.



**Fig. 2.8 :** Propagation d'une onde dans un guide d'onde plan. L'approche géométrique est illustrée du côté gauche, alors que l'approche de l'optique physique est illustrée du côté droit.

Pour écrire le champ  $\vec{E}$  de l'onde dans la DL avec guide d'onde en incluant les considérations sur son profil vertical mentionnées ci-dessus, on considère qu'elle est polarisée selon l'axe  $y$ . On peut dire de façon équivalente qu'il s'agit d'un mode transverse électrique (TE) puisque le champ  $\vec{E}$  est perpendiculaire au plan d'incidence de l'onde sur les deux interfaces. Le développement ci-dessous s'appliquera intégralement au cas où c'est le champ  $\vec{H}$  qui est polarisé selon  $y$ , c'est-à-dire pour un mode transverse magnétique (TM). Dans le cas où les deux modes orthogonaux peuvent se propager simultanément dans le guide d'onde, le champ  $\vec{E}$  total sera obtenu en faisant une somme vectorielle. Pour le mode TE dans un milieu sans PQ ni perte, on peut écrire :

$$\vec{E}_y(x, z) = \begin{cases} \vec{E}_{o2} \exp(-\alpha_{x2}x) & x > e/2 \\ \vec{E}_{o1} \exp(\pm ik_{x1}x) & -e/2 < x < e/2 \\ \pm \vec{E}_{o2} \exp(\alpha_{x2}x) & x < -e/2 \end{cases} \exp(-ik_z z) \hat{y} \quad (2.69)$$

où l'origine de l'axe des  $x$  est au centre du guide d'onde. On voit que le champ EM dépend maintenant aussi de  $x$  et qu'il ne s'agit donc plus d'une onde plane uniforme. Afin de déterminer le profil en amplitude vertical de l'onde et d'évaluer  $k_z$ , la première étape est de relier entre elles les diverses composantes du nombre d'onde ou du coefficient de perte dans chaque milieu. Ces composantes sont illustrées pour l'interface  $x = +e/2$  dans la fig. 2.9.

Les conditions aux frontières sur les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  [100] exigent que les composantes

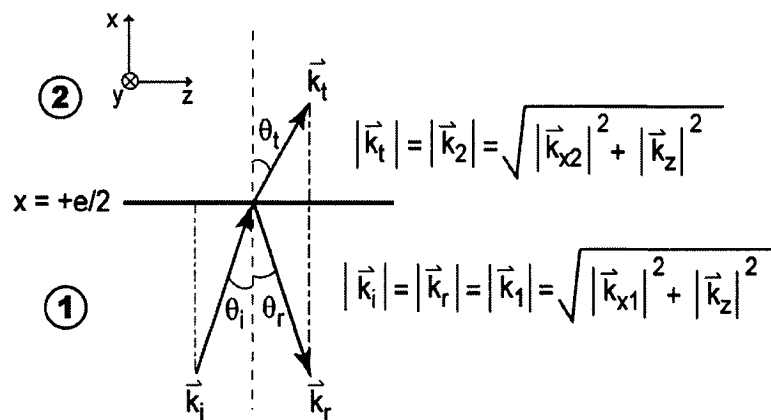


Fig. 2.9: Ondes incidente, réfléchiée et transmise à une interface entre des milieux d'indice  $n_1 > n_2$ . La condition d'accord de phase est mise en relief par les pointillés inégaux.

tangentielles à l'interface soient continues. Il en résulte une condition d'accord de phase, c'est-à-dire que la composante  $k_z$  devra être identique de chaque côté de l'interface, ce pourquoi nous avons une seule valeur de  $k_z$  indépendante du milieu dans l'équation (2.69). De plus, nous avons une condition imposée par le lien entre le module du vecteur d'onde et ses composantes dans chaque milieu :

$$k_1^2 = k_{x1}^2 + k_z^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_1$$

$$k_2^2 = k_{x2}^2 + k_z^2 = k_z^2 - \alpha_{x2}^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_2 \quad \text{où} \quad k_{x2}^2 = -i\alpha_{x2}^2, \quad (2.70)$$

avec le cas d'une onde évanescence dans le milieu 2 indiquée explicitement par  $\alpha_{x2}$ . Puisque  $k_1$  et  $k_2$  sont des constantes connues, on pourra donc écrire  $k_{x1}$  en fonction de  $\alpha_{x2}$  ou  $k_z$  et vice-versa. La deuxième étape sera d'exprimer l'amplitude  $\tilde{E}_{o2}$  selon l'amplitude dans le cœur du guide  $\tilde{E}_{o1}$ . En écrivant explicitement la condition à la frontière  $x = +e/2$  pour la composante tangentielle  $\tilde{E}_y$  de l'équation (2.69), on obtient :

$$\tilde{E}_{o2} \exp(-\alpha_{x2} e/2) = \tilde{E}_{o1} \cos(k_{x1} e/2) \quad ; \quad \tilde{E}_{o2} \exp(-\alpha_{x2} e/2) = \tilde{E}_{o1} \sin(k_{x1} e/2), \quad (2.71)$$

avec un cosinus ou un sinus qui remplace de façon équivalente l'exponentielle imaginaire.

Notre onde a maintenant un profil vertical continu avec une amplitude unique :

$$\tilde{E}_y(x, z) = \tilde{E}_{o1} \begin{cases} \cos(k_{x1} e/2) \exp(-\alpha_{x2} [x - e/2]) & x > e/2 \\ \cos(k_{x1} x) & -e/2 < x < e/2 \\ \cos(k_{x1} e/2) \exp(\alpha_{x2} [x + e/2]) & x < -e/2 \end{cases} \exp(-ik_z z) \hat{y} \quad (2.72)$$

On peut aussi utiliser l'équation avec le sinus pour obtenir le champ  $\vec{E}$  ; on parle alors de solutions impaires pour le mode TE, tandis que les solutions de type cosinus sont appelées solutions paires. La troisième étape est de déterminer uniquement les composantes inconnues  $\alpha_{x2}$ ,  $k_{x1}$ , et  $k_z$  des nombres d'onde. Nous avons déjà deux équations (2.71) pour ce faire, la troisième nécessaire est fournie encore une fois par les conditions aux frontières, mais sur la composante tangentielle  $\vec{H}_z$  du champ magnétique dans ce cas-ci. On obtient :

$$\tan(k_{x1} e/2) = \frac{\sqrt{k_1^2 - k_2^2 - k_{x1}^2}}{k_{x1}} \quad ; \quad \cot(k_{x1} e/2) = -\frac{\sqrt{k_1^2 - k_2^2 - k_{x1}^2}}{k_{x1}}, \quad (2.73)$$

où nous avons d'abord utilisé la première équation de Maxwell (2.43) pour calculer  $\vec{H}_z$  à partir du rotationnel de  $\vec{E}_y$ . Ces expressions transcendentes auront des solutions seulement

pour certaines valeurs de  $k_{x1}$ , c'est-à-dire des modes TE pairs ou impairs pour l'équation de gauche ou de droite, respectivement. Les solutions possibles sont souvent exprimées à l'aide de la relation de dispersion des guides d'onde. Finalement, le champ  $\vec{E}$  pour chaque mode sera complètement déterminé à un facteur d'amplitude près lorsqu'on aura évalué  $k_{x1} \rightarrow k_z \rightarrow \alpha_{x2}$  puis inséré ces valeurs dans l'équation (2.72). Le processus pour déterminer le profil en amplitude des modes TM est exactement le même, sauf qu'on débute avec la composante  $\vec{H}_y$ , et le vecteur  $\vec{E}$  est maintenant dans le plan  $x$ - $z$ .

Le nombre d'onde  $k_z$  est souvent qualifié d'effectif et associé à un indice de réfraction effectif  $k_z = n_{eff} k_o$  pour caractériser la propagation longitudinale d'un mode guidé. Ces paramètres effectifs prennent en compte le fait que l'onde se propage dans plus d'un milieu en même temps, une situation non homogène, et permettent de considérer que la propagation s'effectue dans un milieu homogène équivalent d'indice  $n_{eff}$ . On se servira entre autres de  $k_z$  pour évaluer les modes spectraux des DL-PQs, mais nous allons négliger la contribution des PQs à la phase de l'onde qui demanderait d'utiliser la constante de phase  $\beta$  pour le milieu 1 au lieu de  $k_l$ . L'effet des PQs et des pertes internes sur l'amplitude de l'onde est aisément réinséré en multipliant  $\vec{E}_y(x, z)$  par le facteur  $\exp(g_{PQ}^E z - \alpha_i^E z)$ . Sachant maintenant que le champ EM s'étend bien au-delà de la région active définie par les couches de PQs qui n'occupent qu'une petite partie du guide d'onde, on en conclut que seulement une fraction des photons sera amplifiée pour chaque mode. Cette fraction, appelée facteur de confinement optique  $\Gamma^{PQ}$ , correspond au rapport de la puissance optique à l'intérieur des PQs sur la puissance optique totale. Puisque la puissance optique est proportionnelle au module carré du champ  $\vec{E}$  intégré dans l'espace, on obtient :

$$\Gamma^{PQ} = \frac{n_{PQ} \int_0^{l_o} |\vec{E}_y(x, z)|^2 dx}{n_{eff} \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}_y(x, z)|^2 dx}, \quad (2.74)$$

avec  $l_o$  représentant l'épaisseur moyenne des PQs. Pour une DL comprenant plus d'une couche de PQs, le dénominateur devra être la somme des intégrales sur l'épaisseur de chaque PQ à une position verticale donnée. Le coefficient de gain matériel des PQs  $g_{PQ}$  discuté précédemment ne contribuera donc qu'à amplifier une fraction  $\Gamma^{PQ}$  des photons qui

se propagent dans la DL. Il faut donc introduire le concept de gain modal  $\Gamma^{PQ} g_{PQ}$  qui remplacera le gain matériel dans les équations précédentes pour tenir compte de cette amplification partielle. Notons que le facteur de confinement  $\Gamma$  peut aussi être utilisé pour évaluer la portion de l'onde qui se propage à l'intérieur du guide d'onde comparativement à l'onde totale incluant la section évanescente à l'extérieur du guide. L'intégrale au numérateur de l'équation (2.74) s'effectue alors sur l'épaisseur  $e$  du guide et on notera le résultat  $\Gamma^{opt}$ . Un dernier commentaire à faire avant de terminer cette section est pour le cas des DLs à moulure. Les photons sont alors confinés dans la direction  $y$  en plus de la direction  $x$ . Le traitement fait ici est évidemment encore valide si on fait une rotation de  $90^\circ$  du cadre de référence : il est possible d'obtenir le profil latéral en intensité selon  $y$  une fois qu'on connaît les indices de réfraction effectifs pour chaque section du laser à moulure comme on le verra dans le chapitre 3.

## 2.4 Synthèse

Les DLs sont des systèmes complexes à étudier nécessitant plus d'un modèle pour couvrir l'ensemble des processus qui s'y produisent en partant de l'injection du courant dans la diode jusqu'à la propagation des ondes EMs à la sortie de celle-ci. Dans ce chapitre, nous avons introduit des modèles pour trois de ces processus : le comportement des porteurs après que ceux-ci eurent atteint la région active de la DL, soit les PQs; la conversion de l'énergie de ces porteurs en photons et finalement, la propagation de ceux-ci dans la DL. Pour le premier processus, nous avons fait appel à un modèle quantique, alors que pour le dernier, nous avons utilisé une théorie classique. Le modèle quantique des porteurs confinés a montré que le puits de potentiel causé par la présence d'un PQ est similaire à celui d'un oscillateur harmonique bidimensionnel pour lequel l'espacement des niveaux d'énergie est constant. La position de ces niveaux est influencée par la taille des PQs, le décalage des bandes à l'interface de ceux-ci et par la masse effective des porteurs; tous des paramètres qui sont ajustables avec les conditions de croissance des PQs auto-assemblés ainsi que le choix de la composition des matériaux à utiliser. Le modèle classique de la propagation des ondes EMs a indiqué les conditions à remplir pour obtenir une oscillation laser cohérente dans la diode. Il faut d'abord que la partie imaginaire de la susceptibilité linéaire des PQs ait un signe positif afin d'amplifier l'onde, ce qui est accompli avec une inversion de population entre les électrons et les trous lorsque la séparation des quasi niveaux de Fermi de ces porteurs est au moins égale à l'énergie de la bande interdite du matériel constituant les PQs; on parle alors de transparence du matériel puisque les PQs vont émettre autant de photons qu'ils vont en absorber à la limite de ce cas. Ensuite, cette amplification, ou gain modal, fournie par les PQs doit être suffisante pour compenser les pertes en amplitude de l'onde qui circule dans la DL; on se trouve alors au seuil de l'émission laser. Finalement, l'utilisation d'une cavité optique pour procurer un effet de rétroaction impose des conditions aux limites sur l'équation d'onde et les longueurs d'onde permises dans la cavité correspondent à des ondes stationnaires. Le passage entre le modèle quantique et le modèle classique a été fait dans l'analyse de la conversion d'énergie porteurs-photons en utilisant le paramètre de la susceptibilité linéaire des PQs qui est induite par l'onde et affectera celle-ci en retour en l'absorbant ou en l'amplifiant ainsi qu'en modifiant sa phase. Cette susceptibilité a pu être

exprimée dans les termes de la mécanique quantique avec les éléments de matrice du moment dipolaire pour les transitions électroniques ainsi qu'avec la distribution énergétique des porteurs dans les PQs. Un processus important qui sera discuté au chapitre 4, mais que nous n'avons pas traité explicitement dans ce chapitre est la propagation de la lumière dans une cavité externe. Toutefois, la majorité des concepts optiques que nous avons introduits ici pourront être appliqués directement en utilisant les paramètres appropriés à la propagation des ondes EMs dans l'air.

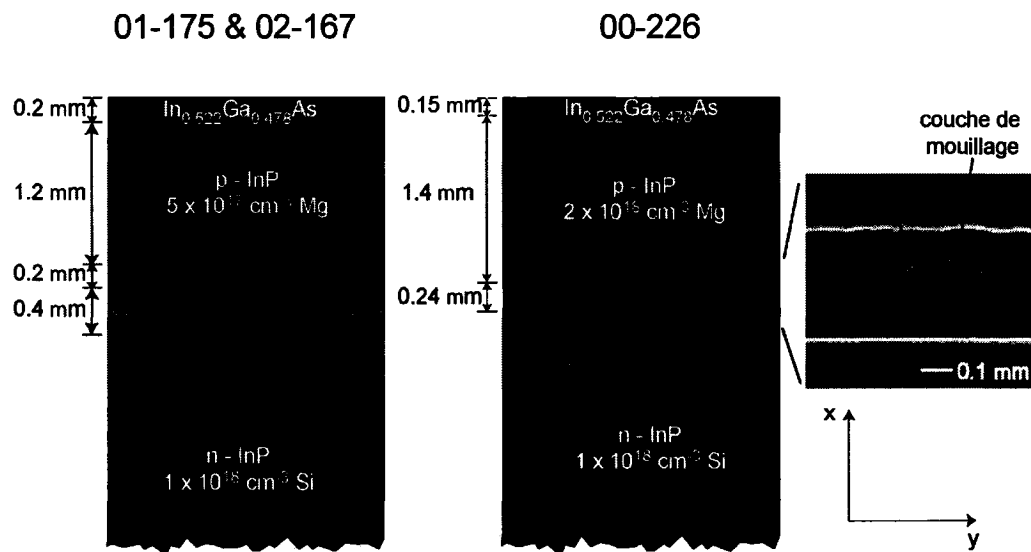
## **CHAPITRE III : DIODES LASER À POINTS QUANTIQUES INAs/INGaAsP SUR UN SUBSTRAT (100) INP**

La première partie de notre énoncé de thèse consiste à démontrer qu'il est possible d'obtenir de l'émission laser à l'aide de PQs InAs/InGaAsP dont la croissance a été faite sur un substrat (100) InP, ce que nous ferons en caractérisant les diverses propriétés des DLs-PQs. Ces propriétés peuvent être regroupées en cinq catégories: spectrales, électriques, spatiales, optiques et dynamiques.[108] Ceci représentant un vaste éventail d'expériences, nous nous sommes concentrés sur les deux premières catégories. Après avoir décrit la structure des DLs, nous allons d'abord étudier leurs caractéristiques spectrales à l'aide de mesures de photoluminescence (PL) et d'électroluminescence (EL). Ensuite, nous allons évaluer leur performance électrique ou plus justement optoélectronique puisqu'il y a conversion de l'énergie des électrons en photons. Il s'agira d'étudier le comportement de la puissance lumineuse produite avec le courant injecté. Nous examinerons l'effet de deux paramètres sur cette performance, soit la température et la longueur de la DL, et définirons des coefficients qui sont indépendants de ces paramètres. Finalement, nous discuterons une dernière expérience qui nous a permis de valider le coefficient de pertes internes compte tenu de sa valeur élevée et de l'incertitude statistique importante sur celle-ci.

### **3.1 Description de la structure des diodes laser à points quantiques**

Trois différentes structures ont été examinées durant le cours de ce projet de recherche, chacune essayant d'améliorer les performances obtenues lors de l'itération précédente. Les points communs à ces structures sont les suivants :

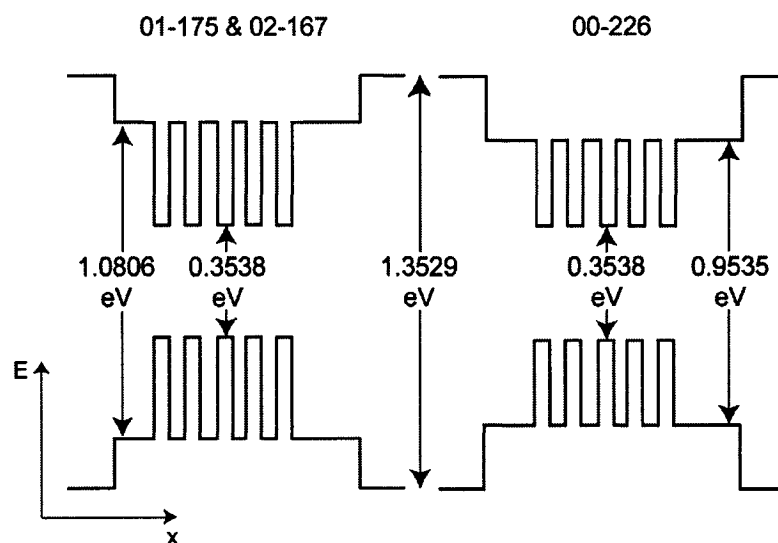
- ♣ La croissance a été faite en épitaxie par jets chimiques, mieux connue par le terme anglo-saxon « chemical beam epitaxy » ou « CBE », sur un substrat de (100) InP.
- ♣ Pour obtenir un guide d'onde, une mince couche d'InGaAsP d'indice de réfraction plus élevé est enchâssée entre deux couches d'InP. Le coeur du guide d'InGaAsP a le même pas de réseau cristallin qu'InP pour minimiser la tension dans la structure et favoriser la croissance épitaxiale.
- ♣ Pour obtenir une diode *p-i-n*, la couche supérieure d'InP est dopée positivement avec une source de  $\text{Cl}_2\text{Mg}$  lors de la croissance tandis que la couche inférieure est dopée négativement avec une source de  $\text{SiBr}_4$ .
- ♣ Dans le coeur du guide non dopé, on retrouve la région active de la DL, soit 5 couches de PQs InAs séparées par environ 25 nm d'InGaAsP assumant alors un deuxième rôle en plus de celui de coeur du guide d'onde, c'est-à-dire d'être le matériel barrière pour confiner les porteurs dans les PQs. Ces derniers ont en moyenne 5 nm de hauteur et 25 nm de diamètre.
- ♣ Pour injecter le courant dans la DL, on dépose une couche de métallisation sur le dessus de la diode. Les matériaux employés dans cette couche sont parmi les combinaisons suivantes : Au/Ti/Pt, Au/Ti/Pt/Cr et Au/Ti, mais pour alléger le texte, on référera dorénavant à cette métallisation en tant qu'une couche d'or. Afin d'assurer un bon contact ohmique avec cette couche, une épaisseur d' $\text{In}_{0.522}\text{Ga}_{0.478}\text{As}$  dopée plus fortement  $p^+$  ( $1 \times 10^{19}$  Mg) complète la diode lors de la croissance.
- ♣ Pour obtenir un effet de rétroaction causant l'oscillation laser, les structures ont été clivées en différentes longueurs perpendiculairement au plan de jonction de la diode. Les interfaces entre la DL et l'air alors planes à l'échelle atomique jouent le rôle de miroir grâce à la réflexion de Fresnel à ces interfaces. Puisque ces dernières sont parallèles, on obtient une cavité optique du type FP.



**Fig. 3.1 :** Structures des DLs 01-175, 02-167 et 00-226. Pour les deux dernières structures, une couche de  $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}_{0.57}\text{P}_{0.43}$  a été ajoutée à  $0.2 \mu\text{m}$  de coeur du guide tel qu'indiqué en gris pâle pour permettre l'arrêt d'un processus de gravure. L'image de microscopie électronique à balayage du coeur du guide pour 00-226 montre que les PQs s'alignent verticalement dû à la contrainte dans la structure.[3]

On illustre quelques-uns de ces points à la fig. 3.1 ainsi que certaines différences entre les structures. L'identification de celles-ci se fait par le numéro associé à leur croissance soit 00-226, 01-175 et 02-167. Les principales différences concernent la profondeur du potentiel de confinement, la densité de PQs, l'épaisseur du coeur du guide d'onde et finalement la quantité de dopants dans la structure. La composition nominale du matériel quaternaire pour 00-226 est  $\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}_{0.598}\text{P}_{0.402}$  comparativement à  $\text{In}_{0.816}\text{Ga}_{0.184}\text{As}_{0.392}\text{P}_{0.608}$  pour les DLs 01-175 et 02-167. Ceci changera la valeur de l'indice de réfraction, ce qui aura un impact sur le confinement des photons, mais surtout, la profondeur du potentiel de confinement des porteurs sera augmentée dans le deuxième cas comme on peut le voir à la fig. 3.2. L'unique différence entre les structures 02-167 et 01-175 est la densité de PQs : la première contient  $\sim 4.5 \times 10^{10}$  PQs/cm<sup>2</sup>, tandis que la deuxième contient  $\sim 1.5 \times 10^{10}$  PQs/cm<sup>2</sup>, ce qui est aussi la densité de PQs dans 00-226. La deuxième densité a été mesurée par microscopie à force atomique sur un échantillon dont la croissance a été faite de façon équivalente à celle des DLs, mais sans couche de revêtement supérieure. La densité de PQs de la structure 02-167 a été calculée approximativement en comparant une image de MET en coupe verticale de la

DL avec celles de 01-175 et 00-226. La fig. 3.1 met aussi en évidence que le coeur du guide d'onde est plus mince pour 00-226, soit une épaisseur de  $0.24 \mu\text{m}$ , comparativement aux deux autres structures ayant un coeur de  $0.4 \mu\text{m}$ . Ayant observé une importante diffusion de courant latérale pour 00-226, la quantité de donneurs de trous a été réduite pour les deux autres DLs et une couche de InGaAsP permettant l'arrêt d'un processus de gravure a été ajoutée, ce qui produit des lasers à moulure. Le détail des quantités de dopants utilisées est inscrit à la fig. 3.1. En gravant jusqu'à la couche d'arrêt de InGaAsP, on diminue la distance sur laquelle les porteurs peuvent s'étendre latéralement dans le semi-conducteur avant d'atteindre les PQs.



**Fig. 3.2 :** Profil spatial des bandes de conduction et de valence pour  $k \approx 0$  dans la région du coeur du guide d'onde. Les axes ont subi une rotation de  $90^\circ$  par rapport à la figure précédente.

### 3.1.1 Analyse du guidage des ondes électromagnétiques

Deux différents types de DLs ont été fabriqués, soit des lasers à ruban et des lasers à moulure qu'on représente à la fig. 3.3. Les lasers à ruban réalisés ont des largeurs de  $40 \mu\text{m}$ ,  $60 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$ ,  $150 \mu\text{m}$  et  $200 \mu\text{m}$ . L'émission laser se produira dans la région active de la DL, là où il y a suffisamment de porteurs dans les PQs pour satisfaire les conditions sur le

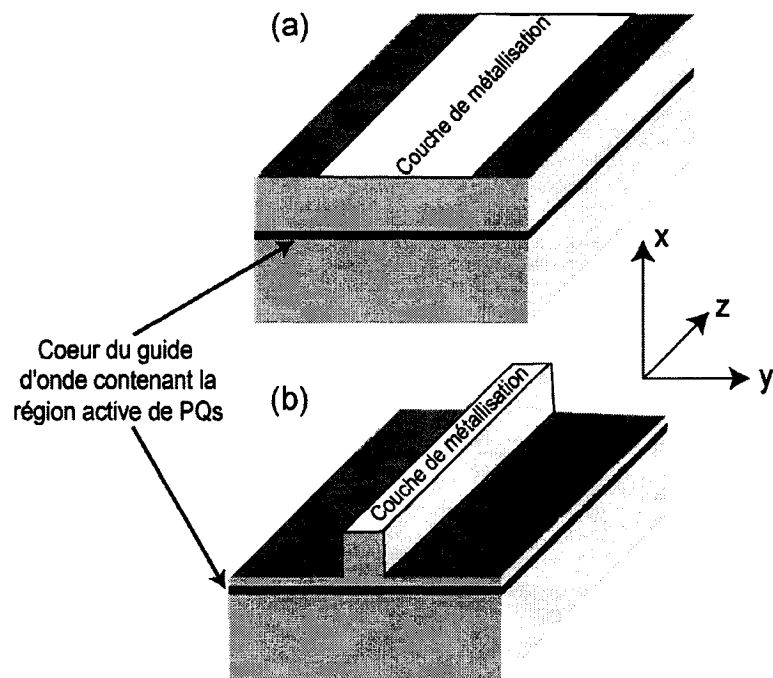
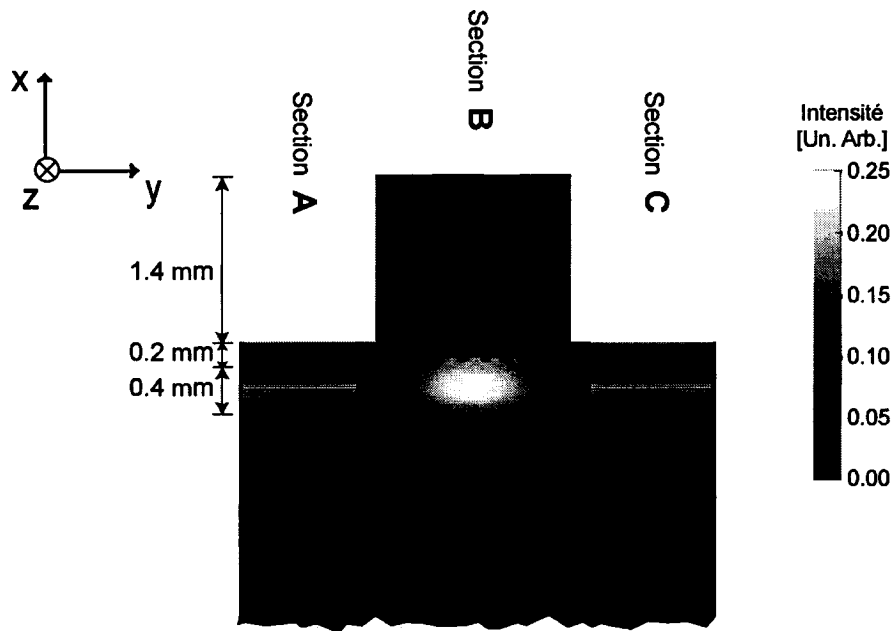


Fig. 3.3 : Représentation d'un laser à ruban (a) et d'un laser à moulure (b).

gain énoncées au chapitre 2. Ceci correspond la largeur de l'électrode pour un laser à ruban sauf si le courant de fuite latéral est important. On définira plus loin une largeur effective de la DL pour tenir compte de cet effet et obtenir un meilleur estimé de la densité de courant injectée dans la région active. Le faisceau de lumière se propageant dans la DL ayant une largeur déterminée par la région active, on parle alors de guidage latéral d'onde par le gain pour ces DLs en contraste avec le guidage vertical par saut d'indice de réfraction. Dans le premier cas du guidage par le gain, la variation d'indice qui permet le guidage des photons est causée par la distribution latérale des porteurs et on considère généralement un profil d'indice parabolique. Dans le deuxième cas de guidage vertical par l'indice, c'est un changement de milieu semi-conducteur qui crée un profil de saut d'indice. Un guidage latéral d'indice faible est aussi possible à l'aide du deuxième type de DL, le laser à moulure. Cette moulure obtenue par gravure jusqu'à la couche d'arrêt d' InGaAsP a une largeur de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière guidée dans la DL. Plus spécifiquement, nous avons produit des DLs ayant des largeurs de  $2.5 \mu\text{m}$ ,  $3 \mu\text{m}$  et  $4 \mu\text{m}$  pour les structures 01-

175 et 02-167. Afin de vérifier la qualité de ces lasers à moulure et savoir quels sont les modes qui se propagent dans ceux-ci, un algorithme a été développé pour simuler le modèle de l'indice effectif présenté à la section 2.3.2. Celui-ci est présenté en annexe de cette thèse. Pour bien comprendre comment le modèle a été appliqué, on doit distinguer trois sections A, B et C pour le laser à moulure tel qu'illustré à la fig. 3.4. On considère chacune de ces sections comme des guides d'onde plans indépendants les uns des autres et on solutionne l'équation transcendante du modèle qui nous permet d'obtenir l'indice effectif pour chaque section. Notons que les sections A et C doivent avoir le même indice effectif puisqu'elles sont identiques. De plus, ces deux sections ne respectent pas la géométrie posée dans notre dérivation du modèle, quatre milieux d'indice de réfraction différents sont impliqués. On contourne cette difficulté en négligeant complètement la couche de p-InP restante après la gravure pour considérer que l'onde évanescente est immédiatement dans l'air d'indice  $n \approx 1.00$ . La validité de cette approximation est douteuse, car l'épaisseur de la couche négligée correspond à la moitié de celle du coeur du guide. Notons qu'une autre approche mieux adaptée pour modéliser une DL à quatre couches est détaillée dans le livre



**Fig. 3.4 :** Profil spatial en intensité du mode fondamental TE des lasers à moulure 01-175 et 02-167 ; la lumière émise par la DL est polarisée linéairement selon  $y$ . Ce profil a été calculé à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  pour une largeur de moulure de  $3 \mu\text{m}$ .

d'Agrawal.[109] Pour ce coeur constitué d' $\text{In}_{0.816}\text{Ga}_{0.184}\text{As}_{0.392}\text{P}_{0.608}$ , il est difficile, voire impossible, de trouver dans la littérature une valeur de son indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour les diverses concentrations d'alliages. Heureusement, l'indice ne varie pas de façon significative sur la plage de longueur d'onde émise par nos DLs et nous utiliserons pour ce quaternaire  $n \approx 3.3$  mesuré à  $1.55 \mu\text{m}$ . [110] On présentera donc les résultats de la simulation essentiellement pour cette longueur d'onde. Pour l'indice de la couche inférieure de n-InP, nous avons eu la chance de trouver une valeur de 3.1563 [111] qui tient compte d'un dopage de  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et qui est exprimée de façon plus précise en fonction de la longueur d'onde avec la relation de Sellmeier.[5] Le dopage influence l'indice de réfraction par le biais des porteurs de charge libres à température de la pièce, puisqu'on se rappellera que la susceptibilité d'un matériel, dépendante de la densité de porteurs, influence la phase d'une onde. Cet effet est toutefois relativement faible; une densité d'électrons libres de  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  fait varier l'indice de réfraction de InP d'environ 0.01 par rapport au cas non dopé. Un dernier commentaire pour les sections A et C : celles-ci ont un indice de réfraction largement différent entre les couches au-dessus et en dessous du coeur du guide et nous devons tenir compte de cette anomalie par rapport au modèle en introduisant un paramètre d'asymétrie dans le code.[107] Le profil d'indice de réfraction de la section B est pratiquement identique à celui des deux autres sections, seulement la couche au-dessus du coeur du guide change de l'air pour devenir p-InP. Nous n'avons pas réussi à trouver un indice de réfraction pour cette couche qui tient compte du dopage que nous avons utilisé, alors on se contente d'utiliser la valeur pour InP non dopé de 3.1731 à une longueur d'onde de  $1.55 \mu\text{m}$ . [111] La simulation utilise ces valeurs d'indice ainsi que l'épaisseur de  $0.4 \mu\text{m}$  pour le coeur du guide afin d'évaluer l'indice effectif des sections. Conceptuellement, on remplace alors chaque section par un milieu homogène équivalent ayant pour indice de réfraction la valeur de l'indice effectif calculé. Le problème revient donc à un guide d'onde plan, mais dans la direction y avec l'épaisseur du coeur donné par la largeur de la moulure.

Les résultats de la simulation sont présentés dans la table 2 et illustrés à la fig. 3.4. Le fait le plus marquant de cette simulation est qu'il n'y a pas de solution de l'équation transcendante possible pour le mode TM dû à l'asymétrie du guide d'onde; la lumière

polarisée selon  $x$  ne peut donc pas se propager dans la DL. L'analyse de la polarisation n'était pas un des buts premiers de cette thèse alors nous ne présenterons pas de mesures directes de celle-ci, mais l'utilisation d'une fibre de maintien de polarisation à la section 3.4 permettra une observation préliminaire. Pour ce qui est de la polarisation selon  $y$ , un seul mode est permis par la solution de l'équation transcendante dans la direction  $x$ , alors que le nombre de modes permis selon  $y$  dépend de la largeur de la moulure. Deux modes sont permis pour les largeurs de  $2.5 \mu\text{m}$  et  $3 \mu\text{m}$ , alors qu'un troisième mode pourra se propager si la largeur est de  $3 \mu\text{m}$ . Une plus petite moulure ou encore un ajustement de la profondeur de gravure de cette moulure permettrait d'avoir un seul mode permis, soit le mode fondamental. Dans ce qui suit, nous allons discuter les résultats de la simulation seulement pour ce mode fondamental en fonction de la largeur de la moulure. Le premier paramètre présenté dans la table 2 est l'indice effectif du mode final  $n_{eff}$  qui permet de considérer que l'onde se propage dans un milieu isotrope équivalent à la DL. On pourra donc utiliser directement les dérivations faites au chapitre 2 pour la propagation d'ondes planes dans un milieu isotrope avec cet indice effectif. Les données d'indice de réfraction tirées de la littérature ne sont malheureusement pas d'une précision suffisante pour justifier cinq chiffres significatifs, mais on illustre ainsi que la largeur de la moulure, soit le coeur du guide selon l'axe  $y$ , influence la valeur de l'indice effectif. Nous utiliserons une valeur de  $n_{eff} = 3.2$  pour

Paramètres résultants	Largeur de la moulure $\Delta y$ , longueur d'onde émise $\lambda$			
	$\Delta y = 2.5 \mu\text{m}$ , $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$	$\Delta y = 3 \mu\text{m}$ , $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$	$\Delta y = 4 \mu\text{m}$ , $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$	$\Delta y = 3 \mu\text{m}$ , $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$
$n_{eff}$	3.1961	3.1978	3.1999	3.1882
$\Delta y_{eff}$	$3.1 \mu\text{m}$	$3.6 \mu\text{m}$	$4.6 \mu\text{m}$	$3.55 \mu\text{m}$
$\Gamma_x^{opt}$	53 %	53 %	53 %	54 %
$\Gamma_y^{opt}$	100 %	100 %	100 %	100 %
$\Gamma_x^{PQ}$	3.9 %	3.9 %	3.9 %	3.8 %
$\Gamma_y^{PQ}$	35 %	33 %	30 %	34 %

**Table 2:** Paramètres du mode fondamental TE évalués numériquement pour les lasers à moulure 01-175 (sauf  $\Gamma_y^{PQ}$ ) et 02-167.

de futurs calculs. L'influence de la largeur de la moulure est que le profil en intensité du mode s'étend plus largement à l'extérieur de celle-ci si elle est plus mince. La contribution des sections A et C hors moulure, qui ont un indice effectif local plus faible, devient alors plus importante faisant ainsi diminuer la valeur de  $n_{eff}$  globale. La variation de cet effet de fuite du mode hors du coeur du guide devrait se refléter dans la largeur effective photonique de la moulure  $\Delta y_{eff}$  ainsi que dans son facteur de confinement optique  $\Gamma_y^{opt}$  selon l'axe  $y$ . Nous avons cependant gardé un nombre approprié de chiffres significatifs nous empêchant ainsi de distinguer cette variation d'une largeur de moulure à l'autre.  $\Delta y_{eff}$  est défini à l'aide de la profondeur de pénétration de l'onde  $1/2\alpha$  à l'extérieur de la moulure :

$$\Delta y_{eff} = \Delta y + \frac{1}{2\alpha_A} + \frac{1}{2\alpha_C}, \quad (3.1)$$

et nous donne essentiellement la même information que  $\Gamma_y^{opt}$ , mais définie de façon plus sensible. La fig. 3.4 semble effectivement indiquer que tout le mode est bien confiné à l'intérieur de la moulure, ce qui correspond à  $\Gamma_y^{opt} \approx 100\%$ , mais il y a tout de même une certaine profondeur de pénétration d'environ  $0.3 \mu\text{m}$  à l'extérieur de la moulure. Notons qu'en pratique cette profondeur de pénétration est probablement plus importante en ne négligeant pas la couche de p-InP restante dans les sections A et C. Selon l'axe des  $x$ , on observe sur la fig. 3.4 que la pénétration devient effectivement plus important avec un coeur de guide plus mince, ici  $\sim 0.4 \mu\text{m}$ . Cette comparaison avec le confinement dans la direction  $y$  n'est pas rigoureusement correcte puisque les indices de réfraction impliqués dans cette direction ne sont pas les mêmes, mais ils sont suffisamment similaires pour que le commentaire soit pertinent. Nous n'avons pas besoin de définir une largeur effective dans la direction  $x$ , puisque le facteur de confinement vertical du mode dans le guide indique déjà clairement un faible confinement du mode. Un désavantage majeur lorsque le profil en intensité du mode s'étend largement est une augmentation probable des pertes internes de la DL et une diminution du gain modal. Notons que l'étendue du mode influence aussi l'efficacité du couplage de la lumière émise par la DL à un autre dispositif photonique.

Toute cette discussion de fuite du mode se répercute directement sur le gain modal  $I^{PQ} g_{PQ}$  de la DL. Le faible confinement dans la direction  $x$  et le choix d'un relativement petit nombre de couches de PQs font en sorte que seulement une faible partie du champ EM

sera amplifiée par les PQs comme indiqué par  $\Gamma_x^{PQ} \approx 3.9\%$  pour le mode fondamental. Le facteur de confinement  $\Gamma_y^{PQ}$  selon la direction  $y$  est une situation particulière aux PQs puisque les DLs avec d'autres types d'hétérostructures produiront de l'amplification sur toute la largeur effective du mode : la région active est alors continue et  $\Gamma_y^{région\ active} = 100\%$ . Le caractère discontinu des PQs fait en sorte que leur recouvrement avec le champ EM est considérablement réduit avec  $\Gamma_y^{PQ}$  allant de 30 % à 35 %. Le lien entre  $\Gamma_y^{PQ}$  et la largeur de la moulure est difficile à interpréter, car il dépend à la fois de l'intensité locale de l'onde à chaque PQ ainsi que du nombre de PQs inclus dans l'intégration par le biais de la largeur effective et de la densité de PQs. Notre simulation indique que le facteur de confinement  $\Gamma_y^{PQ}$  augmente pour une plus petite moulure; il est donc probable qu'une augmentation de l'intensité lumineuse locale à chaque PQ domine l'évolution de  $\Gamma_y^{PQ}$  avec la largeur de la moulure. Une dépendance moins subtile de  $\Gamma_y^{PQ}$  existe avec la densité de surface des PQs, moins de PQs se traduisant directement par une diminution du recouvrement avec le champ EM. Nous avons confirmé cette prédiction pour la DL 01-175 qui a une plus faible densité de PQs, soit  $\sim 1.5 \times 10^{10}$  PQs / cm<sup>2</sup> comparativement à  $\sim 4.5 \times 10^{10}$  PQs / cm<sup>2</sup> pour 02-167. Dans le cas d'une moulure de 3  $\mu\text{m}$  de large, nous avons obtenu  $\Gamma_y^{PQ} \approx 23\%$  pour 01-175 indiquant une diminution de 10 %. Le facteur de confinement global dans les PQs  $\Gamma^{PQ}$  est donné par le produit  $\Gamma_x^{PQ} \Gamma_y^{PQ}$  et représente la fraction de l'onde guidée dans la DL qui sera amplifiée par les PQs, soit seulement 1.3 % pour 02-167 et 0.9 % pour 01-175 dans le cas d'une moulure de 3  $\mu\text{m}$ . Notons que d'autres modes spatiaux de la DL auront des indices effectifs différents changeant la valeur de  $\Gamma^{PQ}$ , ce pourquoi  $\Gamma^{PQ}_{gPQ}$  est valable pour un seul mode donné et est appelé gain modal. Les derniers commentaires que nous ferons dans cette section concernent la dépendance en longueur d'onde de ces paramètres et les approximations utilisées. Nous avons donné un exemple approximatif de l'effet de changer la longueur d'onde à 1.65  $\mu\text{m}$  dans la table 2, mais seulement à titre indicatif que les paramètres ne sont pas modifiés drastiquement. Pour étudier correctement la dépendance en longueur d'onde, il faudrait analyser la distribution spatiale des porteurs de charge soumis au champ électrique statique permettant au courant de circuler dans la diode puisque la densité de ces porteurs modifie les indices de réfraction, mais cette étude dépasse la portée de cette thèse. Notons finalement que la méthode de l'indice effectif fait l'approximation

que les lois de Fresnel, dérivées pour des ondes planes, sont valables pour les réflexions aux interfaces du guide d'onde, ce qui réduit l'exactitude des paramètres obtenus par la simulation.[112] Une solution plus rigoureuse de l'équation d'onde donnerait une valeur plus exacte pour ces paramètres.

## **3.2. Caractéristiques spectrales de la luminescence**

### **3.2.1. Méthodes expérimentales**

Deux types d'expériences ont été réalisés pour analyser les caractéristiques spectrales des DLs, soit des mesures de PL et d'EL. Les montages illustrés à la fig. 3.5 peuvent être séparés en trois parties, soit une source d'excitation, les DLs sous observation et le système de détection de la lumière. Le concept général est le même pour les deux expériences; il s'agit d'exciter des porteurs de charge qui relaxeront dans les PQs pour se recombinaison en émettant de la lumière que nous détecteront en fonction de la longueur d'onde. Nous avons déjà discuté au chapitre 2 les mécanismes qui permettent aux porteurs de se relaxer dans les PQs ainsi que la recombinaison radiative de ces porteurs que nous désirons détecter avec ce montage. Spécifions dans le cas de la PL que l'excitation optique non résonante utilisée ici équivaut au cas de l'absorption de photons causant une transition inter bandes des porteurs et que ceux-ci sont excités à une énergie supérieure au potentiel de confinement des PQs. La source d'excitation optique est un laser titane:saphir Spectra-Physics 3900s que nous avons utilisé vers la limite de sa plage d'accordabilité à  $\lambda_{\text{excitation}} \approx 979$  nm afin de réduire l'absorption inter bandes par la couche de InP à traverser avant que le faisceau atteigne les PQs. Sans la présence d'un champ électrique, les porteurs libres excédentaires ainsi créés dans InP se promènent de façon aléatoire et ont peu de chance d'être capturés par les PQs s'ils sont trop éloignés spatialement de ces derniers. Un hacheur est placé dans le trajet du faisceau d'excitation laser tournant à une fréquence d'environ 210 Hz qui servira de référence à un amplificateur synchrone. Le hacheur a 50 % de sa circonférence qui laisse passer le faisceau et donc la durée de chaque impulsion d'excitation est approximativement 2.4 ms. Cette durée est beaucoup plus longue que les temps de vie associés aux divers processus dynamiques des porteurs; l'ensemble du système est donc observé en régime permanent. Avec la mesure de PL, on désire observer l'émission spontanée et donc on place le faisceau incident sur la DL perpendiculairement à l'axe d'amplification optique de sa cavité FP. On peut choisir de positionner ce faisceau d'excitation perpendiculairement à la surface comme à la fig. 3.5 (a) de la DL ou à un angle avec celle-ci, généralement 45° tel qu'illustré en (b) de la même figure. Dans le premier cas, la lentille près de la DL sert à la

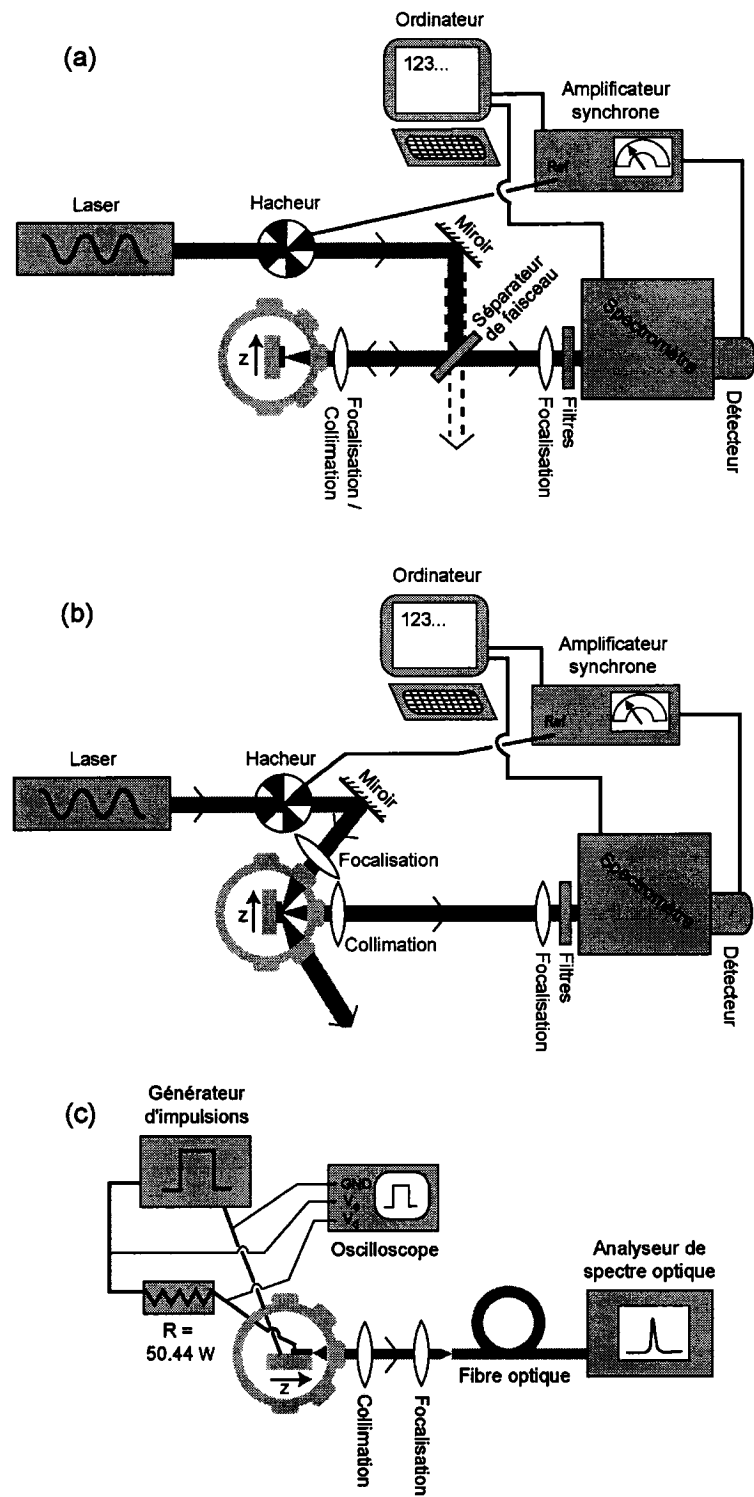


Fig. 3.5 : Montage expérimental pour les mesures de PL à 90° en (a) à 45° en (b) et d'EL en (c).

fois à la focalisation du faisceau incident pour augmenter l'intensité d'excitation et à la collimation de la lumière émise spontanément. Dans le deuxième cas, le faisceau incident ne sera pas réfléchi selon l'axe de détection et on prévient ainsi des effets parasites dans le spectre dus à une partie de cette lumière réfléchie qui se rendrait au détecteur. Ce problème est souvent résolu dans le cas de l'excitation perpendiculaire en employant un filtre passe-bas à l'entrée du spectromètre. Lorsque la longueur d'onde d'excitation est près de celle de l'émission à détecter, on risque toutefois de couper aussi une partie de cette dernière; nous avons donc choisi l'approche d'orienter le faisceau laser d'excitation à  $45^\circ$ . La lumière réfléchie peut servir à imager le faisceau d'excitation à la surface de la DL à l'aide d'une caméra CCD et d'un système à deux lentilles. Connaissant le facteur de grossissement de ce système, nous avons évalué que le diamètre du faisceau focalisé est approximativement  $70 \mu\text{m}$ . Ayant couvert la section d'excitation en PL, on passe à la section du montage incluant les DLs. On cherche à minimiser l'effet des phonons en plaçant les DLs dans un cryostat refroidi à l'azote liquide afin d'augmenter l'émission spontanée facilitant ainsi sa détection. La DL est installée sur une pièce de cuivre ayant bonne conductivité thermique et cette pièce est directement en contact avec l'azote liquide. Le cryostat est mis sous vide pour isoler thermiquement la DL de l'environnement ambiant ainsi qu'éviter la condensation de vapeur d'eau à sa surface. Cinq fenêtres transparentes sur la plage de longueur d'onde d'intérêt nous donnent un accès optique à la DL permettant d'utiliser les configurations (a) et (b) de la fig. 3.5 telles que décrites précédemment.

Poursuivons maintenant l'explication du montage avec le système de détection. On utilise un spectromètre double CVI Digikröm 240 pour sélectionner la longueur d'onde. La lumière émise par les PQs est focalisée sur la fente d'entrée du spectromètre avec une lentille ayant une longueur focale de 13 cm. On peut placer des atténuateurs optiques au besoin entre la lentille et l'entrée du spectromètre pour éviter de saturer le détecteur. Les éléments de dispersion de la lumière dans le spectromètre sont des réseaux de diffraction blazés à 1000 nm avec une dispersion de 3.2 nm/mm compte tenu de la longueur de 0.5 m du spectromètre. En ouvrant les fentes à une largeur de 1 mm, on obtient donc une résolution spectrale de 3.2 nm. À la sortie du spectromètre, on place un détecteur InSb Optikon refroidi à l'azote liquide dont la plage de sensibilité est entre  $1 \mu\text{m}$  et  $2.5 \mu\text{m}$ . Le

signal de sortie du détecteur, proportionnel à l'intensité de lumière incidente, sera envoyé à un amplificateur synchrone Stanford Research Systems SR810. Malgré l'utilisation d'un spectromètre double, du bruit parasite peut être causé dans le spectre dû à de la lumière ambiante qui se rendrait jusqu'au détecteur sans être filtrée par les fentes. L'amplification synchrone rejette le signal qui n'aurait pas la même fréquence que la référence donnée par le hacheur, ce qui permet de diminuer significativement le bruit. Finalement, l'équivalent numérique de ce signal analogique est transmis à un ordinateur pour faire l'acquisition du spectre. Le programme fait une moyenne de plusieurs valeurs de signaux à une longueur d'onde donnée et envoie une commande au spectromètre pour déplacer les réseaux et changer la longueur d'onde détectée en itérant pour couvrir l'ensemble du spectre que l'on veut analyser.

Dans le cas du montage pour la mesure d'EL qui est schématisé à la fig. 3.5 (c), la source d'excitation des porteurs est électronique; il s'agit d'un générateur d'impulsions carrées HP214B produit par Agilent Technologies. Une source de tension quasi continue est utilisée pour diminuer le chauffage : on démontrera les conséquences de celui-ci sur l'émission de la DL à la prochaine section. La fréquence de répétition des impulsions est de 1 kHz avec un facteur d'utilisation de 1 %. La durée d'une impulsion étant alors de 10  $\mu$ s, on s'assure donc d'opérer en régime permanent. Le circuit d'injection est simple; la source de tension est placée en série avec une résistance et la DL qui est étudiée. On mesure la différence de potentiel électrique aux bornes de la diode  $V_d$  et de la source de tension  $V_o$  à l'aide d'un oscilloscope Tektronix TDS 320. On obtient alors la valeur du courant  $I$  avec :

$$I = \frac{V_o - V_d}{R} , \quad (3.2)$$

où  $R$  est la valeur de la résistance qui est de 50.44  $\Omega$  telle que mesurée à l'aide d'un pont de Wheatstone. Les DLs sont montées sur une céramique qui conduit la chaleur, mais non l'électricité afin d'éviter un contact électrique avec la pièce de cuivre dans le cryostat. Cette céramique comporte plusieurs languettes d'or d'aire suffisamment grande pour nous permettre de souder à l'indium des fils de cuivre qui sont reliés à une prise électrique sur le cryostat; celle-ci nous permettra de faire le branchement au reste du circuit. Le contact de l'électrode négative à une de ces languettes est fait lors du montage des DLs sur la

céramique avec une couche d'indium qui est soudée à l'or et à InP par recuit. Nous utilisons une technique de microcâblage à l'aide de fils d'or qui relie l'électrode positive de chaque diode à une languette de connexion en or elle aussi. Une deuxième approche est possible pour connecter les DLs à l'aide de pointes lorsqu'on veut observer l'EL à température de la pièce puisque nous n'avons alors plus besoin du cryostat, mais la discussion de ce montage sera faite à la section 3.4. L'orientation de la DL par rapport au reste du montage n'est pas la même que dans le cas de l'expérience de PL; car on veut détecter l'émission stimulée des PQs en plus de l'émission spontanée. L'axe d'amplification de la cavité FP, soit  $z$  selon le référentiel utilisé dans ce texte, est donc placé parallèlement à l'axe de détection. Le système de détection utilisé peut être exactement le même que dans le cas de la PL, sauf que le signal de référence de la détection synchrone est donné par le générateur d'impulsions. Toutefois, nous avons illustré un deuxième système de détection possible à la fig. 3.5 (c) qui permet d'obtenir une meilleure résolution spectrale allant jusqu'à 0.05 nm au besoin. Dans ce cas, la luminescence des DLs est couplée par la deuxième lentille dans une fibre optique qui est reliée à un analyseur de spectre optique Ando AQ6317B qui fait à la fois le travail de sélection de la longueur d'onde et de détection.

### 3.2.2 Résultats et discussion

Les spectres de PL à température de l'azote liquide, soit approximativement 77 K, sont présentés à la fig. 3.6 pour chacune des structures ainsi que des exemples typiques de spectres d'EL pour un laser à ruban dans les cas de 00-226 et 01-175 et d'un laser à moulure dans le cas de 02-167. Une première observation est que la luminescence de 01-175 et celle de 02-167 sont globalement émises à une longueur d'onde plus courte que celle de 00-226. Cette observation correspond bien au fait que le matériel barrière d'InGaAsP a une bande d'énergie interdite plus élevée pour 01-175 et 02-167, car un puits de potentiel fini ayant un plus grand confinement aura ses niveaux discrets à plus haute énergie. On voit aussi que la luminescence de 02-167 et celle de 01-175 sont étendues sur une plus grande plage de longueur d'onde, la largeur à mi-hauteur de leur spectre de PL est d'environ 160 nm alors que celle de 00-226 est d'environ 120 nm. La fluctuation de taille des PQs ne devrait pas être affectée par le nombre total de PQs contenus dans la DL, ce qui est confirmé par une

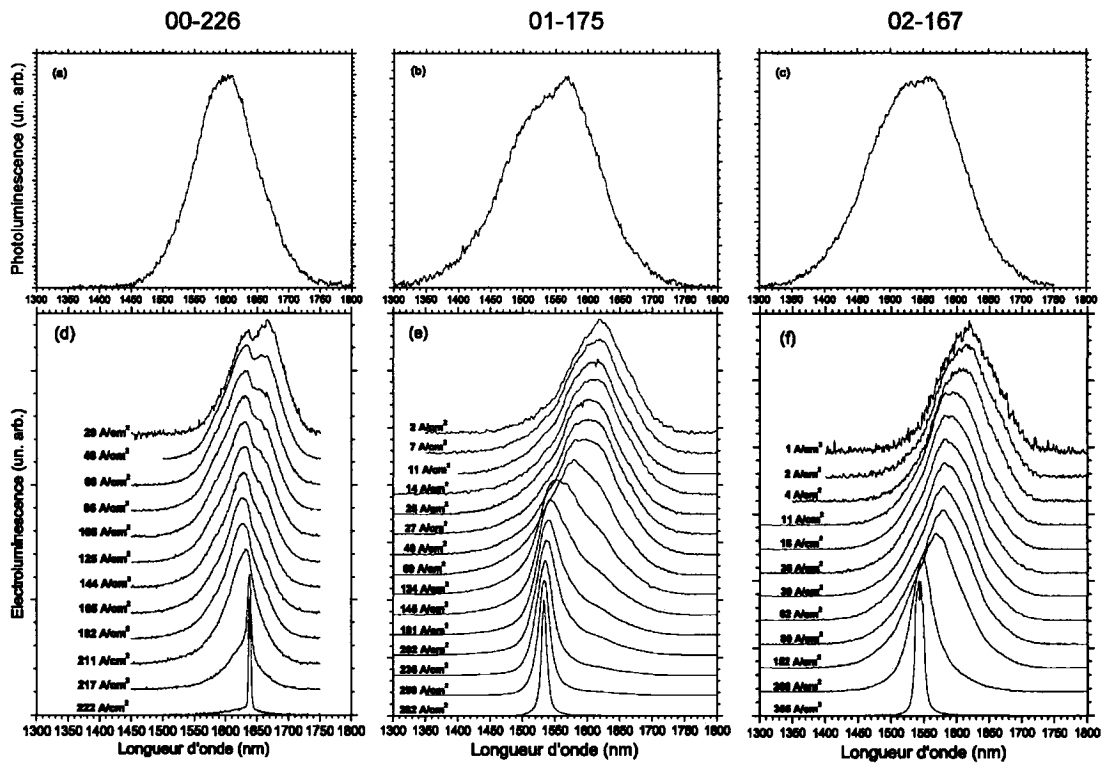


Fig. 3.6 : Spectres de PL des structures 00-226, 01-175 et 02-167 en (a), (b) et (c) respectivement; les spectres d'EL sont présentés dans le même ordre en (d), (e) et (f). Dans tous les cas, les DLs ont été refroidies à la température de l'azote liquide, soit environ 77 K. L'intensité d'excitation en PL est d'environ  $2 \text{ kW/cm}^2$ . La densité de courant ( $\text{A/cm}^2$ ) injectée pour l'EL augmente en passant d'un spectre à l'autre vers le bas. L'EL de 00-226 et 01-175 provient de lasers à ruban de dimension  $2000 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$  dans les deux cas, alors qu'elle provient d'un laser à moulure de dimension  $990 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$  pour 02-167.

distribution gaussienne pratiquement identique de la PL pour 01-175 et 02-167. À moins d'un changement inattendu de la croissance de PQs auto-assemblés, l'utilisation d'un alliage différent de InGaAsP ne devrait pas affecter significativement la fluctuation de taille des PQs, mais nous observons pourtant une distribution gaussienne plus mince. Pour expliquer ceci, on propose que le changement de potentiel de confinement des porteurs affecte la dépendance des états d'énergie sur la taille des PQs de telle sorte que la distribution de taille se traduise en une distribution énergétique plus mince des états avec la diminution du potentiel de confinement. Une autre hypothèse serait que des transitions entre des états confinés à plus haute énergie pour 01-175 et 02-167 contribuent à l'élargissement de la photoluminescence relativement à 00-226. Toutefois, la largeur de cette émission ne varie

pas avec l'intensité du faisceau d'excitation. Cette absence de remplissage progressif d'états qui seraient à plus haute énergie avec un plus fort taux d'excitation de porteurs saturant les états plus bas semble donc infirmer cette hypothèse. De plus, on appliquera plus loin le modèle pour calculer les états d'énergie des PQs à 02-167 et les résultats qui seront présentés ne supportent pas l'hypothèse de transitions à plus haute énergie.

La partie supérieure de la fig. 3.6 montre uniquement l'émission spontanée des DLs alors que la partie inférieure montre à la fois de l'émission spontanée et de l'émission stimulée, cette dernière devenant prépondérante avec l'augmentation de la densité de courant ( $A/cm^2$ ) injectée. Dans la littérature, le terme émission spontanée amplifiée (ESA) est souvent utilisé pour référer à ce mélange d'émission spontanée et stimulée observé avant que le seuil d'oscillation laser ne soit atteint. Notons que nous avons eu recours à un plus grand facteur d'utilisation du cycle des impulsions allant jusqu'à 100 % pour pouvoir détecter l'EL aux plus faibles densités de courant. En dessous du seuil laser, la population stationnaire de porteurs dans les PQs augmente avec la densité de courant injectée et donc la largeur du spectre d'émission totale ne devrait pas diminuer en vertu du remplissage d'états de l'ensemble de PQs. Lorsque la densité de porteurs de transparence est atteinte à une longueur d'onde donnée, on passe le seuil entre l'absorption et le gain. Le champ EM en rétroaction dans la cavité FP se retrouve significativement amplifié à ces longueurs d'onde par rapport à celles où le seuil de transparence n'est pas atteint. Dans cette région spectrale sous le seuil de transparence, l'émission stimulée est plus que balancée par de l'absorption, laissant ainsi la faible émission spontanée être la contribution principale à la luminescence à ces longueurs d'onde et on la distingue de moins en moins sur les spectres de la fig. 3.6 à plus haute densité de courant injecté. Une autre façon de voir la chose est que le taux net de recombinaison stimulée qui devient présent en situation de gain est supérieur au taux de recombinaison spontanée et qu'il y a donc beaucoup plus de photons produits aux longueurs d'onde où le seuil de transparence est dépassé. On se trouve donc à observer majoritairement l'émission stimulée qui dépasse largement en intensité l'émission spontanée. Le nombre plus restreint de transitions pour lesquelles il y a gain permet d'expliquer le rétrécissement de la largeur de spectre qu'on observe avec l'augmentation de la densité de courant injecté à la fig. 3.6. Même aux plus faibles densités de courant, la largeur apparente du spectre d'ESA

est plus petite que celle du spectre de PL, ce qui confirme qu'une petite densité de porteurs est suffisante pour atteindre le seuil de transparence aux transitions de basse énergie dans les DLs-PQs. En ce qui concerne le comportement du spectre d'ESA en fonction de la densité de courant injectée, on fait l'approximation que le gain à une longueur d'onde donnée augmente de façon linéaire avec la densité de porteurs  $n_p$  dans la région active de la DL en autant que  $n_p$  soit petit [89] :

$$g_{PQ} = D(n_p(\lambda) - n_{tr}(\lambda)) , \quad (3.3)$$

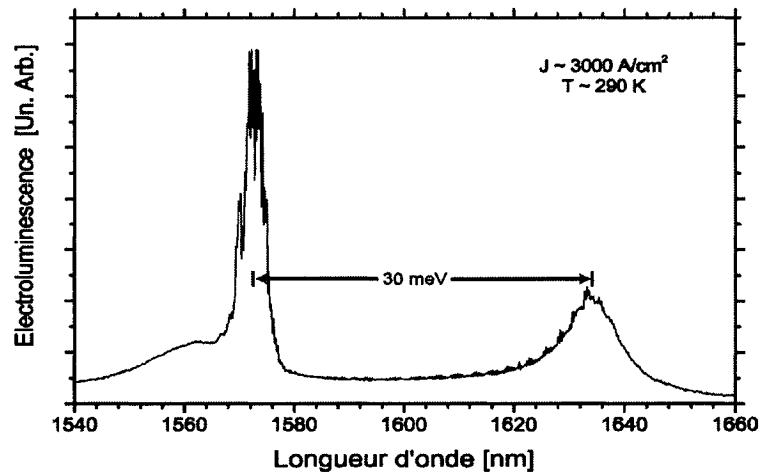
En supposant que les transitions impliquées dans l'ESA sont les mêmes pour tous les PQs, le gain différentiel  $D$  est pratiquement constant en longueur d'onde. Dans ce cas, la contribution d'une plus grande quantité de porteurs au taux net d'émission stimulée augmente également à toutes les longueurs d'onde où le seuil de transparence  $n_{tr}$  est atteint. L'ESA montre pourtant qu'une densité de porteurs qui s'accroît favorise l'augmentation de l'émission stimulée sur une plage décroissante de longueur d'onde. Il ne faut cependant pas oublier que contrairement au taux d'émission spontanée, le taux net d'émission stimulée dépend en plus du nombre de photons dans la cavité optique. L'intensité de l'onde EM augmente de façon exponentielle avec la distance de propagation dans la cavité, un photon en stimulera deux qui en stimuleront quatre, etc. On se rappelle de la discussion du chapitre 2 que l'amplification de l'onde EM dépend de la différence entre le gain modal et les pertes internes :  $I(z) = I_o \exp[(\Gamma g_{PQ} - \alpha_i)z]$ . Puisque  $\Gamma$ ,  $n_{tr}$  et  $\alpha_i$  sont constant avec la position  $z$  et l'augmentation de la densité de courant  $n_p$ , cette dernière produit donc une augmentation exponentielle de l'intensité d'émission stimulée à un endroit  $z_o$  donné :

$$I(z) = I_o \exp[(\Gamma D n_p(\lambda) - \Gamma D n_{tr}(\lambda) - \alpha_i)z_o] , \quad (3.4)$$

La distribution en énergie des porteurs correspond à une distribution d'intensité émise variant beaucoup plus rapidement avec la longueur d'onde grâce à l'exponentielle reliant ces deux distributions. Les longueurs d'onde avec un grand nombre de porteurs remplissant les états excités correspondants auront donc exponentiellement plus d'intensité d'émission stimulée, dominant ainsi de plus en plus le spectre d'ESA avec de la densité de courant injectée. Ceci explique qu'on distingue de moins en moins la présence des autres longueurs d'onde dans les spectres de la fig. 3.6. Lorsqu'il y a suffisamment de porteurs pour que le maximum du spectre de gain atteigne le seuil d'émission laser défini par le niveau de perte

de la DL, le taux net d'émission stimulée devient si rapide que la densité de porteurs dans la région active est fixée à sa valeur au seuil laser même si on augmente la densité de courant injectée. Pour une DL idéale, chaque paire électron-trou injectée n'influencera plus le gain dû à la balance entre l'émission stimulée et l'absorption, mais plutôt produira directement un photon de longueur d'onde correspondante à la transition où le seuil laser a été atteint. L'intensité de cette émission augmente donc pratiquement uniquement au maximum du spectre de gain et sera quasi monochromatique, car le spectre large d'émission spontanée est suffisamment faible en intensité pour être considéré comme un bruit de fond. Cette caractéristique monochromatique étant typique de l'émission laser, on peut conclure que les caractéristiques spectrales de la luminescence des DLs vérifient notre thèse que les PQs InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP permettent d'obtenir de l'émission laser. Notons qu'avec ce critère quasi monochromatique, les spectres d'EL donnent une idée approximative de la densité de courant nécessaire pour atteindre le seuil d'émission laser notée  $J_{th}$ , et nous avons observé des valeurs entre 150 et 350 A/cm<sup>2</sup> à température de l'azote liquide. Pour compléter ce paragraphe, on compare les différences entre les spectres d'ESA des trois DLs. Les structures 02-167 et 01-175 montrent un comportement similaire de décalage du pic d'ESA vers les plus courtes longueurs d'onde avec l'accroissement de la densité de courant contrairement à la DL 00-226 où le pic d'amplification reste pratiquement à la même position spectrale. On peut supposer que le décalage du pic d'ESA observé dans le premier cas implique qu'une partie des PQs fournira de l'émission laser à partir d'une transition entre des états  $q = 2$  en plus d'une autre partie de PQs, plus petits ceux-là, qui contribueront de l'émission laser à partir d'une transition  $q = 1$ . Les fluctuations de taille permettent effectivement d'avoir des transitions distinctes pour différents PQs qui se retrouvent à la même énergie. Il est malheureusement difficile de déterminer si la cause du décalage du pic d'ESA provient de transitions entre différents états  $q$  d'une même bande ou de mêmes états  $q$  de différentes bandes, c'est-à-dire une contribution simultanée de transitions électrons-trous légers et électrons-trous lourds dans cette deuxième situation. Une étude de la polarisation de l'émission lumineuse avec une DL qui permettrait à la fois aux modes TE et TM de se propager pourrait aider à résoudre la question, mais pour la suite de cette thèse, nous supposerons que c'est la contribution des transitions entre différents états  $q$  qui domine. Une autre observation qui supporte l'hypothèse que différentes transitions

pourraient être impliquées dans l'émission lumineuse des DLs est l'émission laser double. Lorsque les pertes miroirs de la DL 02-167 sont faibles et que la densité de courant injectée est suffisamment élevée, l'émission laser peut se produire simultanément sur deux plages de longueurs d'onde bien séparées qu'on suppose associées au maximum du spectre de gain de chaque transition. La fig. 3.7 illustre cette émission laser double pour le cas où les pertes miroirs ont été réduites à l'aide de couches diélectriques à haute réflectivité couvrant les facettes de la DL 02-167. On y voit que la séparation entre les deux maxima de d'émission laser est de 30 meV, soit environ 60 nm, ce qui est inférieur à toutes les séparations entre les diverses transitions qui seront calculées dans le prochain paragraphe. Toutefois, l'énergie des transitions sera évaluée pour des PQs de taille moyenne dans l'ensemble. La petite séparation peut donc s'expliquer par des PQs contribuant à l'émission laser qui ont une taille autre que celle de la moyenne de la distribution. L'émission laser double a aussi été observée pendant nos expériences pour le cas où la DL est plus longue, ce qui est équivalent au cas discuté ici par rapport à la diminution des pertes miroirs. On retrouve aussi cet effet dans les DLs avec des PQs InAs/InGaAs.[113] Notons que l'émission laser double n'est possible que si le gain est inhomogène et donc que la population de porteurs n'est pas complètement fixée à sa quantité au seuil laser : nous reviendrons sur ce concept à la fin de cette section.



**Fig. 3.7 :** Spectre d'EL montrant de l'émission laser sur deux plages de longueur d'onde distinctes. Ce spectre provient du laser à moulure 02-167 de dimension  $880 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$  et dont les facettes de la cavité optique sont revêtues de couches à haute réflectivité soit  $R_1 \sim 1$  et  $R_2 \sim 0.98$ .

Nous avons utilisé le modèle et l'algorithme introduits au chapitre 2 pour évaluer l'énergie des transitions radiatives inter bandes susceptibles de contribuer à l'émission des PQs de la DL 02-167 à température de la pièce, soit 300 K. Les calculs ont été effectués pour une taille de PQ de 5 nm de haut par 25 nm de diamètre, ce qui correspond à la moyenne de la distribution de taille. Les paramètres employés par la simulation sont présentés dans la table 3 et sont essentiellement tirés de la revue de Vurgaftman, Meyer et Ram-Mohan qui synthétise une quantité appréciable de littérature.[114] L'énergie de la bande interdite a été ajustée pour tenir compte de la température à l'aide de l'équation de Varshni,[115] ce qui a un impact sur la masse effective de l'électron compris dans la valeur indiquée. Nous n'avons cependant ajusté aucun paramètre pour tenir compte de la contrainte inhérente aux nanostructures de PQs auto-assemblés. Alors que la structure de la bande de conduction est isotrope et permet d'utiliser une valeur de masse effective unique pour les électrons, la structure plus complexe de la bande de valence dépend de la direction cristalline considérée et donc les masses effectives pour les trous sont anisotropes. Ceci dépasse la discussion que nous avons faite au chapitre 2 avec des structures de bandes paraboliques. Nous avons toutefois mentionné le modèle de Kane pour discuter du moment dipolaire électrique qui est influencé par l'anisotropie des bandes de valence; ici nous

Paramètres utilisés	InAs	In <sub>0.816</sub> Ga <sub>0.184</sub> As <sub>0.392</sub> P <sub>0.608</sub>
Masse effective de l'électron $m_e$ [ $m_0$ ]	0.0221	0.0592
Masse effective du trou lourd $m_{hh}^{[100]}$ [ $m_0$ ]	0.3333	0.4095
Masse effective du trou léger $m_{lh}^{[100]}$ [ $m_0$ ]	0.0270	0.0578
Masse effective du trou lourd $m_{hh}^\perp$ [ $m_0$ ]	0.0351	0.0736
Masse effective du trou léger $m_{lh}^\perp$ [ $m_0$ ]	0.0870	0.1624
Bande d'énergie interdite $E_g$ [eV]	0.3538	1.0806
Potentiel de confinement, bande de conduction $V_o$ [eV]	0.51	
Potentiel de confinement, bandes de valence $V_o$ [eV]	0.21	

**Table 3:** Paramètres utilisés pour évaluer les niveaux d'énergie des PQs de la structure 02-167 dans chaque bande. Les masses effectives sont données en unités de la masse de l'électron libre  $m_0 = 9.109 \times 10^{-31}$  kg.

utilisons les résultats du modèle de Luttinger-Kohn, qui est relié au modèle de Kane, pour évaluer les masses effectives des trous par le biais des paramètres de Luttinger  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  et  $\gamma_3$ . Selon la direction cristalline [100], la masse effective des trous lourds  $m_{hh}^{[100]}$  et des trous légers  $m_{lh}^{[100]}$  est donnée par :

$$m_{hh}^{[100]} = \frac{1}{\gamma_1 - 2\gamma_2} \quad m_{lh}^{[100]} = \frac{1}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \quad (3.5)$$

Cette direction correspond à l'axe  $x$  du référentiel utilisé dans cette thèse et ces masses seront employées pour le calcul de l'état confiné du puits quantique selon  $x$ . Pour les états de l'oscillateur harmonique dans le plan  $yz$  perpendiculaire à la direction [100], les masses effectives sont données par :

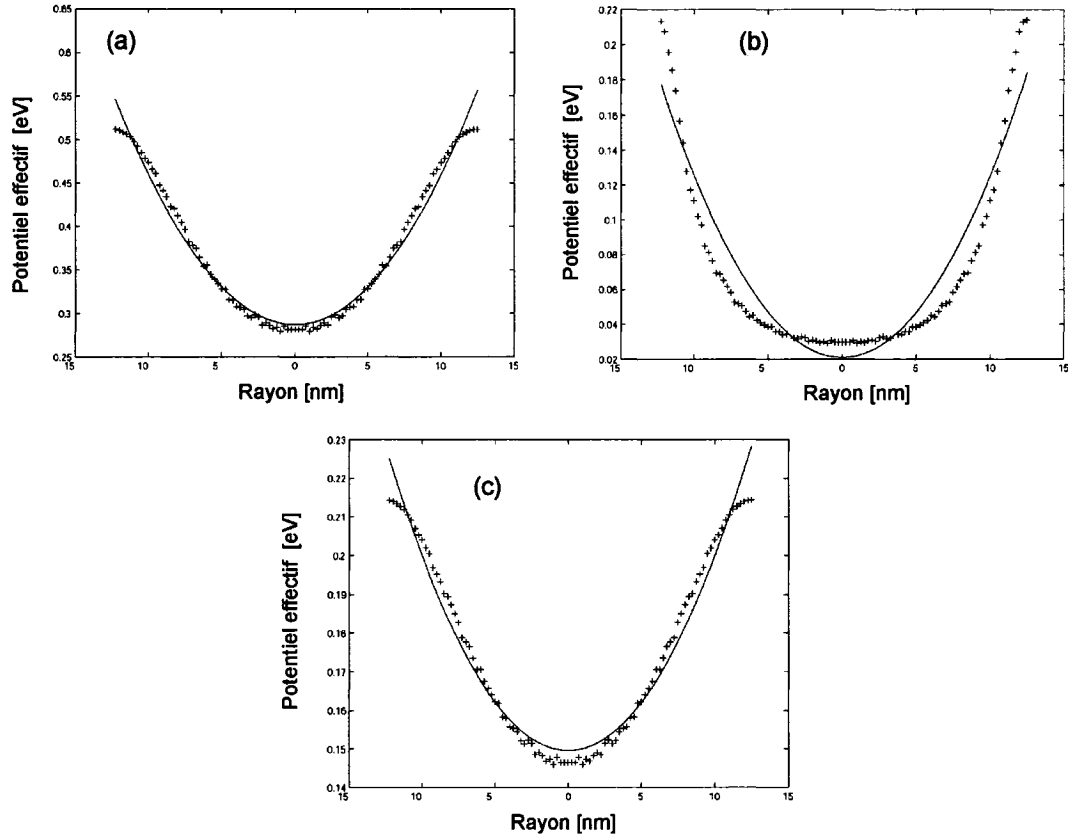
$$m_{hh}^\perp = \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad m_{lh}^\perp = \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2} \quad (3.6)$$

Les valeurs des paramètres de Luttinger pour InAs et beaucoup d'autres semi-conducteurs binaires se retrouvent dans l'article de Vurgaftman et al, mais aucune valeur n'y est fournie pour l' $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ . On fait donc une interpolation selon la composition entre les valeurs connues pour les matériaux binaires basée sur la relation prescrite par Heinamaki et Tulkki[116] :

$$\gamma_{\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}} = (1-x)y \gamma_{\text{InAs}} + (1-x)(1-y) \gamma_{\text{InP}} + xy \gamma_{\text{GaAs}} + x(1-y) \gamma_{\text{GaP}} \quad (3.7)$$

Pour évaluer le potentiel de confinement dû à la discontinuité des bandes entre InAs et  $\text{In}_{0.816}\text{Ga}_{0.184}\text{As}_{0.392}\text{P}_{0.608}$ , on s'appuie sur le décalage des bandes de valence donné par Vurgaftman et al. pour le matériel binaire et on fait de nouveau une interpolation pour le matériel quaternaire. Le décalage de la bande de conduction est obtenu en additionnant la valeur de la bande d'énergie interdite appropriée au décalage de la bande de valence.

Les premiers résultats produits par la simulation sont les potentiels effectifs de confinement des porteurs dans la direction radiale qui sont présentés à la fig. 3.8 pour la bande de conduction en (a), la bande des trous lourds en (b) et la bande des trous légers en (c). L'énergie de l'état confiné dans la direction  $x$  est notée par une croix à chaque position radiale où elle a été calculée. On réalise ensuite une régression par la méthode des moindres carrés pour déterminer le potentiel parabolique le mieux adapté, tel qu'indiqué par la ligne pleine. Ceci permet d'utiliser directement la relation pour les états d'énergie d'un



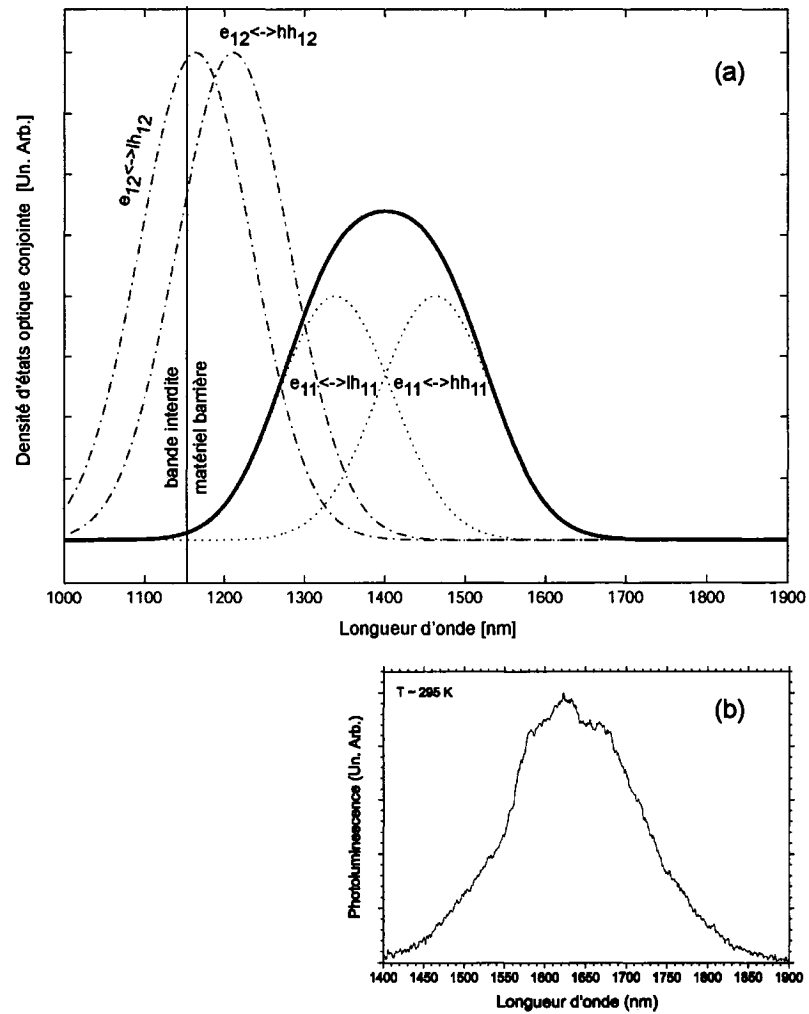
**Fig. 3.8 :** Potentiel radial de confinement des porteurs pour les bandes de conduction (a), de trous lourds (b) et de trous légers (c). La ligne montre une régression par la méthode des moindres carrés effectuée sur les résultats de la simulation numérique indiqués par les croix.

oscillateur harmonique bidimensionnel donnée au chapitre 2. La figure montre que l'approximation d'un potentiel harmonique est plus appropriée dans le cas des électrons et des trous légers puisque la variance de la simulation comparativement à la régression est de  $1.3 \times 10^{-4}$  eV et  $1.7 \times 10^{-5}$  eV, respectivement pour ces particules. La variance est plus élevée dans le cas de trous lourds, soit  $9.6 \times 10^{-4}$  eV. Dans ce dernier cas, on prend alors le coefficient du terme quadratique obtenu par régression, mais on conserve la valeur minimale du potentiel évaluée numériquement. Le résultat final de notre simulation donne l'espacement des niveaux d'énergie des PQs, soit  $\hbar\omega_o = 0.11$  eV pour la bande de conduction,  $\hbar\omega_o = 0.07$  eV pour la bande des trous lourds et  $\hbar\omega_o = 0.03$  eV pour la bande des trous légers. Compte tenu de la hauteur finie des potentiels de confinement, on trouve que

seulement deux niveaux d'énergie seront liés dans chaque bande. Le deuxième état à plus haute énergie dans la bande de conduction est si près du bord du puits de potentiel qu'il est probablement non lié pour bien des PQs ayant une taille plus petite que celle employée dans nos calculs. À l'aide des règles de sélection énoncées précédemment, on détermine les transitions radiatives inter bandes possibles. L'énergie et la longueur d'onde de celles-ci ont été évaluées; les valeurs obtenues se retrouvent dans la table 4 où la notation des niveaux impliqués dans la transition est  $bande_{jq}$  avec les nombres quantiques  $j, q$  introduits précédemment ainsi qu'avec les bandes de conduction, trous lourds et trous légers, indiquées par  $e, hh$  et  $lh$  respectivement. On doit ajouter deux approximations à celles déjà faites précédemment pour tenir compte des différences entre le modèle simulé et la situation des PQs étudiés. D'abord, le calcul des états d'un oscillateur harmonique bidimensionnel utilisé suppose un puits de confinement parabolique infini, ce qui n'est pas notre cas et introduit donc une erreur sur les énergies obtenues[117]. En effet, seule la masse effective de InAs est impliquée dans le calcul de l'espacement en énergie des niveaux, montrant qu'on néglige l'influence du milieu extérieur aux PQs dans lequel une fraction de la fonction d'onde des porteurs peut se retrouver. Cette influence est cependant moins forte à plus basse énergie où la largeur du potentiel effectif radial est plus petite gardant ainsi la fonction d'onde plus concentrée près du centre des PQs. Ensuite, l'algorithme de Numerov ne permet pas de numériser correctement l'équation de Schrödinger indépendante du temps pour conserver une forme dite hermitique compte tenu que la masse effective des porteurs varie spatialement. Cependant, cet algorithme a été testé pour un cas de puits quantique fini connu[62] et l'erreur introduite sur l'énergie des états calculés est d'environ 20 %.

Transition	Énergie [eV]	Longueur d'onde [nm]
$e_{11} \leftrightarrow hh_{11}$	0.847	1460
$e_{11} \leftrightarrow lh_{11}$	0.926	1340
$e_{12} \leftrightarrow hh_{12}$	1.02	1210
$e_{12} \leftrightarrow lh_{12}$	1.07	1160

**Table 4:** Énergie et longueur d'onde des transitions radiatives inter bandes permises pour les PQs dans la DL 02-167.

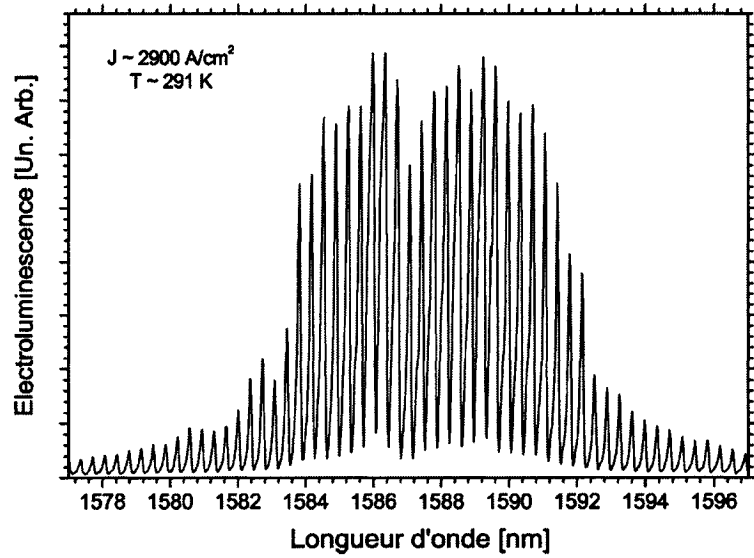


**Fig. 3.9 :** Comparaison de la densité d'états optique conjointe (a) avec le spectre de PL (b) pour la DL 02-167 à température de la pièce. Chaque transition radiative est représentée en (a) par une ligne discontinue. Les transitions  $q = 1$  sont représentées par des points alors que les transitions  $q = 2$  sont représentées par des points et des traits en alternance. On obtient la ligne pleine en faisant la somme des transition  $q = 1$  et celle-ci correspond à la forme attendue pour le spectre de PL en (b). On considère la contribution des transitions  $q = 2$  négligeables pour la PL.

La fig. 3.9 (a) illustre avec des lignes pointillées la densité d'états optique conjointe qui correspond aux transitions radiatives calculées en incluant un élargissement inhomogène gaussien ayant une déviation standard de 40 meV afin de tenir compte de la distribution de taille des PQs. Malgré toutes les approximations utilisées, on arrive à reproduire approximativement la forme du spectre de PL de 02-167 à température de la pièce en (b) en

faisant la somme de la densité d'états optique conjointe des transitions avec  $q = 1$  correspondant à la ligne pleine en (a). Toutefois, la longueur d'onde calculée pour les transitions est trop courte d'environ 200 nm. Notons que la masse effective pourrait être utilisée comme paramètre ajustable afin de contourner ce problème; une pratique qui est couramment employée dans la littérature scientifique. Bien que les transitions avec  $q = 2$  soient indiquées sur la figure tout en tenant compte de leur dégénérescence deux fois plus grande, on estime que celles-ci ne contribuent pas significativement à la PL de la majorité des PQs. Une ligne verticale en (a) indique la position de la transition inter bandes pour le matériel barrière  $\text{In}_{0.816}\text{Ga}_{0.184}\text{As}_{0.392}\text{P}_{0.608}$  montrant que les états impliqués dans les transitions  $q = 2$  ont des chances d'être non liés pour bien des PQs. Même pour les PQs où ces états sont liés, une augmentation de température pourra facilement ioniser les porteurs dans ces états par émission thermionique. Une autre évidence que ces transitions ne contribuent pas significativement à l'émission spontanée est que nous avons observé que la largeur du spectre de PL demeure la même pour diverses intensités d'excitation. Puisque les temps de vie des transitions inter bandes spontanées sont relativement longs, on s'attend à ce que la population de porteurs en régime permanent dans les PQs augmente avec l'intensité de l'excitation lumineuse. L'énergie des quasi niveaux de Fermi devient alors plus élevée et si des états  $q = 2$  sont confinés, ils devraient acquérir une population croissante avec l'augmentation de l'intensité d'excitation et ainsi contribuer à l'élargissement du spectre de PL en émettant des photons à plus courte longueur d'onde. Cet élargissement n'est généralement pas observé pour des systèmes de PQs InAs/InP ou InAs/InGaAsP comme dans notre cas, mais il a été démontré entre autres pour le système InAs/GaAs où plusieurs états  $q$  sont confinés et même aisément identifiables dans le spectre PL lorsque l'ensemble de PQs est suffisamment homogène.[54]

On complète cette étude spectrale en examinant les caractéristiques de spectres d'EL au-dessus du seuil d'émission laser qui sont présentés à la fig. 3.10. La fine résolution de l'analyseur de spectre optique permet de distinguer les modes longitudinaux de la cavité FP. En dérivant la condition d'interférence constructive obtenue au chapitre 2 pour ces modes longitudinaux, on obtient leur espacement spectral  $\Delta\lambda_m$  :



**Fig. 3.10 :** Spectres mettant en évidence les modes longitudinaux du laser à moulure 02-167 de dimension  $990 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ . L'analyseur de spectres optique a été utilisé pour obtenir une résolution spectrale de  $0.1 \text{ nm}$ . L'espacement entre les modes est d'environ  $0.36 \text{ nm}$  et la largeur totale de l'émission est d'approximativement  $8.8 \text{ nm}$ .

$$\Delta\lambda_m = \frac{\lambda_0^2}{2n_{eff}d}, \quad (3.8)$$

où nous avons encore une fois négligé l'effet des PQs sur  $n_{eff}$ . À l'aide de la valeur de  $n_{eff} = 3.2$  calculée précédemment qu'on approximera constante en fonction de la longueur d'onde et de la largeur des moulures, de la longueur de la DL  $d \sim 990 \mu\text{m}$  et de sa longueur d'onde centrale d'émission laser  $\lambda_0 \sim 1588 \text{ nm}$ , on prédit un espacement entre les modes de  $0.39 \text{ nm}$  alors que le spectre de la fig. 3.10 indique un espacement de  $0.36 \text{ nm}$ . Le léger désaccord entre les deux valeurs peut être expliqué par les approximations faites dans le calcul de l'indice effectif, incluant la supposition que cet indice est indépendant de la longueur d'onde, et par la perturbation supplémentaire causée par la présence de PQs. Un autre trait particulier de l'émission laser lié à son caractère quasi monochromatique est sa cohérence temporelle et spatiale : les photons émis de façon stimulée à la même longueur d'onde sont en phase. Puisque le laser n'est pas parfaitement monochromatique, la superposition des ondes planes avec différentes longueurs d'onde fait en sorte que cette cohérence sera perdue après une certaine distance de propagation appelée longueur de cohérence. En considérant les modes qui semblent significativement amplifiés à la fig. 3.10,

la largeur de l'émission laser est d'environ 8.8 nm. Une analyse par transformée de Fourier permet de relier cette largeur spectrale  $\Delta\lambda_o$  à la longueur de cohérence  $L_c$  :

$$L_c = \frac{\lambda_o^2}{\Delta\lambda_o} \approx 290 \mu m . \quad (3.9)$$

Comparativement, la longueur de cohérence de la lumière blanche telle que celle qui est émise par une ampoule est beaucoup plus courte soit environ 0.9  $\mu m$ . Les cohérences spatiale et temporelle sont reliées par la vitesse de la lumière d'où on obtient un temps de cohérence  $t_c = L_c/c \approx 9.7 \times 10^{-13} s$ . Le spectre a été mesuré pour une densité de courant de 2900 A/cm<sup>2</sup>, ce qui est près de la densité de courant seuil pour cette DL à température de la pièce. En augmentant le courant injecté, de plus en plus de modes longitudinaux deviennent amplifiés et le spectre s'élargit avec ces nouveaux modes, réduisant ainsi la longueur de cohérence de l'émission laser. Ce comportement n'est possible dans le cadre du modèle de l'émission laser que si le gain est inhomogène impliquant que le nombre de porteurs dans les PQs n'est pas fixé à sa valeur au seuil d'émission laser. En effet, seul le sous-ensemble de PQs qui a atteint le seuil laser verra potentiellement sa population de porteurs fixée et convertira chacune des nouvelles paires de porteurs capturées directement en photons. Les autres PQs verront leur population de porteurs continuer d'augmenter avec la densité de courant injectée jusqu'à ce qu'ils atteignent le seuil laser à leur tour pour différentes longueurs d'onde d'émission; un comportement qui sera analysé dans le chapitre 4. Notons aussi que ce gain inhomogène favorise un comportement plus incohérent, donc des longueurs de cohérence plus courtes tel qu'observé ici. Par opposition, un laser dont le mécanisme de gain est homogène n'aura qu'un seul mode longitudinal qui sera amplifié au-dessus du seuil peu importe la quantité de porteurs injectés. Puisque le modèle de l'émission laser suppose le taux de recombinaison stimulée est très largement supérieur à tous les autres taux de recombinaison, les porteurs injectés contribueront uniquement de l'émission stimulée sans modifier le remplissage des états. Une autre cause de l'inhomogénéité du gain dans les PQs est le taux de relaxation intra bande fini, limité par les mécanismes de relaxation discutés au chapitre 2. Malgré le taux net d'émission stimulé très rapide, un taux de relaxation intra bande plus lent fait en sorte que même un PQ qui a atteint le seuil laser n'aura pas sa population de porteurs fixée au seuil. La solution des équations d'évolution dynamiques couplées en régime permanent montre alors qu'il est possible de peupler des

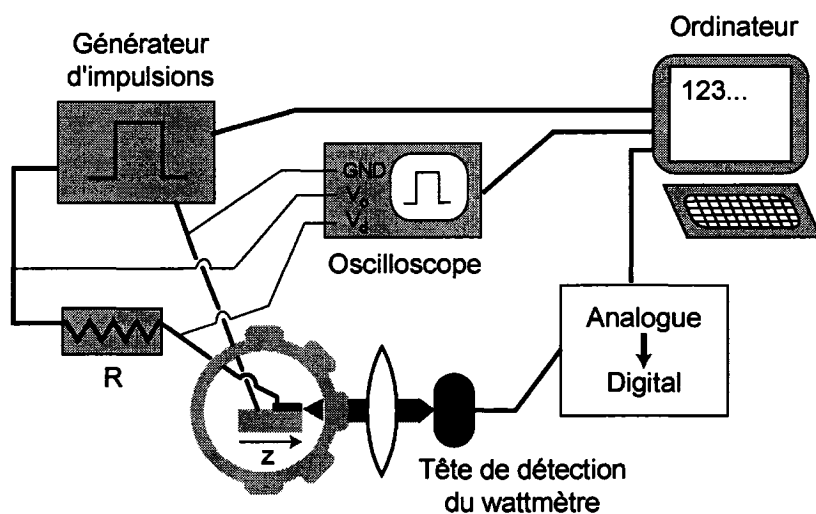
états de plus haute énergie en augmentant la densité de porteurs injectés.[93,113]

L'inhomogénéité du gain des PQs permet donc d'observer de l'émission laser en provenance de transitions entre des états  $q = 1$  et  $q = 2$  simultanément tel que mentionné au début de cette section. Finalement, notons qu'un sous-ensemble important de PQs ne pourra tout simplement pas émettre des photons stimulés à plus basse température, car l'énergie de leurs transitions radiatives sera à des longueurs d'onde interdites par la cavité FP, soit entre deux modes longitudinaux. Ceci suppose que la température est telle que l'élargissement homogène des transitions radiatives[87] est inférieur à la séparation spectrale des modes longitudinaux. La population de porteurs dans ce sous-ensemble ne sera donc aucunement fixée à sa valeur au seuil d'émission laser et son gain continuera d'augmenter avec la densité de courant injectée.

### 3.3 Performance optoélectronique

#### 3.3.1 Méthodes expérimentales

La prochaine expérience mesure la puissance optique de sortie des DLs en fonction du courant injecté dans celles-ci afin de déterminer leur rendement. Cette expérience est similaire à l'acquisition des spectres d'EL, sauf qu'on désire faire une mesure absolue de la puissance totale optique des DLs indépendamment de la longueur d'onde. Nous avons démontré dans la section précédente que l'émission spontanée devient négligeable au-dessus du seuil laser; on peut donc considérer que la puissance totale qui sera mesurée correspondra uniquement à l'émission laser. Nous ne reviendrons pas en détail sur l'injection du courant dans la DL et le montage de celle-ci, car cela se fait exactement de la même manière que pour l'expérience de mesure spectrale d'EL. La différence de ce montage pour évaluer la performance des DLs provient donc de la façon dont la lumière est détectée comme on peut le voir à la fig. 3.11. On utilise une seule lentille placée de façon à focaliser la lumière sur l'aire de détection de la tête infrarouge d'un wattmètre Newport 840C. Les têtes sont vendues avec une courbe de calibrage qui permet d'utiliser la sortie de tension analogique



**Fig. 3.11 :** Montage expérimental pour évaluer la performance des DLs en mesurant leur puissance de sortie optique en fonction du courant injecté.

du wattmètre pour calculer la puissance optique en watts. Après avoir converti cette sortie analogique en un signal numérique, on fait l'acquisition des données de puissance à l'aide d'un ordinateur. Pour faire l'acquisition des données électriques, on utilise la sortie numérique de l'oscilloscope qui nous donne  $V_o$  et  $V_d$  comme précédemment. Un programme Labview a été développé pour collecter l'ensemble de ces données et son algorithme est décrit à l'annexe C.

Lors de la description du montage d'acquisition des spectres d'EL, nous avons mentionné que la valeur de la résistance  $R$  en série avec la DL était de  $50.44 \Omega$  pour cette expérience. Cependant, plusieurs résistances ont été soudées dans une même boîte afin de pouvoir choisir aisément des valeurs différentes. En effet, si la performance de la DL examinée laisse à désirer, il peut être utile de diminuer  $R$  afin d'augmenter le courant dans le circuit pour une même valeur de tension à la source et ainsi parvenir à atteindre le seuil d'émission laser. Généralement, il est préférable d'utiliser une plus grande résistance afin que la plus grande chute de potentiel électrique du circuit se fasse entre les bornes de celle-ci. La justification de cette préférence est que l'étape 3.a) fixe une valeur nominale pour  $V_o$  puisque la valeur exacte dépend de la résistance totale du circuit. Si  $R$  est suffisamment grand par rapport à la résistance série de la diode, la variation de cette dernière avec le courant affectera moins la résistance totale du circuit. Notons qu'un trop grand courant appliqué sur la DL peut avoir des conséquences désastreuses comme une surchauffe qui pourra faire fondre des éléments de la DL. De plus, la très grande quantité de photons alors en oscillation dans la cavité pourra aussi causer une dégradation catastrophique des facettes de la DL due à un possible défaut microscopique. Il est donc important de prévenir autant que possible le dépassement des valeurs de tension à la source choisies par l'utilisateur. À température de la pièce avec un facteur d'utilisation du cycle des impulsions de 1 %, nous nous sommes limités à des courants d'injection de  $I = 1000 \text{ mA}$  dans la DL, soit  $V_o \sim 50 \text{ V}$  avec  $R \sim 50 \Omega$ . En pratique avec des DLs performantes, on peut obtenir suffisamment de données pour faire une bonne caractérisation en restant en deçà de  $500 \text{ mA}$ . Un dernier point concernant l'algorithme : nous aurions pu choisir de calculer  $I$  directement avec la différence de potentiel aux bornes de la résistance  $V_r$ , soit  $I = V_r / R$ , mais compte tenu qu'une grande

valeur de  $V_r$  est préférée, cela causerait une plus grande incertitude relative sur l'évaluation de  $V_d = V_o - V_r$ .

L'algorithme recueille les données qui correspondent au temps où la DL est en mode allumé, c'est-à-dire pendant la durée de l'impulsion carrée. Ceci donne une situation équivalente au cas où la DL est opérée en continu, mais en diminuant significativement les problèmes de chauffage sans avoir besoin d'utiliser un dissipateur thermique dans le montage de la DL. Nous avons optimisé expérimentalement la fréquence des impulsions avec un facteur d'utilisation de 1 % en observant le comportement de la puissance optique de la DL dans le temps. Pour ce faire, on branche directement la sortie de la tête de détection sur l'oscilloscope, ce qui donne un balayage temporel de la puissance non calibrée de l'impulsion lumineuse. Des balayages pour quatre différentes fréquences sont présentés à la fig. 3.12. Pour les fréquences inférieures à 1 kHz, on voit que la puissance optique diminue progressivement dans le temps, car l'impulsion est assez longue pour donner le temps à la DL de se réchauffer et ainsi augmenter la proportion de puissance électrique injectée qui n'est pas convertie en émission laser. Lorsque la fréquence est supérieure à 1 kHz, les oscillations transitoires au début de l'impulsion ne sont plus négligeables en gardant un facteur d'utilisation de 1 %. Le calcul de la puissance optique moyenne pendant la durée de l'impulsion sera alors faussé. Nous avons donc choisi une fréquence de 1 kHz pour notre évaluation de la performance des DLs qui sera faite essentiellement à partir du graphe de la puissance lumineuse de sortie en fonction du courant et qu'on appellera courbe L-I; une dénomination couramment utilisée. Le montage utilisé nous permet de mesurer  $L$  provenant d'une seule facette de sortie de la DL; alors dans le cas où les facettes sont clivées et auront le même coefficient de réflectivité, la puissance optique totale correspond au double de celle actuellement mesurée. Les données recueillies permettent aussi de tracer le comportement du courant en fonction de la différence de potentiel aux bornes de la DL, mais nous n'analyserons pas ces résultats en détail. Mentionnons cependant que la résistance série des diodes se situe généralement entre 4  $\Omega$  et 6  $\Omega$  impliquant qu'une partie non négligeable de la puissance électrique injectée est dissipée en chaleur.

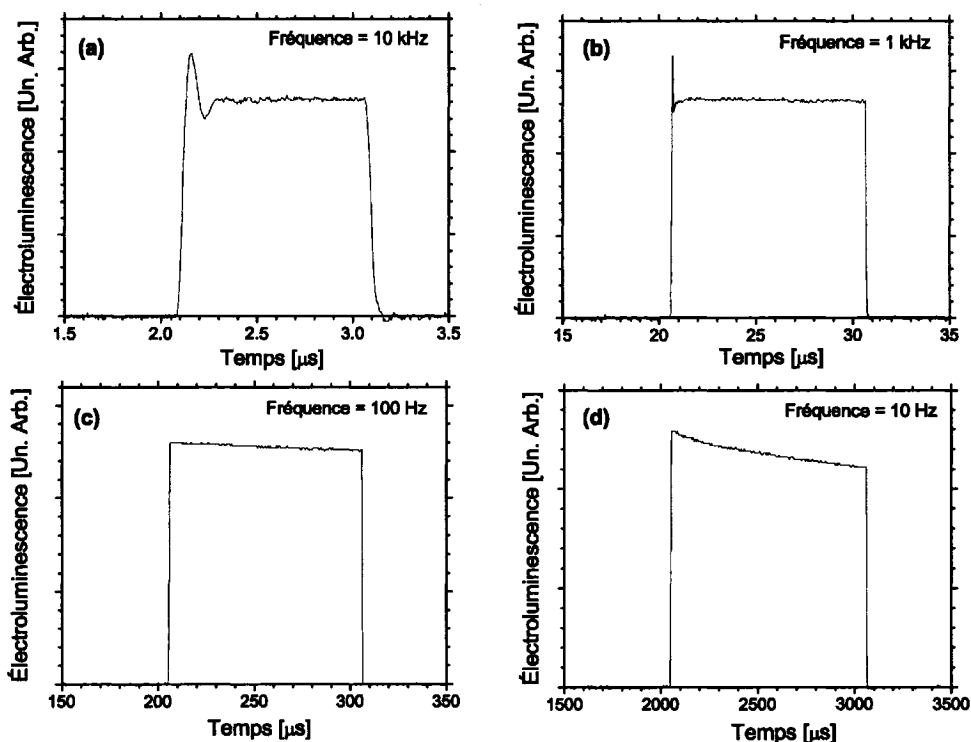


Fig. 3.12 : Puissance lumineuse non calibrée de la DL 01-175 de dimension  $1000 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  en fonction du temps pour des fréquences de 10 kHz (a), 1 kHz (b), 100 Hz (c) et 10 Hz (d). Le courant injecté est de 400 mA avec un facteur d'utilisation du cycle des impulsions de 1 % et la température est de 82 K.

Ce montage pour la mesure de performance des DLs a été progressivement amélioré en cours de recherche, mais il pourrait encore être perfectionné. En particulier, on pourrait améliorer l'efficacité de collecte de l'émission laser et la reproductibilité de celle-ci pour la caractérisation de différentes DLs. Ceci provient essentiellement du fait que le diamètre de l'aire de détection de la tête infrarouge du wattmètre est de 0.3 cm, d'où un léger déplacement de la tête hors du foyer de la lentille ou un mésalignement axial de celle-ci empêchera une partie de la luminescence d'être détectée. Un détecteur ayant une plus grande surface ou encore l'utilisation d'une sphère d'intégration permettraient d'améliorer l'efficacité de collecte. Ces modifications ne sont cependant pas possibles lorsque la DL est placée dans un cryostat et on fait alors face au problème supplémentaire qu'une partie de la lumière puisse ne pas sortir par la fenêtre de celui-ci. Le faisceau émis par les DLs diverge beaucoup et le cryostat employé ne permet pas de placer les DLs très près de la fenêtre

optique. De plus, ce cryostat n'est pas équipé pour contrôler la température, mais nous pouvons mesurer la valeur de celle-ci à l'aide d'un indicateur de résistance-température pour s'assurer qu'elle ne varie pas trop. Quelques autres améliorations peuvent être apportées au montage du côté électronique. D'abord, il serait préférable d'employer une source de courant au lieu d'une source de tension, car la puissance optique qui est liée au flux de photons émis dépend du flux de porteurs dans la région active de la DL. Signalons aussi que la dépendance du courant sur le potentiel électrique étant exponentielle, notre contrôle du courant injecté avec une source de tension ne sera pas très fin. Ensuite, on note que les impédances du circuit n'ont pas été harmonisées comme en témoignait la présence d'oscillations transitoires dans le balayage temporel de l'impulsion lumineuse, mais la fréquence a été choisie pour pouvoir négliger l'effet de ces oscillations tel que mentionné auparavant. Finalement, une mesure plus directe de la puissance moyenne optique pendant la durée de l'impulsion au lieu de la puissance moyenne sur tout le cycle pourrait être accomplie électroniquement. Pour ce faire, il s'agit d'avoir une méthode électronique de résolution temporelle de la sortie de la tête de détection, par exemple avec un échantillonneur monocanal qui mesure la tension sur une porte ouverte pendant la durée de l'impulsion ou encore avec un oscilloscope comme décrit ci-dessus. Cependant, l'inconvénient de cette approche est que la tension mesurée doit être calibrée expérimentalement dans nos laboratoires pour déterminer la puissance optique détectée.

### 3.3.2 Résultats et discussion

Selon les mécanismes d'émission stimulée et spontanée expliqués précédemment, on s'attend à ce que la puissance optique augmente d'abord lentement avec le courant injecté, l'émission spontanée étant progressivement amplifiée. Le changement de mécanisme au passage du seuil laser devrait causer une augmentation beaucoup plus rapide de la puissance optique avec le courant, car les porteurs supplémentaires injectés ne contribuent plus au gain, mais uniquement à la production d'émission stimulée. C'est effectivement ce qu'on observe à la fig. 3.13 et ceci est une autre évidence supportant la thèse que les PQs InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP permettent d'obtenir de l'émission laser. Notons que la puissance émise avant le seuil laser est si faible qu'elle apparaît nulle avec l'échelle

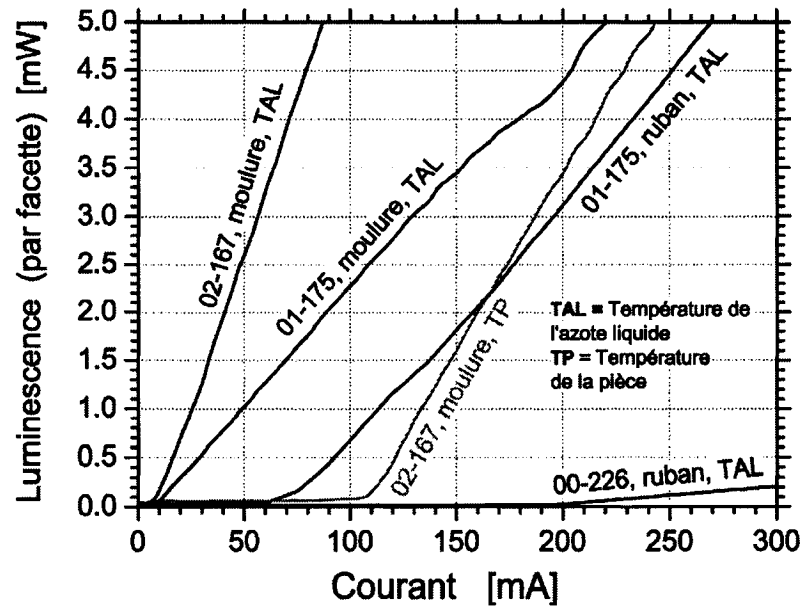


Fig. 3.13 : Courbes L-I pour différentes DLs à la température de l'azote liquide. Les diodes ont toutes une longueur d'environ 1 mm. Une courbe LI pour 02-167 à température de la pièce est aussi présentée en gris.

utilisée pour le graphique des courbes L-I. On évalue la puissance optique émise au-dessus du seuil laser ainsi :

$$L = \left( \begin{array}{c} \text{énergie d'un} \\ \text{photon} \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} \text{densité} \\ \text{de photons} \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} \text{volume effectif du} \\ \text{mode dans la cavité} \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} \text{taux de sortie des} \\ \text{photons de la DL} \end{array} \right).$$

Dans notre modèle d'émission laser où chaque nouvelle paire de porteurs injectée au-dessus du seuil produit un photon stimulé, la densité de photons est directement reliée à la densité de courant injectée  $J$  :

$$N_{ph} = \frac{\tau_{stim}}{e \Delta x} (J - J_{th}) = \frac{(J - J_{th})}{ev_{ph}g_{th} \Delta x}. \quad (3.10)$$

Le temps de vie de l'émission stimulée  $\tau_{stim}$  [s] correspond à la vitesse de propagation des photons  $v_{ph}$  [m/s] multipliée par la densité de probabilité linéaire [ $m^{-1}$ ] que ceux-ci ont de générer de nouveaux photons stimulés, soit le gain des PQs au seuil laser  $g_{th}$  puisque celui-ci est fixé à cette valeur. Le reste des termes de l'équation (3.10) nous donne le flux de porteurs de charge  $e$  passant dans la région active  $\Delta x$  de la DL. Le volume effectif du mode

spatial guidé se définit à l'aide des dimensions de la DL et du facteur de confinement discuté précédemment, d'où ce volume équivaut à  $d \Delta x \Delta y / \Gamma$ . Le taux de sortie correspond à la probabilité d'un photon de s'échapper de la DL lorsque celui-ci frappe une facette et se calcule simplement si on utilise le coefficient de perte miroir défini au chapitre 2, ce qui donne  $v_{ph} \alpha_m$ . En substituant ces termes dans l'expression pour la puissance optique, on obtient :

$$L = h\nu \frac{(J - J_{th})}{e v_{ph} g_{th} \Delta x} \frac{d \Delta x \Delta y}{\Gamma} v_{ph} \alpha_m$$

$$= \frac{h\nu}{e} \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} (I - I_{th})$$
(3.11)

où nous avons utilisé la condition pour le seuil d'oscillation laser, c'est-à-dire que le gain modal  $\Gamma g_{th}$  doit être égal au total des pertes  $\alpha_i + \alpha_m$ . Cette dernière équation reflète bien la dépendance linéaire observée entre la puissance optique de la DL et le courant injecté au-dessus du seuil laser. Puisqu'il s'agit d'une relation linéaire, seulement deux paramètres sont nécessaires pour décrire la performance d'une DL et les comparer les unes aux autres. Il s'agit du courant seuil  $I_{th}$  et du rendement quantique différentiel externe  $\eta_d$  qui est relié à la pente des courbes L-I. Ce deuxième paramètre est défini par la variation du flux de photons sortant de la DL  $dL/h\nu$  due à une variation du flux de porteurs injectés  $dI/e$ , d'où :

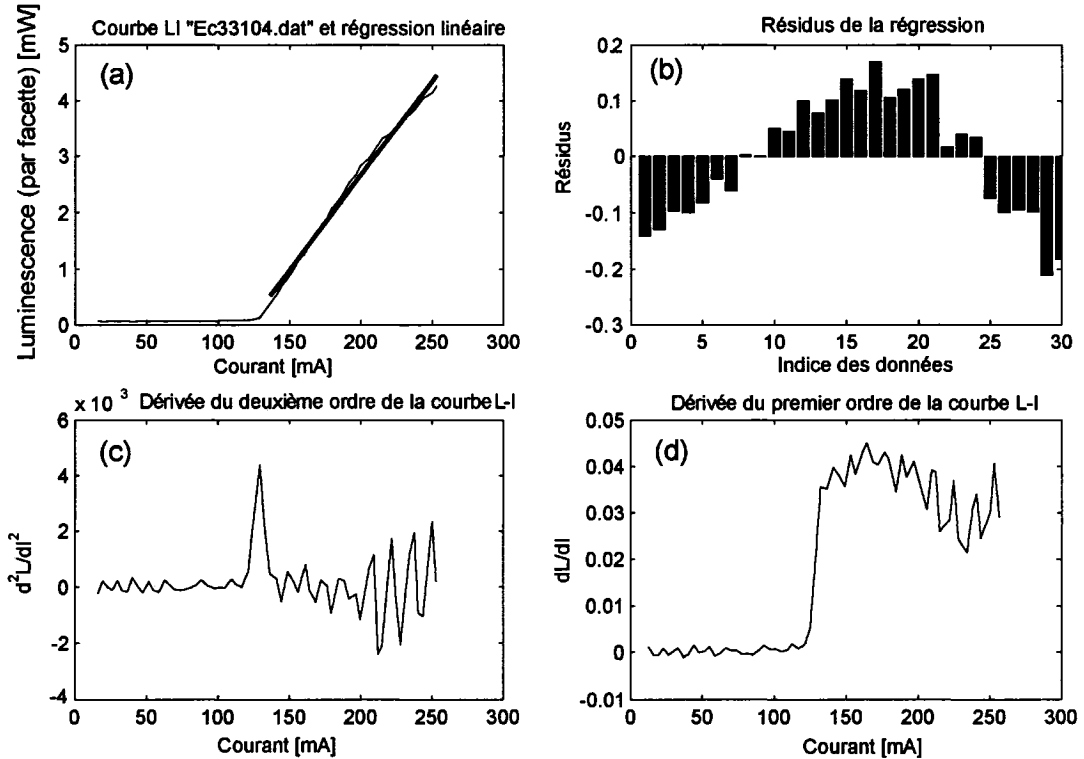
$$\eta_d = \frac{2h\nu}{e} \frac{dL}{dI}$$
(3.12)

Le facteur 2 est ajouté pour tenir compte de la puissance optique totale de la DL. En comparant à l'équation (3.11), on voit que ce rendement devrait correspondre à :

$$\eta_d = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}$$
(3.13)

soit le rapport de la probabilité que les photons sortent de la DL par les facettes sur leur probabilité totale de sortie et d'absorption. Pratiquement, les DLs ne sont pas idéales puisque chaque nouvelle paire de porteurs injectée ne produira pas nécessairement un nouveau photon. Un facteur de rendement quantique interne  $\eta_i$  devra donc être inclus, mais nous aborderons ce sujet plus en détail un peu plus loin.

Identification Diode Laser :	02-167Ad	Courant seuil [mA]:	129.244
Guide:	moulure	Densité de courant seuil [A/cm <sup>2</sup> ]:	5200.97
Longueur d'onde [μm]:	1.59	Pente courbe L-I [mW/mA]:	0.0337622
Longueur électrode [μm]:	990	Rendement quantique différentiel externe [%]:	8.65948
Largeur électrode [μm]:	2.5		
Aire électrode [cm <sup>2</sup> ]:	2.485e-005		



**Fig. 3.14 :** Analyse de la puissance optique de sortie en fonction du courant injecté pour une DL 02-167 à une température de 296 K. (a) Courbe L-I et régression linéaire, (b) résidus de la régression, (c)  $d^2L/dI^2$  permettant de déterminer le courant seuil, (d) autre méthode pour déterminer le seuil avec  $dL/dI$ .

La fig. 3.14 démontre certaines étapes de la procédure utilisée pour analyser les données L-I recueillies dans le cas d'une DL 02-167 de dimension  $994 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$  et ainsi déterminer ses paramètres  $I_{th}$  et  $\eta_d$ . Une régression linéaire par la méthode des moindres carrés permet de trouver la pente de la meilleure droite correspondant à la courbe L-I d'une DL au-dessus du seuil et ainsi calculer  $\eta_d$  à l'aide de l'équation (3.12). Cette régression est superposée à la courbe L-I en (a) de la fig. 3.14 et les résidus de la régression sont illustrés par un histogramme en (b). Ces résidus ont servi à évaluer la déviation standard des données relativement à la régression permettant ensuite de calculer les incertitudes sur la valeur de

$\eta_d$ . Pour le cas de cette DL, les résidus ne sont pas distribués aléatoirement montrant que les données ne satisfont pas exactement une relation linéaire : il y a une légère courbure dans la dépendance de la puissance de sortie sur le courant injecté. On associe cette courbure, aussi appelée saturation, avec une diminution progressive du rendement quantique interne  $\eta_i$  de la DL en augmentant le courant injecté, c'est-à-dire que les porteurs se recombinaient de plus en plus de façon non radiative ou même hors des PQs. Le réchauffement de la DL causé par la puissance électrique dissipée  $\Lambda = RI^2$  est probablement la raison de cette saturation. Bien que nous ayons optimisé la fréquence des impulsions pour éliminer cet effet, le contact thermique de certaines DLs ne suffit pas à éliminer complètement la chaleur lorsque plus de courant est injecté permettant alors une augmentation de température dans la région active.

Le passage du seuil laser ne s'effectue pas abruptement en pratique, d'où la régression linéaire de la courbe L-I ne permet pas de déterminer  $I_{th}$  assez précisément. Quelques méthodes ont été développées pour évaluer ce paramètre : [118] les méthodes de la dérivée du premier ordre et du deuxième ordre sont illustrées en (d) et (c) de la fig. 3.14, respectivement. Avec la courbe  $dL/dI$ , on déterminerait  $I_{th}$  en prenant la valeur du courant qui correspond à la dérivée ayant une valeur à mi-chemin entre le plateau supérieur et inférieur, mais ce n'est pas la méthode que nous avons retenue. Nous avons utilisé la courbe  $d^2L/dI^2$  dont la valeur maximale se situe à  $I_{th}$  et considéré la mi-largeur à mi-hauteur de ce pic comme étant l'incertitude sur la valeur de  $I_{th}$ . Ces deux courbes étant sensibles aux variations dans les données L-I originales, elles nous indiquent qu'il y a une quantité importante de bruit dans l'ensemble des données et qu'il y aurait avantage à essayer de le réduire avec une méthode de filtrage électronique par exemple. Pour comparer le seuil laser des différentes structures indépendamment de la largeur des DLs, la densité de courant seuil  $J_{th}$  a aussi été calculée en divisant  $I_{th}$  par l'aire de la DL analysée. Les valeurs obtenues pour ces deux paramètres de seuil des DLs sont indiquées dans la table 5 pour chaque courbe L-I de la fig. 3.13. Toutefois,  $J_{th}$  tient pas compte de la diffusion latérale des porteurs.

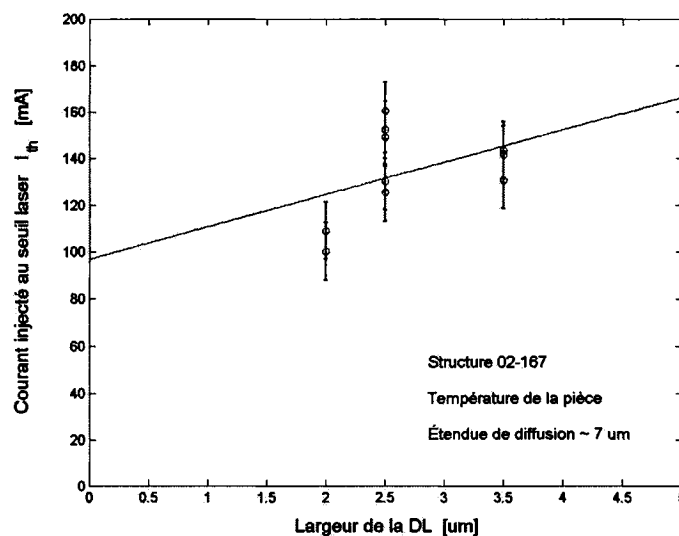
Une analyse rigoureuse impliquerait de modéliser la distribution spatiale des porteurs dans les DLs, mais ceci dépasse la portée de cette thèse. On prend une approche plus simple

en définissant une valeur effective  $J_{th\,eff}$  qui sera indépendante de la largeur des DLs si on considère une largeur effective  $l + l_f$  incluant une profondeur de pénétration moyenne  $l_f$  des porteurs dans le matériel qui n'est pas directement sous la moulure ou le ruban. En supposant que la diffusion des porteurs dépend uniquement du matériel, plus particulièrement de la quantité de dopants, et non du type de DL, on peut déterminer l'étalement latéral du courant  $l_f$  de 01-175 puisqu'on a postulé que  $J_{th\,eff}$  est indépendant de la largeur des DLs :

$$J_{th\,eff, \text{ ruban}} = J_{th\,eff, \text{ moulure}}$$

$$\frac{I_{th, \text{ ruban}}}{d(l_{\text{ruban}} + l_f)} = \frac{I_{th, \text{ moulure}}}{d(l_{\text{moulure}} + l_f)} \quad (3.14)$$

Comme on le verra plus tard,  $J_{th}$  dépend de la longueur  $d$  des DLs et la légère variation de longueur entre le laser à ruban et le laser à moulure introduit une incertitude supplémentaire dans le calcul de  $l_f$ . En utilisant les valeurs indiquées à la table 5, on obtient un étalement latéral du courant à l'extérieur de la DL d'environ  $6 \mu\text{m}$  qui donne  $J_{th\,eff} = (99 \pm 6) \text{ A/cm}^2$ . En comparant avec les valeurs de  $J_{th}$  pour 01-175, on voit que l'impact de la diffusion des porteurs est plus important dans le calcul de la densité de courant lorsque la DL est moins large. L'étalement du courant a été caractérisé plus systématiquement dans le cas de 02-167.



**Fig. 3.15 :** Effet de la diffusion latérale des porteurs sur la relation entre le courant seuil et la largeur du laser à moulure 02-167. Les données sont obtenues à température de la pièce, soit approximativement 300 K, et proviennent de DLs clivées à une longueur de  $3000 \mu\text{m}$ .

On peut utiliser la définition de la densité de courant introduite dans l'équation (3.14) pour écrire une relation entre le courant injecté dans les DLs et la largeur de celles-ci :

$$I_{th} = J_{th\,eff} \cdot d \cdot l + J_{th\,eff} dl_f \quad (3.15)$$

Comme on s'y attend, le courant seuil pour des DLs de même longueur décroît avec la largeur de celles-ci, mais il ne devient pas zéro dans la limite d'une largeur nulle s'il y a présence de diffusion latérale des porteurs. Connaissant  $I_{th}$  pour plusieurs DLs 02-167 ayant une longueur de 3000  $\mu\text{m}$ , un graphique de ce paramètre en fonction des trois largeurs de laser à moulure a été réalisé à la fig. 3.15. Suivant la relation (3.15), une régression linéaire par la méthode des moindres carrés permet d'estimer l'étalement du courant qui correspond à  $l_f = -l \approx 7 \mu\text{m}$  lorsque  $I_{th} = 0 \text{ mA}$ . L'intervalle de confiance pour  $l_f$  se situe de 0 à 14  $\mu\text{m}$  au niveau de confiance 68%. Il y a trois causes probables pour expliquer ce large intervalle de confiance dans lequel on prédit retrouver la valeur exacte de  $l_f$ . La première est la résistance des contacts électriques qui peut différer pour chaque DL branchée dans le cryostat. La différence de potentiel mesurée aux bornes des DLs ne serait donc pas la même pour des DLs identiques résultant en des valeurs de  $I_{th}$  calculées différentes. Ce problème serait résolu par l'utilisation d'une source de courant comme suggéré précédemment dans la section expérimentale. La deuxième est la variation de température d'une mesure à l'autre puisque celle-ci n'est pas contrôlée. La troisième cause provient des variations aléatoires entre chaque DL individuelle qui peuvent être induites par des différences dans la structure matérielle qui dépendent de la position ou encore par des uniformités dans le processus de

Identification	Type	Dimensions [ $\mu\text{m} \times \mu\text{m}$ ]	T [K]	$I_{th}$ [mA]	$J_{th}$ [A/cm <sup>2</sup> ]	$J_{th\,eff}$ [A/cm <sup>2</sup> ]	$\eta_d$ [%]
00-226	R	960 x 100	81±2	200±10	210±10	104±5	0.610±0.007
01-175	R	1000 x 60	78±2	66±4	110±6	99±6	6.87±0.07
01-175	M	990 x 3	80±2	8.9±0.5	300±20	99±6	5.96±0.07
02-167	M	990 x 3	82±2	6.9±0.4	230±10	69±4	15.6±0.2
02-167	M	990 x 3	296±2	107±6	3600±200	1080±60	9.4±0.1

**Table 5:** Données portant sur la performance des trois structures de DLs ainsi que sur les facteurs de température et de type de DL qui influencent cette performance. Les symboles R et M dans la colonne « Type » indique le type de diode laser à ruban ou à moulure, respectivement.

micro-fabrication des DLs. Toutefois, la valeur de  $I_f$  obtenue est similaire à celle calculée pour 01-175, ce qui est raisonnable compte tenu que les deux structures ont la même quantité de dopage.

Armés de cette analyse, nous avons obtenu les paramètres listés dans la table 5 pour chacune des courbes L-I de la fig. 3.13. La première observation faite est qu'un laser à moulure est plus avantageux pour ce qui est d'économiser de la puissance électrique, car  $I_{th}$  est beaucoup moindre que dans le cas d'un laser à ruban. La deuxième observation est la réduction du paramètre  $J_{th\ eff}$  à basse température en passant de la structure 00-226 à 01-175 et puis à 02-167, ce qui correspond à une amélioration de la performance. La troisième et dernière observation faite est l'accroissement de  $\eta_d$  de 00-226 à 02-167 en passant par 01-175 qui correspond aussi à une amélioration de la performance avec plus de puissance optique produite pour une même augmentation de courant. Compte tenu de l'équation (3.13) pour  $\eta_d$ , ce paramètre devrait dépendre uniquement de la longueur de la DL et du coefficient de réflexion des facettes par le biais des pertes miroirs ainsi que des pertes internes. Les DLs étudiées à la table 5 ont des longueurs similaires et sont clivées, donc elles auront pratiquement toutes le même coefficient de réflexion aux facettes. On pourrait alors s'attendre à ce que les diverses DLs aient toutes le même rendement quantique différentiel externe, mais ce n'est pas le cas. Pour expliquer les variations de  $\eta_d$  entre les DLs, on invoquera le rendement quantique interne  $\eta_i$  puisqu'il caractérise les recombinaisons non radiatives qui seront affectées par la structure des DLs.

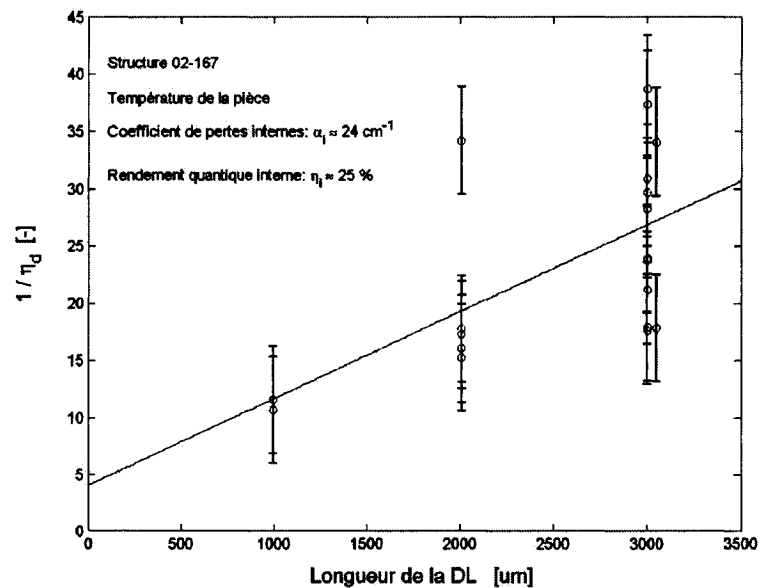
Nous allons maintenant prendre une approche physique pour discuter les mécanismes qui affectent la performance des DLs étudiées. D'abord, la structure la plus performante est 02-167 et c'est pourquoi nous l'avons utilisée pour démontrer l'effet de l'augmentation de température sur la courbe L-I. Nous avons déjà discuté au chapitre 2 le mécanisme de transition intra bande non radiative causé par l'interaction des phonons et des porteurs résultant en une distribution énergétique plus étalée des porteurs avec l'augmentation de la température. Plus de porteurs devront donc être injectés pour compenser cet effet nuisible, ce qui cause la réduction drastique de performance observée à température de la pièce. Cependant, on cherche à obtenir des DLs qui puissent bien fonctionner à température de la

pièce et donc nous concentrerons majoritairement nos efforts sur la structure 02-167 dans le reste de ce document. Ensuite, la structure 01-175 est moins performante due à une plus faible densité de PQs constituant la région active de la DL et l'émission laser à température de la pièce n'a pu être observée que pour les lasers à moule qui requièrent des courants d'injection plus faibles. Cette dégradation de performance avec la densité de PQs s'explique d'abord par la réduction du taux de capture des porteurs par les PQs.[119] Ceci aura pour conséquence d'augmenter la densité de porteurs qui traverseront la région active de la DL sans être capturés et qui ne pourront donc pas contribuer au gain et à l'émission laser. Étant donné le plus petit volume de la région active de PQs pour 01-175, on pourrait s'attendre à une diminution de  $I_{th}$  puisqu'on obtiendra une même densité de porteurs dans cette région active avec moins de courant, mais ceci n'a pas été observé. En plus de la contribution du taux de capture, il ne faut pas oublier que le facteur de confinement des PQs  $\Gamma^{PQ}$  est réduit pour 01-175 tel que calculé précédemment. Une plus petite densité de PQs diminue donc le gain modal et plus de porteurs devront être injectés pour atteindre le seuil laser, c'est-à-dire que  $I_{th}$  augmente. Finalement, trois causes principales peuvent expliquer la piètre performance de 00-226 dont nous n'avons pas réussi à observer l'émission laser à température de la pièce. La première cause est le potentiel de confinement de porteurs dans les PQs qui est moindre que dans le cas de 01-175 et 02-167. Les porteurs ont alors une plus grande probabilité de s'échapper des PQs par émission thermionique ou par le biais de l'effet Auger. Ces porteurs pourront se recombiner de façon radiative spontanée à l'extérieur des PQs sans contribuer à la puissance optique de la DL ou encore emprunter des canaux de recombinaison non radiatifs par le biais de défauts dans la structure cristalline ou d'effet Auger inter bandes. De plus, ces porteurs, dits chauds pour référer au fait qu'ils possèdent plus d'énergie cinétique, peuvent participer au courant de fuite dans les DLs. La deuxième cause est la plus grande quantité de donneurs de trous qui permet une diffusion latérale plus étendue de ces porteurs qui pourront alors se relaxer loin de la région active sans aider au gain et à l'émission laser de la diode. Une troisième cause pourrait être le moins bon confinement vertical de la lumière dans 00-226 puisque l'épaisseur de son coeur du guide d'onde est inférieure à celle de 01-175 et de 02-167. Ceci contribue à diminuer le gain modal et à augmenter les pertes internes de cette structure de DL. Un mode plus étendu aura plus de chance de rencontrer des défauts absorbants ou diffusants ou tout autre mécanisme

discuté au chapitre 2 qui diminue l'intensité de l'onde EM qui se propage dans la DL. Notons que s'il y a effectivement une présence importante de défauts, cela favoriserait la capture de porteurs par ceux-ci conduisant à une augmentation de la recombinaison non radiative, ce qui pourrait aussi contribuer à la moins bonne performance de 00-226.

### 3.3.3 Dépendance de la performance sur la longueur et la température d'une diode laser

La suite de notre analyse des courbes L-I a pour but d'identifier des paramètres les plus caractéristiques possibles des structures matérielles étudiées indépendamment des conditions expérimentales. Nous avons déjà identifié la densité de courant seuil qui est préférable au courant seuil pour se dégager de l'influence de la largeur de la DL; nous allons maintenant essayer de nous libérer de l'effet des variations de longueur. On examine d'abord  $\eta_d$  qui dépend de la longueur par le biais des pertes miroirs, car la probabilité pour un photon de sortir de la DL diminue s'il rencontre moins souvent les facettes durant son trajet d'oscillation. À l'aide de l'expression (3.13) pour  $\eta_d$  en incluant explicitement le rendement



**Fig. 3.16 :** Inverse du rendement quantique différentiel externe en fonction de la longueur de la DL 02-167 à température de la pièce, soit 300 K approximativement. La régression linéaire permet d'évaluer le rendement quantique interne ainsi que le coefficient de pertes internes.

quantique interne et en substituant la définition des pertes miroirs développée au chapitre 2, on obtient :

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \Rightarrow \frac{1}{\eta_d} = \frac{2\alpha_i}{\eta_i \ln(1/R_1 R_2)} d + \frac{1}{\eta_i} \quad (3.16)$$

Le graphe correspondant à cette relation est présenté à la fig. 3.16 pour la structure laser 02-167 à température de la pièce. La régression linéaire par la méthode des moindres carrés donne  $\eta_i \approx 25\%$  et  $\alpha_i \approx 24 \text{ cm}^{-1}$  en utilisant le coefficient de réflexion des facettes calculé avec l'indice de réfraction effectif. L'intervalle de confiance pour  $\eta_i$  se situe de 0% à 58% et pour  $\alpha_i$ , de  $17 \text{ cm}^{-1}$  à  $31 \text{ cm}^{-1}$  au niveau de confiance 68%. Encore une fois, la reproductibilité des mesures d'une DL à l'autre laisse à désirer expliquant l'étendue des intervalles de confiance sur les coefficients de la régression linéaire. Pour cette mesure, les problèmes mentionnés dans la section expérimentale qui empêchent d'avoir systématiquement la même efficacité de collecte de photons sont en grande partie responsables de l'incertitude en plus de la variation de température entre chaque expérience. Le coefficient de pertes internes sera analysé plus à fond à la prochaine section; on discute maintenant le rendement quantique interne. Ce dernier est effectivement un paramètre propre à chaque structure puisqu'il caractérise la fraction de porteurs qui se recombinent par des mécanismes radiatifs par rapport à l'ensemble des mécanismes de recombinaison :

$$\eta_i = \frac{R_{rad}}{R_{total}} = \frac{R_{spon} + R_{stim}}{R_{défauts} + R_{Auger} + R_{spon} + R_{stim}} \quad (3.17)$$

Chaque terme  $R$  est un taux de recombinaison pour l'ensemble des porteurs et dépendra en général de la densité de ceux-ci. On identifie explicitement les termes pour la recombinaison non radiative Auger  $R_{Auger}$  et via des défauts cristallins  $R_{défauts}$  énoncés à la section précédente, mais il n'y a pas de taux thermique correspondant à une recombinaison inter bandes par émission de phonons puisque la probabilité pour que ceci se produise est encore plus faible que les transitions thermiques intra bande discutées au chapitre 2. L'influence de la température sur  $\eta_i$  est indirecte, car elle diminue la densité de porteurs confinés dans les PQs, ce qui augmente les probabilités de recombinaison non radiative  $R_{défauts}$  à l'extérieur des PQs. Un autre effet indirect qui diminue  $\eta_i$  est l'inhomogénéité du gain des PQs. Les

porteurs dans les PQs qui n'ont pas atteint le seuil laser auront une plus grande probabilité de se recombinaison de façon non radiative, car le taux total de recombinaison radiative  $R_{rad}$  est beaucoup plus lent en l'absence d'un taux net d'émission stimulée  $R_{stim}$  ne laissant que la faible contribution du taux d'émission spontanée  $R_{spont}$ . De plus, notre valeur de  $\eta_i$  ne tient compte que de la fraction de ce  $R_{spont}$  dont la lumière produite sera dans la direction du détecteur puisque nous mesurons uniquement la puissance émise à la sortie des facettes de la DL. Pour améliorer  $\eta_i$ , on aura donc avantage à avoir une distribution de taille la plus uniforme possible afin de maximiser le nombre de PQs qui peuvent participer simultanément à l'émission laser.

On se penche ensuite sur la dépendance de  $J_{th}$  avec la longueur des DLs et pour ce faire, nous avons besoin d'une relation entre le gain et la densité de courant. Nous avons vu au chapitre 2 que le gain peut être évalué à l'aide de la susceptibilité des PQs, mais ce calcul est complexe et il est coutumier de faire appel à des relations empiriques. Nous avons introduit plus tôt une approximation linéaire entre la densité de porteurs et le gain à une longueur d'onde donnée, mais celle-ci n'est valable qu'à basse densité de porteurs. La relation empirique suivante exprimée avec la densité de courant convient mieux [120] :

$$g_{PQ} = g_o \left[ 1 + \ln \left( \frac{J_{nom}}{J_o} \right) \right] \Rightarrow J_{nom} = J_o \exp \left[ \frac{g_{PQ}}{g_o} - 1 \right] = J_{tr} e^{\frac{g_{PQ}}{g_o}} . \quad (3.18)$$

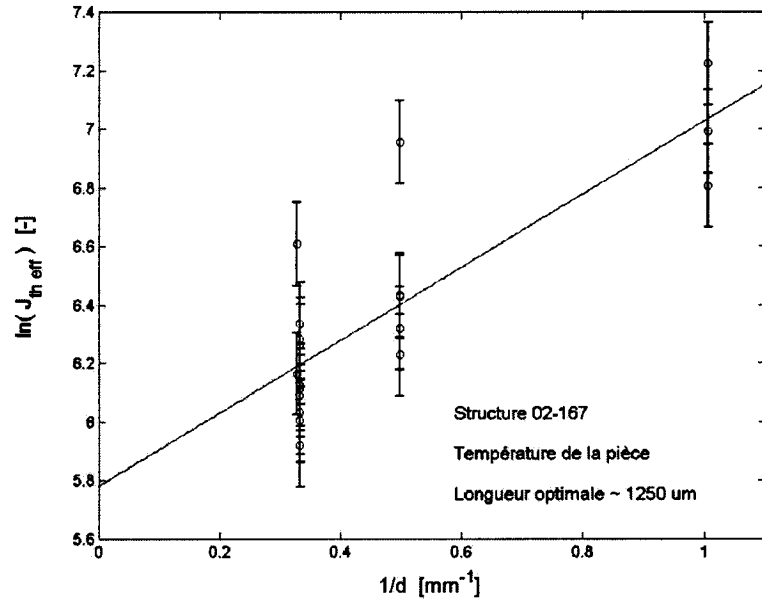
$J_o$  est relié à la densité de courant au seuil de transparence des PQs avec  $J_{tr} = J_o e^{-1}$  et détermine la constante de proportionnalité  $g_o = g_{PQ}$  lorsque  $J_{nom} = J_o$ . Cette valeur nominale de la densité de courant correspond à celle qui est capturée par les PQs. Elle est reliée à la densité totale de courant injecté par un facteur empirique de rendement quantique :

$J_{nom} = \eta \cdot J$ . Notons que la relation (3.18) est valable pour une transition intra bande donnée des PQs; si de multiples transitions contribuent significativement au gain, on devra faire une somme de cette relation pour chacune de ces transitions. En écrivant l'expression (3.18) pour le maximum du spectre de gain au seuil laser qui permet d'utiliser la condition d'égalité entre le gain et les pertes introduite au chapitre 2, on obtient :

$$J_{th} = \frac{J_o}{\eta} \exp\left[\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma^{PQ} g_o} - 1\right] = \frac{J_{ir}}{\eta} \exp\left[\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma^{PQ} g_o}\right]$$

$$\ln J_{th} = \ln\left(\frac{J_o}{\eta}\right) + \frac{\alpha_i}{\Gamma^{PQ} g_o} - 1 + \frac{1}{\Gamma^{PQ} g_o} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) \cdot \frac{1}{d} \quad (3.19)$$

$$= \ln\left(\frac{J_{ir}}{\eta}\right) + \frac{\alpha_i}{\Gamma^{PQ} g_o} + \frac{1}{\Gamma^{PQ} g_o} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) \cdot \frac{1}{d}$$

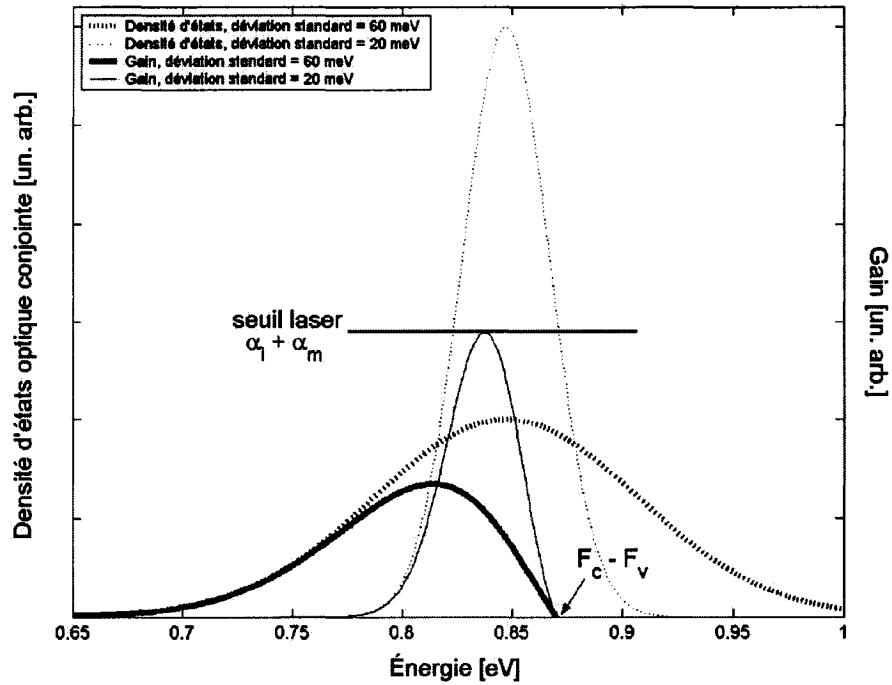


**Fig. 3.17 :** Relation entre le logarithme naturel de densité de courant seuil et la longueur des DLs pour la structure 02-167 à température de la pièce, soit environ 300 K. La pente de la régression linéaire donne la longueur optimale pour minimiser le courant seuil.

On retrouve à la fig. 3.17 les mesures de  $J_{th}$ , corrigées en tenant compte de la diffusion des porteurs, pour quelques longueurs de la structure 02-167 à température de la pièce. L'équation (3.19) indique explicitement comment la longueur des DLs et le coefficient de réflexion des facettes affectent  $J_{th}$ . En ce qui concerne les paramètres qui dépendent de la structure verticale des DLs, nous avons déjà introduit  $\Gamma^{PQ}$  et  $\alpha_i$  pour lesquels cette relation indique qu'il faudra augmenter le premier et diminuer le deuxième afin de minimiser la valeur de  $J_{th}$ . Connaissant ces paramètres, la régression linéaire par la méthode des moindres carrés de la fig. 3.17 permettrait d'extraire les paramètres ajustables  $J_o/\eta$  et  $g_o$  avec une variance statistique de 0.045 des mesures par rapport à la régression. Toutefois, ces

paramètres ne mettent pas directement en évidence les mécanismes physiques qui influencent  $J_{th}$ . On observe toutefois qu'une valeur de  $J_o$  plus petite et de  $g_o$  plus grande contribuera à diminuer  $J_{th}$ . Pour discuter les mécanismes physiques qui affectent  $J_{th}$ , d'abord par le biais de  $g_o$ , on fait appel à l'expression développée au chapitre 2 pour  $g_{PQ}$  à l'aide de la susceptibilité optique. Les facteurs qui sont influencés par la région active des structures lasers sont la densité de PQs et la densité d'états optique conjointe qui y est associée, la distribution inhomogène de ces états qui affecte la distribution énergétique des porteurs et finalement, les éléments de matrice du moment dipolaire. Ces éléments devraient être identiques pour 01-175 et 02-167 et similaires pour 00-226, car le potentiel de confinement des porteurs différent dans ce dernier cas affecte les fonctions d'onde qui peuvent alors pénétrer plus profondément le matériel barrière. De plus, les éléments de matrice du moment dipolaire sont supérieurs dans le cas des PQs par rapport aux autres hétérostructures qui ont des états délocalisés dans au moins une direction. L'augmentation du gain avec la densité de courant sera donc plus rapide pour les PQs.

Les autres facteurs sont reliés par la façon dont ils influencent la distribution énergétique des porteurs ce qui se répercute directement sur le spectre de gain. Dans le cas idéalisé d'un ensemble de PQs parfaitement homogène, la densité d'états optique conjointe serait discrète et sa valeur pour une transition donnée serait simplement la densité de PQs multipliée par la dégénérescence des états impliqués dans cette transition. À suffisamment basse température, les porteurs injectés ne seraient plus distribués en énergie et contribueraient à augmenter le gain uniquement pour la transition de plus basse énergie permettant ainsi d'atteindre rapidement le seuil laser. Notons que dans ce cas idéalisé, la contribution du gain à la valeur de  $J_{nom}$  au seuil laser, contribution qui se retrouve dans une exponentielle à l'équation (3.18), serait plus petite que celle d'autres hétérostructures qui ont un quasi continuum d'états permettant à la distribution des porteurs de s'étaler plus facilement en énergie. Cet avantage est cependant rapidement perdu en présence de fluctuations de taille des PQs. La distribution de taille des PQs étend le spectre de la densité d'états optique conjointe et les porteurs injectés feront augmenter l'ensemble du spectre de gain. La valeur maximale de ce spectre diminue lorsque l'inhomogénéité de l'ensemble augmente pour une densité de porteurs constante tel qu'illustré à la fig. 3.18. Si on tient compte uniquement des facteurs qui



**Fig. 3.18** : Représentation de l'effet de la distribution de taille des PQs sur la densité d'états optique conjointe (traits pointillés) et le gain (traits pleins) à 300 K. Les distributions de taille choisies correspondent à des élargissements inhomogènes gaussiens de la transition ayant une déviation standard de 60 meV et 20 meV. Le seuil laser qu'on suppose indépendant de la longueur d'onde est représenté par une ligne horizontale. Dans ce cas, une DL-PQs qui correspondrait au cas plus homogène aurait suffisamment de gain pour donner de l'émission laser.

dépendent de l'énergie, le calcul du spectre de gain est approximé par une multiplication entre la densité d'états optique conjointe et la différence des distributions de Fermi-Dirac pour les électrons et les trous. Pour illustrer simplement l'effet des fluctuations de taille des PQs, nous avons utilisé la densité d'état optique conjointe de la transition  $e_{11} \leftrightarrow hh_{11}$  pour deux différentes distributions de taille tel qu'indiqué sur la fig. 3.18 par des lignes pointillées. Les lignes pleines correspondent au gain pour la même densité de porteurs dans les deux cas, ce qui est confirmé par le fait que ces lignes interceptent l'abscisse à la même valeur d'énergie correspondant à la différence entre les quasi niveaux de Fermi  $F_c - F_v$ . Il est clair que le maximum de la courbe de gain est moindre lorsque la distribution de taille est élargie et il faut donc augmenter la densité de courant pour atteindre le seuil laser. Une autre conséquence de la distribution de taille des PQs est une réduction de la valeur maximale de

la densité d'états optique conjointe qui limite la valeur de l'extremum du spectre de gain même si on pouvait augmenter indéfiniment la quantité de porteurs injectés, ceux-ci iraient alors peupler des états à plus haute énergie. Si les pertes  $\alpha_i + \alpha_m$  de la cavité optique sont élevées, il est possible que la limitation de la densité d'états empêche le gain d'atteindre le seuil laser pour la transition  $q = 1$  et on devra passer à des transitions d'énergie plus élevée qui auront une plus grande dégénérescence. Dans le pire des cas, cette limitation peut même rendre complètement impossible d'atteindre le seuil laser, une situation correspondant au niveau de pertes illustré à la fig. 3.18 lorsque l'ensemble des PQs est moins homogène et ce pour une DL hypothétique qui aurait une seule transition permise. Dans le cas des PQs, on doit donc s'assurer que leur densité soit suffisante pour prévenir cette limitation, par exemple en utilisant plus d'une couche de PQs dans les DLs, ou en minimisant la largeur de la distribution de taille de l'ensemble de PQs. Ce problème ne se pose pas pour les autres hétérostructures qui ont un quasi continuum d'états se traduisant en une densité d'états optique conjointe plus que suffisante pour permettre au gain d'atteindre sa valeur seuil. On complète cette discussion des influences sur  $J_{th}$  avec deux mécanismes physiques qui sont représentés par le facteur  $J_o/\eta$  dans l'équation (3.19). Le premier concerne la densité de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil de transparence du matériel. Avant même de réussir à amplifier l'onde EM qui se propage dans la DL et de considérer son coefficient de gain, il faut inverser la population de porteurs et la densité de courant de transparence  $J_{tr}$  nécessaire pour réaliser cette inversion contribue à  $J_{th}$ . Tel que décrit au chapitre 2, le seuil de transparence est atteint pour l'état  $q=1$  en injectant une paire électron-trou dans chaque PQ et  $J_{tr}$  est donc croissante avec la densité de PQs. Dans la limite d'une DL contenant un seul PQ, une seule paire électron-trou injectée serait donc suffisante pour atteindre le seuil de transparence si  $\eta = 1$ . Pour diminuer  $J_{th}$  par le biais de  $J_{tr}$ , il s'agit de réduire la densité de PQs sans aller en dessous de la valeur minimale qui permettra au gain de compenser les pertes dans la cavité comme récemment discuté. Il ne faut pas non plus oublier qu'à l'inverse, une réduction de la densité de PQs cause une augmentation de  $J_{th}$  due à une diminution du gain modal  $\Gamma^{PQ} g_{PQ}$  et du taux de capture des PQs. Ceci suggère donc qu'il y a un optimum pour la densité de PQs. Un autre argument supportant la présence d'un optimum plus spécifiquement pour le nombre de couches de PQs utilisées dans les DLs est

que l'injection des porteurs ne pourra plus se faire de façon efficace dans toutes les couches si leur nombre est trop élevé. Notons que pour les densités de PQs généralement employées dans les DLs, soit  $\sim 10^{10}$ - $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$ , on obtient une plus basse valeur de  $J_{tr}$  que les autres types d'hétérostructure puisque celles-ci ont beaucoup plus d'états à remplir pour inverser la population de porteurs à une énergie donnée.[121] Le deuxième mécanisme augmente la valeur de  $J_{th}$  en contribuant essentiellement à la valeur de  $\eta$ ; il s'agit du courant de fuite qui est relié au taux de capture des porteurs dans les PQs. Celui-ci fait augmenter la densité de courant totale à injecter pour obtenir une densité de porteurs nominale donnée dans la région active des DLs.

On retourne plus pratiquement à la dépendance du seuil laser sur la longueur des DLs pour s'intéresser au courant injecté au lieu de sa densité, car c'est le courant qui détermine la consommation de puissance électrique totale de nos DLs et c'est donc ultimement le paramètre qu'on cherche à minimiser. L'équation (3.19) indique que  $J_{th}$  décroît exponentiellement avec la longueur, mais pour obtenir  $I_{th}$ , on doit multiplier par  $d(l+l_f)$  :

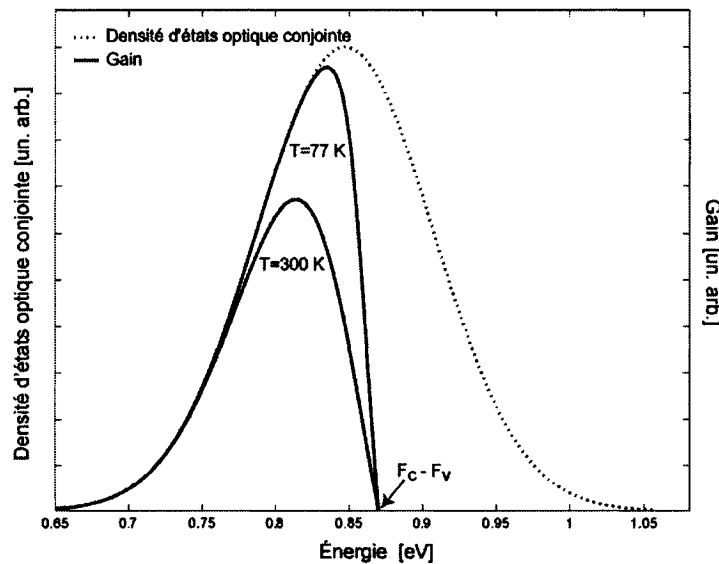
$$\begin{aligned}
 I_{th} &= \frac{d(l+l_f)J_o}{\eta} \exp \left[ \frac{1}{\Gamma^{PQ} g_o} \left( \alpha_i + \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right] \right) - 1 \right] \\
 &= \frac{d(l+l_f)J_{tr}}{\eta} \exp \left[ \frac{1}{\Gamma^{PQ} g_o} \left( \alpha_i + \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right] \right) \right] .
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

On a donc inclus un facteur qui croît linéairement avec la longueur, d'où il y a une valeur minimale de  $I_{th}$  lorsque :

$$d = \frac{1}{\Gamma^{PQ} g_o} \ln \left( \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) . \tag{3.21}$$

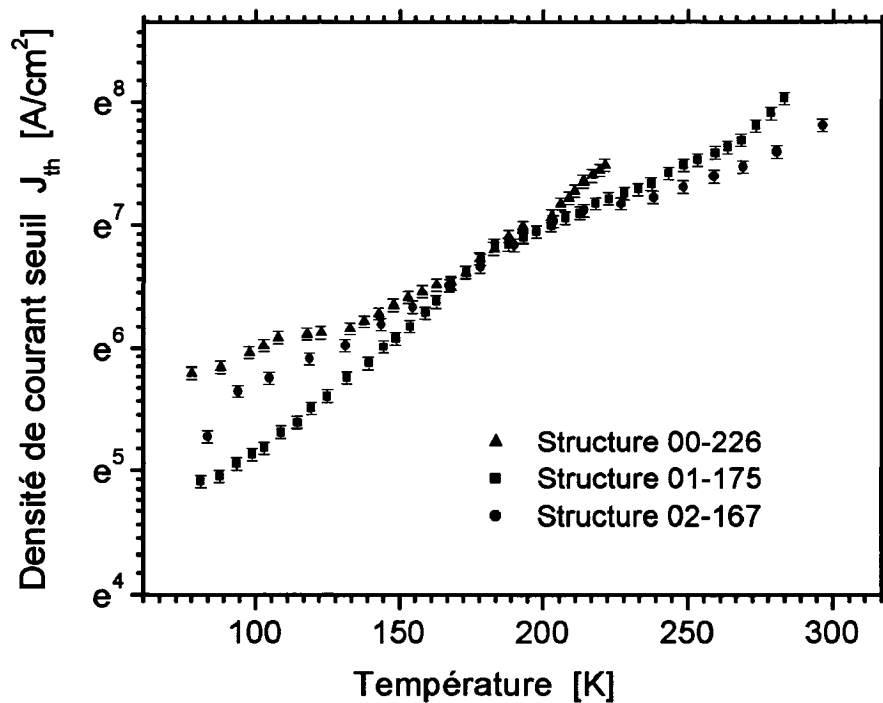
D'une façon un peu plus physique, on peut dire que la minimisation de  $I_{th}$  avec la longueur des DLs correspond à balancer l'effet des pertes miroirs et de la densité du courant. En allongeant une DL, les photons rencontrent moins souvent les facettes et auront plus de chance de rester à l'intérieur de la cavité diminuant ainsi les pertes miroirs et donc le gain nécessaire pour compenser celles-ci, mais en même temps, plus de courant devra être injecté pour obtenir une même densité de porteurs qui génère le gain. En comparant les équations (3.21) et (3.19), on voit que la longueur optimale des DLs pour minimiser  $I_{th}$  correspond à la

pente de la régression linéaire à la fig. 3.17. Ceci nous donne une longueur optimale de 1.25 mm pour la structure 02-167 dont les facettes sont clivées. De façon complètement équivalente, on peut optimiser les coefficients de réflexion aux facettes pour une longueur de DL donnée en réarrangeant l'équation (3.21) et ceci est réalisable expérimentalement en déposant des couches diélectriques sur les facettes qui permettent d'ajuster la réflectivité. Nous avons déjà examiné l'effet de la densité de PQs sur  $J_{th}$ , mais on ajoutera pour  $I_{th}$  qu'on peut aussi envisager le changement de densité comme une variation du volume de la région active. Une diminution de ce volume demande donc moins de courant pour produire une même densité volumique de porteurs d'où une plus petite densité de PQs favorise une réduction de  $I_{th}$  si on tient compte uniquement de ce facteur. Dans le même ordre d'idée, les autres hétérostructures correspondent à un volume de région active significativement plus élevé, ce qui annonce une plus grande valeur de  $I_{th}$ . Pour conclure cette discussion, il ne faut pas oublier que la longueur et les coefficients de réflexion de la DL sont des paramètres qui influencent aussi le rendement quantique différentiel externe. L'optimisation de ces paramètres pour minimiser  $I_{th}$  ne sera donc pas toujours le meilleur choix dépendamment de la puissance optique de sortie désirée.



**Fig 3.19 :** Représentation de l'impact d'un changement de température de 77 K à 300 K sur la densité d'états optique conjointe (traits pointillés) et le gain (traits pleins).

L'autre condition expérimentale pour laquelle on recherche un paramètre indépendant qui permettra de comparer les structures lasers est la température. Nous avons déjà vu à la section précédente que la performance des DLs se détériore drastiquement avec l'augmentation de la température due à l'étalement de la distribution énergétique des porteurs. On illustre plus explicitement à la fig. 3.19 l'impact sur le spectre de gain d'un passage de la température de l'azote liquide près de 77 K à la température de la pièce, soit environ 300 K, tout en gardant la densité de porteurs constante. Le maximum du spectre de gain est significativement réduit, impliquant que la densité de courant injectée devra être augmentée pour ramener le gain au seuil laser. Pour caractériser expérimentalement ce phénomène, il faudrait idéalement mesurer les courbes L-I en fonction de la température, mais le cryostat utilisé ne nous permettait pas de contrôler celle-ci. Toutefois, il est possible d'évaluer approximativement la variation de  $I_{th}$  avec la température en utilisant une caméra et l'oeil humain comme détecteurs. En effet, la puissance lumineuse émise par les DLs sous le seuil laser est généralement trop faible pour être observée à l'oeil sur l'écran de la caméra.



**Fig. 3.20 :** Comportement de la densité de courant seuil en fonction de la température pour trois différentes DLs, soit 00-226 de dimension  $960 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ , 01-175 de dimension  $1000 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$  et 02-167 de dimension  $990 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ .

L'apparition subite d'un point lumineux à l'écran lors de l'augmentation progressive de la densité de courant injectée pourra être prise comme condition pour déterminer le seuil laser. Si la caméra est suffisamment sensible pour détecter l'ESA, le passage du seuil laser demeure tout de même observable à l'oeil puisqu'il y aura augmentation abrupte de l'intensité du point lumineux à l'écran. Lorsque le seuil laser est déterminé, on note la valeur de courant correspondante et la température auquel il a été observé ; on répète cette opération pendant qu'on laissait le cryostat se réchauffer après que l'azote liquide dans celui-ci ait terminé de s'évaporer. On peut donc obtenir une courbe de  $J_{th}$  en fonction de la température tel qu'indiqué à la fig. 3.20 pour chacune des structures de DLs. Notons qu'une échelle logarithmique a été utilisée pour représenter  $J_{th}$  et que les mesures de ce paramètre n'ont pas été ajustées pour la diffusion des porteurs, car ce mécanisme sera affecté par le changement de température. La relation empirique généralement utilisée dans la littérature scientifique pour exprimer la dépendance de la température avec  $J_{th}$  est inspirée des statistiques de Maxwell-Boltzmann[5] :

$$J_{th} = J_1 \exp\left(\frac{T}{T_o}\right), \quad (3.22)$$

mais nos résultats indiquent clairement qu'elle n'est pas valide pour les DLs-PQs. La façon couramment utilisée pour contourner ce problème est de définir plus d'une valeur de  $T_o$ , ce que nous avons fait ici à l'aide d'une première régression lorsque la température est inférieure à 180 K et d'une deuxième régression au-delà de cette température. Ces régressions ont été effectuées avec la méthode des moindres carrés. Les valeurs de  $T_o$  et leur incertitude statistique pour les différentes structures sont énumérées dans la table 6.

$T_o$  indique la sensibilité de  $J_{th}$  aux variations de température. On recherche la plus haute valeur de  $T_o$  possible afin que les DLs conservent leur bonne performance observée à basse température. Ce paramètre n'est pas totalement indépendant de la température dans le cas des DLs-PQs, mais donne tout de même l'information désirée sur la rapidité de l'augmentation de  $J_{th}$  avec la température. On peut discuter les mécanismes qui influencent principalement  $T_o$  d'après les taux d'absorption de photons, de recombinaisons radiative et non radiative.[92,122] En effet, la valeur de  $J_{th}$  devra être plus élevée à haute température pour compenser un plus grand nombre de porteurs perdus par des transitions inter bandes qui se produisent hors des PQs. De plus, les taux d'absorption, de recombinaison stimulée et

Identification	Dimensions [ $\mu\text{m}$ x $\mu\text{m}$ ]	$T_o$ à moins de 180 K [K]	$T_o$ à plus de 180 K [K]
00-226	960 x 100	115 $\pm$ 5	58 $\pm$ 3
01-175	1000 x 60	52 $\pm$ 1	88 $\pm$ 3
02-167	994 x 4	79 $\pm$ 2	121 $\pm$ 9

**Table 6:** Paramètres  $T_o$  caractérisant l'évolution de la densité de courant seuil des DLs avec la température.

de recombinaison spontanée dans les PQs sont affectés par la probabilité d'occupation des états qui dépend de la température par le biais de la distribution énergétique des porteurs. La séparation des niveaux d'énergie des PQs intervient dans cette probabilité d'occupation des états et ce caractère est unique aux PQs ayant une densité d'états discrète par rapport aux autres hétérostructures semi-conductrices. Tel que discuté précédemment, les probabilités de transition intra bande induite par des phonons sont significativement réduites dans le cas des PQs et diminuent avec une plus grande séparation des niveaux d'énergie.[122] Ces causes de changement de dynamique de recombinaison-crédation de paires électrons-trous avec la température se reflètent dans le calcul du gain discuté au début de ce paragraphe. Pour bien comprendre la variation de  $T_o$  d'une structure à l'autre, il faudrait faire une étude de la dynamique des porteurs à l'aide des équations d'évolution, mais ceci dépasse la portée de cette thèse. Des explications sur les différences de  $J_{th}$  entre les structures à une température donnée ont toutefois été présentées à la section précédente. Il est intéressant de noter que le point d'inflexion est à la même température de 180 K dans toutes les courbes indépendamment de la structure analysée. On fait l'hypothèse que cette variation de  $T_o$  provient d'un changement de la dynamique du système dû à l'émission laser passant de la transition entre des états  $q = 1$  à des états  $q = 2$  du PQ. Avec la nécessité d'injecter plus de porteurs pour atteindre le seuil laser avec une augmentation de température, on remplit progressivement les états des PQs, ce qui contribue à l'accroissement de la probabilité d'occupation des états d'énergie supérieure. On s'attend donc à ce que le maximum du spectre de gain se déplace à plus haute énergie conduisant éventuellement à de l'émission laser provenant d'états  $q = 2$ . Pour supporter cette hypothèse, on rappelle que de l'émission laser à plus basse énergie a été observée à température de la pièce pour des DLs ayant des pertes miroirs moindres et que nous avons présenté un spectre à la section 3.2.2 qui montre

de l'émission laser à deux différentes longueurs d'onde lorsqu'on augmente la densité de porteurs injectée au-dessus du seuil laser. De plus, nous verrons au prochain chapitre que la longueur d'onde d'émission laser varie avec la température. Généralement, la valeur de  $T_o$  diminue pour ces états d'énergie plus élevée, car ceux-ci ont une plus grande dégénérescence demandant donc plus de porteurs à injecter pour inverser leur population. C'est ce qu'on observe dans le cas de la structure 00-226 lorsque la température est supérieure à 180 K et pour d'autres structures de DLs-PQs impliquant des matériaux différents.[26,29,32,123] Pour caractériser le comportement en température de structures qui utilisent des PQs ayant un plus grand nombre d'états liés que ceux ici étudiés, on doit recourir à plus de deux valeurs de  $T_o$ . Ces états liés sont alors moins séparés en énergie, ce qui résulte en une dégradation plus rapide de leur performance avec l'augmentation de la température, car les états  $q = 2, 3, 4, \dots$  deviennent peuplés à plus basse température. Finalement, on note que les structures 01-175 et 02-167 présentent un comportement anormal, leur valeur de  $T_o$  augmentant avec la température. On en déduit que l'augmentation de température affecte différemment les taux d'absorption ainsi que de recombinaisons stimulée et spontanée par rapport à la structure 00-226, mais une mesure de ces taux en fonction de la température serait nécessaire en plus de l'étude des équations d'évolution pour fournir une explication de ce comportement. Cette situation anormale a déjà été observée pour des DLs dont la région active est constituée de puits quantiques[124] et est expliquée par l'intervention d'une sous-bande des puits quantiques d'énergie plus élevée de la même façon que nous avons invoqué la contribution d'états  $q = 2$  dans le cas de nos DLs-PQs. En terminant, on remarque que, pour des températures inférieures à 180 K, les valeurs de  $J_{th}$  pour 01-175 sont inférieures à celle de 02-167 alors que la situation se renverse au-dessus de 180 K. Cette observation faite pour deux DLs ayant des densités de PQs différentes appuie notre précédent commentaire à propos de l'existence d'un optimum pour la densité de PQs qui minimise  $J_{th}$  et nous voyons ici que cet optimum est probablement dépendant de la température.

### **3.4 Alternative pour évaluer le coefficient de pertes internes**

Le coefficient de pertes internes  $\alpha_i$  est un paramètre extrêmement critique dans le design de structures lasers performantes. Il caractérise la quantité de photons perdue pendant leur oscillation à l'intérieur de la DL, une quantité qu'on voudra minimiser autant que possible puisqu'elle contribuera à augmenter  $J_{th}$  en élevant le seuil laser à atteindre pour le gain et à diminuer  $\eta_d$ , ce qui limite la puissance optique de la DL pour un courant donné. La valeur de  $\alpha_i \approx 24 \text{ cm}^{-1}$  obtenue par régression linéaire à la fig. 3.16 est supérieure à ce qui est habituellement mesuré pour des DLs à puits quantiques, soit de l'ordre de  $10 \text{ cm}^{-1}$ . [125] Pour des structures de guide d'onde équivalentes, le seul mécanisme de perte qui sera affecté par le changement d'hétérostructure constituant la région active des DLs sera l'absorption de photons par des porteurs libres. En effet, ce mécanisme est proportionnel à la densité de porteurs présente dans la région spatiale de la DL où l'onde se trouve confinée et cette densité sera moindre pour les DLs-PQs qui opèrent à plus basse densité de courant comparativement aux autres hétérostructures dû à une plus petite valeur de  $J_{th}$ . Il est donc surprenant de mesurer une valeur de  $\alpha_i$  élevée pour la structure 02-167. Toutefois, il est évident que la méthode expérimentale utilisée précédemment pour cette mesure souffre d'un manque de reproductibilité et donc on introduit une deuxième méthode pour évaluer  $\alpha_i$ . [125-127] De plus, cette nouvelle méthode a l'avantage de pouvoir déterminer  $\alpha_i$  à l'aide d'une seule DL, alors que la technique précédente détermine la valeur à partir d'un ensemble de DLs de différentes longueurs. La nouvelle méthode permet d'éliminer l'erreur systématique introduite par les différentes densités de porteurs injectées d'une longueur de DL à l'autre et de tenir compte de variations aléatoires de  $\alpha_i$  entre chaque DL. Cette méthode consiste à évaluer  $\alpha_i$  à partir des franges d'interférence FP dans le spectre d'EL lorsque le courant injecté correspond au seuil de transparence de la DL. Deux approches sont disponibles pour obtenir mathématiquement la forme de ce spectre. La première est de prendre la solution complète de l'équation d'onde pour le champ  $\vec{E}$  en tenant compte de l'onde directionnelle et de l'onde contra-directionnelle et d'appliquer les conditions aux frontières correspondant aux facettes de la DL. La deuxième est similaire à ce qui a été fait au chapitre 2 pour obtenir les conditions d'oscillation laser sauf qu'on considère de multiples allers-retours d'une onde

directionnelle dans la cavité FP. Chaque traversée de la cavité contribue un facteur  $e^{(g_{PQ}^E - \alpha_i^E)d} e^{-i\beta d}$  à l'amplitude de l'onde et chaque réflexion à une facette, un coefficient  $r_1$  ou  $r_2$ . On s'intéresse à l'amplitude de l'onde qui est transmise à une facette pour chaque aller-retour en incluant un coefficient de transmission  $t_2$  et on obtient ainsi l'amplitude totale du champ  $\vec{E}_{sortie}$  à la sortie de la DL en faisant la sommation sur toutes les amplitudes partielles transmises. Ces deux approches mènent au spectre de sortie de l'amplitude du champ EM : [128]

$$\vec{E}_{sortie} = \frac{\vec{E}_o t_2 \exp\left[-(i\beta + \Gamma g_{PQ}^E - \alpha_i^E)d\right]}{1 - r_1 r_2 \exp\left[-2(i\beta + \Gamma g_{PQ}^E - \alpha_i^E)d\right]} \quad (3.23)$$

Au seuil laser, le dénominateur devient zéro correspondant à une valeur infinie de  $\vec{E}_{sortie}$ , ce qui indique que le modèle d'électromagnétisme classique échoue pour expliquer les phénomènes physiques au-delà de ce seuil. Au seuil de transparence des PQs, on a  $g_{PQ}^E = 0$  et on calcule l'intensité de l'onde EM émise qui correspondra au spectre d'EL :

$$I_{sortie} = |\vec{E}_{sortie}|^2 n_{eff} \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} = \frac{I_o n_{eff} (1 - R_2) \exp(-2\alpha_i d)}{\left[1 - \sqrt{R_1 R_2} \exp(-2\alpha_i d)\right]^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \exp(-2\alpha_i d) \sin^2(2\pi n_{eff} d / \lambda_o)} \quad (3.24)$$

où nous avons utilisé  $T_2 = 1 - R_2$  et négligé l'effet des PQs sur la phase de l'onde en prenant  $\beta = 2\pi n_{eff} / \lambda_o$ . Cette relation indique la présence de franges d'interférence dans le spectre avec le facteur  $\sin^2(2\pi n_{eff} d / \lambda_o)$  qui dépend de la longueur d'onde. On pourra alors faire une régression pour déterminer les facteurs inconnus dans cette relation, soit  $I_o$  et  $\alpha_i$ .

### 3.4.1 Méthodes expérimentales

Cette expérience s'effectue en deux parties : déterminer le seuil de transparence de la DL et mesurer le spectre des franges d'interférence FP. Le montage utilisé pour cette expérience est illustré à la fig. 3.21. Pour la première partie, on utilise la DL comme un détecteur grâce à l'effet photovoltaïque, c'est-à-dire que l'absorption de photons par les PQs crée des paires électrons-trous qui introduisent une séparation des quasi niveaux de Fermi par rapport à l'état d'équilibre thermodynamique. Ceci modifie la différence de potentiel électrique entre

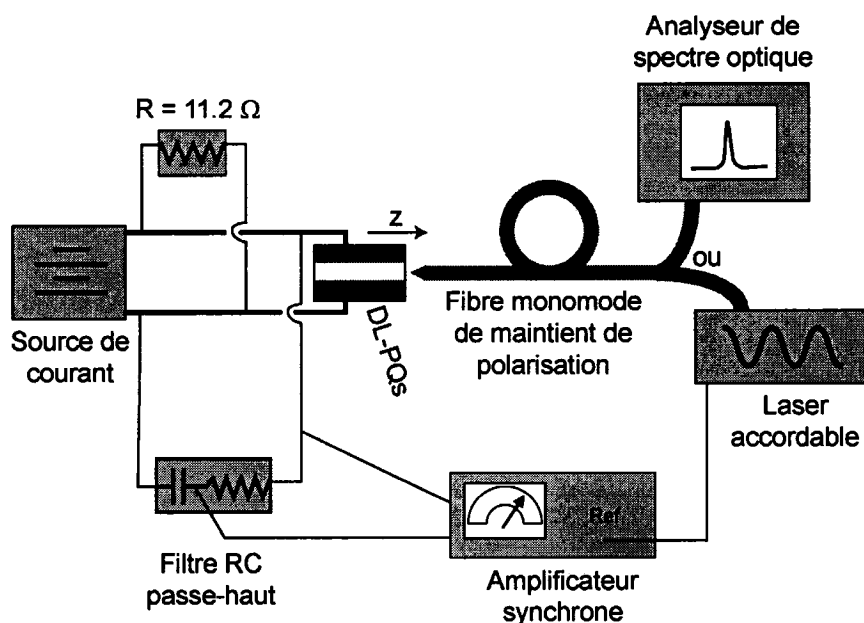


Fig. 3.21 : Montage expérimental permettant d'évaluer le coefficient de pertes internes avec la technique d'interférence FP.

les bornes de la DL et génère donc un photo-voltage. Comme discuté précédemment, l'injection électrique de porteurs remplit les états de l'ensemble des PQs augmentant aussi la séparation des quasi niveaux de Fermi, ce qui résulte en une réduction de la probabilité d'absorption de photons. La contribution de l'absorption à la séparation des quasi niveaux de Fermi diminue donc avec le courant injecté, ce qui réduit le photo-voltage généré. Lorsque le courant injecté correspond au seuil de transparence, le taux d'absorption net de photons est nul et aucun photo-voltage ne pourra être détecté. En pratique, on utilise un laser accordable Agilent 81640A pour générer le photo-voltage et son faisceau de sortie est directement raccordé à une fibre monomode de maintien de polarisation qui permet de coupler la lumière dans la DL. Afin de distinguer le photo-voltage de la tension appliquée pour injecter électriquement des porteurs, on module la puissance optique du faisceau à une fréquence de 5.333 kHz avec un facteur d'utilisation de 50 %. Le maximum de la modulation est de  $10 \mu\text{W}$ , soit une valeur aussi faible que possible afin d'éviter des effets non linéaires optiques comme l'absorption à deux photons, mais tout en étant suffisante pour permettre la détection du photo-voltage. La longueur d'onde du faisceau est ajustée pour correspondre approximativement au centre du spectre d'émission laser de la diode sous

observation. Ce faisceau lumineux est aussi polarisé linéairement et on sélectionne préalablement l'orientation de la fibre à l'aide d'un polariseur pour coupler la lumière soit dans le mode TE ou TM de la DL. L'extrémité de la fibre qui fait face à la DL a une forme tronconique afin d'augmenter la proportion de lumière qui sera couplée avec succès entre ces deux dispositifs de guidage d'onde. Cette approche a aussi l'avantage d'éliminer le besoin d'une lentille pour faire ce couplage, ce qui réduit la lumière perdue dans le processus. Pour mesurer la modulation du photo-voltage, on utilise encore une fois un amplificateur synchrone Stanford Research Systems SR810 avec le signal de référence qui provient de la sortie de déclenchement électronique du laser accordable qui est en phase avec la modulation du faisceau. Un filtre RC passe-haut avec une fréquence de coupure de 322 Hz est inclus dans le circuit qui connecte l'amplificateur synchrone aux bornes de la DL. Celui-ci élimine le signal de tension continue dû à l'injection des porteurs qui causerait une surcharge de l'amplificateur. Pour réaliser cette injection de porteurs, on branche la DL en série à une source de courant continu Melles Griot 06DLD105 qui est aussi en parallèle avec une résistance de 11.2  $\Omega$ . Cette dernière est ajoutée pour contourner une limitation de la source de courant dont la valeur minimale est de 10 mA, car  $I_r$  est inférieur à cette valeur pour certaines DLs. Il est préférable de ne pas utiliser un générateur d'impulsions pour injecter les porteurs puisque cette modulation supplémentaire viendrait perturber celle du photo-voltage. Ceci ne pose toutefois pas de problème de réchauffement de la DL, car le courant injecté près du seuil de transparence est faible dissipant ainsi peu de puissance calorifique. Aussi, on n'utilise point de cryostat dans cette expérience, ce qui permet d'installer la DL et son support en céramique sur une pièce de cuivre fixée à un refroidisseur à effet Pelletier. Un thermistor est enchâssé dans cette pièce de cuivre afin de mesurer la température. La source de courant Melles Griot 06DLD105 contient aussi un contrôleur de température auquel on relie le thermistor et le refroidisseur afin de maintenir la température de la DL près d'une valeur prédéterminée, soit 291 K pour cette expérience. La connexion du circuit à la DL se fait à l'aide de pointes métalliques fines qu'on positionne directement sur l'électrode positive et sur la languette d'or qui fait le contact à l'électrode négative. Les platines de translation utilisées pour déplacer les pointes possèdent une prise électrique qui raccorde ces pointes au reste du circuit. Une fois que le seuil de transparence est déterminé en augmentant progressivement le courant continu jusqu'à ce que le signal du photo-voltage

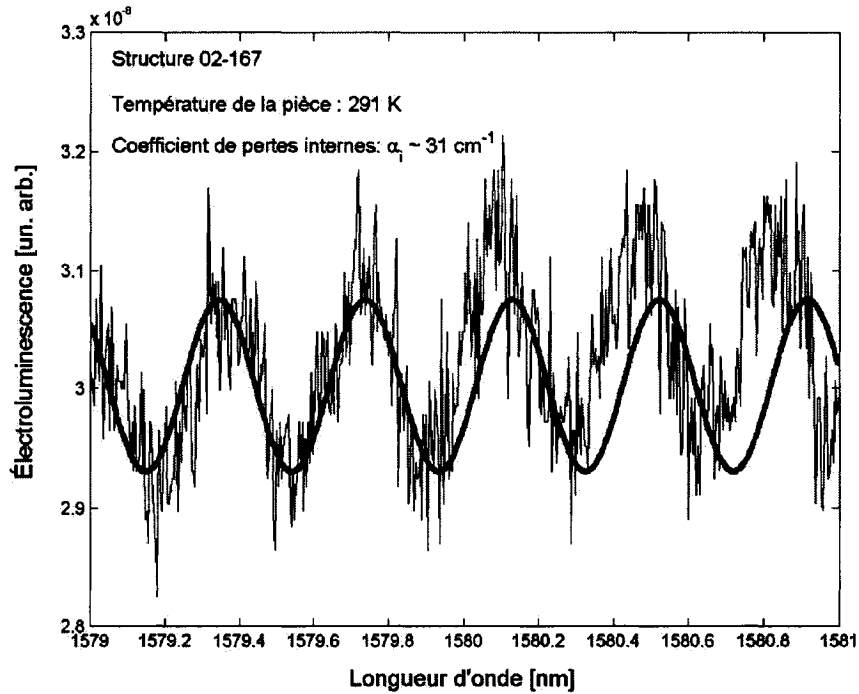
mesuré par l'amplificateur synchrone devienne nul, on passe à la deuxième partie de l'expérience qui est de mesurer le spectre des franges d'interférence FP de l'émission dues uniquement aux porteurs injectés électriquement avec  $I_{tr}$ . On éteint donc la source optique de génération de porteurs soit le laser accordable et on raccorde l'extrémité de la fibre optique qui était branchée sur cette source à l'analyseur de spectre optique Ando AQ6317B. Le couplage de la lumière étant symétrique dans les deux sens de la fibre optique à la DL et de la DL à la fibre optique, on devrait pouvoir détecter l'EL sans avoir à réajuster l'alignement du système. Il ne reste plus qu'à faire l'acquisition du spectre sur une plage de quelques nanomètres centrée autour de la longueur d'onde d'opération de la DL.

### 3.4.2. Résultats et discussion

Après avoir atteint le seuil de transparence pour la DL 02-167 de dimension  $994 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$  avec  $I_{tr} \approx 10.5 \text{ mA}$ , on fait une première observation qui découle directement du fait que cette expérience permet d'étudier séparément les deux orientations de polarisation de la lumière. À la section 3.1.1, nous avons prédit que la polarisation TM ne pourrait pas se propager dans la DL 02-167 et lorsque la fibre a été orientée pour coupler cette polarisation, il nous a été impossible de détecter un signal avec l'analyseur de spectre optique, confirmant ainsi notre prédiction. Nous avons obtenu un signal lorsque la polarisation TE est détectée comme on peut le voir à la fig. 3.22, mais celui-ci est très bruyant. D'ores et déjà, ce faible signal nous indique que les pertes internes seront élevées. Sans même avoir recours à l'expression (3.24) pour l'intensité de sortie de la DL, on peut s'en convaincre en rappelant que l'intensité de l'onde qui se propage diminue exponentiellement de façon dictée uniquement par les pertes internes au seuil de transparence :

$$I(z) = I_o e^{-\alpha_i z} .$$

La contribution nette des PQs est alors uniquement de l'émission spontanée représentée par le biais du facteur  $I_o$  puisqu'aucune absorption ou amplification nette de l'onde n'est produite par l'ensemble de ceux-ci au seuil de transparence  $\alpha_{PQ} = g_{PQ} = 0$ . Dans cette situation, on voit que les pertes internes élevées causent une diminution importante de l'intensité de l'onde EM, mais pour quantifier  $\alpha_i$ , il faudra faire appel à l'équation (3.24).



**Fig. 3.22 :** Spectre des franges d'interférence FP à 291 K pour la DL 02-167 de dimension  $990 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ . Le trait plus épais correspond à une régression qui a permis de calculer le coefficient de pertes internes.

Malheureusement, la forme de cette équation la rend peu pratique pour analyser le spectre des franges d'interférence. Généralement, ce problème sera contourné en définissant un facteur de contraste relié au rapport du maximum et du minimum de l'intensité de sortie lorsque la phase  $2\pi d/\lambda_o = 0, \pi, \dots$  et  $2\pi d/\lambda_o = \pi/2, 3\pi/2, \dots$  respectivement. On mesure alors ces extrema sur le spectre qui permettent de calculer directement  $\alpha_i$ . Toutefois, le bruit dans le spectre mesuré pour 02-167 empêche de bien déterminer ces extrema. Nous avons donc manipulé la relation (3.24) pour la rendre sous forme linéaire en fonction de

$x \equiv \sin^2(2\pi n_{\text{eff}} d/\lambda_o)$ , ce qui donne:

$$\frac{1}{I_{\text{sortie}}} = \frac{1}{I_o n_{\text{eff}} (1-R)} \left[ \exp(\alpha_i d) + R^2 \exp(-\alpha_i d) - 2R + 4R \sin^2(2\pi n_{\text{eff}} d/\lambda_o) \right]. \quad (3.25)$$

Pour chaque demi-période spectrale pour laquelle  $x$  varie de 0 à 1 ou de 1 à 0, on peut alors performer une régression linéaire par la méthode des moindres carrés de l'inverse de l'intensité de sortie en fonction de la longueur d'onde. La pente de cette régression permet

d'évaluer  $I_o$  et avec l'ordonnée à l'origine, on calcule la valeur de  $\alpha_i$  pour chaque demi-période spectrale. En faisant l'approximation que la dépendance en longueur d'onde de  $\alpha_i$  est négligeable sur 2 nm, on prend la moyenne de ces valeurs, soit  $\alpha_i \approx 31.4 \text{ cm}^{-1}$ . En utilisant ce résultat dans la relation (3.24), on illustre la régression par une ligne plus épaisse sur la fig. 3.22. L'intervalle de confiance pour  $\alpha_i$  se situe de  $30.2 \text{ cm}^{-1}$  à  $32.6 \text{ cm}^{-1}$  au niveau de confiance 95%. Cet intervalle de confiance recoupe celui de notre autre mesure de  $\alpha_i$  énoncé à la page 99, soit un intervalle de  $17 \text{ cm}^{-1}$  à  $31 \text{ cm}^{-1}$  au niveau de confiance 68%. Cette deuxième méthode a donc permis de réduire l'intervalle en nous donnant plus de confiance que la valeur réelle de  $\alpha_i$  se trouve dans cet intervalle. Pour diminuer l'étendue de l'intervalle de confiance de cette deuxième méthode, on cherche des approches permettant de réduire le bruit dans le spectre des franges d'interférence FP. L'analyseur de spectre optique a déjà été configuré pour faire un moyennage lors de l'acquisition, mais le nombre de données utilisées dans cette moyenne est limité par le temps qu'on désire consacrer à chaque spectre. L'alternative est de changer complètement le système de détection s'il est possible d'en obtenir un nouveau qui aurait une meilleure sensibilité. On pourrait aussi essayer de diminuer la quantité de lumière perdue lors du couplage dans la fibre optique en employant une fibre multimode au lieu de monomode. Il y a aussi beaucoup de lumière qui est perdue à la facette arrière de la DL, ce qui pourrait être éliminé en déposant une couche diélectrique à haute réflectivité sur cette facette, mais ceci causerait une plus grande incertitude sur le coefficient de réflexion. L'idéal est donc de concevoir une DL plus performante avec peu de pertes internes, ce qui augmenterait l'intensité de la lumière émise. Malgré la piètre qualité du signal détecté, on parvient cependant à confirmer l'observation de la section précédente à savoir que les pertes internes sont élevées. Pour expliquer cette situation, on se rappellera que notre analyse du guidage d'onde à la section 3.1.1 a montré que la lumière n'était pas très bien confinée selon l'axe des  $x$  avec  $\Gamma_x^{opt} \approx 53 \%$ . Ceci indique que le profil en intensité vertical de l'onde EM dans la DL est étendu et aura donc une plus grande probabilité de rencontrer des défauts qui absorbent la lumière ou tout autre mécanisme qui permettra à des photons de s'échapper du mode guidé. De plus, nous avons observé précédemment qu'il y a présence significative de diffusion des porteurs demandant plus de courant pour atteindre le seuil de transparence. Conséquemment, cette augmentation

de la densité de porteurs causera plus de pertes internes par absorption via des porteurs libres. Un dernier point à soulever dans cette discussion est que les pertes internes sont susceptibles de varier en fonction de la longueur d'onde. Le spectre des franges FP a été mesuré aux alentours de la longueur d'onde d'opération de la DL, soit 1580 nm, et on a fait l'approximation que  $\alpha_i$  était constant sur la plage de 2 nm balayée. Ceci nous a permis de faire la moyenne des valeurs de  $\alpha_i$  calculées à chaque demi-période. Nous avons aussi utilisé une valeur constante de  $n_{eff} = 3.2$  dans ces calculs, mais cette valeur dépend en fait de la longueur d'onde comme cela a été discuté à section 3.1.1 et ceci implique une variation spectrale de  $\alpha_i$ . La fig. 3.22 appuie cet énoncé puisqu'on observe un déphasage entre le spectre mesuré et celui calculé avec  $n_{eff}$  constant. De plus, la distribution inhomogène des PQs fait en sorte que  $J_{tr}$  est aussi dépendant de la longueur d'onde puisque la densité de PQs varie avec la longueur d'onde affectant ainsi  $\alpha_i$  par le biais de l'absorption due aux porteurs libres. Il serait possible de vérifier la dépendance spectrale des pertes internes en variant la longueur d'onde à laquelle le seuil de transparence est déterminé et en faisant suivre la plage de mesure du spectre des franges FP pour le calcul de  $\alpha_i$ .

### 3.5 Synthèse et recommandations

Les expériences présentées dans ce chapitre ont démontré notre thèse que les PQs InAs/InGaAsP dont la croissance a été faite sur un substrat (100) InP permettent d'obtenir de l'émission laser. En effet, les caractéristiques spectrales de la lumière provenant des DLs contenant ces PQs ont rempli les conditions lasers d'émission quasi monochromatique et de cohérence spatiotemporelle qui sont interreliées. De plus, le comportement de la puissance optique de ces DLs en fonction du courant injecté possédait la caractéristique attendue de l'émission stimulée qui augmente plus rapidement et linéairement au-dessus du courant de seuil laser. Trois différentes structures de DLs ont été comparées montrant qu'une meilleure performance est obtenue avec un plus grand potentiel de confinement des porteurs dans les PQs. Une augmentation de la densité de PQs peut aussi majorer la performance dans la limite où la densité de courant nécessaire pour atteindre le seuil de transparence ne devient pas la contribution majoritaire à  $J_{th}$ .

Après la publication de nos travaux, mais avant le dépôt de cette thèse, le groupe de Jang et al.[28] a obtenu les meilleures performances pour les DLs-PQs InAs/InGaAsP/InP qu'on retrouve dans la littérature scientifique à l'heure actuelle. On compare donc ici nos plus récentes caractérisations avec celles faites par ce groupe. Leur article indique un seuil laser de  $J_{th} \approx 2.2 \text{ kA/cm}^2$  pour une longueur de diode et une densité de PQs similaires aux nôtres, soit 1 mm et 5 couches avec  $\sim 1 \times 10^{11} \text{ PQs/cm}^2$ , respectivement. En tenant compte de la diffusion latérale des porteurs de charge, notre structure laser la plus performante clivée à une longueur de 990  $\mu\text{m}$  a un meilleur seuil  $J_{th}$  de  $1.1 \text{ kA/cm}^2$  à température de la pièce. Toutefois, la publication de Jang et al. rapporte une valeur de  $\eta_d \approx 26 \%$  supérieure à celle que nous avons mesurée, soit 9.4 %. Notre comparativement faible rendement quantique différentiel externe est imputable à des pertes internes de photons importantes dans nos DLs. Étant donné que le rendement quantique interne de nos DLs est  $\eta_i \approx 25 \%$ , la réduction des pertes internes ne serait cependant pas suffisante pour surpasser leur valeur de  $\eta_d \approx 26 \%$ , mais nous reviendrons sur diverses stratégies pour améliorer la performance de nos DLs dans le dernier paragraphe de ce chapitre. Notons au passage qu'un survol des sites Web de

sociétés commerciales qui vendent des DLs semi-conductrices indiquent généralement des valeurs de  $\eta_d$  entre 10 % et 30 % ainsi que  $I_{th}$  entre 5 mA et 30 mA, ce qui est comparable à la performance de notre meilleure structure laser. Mentionnons que nous avons aussi caractérisé la variation de  $J_{th}$  avec la température; les valeurs de  $T_o$  obtenues se situent entre 52 K et 121 K. Un changement de la valeur de  $T_o$  a été observé à 180 K et attribué à un changement de la dynamique des porteurs dû à la participation d'états  $q = 2$  des PQs dans l'émission laser. Une expérience qui supporte cette hypothèse en analysant le décalage en longueur d'onde de l'émission laser avec la température sera présentée au prochain chapitre.

Une relation empirique (3.18) a été employée pour relier le gain à la densité de courant injecté. Afin de corroborer cette relation pour la structure 02-167, on peut utiliser un ensemble de résultats obtenus pour différentes longueurs de DL dans ce chapitre afin de calculer le maximum du spectre de gain au seuil laser en faisant l'approximation que cette valeur est indépendante de la longueur d'onde. On substitue donc le facteur de confinement  $\Gamma^{PQ} = 1.3 \%$  et l'indice de réfraction effectif  $n_{eff} = 3.2$  calculés à la section 3.1 ainsi que la

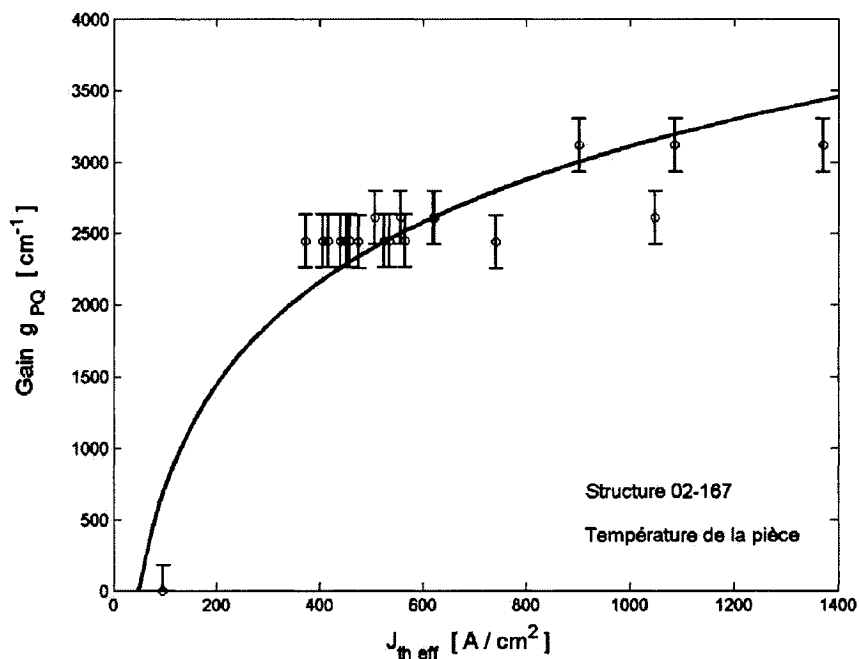


Fig. 3.23 : Gain en fonction de la densité de courant seuil pour la DL 02-167 à température de la pièce. La densité de courant de transparence a été incluse dans le graphique.

moyenne de  $\alpha_i = 28 \text{ cm}^{-1}$  calculée avec les valeurs des sections 3.3 et 3.4 dans :

$$g_{PQ,th} = \frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma^{PQ}} = \frac{1}{\Gamma^{PQ}} \left[ \alpha_i + \frac{1}{d} \ln \left| \frac{n_{eff} + 1}{n_{eff} - 1} \right|^2 \right], \quad (3.26)$$

où le terme à l'intérieur du logarithme est l'inverse du coefficient de réflexion des facettes de la DL. La fig. 3.23 montre les résultats de ce calcul avec diverses longueurs de DLs pour lesquelles nous avons évalué  $J_{th,eff}$  à la section 3.3. Les plateaux apparents dans cette figure sont dus aux multiples mesures de valeur variable effectuées pour une longueur de DL donnée. La valeur de  $J_{tr,eff}$  obtenue à partir de l'expérience de la section 3.4 est aussi incluse dans le graphe puisque nous savons que  $g_{PQ} = 0$  au seuil de transparence. Une régression par la méthode des moindres carrés de la relation empirique (3.18), qui a été ajustée aux données à l'aide des paramètres  $J_o/\eta$  et  $g_o$ , est indiquée par la ligne pleine et elle semble applicable à la DL-PQs 02-167. Les barres d'erreur de ce graphique correspondent à 2/3 de la déviation standard des données par rapport à la régression, soit approximativement  $180 \text{ cm}^{-1}$ . Il existe cependant de meilleures techniques pour évaluer la dépendance du gain sur la densité de courant injectée. Entre autres, le facteur de gain de simple passage peut être mesuré directement lorsque des couches diélectriques anti-réfléchissantes sont déposées sur les facettes de la DL, ce qui permet de l'utiliser en tant qu'amplificateur optique à semi-conducteur. Une technique classique est celle développée par Hakki et Paoli[129-131] et qui utilise le spectre des franges d'interférence FP similairement à ce que nous avons fait à la section 3.4.

On termine avec quelques suggestions pour améliorer le concept des structures lasers à PQs InAs/InGaAsP/InP et qui sont inspirées d'observations faites dans ce chapitre. La modification primordiale à apporter au design est d'ajuster l'épaisseur du coeur du guide d'onde vertical pour maximiser le confinement de l'onde EM à l'intérieur du guide afin de diminuer les pertes internes  $\alpha_i$  et augmenter le gain modal  $\Gamma^{PQ}g_{PQ}$ . Ensuite, l'étalement latéral du courant injecté devrait être minimisé en modifiant les quantités de dopants et possiblement en changeant la profondeur de gravure de la moulure des lasers tant que cela n'affecte pas significativement le confinement horizontal de l'onde EM. De plus, il serait avantageux d'utiliser la valeur optimale de densité de PQs qui minimise la densité de

courant seuil  $J_{th}$  en équilibrant les contributions du taux de capture des porteurs et du gain modal versus l'inversion de population de l'ensemble de porteurs requise pour atteindre le seuil de transparence des DLs. On pourrait aussi tenter de rendre  $J_{th}$  moins sensible aux variations de température en travaillant sur la taille et la composition des PQs afin d'avoir une seule transition permise pour la majorité de l'ensemble des PQs. Toutefois, les états liés impliqués ne devront pas être trop près énergétiquement de la limite du potentiel de confinement, car cela augmenterait la probabilité que les porteurs s'échappent des PQs. Dans la même veine, il serait intéressant de vérifier si un remplacement du matériel quaternaire qui sépare les couches de PQs par InP permettrait d'obtenir une meilleure performance des DLs à température de la pièce en augmentant le potentiel de confinement pour réduire la probabilité d'émission thermionique des porteurs. Cette modification ajoute cependant des problèmes supplémentaires en ce qui concerne l'injection des porteurs d'une couche de PQs à l'autre puisque celle-ci dépendrait alors de façon plus importante de l'effet tunnel. Ce changement ne devrait toutefois pas affecter significativement le confinement vertical de l'onde EM en autant que les couches de matériel quaternaire qui séparent les PQs des couches de recouvrement d'InP soient suffisamment épaisses. Finalement, nous avons vu que les fluctuations de taille des PQs sont nuisibles à la performance des DLs qui opèrent à une longueur d'onde donnée d'où l'ensemble de PQs devrait être le plus uniforme possible. Ce désavantage apparent peut toutefois être exploité pour produire des DLs accordables sur une large plage de longueur d'onde comme nous le verrons au prochain chapitre.

## CHAPITRE IV : DIODES LASER À POINTS QUANTIQUES ACCORDABLES

Le deuxième volet de l'énoncé de thèse est de démontrer que les DLs-PQs InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP sont accordables dans la région de longueur d'onde 1.5-1.7  $\mu\text{m}$ . Cette région a l'avantage de couvrir les bandes de télécommunication C et L incluant la longueur d'onde 1550 nm pour laquelle les fibres optiques possèdent un minimum d'absorption des ondes EMs. De plus, cette région peut être utile en biologie puisque les tissus cellulaires ont une fenêtre de transmission de la lumière dans l'infrarouge. Le désavantage de la distribution de taille des PQs pour la performance de DLs opérant à une seule longueur d'onde sera ici mis à profit pour réaliser un dispositif accordable. Seul un sous-ensemble restreint de la population de PQs participe à l'émission laser, mais cela n'empêche pas que les porteurs injectés dans une DL vont emplir les états des autres PQs. On obtient donc un spectre de gain large qui pourrait être exploité en accordant la longueur

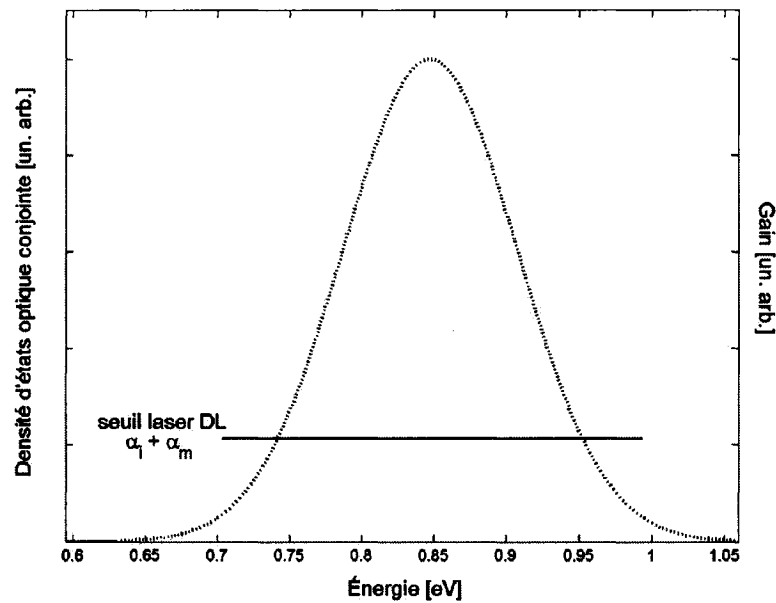


Fig. 4.1 : Densité d'états optique conjointe en fonction de l'énergie pour une DL dont l'ensemble inhomogène de PQs aurait un seul état confiné. L'intersection avec le seuil du laser accordable en cavité externe indique la plage maximale d'accord possible.

d'onde de l'émission laser. En théorie, toute la plage d'énergie couverte par les transitions possibles pour l'ensemble des PQs pourrait procurer de l'émission laser avec suffisamment de porteurs injectés. En pratique, on fait face à la limitation de devoir compenser les pertes de photons de la cavité laser et la plage d'accord est réduite. Ceci est illustré à la fig. 4.1; la plage d'accord possible pour une DL hypothétique dont les PQs auraient un seul état confiné se situe entre les valeurs d'énergie où la densité d'états optique conjointe croise la ligne représentant les pertes du laser. Dans le cas d'une DL sans trop de perte, le spectre de PL donne une bonne idée de la plage d'accord disponible, car le taux de recombinaison de porteurs plus lent de l'émission spontanée permet potentiellement de remplir tous les états confinés disponibles avec assez de porteurs injectés et le spectre obtenu sera similaire à celui de la densité d'états optique conjointe. Pour la structure 02-167 à température de la pièce, nous avons présenté un spectre de PL à la fig. 3.9 (b) ayant une largeur de l'ordre de 350 nm laissant présager une grande plage d'accord possible pour cette structure. Lorsque nous utilisons la cavité FP constituée par les facettes d'une DL, la longueur d'onde de l'émission laser est imposée par le maximum du spectre de gain. On peut toutefois contrôler le niveau de pertes ou la forme du spectre de gain par le biais de paramètres expérimentaux comme la longueur des DLs et leur température. Ces méthodes d'accord spectral de l'émission laser seront investiguées dans la première section de ce chapitre. Pour s'affranchir de cette limitation qui nous obligerait à utiliser plusieurs DLs ou à changer la température pour accorder les DLs, nous avons eu recours à une cavité externe contenant un élément optique qui permet de sélectionner la longueur d'onde de rétroaction. Ce laser accordable en cavité externe (LACE) sera étudié dans la deuxième section de ce chapitre, mais sans entrer dans une analyse de la propagation des ondes EMs qui peut devenir complexe.[132]

## 4.1 Accord de longueur d'onde avec la longueur et la température d'une diode laser

La discussion de l'effet des paramètres de longueur de cavité et de température sur la longueur d'onde de l'émission laser est la suite de l'analyse des mesures de caractéristiques spectrales des DLs débutée à la section 3.2. On étudie d'abord le changement de longueur d'onde avec la longueur de la DL tel qu'illustré à la fig. 4.2. Les spectres de l'émission laser de la structure 00-226 présentés en (a) démontrent sans équivoque que l'émission laser est décalée vers le bleu lorsqu'on raccourcit la DL. Cette variation de la longueur d'onde au seuil est une conséquence de la faible densité d'états dans les PQs qui pousse rapidement le maximum de gain à plus haute énergie lorsque la densité de porteurs augmente. Nous avons déjà constaté l'augmentation de la densité de courant seuil  $J_{th}$  pour des DLs plus courtes au chapitre précédent. La fig. 4.3 explicite différemment ce phénomène d'après la condition d'oscillation laser demandant l'égalité entre le gain et les pertes des DLs. Les seuils lasers sont supposés approximativement constants en énergie et sont donc représentés par une ligne. La DL fictive correspondant au seuil laser 1 est plus courte que celle qui correspondrait au seuil 2; les pertes miroirs sont moins élevées dans ce deuxième cas. On

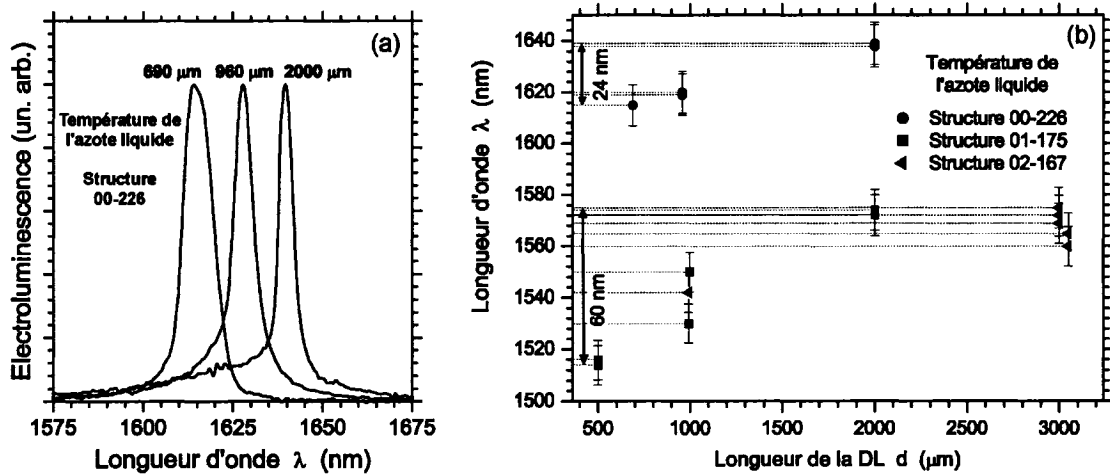
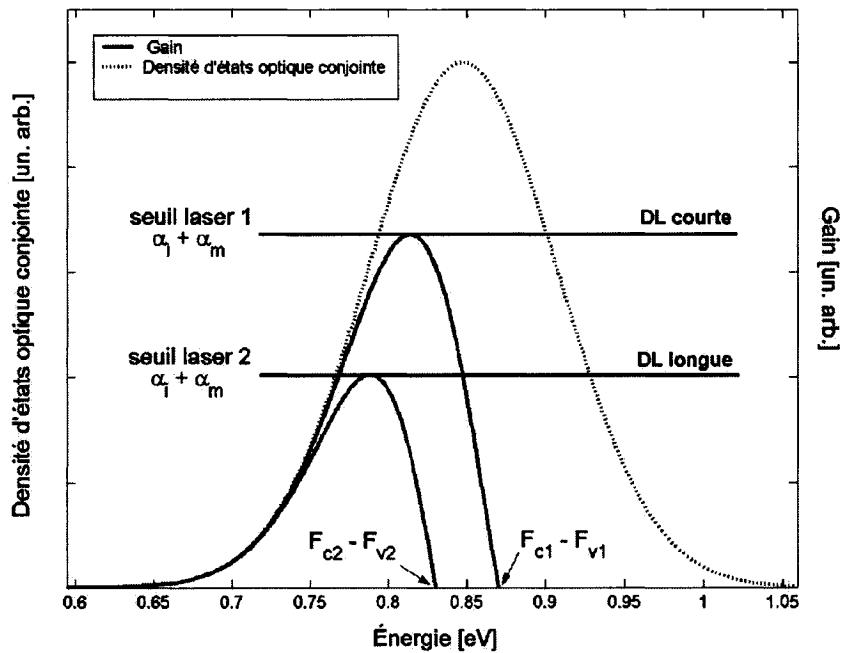


Fig. 4.2 : Accord de la longueur d'onde d'émission laser avec la longueur des DLs. Spectres d'EL un peu au-dessus du seuil laser pour trois longueurs de la structure 00-226 en (a) et position spectrale de l'émission laser pour différentes longueurs des structures 00-226, 01-175 et 02-167 en (b). Les barres d'erreur en (b) représentent la largeur à mi-hauteur spectrale de l'émission laser.



**Fig. 4.3 :** Effet de la longueur d'une DL sur les pertes de celle-ci et répercussion de cet effet sur la courbe de gain (traits pleins) au seuil laser avec différentes densités de porteurs. La ligne pointillée indique la densité d'états optique conjointe des PQs, celle-ci étant indépendante de la longueur des DLs.

doit donc injecter plus de porteurs pour augmenter le spectre de gain, illustré par les lignes pleines à la fig. 4.3, afin d'atteindre le seuil laser d'une diode plus courte. Le déplacement du maximum de ce spectre de gain au seuil laser se traduit directement par un décalage spectral de l'émission laser. En retournant en (b) de la fig. 4.2, on voit clairement que diverses longueurs de DLs permettent d'accorder l'émission laser sur une plage de longueurs d'onde. Avec les longueurs de DLs étudiées à la température de l'azote liquide, cette plage est de 60 nm centrée à 1545 nm pour les structures 01-175 et 02-167 alors que la plage de la structure 00-226 est de 24 nm centrée à 1630 nm. Nous avons déjà mentionné à la section 3.2.2 que le plus grand potentiel de confinement des porteurs dans les PQs pour les structures 01-175 et 02-167 fait en sorte que les niveaux d'énergie discrets se retrouvent à plus haute énergie. On observe aussi que la profondeur du potentiel influence la plage d'accord avec la longueur des DLs. L'émission à plus grande longueur d'onde de 00-226 correspond bien à la fig. 3.6 de la section 3.2.2 où un comportement similaire de l'émission laser avait été observé. De plus, une réduction de la profondeur du potentiel de confinement

limite la plage d'énergie sur laquelle il est possible d'avoir des états liés dans les PQs. Conséquemment, la plage des transitions radiatives est aussi limitée et l'accord en longueur d'onde pour la structure 00-226 est plus restreint en raison de son potentiel de confinement inférieur.

Le deuxième paramètre étudié qui affecte la longueur d'onde de l'émission laser est la température. Pour obtenir les spectres de l'émission laser présentés à la fig. 4.4 (a), on doit laisser le cryostat se réchauffer en mesurant successivement les spectres. Puisque notre

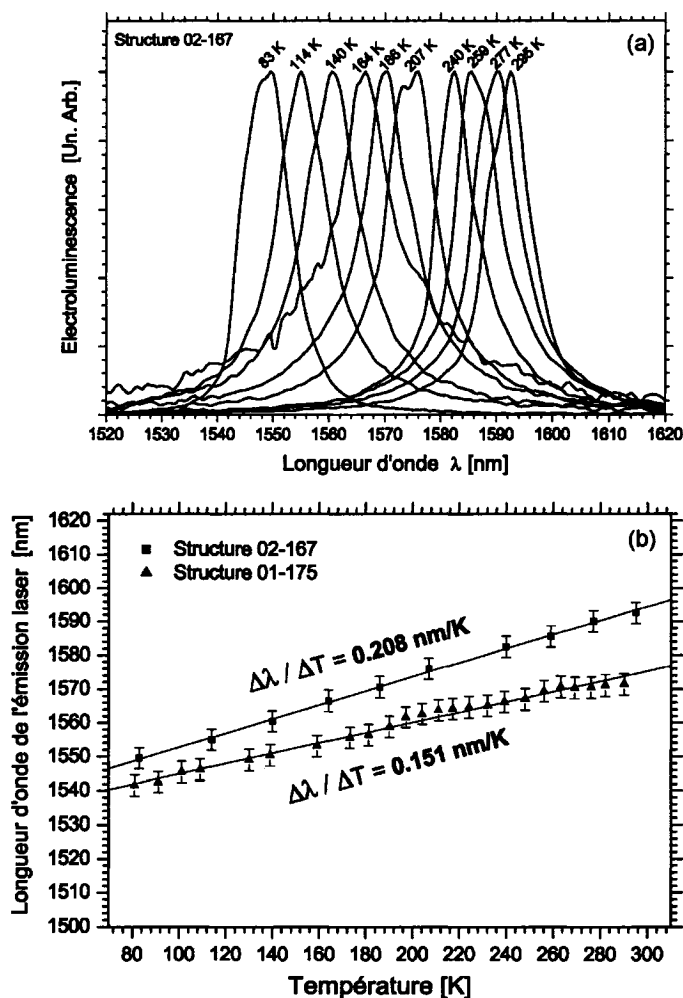
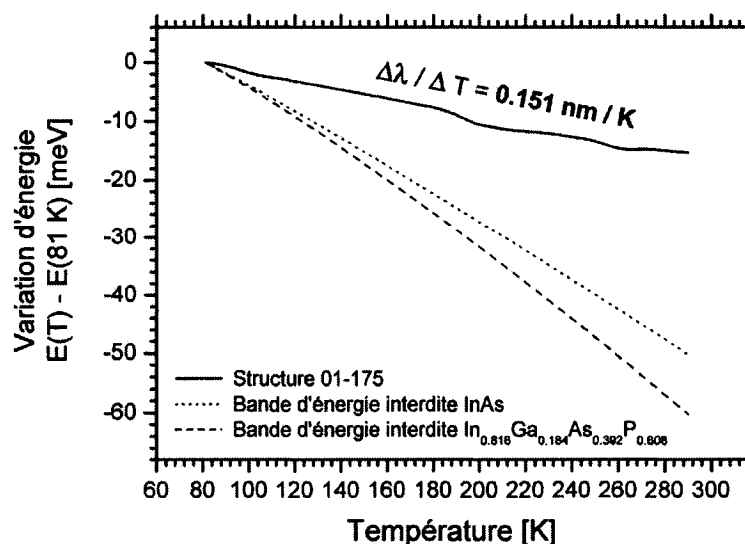


Fig. 4.4 : Accord de la longueur d'onde d'émission laser avec la température des DLs. Spectres un peu au-dessus du seuil laser en fonction de la température pour le laser à moulure 02-167 de dimension  $990 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$  en (a). Variation de la position spectrale de l'émission laser avec la température pour les lasers à moulure 01-175 et 02-167 de dimension  $990 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$  dans les deux cas en (b).

système de détection de la luminescence fait un balayage des longueurs d'onde, l'acquisition du spectre n'est pas instantanée et la température varie. Heureusement, la largeur spectrale réduite de l'émission laser permet d'avoir une température approximativement constante sur le pic d'émission et on notera la température lorsque la luminescence a atteint son maximum. La partie la plus précaire de cette expérience est de s'assurer que le courant injecté permette de garder la DL légèrement au-dessus de son seuil laser pendant que le spectre est mesuré et que la température augmente. Comme nous avons discuté à la section 3.3.2, le réchauffement des DLs rend la distribution énergétique des porteurs plus étendue et la densité de porteurs injectés doit être augmentée pour compenser. Nous avons vu à la fig. 4.3 qu'une plus grande densité de porteurs devrait résulter en un décalage vers le bleu de l'émission laser et pourtant, c'est un décalage vers le rouge en fonction de la température qu'on observe à la fig. 4.4. Ce décalage peut s'expliquer par la diminution de la bande d'énergie interdite des matériaux constituant les PQs lorsque la température augmente conformément à l'équation de Varshni.[115] Toutefois, le remplissage des états de l'ensemble des PQs se trouve tout de même à jouer un rôle en ralentissant ce décalage vers le rouge. La fig. 4.5 confirme la présence d'un ralentissement par rapport au décalage des bandes d'énergie interdite : on voit sur cette figure que ces dernières diminuent d'environ



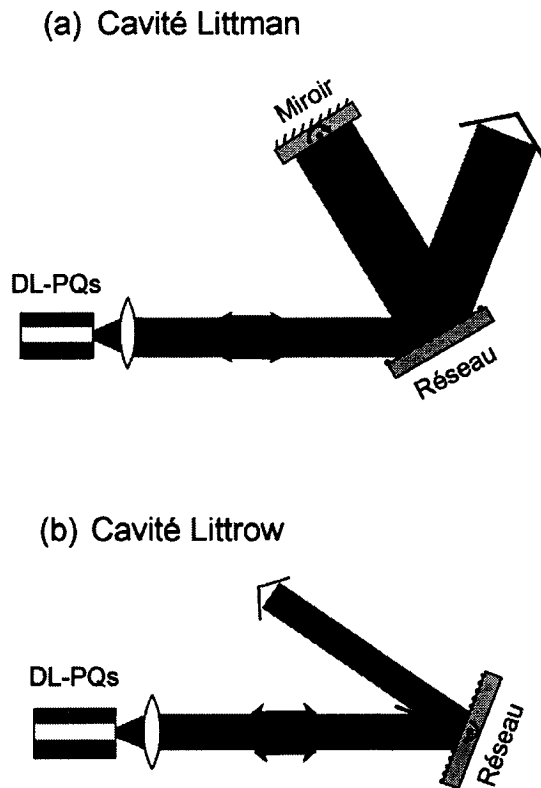
**Fig. 4.5 :** Comparaison du décalage en longueur d'onde de l'émission du laser à moulure 01-175 de dimension  $990 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$  avec celui des bandes d'énergie interdite des matériaux constituant les PQs dans cette structure.

50 meV sur 180 K alors que l'émission laser de la structure 01-175 diminue 20 meV seulement. À la fig. 4.4 (b), on présente la variation spectrale de l'émission laser avec la température pour les structures 02-167 et 01-175. Le taux de décalage est de 0.208 nm/K et 0.151 nm/K, respectivement pour chaque structure. À partir de la déviation standard des données par rapport à la régression effectuée par la méthode des moindres carrés, on obtient une incertitude probable de 0.003 nm/K pour ces deux taux. La plus grande densité de PQs dans la structure 02-167 résulte en un spectre de densité d'états globalement plus élevé d'où une même densité de porteurs peuplera des états à plus basse énergie comparativement à 01-175. L'effet de la variation de la bande d'énergie interdite est donc moins compensé par le remplissage énergétique des états et le décalage vers le rouge est plus important dans ce cas. Cette compensation est encore moins efficace dans le cas des autres hétérostructures étant donné leur plus grande densité d'états; entre autres, les DLs à puits quantiques ont généralement un taux de décalage vers le rouge aux environs de 0.5 nm/K. En terminant, ces deux études préliminaires supportent notre thèse que l'accord en longueur d'onde de DLs-PQs InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP est possible dans la région 1.5-1.7  $\mu\text{m}$ .

## **4.2 Lasers à points quantiques accordables dans une cavité externe**

### **4.2.1 Méthodes expérimentales**

On se penche maintenant sur une expérience où nous avons accordé l'émission laser des DLs-PQs InAs/InGaAsP/InP sur une plage de longueur d'onde à l'aide d'une cavité optique externe contenant un élément de diffraction. La majeure partie des méthodes utilisées dans cette expérience ont déjà été décrites dans le chapitre précédent. En effet, l'injection du courant se fait de façon quasi continue comme mentionné dans la section 3.2.1, mais avec des pointes métalliques et avec la DL placée sur un support permettant de contrôler la température tel que décrit dans la section 3.4.1. La détection de la lumière émise par le LACE se fait avec l'analyseur de spectre optique si on veut observer les propriétés spectrales ou avec un wattmètre si on veut évaluer la performance optoélectronique et ces méthodes ont déjà été discutées aux sections 3.2.1 et 3.3.1, respectivement. Notons cependant que le faisceau de sortie du LACE est parallèle, donc seulement une lentille est nécessaire pour focaliser la lumière sur la tête de détection du wattmètre ou à l'entrée d'une fibre optique multimodale. Il ne reste donc plus qu'à décrire la partie centrale de ce montage, soit les composantes optiques du LACE. Deux configurations ont été employées pour sélectionner la longueur d'onde de rétroaction de la cavité optique externe. La cavité Littman[133] est illustrée à la fig. 4.6 (a) et la cavité Littrow, basée sur une configuration utilisée en spectroscopie[5], en (b) de cette même figure. Ces deux cavités comprennent, en plus du laser à moule 02-167 qui constitue le milieu actif, une lentille asphérique et un réseau. La lentille asphérique achetée de Thorlabs a une grande ouverture numérique, soit 0.65, pour recueillir un maximum de la lumière fortement divergente à la sortie de la DL tout en minimisant le problème d'aberration sphérique. Le diamètre de cette lentille est de 4 mm et sa distance focale effective est de 2.75 mm. Elle est aussi recouverte d'une couche diélectrique anti-réflexion sur la plage  $1 \mu\text{m} - 1.8 \mu\text{m}$ . Notons qu'un duo de lentilles cylindriques serait plus approprié pour rendre le faisceau parallèle indépendamment dans les directions  $x$  et  $y$ , car la forme du faisceau est elliptique en raison des différentes largeurs effectives du mode guidé à la sortie de la DL causant une plus grande divergence dans la direction  $x$ . Le réseau de diffraction qui sélectionne la longueur d'onde de rétroaction



**Fig. 4.6 :** Montage expérimental d'un LACE avec la configuration Littman en (a) et Littrow indiquant l'angle d'incidence  $\theta$  en (b).

provient de la compagnie Richardson Gratings. Il possède 300 rainures par mm et est blazé à  $1.7 \mu\text{m}$  qui est la valeur disponible la plus proche de la plage d'accord attendue pour nos DLs-PQs. Approximativement 90 % de la lumière incidente sera diffractée dans le premier ordre du réseau, assurant une bonne rétroaction pour le LACE. En plus de ces deux composants optiques, la cavité Littman contient un miroir qui est recouvert d'une couche d'argent permettant d'augmenter son coefficient de réflexion dans l'infrarouge. Dans le cas de la cavité Littman, la longueur d'onde d'émission est accordée en tournant le miroir, d'où le faisceau de sortie du laser correspondant à l'ordre zéro de diffraction du réseau ne bouge pas. Dans le cas de la cavité Littrow, on tourne le réseau de diffraction pour changer la longueur d'onde modifiant ainsi la position du faisceau de sortie, ce qui est un inconvénient pour l'utilisation de ce laser. De plus, la finesse d'une cavité Littrow est inférieure à celle d'une cavité Littman, car l'aire du réseau interceptée par le faisceau qui se propage dans la cavité Littman est plus grande dû à un angle d'incidence sur le réseau supérieur dans cette

configuration. Cette meilleure finesse résulte en un faisceau de sortie ayant une plus petite largeur spectrale et donc une meilleure cohérence spatiotemporelle. Malgré ces deux avantages de la cavité Littman, nous avons majoritairement étudié les caractéristiques des DLs-PQs en cavité Littrow, car nous cherchons à obtenir la plus grande plage d'accord possible et celle-ci est limitée par de plus grandes pertes de photons dans la cavité Littman.

#### 4.2.2 Résultats et discussion

Notre étude du LACE avec les PQs d'une DL 02-167 de 990  $\mu\text{m}$  de long utilisés comme milieu actif peut être vue comme une caractérisation de la performance de ce dispositif accordable, mais d'un point de vue plus physique, on se trouve aussi à sonder les propriétés optiques d'émission stimulée des PQs en fonction de la longueur d'onde de l'interaction résonante avec le champ EM en rétroaction dans la cavité externe. On peut considérer l'effet du LACE comme une brève chute du seuil laser à la longueur d'onde de diffraction sélectionnée par le premier ordre du réseau puisque les pertes de la cavité externe sont beaucoup plus faibles avec le réseau qui tient lieu de miroir ayant un coefficient de réflexion de 90 % comparativement à la facette avant de la DL ayant un coefficient de réflexion de 27 %. Notons que la facette arrière de la DL tient lieu de deuxième miroir pour les deux cavités optiques. En tournant spatialement le réseau de diffraction d'un angle d'incidence  $\theta$  entre la normale au plan du réseau et le faisceau provenant directement de la DL-PQs, on déplace la position spectrale de la chute du seuil laser dans le cas d'une cavité externe Littrow. On obtient alors un effet de rétroaction dans la cavité à une longueur d'onde variable comme illustré par les spectres d'émission du LACE à la fig. 4.7 (a). L'émission laser est alors accordée sur une plage de 80 nm centrée à 1590 nm pour un courant injecté constant à 200 mA. Ceci est donc la dernière évidence expérimentale qui supporte l'énoncé de thèse concernant l'accord des DLs-PQs InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP dans la région de longueur d'onde 1.5-1.7  $\mu\text{m}$  et celle-ci sera analysée dans le reste de ce chapitre. Cette fig. 4.7 (a) montre aussi que l'onde EM oscille dans une double cavité, car en plus de l'accord spectral dû à la cavité externe impliquant résonance de celle-ci, on observe aussi dans les spectres la présence des modes longitudinaux de la DL en raison de la résonance de la cavité FP. Notons que les modes longitudinaux de la cavité externe qui est beaucoup plus

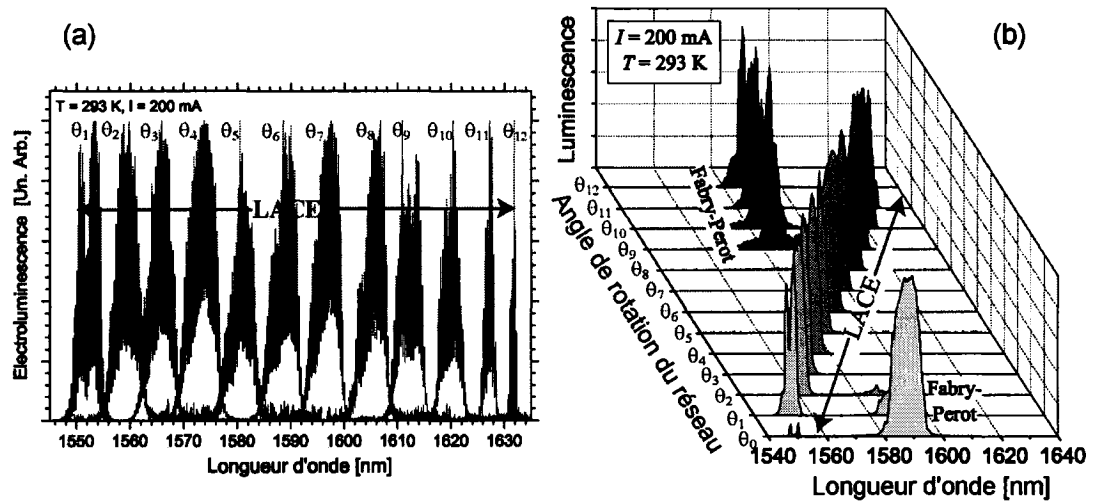


Fig. 4.7 : Accord de l'électroluminescence de la structure laser 02-167 en cavité externe Littrow. Spectres d'EL en deux dimensions pour différents angles  $\theta$  du réseau de diffraction en (a) et en trois dimensions en (b) incluant, dans ce deuxième cas, l'émission de la cavité FP stable en longueur d'onde.

longue ne sont pas résolus. La longueur de cohérence de l'émission laser avec une cavité Littrow est similaire à ce qui a été obtenu pour la cavité FP à la section 3.2.2, soit environ 300  $\mu\text{m}$ . Nous avons mentionné que la finesse d'une cavité Littman est supérieure à celle d'une cavité Littrow et nous avons effectivement mesuré une meilleure longueur de cohérence, soit approximativement 500  $\mu\text{m}$ . Il est intéressant de voir que la largeur des spectres à la fig. 4.7 (a) semble diminuer aux extrémités de la plage d'accord. En déplaçant en longueur d'onde la chute du seuil laser dû au LACE, on sort progressivement de la plage de gain, réduisant d'un côté la largeur spectrale sur laquelle on peut obtenir de l'émission laser jusqu'à ce que le seuil laser soit complètement dans la région où il est supérieur au gain et qu'on ne puisse plus observer d'émission laser. La fig. 4.7 (b) présente les mêmes spectres pour le LACE qu'en (a), mais de façon tridimensionnelle afin de démontrer que le montage contient bien une double cavité optique : on voit qu'en plus de l'émission laser due à la cavité Littrow qui se déplace de façon spectrale avec l'angle de rotation du réseau, il y aussi de l'émission laser due à la cavité FP qui demeure à la même longueur d'onde. Lorsque l'émission du LACE entre dans la région d'émission de la cavité FP, c'est la première qui domine puisque son seuil laser est inférieur grâce à de plus faibles pertes miroirs. Un seul pic d'émission est visible à la fig. 4.8 (b) sur la plage de longueur d'onde qui correspond à

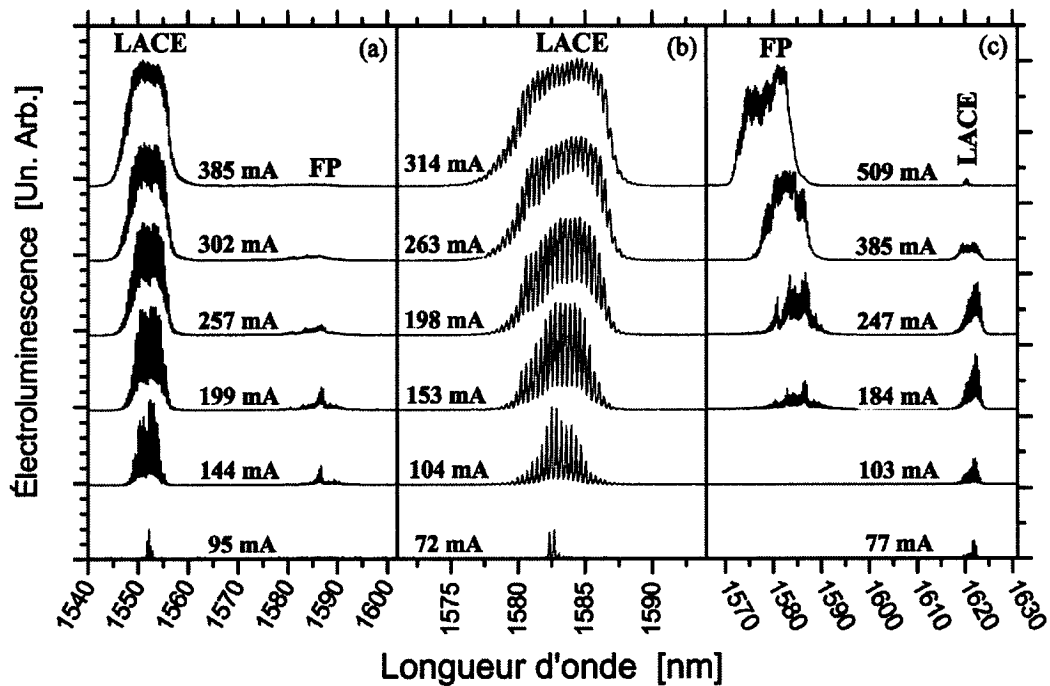


Fig. 4.8 : Comportement des spectres d'EL de la structure 02-167 en cavité externe Littrow avec le courant injecté au-dessus du seuil laser pour trois différentes positions spectrales de l'émission laser du LACE, soit à plus courte longueur d'onde que celle de la cavité FP en (a), dans la même plage de longueur d'onde en (b) et à longueur d'onde plus élevée en (c).

cette situation et ce pour différents courants d'injection. On présente deux autres situations sur cette même figure, soit celle où l'émission laser du LACE est à plus courte longueur d'onde en (a) et la situation inverse avec la cavité FP émettant à plus courte longueur d'onde en (b). Pour toutes ces situations, le LACE est toujours le premier à atteindre le seuil laser avec l'augmentation du courant injecté comme l'indique le premier spectre au bas de chacune des sections, ce qui est une autre conséquence positive des faibles pertes miroirs de la cavité externe. On note cependant que l'émission laser à plus haute énergie est toujours celle qui devient la plus intense optiquement avec suffisamment de courant injecté. Ceci est consistant avec une augmentation de la densité d'états optique conjointe qui permet d'obtenir une augmentation de la densité de porteurs avec l'énergie favorisant un plus grand taux de recombinaison stimulée. Cette justification n'est cependant plus valide si l'émission laser dépasse en énergie le maximum du spectre de la densité d'états optique conjointe. Cette analyse nous indique que le concept de DL idéale où chaque paire électron-trou injectée produit un photon s'applique moins bien au cas de notre laser avec une double

cavité optique. La dynamique du système en présence de deux pics d'émission laser donne deux voies de recombinaisons stimulées très rapides en plus des voies plus lentes de recombinaisons spontanée et non radiative. Chaque nouvelle paire électron-trou produira un photon par une seule de ces voies de recombinaison stimulée au détriment de l'autre voie. Il y a donc une compétition entre ces deux résonances laser : si le rendement quantique interne de l'une augmente, l'autre diminue.

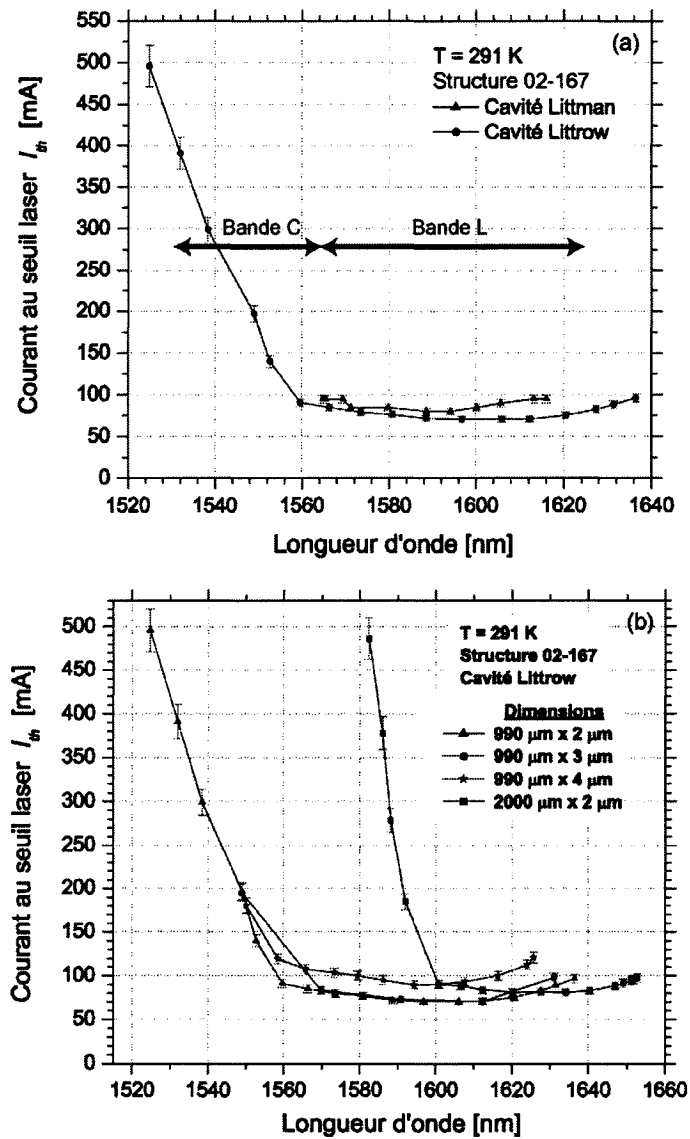


Fig. 4.9 : Courbes d'accord du LACE avec la structure 02-167 en configuration Littman et Littrow en (a). Les courbes d'accord pour différentes dimensions de la structure 02-167 sont données en (b) dans la configuration Littrow.

Pour évaluer la performance d'un LACE, on s'intéresse d'abord à sa plage d'accord en longueur d'onde qu'on souhaitera la plus large possible. On détermine cette plage en observant l'apparition de l'émission laser avec une caméra afin de produire une courbe de  $I_{th}$  en fonction de la longueur d'onde et celle-ci se retrouve à la fig. 4.9 (a). Les barres d'erreurs sur  $I_{th}$  dans cette figure ont été choisies pour avoir approximativement une étendue relative comme l'incertitude sur  $I_{th}$  indiquée à la table 5 puisque, comme on le verra plus loin, les courbes L-I d'un LACE ont un comportement similaire à celui de la DL utilisée comme région active. Dans la limite du courant d'injection maximal choisi pour éviter une dégradation catastrophique des facettes ou autre dommage irréversible de la DL, la plage d'accord avec une cavité Littman est d'environ 50 nm et celle d'une cavité Littrow est d'approximativement 110 nm couvrant les bandes de télécommunication C et L. Notons que chronologiquement, nous avons d'abord expérimenté avec la cavité Littman et étions plus prudent en limitant le courant injecté à 100 mA. Élever cette limite étendrait probablement la plage d'accord, mais cette dernière devrait demeurer inférieure à celle obtenue avec la cavité Littrow. En effet, un aller-retour complet du faisceau dans la cavité Littrow ne rencontrera qu'une seule fois le réseau diffraction alors qu'un aller-retour dans la cavité Littman passe deux fois par le réseau. Puisque ce dernier permet à la lumière de s'échapper de la cavité par le biais de diffraction dans d'autres ordres que le premier, les pertes de la cavité Littman sont plus élevées que celles de la cavité Littrow, ce qui réduit la plage d'accord potentielle comme nous l'avons vu à la fig. 4.1. La plage d'accord du LACE est limitée à basse énergie par la fin des transitions radiatives possibles pour l'ensemble de PQs, plus précisément par l'intersection de la densité d'états optique conjointe avec le seuil laser tel que discuté au début de ce chapitre. Toutefois à haute énergie, ce n'est pas la fin de la distribution des transitions radiatives qui limite la plage d'accord dans notre cas, mais plutôt notre capacité expérimentale à injecter suffisamment de porteurs pour remplir les états d'énergie plus élevée. L'augmentation rapide de  $I_{th}$  observée lorsque la longueur d'onde devient inférieure à 1560 nm est probablement causée par la participation d'états  $q = 2$ , ayant une plus grande dégénérescence, dans l'émission laser comme nous avons discuté à la section 3.3.3 dans le cas d'une augmentation de  $T_o$  à haute température. On note aussi qu'il y a une faible augmentation de  $I_{th}$  à l'autre extrémité de la plage d'accord et on suppose que ceci est dû à la diminution de la densité d'états optique conjointe dans cette région spectrale

comme illustré à la fig. 4.1. La plage d'accord est dépendante de la longueur de la DL comme on peut le voir à la fig. 4.9 (b); cette plage se rétrécit pour une DL plus longue. Les faibles variations de  $I_{th}$  avec différentes largeurs de DL deviendraient négligeables si on évaluait la densité de courant seuil effective en tenant compte de la diffusion latérale des porteurs. Par contre, on observe un déplacement significatif de la courbe d'accord vers des longueurs d'onde plus élevées dans le cas de la DL de 2 mm de long. Le prolongement de la courbe d'accord à ces plus grandes longueurs d'onde est consistant avec l'explication de la fig. 4.3. On peut voir qu'une DL plus longue a un seuil laser qui intersecte la courbe de densité d'états optique conjointe à plus basse énergie, permettant au LACE d'atteindre de plus grandes longueurs d'onde.

Ensuite, nous avons mesuré les trois courbes L-I qui sont présentées à la fig. 4.10 pour avoir une idée de l'évolution de la performance du LACE avec la longueur d'onde. Pour ce faire, on utilise le deuxième ordre de diffraction du réseau qui sépare spatialement le faisceau d'émission du LACE du faisceau provenant de la cavité FP. Ceci a pour désavantage que la puissance lumineuse mesurée sera très faible, puisque la plus grande partie de cette puissance est soit diffractée au premier ordre pour fournir la rétroaction de la

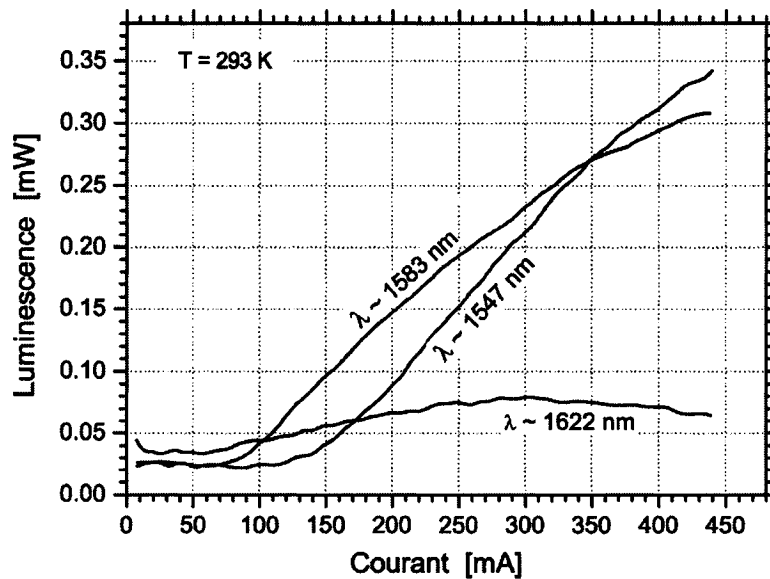


Fig. 4.10 : Courbes L-I de la structure 02-167 en cavité externe Littrow pour trois différentes longueurs d'onde d'émission laser.

cavité ou réfléchi à l'ordre zéro qui servira normalement de faisceau de sortie de la DL. La raison de choisir cette façon de procéder est qu'on peut mesurer directement la puissance de l'émission du LACE sans avoir recours à un autre élément optique pour séparer l'émission des deux cavités qui sont regroupées dans le même faisceau à l'ordre zéro. Le rendement quantique différentiel externe  $\eta_d$  calculé au deuxième ordre de diffraction est effectivement très faible, soit 0.03 %, 0.13 % et 0.15 % aux longueurs d'onde 1622 nm, 1547 nm et 1583 nm respectivement. Pour travailler avec de plus grandes puissances optiques du LACE, on préférera donc l'ordre zéro s'il est possible de filtrer l'émission de la cavité FP. Malgré ce faible rendement, on peut tout de même faire l'observation que  $\eta_d$  diminue avec la longueur d'onde et qu'il y a présence de saturation : la courbe L-I n'est pas complètement linéaire au-dessus du seuil laser pour  $\lambda \approx 1583$  nm et  $\lambda \approx 1622$  nm. La variation de  $\eta_d$  avec la longueur d'onde peut être expliquée par l'augmentation de la densité du sous-ensemble de PQs participant à l'émission laser avec l'énergie tant que la position spectrale du maximum de la densité d'états optique conjointe ne sera pas dépassée. La saturation des courbes L-I n'est pas causée par un réchauffement de la DL dans cette situation-ci, car elle devrait alors être présente dans toutes les courbes qui ont été mesurées à la même température et tel n'est pas le cas. Comme mentionné précédemment, l'apparition d'un deuxième pic d'émission laser à plus haute énergie crée une compétition entre deux voies de recombinaison stimulée faisant diminuer le rendement quantique interne  $\eta_i$  du LACE favorisant ainsi la saturation de la courbe L-I. Notons que cette saturation a aussi été observée en l'absence d'une double cavité [41] indiquant qu'un autre mécanisme que la compétition entre les deux voies de recombinaison stimulée contribue à la diminution de  $\eta_i$ . Malgré le taux de recombinaison des porteurs très rapide induit par la résonance de l'émission laser, celui-ci n'est tout de même pas infini. Lorsque la densité d'états optique conjointe devient faible vers les plus grandes longueurs d'onde, peu d'états sont disponibles pour les porteurs. Le taux de recombinaison fini de l'émission laser à ces longueurs d'onde ne parviendra éventuellement plus à vider assez rapidement ce nombre restreint d'états pour faire de la place aux nouveaux porteurs lorsque le courant d'injection est augmenté. Ces porteurs iront peupler des états d'énergie plus élevée au lieu de contribuer un nouveau photon à l'émission laser, ce qui diminue progressivement  $\eta_i$ . Ce problème devient moins important lorsque plus d'états sont disponibles pour les porteurs à l'énergie de la transition laser; ce pourquoi l'effet de

saturation de la courbe L-I n'apparaît pas aux plus courtes longueurs d'onde. En terminant cette section, on mentionne que le comportement de  $I_{th}$  mesuré avec les trois courbes L-I de la fig. 4.10, soit 60 mA à 1622 nm, 75 mA à 1583 nm et 125 mA à 1547 nm, correspond bien à ce qui a été observé à la fig. 4.9.

### **4.3 Synthèse et recommandations**

Dans ce chapitre, nous avons présenté des expériences qui soutiennent le deuxième volet de l'énoncé de thèse, soit la possibilité d'accorder les DLs-PQs InAs/InGaAsP sur un substrat de (100) InP entre 1.5  $\mu\text{m}$  et 1.7  $\mu\text{m}$ . La distribution inhomogène des PQs devient alors un avantage permettant d'obtenir un large spectre de gain. Nous avons montré qu'un changement de densité de porteurs injectés dans les DLs-PQs au seuil de l'émission laser modifie la longueur d'onde de celle-ci et que ce changement peut être induit par différentes longueurs de DLs ou par une variation de température. Cependant dans le deuxième cas, la contribution dominante au changement de longueur d'onde laser est la variation en température de la bande d'énergie interdite des semi-conducteurs constituant les PQs. Ces deux contributions au décalage de la longueur d'onde en température sont en sens opposés, ce qui rend l'émission des DLs-PQs moins sensible à la température; nous avons observé des décalages vers le rouge résultants à un taux de l'ordre de 0.2 nm/K. Nous avons ensuite étudié une composante optoélectronique accordable en plaçant une DL-PQs dans une cavité optique externe qui contrôle la longueur d'onde d'émission laser à l'aide d'un réseau de diffraction. Nous avons obtenu une plage d'accord de 110 nm centrée à 1580 nm, ce qui constitue, au meilleur de notre connaissance, le premier laser accordable à PQs dans la région de longueur d'onde 1.5-1.7  $\mu\text{m}$ . La plage d'accord de 201 mesurée par Varangis et al. [42] pour des lasers à PQs InAs/InGaAs se situe à des longueurs d'onde inférieures à 1.3  $\mu\text{m}$ . Il existe toutefois des lasers accordables à puits quantiques qui ont une plus grande plage d'accord dans cette région de longueur d'onde [134-136], mais un bon travail d'optimisation des DLs-PQs et de la cavité externe devrait permettre de dépasser cette plage tout en conservant une plus petite densité de courant seuil.

En plus des modifications proposées au chapitre précédent pour améliorer la performance de nos DLs, on voudra contrôler autant que possible la distribution de taille des PQs lors de la croissance afin d'élargir le spectre de la densité d'états optique conjointe, ce qui devrait permettre d'augmenter la plage d'accord du LACE. Une autre façon d'élargir ce spectre serait d'utiliser un alliage comme InGaAs pour les PQs et de varier la composition de l'alliage d'une couche de PQs à l'autre. Le changement de potentiel de confinement et de

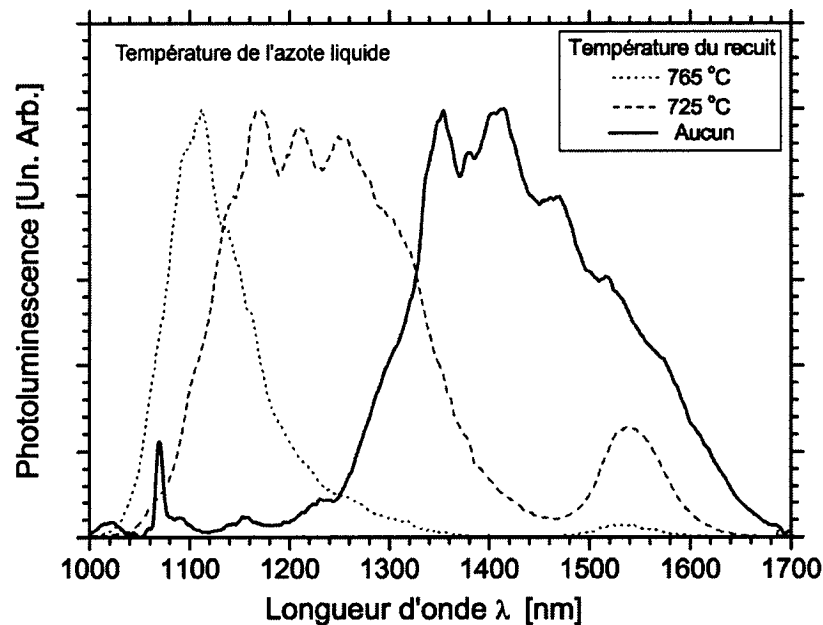
masse effective affectera l'énergie des états confinés dans les PQs et donc le spectre de la densité d'états optique conjointe aussi. On doit toutefois s'assurer que l'augmentation de l'inhomogénéité n'empêchera pas le sous-ensemble de PQs qui participeront à l'émission laser pour chaque longueur d'onde d'avoir une densité de PQs qui permettra de procurer suffisamment de gain pour compenser les pertes du LACE. Pour faciliter l'accomplissement de cette condition, on désire donc minimiser les pertes de photons de la cavité Littrow. La source principale de ces pertes est la sortie de photons de la cavité par le biais de la facette arrière de la DL-PQs en raison de son faible coefficient de réflexion de 27 %. On peut corriger ce problème en déposant une couche diélectrique à haute réflectivité sur cette facette arrière. Le problème inverse est causé par la facette avant de la DL; la réflexion à cette facette empêche certains photons d'entrer le milieu actif des PQs pour générer de l'amplification. De plus, cette réflexion introduit la complication de travailler avec une double cavité optique. On peut aussi déposer une couche diélectrique sur cette facette, mais anti-réfléchissante dans cette situation afin de diminuer suffisamment le coefficient de réflexion pour qu'il soit négligeable. Une autre alternative serait de cliver cette facette avant à angle par rapport à la facette arrière, éliminant ainsi complètement la cavité FP. Toutefois, ceci introduirait des problèmes de couplage avec la cavité externe et n'améliorerait pas nécessairement les performances du LACE. Les autres éléments optiques dans la cavité Littrow peuvent aussi causer des pertes de photons. On cherche donc à les minimiser, par exemple en déposant une couche anti-réfléchissante la plus efficace possible sur la lentille ou en utilisant un réseau qui aura un minimum de puissance optique diffractée dans des ordres supérieurs. Une dernière suggestion pour faciliter l'usage du LACE serait d'utiliser la lumière émise par la facette arrière de la DL comme faisceau de sortie, en supposant que le coefficient de réflexion de la couche diélectrique ajoutée est un peu moins de 100 %. On bénéficierait ainsi d'un faisceau dont la position spatiale ne varie pas avec l'accord de la longueur d'onde tout en conservant l'avantage de pertes miroirs moins élevées d'une cavité Littrow comparativement à une cavité Littman.

## CHAPITRE V : CONCLUSION

Étant donné que nous avons déjà résumé les éléments importants de notre recherche à la fin de chaque chapitre, nous ne répéterons pas ici ces synthèses, mais allons simplement réitérer que nous avons démontré la validité de notre thèse : les DLs-PQs dont la croissance est faite sur un substrat de (100) InP peuvent non seulement produire de l'émission laser, mais celle-ci est accordable entre 1.5 et 1.7  $\mu\text{m}$ . En guise de conclusion, on s'intéresse plus spécifiquement à quelques perspectives nouvelles de recherche inspirées de nos travaux. D'abord, notre étude a mis en évidence l'importance de connaître le spectre de gain des DLs-PQs puisque plusieurs propriétés de ces dernières sont déterminées par ce spectre. Pourtant, aucun travail expérimental mesurant le spectre de gain à l'aide de la méthode de Hakki-Paoli n'a encore été publié pour les DLs-PQs sur substrat d'InP, d'où cette expérience serait tout à fait pertinente à réaliser. De plus dans le même concept d'analyse des franges d'interférence FP des DLs-PQs, on pourrait pousser plus loin notre étude du coefficient de pertes internes en examinant sa dépendance sur la température ou encore sur la longueur des DLs. Les résultats obtenus pourraient potentiellement permettre de mieux identifier quels sont les mécanismes qui contribuent majoritairement au coefficient de pertes, ce qui aiderait à concevoir un meilleur design de nouvelles DLs-PQs. Ensuite, nous avons vu que l'interaction entre les porteurs de charge confinés dans les PQs et la lumière dépend de la polarisation de cette dernière. Avec un design de DL permettant la propagation de la lumière polarisée à la fois dans les directions TE et TM, il serait possible d'étudier l'état de polarisation de l'émission laser en fonction de la longueur d'onde et vérifier les prédictions du modèle de Kane. Finalement, certaines applications des lasers accordables requièrent que ceux-ci soient bien monochromatiques et cohérents. Pour ce faire, il s'agirait de placer les DLs-PQs dans une cavité externe qui permettrait d'accorder un seul mode longitudinal, par exemple à l'aide d'un étalon FP. Dans une perspective plus large, les propriétés uniques des PQs rendent leur étude intéressante dans une variété de contextes : propriétés optiques non linéaires, source à photon unique, informatique quantique, cryptographie quantique, etc. En effet, leur densité d'états discrète permet d'observer des effets optiques non linéaires plus prononcés comparativement aux autres hétérostructures et

d'obtenir de l'émission de photons individuels, non groupés par paquets. Leurs états discrets à une particule de nature quantique ouvrent la voie à l'informatique et la cryptographie quantique grâce à la superposition de ces états. De plus, pour toutes ces applications, les PQs offrent l'avantage de pouvoir choisir l'énergie de leurs états discrets en contrôlant la taille et la composition des PQs.

Une dernière perspective de recherche très prometteuse est la combinaison de techniques d'interdiffusion des hétérostructures avec les techniques d'accord spectral de DLs-PQs en cavité externe. Contrôler la plage spectrale d'émission lumineuse des PQs demande une bonne maîtrise du processus complexe de croissance de ceux-ci. Malgré un environnement de croissance qui peut être minutieusement réglé, les PQs obtenus n'auront pas toujours le spectre d'émission lumineuse désiré. Il est donc souhaitable d'avoir à sa disposition une technique qui permet de modifier ce spectre même après que la croissance soit terminée et l'interdiffusion en est une. En effectuant un recuit rapide à haute température, on augmente l'énergie cinétique des atomes dans les semi-conducteurs et ceux-ci parviennent à se déplacer dans le cristal malgré les interactions inter atomiques. À l'interface du système de



**Fig. 5.1 :** Décalage vers le bleu de la PL avec différentes températures de recuit thermique rapide d'un système de PQs InAs/InP incluant une couche remplie de défauts cristallins sur le dessus de l'échantillon.

PQs InAs/InGaAsP, cette diffusion cause un mélange des différents atomes : du phosphore et du gallium se retrouvent alors à l'intérieur des PQs et la composition de ceux-ci devient un alliage ayant une plus grande bande d'énergie interdite. L'effet principal de l'interdiffusion des atomes des PQs est donc un décalage vers le bleu de leur spectre d'absorption et d'émission, et conséquemment de leur spectre de gain. Il serait donc possible de décaler la plage d'accord de LACEs en effectuant un recuit rapide de DLs-PQs. Nous avons déjà effectué des travaux préliminaires sur l'interdiffusion des PQs [137-139] et observé que la présence de défauts dans la structure cristalline promeut cette interdiffusion.[140] Deux façons d'introduire ces défauts dans une DL-PQs sont l'implantation ionique [141] et d'inclure délibérément une couche de mauvaise qualité, remplie de défauts cristallins, à la fin de la croissance des structures de DLs. La fig. 5.1 démontre le décalage vers le bleu de la PL d'un ensemble de PQs InAs/InP lors de l'interdiffusion en présence d'une telle couche de défauts. On voit que la température du recuit influence la magnitude de ce décalage, mais ce n'est pas le seul paramètre qui permet de contrôler la plage spectrale d'émission résultante. La quantité de défauts introduits influence aussi la magnitude du décalage vers le bleu et possède l'avantage de pouvoir être modifiée spatialement le long de la DL en changeant l'épaisseur de la couche de défauts ou l'intensité de l'implantation. Un projet de recherche visant à exploiter cet avantage est déjà en cours de réalisation au Conseil national de recherches du Canada. Il concerne l'étude de l'interdiffusion sélectionnée spatialement de DLs-PQs pour élargir leur spectre gain avec une augmentation de l'inhomogénéité de la composition matérielle de l'ensemble de PQs. Ceci devrait permettre de produire des lasers à PQs accordables dont la plage d'opération en longueur d'onde sera supérieure à toute autre composante optoélectronique de ce type réalisée jusqu'à maintenant.

## BIBLIOGRAPHIE

1. *Introduction to Nanoscale Science and Technology; Vol. 1*, edited by M. Di Ventra, S. Evoy, and J. R. Heflin Jr. (Springer, 2004).
2. B. Riel, *Am. J. of Phys.*, p. (Accepted).
3. C. N. Allen, P. J. Poole, P. Marshall, J. Fraser, S. Raymond, and S. Fafard, *Appl Phys Lett* **80**, p. 3629 (2002).
4. S. Fafard, S. Raymond, P. J. Poole, F. Y., J. P. McCaffrey, and S. Charbonneau, *La Physique au Canada*, p. 267 (1996).
5. *Wikipedia*, Wikimedia Foundation, <http://en.wikipedia.org/>
6. B. D. Guenther and R. G. Buser, *Ieee J Quantum Elect* **18**, p. 1179 (1982).
7. R. D. Dupuis, *Optics & Photonics News* **15**, p. 30 (2004).
8. H. Kroemer, *Proc. IREE* **51**, p. 1782 (1963).
9. R. A. Charnakadze, R. I. Chikovani, and A. Z. Ivanovich, *Semiconductor light-emitting diode and method for producing same*, US Patent (1974)
10. *Press Release: The 2000 Nobel Prize in Physics*, The Nobel Foundation, <http://nobelprize.org/physics/laureates/2000/press.html>
11. Z. I. Alferov, V. M. Andreev, D. Z. Garbuzov, Y. V. Zhilyaev, E. P. Morozov, E. L. Portnoi, and V. G. Trofim, *Sov Phys Semicond+* **4**, p. 1573 (1971).
12. A. L. Efros and A. L. Efros, *Sov Phys Semicond+* **16**, p. 772 (1982).
13. Y. Arakawa and H. Sakaki, *Appl Phys Lett* **40**, p. 939 (1982).
14. R. Dingle and C. H. Henry, *Quantum Effects in Heterostructure lasers*, U. S. Patent 3982207 (1976)
15. N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. E. Zhukov, M. V. Maksimov, I. G. Tabatadze, and P. S. Kopev, *Semiconductors+* **28**, p. 832 (1994).
16. N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, S. S. Ruvimov, M. V. Maximov, P. S. Kopev, Z. I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gosele, and J. Heydenreich, *Electronics Letters* **30**, p. 1416 (1994).

17. S. Fafard, K. Hinzer, S. Raymond, M. Dion, J. McCaffrey, Y. Feng, and S. Charbonneau, *Science* **274**, p. 1350 (1996).
18. S. Fafard, J. P. McCaffrey, Y. Feng, C. N. Allen, H. Marchand, L. Isnard, P. Desjardins, S. Guillon, and R. A. Masut, *Proceedings of International Conference on Applications of Photonic Technology III: Closing the Gap between Theory, Development, and Applications*, Ottawa, Canada (1998).
19. V. M. Ustinov, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, N. N. Ledentsov, A. V. Lunev, Y. M. Shernyakov, M. V. Maksimov, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, *Tech Phys Lett+* **24**, p. 22 (1998).
20. V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, V. I. Kopchatov, H. N. Ledentsov, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, S. S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, and D. Bimberg, *Electronics Letters* **34**, p. 670 (1998).
21. A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, V. I. Kopchatov, A. V. Lunev, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, N. N. Ledentsov, and P. S. Kop'ev, *Semiconductors+* **32**, p. 795 (1998).
22. S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, V. I. Kopchatov, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, and P. S. Kop'ev, *Jpn J Appl Phys 1* **38**, p. 601 (1999).
23. K. Nishi, M. Yamada, T. Anan, A. Gomyo, and S. Sugou, *Appl Phys Lett* **73**, p. 526 (1998).
24. C. N. Allen, P. J. Poole, P. Marshall, S. Raymond, and S. Fafard, *Microelectr J* **34**, p. 415 (2003).
25. Q. Yueming, D. Uhl, R. Chacon, and R. Q. Yang, *Proceedings of IEEE Conference on Nanotechnology*, San Francisco, CA, USA (2003).
26. Q. Yueming, D. Uhl, R. Chacon, and R. Q. Yang, *Appl Phys Lett* **83**, p. 1704 (2003).
27. C. Paranthoen, C. Platz, G. Moreau, N. Bertru, O. Dehaese, A. Le-Corre, P. Miska, J. Even, H. Folliot, C. Labbe, G. Patriarche, J. C. Simon, and S. Loualiche, *J Cryst Growth* **251**, p. 230 (2003).
28. J. W. Jang, S. H. Pyun, S. H. Lee, I. C. Lee, W. G. Jeong, R. Stevenson, P. D. Dapkus, N. J. Kim, M. S. Hwang, and D. Lee, *Appl Phys Lett* **85**, p. 3675 (2004).
29. H. Saito, K. Nishi, and S. Sugou, *Appl Phys Lett* **78**, p. 267 (2001).
30. Z. Zou, R. H. Wang, T. C. Newell, A. L. Gray, P. M. Varangis, and L. F. Lester, *Proceedings of 2003 IEEE LEOS Annual Meeting Conference*, Tucson, AZ, USA (2003).

31. K. Jin Soo, L. Jin Hong, H. Sung Ui, H. Won Seok, K. Ho Sang, L. Chul Wook, and O. Dae Kon, *IEEE Photonics Technology Letters*. July 16, p. 1607 (2004).
32. K. Jin Soo, L. Jin Hong, H. Sung Ui, H. Won Seok, K. Ho Sang, L. Chul Wook, and O. Dae Kon, *Appl Phys Lett* **85**, p. 1033 (2004).
33. D. Gold, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Proceedings of 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, Glasgow, United Kingdom (2002).
34. D. Hadass, R. Alizon, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, A. Somers, J. P. Reithmaier, A. Forchel, M. Calligaro, S. Bansropun, and M. Krakowski, *Appl Phys Lett* **85**, p. 5505 (2004).
35. R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *J Cryst Growth* **251**, p. 248 (2003).
36. L. Bach, W. Kaiser, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Electronics Letters* **39**, p. 985 (2003).
37. A. Bilenca, R. Alizon, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Electronics Letters* **38**, p. 1350 (2002).
38. R. Alizon, A. Bilenca, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Appl Phys Lett* **82**, p. 4660 (2003).
39. A. Bilenca, R. Alizon, V. Mikhelashvili, D. Dahan, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *IEEE Photonics Technology Letters*. April 15, p. 563 (2003).
40. A. E. Siegman, *Lasers*, 1st ed. (University Science Books, 1986).
41. H. Li, G. T. Liu, P. M. Varangis, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, and L. F. Lester, *Ieee Photonic Tech L* **12**, p. 759 (2000).
42. P. M. Varangis, H. Li, G. T. Liu, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, and L. F. Lester, *Electronics Letters* **36**, p. 1544 (2000).
43. P. Eliseev, H. Li, A. Stintz, G. T. Liu, T. C. Newell, K. J. Malloy, and L. F. Lester, *Ieee J Quantum Elect* **36**, p. 479 (2000).
44. M. Muller, F. Klopff, M. Kamp, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Ieee Photonic Tech L* **14**, p. 1246 (2002).
45. A. Biebersdorf, C. Lingk, M. De Giorgi, J. Feldmann, J. Sacher, M. Arzberger, C. Ulbrich, G. Bohm, M. C. Amann, and G. Abstreiter, *J Phys D Appl Phys* **36**, p. 1928 (2003).

46. I. V. Marcov, *Crystal Growth for Beginners* (World Scientific, 1995).
47. M. Volmer and A. Weber, *Z. Phys. Chem.* **119**, p. 277 (1926).
48. I. N. Stranski and V. L. Krastanow, *Akad. Wiss. Lit. Mainz Math. Naturwiss.* **146**, p. 797 (1939).
49. S. Fafard, *Phys Rev B* **46**, p. 4659 (1992).
50. S. Fafard, *Phys Rev B* **50**, p. 1961 (1994).
51. S. Fafard, *Appl Phys Lett* **76**, p. 2707 (2000).
52. S. Fafard, E. Fortin, and A. P. Roth, *Phys Rev B* **45**, p. 13769 (1992).
53. V. Zwiller, *Optical Studies and Applications of Single Quantum Dots* Thesis, Lund University, 2001.
54. S. Fafard, Z. R. Wasilewski, C. N. Allen, D. Picard, M. Spanner, J. P. McCaffrey, and P. G. Piva, *Phys Rev B* **59**, p. 15368 (1999).
55. C. B. Murray, D. J. Norris, and M. G. Bawendi, *J Am Chem Soc* **115**, p. 8706 (1993).
56. B. Dubertret, P. Skourides, D. J. Norris, V. Noireaux, A. H. Brivanlou, and A. Libchaber, *Science* **298**, p. 1759 (2002).
57. R. Eisberg and R. Resnick, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particules*, 2<sup>nd</sup> ed. (John Wiley & Sons, 1985).
58. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 7th ed. (John Wiley & Sons, 1996).
59. A. Zunger, *Phys Rev B* **22**, p. 5839 (1980).
60. A. Zunger and M. L. Cohen, *Phys Rev Lett* **41**, p. 53 (1978).
61. M. Schluter, G. Kerker, K. M. Ho, M. L. Cohen, and A. Zunger, *Phys Rev Lett* **42**, p. 540 (1979).
62. J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*, 1st ed. (Cambridge University Press, 1998).
63. W. R. Frensley, *Heterostructure and Quantum Well Physics*, <http://www.utdallas.edu/dept/ee/frensley/technical/hetphys/node7.html>
64. H. Kroemer, *Surf Sci* **132**, p. 543 (1983).
65. S. H. Pan, H. Shen, Z. Hang, F. H. Pollak, W. H. Zhuang, Q. Xu, A. P. Roth, R. A. Masut, C. Lacelle, and D. Morris, *Phys Rev B* **38**, p. 3375 (1988).

66. G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, 1st ed. (John Wiley & Sons, 1988).
67. M. J. Kelly, *Low-Dimensional Semiconductors: Materials, Physics, Technology, Devices.*, 1st ed. (Oxford University Press, 1995).
68. P. Hawrylak and A. Wojs, *Semiconductor Science and Technology* **11**, p. 1516 (1996).
69. A. Wojs, P. Hawrylak, S. Fafard, and L. Jacak, *Phys Rev B* **54**, p. 5604 (1996).
70. S. Raymond, *Zero-Dimensionnal Properties of Self-Assembled Islands* Thesis, University of Ottawa, 1997.
71. B. Riel, *Mechanisms Governing the Growth of Self-Assembled Semiconductor Quantum Dots* Thesis, University of Ottawa, 2002.
72. P. Hawrylak, *Phys Rev B* **60**, p. 5597 (1999).
73. A. Barenco and M. A. Dupertuis, *Phys Rev B* **52**, p. 2766 (1995).
74. M. Bayer, *Exciton States in Self-Assembled InAs/GaAs Quantum Dot Molecules*, EPFL, <http://qd-monteverita.epfl.ch/webdav/site/qd-monteverita/users/148101/private/Bayer/Bayer.pdf>
75. K. Hinzer, P. Hawrylak, M. Korkusinski, S. Fafard, M. Bayer, O. Stern, A. Gorbunov, and A. Forchel, *Phys Rev B* **6307**, p. art. no. (2001).
76. M. Bayer, O. Stern, P. Hawrylak, S. Fafard, and A. Forchel, *Nature* **405**, p. 923 (2000).
77. C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mécanique quantique*, 2nd ed. (Hermann, 1996).
78. L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wojs, *Quantum Dots*, 1st ed. (Springer-Verlag, 1997).
79. A. Vasanelli, M. De Giorgi, R. Ferreira, R. Cingolani, H. Sakaki, and G. Bastard, *Jpn J Appl Phys* **1 40**, p. 1955 (2001).
80. D. L. Aronstein and C. R. Stroud, *Am. J. of Phys.* **68**, p. 943 (2000).
81. R. H. Landau, *Computational Physics*, 1st ed. (John Wiley & Sons, 1997).
82. M. L. Boas, *Mathematical Methods in the Physical Sciences*, 2nd ed. (John Wiley & Sons, 1983).
83. V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, and N. A. Maleev, *Quantum Dot Lasers*, 1st ed. (Oxford University Press, 2003).

84. T. Bretagnon, S. Kalliakos, P. Lefebvre, P. Valvin, B. Gil, N. Grandjean, A. Dussaigne, B. Damilano, and J. Massies, *Phys Rev B* **68**, p. 205301 (2003).
85. E. Rosencher and B. Vinter, *Optoélectronique*, 1st ed. (Masson, 1998).
86. K. Hinzer, *Optical Properties of GaAs-based Self-Assembled Quantum Dots and Quantum Dot Lasers* Thesis, University of Ottawa, 2001.
87. M. Bayer and A. Forchel, *Phys Rev B* **65**, p. 41308 (2002).
88. R. Oulton, J. J. Finley, A. I. Tartakovskii, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, A. Vasanelli, R. Ferreira, and G. Bastard, *Phys Rev B* **68**, p. (2003).
89. S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, 1st ed. (John Wiley & Sons, 1995).
90. E. O. Kane, *J Phys Chem Solids* **1**, p. 249 (1957).
91. M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, *Ieee J Quantum Elect* **22**, p. 1915 (1986).
92. *Semiconductor Laser I - Fundamentals & II - Materials and Structures; Vol.*, edited by E. Kapon (Academic Press, 1999).
93. A. Markus and A. Fiore, *Phys Status Solidi A* **201**, p. 338 (2004).
94. S. Raymond, X. Guo, J. L. Merz, and S. Fafard, *Phys Rev B* **59**, p. 7624 (1999).
95. M. Grundmann, R. Heitz, D. Bimberg, J. H. H. Sandmann, and J. Feldmann, *Phys Status Solidi B* **203**, p. 121 (1997).
96. M. Grundmann and D. Bimberg, *Phys Rev B* **55**, p. 9740 (1997).
97. D. Morris, N. Perret, and S. Fafard, *Appl Phys Lett* **75**, p. 3593 (1999).
98. V. Zwiller, M. E. Pistol, D. Hessman, R. Cederstrom, W. Seifert, and L. Samuelson, *Phys Rev B* **59**, p. 5021 (1999).
99. M. B. Panish, H. C. Casey, S. Sumski, and P. W. Foy, *Appl Phys Lett* **22**, p. 590 (1973).
100. D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*, 2nd ed. (Addison-Wesley, 1989).
101. E. Hecht, *Optics*, 3rd ed. (Addison Wesley Longman, 1998).
102. M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, *Phys Status Solidi* **1**, p. 699 (1961).
103. F. R. Nash, W. R. Wagner, and R. L. Brown, *J Appl Phys* **47**, p. 3992 (1976).
104. H. Y. Fan, *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 3, 1st ed. (Academic PRes, 1967).

105. N. Peyghambarian, S. W. Koch, and A. Mysyrowicz, *Introduction to Semiconductor Optics*, 1st ed. (Prentice-Hall, 1993).
106. W. Streifer, R. D. Burnham, and D. R. Scifres, *Ieee J Quantum Elect* **12**, p. 177 (1976).
107. D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*, 1st ed. (John Wiley & Sons, 1986).
108. T. Hertsens, *Measuring Diode Laser Characteristics. Diode lasers approach ubiquity, but they still can be frustrating to work with.*, ILX Lightwave, <http://www.ilxlightwave.com/productData/appnotes/Application%20Note%205.PDF>
109. G. P. Agrawal, *Long Wavelength Semiconductor Lasers*, 1st ed. (Springer, 1986).
110. M. Amiotti and G. Landgren, *J Appl Phys* **73**, p. 2965 (1993).
111. P. Martin, E. M. Skouri, L. Chusseau, C. Alibert, and H. Bissessur, *Appl Phys Lett* **67**, p. 881 (1995).
112. H. Young-Tak, S. Jang-Uk, K. Duk-Jun, P. Sang-Ho, P. Yoon-Jung, and S. Hee-Kyung, *ETRI J* **25**, p. 535 (2003).
113. A. Markus, J. X. Chen, C. Paranthoen, A. Fiore, C. Platz, and O. Gauthier-Lafaye, *Appl Phys Lett* **82**, p. 1818 (2003).
114. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J Appl Phys* **89**, p. 5815 (2001).
115. Y. P. Varshni, *Physica* **34**, p. 149 (1967).
116. A. Heinamaki and J. Tulkki, *J Appl Phys* **81**, p. 3268 (1997).
117. R. C. Miller, A. C. Gossard, D. A. Kleinman, and O. Munteanu, *Phys Rev B* **29**, p. 3740 (1984).
118. *The Differences Between the Threshold Current Calculation Methods*, ILX Lightwave, [http://www.ilxlightwave.com/appnotes/differences\\_between\\_threshold\\_current\\_calculation\\_methods.pdf](http://www.ilxlightwave.com/appnotes/differences_between_threshold_current_calculation_methods.pdf)
119. L. V. Asryan, S. Luryi, and R. A. Suris, *IEEE Journal of Quantum Electronics*. March **39**, p. 404 (2003).
120. P. W. A. McIlroy, A. Kurobe, and Y. Uematsu, *Ieee J Quantum Elect* **21**, p. 1958 (1985).
121. X. D. Huang, A. Stintz, C. P. Hains, G. T. Liu, J. Cheng, and K. J. Malloy, *Ieee Photonic Tech L* **12**, p. 227 (2000).

122. D. G. Deppe, D. L. Huffaker, S. Csutak, Z. Zou, G. Park, and O. B. Shchekin, *Ieee J Quantum Elect* **35**, p. 1238 (1999).
123. K. Hinzer, C. N. Allen, J. Lapointe, D. Picard, Z. R. Wasilewski, S. Fafard, and A. J. S. Thorpe, *J Vac Sci Technol A* **18**, p. 578 (2000).
124. P. S. Zory, A. R. Reisinger, R. G. Waters, L. J. Mawst, C. A. Zmudzinski, M. A. Emanuel, M. E. Givens, and J. J. Coleman, *Appl Phys Lett* **49**, p. 16 (1986).
125. P. A. Andrekson, N. A. Olsson, T. Tanbunek, R. A. Logan, D. Coblenz, and H. Temkin, *Electronics Letters* **28**, p. 171 (1992).
126. L. J. P. Ketelsen, *Electronics Letters* **30**, p. 1422 (1994).
127. G. E. Shtengel and D. A. Ackerman, *Electronics Letters* **31**, p. 1157 (1995).
128. H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, 1st ed. (Academic Press, 1978).
129. B. W. Hakki and T. L. Paoli, *J Appl Phys* **46**, p. 1299 (1975).
130. B. W. Hakki and T. L. Paoli, *J Appl Phys* **44**, p. 4113 (1973).
131. T. L. Paoli and B. W. Hakki, *J Appl Phys* **44**, p. 4108 (1973).
132. J.-F. Lepage, *Contrôle modal des diodes laser à large fenêtre d'émission* Thesis, Université Laval, 2003.
133. M. G. Littman and H. J. Metcalf, *Appl Optics* **17**, p. 2224 (1978).
134. S. C. Woodworth, D. T. Cassidy, and M. J. Hamp, *Ieee J Quantum Elect* **39**, p. 426 (2003).
135. L. E. Eng, D. G. Mehuys, M. Mittelstein, and A. Yariv, *Electronics Letters* **26**, p. 1675 (1990).
136. H. Tabuchi and H. Ishikawa, *Electronics Letters* **26**, p. 742 (1990).
137. S. Fafard and C. N. Allen, *Appl Phys Lett* **75**, p. 2374 (1999).
138. J. J. Dubowski, C. N. Allen, and S. Fafard, *Appl Phys Lett* **77**, p. 3583 (2000).
139. C. N. Allen, P. Finnie, S. Raymond, Z. R. Wasilewski, and S. Fafard, *Appl Phys Lett* **79**, p. 2701 (2001).
140. J. F. Girard, C. Dion, P. Desjardins, C. N. Allen, P. J. Poole, and S. Raymond, *Appl Phys Lett* **84**, p. 3382 (2004).

141. S. Charbonneau, E. S. Koteles, P. J. Poole, J. J. He, G. C. Aers, J. Haysom, M. Buchanan, Y. Feng, A. Delage, F. Yang, M. Davies, R. D. Goldberg, P. G. Piva, and I. V. Mitchell, *Ieee J Sel Top Quant* **4**, p. 772 (1998).

## **ANNEXE A**

**Code pour le calcul des modes d'un guide d'onde canal**

```

function [neff, gammaX_opt, gammaX_QD, gammaY_opt, gammaY_QD, effwidthY] =
EM_fields_ridge_waveguide_LEE(p, q, lambda, thick_x, width_y, n_cladbot, n_core, n_cladtop1, n_cladtop2,
n_cladtop3, n_QD, QDXspacing, QDdensity, QDheight, QDdiameter)
%
% EM_fields_ridge_waveguide_LEE : Plots the intensity distribution of a ridge waveguide mode and
calculates the optical confinement factor.
%
%This code first finds the optical modes that are allowed to propagate in
%a given ridge waveguides by calling the <slab_waveguide_modes_LEE>
%function. It will then use the output parameters of this function to build
%the electric (E) and magnetic (H) field vectorial distribution for a given
%mode and plot the optical intensity distribution calculated from the
%Poynting vector. The optical confinement factors in the QDs and the ridge
%waveguide are also calculated in both the x and y directions. For a waveguide
%with an as-grown guiding core in the horizontal direction: x=vertical,
%y=horizontal, z=propagation

%INPUTS PASSED TO FUNCTION
% p - number of the mode in x-direction (integers starting with zero)
% q - number of the mode in y-direction (integers starting with zero)
% n_core - refractive index of the waveguide core [-]
% n_cladtop1 - refractive index of the top cladding layer in region 1 [-]
% n_cladtop2 - refractive index of the top cladding layer in region 2 [-]
% n_cladtop3 - refractive index of the top cladding layer in region 3 [-]
% n_cladbot - refractive index of the bottom cladding layer [-]
% n_QD - refractive index of the material composing the QDs [-]
% thick_x - thickness of the waveguide core in the x-direction [m]
% width_y - thickness of the waveguide core in the y-direction [m]
% lambda - free-space guided (lasing) wavelength [m]
% QDspacing - spacing between the QD layers [m]
% QDdensity - areal QD density [m-2]
% QDheight - average height of the QDs [m]
% QDdiameter - average diameter of the QDs [m]
%
%OUTPUTS PASSED BACK TO CALLING CODE
% neff - effective index of refraction [-]
% gammaX_opt - optical confinement factor in the ridge waveguide, x-direction [-]
% gammaX_QD - optical confinement factor in the quantum dots, x-direction [-]
% gammaY_opt - optical confinement factor in the ridge waveguide, y-direction [-]
% gammaY_QD - optical confinement factor in the quantum dots, y-direction [-]
% effwidthY - effective width of the optical mode in the y-direction [m]

% INPUT
syms x y z          %declaration of symbolic variables
lim = 10e-6;       %limit defined for convenience of plotting and integrating the fields instead of
"infinity" [m]

% X - DIRECTION, REGION 1

% CALL TO FUNCTION SOLVING THE WAVEGUIDE MODES, RETURNING EFFECTIVE INDEX,
WAVENUMBERS & ATTENUATION CONSTANTS
[n_effTE1, kz_TE1, alpha_cladtopTE1, kx_TE1, alpha_cladbotTE1, n_effTM1, kz_TM1, alpha_cladtopTM1,
kx_TM1, alpha_cladbotTM1, TError1, TMerror1] = slab_waveguide_modes_LEE(n_core, n_cladtop1,
n_cladbot, thick_x, lambda, p);

```

```

% CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TE MODE RELATIVE
TO X-Z PLANE (E VECTOR HORIZONTAL, H MOSTLY VERTICAL)
if strcmp(TEerror1,'off')
    [Ix_top_TE1, Ix_core_TE1, Ix_bot_TE1] = intensity_TE(n_effTE1, kz_TE1, alpha_cladtopTE1, kx_TE1,
alpha_cladbotTE1, thick_x, lambda, p);
end

% CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TM MODE RELATIVE
TO X-Z PLANE (H VECTOR HORIZONTAL, E MOSTLY VERTICAL)
if strcmp(TMerror1,'off')
    [Ix_top_TM1, Ix_core_TM1, Ix_bot_TM1] = intensity_TM(n_effTM1, kz_TM1, alpha_cladtopTM1,
kx_TM1, alpha_cladbotTM1, n_core, n_cladtop1, thick_x, lambda, p);
end

% X - DIRECTION, REGION 2

% CALL TO FUNCTION SOLVING THE WAVEGUIDE MODES, RETURNING EFFECTIVE INDEX,
WAVENUMBERS & ATTENUATION CONSTANTS
[n_effTE2, kz_TE2, alpha_cladtopTE2, kx_TE2, alpha_cladbotTE2, n_effTM2, kz_TM2, alpha_cladtopTM2,
kx_TM2, alpha_cladbotTM2, TEerror2, TMerror2] = slab_waveguide_modes_LEE(n_core, n_cladtop2,
n_cladbot, thick_x, lambda, p);

% CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TE MODE RELATIVE
TO X-Z PLANE (E VECTOR HORIZONTAL, H MOSTLY VERTICAL)
if strcmp(TEerror2,'off')
    [Ix_top_TE2, Ix_core_TE2, Ix_bot_TE2] = intensity_TE(n_effTE2, kz_TE2, alpha_cladtopTE2, kx_TE2,
alpha_cladbotTE2, thick_x, lambda, p);
end

% CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TM MODE RELATIVE
TO X-Z PLANE (H VECTOR HORIZONTAL, E MOSTLY VERTICAL)
if strcmp(TMerror2,'off')
    [Ix_top_TM2, Ix_core_TM2, Ix_bot_TM2] = intensity_TM(n_effTM2, kz_TM2, alpha_cladtopTM2,
kx_TM2, alpha_cladbotTM2, n_core, n_cladtop2, thick_x, lambda, p);
end

% X - DIRECTION, REGION 3

% CALL TO FUNCTION SOLVING THE WAVEGUIDE MODES, RETURNING EFFECTIVE INDEX,
WAVENUMBERS & ATTENUATION CONSTANTS
[n_effTE3, kz_TE3, alpha_cladtopTE3, kx_TE3, alpha_cladbotTE3, n_effTM3, kz_TM3, alpha_cladtopTM3,
kx_TM3, alpha_cladbotTM3, TEerror3, TMerror3] = slab_waveguide_modes_LEE(n_core, n_cladtop3,
n_cladbot, thick_x, lambda, p);

% CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TE MODE RELATIVE
TO X-Z PLANE (E VECTOR HORIZONTAL, H MOSTLY VERTICAL)
if strcmp(TEerror3,'off')
    [Ix_top_TE3, Ix_core_TE3, Ix_bot_TE3] = intensity_TE(n_effTE3, kz_TE2, alpha_cladtopTE3, kx_TE3,
alpha_cladbotTE3, thick_x, lambda, p);
end

% CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TM MODE RELATIVE
TO X-Z PLANE (H VECTOR HORIZONTAL, E MOSTLY VERTICAL)
if strcmp(TMerror3,'off')

```

```

    [Ix_top_TM3, Ix_core_TM3, Ix_bot_TM3] = intensity_TM(n_effTM3, kz_TM3, alpha_cladtopTM3,
    kx_TM3, alpha_cladbotTM3, n_core, n_cladtop3, thick_x, lambda, p);
end

% Y - DIRECTION

% CALL TO FUNCTION SOLVING THE WAVEGUIDE MODES, RETURNING EFFECTIVE INDEX,
% WAVENUMBERS & ATTENUATION CONSTANTS FOR E VECTOR POINTING TOWARDS Y ,
THUS
% USING TE VALUES RELATIVE TO XZ PLANE FOR INPUT INDEXES OF REFRACTION AND
% GETTING ONLY OUTPUT TM VALUES RELATIVE TO YZ PLANE. (OUTPUT TE VALUES ARE
% NOT PHYSICAL SINCE THE FIELDS WEREN'T SET TO POINT THAT WAY.)
if strcmp(TError1,'off')&strcmp(TError2,'off')&strcmp(TError3,'off')
    [dummy, dummy, dummy, dummy, dummy, n_effTMy, kz_TMy, alpha_cladtopTMy, kx_TMy,
    alpha_cladbotTMy, dummy, TMerrory] = slab_waveguide_modes_LEE(n_effTE2, n_effTE3, n_effTE1,
    width_y, lambda, q);
else
    TMerrory = 'on';
end

% CALL TO FUNCTION SOLVING THE WAVEGUIDE MODES, RETURNING EFFECTIVE INDEX,
% WAVENUMBERS & ATTENUATION CONSTANTS FOR E VECTOR POINTING TOWARDS X ,
THUS
% USING TM VALUES RELATIVE TO XZ PLANE FOR INPUT INDEXES OF REFRACTION AND
% GETTING ONLY OUTPUT TE VALUES RELATIVE TO YZ PLANE. (OUTPUT TE VALUES ARE
% NOT PHYSICAL SINCE THE FIELDS WEREN'T SET TO POINT THAT WAY.)
if strcmp(TMerror1,'off')&strcmp(TMerror2,'off')&strcmp(TMerror3,'off')
    [n_effTEy, kz_TEy, alpha_cladtopTEy, kx_TEy, alpha_cladbotTEy, dummy, dummy, dummy, dummy,
    dummy, TEerrory, dummy] = slab_waveguide_modes_LEE(n_effTM2, n_effTM3, n_effTM1, width_y,
    lambda, q);
else
    TEerrory = 'on';
end

% % CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TE MODE RELATIVE
TO Y-Z PLANE (H VECTOR HORIZONTAL, E MOSTLY VERTICAL POINTING TOWARDS X)
if strcmp(TEerrory,'off')
    [Iy_TE3, Iy_TE2, Iy_TE1] = intensity_TE(n_effTEy, kz_TEy, alpha_cladtopTEy, kx_TEy,
    alpha_cladbotTEy, width_y, lambda, q);
    Iy_TE3 = subs(Iy_TE3, x, y);
    Iy_TE2 = subs(Iy_TE2, x, y);
    Iy_TE1 = subs(Iy_TE1, x, y);
end

% CALL TO FUNCTION EVALUATING INTENSITY PROFILE OF EM FIELD, TM MODE RELATIVE
TO Y-Z PLANE (E VECTOR HORIZONTAL POINTING TOWARDS Y, H MOSTLY VERTICAL)
if strcmp(TMerrory,'off')
    [Iy_TM3, Iy_TM2, Iy_TM1] = intensity_TM(n_effTMy, kz_TMy, alpha_cladtopTMy, kx_TMy,
    alpha_cladbotTMy, n_effTE2, n_effTE3, width_y, lambda, q);
    Iy_TM3 = subs(Iy_TM3, x, y);
    Iy_TM2 = subs(Iy_TM2, x, y);
    Iy_TM1 = subs(Iy_TM1, x, y);
end

% CONSTRUCTING & PLOTTING X-Y INTENSITY PROFILES FOR EACH DIFFERENT SECTION OF
THE WAVEGUIDE, E VECTOR POINTING TOWARDS Y

```

```

if strcmp(TMerrory,'off')
% X: top, Y: region 1
I_top1_Ey = Ix_top_TE1 * Iy_TM1;
% X: core, Y: region 1
I_core1_Ey = Ix_core_TE1 * Iy_TM1;
% X: bottom, Y: region 1
I_bot1_Ey = Ix_bot_TE1 * Iy_TM1;
% X: top, Y: region 2
I_top2_Ey = Ix_top_TE2 * Iy_TM2;
% X: core, Y: region 2
I_core2_Ey = Ix_core_TE2 * Iy_TM2;
% X: bottom, Y: region 2
I_bot2_Ey = Ix_bot_TE2 * Iy_TM2;
% X: top, Y: region 3
I_top3_Ey = Ix_top_TE3 * Iy_TM3;
% X: core, Y: region 3
I_core3_Ey = Ix_core_TE3 * Iy_TM3;
% X: bottom, Y: region 3
I_bot3_Ey = Ix_bot_TE3 * Iy_TM3;

figure
ezmeshc(I_top1_Ey, [thick_x/2, lim, -lim, -width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_core1_Ey, [-thick_x/2, thick_x/2, -lim, -width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_bot1_Ey, [-lim, -thick_x/2, -lim, -width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_top2_Ey, [thick_x/2, lim, -width_y/2, width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_core2_Ey, [-thick_x/2, thick_x/2, -width_y/2, width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_bot2_Ey, [-lim, -thick_x/2, -width_y/2, width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_top3_Ey, [thick_x/2, lim, width_y/2, lim])
hold on
ezmeshc(I_core3_Ey, [-thick_x/2, thick_x/2, width_y/2, lim])
hold on
ezmeshc(I_bot3_Ey, [-lim, -thick_x/2, width_y/2, lim])
title('Intensity, E vector pointing towards y')
end

```

**% CONSTRUCTING & PLOTTING X-Y INTENSITY PROFILES FOR EACH DIFFERENT SECTION OF THE WAVEGUIDE, E VECTOR POINTING TOWARDS X**

```

if strcmp(TEerrory,'off')
% X: top, Y: region 1
I_top1_Ex = Ix_top_TM1 * Iy_TE1;
% X: core, Y: region 1
I_core1_Ex = Ix_core_TM1 * Iy_TE1;
% X: bottom, Y: region 1
I_bot1_Ex = Ix_bot_TM1 * Iy_TE1;
% X: top, Y: region 2
I_top2_Ex = Ix_top_TM2 * Iy_TE2;
% X: core, Y: region 2
I_core2_Ex = Ix_core_TM2 * Iy_TE2;

```

```

% X: bottom, Y: region 2
I_bot2_Ex = Ix_bot_TM2 * Iy_TE2;
% X: top, Y: region 3
I_top3_Ex = Ix_top_TM3 * Iy_TE3;
% X: core, Y: region 3
I_core3_Ex = Ix_core_TM3 * Iy_TE3;
% X: bottom, Y: region 3
I_bot3_Ex = Ix_bot_TM3 * Iy_TE3;

figure
ezmeshc(I_top1_Ex, [thick_x/2, lim, -lim, -width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_core1_Ex, [-thick_x/2, thick_x/2, -lim, -width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_bot1_Ex, [-lim, -thick_x/2, -lim, -width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_top2_Ex, [thick_x/2, lim, -width_y/2, width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_core2_Ex, [-thick_x/2, thick_x/2, -width_y/2, width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_bot2_Ex, [-lim, -thick_x/2, -width_y/2, width_y/2])
hold on
ezmeshc(I_top3_Ex, [thick_x/2, lim, width_y/2, lim])
hold on
ezmeshc(I_core3_Ex, [-thick_x/2, thick_x/2, width_y/2, lim])
hold on
ezmeshc(I_bot3_Ex, [-lim, -thick_x/2, width_y/2, lim])
title('Intensity, E vector pointing towards x')
end

% OUTPUT PARAMETERS

% OPTICAL CONFINEMENT FACTORS ALONG X-DIRECTION @ Y=0 (CENTER OF
% WAVEGUIDE), E POINTING TOWARDS Y

if strcmp(TMerrory,'off')
    I_top2_Ey0 = subs(I_top2_Ey, y, 0);
    I_core2_Ey0 = subs(I_core2_Ey, y, 0);
    I_bot2_Ey0 = subs(I_bot2_Ey, y, 0);
    totalI = int(I_bot2_Ey0, x, -lim, -thick_x/2) + int(I_core2_Ey0, x, -thick_x/2, thick_x/2) + int(I_top2_Ey0,
x, thick_x/2, lim);

    %confinement factor in the waveguide core
    gammaX_Ey_opt = double((n_core*int(I_core2_Ey0, x, -thick_x/2, thick_x/2)) / (n_effTE2*totalI));

    %confinement factor in the QDs
    one = -2*QDXspacing-2*QDheight;    %defining integration boundaries over QD height in each layer (one
-> ten)
    two = -QDheight-2*QDXspacing;
    three = -QDheight-QDXspacing;
    four = -QDXspacing;
    five = 0;
    six = QDheight;
    seven = QDheight+QDXspacing;
    eight = 2*QDheight+QDXspacing;

```

```

nine = 2*QDheight+2*QDXspacing;
ten = 3*QDheight+2*QDXspacing;

totalIQD = int(I_core2_Ey0, x, one, two)+int(I_core2_Ey0, x, three, four)+int(I_core2_Ey0, x, five,
six)+int(I_core2_Ey0, x, seven, eight)+int(I_core2_Ey0, x, nine, ten);
gammaX_Ey_QD = double(n_QD*totalIQD / (n_effTE2*totalI));
end

% OPTICAL CONFINEMENT FACTORS ALONG X-DIRECTION @ Y=0 (CENTER OF
% WAVEGUIDE), E POINTING TOWARDS X

if strcmp(TEerror,'off')
    I_top2_Ex0 = subs(I_top2_Ex, y, 0);
    I_core2_Ex0 = subs(I_core2_Ex, y, 0);
    I_bot2_Ex0 = subs(I_bot2_Ex, y, 0);
    totalI = int(I_bot2_Ex0, x, -lim, -thick_x/2) + int(I_core2_Ex0, x, -thick_x/2, thick_x/2) + int(I_top2_Ex0,
x, thick_x/2, lim);

    %confinement factor in the waveguide core
    gammaX_Ex_opt = double((n_core*int(I_core2_Ex0, x, -thick_x/2, thick_x/2)) / (n_effTM2*totalI));

    %confinement factor in the QDs
    totalIQD = int(I_core2_Ex0, x, one, two)+int(I_core2_Ex0, x, three, four)+int(I_core2_Ex0, x, five,
six)+int(I_core2_Ex0, x, seven, eight)+int(I_core2_Ex0, x, nine, ten);
    gammaX_Ex_QD = double(n_QD*totalIQD/ (n_effTM2*totalI));
end

% OPTICAL CONFINEMENT FACTORS ALONG Y-DIRECTION @ X=0 (CENTER OF
% WAVEGUIDE), E POINTING TOWARDS Y

if strcmp(TMerror,'off')
    I_core1_Ey0 = subs(I_core1_Ey, x, 0);
    I_core2_Ey0 = subs(I_core2_Ey, x, 0);
    I_core3_Ey0 = subs(I_core3_Ey, x, 0);
    totalI = double(int(I_core1_Ey0, y, -lim, -width_y) + int(I_core2_Ey0, y, -width_y, width_y) +
int(I_core3_Ey0, y, width_y, lim));

    %confinement factor under the waveguide ridge
    gammaY_Ey_opt = double((n_effTE2*int(I_core2_Ey0, y, -width_y, width_y)) / (n_effTM2*totalI));

    %effective width of the mode to take in account the evanescent waves that
    %extend on both sides of the ridge. The extent is considered to be
    %approximately the skin depth penetration.
    effwidthY_Ey = width_y + 1/(2*alpha_cladtopTM2) + 1/(2*alpha_cladbotTM2);

    % numerise = subs(I_core2_Ey0, y, -width_y/2:width_y/1000:width_y/2);
    % halfmax = max(numerise)/2;
    % f = I_core1_Ey0 - halfmax;
    % poshalfmax1 = double(solve(f));
    % g = I_core3_Ey0 - halfmax;
    % poshalfmax2 = double(solve(g));
    % effwidthY_Ey = poshalfmax2-poshalfmax1

    %confinement factor in the QDs
    QDnumberY = sqrt(QDdensity)*effwidthY_Ey;
    QDspacing = 1/sqrt(QDdensity);

```

```

gammaY_Ey_QD = 0;
for ii = round(-QDnumberY/2):round(QDnumberY/2)
    low = ii*QDdiameter + ii*QDspacing;
    high = (ii+1)*QDdiameter + ii*QDspacing;
    if low < -width_y/2
        intensity = double(int(I_core1_Ey0, y, low, high));
    elseif low > width_y/2
        intensity = double(int(I_core3_Ey0, y, low, high));
    else
        intensity = double(int(I_core2_Ey0, y, low, high));
    end
    gammaY_Ey_QD = gammaY_Ey_QD + intensity;
end
gammaY_Ey_QD = n_QD*gammaY_Ey_QD/(n_effTMy*totalI);
end

% OPTICAL CONFINEMENT FACTORS ALONG Y-DIRECTION @ X=0 (CENTER OF
% WAVEGUIDE), E POINTING TOWARDS X

if strcmp(TEerror,'off')
    I_core1_Ex0 = subs(I_core1_Ex, x, 0);
    I_core2_Ex0 = subs(I_core2_Ex, x, 0);
    I_core3_Ex0 = subs(I_core3_Ex, x, 0);
    totalI = double(int(I_core1_Ex0, y, -lim, -width_y) + int(I_core2_Ex0, y, -width_y, width_y) +
    int(I_core3_Ex0, y, width_y, lim));

    %confinement factor under the waveguide ridge
    gammaY_Ex_opt = double((n_effTM2*int(I_core2_Ex0, y, -width_y, width_y)) / (n_effTEy*totalI));

    %effective width of the mode
    effwidthY_Ex = width_y + 1/(2*alpha_cladtopTEy) + 1/(2*alpha_cladbotTEy);

    % numerise = subs(I_core2_Ey0, y, -width_y/2:width_y/1000:width_y/2);
    % halfmax = max(numerise)/2;
    % f = I_core1_Ey0 - halfmax;
    % poshalfmax1 = double(solve(f));
    % g = I_core3_Ey0 - halfmax;
    % poshalfmax2 = double(solve(g));
    % effwidthY_Ex = poshalfmax2-poshalfmax1

    %confinement factor in the QDs
    QDnumberY = sqrt(QDdensity)*effwidthY_Ex;
    QDspacing = 1/sqrt(QDdensity);
    gammaY_Ex_QD = 0;
    for ii = round(-QDnumberY/2):round(QDnumberY/2)
        low = ii*QDdiameter + ii*QDspacing;
        high = (ii+1)*QDdiameter + ii*QDspacing;
        if low < -width_y/2
            intensity = double(int(I_core1_Ex0, y, low, high));
        elseif low > width_y/2
            intensity = double(int(I_core3_Ex0, y, low, high));
        else
            intensity = double(int(I_core2_Ex0, y, low, high));
        end
        gammaY_Ex_QD = gammaY_Ex_QD + intensity;
    end
end

```

```

    gammaY_Ex_QD = n_QD*gammaY_Ex_QD/(n_effTEy*total);
end

%COMBINING A BIT THE OUTPUT PARAMETERS FOR EASIER HANDLING AND HANDLING
%ERRORS CAUSED BY FORBIDDEN PROPAGATION FOR A GIVEN POLARISATION. FIRST
%ELEMENT IS FOR E POINTING TOWARDS X AND SECOND IS FOR E POINTING TOWARDS Y

if strcmp(TEerror,'off') & strcmp(TMerror,'off')
    neff = {n_effTEy n_effTMy};
    gammaX_opt = {gammaX_Ex_opt gammaX_Ey_opt};
    gammaX_QD = {gammaX_Ex_QD gammaX_Ey_QD};
    gammaY_opt = {gammaY_Ex_opt gammaY_Ey_opt};
    gammaY_QD = {gammaY_Ex_QD gammaY_Ey_QD};
    effwidthY = {effwidthY_Ex effwidthY_Ey};
elseif strcmp(TEerror,'on') & strcmp(TMerror,'off')
    neff = {'forbidden' n_effTMy};
    gammaX_opt = {'forbidden' gammaX_Ey_opt};
    gammaX_QD = {'forbidden' gammaX_Ey_QD};
    gammaY_opt = {'forbidden' gammaY_Ey_opt};
    gammaY_QD = {'forbidden' gammaY_Ey_QD};
    effwidthY = {'forbidden' effwidthY_Ey};
elseif strcmp(TEerror,'off') & strcmp(TMerror,'on')
    neff = {n_effTEy 'forbidden'};
    gammaX_opt = {gammaX_Ex_opt 'forbidden'};
    gammaX_QD = {gammaX_Ex_QD 'forbidden'};
    gammaY_opt = {gammaY_Ex_opt 'forbidden'};
    gammaY_QD = {gammaY_Ex_QD 'forbidden'};
    effwidthY = {effwidthY_Ex 'forbidden'};
else
    error('This mode is not allowed to propagate in the waveguide, please try another one!')
end

%*****
function [Iz0_top_TE, Iz0_core_TE, Iz0_bot_TE] = intensity_TE(n_eff, kz, alpha_cladtop, kx, alpha_cladbot,
thick, lambda, p)

% INPUT PARAMETERS

c = 2.99792e8;           % speed of light in vacuum [m/s]
f = c / lambda;         % frequency (independent of material where wave propagates) [1/s]
mu = 4 * pi * 1e-7;     % free space permeability [H/m]
epsilon = 1 / (mu * c^2); % free space permittivity [F/m]
psi = atan(alpha_cladtop / kx) - kx * thick / 2 + p * pi; % phase of stationnary wave
syms x y z              % declaration of symbolic variables

% BUILDING ELECTRIC FIELD PROFILE

Ex_cladtop = 0;
Ey_cladtop = cos(kx * thick / 2 + psi)*exp(-alpha_cladtop * (x - thick / 2))*exp(-i*kz*z);
Ez_cladtop = 0;
E_cladtop = [Ex_cladtop ; Ey_cladtop ; Ez_cladtop];

Ex_core = 0;

```

```

Ey_core = cos(kx * x + psi)*exp(-i*kz*z);
Ez_core = 0;
E_core = [Ex_core ; Ey_core ; Ez_core];

```

```

Ex_cladbot = 0;
Ey_cladbot = cos(kx * thick / 2 - psi)*exp(alpha_cladbot * (x + thick / 2))*exp(-i*kz*z);
Ez_cladbot = 0;
E_cladbot = [Ex_cladbot ; Ey_cladbot ; Ez_cladbot];

```

#### % BUILDING MAGNETIC FIELD PROFILE

```

% Test for null spatial derivatives of electric field giving empty matrices
% and fixing the problem. Wishing for a more elegant way of doing this...

```

```

dEx_x=diff(Ex_cladtop, 'x');
dEx_y=diff(Ex_cladtop, 'y');
dEx_z=diff(Ex_cladtop, 'z');
dEy_x=diff(Ey_cladtop, 'x');
dEy_y=diff(Ey_cladtop, 'y');
dEy_z=diff(Ey_cladtop, 'z');
dEz_x=diff(Ez_cladtop, 'x');
dEz_y=diff(Ez_cladtop, 'y');
dEz_z=diff(Ez_cladtop, 'z');

```

```

if isempty(dEx_x)
    dEx_x = 0;
end
if isempty(dEx_y)
    dEx_y = 0;
end
if isempty(dEx_z)
    dEx_z = 0;
end
if isempty(dEy_x)
    dEy_x = 0;
end
if isempty(dEy_y)
    dEy_y = 0;
end
if isempty(dEy_z)
    dEy_z = 0;
end
if isempty(dEz_x)
    dEz_x = 0;
end
if isempty(dEz_y)
    dEz_y = 0;
end
if isempty(dEz_z)
    dEz_z = 0;
end

```

```

% Magnetic field profile in the top cladding layer

```

```

Hx_cladtop = i * (dEz_y - dEy_z) / (2 * pi * f * mu);

```

```

Hy_cladtop = i * (dEx_z - dEz_x) / (2 * pi * f * mu);
Hz_cladtop = i * (dEy_x - dEx_y) / (2 * pi * f * mu);
H_cladtop = [Hx_cladtop ; Hy_cladtop ; Hz_cladtop];

```

% Test for null spatial derivatives of electric field giving empty matrices and fixing the problem.

```

dEx_x=diff(Ex_core,'x');
dEx_y=diff(Ex_core,'y');
dEx_z=diff(Ex_core,'z');
dEy_x=diff(Ey_core,'x');
dEy_y=diff(Ey_core,'y');
dEy_z=diff(Ey_core,'z');
dEz_x=diff(Ez_core,'x');
dEz_y=diff(Ez_core,'y');
dEz_z=diff(Ez_core,'z');

```

```

if isempty(dEx_x)
    dEx_x = 0;
end
if isempty(dEx_y)
    dEx_y = 0;
end
if isempty(dEx_z)
    dEx_z = 0;
end
if isempty(dEy_x)
    dEy_x = 0;
end
if isempty(dEy_y)
    dEy_y = 0;
end
if isempty(dEy_z)
    dEy_z = 0;
end
if isempty(dEz_x)
    dEz_x = 0;
end
if isempty(dEz_y)
    dEz_y = 0;
end
if isempty(dEz_z)
    dEz_z = 0;
end

```

% Magnetic field profile in the core layer

```

Hx_core = i * (dEz_y - dEy_z) / (2 * pi * f * mu);
Hy_core = i * (dEx_z - dEz_x) / (2 * pi * f * mu);
Hz_core = i * (dEy_x - dEx_y) / (2 * pi * f * mu);
H_core = [Hx_core ; Hy_core ; Hz_core];

```

% Test for null spatial derivatives of electric field giving empty matrices and fixing the problem.

```

dEx_x=diff(Ex_cladbot,'x');
dEx_y=diff(Ex_cladbot,'y');
dEx_z=diff(Ex_cladbot,'z');

```

```

dEy_x=diff(Ey_cladbot, 'x');
dEy_y=diff(Ey_cladbot, 'y');
dEy_z=diff(Ey_cladbot, 'z');
dEz_x=diff(Ez_cladbot, 'x');
dEz_y=diff(Ez_cladbot, 'y');
dEz_z=diff(Ez_cladbot, 'z');

if isempty(dEx_x)
    dEx_x = 0;
end
if isempty(dEx_y)
    dEx_y = 0;
end
if isempty(dEx_z)
    dEx_z = 0;
end
if isempty(dEy_x)
    dEy_x = 0;
end
if isempty(dEy_y)
    dEy_y = 0;
end
if isempty(dEy_z)
    dEy_z = 0;
end
if isempty(dEz_x)
    dEz_x = 0;
end
if isempty(dEz_y)
    dEz_y = 0;
end
if isempty(dEz_z)
    dEz_z = 0;
end

% Magnetic field profile in the bottom cladding layer

Hx_cladbot = i * (dEz_y - dEy_z) / (2 * pi * f * mu);
Hy_cladbot = i * (dEx_z - dEz_x) / (2 * pi * f * mu);
Hz_cladbot = i * (dEy_x - dEx_y) / (2 * pi * f * mu);
H_cladbot = [Hx_cladbot ; Hy_cladbot ; Hz_cladbot];

% CALCULATING TIME AVERAGED (t >> one period) POYNTING VECTOR AND RELATED
% INTENSITY (MODULE OF POYNTING VECTOR) WITHIN AN ARBITRARY CONSTANT (I0).

poynting_cladtop = real(cross(E_cladtop, conj(H_cladtop))) / 2;
poynting_core = real(cross(E_core, conj(H_core))) / 2;
poynting_cladbot = real(cross(E_cladbot, conj(H_cladbot))) / 2;

I_top_TE = sqrt(dot(poynting_cladtop, poynting_cladtop));
I_core_TE = sqrt(dot(poynting_core, poynting_core));
I_bot_TE = sqrt(dot(poynting_cladbot, poynting_cladbot));

Iz0_top_TE = subs(I_top_TE, z, 0);
Iz0_core_TE = subs(I_core_TE, z, 0);

```

```

Iz0_bot_TE = subs(I_bot_TE, z, 0);

% PLOT OF INTENSITY PROFILE AT z == 0
% figure
% ezplot(Iz0_top_TE, [thick/2, 5e-6])
% hold on
% ezplot(Iz0_core_TE, [-thick/2, +thick/2])
% hold on
% ezplot(Iz0_bot_TE, [-5e-6, -thick/2])
% title('Intensity, Mode TE')

%*****
function [Iz0_top_TM, Iz0_core_TM, Iz0_bot_TM] = intensity_TM(n_eff, kz, alpha_cladtop, kx,
alpha_cladbot, n_core, n_cladtop, thick, lambda, p)

% INPUT PARAMETERS

c = 2.99792e8;           % speed of light in vacuum [m/s]
f = c / lambda;         % frequency (independent of material where wave propagates) [1/s]
mu = 4 * pi * 1e-7;     % free space permeability [H/m]
epsilon = 1 / (mu * c^2); % free space permittivity [F/m]
psi = atan((n_core^2 * alpha_cladtop) / (n_cladtop^2 * kx)) - kx * thick / 2 + p * pi; % phase of
stationary wave in x-direction
syms x y z              % declaration of symbolic variables

% BUILDING MAGNETIC FIELD PROFILE

Hx_cladtop = 0;
Hy_cladtop = cos(kx * thick / 2 + psi)*exp(-alpha_cladtop * (x - thick / 2))*exp(-i*kz*z);
Hz_cladtop = 0;
H_cladtop = [Hx_cladtop ; Hy_cladtop ; Hz_cladtop];

Hx_core = 0;
Hy_core = cos(kx * x + psi)*exp(-i*kz*z);
Hz_core = 0;
H_core = [Hx_core ; Hy_core ; Hz_core];

Hx_cladbot = 0;
Hy_cladbot = cos(kx * thick / 2 - psi)*exp(alpha_cladbot * (x + thick / 2))*exp(-i*kz*z);
Hz_cladbot = 0;
H_cladbot = [Hx_cladbot ; Hy_cladbot ; Hz_cladbot];

% BUILDING ELECTRIC FIELD PROFILE

% Test for null spatial derivatives of magnetic field giving empty matrices and fixing the problem.

dHx_x=diff(Hx_cladtop, 'x');
dHx_y=diff(Hx_cladtop, 'y');
dHx_z=diff(Hx_cladtop, 'z');
dHy_x=diff(Hy_cladtop, 'x');

```

```

dHy_y=diff(Hy_cladtop, 'y');
dHy_z=diff(Hy_cladtop, 'z');
dHz_x=diff(Hz_cladtop, 'x');
dHz_y=diff(Hz_cladtop, 'y');
dHz_z=diff(Hz_cladtop, 'z');

```

```

if isempty(dHx_x)
    dHx_x = 0;
end
if isempty(dHx_y)
    dHx_y = 0;
end
if isempty(dHx_z)
    dHx_z = 0;
end
if isempty(dHy_x)
    dHy_x = 0;
end
if isempty(dHy_y)
    dHy_y = 0;
end
if isempty(dHy_z)
    dHy_z = 0;
end
if isempty(dHz_x)
    dHz_x = 0;
end
if isempty(dHz_y)
    dHz_y = 0;
end
if isempty(dHz_z)
    dHz_z = 0;
end

```

% Electric field profile in the top cladding layer

```

Ex_cladtop = -i * (dHz_y - dHy_z) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
Ey_cladtop = -i * (dHx_z - dHz_x) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
Ez_cladtop = -i * (dHy_x - dHx_y) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
E_cladtop = [Ex_cladtop ; Ey_cladtop ; Ez_cladtop];

```

% Test for null spatial derivatives of magnetic field giving empty matrices and fixing the problem.

```

dHx_x=diff(Hx_core, 'x');
dHx_y=diff(Hx_core, 'y');
dHx_z=diff(Hx_core, 'z');
dHy_x=diff(Hy_core, 'x');
dHy_y=diff(Hy_core, 'y');
dHy_z=diff(Hy_core, 'z');
dHz_x=diff(Hz_core, 'x');
dHz_y=diff(Hz_core, 'y');
dHz_z=diff(Hz_core, 'z');

```

```

if isempty(dHx_x)
    dHx_x = 0;
end

```

```

if isempty(dHx_y)
    dHx_y = 0;
end
if isempty(dHx_z)
    dHx_z = 0;
end
if isempty(dHy_x)
    dHy_x = 0;
end
if isempty(dHy_y)
    dHy_y = 0;
end
if isempty(dHy_z)
    dHy_z = 0;
end
if isempty(dHz_x)
    dHz_x = 0;
end
if isempty(dHz_y)
    dHz_y = 0;
end
if isempty(dHz_z)
    dHz_z = 0;
end

% Electric field profile in the core layer

Ex_core = -i * (dHz_y - dHy_z) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
Ey_core = -i * (dHx_z - dHz_x) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
Ez_core = -i * (dHy_x - dHx_y) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
E_core = [Ex_core ; Ey_core ; Ez_core];

% Test for null spatial derivatives of magnetic field giving empty matrices and fixing the problem.

dHx_x=diff(Hx_cladbot, 'x');
dHx_y=diff(Hx_cladbot, 'y');
dHx_z=diff(Hx_cladbot, 'z');
dHy_x=diff(Hy_cladbot, 'x');
dHy_y=diff(Hy_cladbot, 'y');
dHy_z=diff(Hy_cladbot, 'z');
dHz_x=diff(Hz_cladbot, 'x');
dHz_y=diff(Hz_cladbot, 'y');
dHz_z=diff(Hz_cladbot, 'z');

if isempty(dHx_x)
    dHx_x = 0;
end
if isempty(dHx_y)
    dHx_y = 0;
end
if isempty(dHx_z)
    dHx_z = 0;
end
if isempty(dHy_x)
    dHy_x = 0;
end

```

```

if isempty(dHy_y)
    dHy_y = 0;
end
if isempty(dHy_z)
    dHy_z = 0;
end
if isempty(dHz_x)
    dHz_x = 0;
end
if isempty(dHz_y)
    dHz_y = 0;
end
if isempty(dHz_z)
    dHz_z = 0;
end

% Electric field profile in the bottom cladding layer

Ex_cladbot = i * (dHz_y - dHy_z) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
Ey_cladbot = i * (dHz_z - dHz_x) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
Ez_cladbot = i * (dHy_x - dHx_y) / (2 * pi * f * n_eff^2 * epsilon);
E_cladbot = [Ex_cladbot ; Ey_cladbot ; Ez_cladbot];

% CALCULATING TIME AVERAGED (t >> one period) POYNTING VECTOR AND RELATED
% INTENSITY (MODULE OF POYNTING VECTOR) WITHIN AN ARBITRARY CONSTANT (Io).

poynting_cladtop = real(cross(E_cladtop, conj(H_cladtop))) / 2;
poynting_core = real(cross(E_core, conj(H_core))) / 2;
poynting_cladbot = real(cross(E_cladbot, conj(H_cladbot))) / 2;

I_top_TM = sqrt(dot(poynting_cladtop, poynting_cladtop));
I_core_TM = sqrt(dot(poynting_core, poynting_core));
I_bot_TM = sqrt(dot(poynting_cladbot, poynting_cladbot));

Iz0_top_TM = subs(I_top_TM, z, 0);
Iz0_core_TM = subs(I_core_TM, z, 0);
Iz0_bot_TM = subs(I_bot_TM, z, 0);

% PLOT OF INTENSITY PROFILE AT z == 0
% figure
% ezplot(Iz0_top_TM, [thick/2, 5e-6])
% hold on
% ezplot(Iz0_core_TM, [-thick/2, +thick/2])
% hold on
% ezplot(Iz0_bot_TM, [-5e-6, -thick/2])
% title('Intensity, Mode TM')

%*****

function [n_effTE, kz_TE, alpha_cladtopTE, kx_TE, alpha_cladbotTE, n_effTM, kz_TM, alpha_cladtopTM,
kx_TM, alpha_cladbotTM, TError, TMerror] = slab_waveguide_modes_LEE(n_core, n_cladtop, n_cladbot,
thick, lambda, p)
%
```

```

% slab_waveguide_modes_LEE : calculates modes of slab waveguide
%
% This code is using the effective index method described in the book "electromagnetic
% principles of integrated optics" by D. L. Lee to calculate asymmetric
% slab waveguide modes (or symmetric if asymmetry parameter is zero),
% corresponding effective index and wavenumbers.

% INPUT PARAMETERS

%clear all;
% n_core = 3.3;      % refractive index of the waveguide core
% n_cladtop = 1;    % refractive index of top cladding layer
% n_cladbot = 3.1563; % refractive index of bottom cladding layer
% thick = 0.4e-6;   % thickness of the waveguide core in [m]
% lambda = 1.55e-6; % free-space guided (lasing) wavelength in [m]
% p = 0;           % number of the mode (integers starting with zero)

freq = (2 * pi * thick / lambda) * sqrt(n_core^2 - n_cladbot^2) % normalized frequency
parameter
a_TE = abs((n_cladbot^2 - n_cladtop^2)) / (n_core^2 - n_cladbot^2) % normalized
asymmetry measure for TE modes
a_TM = (n_core^2 / n_cladtop^2)^2 * abs((n_cladbot^2 - n_cladtop^2)) / (n_core^2 - n_cladbot^2) %
normalized asymmetry measure for TM modes
b_ini = 0.01; % Unknown parameter b related to effective
index of refraction, defining range
b_end = 0.99; % [b_ini b_end] to check for solution, b=0
is_n_eff=n_cladbot, b=1 is n_eff=n_core

% FINDING ROOT IN "b" OF GUIDANCE CONDITION (FUNCTION CALL @mode_TE OR
@mode_TM) WITH NORMALIZED PARAMETERS

TEerror = 'off';
TMerror = 'off';
try
    b_TE = fzero(@mode_TE, [b_ini b_end], [], p, freq, a_TE); % for TE modes
catch
    warning('slab_waveguide_modes_LEE did not find any TE modes satisfying the guidance condition')
    TEerror = 'on';
end

try
    b_TM = fzero(@mode_TM, [b_ini b_end], [], p, freq, a_TM); % for TM modes
catch
    warning('slab_waveguide_modes_LEE did not find any TM modes satisfying the guidance condition')
    TMerror = 'on';
end

% OUTPUT PARAMETERS

if strcmp(TEerror,'on')
    n_effTE = 'forbidden';
    kz_TE = 'forbidden';
    alpha_cladtopTE = 'forbidden';

```

```

    kx_TE = 'forbidden';
    alpha_cladbotTE = 'forbidden';
else
    n_effTE = sqrt((n_core^2 - n_cladbot^2) * b_TE + n_cladbot^2);    % effective index of refraction for TE
modes
    kz_TE = n_effTE * 2 * pi / lambda;                                % effective propagation wavenumber in z-
direction for TE modes
    alpha_cladtopTE = sqrt(kz_TE^2 - (n_cladtop * 2 * pi / lambda)^2); % attenuation coefficient in top
cladding for TE modes
    kx_TE = sqrt((n_core * 2 * pi / lambda)^2 - kz_TE^2);            % standing wavenumber in x-direction
(lateral) for TE modes
    alpha_cladbotTE = sqrt(kz_TE^2 - (n_cladbot * 2 * pi / lambda)^2); % attenuation coefficient in top
cladding for TE modes
end

if strcmp(TMerror,'on')
    n_effTM = 'forbidden';
    kz_TM = 'forbidden';
    alpha_cladtopTM = 'forbidden';
    kx_TM = 'forbidden';
    alpha_cladbotTM = 'forbidden';
else
    n_effTM = sqrt((n_core^2 - n_cladbot^2) * b_TM + n_cladbot^2);    % effective index of refraction for
TM modes
    kz_TM = n_effTM * 2 * pi / lambda;                                % effective propagation wavenumber in z-
direction for TM modes
    alpha_cladtopTM = sqrt(kz_TM^2 - (n_cladtop * 2 * pi / lambda)^2); % attenuation coefficient in top
cladding for TM modes
    kx_TM = sqrt((n_core * 2 * pi / lambda)^2 - kz_TM^2);            % standing wavenumber in x-direction
(lateral) for TM modes
    alpha_cladbotTM = sqrt(kz_TM^2 - (n_cladbot * 2 * pi / lambda)^2); % attenuation coefficient in top
cladding for TM modes
end

%*****

function [guide_TE] = mode_TE(b, p, freq, a_TE)
% mode_TE : defines the TE guidance condition of which we need the root

guide_TE = freq * sqrt(1 - b) - atan(sqrt(b / (1 - b))) - atan(sqrt((b + a_TE) / (1 - b))) - p * pi;

function [guide_TM] = mode_TM(b, p, freq, a_TM)
% mode_TM : defines the TM guidance condition of which we need the root

guide_TM = freq * sqrt(1 - b) - atan(sqrt(b / (1 - b))) - atan(sqrt((b + a_TM) / (1 - b))) - p * pi;
% This guidance condition should be modified if there is a large difference between core & bottom cladding
index

```

## **ANNEXE B**

**Code pour le calcul des états électroniques d'un point quantique**

```

function [Eo, K, psiQW] = QD_parabolic(massIn, massOut, Vo, height, diameter, extent, pts_x, pts_r, Emax)
%QD_parabolic: Evaluates numerically the radial effective potential of a parabolic QD and fits it to a parabola.
%
%This code digitizes the radial coordinate of a parabolic quantum dot (QD) and evaluate the
%effective potential at each numerical point of the radius. This is done by solving the 1D
%time-independent Schrodinger equation for a potential well in the direction perpendicular
%to the radius by calling the function QW_groundstate. The energy of the first bound state
%in the well constitutes an effective potential varying with the radius and is fitted to a
%parabola.
%
%INPUTS PASSED TO FUNCTION
% massIn - effective mass in the growth direction for the particule in the QD [kg]
% massOut - effective mass in the growth direction for the particule outside the QD [kg]
% Vo - height of the QD confining well [eV]
% height - physical maximum height of the QD [nm]
% diameter - physical diameter of the QD [nm]
% extent - extent of spatial range outside the well for evaluating the wavefunction [nm]
% pts - number of points used to digitize the perpendicular wavefunction [-]
% pts_r - number of points used to digitize the radial coordinate [-]
% Emax - initial guess for the maximum energy of the 1st state for the perpendicular potential well [eV]
%
%OUTPUTS PASSED BACK TO CALLING CODE
% K - constant extracted from fitting the numerical effective potential to a parabola: Veff = Kr^2/2 + Eo
[eV/nm^2]
% Eo - energy of the lowest bound state for the perpendicular potential well at the center of the QD [eV]
% psiQW - numerical wavefunction for the perpendicular potential well at the center of the QD [no units
since not normalized]

%INPUT
step = diameter/pts_r;
r = ones(1, pts_r);
Veff = zeros(1, pts_r);

%Discretisation of the radial coordinate
for pp = 1:pts_r
    if pp < pts_r/2
        r(pp) = -step*(pts_r/2-pp);
    else
        r(pp) = step*(pp-pts_r/2);
    end;
end;

%Evaluating thickness of the QD at each discrete point of the radius
thick = height - (4.*height.*r.^2)./diameter^2;

%Calling function to evaluate the 1st bound state energy of the 1D
%potential well corresponding to the QD thickness at each radius point. The
%resulting data vector Veff is then the effective carrier confining
%potential in the QD radial plane.
for qq = 1:pts_r
    [Veff(qq), psi] = QW_groundstate(massIn, massOut, Vo, thick(qq), extent, pts_x, Emax);
    if qq == pts_r/2
        psiQW = psi;
    end;
end;
end;

```

```

%Fitting a parabola to the effective radial potential to obtain the
%polynomial coefficients that will be used to evaluate the QD discrete
%energy level spacing.
[coeff, stat] = polyfit(r.^2, Veff, 1);           %Matlab function
[error] = stdv_linear(r.^2, Veff, coeff);
coeff(3)=coeff(2);
coeff(2)=0;
[fit] = polyval(coeff, r);                       %Matlab function

%OUTPUT
K=2*coeff(1)
K_err=error(1)
Eo=coeff(3)
Eo_err=error(2)

figure
plot(r,thick)
title('QD shape')

figure
plot(psiQW)
title('transverse wavefunction at r=0')

figure
plot(r, Veff, 'LineStyle', 'none', 'Marker', '+','MarkerEdgeColor', 'magenta')
hold on
plot(r, fit)
title('effective radial potential')
text(-3, 0.2, ['K : ', num2str(K), ' eV/nm2']);
text(-3, 0.21, ['E1 à r=0 : ', num2str(Eo), ' eV']);

%*****

function [E, psiQW, jj] = QW_groundstate(massIn, massOut, Vo, thick, extent, pts, Emax)
%QW_groundstate: Finds the energy and wavefunction for the lowest bound state of a 1D quantum well.
%
%This code solve the 1D time-independent Schrodinger equation for a
%potential well by calling the schro1D_NUMEROV algorithm and then using the
%bisection algorithm to find the allowed value of energy of the 1st
%bound state. The boundary conditions need to be ajusted for odd parity
%states as well as the initial energy guess to select higher energy states.
%(source: book "Computational Physics, problem solving with computers"
%by H. Landau and J. Paez) ***This algorithm doesn't allow to conserve
%the Hermitian (Sturm-Liouville) form for the Schrodinger equation with
%a spatially varying mass.***
%
%INPUTS PASSED TO FUNCTION
% massIn - mass of the particule in the well [kg]
% massOut - mass of the particule outside the well [kg]
% Vo - height of the potential well [eV]
% thick - thickness of the potential well [nm]
% extent - extent of spatial range outside the well for evaluating the wavefunction [nm]
% pts - number of points used in the discrete wavefunction [-]
% Emax - initial guess for the energy of the 1st bound state, high boundary [eV]

```

```

%
%OUTPUTS PASSED BACK TO CALLING CODE
% E - energy of the 1st bound state relative to the bottom of the well, which is chosen to be at E=0 [eV]
% psiF - vector representing the numerical wavefunction [no units since not normalized]

% %test parameters...
% Vo = 1;
% thick = 5;
% me = 9.10953e-31;
% massIn = 0.067*me;
% massOut = 0.15*me;
% %massOut==massIn;
% extent = 5;
% pts = 500;
% Emax = 0.2;

%INPUT

Xmax=thick/2 + extent;           %higher boundary for the evaluation range of the wavefunction, putting
X=0 at the center of the QW [nm]
Xmin=-Xmax;                     %lower boundary for the evaluation range of the wavefunction, putting
X=0 at the center of the QW [nm]
step = (Xmax-Xmin)/pts;         %step for digitization of the spatial coordinate [nm]
QWstart = round((-thick/2-Xmin)/step); %discrete space index at which the potential well starts [-]
QWstop = round(QWstart + thick/step); %discrete space index at which the potential well ends [-]
Emin = 0;                       %initial guess for the energy of the 1st bound state, low boundary [eV]
cte = 8*pi^2/((4.13570e-15)^2*0.1602); %cte = 2/hbar^2 used in k2 calculation [eV-2*s-2]
k2 = ones(1,pts);              %initialisation of the k2 used by the Schrodinger equation : k2 = 2m(E-
V)/hbar^2 [m-2]
tol = 1e-10;                   %tolerance on the numerical error for the value energy found for the first state
[eV]
check = round(QWstart+thick/(4*step)); %index where the matching conditions for the wavefunctions will
be evaluated [-]
error = 1;                      %dummy initial value greater than tolerance for the numerical error [eV]
jj = 0;                         %index counting the number of loops done before finding the energy value within
the tolerance range [-]

%BISSECTION ALGORITHM

while error > tol

    %Defining a trial energy for the bound state
    if jj == 0
        Ec = Emax;
    else
        Ec = (Emax+Emin)/2;
    end;

    %Building k2 according to the parameters supplied for the QW at
    %the trial energy for the first bound state.
    k2 = ones(1,pts);
    k2(1:QWstart) = cte*massOut*(Ec-Vo);
    k2(QWstart:QWstop) = cte*massIn*Ec;
    k2(QWstop:pts) = cte*massOut*(Ec-Vo);

```

```

%Boundary conditions of the wavefunction at the ends of the spatial range.
psi1 = exp(-k2(1)*Xmin);
psi2 = exp(-k2(2)*(Xmin+step));
psi3 = exp(k2(pts)*Xmax);
psi4 = exp(k2(pts-1)*(Xmax-step));

%Calling the Numerov algorithm to propagate the solution both forward &
%backward relative to the spatial coordinate.
[psiF] = schro1D_NUMEROV(k2, step, pts, psi1, psi2, psi3, psi4);
[psiB] = schro1D_NUMEROV(k2, -step, pts, psi1, psi2, psi3, psi4);

%Evaluation of the matching condition, i.e. the continuity of the
%logarithmic derivative, between forward & backward propagating wavefunctions
%at an arbitrary spatial coordinates (chosen at the index "check").
match = (psiB(check+1)-psiF(check-1))/psiF(check);

if jj == 0
    max_match = match;
    jj = 1;
    continue
end;

%Redefining search energy range according to the sign of the matching condition
if (match*max_match) < 0
    Emin = Ec;
else
    Emax = Ec;
    max_match = match;
end;

%Evaluating error on the energy search range containing the bound state value.
error = abs(Emax-Emin);
jj = jj+1;

if jj > 10000
    break
end;
end;

%OUTPUT

E=Ec;
psiQW(1:check)=psiF(1:check);
psiQW(check+1:pts)=psiB(check+1:pts);
% figure
% plot(psiQW)
% figure
% plot(psiF)
% figure
% plot(psiB)

```

```

%*****
function [psi] = schrod1D_NUMEROV(k2, step, pts, psi1, psi2, psi3, psi4)
%schrod1D_NUMEROV: Numerisation of the time-independent 1D Schrodinger equation.
%
%This code use the Numerov algorithm to propagate in 1D space a solution (wavefunction)
%of the time-independent Schrodinger equation. (source: book "Computational Physics, problem
%solving with computers" by H. Landau and J. Paez)
%
%INPUTS PASSED TO FUNCTION
% k2 - wavevector squared i.e.  $k^2 = 2m(E-V)/\hbar^2$ , will handle
% spatial dependence of potential [ $1/\text{nm}^2$ ]
% step - spatial step size for the progression of the wavefunction, sign
% indicates forward or backward propagation [nm]
% pts - number of points used to digitize the wavefunction [-]
% psi1 - first boundary value for forward propagation [no units since not normalized]
% psi2 - second boundary value for forward propagation [no units since not normalized]
% psi3 - first boundary value for backward propagation [no units since not normalized]
% psi4 - second boundary value for backward propagation [no units since not normalized]
%
%OUTPUTS PASSED BACK TO CALLING CODE
% psi - matrix representing the numerical wavefunction

%INITIALISATION

psi = zeros(1,pts);      %Creating the matrix to receive the wavefunction

%NUMEROV ALGORITHM

cte = step^2/12;
if step > 0              %Forward propagation with increasing spatial coordinate
    psi(1) = psi1;
    psi(2) = psi2;
    for ii = 2:pts-1
        psi(ii+1) = (2*(1-5*cte*k2(ii))*psi(ii) - (1+cte*k2(ii-1))*psi(ii-1)) / (1+cte*k2(ii+1));
    end;
else                    %Backward propagation with decreasing spatial coordinate
    psi(pts) = psi3;
    psi(pts-1) = psi4;
    for ii = pts-1:-1:2
        psi(ii-1) = (2*(1-5*cte*k2(ii))*psi(ii) - (1+cte*k2(ii+1))*psi(ii+1)) / (1+cte*k2(ii-1));
    end;
end;

%OPTIONAL PLOT OF THE WAVEFUNCTION

% figure
% plot(psi)

```

```

%*****
function [stats] = stdv_linear(x, y, coeff)
%stdv_linear(x, y, coeff) : evaluates statistical parameters for the linear fit for a given dataset.

%INPUTS PASSED TO FUNCTION
% x - abscisse data
% y - ordinate data
% coeff - coefficients of the linear fit [slope constant]

[linfit] = polyval(coeff, x);          %Generating data points for the fit
res = y - linfit;                    %Residuals (or deviations) of the fit
N = length(x);                       %Number of data points
s2_var = sum(res.^2)/(N-2);           %Sample variance
delta = N*sum(x.^2) - (sum(x))^2;
stdv_cte = sqrt((s2_var * sum(x.^2)) / delta); %Uncertainty on the constant of the linear fit
stdv_slope = sqrt( N * s2_var / delta); %Uncertainty on the slope of the linear fit
errorbar = 2*sqrt(s2_var)/3;         %Statistical uncertainty on the Y ordinate data
stats = [errorbar s2_var stdv_slope stdv_cte]; %Ouputs passed back to the calling code

```

## **ANNEXE C**

**Algorithme pour l'acquisition des données avec le montage évaluant la performance optoélectronique des DLs.**

Les étapes de l'algorithme sont les suivantes :

- 1) mettre en mémoire les valeurs entrées par l'utilisateur;
- 2) initialiser le générateur d'impulsions carrées avec certaines de ces valeurs;
- 3) à chaque pas d'une boucle couvrant la plage de tension à la source spécifiée par l'utilisateur :
  - a) changer la hauteur des impulsions  $V_o$  du générateur;
  - b) recueillir les valeurs de  $V_o$  et  $V_d$  mesurées par l'oscilloscope au plateau supérieur des impulsions;
  - c) vérifier que ces valeurs sont stables en les mesurant trois fois;
  - d) si une de ces valeurs diffère trop des autres, recommencer la série de trois mesures de  $V_o$  et  $V_d$ ;
  - e) calculer la moyenne des trios valeurs de  $V_o$  et  $V_d$  et le courant résultant  $I = (V_o - V_d) / R$  avec la résistance spécifiée par l'utilisateur;
  - f) faire une moyenne de cent lectures de la sortie de tension du wattmètre;
  - g) utiliser cette moyenne ainsi que la longueur d'onde et la courbe de calibrage spécifiées par l'utilisateur pour calculer la puissance lumineuse moyennée sur la période des impulsions  $L_{per}$ ;
  - h) évaluer la puissance lumineuse moyennée sur la durée d'une impulsion  $L$  avec le facteur d'utilisation  $DF$  associé aux impulsions et qui est spécifié par l'utilisateur :  $L = L_{per} / DF$ ;
  - i) vérifier que la sortie est en deçà de 90 % de la valeur maximale de tension permise sur l'échelle courante du wattmètre;
  - j) si la sortie de tension dépasse 90 %, faire une pause et indiquer à l'utilisateur de changer l'échelle du wattmètre;
  - k) adjoindre les valeurs courantes de  $V_o$ ,  $V_d$ ,  $I$  et  $L$  à la suite d'un tableau et mettre à jour les graphiques correspondants;
- 4) sauvegarder le tableau en format ASCII.