THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE MONTPELLIER

En Spécialité : Physique

École doctorale : Information, Structures, Systèmes

Unité de recherche : Laboratoire Charles Coulomb UMR 5221

Fluides quantiques de lumière pour la photonique intégrée : dispositifs à polaritons guidés

Présentée par Hassen SOUISSI

Le 24 novembre 2023

Sous la direction de Thierry GUILLET

Devant le jury composé de

Eric TOURNIE, Professeur des Universités, IES (Montpellier)	Président
Maria TCHERNYCHEVA, Directrice de recherche, C2N (Paris-Saclay)	Rapporteur
Alberto BRAMATI, Professeur des Universités, LKB (Paris)	Rapporteur
Xavier LETARTRE, Directeur de recherche, INL (Lyon)	Examinateur
Thierry GUILLET, Professeur des Universités, L2C (Montpellier)	Directeur de thèse
Christelle BRIMONT, Maître de conférences, L2C (Montpellier)	Co-encadrante de thèse

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

À mes parents,

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire Charles Coulomb (L2C), et je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude envers le directeur, Pierre Lefebvre, pour m'avoir chaleureusement accueilli au sein de son laboratoire.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance envers Maria Tchernycheva et Alberto Bramati d'avoir accepté le rôle de rapporteurs pour ce travail, et pour l'attention particulière qu'ils ont portée à ce manuscrit. Mes remerciements vont également à Xavier Letartre et Éric Tournié d'avoir accepté examiner cette thèse.

Mes sincères remerciements vont à mon directeur de thèse, Thierry Guillet, et à ma co-encadrante, Christelle Brimont. Dès mon stage de master, ils m'ont chaleureusement accueilli au sein de l'équipe Optique des États Collectifs et du Spin (OECS) de l'axe Physique de l'Exciton, du Photon et du Spin (PEPS) du L2C. Leur soutien continu a été déterminant pour mon épanouissement dans mes travaux de recherche, jusqu'à la réussite de ma thèse.

Thierry, merci pour la confiance que tu m'as accordée tout au long de cette aventure doctorale. Ta générosité en m'offrant une liberté créative a été une source d'inspiration, ta présence soutenante et ton aide précieuse en salle de manipe ont été des piliers fondamentaux de mon expérience. Je tiens à saluer ta disponibilité sans faille. À chaque moment où j'ai eu besoin de conseils ou d'éclaircissements, tu as été là, prêt à partager ton expertise et à guider mes réflexions.

Christelle, je tiens à te remercier chaleureusement pour la qualité exceptionnelle de ton encadrement et ta présence constante et encourageante en salle de manipe à mes côtés. À l'issue de chaque réunion, j'attends avec enthousiasme chaque retour que tu partages. Je suis conscient que ces feedbacks ont joué un rôle essentiel dans l'amélioration constante de notre travail.

Mes remerciements s'adressent également à tous les membres de l'équipe OECS, avec qui j'ai eu de nombreuses discussions enrichissantes : Laetitia, Aurélie, Masha, Denis, et Steeve.

Mes remerciements s'étendent également à l'ensemble des membres du laboratoire avec lesquels j'ai eu le privilège d'interagir, et qui ont grandement contribué à la réussite de ce travail. Je tiens à remercier Christian l'Hénoret pour son expertise dans la fabrication des pièces mécaniques et Rémi Jelinek pour sa contribution aux pièces électroniques. Un sincère merci également à toutes les personnes de l'axe PEPS : Brahim, Mauro, Thierry, Isabelle, Guillaume, Bernard... ainsi qu'à toutes les autres personnes du L2C, dont Christelle, Patrick, Béatrice, Jean-Christophe, avec lesquelles j'ai eu le plaisir de travailler.

L'ensemble des résultats obtenus au cours de ma thèse découle d'une collaboration étroite avec trois laboratoires : le Centre de Recherche pour l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (CRHEA), le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), et l'Institut Pascal (IP). À cet égard, je tiens à exprimer ma reconnaissance envers Blandine Alloing et Jesus Zuniga Perez pour leur contribution essentielle à l'épitaxie de mes échantillons. Jesus, je t'adresse particulièrement mes remerciements pour ta disponibilité constante et ta présence constructive et instructive à chaque étape de nos discussions sur les résultats. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers Sébastien Chenot et Mohamed Al Khalfioui pour leur invitation et leur accueil chaleureux au CRHEA pendant ma deuxième année de thèse. Cette semaine a été particulièrement enrichissante en termes d'apprentissage, surtout en ce qui concerne la lithographie optique, la métallisation des surfaces et la caractérisation électrique. Je suis reconnaissant de cette opportunité.
Un grand merci à Maksym Gromovyi, Sophie Bouchoule et Edmond Cambril pour la réalisation d'échantillons de très grande qualité. Sophie, je tiens à exprimer ma profonde gratitude pour l'opportunité que tu m'offres de collaborer avec toi et d'acquérir tes expertises au cours des prochaines années en post-doc. C'est une chance précieuse que j'aborde avec enthousiasme et engagement.
Je remercie également Guillaume Malpuech et Dmitry Solnyshkov pour leur contribution essentielle dans l'interprétation des résultats expérimentaux et les calculs approfondis qu'ils ont réalisés. Leur expertise a grandement enrichi ce travail, et je suis reconnaissant pour leur soutien précieux.

Durant ma thèse, j'ai eu l'occasion d'enseigner pendant trois années à la faculté des sciences. Je tiens à remercier Catherine Turc, Olivier Richard, Sébastien Nanot et Laetitia Doyennette pour leur précieux soutien dans cette expérience pédagogique.

Un immense merci à Mohamed Ali du restaurant administratif pour ses cafés délicieux et son service exceptionnel. Nos discussions animées sur le football ont ajouté une note chaleureuse à mes journées de travail.

À Youssef, Rémi, Boris, Valentin, et Adrien, mes collègues thésards, un grand merci pour toutes ces pauses café qui ont rendu nos journées plus agréables. Je vous souhaite une bonne continuation.

Je remercie également toutes les personnes que j'ai croisées grâce à cette thèse, Ismaël, Nagesh, Elsa, Léa, etc.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Gérard et Marie José pour m'avoir accueilli dans leur studio voisin pendant ces trois années. Leur présence et leurs encouragements on été d'un soutien inestimable. Merci du fond du cœur.

Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance envers mes parents, mes frères et ma sœur, pour leur soutien infaillible et leurs encouragements constants au fil des années.

Et un merci particulier à ma femme, Tu es une personne merveilleuse. Quelle chance de T'avoir dans ma vie.

Table des matières

Remerciements iii

Introduction 1

1 Guides d'onde polaritoniques à base de nitrure de gallium 3

1.1 Le nitrure de gallium pour l'optoélectronique 4

1.1.1 Structure cristalline 4

1.1.2 Techniques de croissance 5

1.1.3 Phonons 6

1.1.4 Exciton 7

1.1.5 Propriétés électroniques 7

1.1.6 Modèle hydrogénoïde de l'exciton de Wannier-Mott 8

1.1.7 Fonction diélectrique 10

1.2 Modes optiques dans une microcavité verticale et un guide d'onde . . . 12

1.2.1 Les microcavités verticales 12

1.2.2 Guides d'onde 13

1.3 Couplage fort exciton-photon : microcavités verticales *versus* guides d'onde 17

1.3.1 Notion de polariton 17

1.3.2 Modèle quasi-particules 18

1.4 Laser à polaritons 25

1.4.1 Principe de fonctionnement 25

1.4.2 État de l'art 26

1.5 Effets non-linéaires polaritoniques 30

1.5.1 Non-linéarité Kerr 30

1.5.2 État de l'art 30

2 Échantillons et dispositifs expérimentaux 33

2.1 Présentation des échantillons 34

2.1.1 Échantillon pour le pompage optique 34

2.1.2 Échantillons pour l'injection électrique 34

2.2 Dispositifs expérimentaux . . . 37
2.2.1 Principe de la spectroscopie optique . . . 37
2.2.2 Photoluminescence . . . 38
2.2.3 Électroluminescence . . . 44
2.2.4 Réflectivité . . . 45

3 Laser à polaritons continu CW **47**
3.1 Caractérisation de la couche active : détermination des paramètres excitoniques . . . 48
3.1.1 Mesures de réflectivité à basse température . . . 48
3.1.2 Mesures de PL à basse température . . . 50
3.1.3 Mesures PL en fonction de la température . . . 51
3.2 Imagerie du guide d'onde polaritonique . . . 52
3.3 Démonstration de l'effet laser . . . 54
3.4 Laser en couplage fort . . . 55
3.4.1 Lien entre intervalle spectral libre et dispersion des modes . . . 56
3.4.2 Analyse avancée de l'émission laser . . . 57
3.4.3 Démonstration du régime de couplage fort . . . 59
3.5 Les pertes laser . . . 60
3.6 Modèle cinétique du laser à polaritons . . . 63
3.7 Étude de la variation de la longueur d'excitation . . . 64
3.7.1 Étude sur la cavité 20 µm . . . 65
3.7.2 Étude sur la cavité 60 µm . . . 65
3.7.3 Comparaison avec le modèle cinétique . . . 67
3.8 Gain modal . . . 69
3.8.1 Cas d'un laser conventionnel . . . 70
3.8.2 Cas d'un laser à polaritons . . . 71
3.8.3 Discussion et comparaison laser conventionnel *versus* laser à polaritons . . . 72
3.8.4 Gain polaritonique : comparaison avec l'état de l'art . . . 72
3.9 Influence de la température . . . 74
3.9.1 Laser à polaritons jusqu'à 150K . . . 74
3.9.2 Effet laser jusqu'à 220K . . . 74
3.9.3 Désaccord du laser en fonction de la température . . . 76
3.10 Conclusion . . . 76

4 Laser impulsionnel **77**
4.1 Changement du régime laser avec la température . . . 78
4.1.1 Démonstration de l'effet laser . . . 78

4.1.2 Démonstration du régime de couplage fort sous le seuil 78
4.1.3 Aplanissement du FSR au seuil 79
4.2 Introduction au laser à blocage de modes 81
4.2.1 Principe de fonctionnement 81
4.2.2 Exemples de laser à blocage de modes 82
4.2.3 Propagation dans un milieu dispersif 83
4.2.4 Propagation dans un milieu non-linéaire 84
4.2.5 Équation non-linéaire de Schrödinger 84
4.2.6 Du soliton au blocage de modes en cavité 85
4.3 Mise en évidence du blocage de modes : approche spectrale 86
4.3.1 Linéarisation de la dispersion polaritonique au seuil laser 86
4.3.2 Modélisation du spectre par le profil spectral du soliton 86
4.4 Mécanisme du blocage de modes sans absorbant saturable 89
4.5 Simulation de la dynamique de verrouillage des modes 90
4.5.1 Résolution temporelle de l'équation de Gross-Pitaevskii 90
4.5.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux 93
4.6 Discussion et quantification de la non-linéarité 93
4.7 Évolution en température 97
4.8 Mesures de la dynamique temporelle 98
4.8.1 Principes et protocoles 98
4.8.2 Mesures de corrélations temporelles 99
4.9 Conclusion 100

5 Injection électrique 103
5.1 Introduction sur les lasers rubans 104
5.2 État de l'art des diodes lasers 105
5.3 Caractérisation des contacts 106
5.3.1 Méthode de la ligne de transmission 106
5.3.2 Montage préliminaire 107
5.3.3 Résistance du contact N 108
5.3.4 Résistance du contact P 108
5.3.5 Résistance série en configuration de jonction PIN 109
5.4 Caractérisation des structures lasers 111
5.4.1 Montage d'électroluminescence par la tranche 112
5.4.2 Étude électrique et optique de l'émission laser 114
5.4.3 Vers l'effet laser sous pompage électrique 114
5.5 Mise en place d'un nouveau montage d'électroluminescence indépendant 116

Conclusion 121

A Quantification de la réduction du dédoublement de Rabi **123**

Bibliographie **126**

Résumé de la thèse en français/anglais **140**

Introduction

Les polaritons sont des quasi-particules résultant de l'interaction entre la lumière et la matière, possédant ainsi des caractéristiques hybrides. Ils résultent du couplage fort entre les photons et les excitons (constitués d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence, liés par l'interaction de Coulomb), qui se traduit expérimentalement par un anticroisement des modes polaritoniques LPB (Lower Polariton Branch) et UPB (Upper Polariton Branch). Pour observer des polaritons, un confinement efficace de la lumière est essentiel, et cela peut être réalisé en utilisant soit des microcavités verticales composées de deux miroirs de Bragg, soit en optant pour un guide d'onde basé sur la réflexion totale interne. Dans cette deuxième géométrie, les polaritons se distinguent par des durées de vie plus longues par rapport aux polaritons présents dans les microcavités, grâce aux faibles pertes associées aux guides d'ondes.

Grâce à leur nature bosonique, les polaritons peuvent s'accumuler massivement dans un même état d'énergie. Proposé en 1996 par Imamoglu et al., « le laser à polaritons » repose sur l'utilisation d'un condensat de polaritons hors-équilibre pour générer une source de lumière cohérente [1]. Le gain optique polaritonique provient de la relaxation stimulée des polaritons le long de la LPB jusqu'à l'état privilégié. Contrairement aux lasers classiques qui exigent une inversion de population pour induire une émission stimulée, où l'écart d'énergie entre les pseudo-niveaux de Fermi (entre l'état initial et final de la transition) doit dépasser l'énergie des photons émis [2], le laser à polaritons surmonte cette contrainte et offre la possibilité de créer des composants lasers fonctionnant à des seuils extrêmement bas.

Par ailleurs, les polaritons présentent une caractéristique remarquable en raison de leur capacité à interagir fortement entre eux via leur composante excitonique, autrement dit à introduire une forte non-linéarité optique. Les progrès récents dans le développement de dispositifs compacts de polaritons non-linéaires actifs ont ouvert la possibilité d'observer des solitons dans les microcavités verticales GaAs [3–5], ainsi que dans des guides d'ondes polaritoniques GaAs [6]. Cette observation est rendue possible grâce à une augmentation significative de la non-linéarité d'autofocalisation (self-focusing) dans ces guides. Les guides d'ondes en nitrure de gallium (GaN) au cœur des diodes lasers bleues depuis les années 90 [7], présentent de plus des excitons potentiellement

robustes à température ambiante, et une interaction non-linéaire polariton-polariton. Cette dernière a été mesurée récemment [8], et des indications de modulation de phase ont été mises en évidence sous une excitation résonante pulsée [9].

Les guides d'ondes GaN offrent donc l'opportunité d'étudier des fluides quantiques de lumière qui combinent un gain important, un mécanisme non-linéaire efficace et une grande compacité, dans une géométrie guidante très spécifique par rapport aux travaux antérieurs dans les microcavités verticales. Cette thèse se concentre sur l'étude, à l'aide de méthodes de spectroscopie, de structures lasers à polaritons en géométrie guide d'onde à base de GaN. Les résultats majeurs de cette recherche comprennent (i) la démonstration d'un laser à polaritons opérant en régime continu à basse température (70 K) ; (ii) la démonstration d'un laser à blocage de modes en étendant notre étude à T=150 K ; (iii) la mise en place d'un nouveau dispositif expérimental d'électroluminescence.

Ce mémoire est organisé de la manière suivante : dans le premier chapitre, les principales propriétés des excitons dans le matériau GaN et des polaritons associés sont énumérées, ce qui est nécessaire pour comprendre et interpréter les résultats expérimentaux. Une attention particulière est portée au couplage fort entre les photons et les excitons, ainsi qu'au fonctionnement du laser à polaritons. De plus, une revue des effets non-linéaires polaritoniques possibles est présentée. Un état de l'art des travaux antérieurs dans chacun de ces domaines fournira ainsi un contexte pour nos travaux de recherche.

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation détaillée des échantillons utilisés dans cette étude et des techniques expérimentales employées pour leur analyse.

Dans le troisième chapitre, le laser à polaritons fonctionnant en régime continu sur des cavités courtes est démontré à T=70 K. L'étude de la variation de la longueur de pompage optique a permis de distinguer ce laser à polaritons des lasers semi-conducteurs conventionnels.

Dans le chapitre quatre, le laser à blocage de modes est mis en évidence à T=150 K sur les cavités plus longues. Un modèle théorique est utilisé pour prédire la formation d'un soliton temporel brillant à l'intérieur de la cavité.

Enfin dans le cinquième et dernier chapitre, une étude préliminaire sur les lasers à guides polaritoniques injectés électriquement est présentée, dans la perspective de réaliser des diodes lasers à polaritons étendant le potentiel de GaN pour la photonique intégrée [10]. Nous avons mis en place un nouveau dispositif expérimental permettant de réaliser des mesures électriques et optiques de manière synchronisée.

Chapitre 1

Guides d'onde polaritoniques à base de nitrure de gallium

Le nitrure de gallium (GaN) est un semi-conducteur à large bande interdite qui suscite un vif intérêt pour le développement de dispositifs optoélectroniques émettant dans le domaine des courtes longueurs d'onde, notamment le bleu et le proche ultraviolet. Les excitons présents dans le GaN montrent une remarquable stabilité et leur interaction intense avec les photons ouvre la voie à la réalisation de dispositifs optoélectroniques exploitant un fort couplage lumière-matière.

Parmi ces dispositifs, les lasers à polaritons se distinguent par leur potentielle capacité à émettre un rayonnement laser tout en consommant peu d'énergie. Ces lasers présentent un seuil de fonctionnement environ 1 à 2 ordres de grandeur inférieur à celui des lasers à cavité verticale (VCSEL). Les structures susceptibles de favoriser l'observation de l'effet laser à polaritons reposent sur un confinement efficace de la lumière, ce qui se traduit par une augmentation significative de la durée de vie des photons et une augmentation des interactions photon-exciton. Pour atteindre un confinement lumineux efficace, différentes approches sont explorées, telles que la réalisation de microcavités planaires ou l'utilisation de guides d'ondes. En outre, il convient de souligner que des effets non linéaires polaritoniques peuvent se produire dans ces deux géométries.

Ce premier chapitre est consacré à rappeler les principales propriétés du nitrure de gallium (GaN) et à définir les concepts fondamentaux tels que le couplage fort exciton-photon, le laser à polaritons et les effets non-linéaires polaritoniques. Une comparaison entre les microcavités verticales et les guides d'ondes sera également abordée dans la revue de la littérature de chaque section.

Sommaire

1.1 Le nitrure de gallium pour l'optoélectronique 4

1.1.1 Structure cristalline 4

1.1.2 Techniques de croissance 5
1.1.3 Phonons 6
1.1.4 Exciton 7
1.1.5 Propriétés électroniques 7
1.1.6 Modèle hydrogénoïde de l'exciton de Wannier-Mott 8
1.1.7 Fonction diélectrique 10
1.2 Modes optiques dans une microcavité verticale et un guide d'onde 12
1.2.1 Les microcavités verticales 12
1.2.2 Guides d'onde 13
1.3 Couplage fort exciton-photon : microcavités verticales *versus* guides d'onde 17
1.3.1 Notion de polariton 17
1.3.2 Modèle quasi-particules 18
1.4 Laser à polaritons 25
1.4.1 Principe de fonctionnement 25
1.4.2 État de l'art 26
1.5 Effets non-linéaires polaritoniques 30
1.5.1 Non-linéarité Kerr 30
1.5.2 État de l'art 30

1.1 Le nitrure de gallium pour l'optoélectronique

1.1.1 Structure cristalline

L'appellation "nitrure" vient du fait que l'élément V de cette famille de matériaux semi-conducteurs III-V est l'azote. Pour le GaN, deux phases de cristallisation sont possibles : l'une de structure würtzite (réseau hexagonal) et l'autre de structure blende de zinc (réseau cubique). Dans les deux cas, l'atome de gallium est entouré par quatre atomes d'azote disposés sur les sommets d'un tétraèdre. Le caractère covalent des liaisons résulte d'une hybridation de type sp^3. La structure würtzite est la plus stable thermodynamiquement [11]. Elle appartient au groupe d'espace C_{6v} (notation de Schoenflies) et est composée de deux sous-réseaux hexagonaux compacts interpénétrés et décalés suivant l'axe c. Pour la croissance par épitaxie, le plan c (0001) est souvent utilisé. La figure 1.1 représente une maille de type blende de zinc (à gauche) et une maille de type würtzite (à droite). Expérimentalement, par diffraction de rayons X, les paramètres de maille sont mesurés et sont reportés dans le tableau 1.1. Les paramètres de maille a et

c représentent respectivement la distance entre deux atomes de même nature dans le plan de base et la distance entre deux plans de base équivalents (cf fig. 1.1(b)).

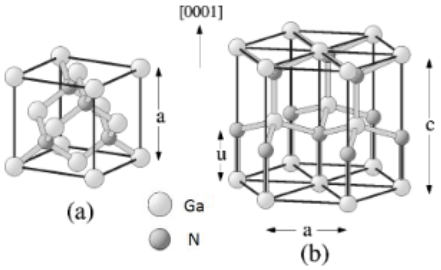


Figure 1.1 – (a) Maille de type blende de zinc. (b) Maille de type würtzite.

Table 1.1 – Paramètres de maille de GaN mesurés expérimentalement.

Symétrie	**a (Å)**	**c (Å)**
wurtzite [12]	3.1892	5.185
Blende de zinc [13]	4.511	

1.1.2 Techniques de croissance

Les trois principales techniques de croissance utilisées pour fabriquer des échantillons de GaN sont :

- l'Epitaxie par Jets Moléculaires ou Molecular Beam Epitaxy (MBE)
- l'Epitaxie en Phase Vapeur aux organométalliques ou Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE)
- l'Epitaxie en Phase Vapeur aux Hydrures ou Hydride Vapor Phase Epitaxy (HVPE)

Le dépôt par MBE se fait par voie physique. Sous ultravide, un ou plusieurs jets moléculaires sur un substrat chauffé permet de faire croître des échantillons à une vitesse de croissance de l'ordre de 1 $\mu m.h^{-1}$. Des analyses *in-situ* par diffraction d'électrons de haute énergie réfléchis RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) permettent de suivre les différents étapes de la croissance.
La technique par la méthode aux organométalliques offre un dépôt par voie chimique. Cette méthode est privilégiée pour la production industrielle en optoélectronique grâce à sa reproductibilité. D'ailleurs, elle possède une vitesse de croissance de quelques $\mu m.h^{-1}$.
La HVPE utilise aussi une voie chimique pour faire un dépôt. Cette technique permet de réaliser des échantillons massifs de bonne qualité. Elle présente de fortes vitesses de croissance pouvant aller jusqu'à 100 $\mu m.h^{-1}$.

Substrat L'épitaxie est une technique utilisée pour faire croître des couches minces sur un substrat spécifique, de manière à ce que les paramètres de maille de la couche mince soient proches de ceux du cristal désiré. Cette technique se divise en deux méthodes distinctes, à savoir l'homoépitaxie et l'hétéroépitaxie. Contrairement à l'homoépitaxie, qui implique la croissance d'un cristal sur un substrat ayant la même composition chimique, l'hétéroépitaxie consiste à faire croître un cristal sur un substrat de composition chimique différente.
Il convient de souligner que le choix du substrat joue un rôle essentiel dans la qualité morphologique et les propriétés optiques de l'échantillon final. Lors du processus de croissance épitaxiale, il est courant d'observer la formation de divers défauts et dislocations en raison des différences de paramètres de maille entre le substrat et le cristal en croissance. Cette situation entraîne l'apparition d'une contrainte biaxiale dans le plan de la couche épitaxiée. Cette contrainte affecte les énergies des sous-bandes de valence et le poids relatif des fonctions associées à ces sous-bandes (cf fig 1.2).

Dans cette thèse, nous allons étudier des échantillons épitaxiés par MOVPE sur des substrats en saphir (voir section 2.1). Le choix du saphir comme substrat est motivé par ses propriétés cristallines et sa compatibilité avec le processus de croissance épitaxiale. Les échantillons obtenus seront ensuite soumis à une caractérisation approfondie, incluant des techniques telles que la spectroscopie optique (voir section 2.2.1) et l'électroluminescence (voir section 2.2.3).

1.1.3 Phonons

Les atomes constituant un réseau cristallin ne demeurent pas immobiles, mais plutôt sujets à des oscillations autour de leurs positions d'équilibre. Ces mouvements génèrent des ondes de vibration qui se propagent à travers la structure du cristal. Les phonons, quant à eux, sont les quasi-particules représentant les quantums de vibration du réseau cristallin. Leur rôle est central dans divers processus d'interaction avec d'autres particules, contribuant ainsi à altérer les propriétés électriques et optiques inhérentes au matériau. La structure würtzite du nitrure de gallium (GaN) comprend quatre atomes dans chaque maille élémentaire. Cela conduit à l'existence de douze modes phononiques distincts dans ce matériau :

- un mode longitudinal acoustique (LA)
- deux modes transverses acoustiques (TA)
- trois modes longitudinaux optiques (LO)
- six modes transverses optiques (TO)

1.1.4 Exciton

L'état fondamental d'un semiconducteur est caractérisé par une bande de valence entièrement occupée d'électrons et une bande de conduction vide. L'absorption d'un photon d'énergie supérieure ou égale au gap provoque le passage des électrons vers la bande de conduction en laissant des trous dans la bande de valence. Après thermalisation au bas des bandes, une quasi-particule appelée "exciton" se forme. Elle résulte de l'interaction coulombienne entre un électron et un trou.

Lorsque cette interaction donne lieu à une distance électron-trou inférieure au paramètre de maille du réseau cristallin, l'attraction électron-trou est très forte et nous parlons d'excitons de Frenkel [14]. Si cette distance est grande devant le paramètre de maille du réseau cristallin, l'exciton est de type Wannier-Mott [15, 16]. Dans ce dernier cas, l'électron est faiblement lié au trou. Il est intéressant de noter que dans la plupart des semiconducteurs inorganiques, dont le GaN, les excitons sont des excitons de Wannier-Mott.

1.1.5 Propriétés électroniques

Le nitrure de gallium (GaN) est un semiconducteur à gap direct ce qui signifie que le maximum de la bande de valence (BV) coïncide avec le minimum de la bande de conduction (BC) en k=0 (centre de la zone de Brillouin). L'existence d'une bande d'énergie interdite (E_g) est la conséquence de l'interaction entre l'onde électronique et le potentiel périodique du cristal. Elle correspond à la différence d'énergie entre les bandes BC et BV. Du fait de l'anisotropie de la structure wurtzite et du couplage spin-orbite, la bande de valence du GaN est éclatée en trois niveaux d'énergie couramment notés A, B et C.

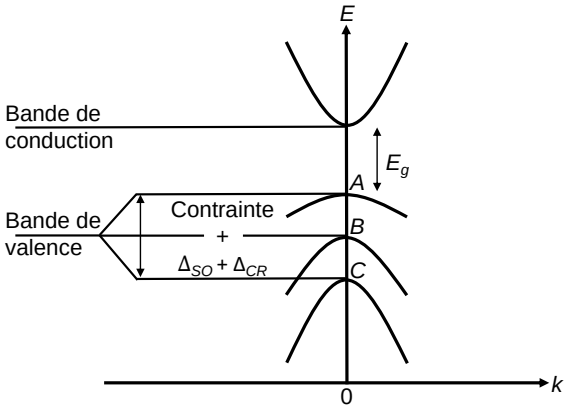


Figure 1.2 – Structure de bandes au voisinage de k=0 pour une structure wurtzite. Δ_{CR} et Δ_{SO} correspondent respectivement au champ cristallin et à l'interaction spin-orbite.

Dans le tableau 1.2 sont reportés les paramètres de la structure de bande du GaN à une température de zéro Kelvin.

TABLE 1.2 – Paramètres de la structure de bande du GaN à $T = 0\ K$. Issus de [17].

	$E_g\ (eV)$	$\Delta_{CR}\ (meV)$	$\Delta_{SO}\ (meV)$
GaN	3.503	10	17

Toutes les transitions optiques impliquant les excitons A, B et C ne sont pas simultanément visibles dans les mesures expérimentales. Cela est dû aux règles de sélection qui définissent les conditions nécessaires pour qu'une transition entre des états électroniques et des états excitoniques soit permise et puisse être détectée par des techniques spectroscopiques (voir section 2.2.4). Ces règles sont basées sur la conservation de différentes quantités physiques, telles que le moment angulaire, la parité, la symétrie et le spin.
La figure 1.3 présente l'évolution des énergies des trois excitons en fonction de celle de l'exciton A, correspondant à différents états de contraintes, i.e. différents substrats. Il est intéressant de noter que les excitons A et B, qui possèdent des symétries différentes, présentent un point de croisement de leurs énergies autour de $E_{XA} \simeq 3.46$ eV. En revanche, les excitons B et C, qui ont tous deux la même symétrie, montrent un point d'anticroisement à une énergie proche de $E_{XA} \simeq 3.47$ eV. Dans cette thèse, il s'agit du GaN sur saphir, et donc $E_{XA} \simeq 3.49$ eV.

La température est parmi les facteurs qui influence l'énergie de la bande interdite (E_g), elle peut être modélisée par la loi de semi-empirique de Varshni [19] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \tag{1.1}$$

où $E_g(0)$ est l'énergie de la bande interdite à $T = 0\ K$, α et β sont des constantes. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 1.3.

TABLE 1.3 – Paramètres de Varshni pour le GaN. Issus de [17].

$\alpha\ (meV/K)$	$\beta\ (K)$
0.909	830

1.1.6 Modèle hydrogénoïde de l'exciton de Wannier-Mott

L'exciton constitue une paire électron-trou en interaction coulombienne. Il est analogue à un atome d'hydrogène construit sur les deux éléments suivants :

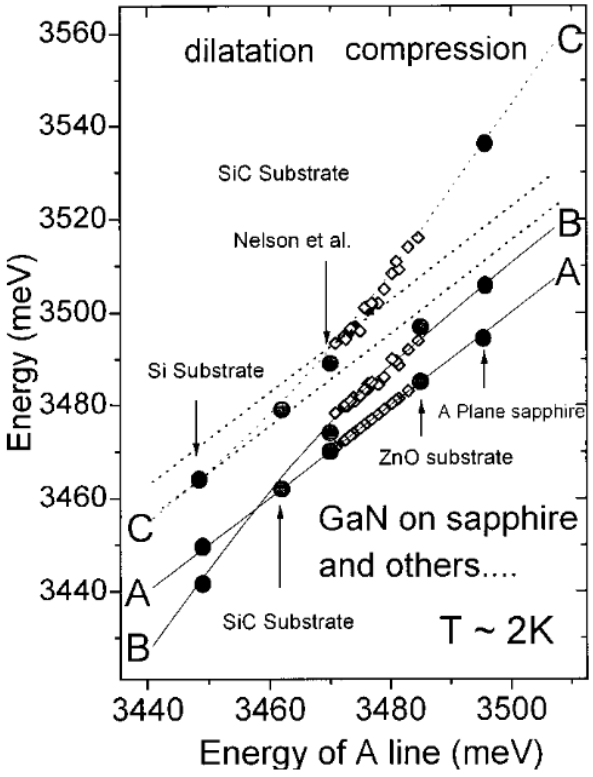


FIGURE 1.3 – Dépendance des énergies des excitons A, B et C du GaN wurtzite en fonction de l'énergie de l'exciton A selon le substrat utilisé à T=2 K. Extraite de [18].

- un électron de masse m_e et de charge $-e$,
- un trou de masse m_h et de charge $+e$.

Nous supposons l'approximation de la masse effective ainsi que l'isotropie des relations de dispersions. Nous avons alors :

$$E_c(\vec{k_e}) = E_g + \frac{\hbar k_e^2}{2m_e} \qquad et \qquad E_v(\vec{k_h}) = -\frac{\hbar k_h^2}{2m_h} \tag{1.2}$$

où E_c et E_v sont respectivement les énergies de la bande de conduction et de valence.

Cette quasi-particule ayant la fonction enveloppe $\psi(\vec{r_e}, \vec{r_h})$ comme solution de l'équation de Schrödinger comportant deux termes d'énergie cinétique de l'électron et du trou, et un terme traduisant l'interaction coulombienne électron-trou :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \vec{\nabla}^2_{\vec{r_e}} - \frac{\hbar^2}{2m_h} \vec{\nabla}^2_{\vec{r_h}} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r \left| \vec{r_e} - \vec{r_h} \right|} \right] \psi(\vec{r_e}, \vec{r_h}) = (E - E_g)\psi(\vec{r_e}, \vec{r_h}) \tag{1.3}$$

où ϵ_0 et ϵ_r sont respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative du matériau. $\vec{r_e}$ et $\vec{r_h}$ sont respectivement les positions de l'électron et du trou dans l'espace réel.

En séparant le mouvement relatif $\vec{r}$ de l'électron par rapport au trou, de celui du centre de masse $\vec{R}$, nous obtenons ces deux équations :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\vec{\nabla}^2_{\vec{r}} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r\left|\vec{r}\right|}\right)\psi(\vec{r}) = E_r\psi(\vec{r}), \qquad \vec{r} = \vec{r_e} - \vec{r_h} \tag{1.4a}$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\vec{\nabla}^2_{\vec{R}}\right)\psi(\vec{R}) = E_R\psi(\vec{R}), \qquad \vec{R} = \frac{m_e\vec{r_e} + m_h\vec{r_h}}{m_e + m_h} \tag{1.4b}$$

$\mu = \dfrac{m_e.m_h}{m_e + m_h}$ et $M = m_e + m_h$ sont respectivement la masse réduite et la masse totale de l'exciton.

De manière analogue au cas de l'atome d'hydrogène, cette approximation dite approximation du centre de masse va nous permettre de déterminer l'énergie totale de l'exciton :

$$E_n = E_R + E_r \tag{1.5a}$$

$$= \left(E_g + \frac{\hbar^2k^2}{2M}\right) - \frac{R^*_y}{n^2} \tag{1.5b}$$

avec $\vec{k}$ le vecteur d'onde et $R^*_y = 13.6 \times \dfrac{\mu/m_0}{\epsilon_r^2}$ le Rydberg excitonique qui correspond à l'énergie de liaison de l'exciton dans son état fondamental (n=1). m_0 est la masse de l'électron libre.

Grâce au modèle de l'atome d'hydrogène, le rayon de Bohr de l'exciton a_B peut être déterminé. Ce dernier correspond à l'étendue de la fonction d'onde excitonique. Pour l'orbitale 1s (n=1), cette grandeur est donnée par l'équation :

$$a_B = a_H.\frac{\epsilon_r}{\mu/m0} \tag{1.6}$$

où a_H est le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène (0.529 Å). Dans le cas du GaN [20], $R^*_y \approx 26$ meV et $a_B \approx 3.5$ nm.

1.1.7 Fonction diélectrique

Dans le cadre de notre étude, nous allons examiner la réponse d'un semiconducteur à une excitation lumineuse, et donc à un champ électrique $\vec{E}$. Nous considérons que le milieu est neutre, linéaire, homogène, isotrope et non magnétique. Un exciton peut être assimilé à un oscillateur harmonique caractérisé par une masse m et une pulsation de

résonance ω_0. Dans cette configuration, la réponse du matériau est représentée par le vecteur déplacement $\vec{D}$ tel que [21] :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon(\omega) \vec{E} = \epsilon_0 \left[1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right] \vec{E}, \tag{1.7}$$

où ϵ_0 la permittivité du vide et $\epsilon(\omega)$ la fonction diélectrique complexe. N représente la densité d'oscillateurs. Dans un modèle purement classique, le terme $Ne^2/m\epsilon_0$ correspond à la force du couplage entre le champ électrique et les oscillateurs, et se nomme la force d'oscillateur f_{osc}. Le terme γ correspond à l'élargissement homogène de la transition excitonique. Il augmente avec la température.
En prenant en compte l'ensemble des transitions excitoniques, la fonction diélectrique peut être décrite comme la somme de la fonction diélectrique hors-résonance ϵ_b (en l'absence d'exciton) et de la contribution des excitons. Cette dernière prend en compte les résonances ω_{0j} associées aux excitons A, B et C mentionnés précédemment. Dans ce cas, la fonction diélectrique du milieu s'écrit :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_b + \sum_j \frac{f_{osc_j}}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j}. \tag{1.8}$$

- Si $\hbar\omega < E_g$, la fonction diélectrique et donc l'absorption seront dues aux raies excitoniques.
- Si $\hbar\omega > E_g$, l'absorption est proportionnelle à $\sqrt{\hbar\omega - E_g}$. Ici nous considérerons le continuum des transitions bande à bande.

La figure 1.4 compare les spectres d'absorption obtenus avec un modèle considérant les effets excitoniques (trait continu) et en ne les considérant pas (en pointillé). L'inclusion de l'interaction coulombienne apporte non seulement des raies d'absorption excitoniques sous le gap, mais également altère le coefficient d'absorption pour les énergies supérieures à E_g par l'intermédiaire d'un facteur appelé *facteur de Sommerfeld* [22–24].

Élargissement inhomogène Dans le cas d'un matériau présentant du désordre, il faut tenir compte d'un élargissement inhomogène σ lié aux inhomogénéités de compositions ou de contraintes. On utilise pour cela une distribution gaussienne d'oscillateurs harmoniques d'énergie moyenne E_0 et d'écart type σ. Il faut noter que la largeur à mi-hauteur d'une gaussienne est égale à : $2\sigma\sqrt{ln4}$. La fonction diélectrique se met sous

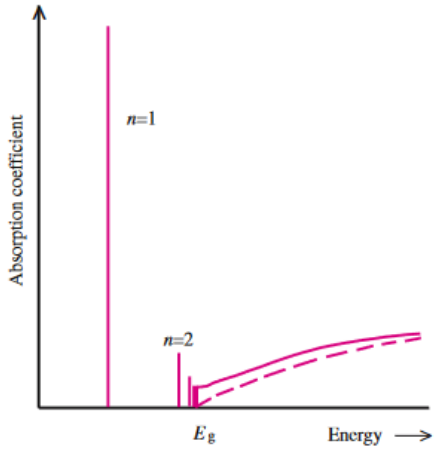


FIGURE 1.4 – Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie. L'énergie de gap étant notée E_g. La courbe en pointillés représente ce à quoi ressemblerait le coefficient d'absorption sans l'interaction coulombienne. Extrait de [25].

la forme suivante :

$$\epsilon_r(E) = \epsilon_b + \sum_j \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \times \frac{f_{osc_j}}{x^2 - E^2 + i\gamma_j E} \times exp\left(-\frac{(x - E_{0j})^2}{2\sigma_j^2}\right) dx, \tag{1.9}$$

où x représente l'énergie de résonance des excitons. Cet élargissement "indépendant de la température" est fortement lié à la qualité du cristal.

1.2 Modes optiques dans une microcavité verticale et un guide d'onde

1.2.1 Les microcavités verticales

Une microcavité (configuration verticale, cf fig 1.5(a)) peut être définie comme une structure optique de taille comparable à λ qui permet de confiner et de contrôler la propagation de la lumière. Elle est généralement composée de deux miroirs hautement réfléchissants placés face à face, formant ainsi une cavité optique. La distance entre les miroirs est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée. La particularité des microcavités verticales réside dans leur capacité à confiner spatialement la lumière dans un volume restreint. Ce confinement permet d'obtenir des interactions lumière-matière fortes.

Relation de dispersion du mode photonique La relation de dispersion décrit comment la fréquence (ou l'énergie) d'un mode de résonance de la cavité varie en fonction du vecteur d'onde $\vec{k}$. Pour une microcavité verticale, le vecteur d'onde $\vec{k}$ est

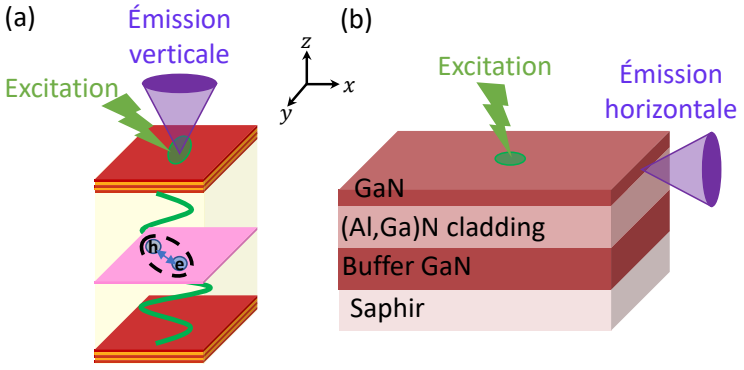


Figure 1.5 – Schéma (a) d'une microcavité verticale et (b) d'un guide d'onde.

généralement décomposé en deux composantes : une composante parallèle au plan de la cavité (dans le plan de la couche) et une composante quantifiée perpendiculaire au plan de la cavité ($k_z = 2\pi n_c/\lambda_0$, avec n_c l'indice de la couche active). En partant de la relation $k = \sqrt{k_z^2 + k_{//}^2}$, nous obtenons la relation de dispersion du mode de cavité :

$$E_C(k) = \frac{\hbar c}{n_c}k = \frac{\hbar c}{n_c}\sqrt{\left(\frac{2\pi n_c}{\lambda_0}\right)^2 + k_{//}^2} = E_0\left(1 + \frac{k_{//}^2}{k_z^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{1.10}$$

avec $E_0 = \hbar c k_z/n_c$ l'énergie du photon lorsque $k_{//} = 0$. Il convient de noter que pour de faibles valeur de $k_{//}$, la dispersion du mode photonique est quasiment parabolique.

1.2.2 Guides d'onde

Au cours de cette thèse, nous allons étudier des guides d'onde à base de GaN. Dans cette géométrie (configuration horizontale, cf fig 1.5(b)), le champ électromagnétique est confiné par réflexions totales internes dans une couche active GaN (coeur) se trouvant souvent entre deux couches confinantes d'indices inférieurs (l'air et le cladding (Al,Ga)N). Cela favorise donc l'interaction entre les photons et les excitons.

Approche d'optique géométrique des guides d'onde Considérons une onde lumineuse qui se propage du coeur du guide d'indice n_{GaN} vers l'air d'indice n_{air} ($n_{GaN} > n_{air}$). Une partie de la lumière incidente sera réfléchie et une partie sera transmise. Les expressions des champs incident, transmis et réfléchi contiennent tous un facteur de la forme $e^{-ik_x x}$, où x est la direction de propagation parallèle à l'interface (cf fig. 1.6). L'angle de transmission θ_2 est donnée par la loi de de Snell-Descartes ($n_{GaN} \times sin\theta_1 = n_{air} \times sin\theta_2$). Concernant l'onde réfléchie, elle a le même angle θ_1 avec la normale que l'onde incidente. Ces trois ondes doivent avoir le même vecteur d'onde

k_x (cf fig. 1.6(a)). Nous pouvons définir un angle d'incidence critique θ_c, pour laquelle l'angle de transmission θ_2 sera égale à $\pi/2$ (cf fig. 1.6(b)). Cela signifie que :

$$sin\theta_c = \frac{n_{air}}{n_{GaN}}. \tag{1.11}$$

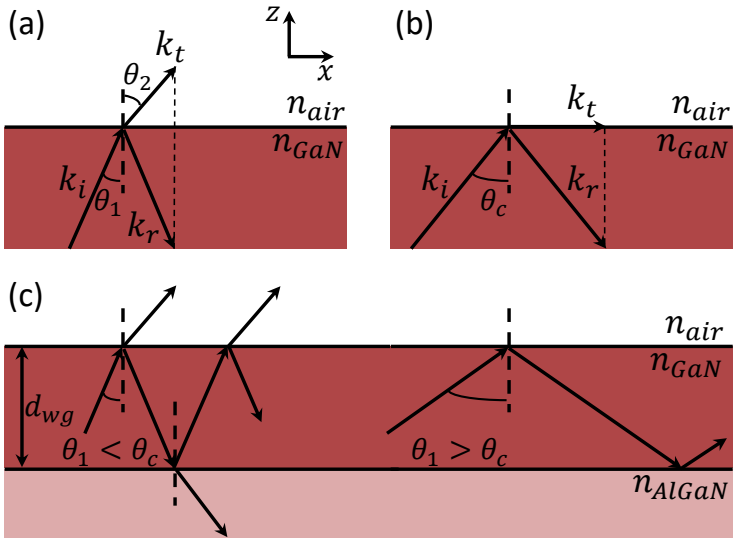


FIGURE 1.6 – Dépendance en angle d'incidence θ_1 de la propagation d'une onde lumineuse d'un milieu plus réfringent n_{GaN} vers un milieu moins réfringent n_{air}. (a) Cas où, $\theta_1 < \theta_c$. (b) Cas où, $\theta_1 = \theta_c$. (c) Condition de confinement dans un guide d'onde. Au-delà du θ_c, il n'existe plus des rayons réfractés.

En effet, si nous considérons le guide GaN (cf fig 1.5(b)) ayant un coeur GaN d'épaisseur d_{wg} placé entre les deux couches confinantes (air et AlGaN), nous avons :

- Pour $\theta_1 > \theta_c$, il y a uniquement des rayons réfléchis (cf fig. 1.6(c)). Le champ est confiné et les modes sont guidés dans la couche active. Ces modes se propagent avec une constante de propagation $\beta = \frac{\omega n_{GaN}}{c} \times sin\theta_1$, supérieure à $k_{air} = \frac{\omega n_{air}}{c}$ et $k_{AlGaN} = \frac{\omega n_{AlGaN}}{c}$ dans le plan du guide ($\beta > k_{air}, k_{AlGaN}$).
- Dans le cas où $\theta_1 < \theta_c$, il n'y a pas une réflexion totale interne mais plutôt une réflexion partielle car une partie de la lumière sera transmise ($\beta \leq k_{air}, k_{AlGaN}$).

Il faut noter qu'un nombre limité de modes peuvent exister. Cela dépendra principalement de l'épaisseur de la couche active d_{wg}. Ainsi, plus la couche active est épaisse, plus elle supporte de modes.

Approche ondulatoire des guides d'onde En résolvant les équations de Maxwell pour les modes guidés, la solution de l'équation de propagation est le champ électrique

$\vec{E}$ de l'onde électromagnétique :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}, \tag{1.12}$$

où l'équation pour l'amplitude $\vec{E}(\vec{r})$ s'écrit [26] :

$$\nabla^2\vec{E}(\vec{r}) + k^2n^2(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0. \tag{1.13}$$

L'onde est progressive suivant la direction x (cf fig. 1.6(c)), et donc $\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(y,z)e^{-i\beta x}$. L'équation 1.13 s'écrit alors :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) E(y,z) + \left(k^2n^2(r) - \beta^2\right) E(y,z) = 0. \tag{1.14}$$

En supposant une invariance suivant y c'est à dire que $\partial/\partial y = 0$. L'équation 1.14 se sépare alors en trois équations selon le milieu :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}E(z) + \left(k^2n_{air}^2(r) - \beta^2\right) E(z) = 0, \qquad \text{dans l'air} \tag{1.15a}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}E(z) + \left(k^2n_{GaN}^2(r) - \beta^2\right) E(z) = 0, \qquad \text{dans GaN} \tag{1.15b}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}E(z) + \left(k^2n_{AlGaN}^2(r) - \beta^2\right) E(z) = 0, \qquad \text{dans l'AlGaN} \tag{1.15c}$$

La condition nécessaire au confinement du champ dans le coeur est déterminée en résolvant ces équations.

- si $\beta > k\,n_{GaN}$, les solutions montrent une divergence exponentielle, ce qui est en contradiction avec les principes physiques.
- si $k\,n_{AlGaN} < \beta < k\,n_{GaN}$ et $k\,n_{air} < \beta < k\,n_{GaN}$, l'amplitude des modes guidés variera de manière exponentielle décroissante dans les couches confinantes, tandis qu'elle sera représentée par une sinusoïde dans la couche de guidage (GaN).
- enfin, si $k\,n_{AlGaN} > \beta$ et $k\,n_{air} > \beta$, l'amplitude $E(z)$ est sinusoïdale partout et dans ce cas les ondes s'échappent du guide.

Cela conduit à une onde qui se propage dans la couche guidante avec une constante de propagation $\beta = k\,n_{eff} = \frac{\omega}{c}\,n_{eff}$, où nous avons défini l'indice de réfraction effectif par :

$$n_{eff} = n_{GaN} \times sin\theta_1, \qquad \text{tel que} \qquad n_{air} < n_{eff} < n_{AlGaN} \tag{1.16}$$

La vue en coupe présentée sur la figure 1.7(a) décrit la structure de notre échantillon (CC0751D-C), qui comprend un tampon en GaN (buffer) d'épaisseur 3 μm, un cladding

inférieur en $Al_{0.08}Ga_{0.92}N$ (1.5 μm) et une couche guidante en GaN d'épaisseur 150 nm (cf fig. 1.5(b)). La figure 1.7(b) présente le profil spatial de l'indice de réfraction, indiquant la variation de l'indice en fonction de l'épaisseur de chaque couche. Le profil du champ électrique dans le guide pour les deux premiers modes transverses électriques (TE0, TE1) est tracé sur la figure 1.7(c). Il s'agit d'un calcul fait à l'aide d'un code CamFR : c'est une librairie open source basé sur les techniques de décomposition de modes propres dans le domaine fréquentielle. Elle est différente des techniques des éléments finis (finite difference time domain, FDTD en anglais) qui discrétise l'espace et le temps. Le guide est presque monomode en ce qui concerne le confinement vertical, avec un facteur de confinement de 76% pour le mode TE0. Quant au mode TE1, il se propage principalement dans le cladding AlGaN.

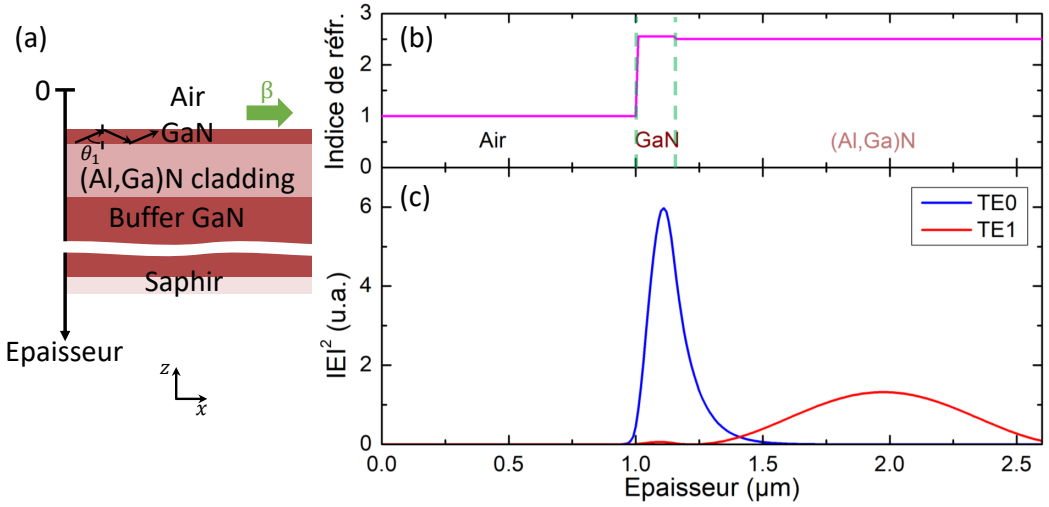


FIGURE 1.7 – (a) Vue en coupe de l'échantillon CC0751D-C. Les profils spatiaux de l'indice de réfraction (b) et du module au carré du champ électrique $|E|^2$ (c) pour les deux premiers modes guidés TE.

Relation de dispersion du mode photonique Nous pouvons déduire du paragraphe précédent que le mode photonique dans un guide a une dispersion approximée par une relation linéaire décrite par :

$$E_C(\beta) = E_{C0} + a_C\,(\beta - \beta_0)\,, \tag{1.17}$$

où E_{C0} et a_C sont deux paramètres de fit. Concernant les notations utilisés, ici β correspond au $k_{//}$ dans le cas des microcavités verticales (cf équation 1.10).

1.3 Couplage fort exciton-photon : microcavités verticales *versus* guides d'onde

1.3.1 Notion de polariton

Les excitons de GaN peuvent interagir avec les photons présents dans la microcavité verticale ou le guide d'onde, comme modélisés dans la fonction diélectrique (cf équation (1.8)). Nous allons aborder dans la suite le phénomène de couplage lumière-matière qui se produit entre ces deux excitations élémentaires. La mise en évidence de ce couplage nous permet de distinguer :

- Le régime de couplage faible où le taux de perte est supérieur au taux de réabsorption d'un photon émis, ce dernier parvient à s'échapper avant d'être réabsorbé par l'émetteur.
- Le régime de couplage fort à condition que nous parvenions à augmenter l'interaction entre la lumière et la matière de manière à ce que le taux de réabsorption devienne prédominant par rapport au taux de perte : les photons émis seront réabsorbés avant d'avoir la possibilité de s'échapper. Dans ce cas, l'énergie contenue dans le système oscille entre un état photonique et un état excitonique. Une telle entité hybride, résultant de cette interaction intense, est appelée exciton-polariton ou polariton. C'est d'ailleurs, une quasi-particule à deux états propres : la branche polaritonique basse (LBP, Lower Polaritonic Branch) et la branche polaritonique haute (UPB, Upper Polaritonic Branch). Comme le montre la figure 1.8, ces deux états résultent de la superposition des états propres de l'exciton $\left|X\right\rangle$ et du photon $\left|C\right\rangle$. Ces polaritons présentent des caractéristiques fascinantes qui se situent entre celles des photons et des excitons, notamment une propagation similaire à celle de la lumière et des interactions inter-particules influencées par leur composante excitonique.

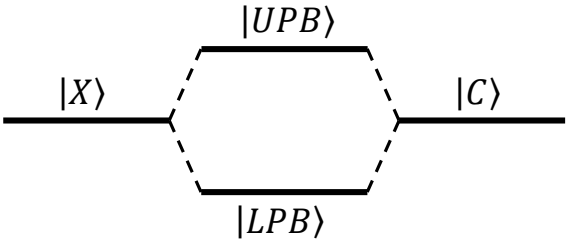


Figure 1.8 – Formation de polariton. Le couplage fort entre les états excitonique $\left|X\right\rangle$ et photonique $\left|C\right\rangle$ donne lieu à deux nouveaux états propres ($\left|LPB\right\rangle$ et $\left|UPB\right\rangle$).

1.3.2 Modèle quasi-particules

Par analogie avec les oscillateurs mécaniques couplés, le couplage entre la lumière et la matière peut être décrit par deux oscillateurs quantiques couplés, où l'un représente le mode photonique et l'autre représente le mode excitonique. La force de couplage entre ces deux oscillateurs est généralement notée V. L'hamiltonien du système s'écrit sous la forme d'une matrice 2×2 :

$$H = \begin{pmatrix} E_C - j\Gamma_C & V \\ V & E_X - j\Gamma_X \end{pmatrix}, \tag{1.18}$$

où Γ_C et Γ_X sont les amortissements des oscillateurs. L'équation aux valeurs propres ($det(H - E\,I) = 0$) donne :

$$(E_C - j\Gamma_C - E)\,(E_X - j\Gamma_X - E) - V^2 = 0. \tag{1.19}$$

Les solutions sont :

$$E = \frac{(E_C - j\Gamma_C + E_X - j\Gamma_X) \pm \sqrt{\left[(E_C - j\Gamma_C) - (E_X - j\Gamma_X)\right]^2 + 4V^2}}{2}. \tag{1.20}$$

En posant

$$\begin{cases} E_m = \frac{E_C + E_X}{2} & \Gamma_m = \frac{\Gamma_C + \Gamma_X}{2} \\ \\ \delta = E_X - E_C & \Delta = \Gamma_X - \Gamma_C \end{cases}$$

Parmi ces paramètres, δ, est le désaccord exciton-photon. Nous pouvons alors écrire les relations de dispersion des branches polaritoniques basse (LPB) et haute (UPB) :

$$E_{LPB} = E_m - j\Gamma_m - \sqrt{V^2 + \frac{1}{4}\left(\delta - j\Delta\right)^2}, \tag{1.21a}$$

$$E_{UPB} = E_m - j\Gamma_m + \sqrt{V^2 + \frac{1}{4}\left(\delta - j\Delta\right)^2}. \tag{1.21b}$$

Dans le cas de la résonance, lorsque $\delta = 0$ c'est à dire que $E_C = E_X$, deux cas sont alors envisageables :

- si $4V^2 > \Delta^2$, le terme sous la racine est positive et les deux solutions différent. Cela correspond au régime de couplage fort. Nous pouvons définir le dédoublement

de Rabi Ω_{Rabi} comme étant la différence d'énergie entre la UPB et la LPB.

- si $4V^2 < \Delta^2$, le terme sous la racine est négative et les parties réelles des deux solutions sont identiques. Dans ce cas, il n'y a pas de dédoublement de Rabi, ce qui correspond au régime de couplage faible.

L'énergie des modes polaritoniques est représentée par la partie réelle de ces expressions, tandis que leur élargissement est reflété par la partie imaginaire.
À la résonance dans le cas du couplage fort, nous obtenons l'expression de dédoublement de Rabi :

$$\Omega_{Rabi} = 2\sqrt{V^2 - \frac{1}{4}\Delta^2}. \tag{1.22}$$

La détermination de la force de couplage V dans un guide d'onde est beaucoup plus complexe que le cas d'une microcavité verticale, ce qui rend nécessaire une estimation du dédoublement de Rabi pour ajuster de manière précise les dispersions expérimentales. Nous pouvons donc attribuer pour chaque branche polaritonique (LPB ou UPB), une fraction photonique $|C|^2$ et une fraction excitonique $|X|^2$. Pour la LPB, elles sont données par :

$$X(\beta) = \frac{\Omega_{Rabi}}{\sqrt{\Omega_{Rabi}^2 + 4\left(E_{LPB}(\beta) - E_X(\beta)\right)^2}}, \tag{1.23a}$$

$$C(\beta) = -\frac{2\left(E_{LPB}(\beta) - E_X(\beta)\right)}{\sqrt{\Omega_{Rabi}^2 + 4\left(E_{LPB}(\beta) - E_X(\beta)\right)^2}}. \tag{1.23b}$$

Cela est valable pour les microcavités verticales ainsi qu'aux guides d'onde.
Le couplage fort se manifeste par un anticroissement entre les deux branches polaritoniques. Cela est visible sur les dispersions polaritoniques présentées sur figures 1.9(a) et 1.9(c) pour une microcavité verticale et un guide d'onde, respectivement. Il est intéressant de noter que nous observons la présence d'un état fondamental sur la LPB d'une microcavité verticale en $\beta = 0$ (ou bien $k_{//} = 0$). En revanche, la UPB tend à converger vers la dispersion du mode de cavité à grand β. Le dédoublement de Rabi se mesure à $\delta = 0$, il permet de quantifier la force du couplage entre les photons et les excitons ($\Omega_{Rabi} = 100\ meV$, dans les deux cas de figure). Les figures 1.9(b) et 1.9(d) présentent les fractions photonique et excitonique de la LPB, respectivement pour une microcavité verticale et un guide d'onde. À $\delta = 0$, elles sont égales (50% pour chacune).

État de l'art La première observation de régime de couplage fort a été réalisée en 1983 dans une cavité d'atomes de Rydberg de sodium à température ambiante [27]. Environ

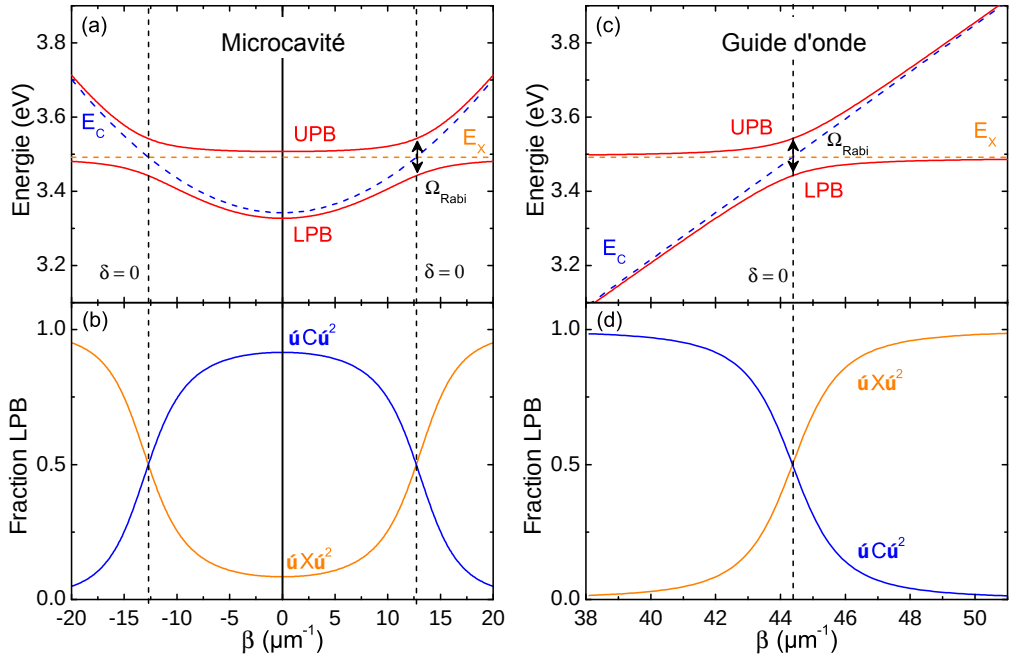


FIGURE 1.9 – (a,c) La dispersion de la LPB et de la UPB sont tracées en rouge, dans le cas (a) d'une microcavité verticale et (c) d'un guide d'onde. L'anticroisement est la preuve de couplage fort et le dédoublement de Rabi Ω_{Rabi} est de l'ordre de 100 meV. En pointillés bleu et orange, sont tracées les dispersions photoniques et excitoniques, respectivement. (b,d) Fractions photonique (bleu) et excitonique (orange) de la LPB, pour (b) une microcavité verticale et (d) un guide d'onde,respectivement.

dix ans plus tard, en 1992, C. Weisbuch a réussi à démontrer le même phénomène dans une microcavité planaire semi-conductrice à base de GaAs grâce à des mesures de réflectivité, mais cette fois à une température de 4 K [28]. En 1994, des mesures de photoluminescence et d'absorption ont été utilisées pour prouver le couplage fort exciton-photon [29, 30].

L'utilisation des semiconducteurs à grands gaps comme GaN, ZnO, CuCl ou certains matériaux organiques, devient primordiale en but d'étendre ces résultats jusqu'à la température ambiante, cela en raison de leurs grandes énergies de liaison des excitons (supérieur ou égal à l'agitation thermique à température ambiante, 25 meV). Leurs forces d'oscillateur importantes permettent d'atteindre une force du couplage très élevée. L'anticroisement, en tant que signature du couplage fort, a été initialement observé dans une microcavité verticale GaN sur silicium à basse température [31]. Par la suite, en 2006, il a été observé à température ambiante, cette fois-ci sur des structures simples dépourvues de miroirs de Bragg, malgré un facteur de qualité relativement faible [32]. Parallèlement, Butté et al. ont démontré le couplage fort à température ambiante dans une microcavité verticale GaN hybride de haute qualité avec des réflecteurs de Bragg en AlInN/AlGaN [33] (cf fig. 1.10(a)). Plusieurs équipes ont observé pratiquement simulta-

nément, le régime de couplage fort dans des microcavités planaires à base de ZnO en 2008-2009. Cela a été réalisé grâce à des mesures de réflectivité ou de photoluminescence effectuées à des températures comprises entre 5 et 10 K [34, 35], ainsi qu'à température ambiante [36, 37].

La configuration des polaritons guidés offre des avantages considérables. Voici les principaux points à retenir :

(i) l'utilisation de miroirs de Bragg n'est pas nécessaire, car les polaritons sont confinés par réflexion totale interne dans le cœur et donc la fabrication est plus simple,

(ii) les pertes sont réduites et le dédoublement de Rabi est plus élevé en raison d'un meilleur recouvrement du champ électrique et du cœur,

(iii) la structure est simple à mettre en œuvre, se composant simplement de trois couches (comparativement aux 80 couches habituellement utilisées dans les microcavités planaires),

(iv) les modes guidés présentent une faible sensibilité aux variations d'épaisseur de la couche de guidage (contrairement aux microcavités, où les caractéristiques du mode photonique sont hautement influencées par les épaisseurs des couches des miroirs et de la couche active),

(v) le fonctionnement avec de grands vecteurs d'onde et des vitesses de groupe élevées (comparativement aux faibles vitesses de groupe des microcavités),

(vi) la possibilité d'injecter électriquement un guide rend cette géométrie très prometteuse (cf chapitre 5).

Ainsi, l'utilisation de la géométrie guidante se révèle être une solution optimale pour la conception de composants polaritoniques fonctionnant à température ambiante. En 2011, une étude faite sur un guide organique a conduit à observer pour la première fois le couplage fort entre un exciton et un mode guidé [38]. Deux années plus tard, Walker et al. de l'université de Sheffield et Cambridge ont démontré le couplage fort dans un guide d'onde à base de GaAs avec un dédoublement de Rabi de 5-6 meV à 5 K [39]. D. Solnyshkov et G. Malpuech ont suggéré l'utilisation des matériaux GaN ou ZnO en tant que zones actives guidantes pour développer un amplificateur polaritonique à injection électrique fonctionnant à température ambiante. Cette proposition théorique a été formulée en 2014 [40]. Depuis, le couplage fort a été mesuré dans un guide d'onde à base de GaN jusqu'à 100 K [41] (cf fig. 1.10(b)). Ce travail a été mené à Lausanne, au sein du groupe de Nicolas Grandjean. Ils ont opté pour l'utilisation de puits quantiques GaN/AlGaN dans leur couche active. Notre équipe à Montpellier a adopté une approche différente en utilisant des guides d'onde ayant comme couche active une couche massive de GaN. Nous avons mis en évidence le couplage fort dans ce type de structure jusqu'à

la température ambiante [42]. La dispersion des polaritons guidés a été analysée par quatre modèles. Deux modèles seront détaillés dans le paragraphe suivant. Il faut noter qu'il y a un compromis à trouver entre, d'une part, les guides d'onde dont la couche active est à puits quantiques et, d'autre part, les guides d'onde avec une couche massive. Voici les principaux avantages et inconvénients, selon le type de la couche active :

TABLE 1.4 – Avantages et inconvénients : couche massive *versus* couche à puits quantiques.

	Couche massive	Couche à puits quantiques
Avantages	élargissement inhomogène petit	énergie de liaison de 2 à 3 fois plus grande force d'oscillateur importante
Inconvénients	énergie de liaison petite	élargissement inhomogène grand (fluctuations des couches)

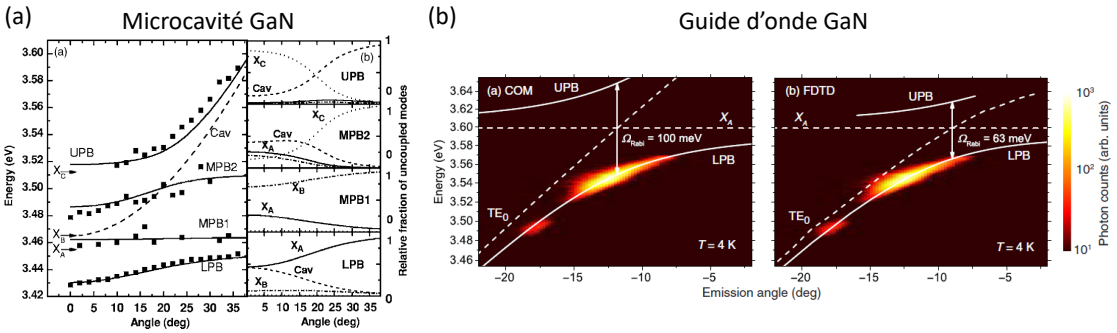


FIGURE 1.10 – (a) Observation expérimentale de couplage fort à température ambiante dans une microcavité verticale GaN issue de [33]. (b) Observation de la dispersion des polaritons guidés jusqu'à 100 K issue de [41].

Détection de la dispersion des modes guidés Nous reprenons ici les principaux éléments de l'article Brimont et al. [42]. La figure 1.11(a) détaille la structure d'un guide d'onde planaire épitaxié sur un substrat de Si (111). Deux couches de cladding inférieurs en AlN (470 nm) et $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ (170 nm) ont été épitaxiés avant de déposer le cœur du guide d'onde en GaN (100 nm). La détection des modes guidés se fait grâce à un réseau de diffraction en SiO_2 déposé sur le guide d'onde. Ces modes guidés ont une constante de propagation β. À proximité du réseau de diffraction, elle sera lié à l'angle de découplage θ par la relation suivante :

$$\beta = \frac{\omega}{c} sin\theta \pm \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{1.24}$$

où Λ est la période du réseau. Une bonne période permet d'atteindre un découplage optimal perpendiculaire à la surface de l'échantillon. À l'aide d'un montage d'imagerie de Fourier, les modes guidés seront observés.
Les dispersions de la LPB mesurées sur le guide d'onde GaN à la température T=6 K sont présentées sur la figure 1.11(b). Notons que la UPB n'est pas observée en raison de l'absorption bande à bande trop élevée, comme discuté pour les microcavités verticales en GaN et ZnO [35, 43]. En se rapprochant de la résonance excitonique, les dispersions changent de courbure et les polaritons ont une fraction excitonique très grande. Cela signifie que le couplage est fort entre les excitons et les photons guidés.

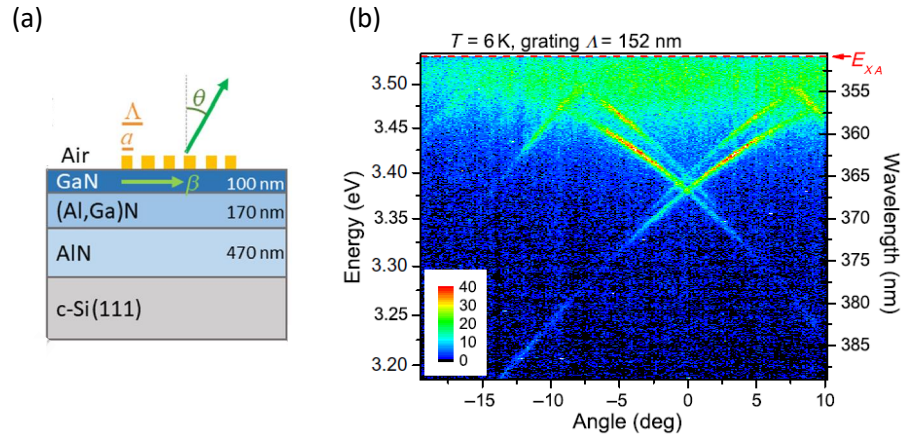


FIGURE 1.11 – (a) Schéma d'un guide d'onde planaire. β est la constante de propagation des modes guidés suivant la direction x et θ est l'angle de découplage. (b) Photoluminescence résolue en angle montrant les dispersions de la LPB mesurées grâce à un réseau de diffraction de période Λ=152 nm à T=6 K. L'énergie de l'exciton A (E_{XA}) est tracée en pointillés rouges. Extraits de [42].

Dans ce paragraphe, nous présentons en détail les modèles A et C parmi les quatre modèles analysant la dispersion des polaritons dans [42]. Afin de déterminer le dédoublement de Rabi, les dispersions de la LPB ont été comparées au modèle (A) quasi-particule à deux oscillateurs couplés (cf section 1.3.2). Les énergies des excitons (X_A, X_B et X_C) sont fixées à partir des mesures de réflectivité (cf section 3.1). Les paramètres E_{C0}, a_C et Ω_{Rabi} sont ajustés pour fitter les dispersions des modes TE0 et TM0 (cf fig. 1.12). Cela a permis d'estimer la force du couplage du mode TE0 : $\Omega_{Rabi}^{TE0} = 150 \pm 30\ meV$.

Une comparaison pertinente avec le modèle oscillateur couplé doit s'effectuer avec le formalisme des matrices de transfert, qui a été utilisé pour étudier le couplage fort dans une microcavité verticale [44]. Pour ce faire, il faut prendre en compte

(i) les modes photoniques de la microcavité verticale (ou bien du guide d'onde),

(ii) la susceptibilité diélectrique de la couche active d'exciton (voir la référence [45] pour les microcavités GaN).

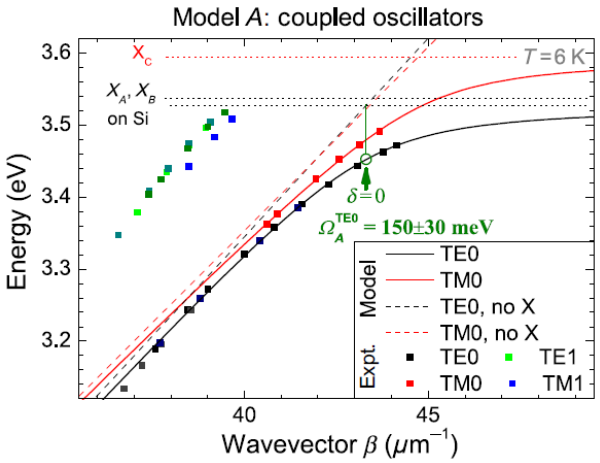


FIGURE 1.12 – Les dispersions expérimentales extraites de la photoluminescence résolue en angle sont représentées par les carrés. Les dispersions de la LPB des modes TE0 (noir) et TM0 (rouge) calculées par un modèle à deux oscillateurs couplés fittent convenablement les dispersions expérimentales. En pointillés sont tracés les dispersions photoniques. Les trois lignes horizontales en pointillés repèrent les énergies des excitons. À désaccord nul ($\beta^A_{\delta 0} = 43.3 \pm 1\ \mu m^{-1}$, cercle vert), le demi Rabi est estimé. Extrait de [42].

Une solution analytique proposée par C. Tanguy, sur la base du modèle d'Elliott de l'absorption des excitons et de leurs états de diffusion [46–48], permet de résoudre la divergence observée entre les expériences et les calculs dans le cas de la résonance excitonique X_{1s} (modèle B). La partie réelle (ϵ_1) et la partie imaginaire (ϵ_2) de la susceptibilité diélectrique sont illustrées sur les figures 1.13(a) et 1.13(b), respectivement. Comme le montre la figure 1.13(c), un bon accord entre l'expérience et le calcul de la LPB est obtenu. Le désaccord nul, correspondant à un vecteur d'onde $\beta^C_{\delta 0} = 45.1 \pm 0.5\ \mu m^{-1}$, conduit à extraire un Rabi Ω^{TE0}_C de $82 \pm 10\ meV$, bien plus petit que le résultat du modèle (A) à deux oscillateurs couplés. Ce modèle (C) "Elliott-Tanguy" soulève un vif intérêt pour une raison évidente, la possibilité de calculer la susceptibilité diélectrique complexe en présence (courbe vert foncé) et en l'absence d'interaction coulombienne (courbe vert clair). Cela est visible sur les figures 1.13(a) et 1.13(b).

Eu égard à ces résultats, nous utiliserons dans la suite, le modèle "Elliott-Tanguy" pour interpréter les résultats des expériences qui sont présentées dans les chapitres suivants.

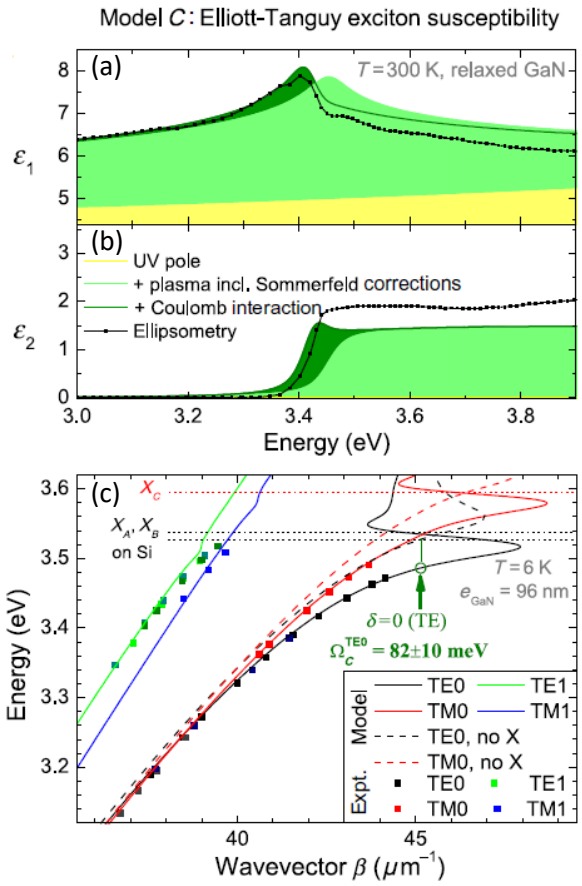


FIGURE 1.13 – Modèle C basé sur la susceptibilité d'Elliott-Tanguy. La partie réelle (a) et la partie imaginaire (b) de la susceptibilité diélectrique du GaN à T=300 K. (c) Les dispersions polaritoniques calculées (traits pleins) sont comparées aux dispersions expérimentales (carrés). Extrait de [42].

1.4 Laser à polaritons

1.4.1 Principe de fonctionnement

Les processus permettant d'observer une émission cohérente de nature polaritonique, que ce soit dans une microcavité verticale ou dans un guide d'onde, sont résumés sur la figure 1.14.

(1) La première étape consiste à pomper optiquement une microcavité verticale (respectivement un guide d'onde). Le pompage se fait de manière non-résonante (respectivement résonante) à l'aide d'un laser (continu ou pulsé) d'énergie supérieure (respectivement égale) au réservoir d'excitons. Il est important de noter que les paires électron-trou (e-h) ont tendance à se relaxer rapidement, généralement en quelques dizaines de femtosecondes, vers des états d'énergie plus basse en émettant des phonons optiques [49]. Cela conduit à la formation de polaritons dans le réservoir excitonique, avec une fraction excitonique très importante.

(2) Ces polaritons vont se relaxer le long de la LPB en émettant à la fois des phonons optiques et acoustiques. Ce processus de relaxation permet ensuite aux polaritons de perdre de l'énergie et d'atteindre leur état fondamental (respectivement leur état privilégié).

(3) En augmentant l'intensité du pompage optique, la densité de polaritons peut dépasser une densité critique pour atteindre le seuil laser, i.e. une population supérieure à 1 sur un état donné de la LPB. Nous pouvons donc observer une émission cohérente, appelée laser à polaritons.

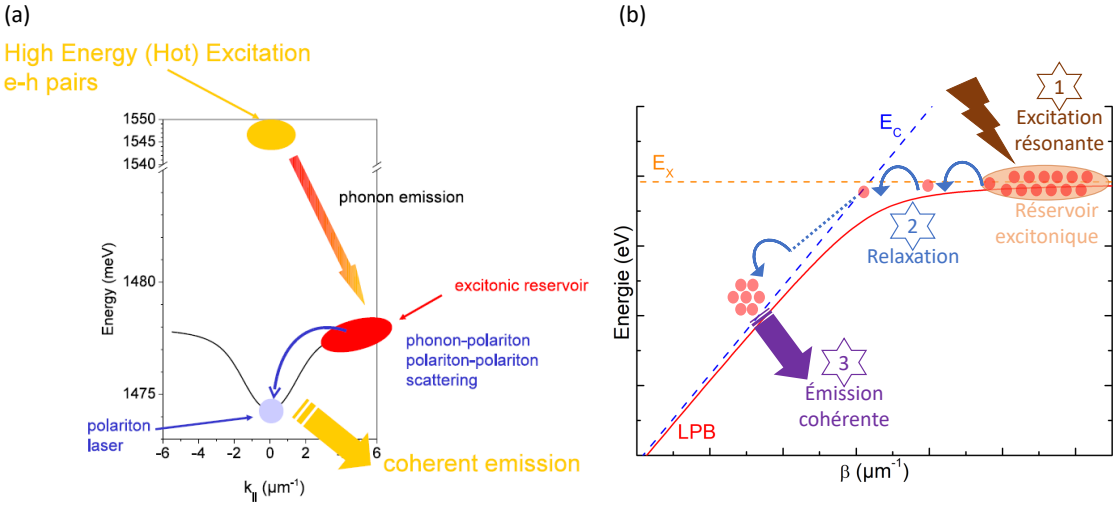


FIGURE 1.14 – Représentation schématique des différentes étapes conduisant au laser à polaritons dans (a) une microcavité verticale (issue de [50]) et dans (b) un guide d'onde.

1.4.2 État de l'art

Toutes les particules quantiques élémentaires connues peuvent être classées en deux catégories en fonction de leur spin. D'un côté, il y a les bosons avec un spin entier, qui se conforment à la statistique de Bose. Une caractéristique distinctive de cette statistique est la possibilité pour plusieurs bosons d'occuper le même état quantique. De l'autre coté, les fermions ont des spins demi-entiers et suivent le principe d'exclusion de Pauli, qui interdit à deux fermions d'occuper le même état quantique. Deux phénomènes couramment observés résultent directement de la statistique de Bose :

(1) la condensation de Bose-Einstein (BEC) de particules bosoniques massives à l'équilibre thermodynamique.

(2) le laser correspondant à un état hors-équilibre de particules sans masses : photons. Ce laser repose sur l'émission stimulée de lumière et nécessite en général une inversion de population.

Étant donné que les excitons sont des bosons composites, nous pouvons dire que les polaritons sont aussi des bosons de nature mixte exciton-photon. En 1996, Imamoglu et al. ont proposé d'utiliser le condensat de polaritons hors équilibre pour réaliser une source cohérente sans inversion de population [1]. Dans ce cas, nous parlons du laser à polaritons. La figure 1.15(a) extraite de [1] présente un diagramme résumant leur point de vue. Suite à des recherches intenses sur les polaritons, une première observation d'un condensat de Bose-Einstein de polaritons a eu lieu en 2006 dans une microcavité verticale CdTe à 40 K [51] (cf fig 1.15(b)). Dès 1998, Dang et al, ont observé deux effets de stimulation distincts dans une microcavité verticale CdTe à puits quantiques à 5 K. La première est associé au polariton dans son état fondamental en régime de couplage fort. Par contre la deuxième stimulation est lié au plasma électron-trou (e-h) en régime de couplage faible [52] (cf fig 1.15(c)). Un effet similaire a été clairement observé par Bajoni et al. dans des micropiliers GaAs [53]. La transition du laser à polaritons vers un laser classique est marquante.

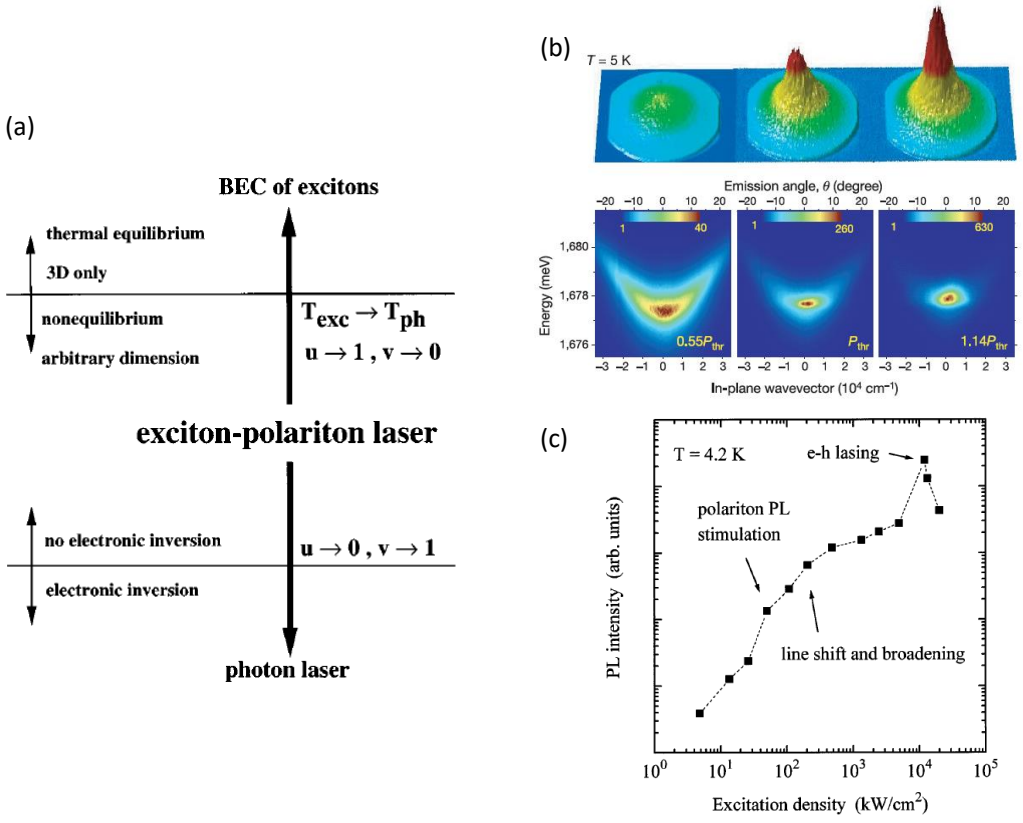


Figure 1.15 – (a) Diagramme comparant le laser à polaritons avec la condensation de Bose-Einstein des excitons et le laser à photons issus de [1]. (b) Première observation d'un condensat de Bose-Einstein des polaritons dans une microcavité verticale CdTe à 5 K issue de [51]. (c) Dépendance de l'intensité de photoluminescence en fonction de la puissance d'excitation montre la présence d'un double seuils laser issue de [52].

Une avancée significative a été réalisée en mettant au point un laser à polaritons

dans des microcavités planaires GaN fonctionnant à température ambiante, en utilisant initialement une couche massive [54] (cf fig. 1.16(a)), puis en se tournant vers des puits quantiques [55]. En ce qui concerne les microcavités planaires à base de ZnO, des avancées significatives ont été réalisées. En 2011, Guillet et al. ont réussi à démontrer l'existence du laser à polaritons injecter optiquement, et ce, jusqu'à une température de 120 K, en utilisant une microcavité hybride sur silicium [56]. De plus, Franke et al. ont pu atteindre une température de fonctionnement allant jusqu'à 250 K en utilisant une microcavité verticale à deux miroirs diélectriques [57]. C'est en 2013 que le consortium (CRHEA, C2N, L2C et IP) a réalisé une avancée majeure en atteignant le seuil du laser à polaritons à température ambiante [58].

Étant donné les faibles vitesses de groupe associées aux modes radiatifs des microcavités verticales, ainsi que les facteurs de qualité limités à seulement quelques milliers, les récents efforts visant à réaliser les lasers à polaritons se sont principalement focalisés sur la géométrie guidante. En 2018, Jamadi et al. ont réalisé une démonstration d'un laser à polaritons dans un guide ZnO fonctionnant jusqu'à la température ambiante [59] (cf fig. 1.16(b)). De plus, une expérience de microphotoluminescence (μPL) utilisant deux points d'excitation a été réalisée afin de démontrer l'amplification polaritonique. Cependant, un inconvénient de cette approche est que la cavité horizontale est formée entre deux fissures parallèles aléatoires présentes sur l'échantillon. Deux ans plus tard, en 2020, Suarez-Forero et al. ont observé une émission cohérente de polaritons dans un guide d'onde à puits quantiques GaAs/AlGaAs [60]. De plus, grâce à la géométrie spécifique du guide d'onde, ils ont réussi à exercer un contrôle électrique sur l'émission laser dans la direction verticale. De notre côté, c'est en 2022 que nous avons réussi à démontrer le fonctionnement d'un laser à polaritons dans un guide GaN, et ce, jusqu'à une température de 150 K [61]. Nous avons réalisé une démonstration expérimentale mettant en évidence la différence entre un laser à polaritons et un laser classique à semi-conducteurs. Ces résultats seront présentés plus en détails dans le chapitre 3. Très récemment, à Lausanne, Delphan et al. ont observé un effet laser polaritonique dans des résonateurs à microdisque basés sur des guides d'ondes GaN/AlGaN, même à température ambiante [62].

Néanmoins, il convient de mentionner d'autres matériaux à large bande interdite qui offrent un potentiel intéressant pour la polaritonique à température ambiante. Parmi ces matériaux figurent les halogénures de cuivre, les pérovskites et les matériaux organiques. Sans entrer dans les détails, voici quelques exemples que je vais mentionner brièvement. La signature du couplage fort, connue sous le nom d'anticroisement, a été clairement mise en évidence dans des systèmes utilisant des matériaux tels que le chlorure de cuivre (CuCl) [63] et l'iodure de cuivre (CuI) [64]. Plus récemment, une avancée majeure a été réalisée avec l'observation d'un condensat de polaritons en utilisant du bromure de

cuivre (CuBr) [65].

Les pérovskites, qu'elles soient de nature organique-inorganique [66] ou entièrement inorganiques [67], sont également très appropriées pour la polaritonique à température ambiante. Ces matériaux offrent de nombreux avantages, notamment leur facilité de fabrication, leur coût abordable et leur capacité à être accordés en termes de longueur d'onde. Ces caractéristiques font des pérovskites des candidats prometteurs dans le domaine de la polaritonique à température ambiante. Une récente avancée a été réalisée par le groupe de Hai Son Nguyen, qui a réussi à introduire une méthode simple et efficace pour obtenir des quasi-BIC (bound state in the continuum) et des EP (exceptional points) polaritoniques en exploitant des métasurfaces plasmoniques composées de pérovskite [68]. En exploitant les avantages des BICs, il a été possible d'améliorer significativement la durée de vie des excitations radiatives à l'intérieur d'un guide d'onde à polariton. Cette réalisation a ouvert la voie à la formation d'un condensat de Bose-Einstein à polariton [69].

Des progrès significatifs ont été réalisés dans l'observation de condensats de polaritons à température ambiante, en utilisant des matériaux organiques. La première observation a été réalisée avec un cristal d'anthracène comme matériau actif [70]. Par la suite, d'autres études ont démontré que la condensation des polaritons est également possible avec des matériaux actifs amorphes [71], des polymères [72], des colorants [73], et même des protéines fluorescentes [74]. Une avancée récente remarquable a été la première observation de la superfluidité à température ambiante [75].

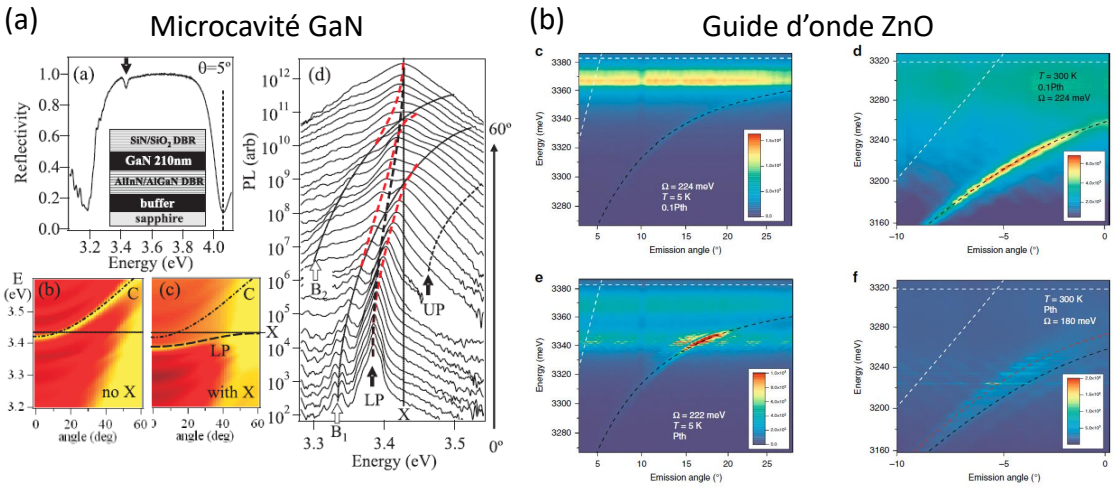


Figure 1.16 – (a) Laser à polaritons à température ambiante dans une microcavité verticale GaN issue de [54]. (b) Laser à polaritons dans un guide ZnO à 5 K et 300 K issue de [59].

1.5 Effets non-linéaires polaritoniques

1.5.1 Non-linéarité Kerr

Les polaritons, résultant du couplage entre des excitons et des photons, peuvent interagir entre eux. Dans le langage de l'optique non linéaire, cela correspond à la non-linéarité Kerr [76, 77]. Le coefficient Kerr de non-linéarité, noté χ_3, est une grandeur physique qui décrit la relation entre le champ électrique appliqué et la modification de l'indice de réfraction du matériau. Plus précisément, il indique comment l'indice de réfraction varie en fonction de l'intensité du champ électrique. Dans les milieux optiques non linéaires, nous pouvons observer un phénomène fascinant lié à cette variation : l'auto-modulation de phase (self phase modulation SPM). Ce phénomène se traduit par un élargissement du spectre des impulsions optiques.
Dans les cavités Fabry-Perot, les modes photoniques sont espacés en termes de longueur d'onde, mais leur espacement en fréquence peut différer. Lorsque le milieu actif remplissant la cavité est un milieu de Kerr, les propriétés non linéaires du matériau modifient les fréquences des modes propres. Dans ce contexte, il est intéressant de mentionner les processus de diffusion où deux particules d'énergie E interagissent pour générer un signal d'énergie $E + \Delta E$ et un idler d'énergie $E - \Delta E$. Dans un milieu de Kerr, ces processus de diffusion se transforment en processus de conservation de l'énergie.
La non-linéarité optique peut donner lieu à l'apparition de solitons temporels [76], qui sont des structures d'impulsions lumineuses stables et localisées dans le temps. Cet effet sera étudié plus en détail au chapitre 4.

1.5.2 État de l'art

La première observation expérimentale d'un effet non-linéaire polaritonique a été réalisé par des mesures résolue en angle sur une microcavité verticale à puits quantiques GaAs/AlGaAs par Savvidis et al. [78–80]. Les mesures ont révélé des résonances d'émission inattendues. À partir d'une onde de pompe à une certaine fréquence, ils observent la génération simultanée de deux nouvelles ondes, le signal et l'idler (cf fig. 1.17(a)), signature de processus paramétrique.
Concernant les guides d'onde GaAs, toujours à basse température, Walker et al. observent la génération des solitons brillants et sombres en profitant des propriétés non linéaire et dispersive des polaritons guidés [6, 81]. En 2019, ils démontrent la génération d'un continuum optique spatio-temporel [82](cf fig. 1.17(b)).
Pour obtenir et observer ces effets non-linéaires à température ambiante, l'utilisation d'un matériau à grand gap comme le nitrure de gallium devient indispensable. C'est en 2021 que Di Paola et al. ont observé un effet non-linéaire résultant de la non-linéarité

du polariton, tel que une forte modulation non linéaire des impulsions optiques sur une courte distance de 100 μm a été observée expérimentalement (cf fig. 1.17(c)) [9].

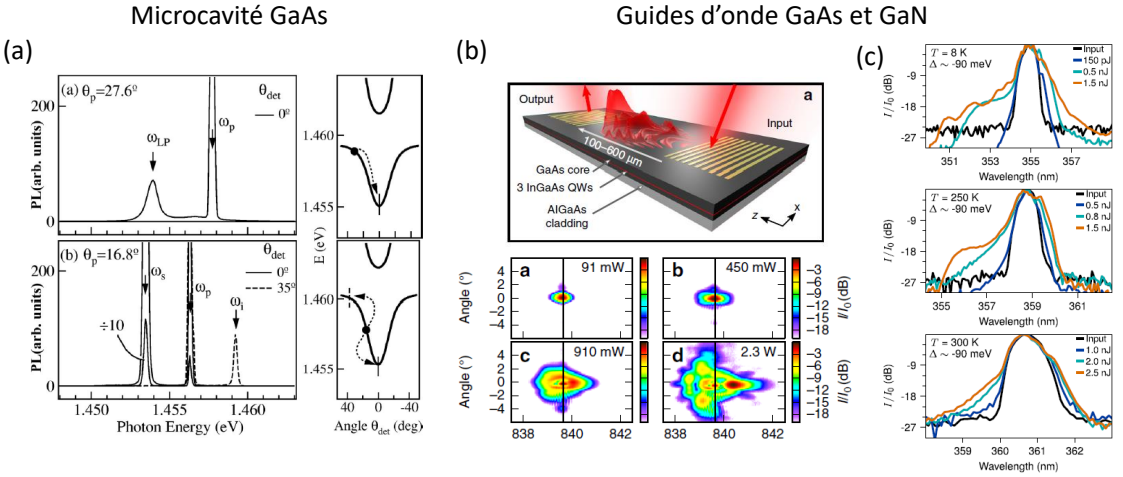


FIGURE 1.17 – (a) Spectre de photoluminescence résolue en angle sur une microcavité verticale GaAs montrant montrant les résonances d'émission issu de [79]. Élargissement spectral des impulsions optiques en augmentant la puissance de pompage dans (b) une microcavité verticale GaAs et dans (c) un guide d'onde GaN extraits respectivement de [82] et [9].

Chapitre 2

Échantillons et dispositifs expérimentaux

Au chapitre précédent, nous avons introduit une géométrie très prometteuse pour la réalisation d'un laser à polaritons injecté électriquement : le guide d'onde polaritonique. La première section de ce chapitre est consacrée à la présentation des échantillons destinés au pompage optique et à l'injection électrique étudié dans cette thèse. Nous donnerons les différentes étapes qui mènent à la fabrication de ces échantillons. La deuxième section est dédiée à la description des dispositifs expérimentaux mis en œuvre dans ce travail. Nous présenterons les techniques de photoluminescence, de réflectivité et d'électroluminescence. Ceci constitue la base de notre étude expérimentale visant à connaitre les propriétés optiques et électroniques des lasers à polaritons guidés.

Sommaire

2.1 Présentation des échantillons 34

2.1.1 Échantillon pour le pompage optique 34

2.1.2 Échantillons pour l'injection électrique 34

2.2 Dispositifs expérimentaux 37

2.2.1 Principe de la spectroscopie optique 37

2.2.2 Photoluminescence 38

2.2.3 Électroluminescence 44

2.2.4 Réflectivité 45

2.1 Présentation des échantillons

2.1.1 Échantillon pour le pompage optique

Dans cette thèse, nous avons étudié un seul échantillon nommé CC0751D-C (cf fig. 1.5(b) et fig. 1.7(a)). La fabrication des échantillons de guide d'onde polaritonique pour le pompage optique comprend deux étapes :

L'épitaxie au Centre de Recherche pour l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (Blandine Alloing et Jesus Zuniga Perez, CNRS-CHREA, Valbonne, France). Il s'agit d'une croissance hétéroépitaxiale en Phase Vapeur aux organométalliques ou Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) sur les plans c d'un substrat saphir (cf fig. 1.7).

La lithographie et la gravure au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (Maksym Gromovyi, Edmond Cambril et Sophie Bouchoule, CNRS-C2N, Université Paris-Saclay, France). Dans le but de réaliser des cavités laser horizontales avec des réflecteurs de Bragg verticaux (DBRs), voici les différentes étapes technologiques :

(1) une lithographie à faisceau d'électrons (Electron-Beam Lithography),

(2) une gravure profonde sèche (Deep Dry Etching),

(3) une gravure complémentaire par faisceau d'ions focalisé (Focused Ion Beam, FIB). Cette étape a été ajoutée pour améliorer la verticalité du ruban et des DBRs, car initialement, elle n'était pas prévue dans la stratégie de gravure.

Les figures 2.1(b) et (c) présentent deux images au microscope électronique à balayage (MEB), respectivement, avec et sans résidu de gravure FIB, d'un guide d'onde ruban (L_{cav} = 5 μm, W_{cav} = 1 μm). Les deux DBRs gravés aux deux extrémités du guide forment la cavité laser horizontale. Ces réflecteurs permettent de confiner la lumière à l'intérieur du guide.

Les cavités gravées diffèrent par la longueur L_{cav}, la largeur W_{cav} et le nombre de paires N des DBRs. Concernant la période du DBR, elle est fixée à 90 nm(air)/112 nm(GaN) vu la nécessité d'avoir une bande d'arrêt (stop band) bien centrée à la longueur d'onde qui nous intéresse ∼370 nm (cf fig. 2.1(a)). Les dimensions des cavités sont définies dans le tableau 2.1. Notons que la couche du cladding inférieur (Al,Ga)N est gravée jusqu'à quelques centaines de nanomètres (∼500 nm). Il s'agit d'une gravure profonde (deep etching) à distinguer de shallow etching.

2.1.2 Échantillons pour l'injection électrique

Les échantillons pour l'injection électrique proviennent du Centre de Recherche pour l'Hétéro-Epitaxie et ses application (Sébastien Chenot et Mohamed Al Khalfioui).

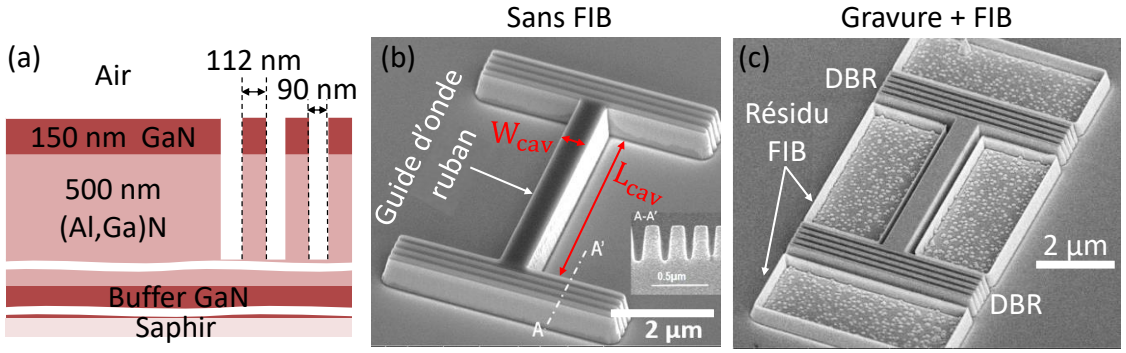


FIGURE 2.1 – (a) Vue en coupe de la gravure des réflecteurs de Bragg distribués (DBRs) en GaN/air. (b) Image MEB vue de dessus d'une cavité de longueur 5 μm, sans FIB. (c) Comme (b) mais avec FIB, tel que la zone grise claire corresponde au résidu de gravure FIB. Le guide d'ondes ruban, de 1 μm de largeur, est délimité par quatre paires des DBRs de chaque côté.

TABLE 2.1 – Les dimensions des cavités gravées.

$\mathbf{L_{cav}}$ **(μm)**	5, 10, 20, 40, 60 et 100
$\mathbf{W_{cav}}$ **(μm)**	1 et 100
N	1, 2, 3 et 4

Dans cette thèse, nous avons étudié une série d'échantillon CC1422, CC1431, CC1432 et CC1433. Ici j'ai choisi de présenter celui qui a donné des résultats prometteurs, le CC1433 (cf fig. 2.2(a)). Les différentes étapes de fabrication sont :

L'épitaxie Comme les échantillons pour l'injection optique, les guides injectés électriquement sont épitaxiés sur les plans c d'un substrat saphir par la technique en Phase Vapeur aux organométalliques ou Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE). Plusieurs dépôts par voie chimique vont permettre de croître les différents couches (cf fig. 2.2(a)). Ici, il s'agit d'une couche active $In_{0.04}Ga_{0.96}N$ d'épaisseur 129 nm placée entre les deux claddings $Al_{0.08}Ga_{0.92}N$ dopés P et N. Cela constitue la jonction PIN. La couche d'$Al_{0.15}Ga_{0.85}N$ dopé P bloquant les électrons (Electron Blocking Layer EBL en anglais) est placée stratégiquement dans le dispositif afin de canaliser les électrons vers la couche active et d'éviter leur transport direct vers la couche P.

La lithographie optique et la métallisation des surfaces Le masque de lithographie optique est donné sur la figure 2.2(b). Il se compose :

- des structures lasers ruban de longueurs 520 et 1020 μm, ayant quatre largeurs différentes 5, 10, 20 et 40 μm,
- des diodes électroluminescentes (light-emitting diode LED en anglais),

- de lignes de transmission (Transmission Line Method TLM en anglais), à partir de laquelle les résistances du contact N et P seront déterminées.

Les différentes étapes de fabrication des lasers et la prise de contacts pour l'injection électrique sont présentées sur la figure 2.2(c).

(1) Nettoyage de la surface de l'échantillon avec BOE (Buffered Oxyde Etch en anglais) et dépôt de la couche protectrice du nickel Ni (1.5 nm).

(2) Lithographie UV et gravure ionique réactive - ou gravure par ions réactifs (Inductively Coupled Plasma – Reactive Ion Etching ICP-RIE en anglais) de la mésa.

(3) Lithographie UV et gravure ICP-RIE des rubans.

(4) Élimination de la couche Ni par gravure chimique et nettoyage de la surface.

(5) Dépôt du contact P nickel/or (Ni/Au).

(6) Dépôt du contact N titan/aluminium/nickel/or (Ti/Al/Ni/Au).

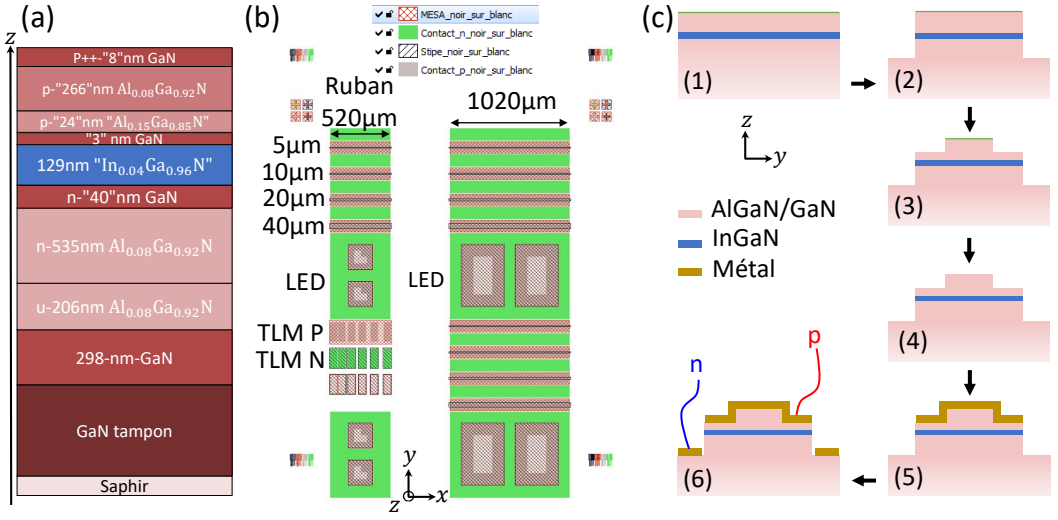


FIGURE 2.2 – (a) Vue en coupe de l'échantillon CC1433. (b) Schéma d'implantation avec les dimensions de différents structures. (c) Les étapes de fabrication d'une structure laser.

Notons qu'à ce stade, il n'y a pas encore de réflecteurs de Bragg distribués (DBRs) aux deux extrémités du ruban, mais plutôt des facettes gravées (cf fig. 2.3). La réalisation de ces facettes a nécessité un travail important en salle blanche réalisé par Sébastien Chenot. Plusieurs stratégies de process ont été développées et testées tout au long de ma thèse. J'ai eu la chance de réaliser une mission d'une semaine au CRHEA, où j'ai pu travailler en collaboration avec Sébastien Chenot, ainsi qu'avec Mohamed Al Khalfioui pour la caractérisation électrique des structures lasers. Une étape ultérieure est en cours avec le CRHEA et le C2N pour fabriquer des échantillons de guide d'onde

polaritonique pour l'injection électrique avec des réflecteurs de Bragg distribués. La réussite préalable de cette stratégie pour les échantillons dédiés à l'injection optique démontre le potentiel prometteur de cette approche. J'ai participé à la préparation et aux choix des dimensions des structures. La fabrication aura lieu à partir de l'automne 2023 correspondant à la fin de ma thèse.

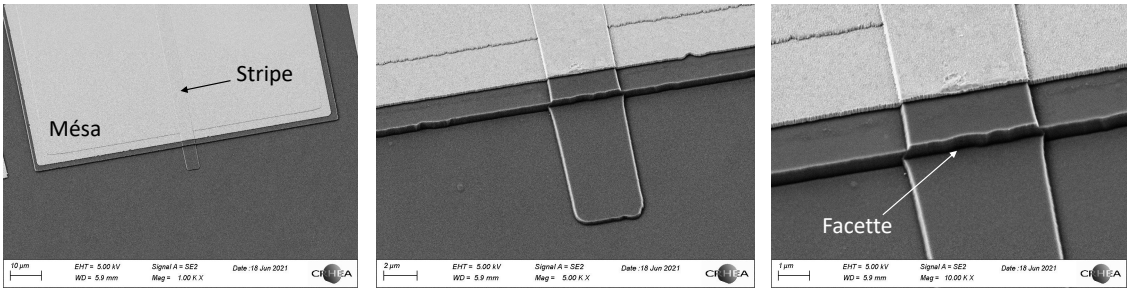


Figure 2.3 – Images MEB d'une structure laser de 5 μm de largeur.

2.2 Dispositifs expérimentaux

Nous présentons dans cette section les différentes techniques expérimentales permettant l'étude des propriétés optiques et électroniques des lasers à polaritons guidés.

2.2.1 Principe de la spectroscopie optique

La spectroscopie optique consiste à analyser les spectres de rayonnements lumineux qui sont émis, absorbés ou transmis par un matériau semiconducteur après avoir été soumis à une excitation lumineuse. Cet ensemble de techniques permet d'analyser les propriétés intrinsèques (indice, constante diélectrique, énergie, force d'oscillateur des transitions optiques, etc...) et structurales (épaisseur, composition d'alliage, contrainte, etc...) d'un matériau sur une large gamme du spectre électromagnétique. En outre, cela permet de mesurer certaines propriétés extrinsèques (dopage résiduel, défauts, etc...) du matériau étudié. Dans cette thèse, notre approche expérimentale a reposé sur l'utilisation de la spectroscopie optique pour étudier en détail les états excitoniques, photoniques et polaritoniques dans notre guide d'onde. En parallèle, nous avons également exploré le pompage optique comme une stratégie pour faire fonctionner nos lasers à polaritons guidés. Grâce à cette combinaison , nous avons pu étudier en profondeur les propriétés de nos dispositifs à polaritons guidés et explorer leur comportement sous différentes conditions d'injection. La figure 2.4 illustre les différents phénomènes qui se produisent successivement suite à l'excitation lumineuse d'un matériau semiconducteur.

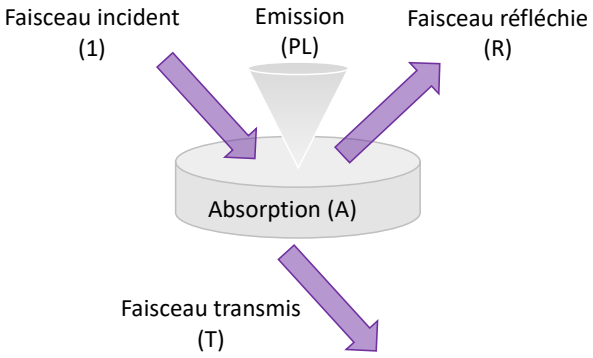


FIGURE 2.4 – Phénomènes observés lors de l'excitation lumineuse d'un semiconducteur.

Les faisceaux réfléchi et transmis peuvent être mesurés respectivement par les techniques de réflectivité (R) et de transmission (T). La partie absorbée de l'énergie lumineuse est quant à elle convertie en chaleur ou en émission lumineuse à une longueur d'onde différente, dans ce que l'on appelle la photoluminescence (PL) qui en général le régime linéaire pour connaitre les états électroniques. En supposant que les phénomènes de diffusion sont négligeables, la conservation de l'énergie conduit à l'équation $R + T + A = 1$.

2.2.2 Photoluminescence

2.2.2.1 Principe d'une mesure en photoluminescence

La photoluminescence est une technique d'analyse des photons émis par un échantillon excité par une source lumineuse, généralement un laser. Si l'énergie de ce laser est supérieure au gap, une paire électron-trou est créée avec une quantité de mouvement importante. Les électrons et les trous subissent ensuite des processus de désexcitation (ou thermalisation) par des mécanismes non radiatifs, qui les amènent à des états énergétiques stables au bas de la bande de conduction et en haut de la bande de valence, respectivement. Enfin, la recombinaison radiative de la paire électron-trou conduit à l'émission d'un photon. La technique de photoluminescence consiste à mesurer les photons ré-émis. La figure 2.5 présente les processus mis en jeu lors de la photoluminescence.

Le spectre de photoluminescence correspond à la quantité de photons émis en fonction de la longueur d'onde, résultant des diverses recombinaisons. Pour obtenir des informations sur les caractéristiques intrinsèques et extrinsèques du matériau, ainsi que sur ses propriétés structurales, il est indispensable d'analyser de manière approfondie ces spectres. En général, les expériences de photoluminescence sont réalisées à basse température. Cela s'explique d'une part par l'amélioration du rendement radiatif à basse température, et d'autre part pour éviter l'élargissement des raies spectrales dû

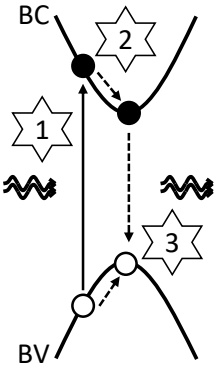


Figure 2.5 – Les processus qui interviennent lors de la photoluminescence : (1) photoexcitation, (2) thermalisation et (3) recombinaison radiative.

aux interactions avec les phonons.

2.2.2.2 Mécanismes de recombinaison

Les processus impliqués lors de la photoluminescence incluent la photoexcitation, la thermalisation et la recombinaison radiative (cf fig. 2.5). Cette dernière peut se produire de plusieurs manières, notamment :

- la recombinaison directe, où un électron et un trou se recombinent directement pour émettre un photon,
- la recombinaison excitonique, où un exciton (paire électron-trou en interaction coulombienne) se recombine pour émettre un photon,
- la recombinaison indirecte, où un électron et un trou se recombinent par l'intermédiaire d'un état de recombinaison intermédiaire, tel qu'un centre de recombinaison de type impureté ou un état de piégeage de surface, pour émettre un photon.

2.2.2.3 Dispositif expérimental pour la micro-photoluminescence

La figure 2.6 présente une schématisation du dispositif expérimental de microphotoluminescence qui a été utilisé au laboratoire Charles Coulomb (L2C). En examinant le parcours optique, nous pouvons constater que le dispositif est principalement constitué de :

(1) Excitation :

- des lasers d'excitation lumineuse avec une énergie supérieure à celle de la bande interdite du GaN. Deux types de lasers seront employés : un laser pulsé à 355 nm qui émet une impulsion d'une durée de 4 ns avec un taux de répétition de 7 kHz (Cobolt Tor) et une chaîne laser Titane-Saphir (690-1040 nm) avec un taux de répétition de 82 MHz. Le processus

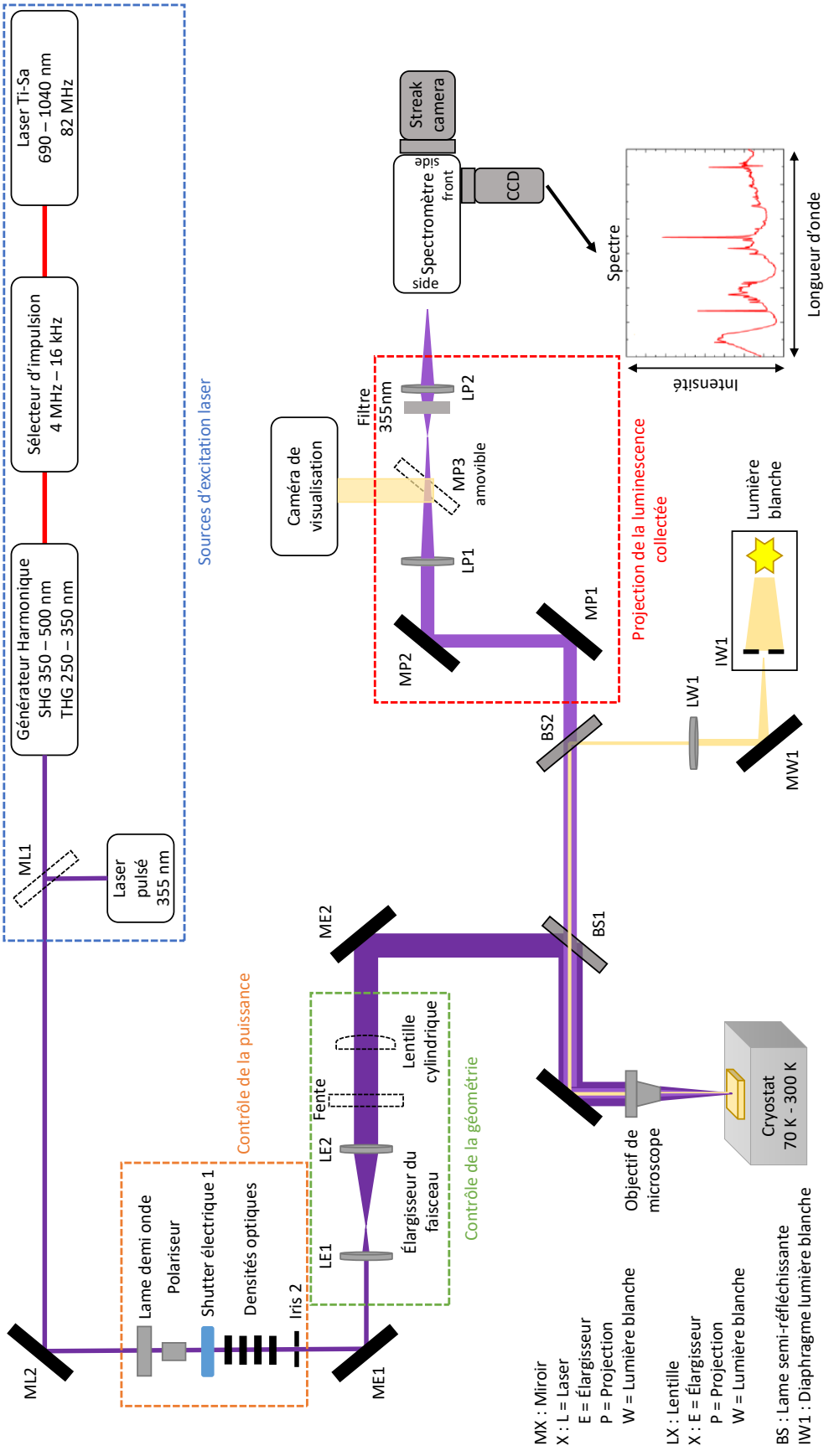


FIGURE 2.6 – Schéma du montage de microphotoluminescence.

de génération d'harmoniques de fréquence (Third Harmonic Generation (THG) et Second Harmonic Generation (SHG) en anglais) est l'une des caractéristiques importantes de ce laser. La THG se produit lorsque la fréquence de la lumière incidente est triplée pour produire une nouvelle longueur d'onde trois fois plus courte que l'originale. Quant à la SHG, elle se produit lorsque la fréquence de la lumière incidente est doublée pour produire une nouvelle longueur d'onde deux fois plus courte que l'originale.

- un bloc pour contrôler la puissance. Il est composé de densités optiques (OD) permettant d'ajuster grossièrement et finement la puissance optique arrivant sur l'échantillon et d'une lame demi-onde placée en amont d'un cube polariseur ;
- un système d'ajustement de la géométrie du faisceau. Il est composé de deux ensembles. Le premier, un élargisseur de faisceau (LE1 et LE2, cf fig. 2.6), utilisé pour augmenter la surface d'ouverture du faisceau envoyé dans l'objectif de microscope. De cette façon, le faisceau d'excitation peut être focalisé sur un spot d'environ 1 μm de diamètre sur l'échantillon. Le second, constitué d'une fente et d'une lentille cylindrique placés entre l'élargisseur de faisceau et l'objectif de microscope permet d'obtenir un spot en forme du barreau. La fente est utilisée pour régler manuellement la longueur du spot ;
- un objectif de microscope (Mitutoyo NUV20X) d'ouverture numérique NA=0.42, d'une distance de travail de 1.7 cm et d'une distance focale de 1 cm, qui est adapté à la gamme spectrale 355 nm jusqu'à 656.3 nm, permet à la fois de focaliser le faisceau laser sur l'échantillon et de collecter la luminescence émise par ce dernier ;

(2) Détection

- deux lentilles de propagation LP1 et LP2 (cf fig. 2.6). La visualisation de l'image de l'échantillon se fait par le biais de LP1 et d'un miroir escamotable (MP3), qui projettent l'image directement sur une caméra. Quant à LP2, elle est utilisée pour l'imagerie de l'échantillon sur la fente d'entrée du spectromètre. Les mouvements sont contrôlés par des moteurs axiaux et transversaux ;
- un spectromètre (Horiba Jobin Yvon iHR550) de focale 550 mm doté d'un choix de réseaux (150, 1200, 3600 traits/mm ou d'un miroir) ;
- une caméra CCD (Charge Coupled Device) refroidie par un élément Peltier à -70 °C (Newton - Andor Technology - Oxford Instruments, 2048 x 512 pixels). Il s'agit d'un détecteur conçu pour les applications d'imagerie à faible luminosité. Les images PL obtenues présentent un axe qui représente les positions

spatiales et un autre qui représente les énergies de la luminescence. Chaque pixel de l'image est caractérisé par une valeur d'intensité de luminescence recueillie pendant une période d'intégration temporelle donnée. Les temps d'acquisition peuvent varier de quelques secondes à plusieurs dizaines de minutes, selon la puissance du laser utilisé (par exemple, 10 répétitions de 60 secondes) ;

- une streak caméra (Hamamatsu C10910) permettant de faire des mesures de l'UV au proche infrarouge avec une résolution temporelle de 1 ps. En plus d'une superbe résolution temporelle, elle peut capturer des données spatiales (ou spectrales) simultanément (cf fig. 2.7).
  Notons que la streak caméra possède une fente horizontale. Plus celle-ci sera fermée, plus la résolution temporelle sera améliorée et se rapprochera de l'optimum.
  Une image streak permet d'obtenir deux informations essentielles à partir d'une seule image. D'une part, en réalisant une intégration verticale de l'image, nous obtenons la photoluminescence en fonction du temps. D'autre part, en effectuant une intégration horizontale de l'image, nous obtenons la photoluminescence en fonction de la longueur d'onde.

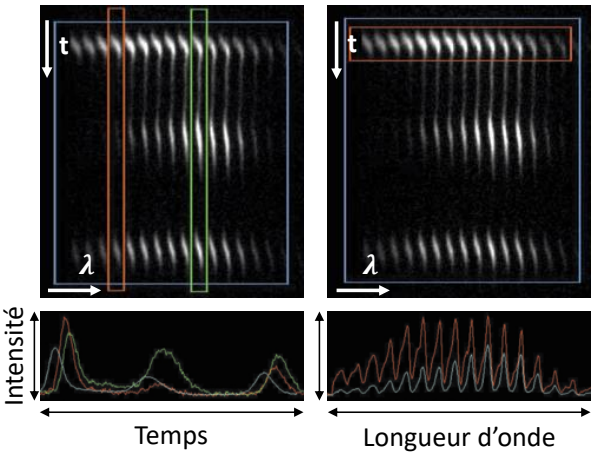


FIGURE 2.7 – Exemple d'une image streak. Le spectre résolu en temps est donné à gauche. Le spectre resolu en longueur d'onde est donné à droite.

Cryogénie L'échantillon est maintenu sous vide secondaire ($\sim 10^{-5}$ mbar) dans un cryostat à doigt froid (Modèle Microstat-HiRes, Oxford Instruments). Ce dispositif permet de réguler la température de l'échantillon entre 70 K et 300 K en utilisant un flux d'azote liquide et une résistance de chauffage placée dans le doigt froid. L'utilisation d'un flux d'hélium liquide pour atteindre des températures aussi basses de l'ordre de 4 K n'est pas nécessaire dans ce contexte.

Finalement, ce dispositif expérimental est contrôlé par une interface LabVIEW permettant la gestion automatisée des acquisitions.

2.2.2.4 Spots d'excitation

D'une manière générale, la cavité est excitée en son centre, soit avec un laser pulsé Cobolt Tor (à une longueur d'onde de 355 nm, un taux de répétition de 7 kHz, et des impulsions de 4 ns) qui excite de manière résonante le réservoir d'excitons, soit avec le laser Titane-Saphir (à une longueur de 266 nm, un taux de répétition de 82 MHz, et des impulsions de quelques femtosecondes) qui excite cette fois-ci le réservoir d'excitons GaN ainsi que le cladding AlGaN de manière non-résonante.
Pour les expériences de spectroscopie et de caractérisation, un spot focalisé, ponctuel, est utilisé, alors que les expériences de pompage optique des structures laser sont réalisées avec un spot étendu en forme de barreau.

Spot focalisé Le spot focalisé est obtenu uniquement grâce à un élargisseur de faisceau et un objectif de microscope. Deux raisons principales motivent ce choix :

(1) Résolution optimale de l'objectif : cela permet de couvrir entièrement la pupille d'entrée de l'objectif de microscope.

(2) Correction de la divergence et de l'aberration chromatique de l'objectif de microscope.

Pour élargir le faisceau, deux lentilles sont utilisées. Une première (LE1) a une courte focale, suivie d'une seconde (LE2) avec une focale plus longue. En ajustant la distance entre ces deux lentilles, le faisceau peut être élargi et sa collimation est corrigée pour une focalisation optimale par l'objectif. Ces deux lentilles sont positionnées juste après le système qui permet de contrôler la puissance du laser (cf fig. 2.6). Ce faisceau laser est ensuite focalisé sur l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope (Mitutoyo NUV20X, NA=0,42). L'utilisation de cet objectif pour exciter l'échantillon permet d'obtenir un point d'excitation de faible diamètre, d'environ 1μm. Ce spot a été utilisé qu'avec le laser Titan-Saphir pour faire de la PL de caractérisation des couches.

Spot étendu Le spot barreau (étendu) est utilisé pour le pompage optique de lasers à polaritons guidés, réalisé à l'aide du laser Cobolt Tor. Pour obtenir ce spot barreau, nous insérons une fente et une lentille cylindrique dans la trajectoire du faisceau, entre l'élargisseur de faisceau et l'objectif de microscope (cf fig. 2.8). Deux raisons principales motivent ce choix :

(1) Obtention d'un gain homogène le long de la cavité : cela permet d'obtenir une densité d'excitons homogène dans le réservoir.

(2) Flexibilité dans l'excitation de la cavité : cela offre la possibilité d'ajuster manuellement la longueur du spot d'excitation (L_{pump}) en utilisant la fente. Et donc de contrôler la taille du réservoir excitonique. Il est pertinent de noter que l'ajustement de l'ouverture de la fente n'aura pas d'impact sur la largeur du spot. Ce dernier reste inchangée à 1 μm.

Dans les prochaines pages, nous réaliserons une étude approfondie pour examiner comment cette taille du spot impacte le seuil du laser à polaritons.

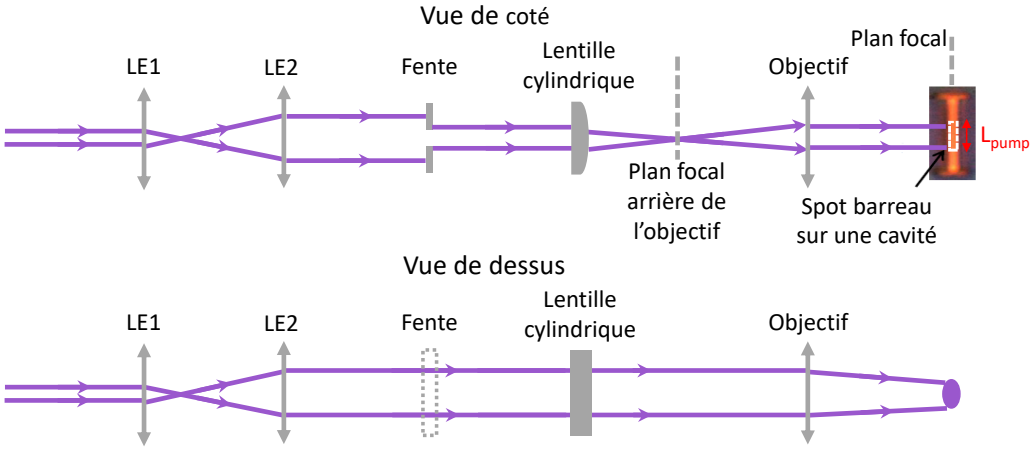


FIGURE 2.8 – Schéma illustrant le contrôle de la géométrie du spot vue de dessus et vue de côté.

2.2.3 Électroluminescence

Le principe d'une mesure d'électroluminescence est proche de celui de la photoluminescence. La différence réside en l'excitation du matériau par un courant (ou une tension) électrique à un échantillon, et à mesurer la lumière émise par celui-ci. Cette lumière est produite par la recombinaison des porteurs électron-trou ou exciton. Dans nos échantillons, les excitons présents dans la couche active peuvent interagir fortement avec les photons, ce qui conduit à la formation des polaritons.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons dans un premier temps adapté le montage de microphotoluminescence pour pompage optique (cf fig. 2.6). Nous avons substitué le cryostat par une station d'excitation sous pointe, équipée de deux micropositionneurs munis de pointes de 12μm de diamètre. Pour ce faire, nous avons fait usage d'un sourcemètre sub-ms, le Keithley 2612, ainsi que d'un oscilloscope standard à deux voies, avec une bande passante de 70 MHz.

En fin de thèse, j'ai créé une second montage indépendant, uniquement dédié à l'injection électrique à 300 K, qui sera présenté dans la section 5.5.

2.2.4 Réflectivité

2.2.4.1 Principe d'une mesure en réflectivité

La réflectivité est une technique optique qui permet de détecter et d'analyser les spectres de réflexion d'un échantillon soumis à un faisceau lumineux. Cette méthode est particulièrement utile pour mettre en évidence les transitions intrinsèques, telles que les transitions excitoniques, qui peuvent être observées dans les couches massives ou les puits quantiques. L'analyse des spectres de réflectivité permet donc d'estimer différents paramètres excitoniques du matériau qui déterminent la réponse diélectrique (cf section 1.1.7, cf équations (1.8) et (1.9)) :

- l'énergie des excitons. Les excitons A et B sont principalement observables pour une polarisation TE (c'est-à-dire lorsque le vecteur champ électrique est perpendiculaire à l'axe c du cristal $E \perp c$), tandis que l'exciton C est plus facilement détectable en polarisation TM (c'est-à-dire lorsque $E//c$) (cf section 1.1.4) ;
- la force d'oscillateur (f_{osc}) qui est une grandeur physique mesurant le degré de couplage entre un exciton et le champ électrique de l'excitation lumineuse (cf équation (1.8)). Elle permet ainsi de quantifier cette interaction entre la matière et la lumière ;
- l'élargissement homogène (γ) qui résulte des interactions entre les excitons et d'autres particules présentes dans le matériau, telles que les phonons qui correspondent aux vibrations du réseau cristallin, les impuretés ou encore d'autres excitons ;
- l'élargissement inhomogène (σ) qui est influencé par les inhomogénéités de contraintes et de compositions dans le matériau (cf équation (1.9)).

Tout comme les mesures de la photoluminescence, celles de réflectivité sont généralement effectuées à basse température. Cette approche permet de minimiser l'élargissement des raies des transitions excitoniques causé par les interactions avec les phonons.

2.2.4.2 Dispositif expérimental pour la réflectivité

Par rapport au montage de microphotoluminescence, le montage de réflectivité est constitué :

- d'une lampe d'halogène et d'une LED qui émet à 355 nm ;
- d'un diaphragme placé juste au-dessus de l'objectif, qui réduit la taille du faisceau.

Notons que pour obtenir des spectres de réflectivité précis, il est nécessaire de corriger les effets de la variation spectrale de l'émission de la source de lumière. Pour cela, il convient de diviser les spectres mesurés par le profil spectral de la lampe. Pour

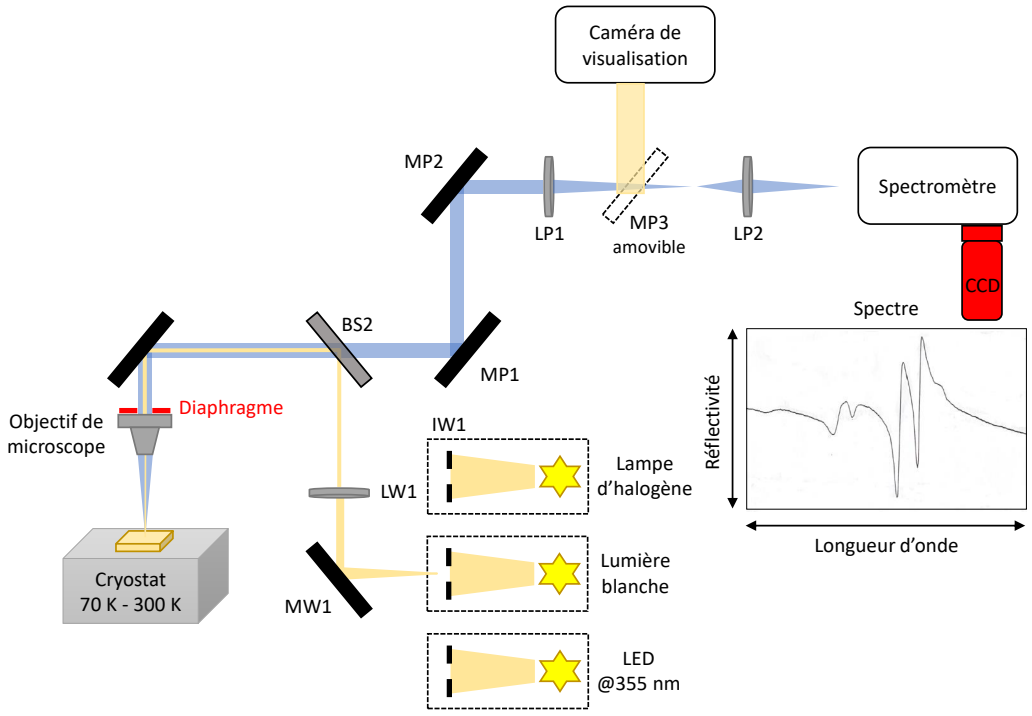


FIGURE 2.9 – Schéma du dispositif expérimental de réflectivité.

obtenir ce profil, on peut réaliser un spectre de la lumière blanche réfléchie par un miroir.

2.2.4.3 Simulation des spectres de réflectivité

Il est indispensable de réaliser une étape d'analyse et de simulation numérique pour interpréter les mesures obtenues. Pour ce faire, nous avons utilisé l'approche des matrices de transfert [83–85]. Elle consiste à « modéliser » chaque couche par une matrice couche et chaque interface par une matrice interface. En se basant sur ce formalisme et dans le cadre de sa thèse dans l'équipe, Stéphane Faure a développé un calcul matriciel des propriétés optiques [43, 86] basé sur un code Octave de J. R. Huntzinger. Dans la section 3.5, cela nous permettra de calculer le coefficient de réflectivité en fonction de la longueur d'onde (ou bien l'énergie), puis de le comparer au spectre de réflectivité expérimental.

Chapitre 3

Laser à polaritons continu CW

Dans ce chapitre, nous étudierons l'effet laser à polaritons en régime continu dans des guides d'onde GaN à l'aide de mesures de microphotoluminescence (μPL). En analysant l'émission laser, nous mettrons en évidence le couplage fort entre les excitons et les photons. De plus, nous examinerons les pertes laser et démontrerons la distinction entre un laser conventionnel et un laser à polaritons en réalisant une étude de la variation de la longueur d'excitation. Ceci constitue le résultat majeur de ce chapitre, publié dans l'article [61].
Pour étudier les propriétés optiques et électroniques des lasers à guide d'onde polaritonique mentionné dans la section 2.1.1, nous utiliserons divers dispositifs expérimentaux décrits précédemment dans le chapitre 2.

Sommaire

3.1 Caractérisation de la couche active : détermination des paramètres excitoniques 48
3.1.1 Mesures de réflectivité à basse température 48
3.1.2 Mesures de PL à basse température 50
3.1.3 Mesures PL en fonction de la température 51
3.2 Imagerie du guide d'onde polaritonique 52
3.3 Démonstration de l'effet laser 54
3.4 Laser en couplage fort 55
3.4.1 Lien entre intervalle spectral libre et dispersion des modes . . 56
3.4.2 Analyse avancée de l'émission laser 57
3.4.3 Démonstration du régime de couplage fort 59
3.5 Les pertes laser 60
3.6 Modèle cinétique du laser à polaritons 63
3.7 Étude de la variation de la longueur d'excitation 64
3.7.1 Étude sur la cavité 20 µm 65

3.7.2 Étude sur la cavité 60 µm 65
3.7.3 Comparaison avec le modèle cinétique 67
3.8 Gain modal 69
3.8.1 Cas d'un laser conventionnel 70
3.8.2 Cas d'un laser à polaritons 71
3.8.3 Discussion et comparaison laser conventionnel *versus* laser à polaritons 72
3.8.4 Gain polaritonique : comparaison avec l'état de l'art 72
3.9 Influence de la température 74
3.9.1 Laser à polaritons jusqu'à 150K 74
3.9.2 Effet laser jusqu'à 220K 74
3.9.3 Désaccord du laser en fonction de la température 76
3.10 Conclusion 76

3.1 Caractérisation de la couche active : détermination des paramètres excitoniques

Les résultats présentés dans cette section sont basés sur des mesures effectuées en incidence normale sur et en dehors du guide d'onde GaN ayant comme largeur $W_{cav} = 100$ μm (cf fig. 3.1(a)). Ce choix s'explique par notre décision de modéliser les réflectivités sur un échantillon planaire sans confinement latéral. Le guide d'onde avec $W_{cav} = 1$ μm n'est pas adapté à ces mesures en raison de son confinement latéral.

3.1.1 Mesures de réflectivité à basse température

La détection des transitions excitoniques A, B et C pour GaN est limitée par les règles de sélection, qui dépendent à la fois de la polarisation de la lumière et de la présence de contraintes sur l'échantillon. Ces contraintes modifient l'énergie mais aussi la force d'oscillateur des excitons, ce qui influence la visibilité des différentes transitions excitoniques (cf section 1.1.5). Rappelons qu'il n'y a pas de distinction entre les polarisations TE et TM en incidence normale. Dans le cas de la polarisation TE ($E \perp c$), les transitions excitoniques A, B et C sont autorisées. Les excitons A et B ont des forces d'oscillateur élevées, tandis que celle de l'exciton C est faible. En revanche, pour la polarisation TM ($E//c$), seules les transitions excitoniques A et C sont autorisées.

À travers des mesures de réflectivité (cf section 2.2.4.2) réalisées à T=70 K sur et hors guide GaN (cf fig. 3.1(a)) avec une lampe halogène, les excitons A et B sont clairement

visibles autour de 3.492 eV et 3.501 eV, respectivement (cf fig.3.1(b)), ce qui est en accord avec avec les travaux antérieurs sur les excitons GaN en fonction du substrat (cf fig. 1.3) [18]. Les oscillations que nous observons dans la plage d'énergies de 3.36 à 3.45 eV correspondent aux oscillations Fabry-Perot qui résultent d'interférences dans l'empilement des couches et plus particulièrement du cladding AlGaN. Il est important de noter que la période de ces oscillations n'est pas constante en raison de l'indice dispersif du GaN et de l'AlGaN, autrement dit, de la partie réelle de la susceptibilité diélectrique (cf fig. 1.13(a)). En se rapprochant de la résonance excitonique, la forme du spectre de réflectivité est fortement liée à la partie imaginaire de la susceptibilité diélectrique du GaN (cf fig. 1.13(b)).

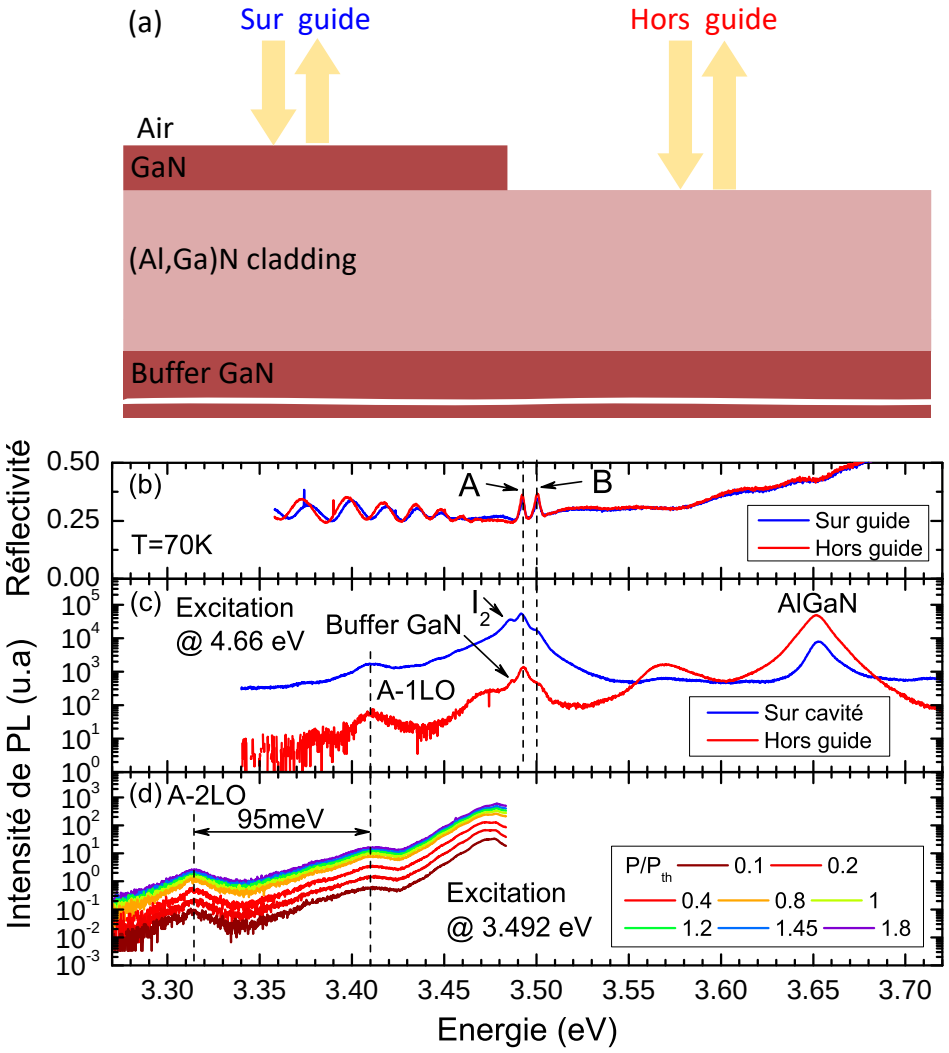


FIGURE 3.1 – (a) Structure de l'échantillon sur et hors guide. (b) Réflectivité en incidence normale sur et hors guide, à T=70 K. (c) Spectres de μPL sur et hors guide, sous excitation non-résonante à 4.66 eV (spot focalisé). (d) Spectres de μPL en fonction de la puissance enregistrés sous le spot focalisé d'énergie 3.492 eV (excitation résonante)

Plusieurs ajustements ont été effectués sur les spectres de réflectivité, à la fois sur guide et hors guide et donc avec et sans la couche active GaN. Ces ajustements sont réalisés en utilisant des simulations basées sur les matrices de transfert (cf section 2.2.4.3). Hors guide, l'ajustement est simple et nous parvenons à reproduire les données expérimentales avec précision (cf fig. 3.2(a)). Notons que les pics X_{GaN} sont liés au buffer GaN. Sur guide, la situation devient un peu plus complexe. Il est nécessaire de trouver un bon compromis entre les valeurs des élargissements homogènes (γ) et inhomogènes (σ), ainsi que la force d'oscillateur (f_{osc}). Cette combinaison optimale permettra de reproduire au mieux les données expérimentales. Les figures 3.2(a) et (b) présentent les ajustements réalisés sur le spectre de réflectivité en fonction de différentes valeurs de γ, σ et f. Ces ajustements nous fournissent une estimation des élargissements homogènes et inhomogènes ($\gamma = 1$ meV, $\sigma = 2$ meV). Ces paramètres seront inclus dans notre modèle théorique d'Elliott-Tanguy (cf section 1.3.2) afin de permettre une comparaison avec les résultats expérimentaux. Il est intéressant de souligner que, dans les travaux antérieurs de l'équipe sur un guide planaire avec un réseau de diffraction en SiO_2 déposé au dessus [42] (cf fig. 1.11(a)), la force d'oscillateur f_{osc} reste généralement constante et subit une légère correction d'un facteur f=95 %, autrement dit, sans réduction. Cependant, dans le cas présent, nous constatons qu'elle subira une correction d'environ 30 %. Cette correction sera discutée ultérieurement lors de la modélisation de la dispersion, où nous pourrons mieux comprendre et évaluer son impact sur nos résultats.

3.1.2 Mesures de PL à basse température

En réalisant des mesures de micro-photoluminescence sur guide (cf section 2.2.2.3), à la même température (70 K) et sous excitation non-résonante (spot focalisé) à une énergie de 4.66 eV (266 nm), il est possible d'observer les transitions excitoniques A et B, ainsi que la recombinaison associée au donneur neutre à 3.4856 eV (ligne I2) [87]. Ces observations sont réalisées en analysant le spectre bleu présenté dans la figure 3.1(c). Le pic à 3.652 eV correspond à la couche confinante $Al_{0.08}Ga_{0.92}N$. En effet, grâce à la mesure effectuée hors guide (spectre rouge), nous avons pu déterminer avec précision l'énergie des excitons dans le buffer GaN (3.4865 eV).

Dans le but de comparer l'excitation non-résonante à l'excitation résonante et d'atteindre une densité d'excitons dans le réservoir comparable à celle observée dans le fonctionnement des lasers à polaritons, nous avons mené une étude en puissance de l'émission sous excitation laser à 3.492 eV (355 nm, excitation résonante) sous le spot d'excitation. Cela signifie que nous avons mesuré et étudié l'émission de photoluminescence provenant spécifiquement du réservoir excitonique, tout en variant la

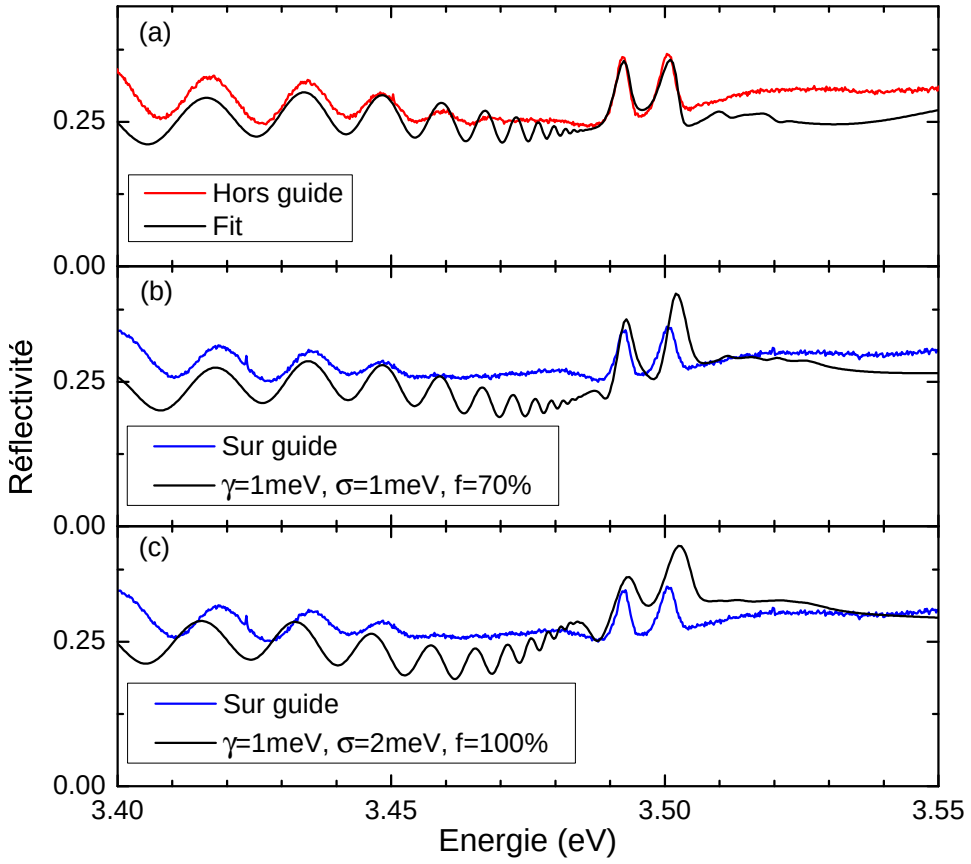


Figure 3.2 – (a) Fit du spectre de réflectivité hors guide (sans la couche active). (b,c) Fit du spectre de réflectivité sur guide pour différentes valeurs de γ, σ et f.

puissance de pompage utilisée pour exciter l'échantillon (cf fig. 3.1(d)). Nous observons sur cette figure les répliques phononiques optiques longitudinales (LO) 1LO et 2LO à des énergies de 3.409 eV et 3.314 eV, respectivement. Il convient de souligner que l'émission de zéro-phonon provenant du réservoir excitonique se situe à l'énergie du laser d'excitation (3.492 eV). Par conséquent, dans nos expériences, il n'est pas possible de mesurer directement cette émission de phonon zéro. Cependant, la présence des répliques des phonons LO avec une énergie constante confirme que l'énergie de l'exciton lui-même reste inchangée, quelles que soient les variations de puissance d'excitation. Cette stabilité justifie notre estimation de la taille du réservoir excitonique (L_{gain}) à partir des profils spatiaux de ces répliques (cf section 3.2).

3.1.3 Mesures PL en fonction de la température

Les énergies des transitions excitoniques sont des paramètres indispensables pour effectuer les calculs avec notre modèle d'Elliott-Tanguy (cf section 1.3.2). En raison de la difficulté de détecter les excitons à des températures supérieures à 150 K à l'aide de la réflectivité, il est donc essentiel de faire une étude de la PL sous excitation non-résonante

en fonction de la température. En complément aux mesures précédemment présentées effectuées à 70 K, nous avons réalisé des mesures supplémentaires de μPL sur une plage de températures s'étendant jusqu'à 300 K. Ces nouvelles mesures de μPL sont présentées sur la figure 3.3(a), où chaque ensemble de données est décalé de +2000 u.a en intensité de PL. Ce décalage permet d'éviter un chevauchement excessif des courbes et facilite la visualisation. Les excitons A et B sont clairement visibles. Avec l'augmentation de la température, nous observons progressivement la disparition du pic associé à l'AlGaN. Cela est probablement dû, soit à l'augmentation de processus non-radiatif dans l'AlGaN, soit à une diffusion plus efficace des porteurs depuis l'AlGaN vers GaN. Grâce à ces mesures, nous avons pu suivre l'évolution de différents pics d'émission (cf fig. 3.3(b)). Il est intéressant de noter que la variation de l'énergie de l'exciton A est bien reproduite par la loi de Varshni avec les paramètres de la référence [17].

3.2 Imagerie du guide d'onde polaritonique

Dorénavant, les mesures seront réalisées sur des guides d'onde d'une largeur W_{cav} de 1 μm, offrant un confinement latéral crucial pour assurer le fonctionnement optimal de notre laser à polaritons guidés en minimisant la compétition entre les modes transverses. Contrairement aux guides larges de 100 μm qui sont multimodes en raison de la présence de modes transverses, ces guides plus étroits sont monomodes. L'objectif de cette section est de démontrer comment il sera possible de détecter et de différencier l'émission laser de l'émission provenant du réservoir d'excitons créés.

Le laser Cobolt Tor (355 nm) a été utilisé pour exciter la cavité en créant un spot étendu dont la longueur peut être ajustée (cf section 2.2.2.4). La luminescence émise est collectée perpendiculairement par le même objectif utilisé pour l'excitation. Le mode guidé se propage le long de l'axe x dans la couche active de GaN (cf fig. 3.4(a)). La figure 3.4(b) montre un exemple d'une image de micro-photoluminescence résolue spatialement et spectralement de la cavité 60 μm, excitée avec un spot de 6.5 μm de longueur, à une température de 70 K. À la position du point d'excitation ($x = L_{cav}/2$), le spectre présente une large émission associée au réservoir excitonique et à ses répliques de phonons optiques (cf fig. 3.4(c), spectre bleu). À la position des DBRs ($x = 0$ ou L_{cav}) agissant à la fois comme réflecteurs et diffuseurs vers l'objectif de microscope, l'émission spécifique est attribuée aux polaritons guidés, avec une série de pics nets (cf fig. 3.4(c), spectre rouge) correspondant aux modes Fabry-Perot (FP) de la cavité. Ces modes seront étudiés de manière approfondie plus tard. De manière générique nous appellerons par la suite « émission laser » le signal collecté au niveau de l'un de deux DBRs de ce type de cavité.

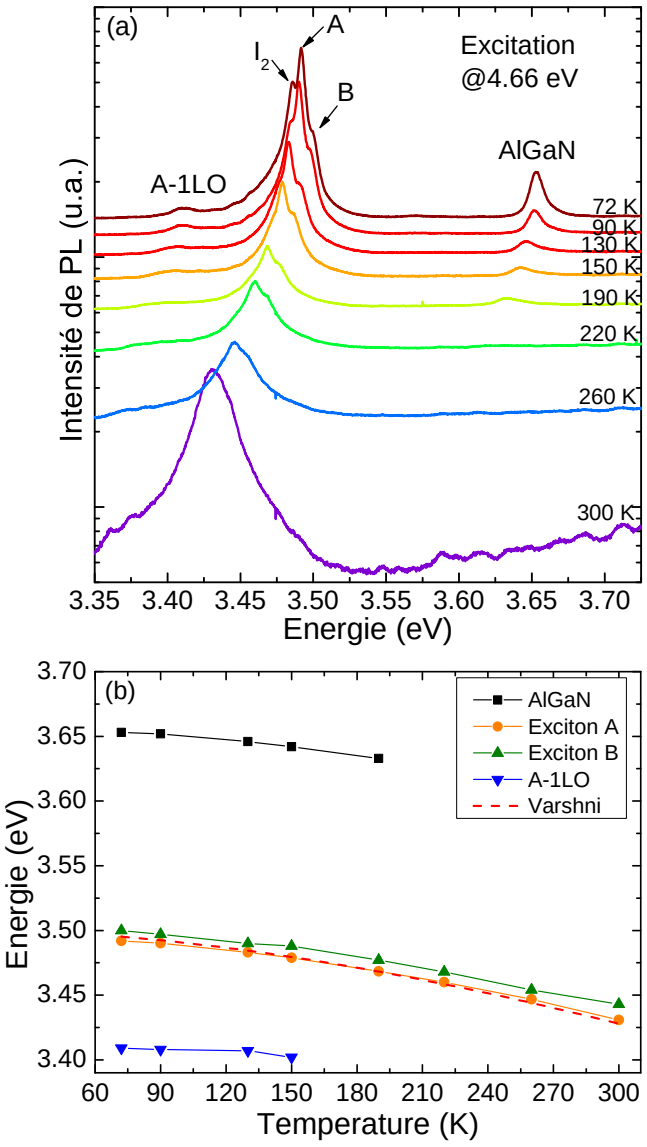


FIGURE 3.3 – (a) Spectres de μPL sous excitation non-résonante pour différentes températures permettant de suivre l'évolution des différents pics d'émission. (b) Variation de l'énergie des différents pics en fonction de la température. L'énergie de l'exciton A est ajustée avec un loi de Varshni utilisant les paramètres α et β donnés dans le tableau 1.3.

Diffusion des excitons Dans un laser à polaritons, le gain est généré par la relaxation stimulée des excitons qui sont pompés, vers le mode polaritonique de l'émission laser (cf section 4.2.1). Une problématique que nous envisageons dans cette section est la suivante : **est-ce que la taille du spot de pompe (L_{pump}) correspond exactement à la taille du réservoir d'excitons (L_{gain}) ?** La réponse à cette question est obtenue en comparant les profils spatiaux de ces deux éléments.

La figure 3.5(a) présente les profils spatiaux de la zone d'excitation laser obtenus avec différentes ouvertures de la fente. À partir de la largeur à mi-hauteur (Full Width

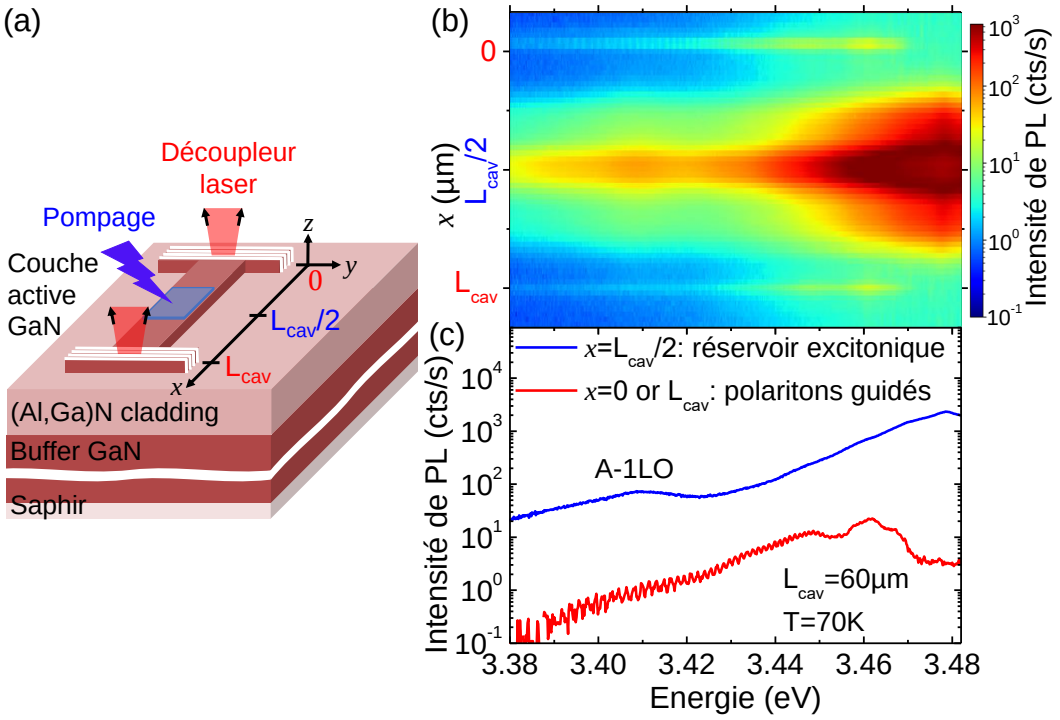


FIGURE 3.4 – (a) Structure de l'échantillon. (b) Image μPL d'une cavité (L_{cav} = 60 μm) excitée en dessous du seuil de l'effet laser, avec un spot barreau (L_{pump} = 6.5 μm). (c) Spectres d'émission extraits de (b) aux positions $x = L_{cav}/2$ (spot d'excitation) et $x = 0$ ou L_{cav} (DBRs).

at Half Maximum FWHM en anglais), nous pouvons estimer la longueur de la pompe (L_{pump}). Étant donné que l'énergie du laser de pompe (3.492 eV) est résonante avec l'énergie excitonique, nous pouvons cette fois-ci estimer la longueur de gain (L_{gain}) à partir des profils spatiaux des répliques phononiques optiques longitudinales (1LO ou 2LO , cf fig. 3.1(d)) et de leur FWHM correspondant, comme le montre la figure 3.5(b). Le résultat de la comparaison entre L_{gain} et L_{pump} est présenté sur la figure 3.5(c). Nous pouvons observer que la taille du réservoir excitonique (L_{gain}) est légèrement supérieure à celle de la zone d'excitation (L_{pump}), en raison de la diffusion spatiale des excitons, qui se propagent sur une distance d'environ 1 à 3 μm dans la direction x.

3.3 Démonstration de l'effet laser

Comme discuté précédemment, l'objectif du pompage optique est de permettre le fonctionnement de nos dispositifs, c'est-à-dire de les amener à fonctionner en tant que lasers. La figure 3.6(a) présente une série de spectres de micro-photoluminescence en fonction de la puissance enregistrés à la position du DBR ($x = 0$ ou L_{cav}) pour une cavité de 20 μm de long, à la température T=70 K. Ces spectres ont été obtenus en excitant la cavité avec un spot de pompe de 3 μm de long positionné au centre de la cavité ($L_{cav}/2$).

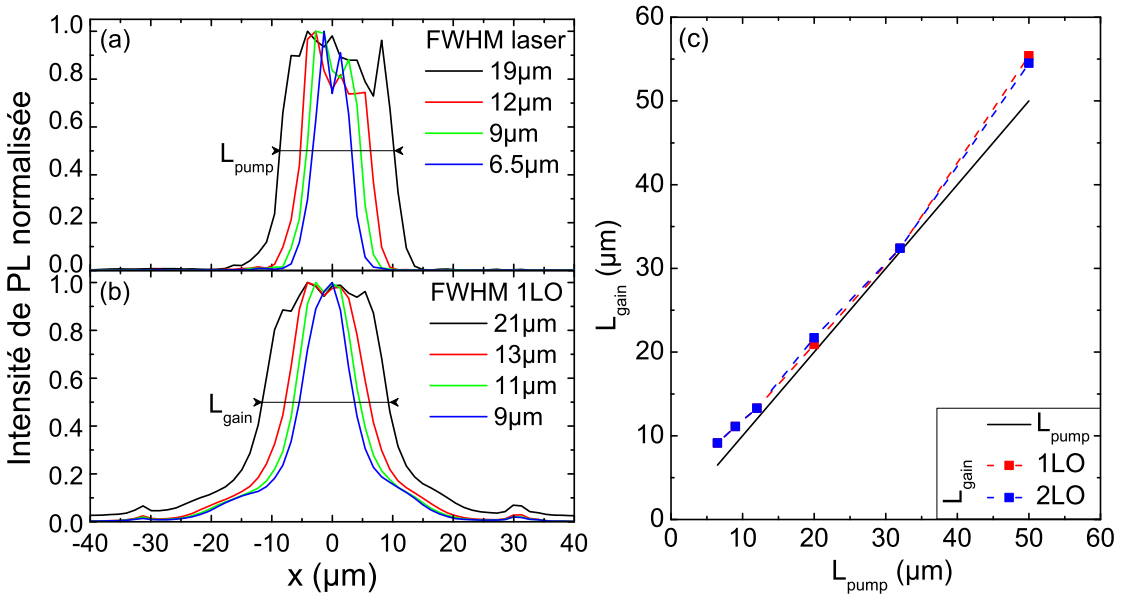


Figure 3.5 – (a) Profil spatial du spot laser pour différentes ouvertures de la fente. (b) Identique à (a) mais dans la gamme d'énergie 1LO. L_{pump} et L_{gain} sont déduits de la FWHM. (c) L_{gain} *versus* L_{pump}.

Nous observons des modes Fabry-Perot (FP) sur une large gamme d'énergie. Parmi ces modes, le mode à 3.452 eV (marque carrée) présente un comportement particulier. L'intensité de ce mode augmente rapidement d'environ un ordre de grandeur au-delà d'une valeur seuil de puissance d'excitation P_{th}= 1.26 MW cm^{-2} (cf fig 3.6(b)). Au-delà de ce seuil, la raie associée à ce mode s'affine, avec une diminution de la FWHM de 1.1 meV à 0.65 meV. Ces deux caractéristiques démontrent clairement le fonctionnement laser du dispositif. Au contraire, pour un mode FP non-laser à désaccord négatif (cercle vide), l'intensité de ce mode augmente linéairement avec la puissance de pompe. De plus, la FWHM de la raie associée à ce mode reste presque constante, avec une valeur d'environ 1.15 meV (cf fig 3.6(b)).

3.4 Laser en couplage fort

Nous souhaitons ici différencier deux types de lasers : les lasers classiques et les lasers à polaritons en couplage fort. Dans cette section, notre intention est de prouver que notre laser relève de la seconde catégorie.

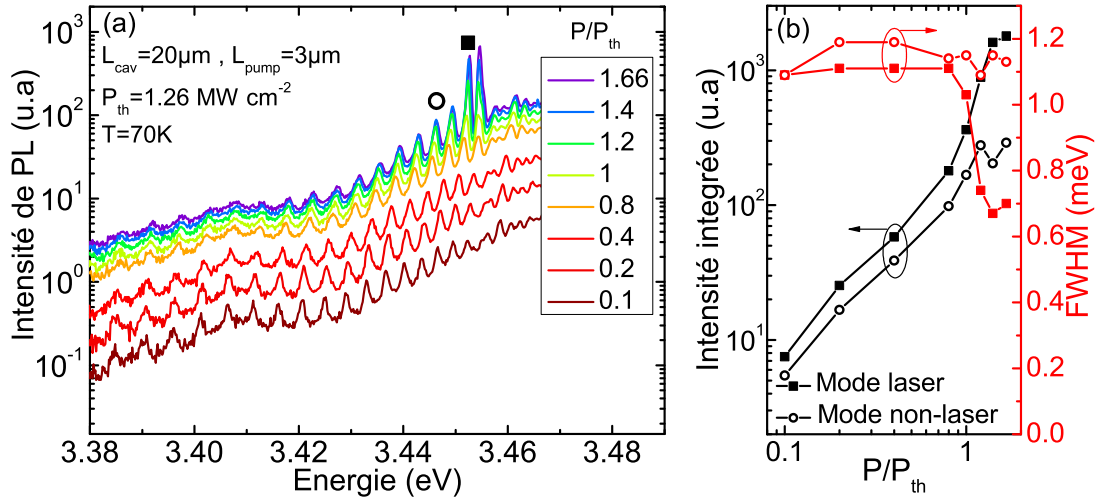


FIGURE 3.6 – (a) Spectres μPL dépendant de la puissance enregistrés au niveau d'un DBR à T=70 K pour une cavité 20 μm. (b) Intensité intégrée (noir) et largeur de raie (rouge) des modes laser et non-laser indiqués sur (a).

3.4.1 Lien entre intervalle spectral libre et dispersion des modes

Pour évaluer le régime de couplage fort entre les photons et les excitons, une méthode directe consiste à contrôler la dispersion des polaritons en utilisant des réseaux de diffraction déposés sur la couche active. Les guides d'ondes polaritoniques basés sur GaAs [39, 60], GaN [41, 42] et ZnO [59] munis de réseaux de diffraction ont été exploités pour mesurer la dispersion de la branche polaritonique basse (LPB). Le couplage fort exciton-photon est démontré par un changement de courbure de la LPB qui s'éloigne du mode photonique et se rapproche du mode excitonique, lorsque l'énergie augmente. Dans le cas présent, pour les cavités laser, il est préférable d'éviter l'utilisation de réseaux de diffraction afin de minimiser les pertes et la complexité de fabrication associées. La preuve du régime de couplage fort est basée sur une méthode alternative qui consiste à mesurer et modéliser l'intervalle spectral libre (Free Spectral Range FSR en anglais) entre les modes Fabry-Perot. D'une part, mesurer le FSR consiste à quantifier la différence d'énergie entre deux modes adjacents. D'autre part, modéliser le FSR implique de calculer cette quantité à partir de la dérivée première de la dispersion du polariton, ce qui est proportionnel à la vitesse de groupe (ϑ_g) :

$$FSR = \frac{\pi}{L_{cav}} \frac{\partial E_{LPB}}{\partial \beta} = \frac{h}{2\ L_{cav}} \vartheta_g. \tag{3.1}$$

Cette méthode a été précédemment mise en œuvre pour évaluer le régime de couplage fort dans le cas des nanofils ZnO [88, 89], et des guides d'ondes polaritoniques ZnO (documents complémentaires dans [59]).

Cependant, un fit par une somme de pics s'avère inefficace. Tout d'abord, il y a un grand nombre de pics à prendre en compte. Deuxièmement, la résolution spectrale du réseau de 1200 traits utilisé pour ces expériences limite la précision du pointage des énergies. De plus, nous sommes également limités par la taille de pixelisation du spectre. Lors de l'utilisation de ce type d'ajustement, la mesure du FSR est très bruitée. D'ailleurs, nous perdons des informations sur la finesse de la cavité Fabry-Perot, d'autant plus que notre cas ne correspond ni à une lorentzienne classique ni à un profil cosinus d'interférences à deux ondes, d'où la nécessité de faire une analyse avancée de l'émission laser.

3.4.2 Analyse avancée de l'émission laser

Dans le but d'obtenir une meilleure compréhension de l'émission laser et d'extraire des informations précises de la transmission Fabry-Perot (FP), nous avons utilisé une fonction de fit spécialement adaptée à notre cas. Lorsque nous collectons le signal perpendiculairement au plan du guide d'ondes, il convient de noter que la forte émission spontanée provenant du réservoir d'excitons situé sous le spot laser peut également contribuer au signal recueilli par les DBRs (émission laser), même s'ils sont éloignés l'un de l'autre. Dans ce contexte, l'équation générique d'une transmission FP doit inclure un terme supplémentaire C pour représenter le "background". La fonction de fit s'écrit [90] :

$$T_{FP}(\lambda) = C + (1 - C) \times \frac{1}{1 + K \times \sin^2(2\pi\ n_g(\lambda)\ \frac{L_{cav}}{\lambda} + \varphi_0)}, \tag{3.2}$$

où $n_g(\lambda) = \frac{\vartheta_g}{c}$ est l'indice de groupe et K est le coefficient de finesse.

La transmission FP expérimentale est obtenue en normalisant le spectre de PL à son enveloppe. Nous utilisons ici une méthode similaire à l'analyse standard Hakki-Paoli [91], évaluant le gain à partir des maxima et des minima des modes FP. Notons que la méthode Hakki-Paoli est valide seulement si C=0 (sans background). Les ajustements de la transmission FP expérimentale à deux énergies différentes, pour différentes valeurs de K sont présentés sur la figure 3.7(a). Cela nous a permis de déterminer une barre d'erreur sur K à chaque énergie (cf fig. 3.7(b)). Cependant, proche de la résonance excitonique, la transmission FP prend la forme d'une courbe cosinus, ce qui rend l'ajustement impossible avec notre fonction de fit, ou plutôt : C et K ne sont plus déterminés indépendamment avec précision.

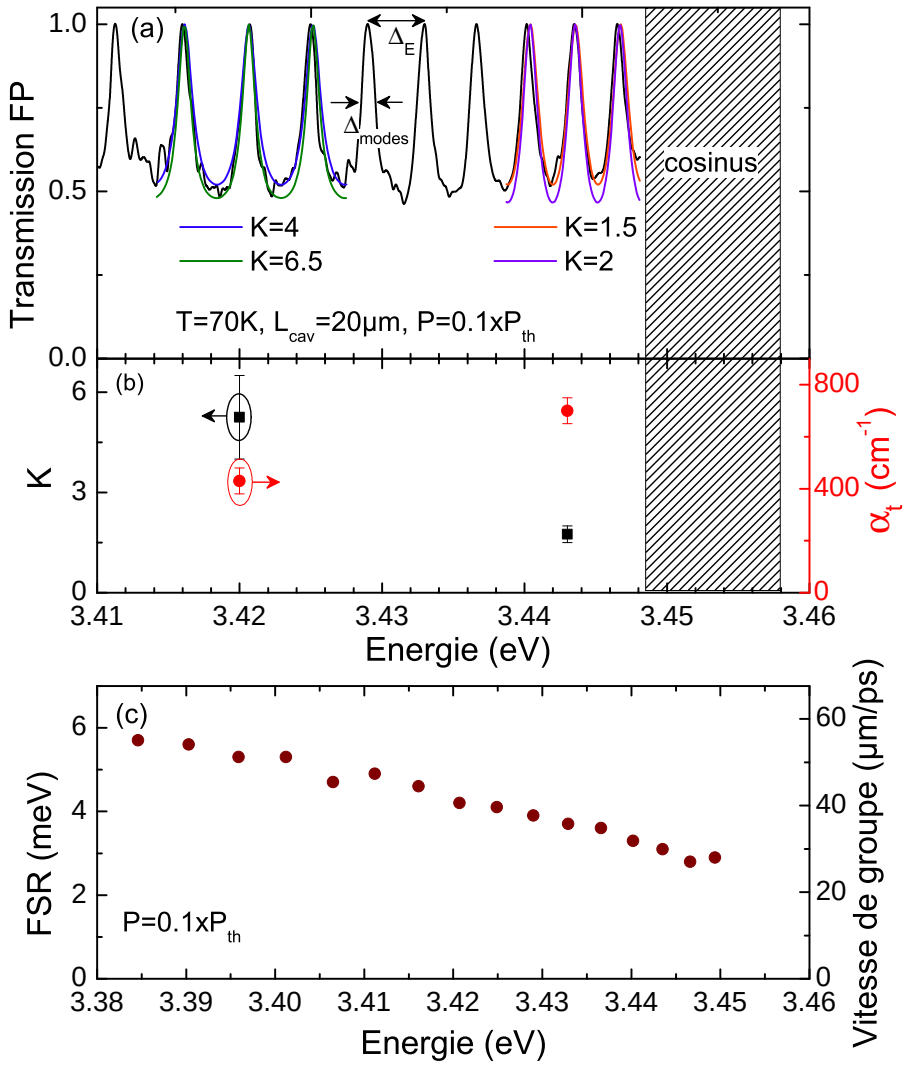


FIGURE 3.7 – (a) Transmission FP (trait noire) à $P = 0.01 \times P_{th}$ et les ajustements pour différents coefficients de finesse K. (b) K (carré) et pertes totales α_t (rond) déduites de la transmission FP. (c) Intervalle spectral libre (FSR) mesuré à partir de la transmission FP.

Nous pouvons définir la finesse $\mathcal{F}$ de la cavité par :

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta_{\text{modes}}} = \frac{\pi}{2 \times arcsin(\frac{1}{\sqrt{K}})}, \tag{3.3}$$

où $\Delta\lambda$ est l'intervalle spectral libre et Δ_{modes} est la FWHM des modes. En effet, nous écrivons :

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda^2}\Delta\lambda = FSR(E). \tag{3.4}$$

Il est intéressant de noter que la finesse des modes Fabry-Perot dépend fortement

de l'énergie. En utilisant l'expression du coefficient de finesse K [90] et en supposant que toutes les pertes, y compris celles des miroirs, sont incluses dans α_t,

$$K = \frac{4e^{-\alpha_t.L_{cav}}}{[1 - \ e^{-\alpha_t.L_{cav}}]^2}, \tag{3.5}$$

nous pouvons déduire les pertes totales α_t avec une barre d'erreur de l'ordre de ± 50 cm^{-1}. L'axe droite de la figure 3.7(b) montre la variation de α_t en fonction de l'énergie. Elles augmentent de 430 cm^{-1} à une énergie de 3.42 eV jusqu'à 700 cm^{-1} à une énergie de 3.443 eV. Les pertes laser seront analysées dans la section 3.5.

Grâce à la transmission FP, nous avons pu mesurer le FSR en étant moins sensible au bruit de mesure cette fois-ci. La figure 3.7(c) montre l'évolution du FSR sur une plage d'énergie allant de 3.38 à 3.45 eV. Nous observons une diminution de ce dernier avec l'augmentation de l'énergie. Dans la suite, le régime de couplage fort sera évalué en comparant ces mesures avec le modèle théorique.

3.4.3 Démonstration du régime de couplage fort

Dans un travail précédent réalisé au sein de notre équipe [42], nous avons proposé le modèle d'Elliott-Tanguy, qui prend en compte de manière plus précise la susceptibilité diélectrique à proximité de la transition excitonique. Comme mentionné précédemment (cf section 3.1.1), nous avons fixé les élargissements excitoniques et nous effectuerons des calculs de la dispersion et du FSR pour différents facteurs correctifs (f) de la force d'oscillateur f_{osc}. Nous comparons sur la figure 3.8 les FSRs extraits de la transmission FP en dessous et au-dessus du seuil avec les FSRs calculés pour le LPB et le mode photonique non couplé, c'est-à-dire en l'absence de couplage fort. Nous observons un accord satisfaisant pour le mode TE0 fortement couplé aux excitons, avec une réduction de la force d'oscillation de 20 % en dessous du seuil (à 0.1 et 0.2×P$_{\text{th}}$) et de 30 % au-dessus du seuil (à 1.66×P$_{\text{th}}$). Ce résultat démontre le fonctionnement du laser à polaritons dans le régime de couplage fort, avec une légère diminution de la force de l'oscillateur excitonique en dessous du seuil, ce qui pourrait être lié à une détérioration de la qualité structurelle et optique du matériau actif GaN pendant le processus de gravure. Il est intéressant de noter que, dans tous les cas, le FSR expérimental diffère considérablement de celui représenté par les traits en pointillés (photon nu TE0) obtenu en enlevant les excitons de la réponse diélectrique, correspondant ainsi à un régime de couplage faible.

Pour quantifier la force du couplage exciton-photon, il est nécessaire d'examiner la dispersion de la LPB à 70 % de la force d'oscillateur, qui présente un bon accord entre l'expérience et la théorie au-dessus du seuil. Comme indiqué dans la figure 3.9(a),

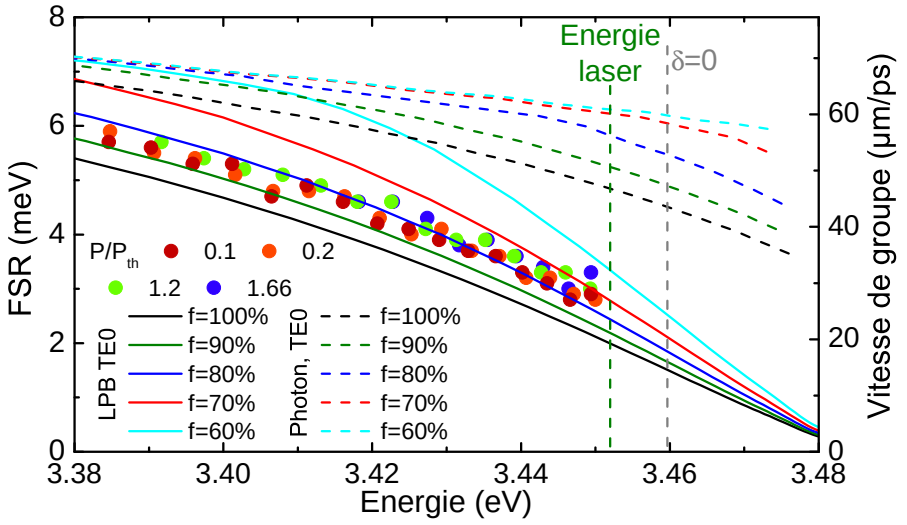


FIGURE 3.8 – Cavité 20 μm : comparaison entre les FSR mesurés (ronds) et ceux calculés pour différents facteurs correctifs de la force d'oscillateur. Les courbes en trait plein et en traits pontillés correspondent au LPB TE0 et au photon nu (non couplé aux excitons) TE0, respectivement.

nous mesurons un dédoublement de Rabi de 66 ± 10 meV au désaccord nul ($\delta = 0$). À l'énergie laser, la fraction excitonique de la LPB est estimée à 40 % (cf fig. 3.9(b)).

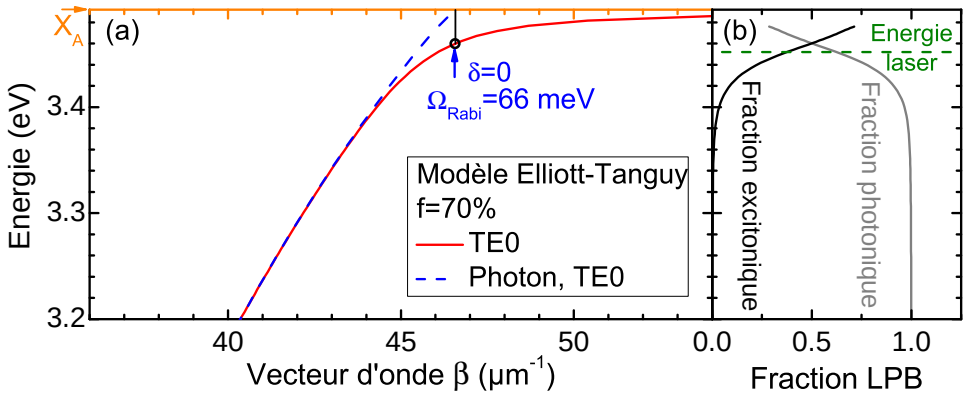


FIGURE 3.9 – (a) Dispersion de la LPB (trait rouge) ainsi que du mode photonique (traits en pointillés bleus) à 70 % de la force d'oscillateur. (b) Fractions photonique et excitonique de la LPB.

3.5 Les pertes laser

Nous allons entreprendre dans cette section une évaluation des pertes laser qui surviennent au cours de la propagation des polaritons dans la cavité. Les pertes totales

α_t peuvent être décomposés en trois contributions :

$$\alpha_t = \alpha_{cav} + \alpha_{pol} + \alpha_{noX}, \tag{3.6}$$

où α_{cav} représente les pertes de la cavité au sens des lasers semi-conducteurs conventionnels, qui comprennent à la fois les pertes internes α_i (causées par l'absorption par les défauts et les pertes induites par la rugosité) et les pertes du miroir α_m, qui sont calculées à partir de la réflectivité finie du DBR en utilisant la formule $\alpha_m = -ln(R_{DBR})/L_{cav}$. Les pertes sans excitons α_{noX} et les pertes polaritoniques α_{pol} sont déduites des simulations basées sur la susceptibilité d'Elliott-Tanguy. Les trois contributions sont représentées sur la figure 3.10.

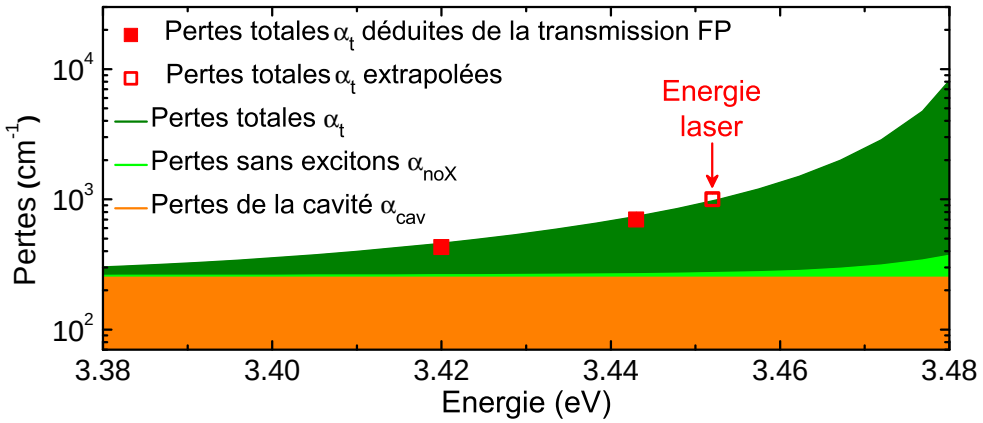


Figure 3.10 – Pertes totales calculées à partir du modèle d'Elliott-Tanguy comparées aux pertes totales expérimentales déduites de la transmission FP (points carrés rouges). Le point carré rouge vide correspond aux pertes totales extrapolées à l'énergie du laser.

Au-dessus de 3.45 eV, la contribution intrinsèque des pertes polaritoniques α_{pol} augmente et dégrade la finesse de la cavité. Cela explique la difficulté que nous avons rencontrée pour ajuster la transmission FP en se rapprochant de la résonance excitonique. Cependant, nous avons observé un bon accord quantitatif entre les pertes totales expérimentales déduites de la transmission FP (représentées par les points carrés rouges) et les pertes simulées en utilisant le modèle d'Elliott-Tanguy (représentées par la courbe vert foncé). Cela nous permet d'estimer les pertes totales à l'énergie d'émission laser d'environ 1000±100 cm^{-1} (représenté par le point carré rouge vide). Notons que les pertes de la cavité $\alpha_{cav} = 250\ cm^{-1}$ ne contribuent de manière significative aux pertes totales qu'à un désaccord négatif important. En négligeant les pertes internes et en attribuant toutes les pertes de la cavité aux miroirs, nous pouvons estimer une limite inférieure de la réflectivité du miroir de Bragg GaN/air à $R_{DBR} = 0.61 \pm 0.05$. Quant à sa limite supérieure, elle sera estimée grâce à des simulations utilisant le formalisme des matrices de transfert. Ces calculs nous permettront de déterminer la réflectivité

maximale qu'un miroir peut atteindre en fonction du nombre de paires N de matériaux constituant le miroir. La valeur est obtenue à partir de la formule correspondant au cas des DBR planaires [92], ce qui s'avère utile pour la comparaison avec la configuration en guide d'onde :

$$R(\lambda_{Bragg}) \approx 1 - 4\left(\frac{n_b}{n_h}\right)^{2N}, \tag{3.7}$$

où n_b et n_h représentent respectivement les indices bas et haut du miroir de Bragg. La bande d'arrêt ("stop band" en anglais) est centrée en λ_{Bragg}. Elle correspond à une zone interdite à la lumière (sans modes photoniques). La largeur de cette bande est décrite par la relation suivante [93] :

$$\Delta_{sb} = \frac{4E_{Bragg}}{\pi}\frac{n_h - n_b}{n_h + n_b}, \tag{3.8}$$

Pour être plus précis, nous avons développé avec Laetitia Doyennette un calcul non analytique par CamFR en configuration de guide d'onde. Nous avons montré à la section 1.2.2 que ce logiciel permet de modéliser un guide d'onde planaire infini. Il permet aussi de simuler une structure périodique le long de la direction de propagation comme nos DBRs. La figure 3.11(a) présente les résultats des calculs de réflectivité pour des miroirs GaN/air comprenant 1, 5 et 10 paires. Ces calculs ont été effectués en utilisant une longueur d'onde de résonance λ_{Bragg}= 370 nm (E_{Bragg} ≈3.35 eV). Nous constatons une évolution non-linéaire de la réflectivité en fonction du nombre de paires. Une fois que nous atteignons un nombre de paires de miroirs $N = 4$, le coefficient de réflectivité se stabilise à environ 0.914, ce qui correspond à sa limite supérieure. Cela met en évidence la différence avec le cas planaire décrit dans l'équation (3.7), où R tend vers 1 lorsque N tend vers l'infini.

Pour quantifier la contribution des pertes internes α_i induites par la rugosité aux pertes de la cavité α_{cav}, les pertes du miroir α_m ont été tracées dans l'intervalle des limites inférieure d'après la figure 3.10 ($\alpha_{cav} = 250\ cm^{-1}$, $R_{min} = 0.61$) et supérieure d'après la figure 3.11 ($R_{max} = 0.91$) de R_{DBR}, tel qu'illustré dans la figure 3.12 (courbe en trait bleu). À mesure que nous nous approchons de la limite supérieure, les pertes internes augmentent et deviennent prédominantes par rapport aux pertes du miroir.

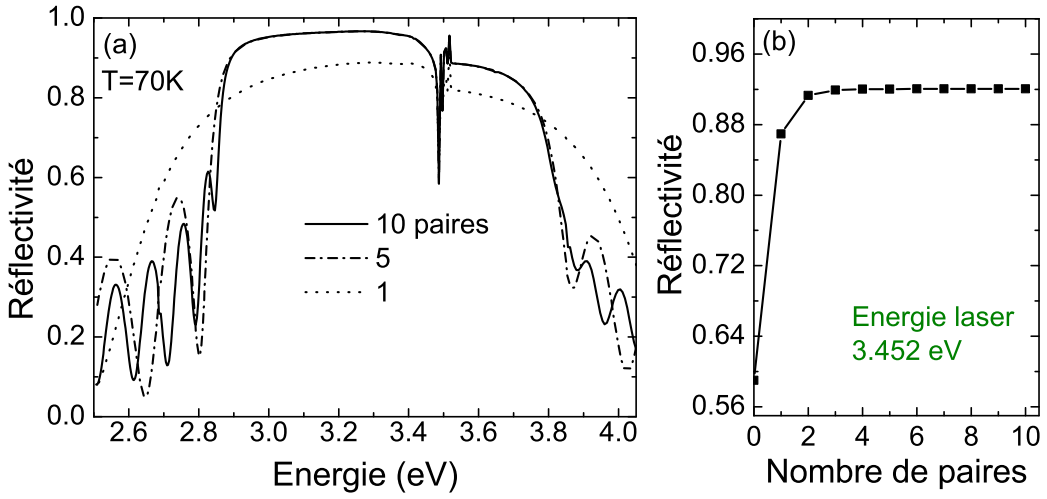


Figure 3.11 – (a) Réflectivité du miroir de Bragg GaN/air en fonction de l'énergie pour différents nombres de paires (CamFR, structure périodique DBR). (b) Évolution du coefficient de réflectivité à l'énergie de l'émission laser en fonction de nombre de paires.

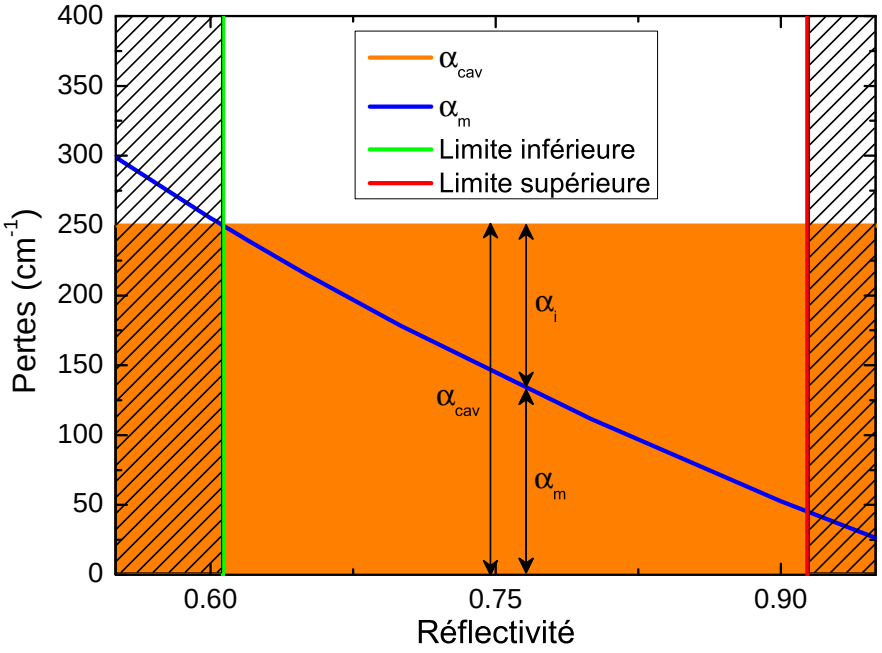


Figure 3.12 – Répartition des pertes α_{cav} entre pertes miroirs α_m et pertes internes α_i en fonction de la réflectivité.

3.6 Modèle cinétique du laser à polaritons

Avant d'analyser en détail l'ensemble des résultats expérimentaux, nous décrivons dans cette section le modèle cinétique du laser à polaritons développé par Guillaume Malpuech et Dmitry Solnyshkov (Institut Pascal IP). Ce modèle sera par la suite employé pour interpréter nos résultats expérimentaux.

La relaxation des polaritons dans la structure guidante (cf fig. 1.14(b) et fig. 3.13) peut être simulée en utilisant les équations semi-classiques de Boltzmann [85, 94], combinant la résolution dans l'espace réel et l'espace réciproque [8, 40]. L'équation semi-classique de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{\partial n_{k,r}}{\partial t} = \underbrace{P_{k,r}}_{pompage} \underbrace{-\Gamma_k n_{k,r}}_{pertes} \underbrace{- n_{k,r}\sum_{k'} W_{k\to k',r}(n_{k',r}+1) + (n_{k,r}+1)\sum_{k'} W_{k'\to k,r} n_{k',r}}_{diffusion} \underbrace{- \vartheta_g(k)\frac{\partial n_{k,r}}{\partial r}}_{propagation} \quad (3.9)$$

où $n_{k,r}$ est la fonction de distribution des polaritons (ou des excitons purs pour les grands vecteurs d'onde) dans une cellule définie par k et r, respectivement dans l'espace réciproque et l'espace réel. La simulation en espace réel est limitée à une dimension, alors que dans l'espace réciproque, une fonction de distribution isotrope est prise en compte (pour les grands vecteurs d'onde, car les excitons ne sont pas quantifiés). Le taux de décroissance Γ_k tient compte des taux de décroissance radiative ou non. Le terme de pompage $P_{k,r}$ est caractérisé par la taille du spot de pompage dans l'espace réel, tandis que dans l'espace réciproque, il crée une distribution thermalisée d'excitons dans le réservoir en raison de la formation relativement rapide d'excitons à partir des paires électron-trou injectées. Les taux de diffusion $W_{k\to k',r}$ tiennent compte des mécanismes de diffusion exciton-exciton et exciton-phonon. Ces derniers dépendent de la fonction de distribution complète dans chaque cellule spatiale et doivent être recalculés pendant la relaxation (pour leur partie exciton-exciton), afin de tenir compte du changement de la fonction de distribution. Le terme avec la vitesse de groupe ϑ_g décrit la propagation du polariton entre des cellules spatiales adjacentes.

3.7 Étude de la variation de la longueur d'excitation

Afin de mieux comprendre la dynamique du laser à polaritons, nous étudions l'effet du rapport entre la longueur de la pompe et la longueur de la cavité. Cette approche est similaire à la méthode du contact segmenté utilisée pour les lasers ruban à injection électrique [95], ainsi qu'à la méthode de la longueur du ruban variable (variable stripe length en anglais) pour mesurer le gain [96].

Pour cela nous avons travaillé à basse température (T=70 K) sur les cavités 20 et 60 μm. Plusieurs longueurs de pompe ont été utilisées pour exciter les cavités. Rappelons que dans ce cas le gain est alimenté par le réservoir d'excitons qui se diffuse spatialement

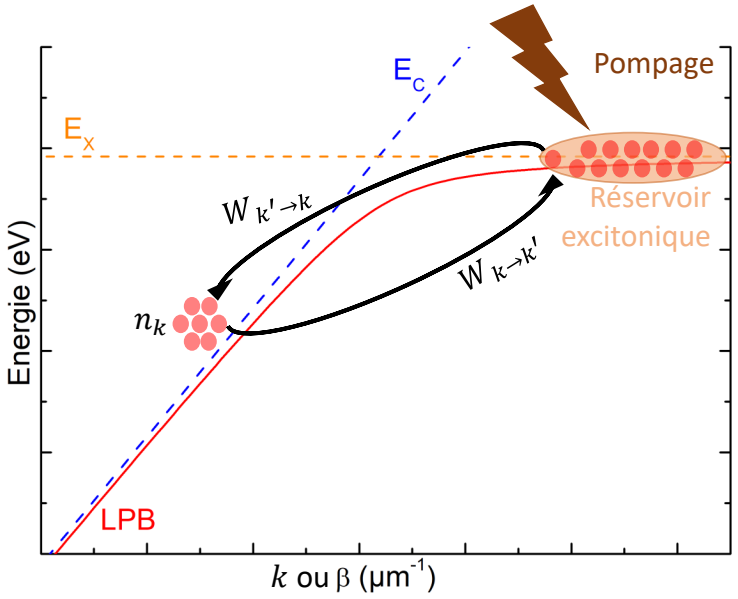


FIGURE 3.13 – Relaxation des polaritons dans un guide d'onde.

de 1 à 3 μm, i.e. $L_{gain} = L_{pump}+$ 1 à 3 μm (cf section 3.2). Notons que les conditions expérimentales sont identiques à celles mises en œuvre pour la figure 3.6(a).

3.7.1 Étude sur la cavité 20 µm

Les figures 3.16(a),(b),(c) et (d) présente quatre études en puissance réalisées sur la cavité 20 μm, respectivement, pour les longueurs de pompe : $L_{pump} = 3$ μm, $L_{pump} = 6.5$ μm, $L_{pump} = 10$ μm et $L_{pump} = 14$ μm. Le comportement en puissance est similaire à ce qui a été précédemment observé. L'effet laser à polaritons se traduit par la présence de modes Fabry-Pérot, dont l'intervalle spectral libre (FSR) diminue en énergie (cf fig. 3.8), tandis que l'intensité de ces modes évolue de manière non-linéaire. Comme attendu, les émissions laser sont quasiment identiques et nous remarquons une légère augmentation du seuil laser lorsque nous réduisons la longueur de la pompe (cf fig. 3.15, carrés rouges). Au seuil laser, l'émission est monomode pour $L_{pump} = 14$ μm et implique deux modes pour $L_{pump} = 3$, 6.5, et 10 μm.

3.7.2 Étude sur la cavité 60 µm

L'augmentation de la longueur de cavité implique une diminution de l'intervalle spectral libre des modes FP (cf eq.(3.1)). Cela est clairement visible en observant les spectres μPL de la figure 3.16. Six études en puissance ont été réalisées sur la cavité 60 μm, couvrant des longueurs de pompe allant de 6.5 à 50 μm. Le fonctionnement laser est démontré, se manifestant comme auparavant par une augmentation non-linéaire de l'émission et un affinement spectral du mode laser.

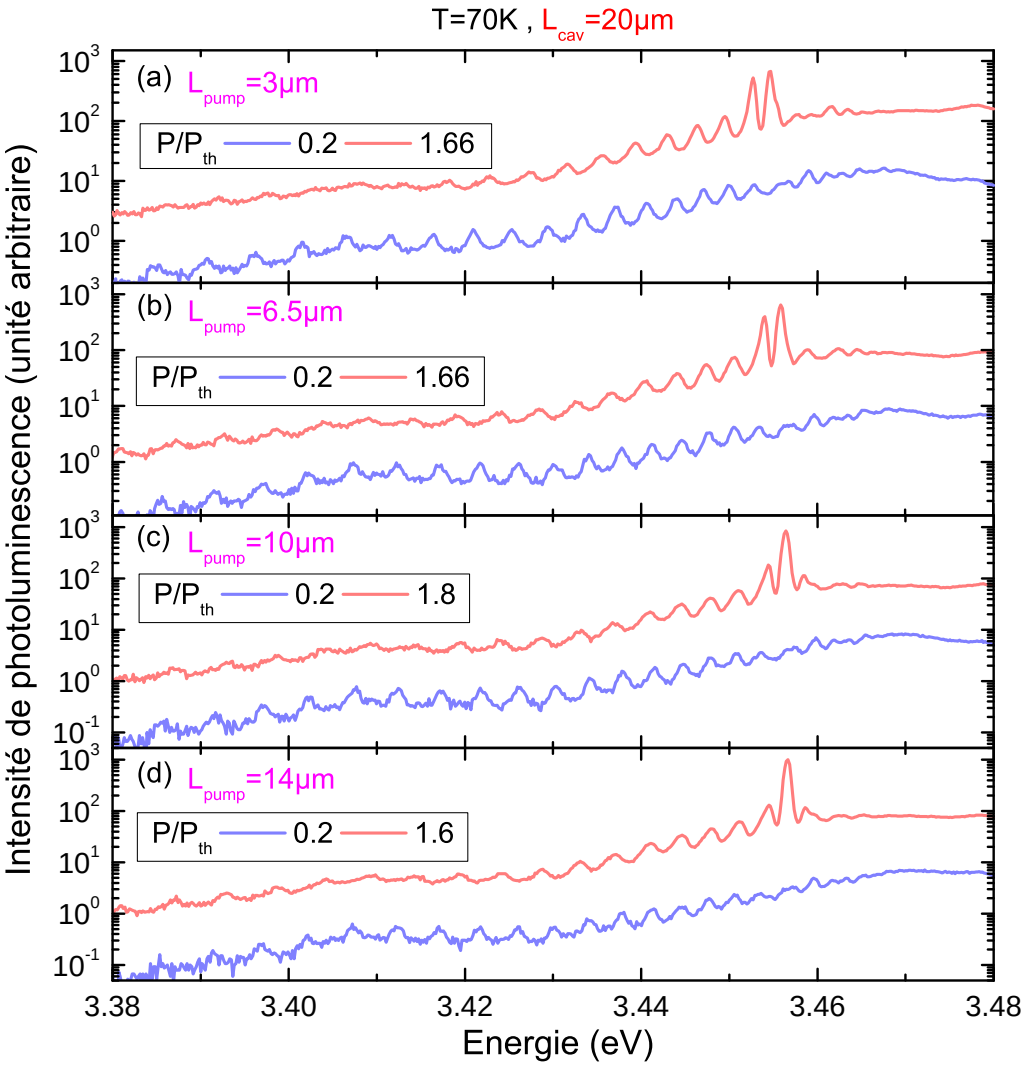


FIGURE 3.14 – (a,b,c,d) Spectres μPL enregistrés en-dessous et au-dessus du seuil, au niveau d'un DBR à T=70 K, respectivement pour les longueurs de pompe suivantes : L_{pump} = 3 μm, L_{pump} = 6.5 μm, L_{pump} = 10 μm et L_{pump} = 14 μm. La cavité mesure 20 μm.

Nous avons appliqué le même protocole décrit précédemment pour analyser l'émission laser de la cavité 20 μm. Cependant, nous constatons que la transmission Fabry-Perot de la cavité 60 μm présente des oscillations sinusoïdales, i.e. un coefficient de finesse K inférieur à 3, qui rendent impossible l'ajustement à l'aide de notre fonction de fit habituelle. Cela nous empêche de déterminer la finesse et d'étudier les pertes laser associées à cette cavité.

La démonstration du couplage fort exciton-photon est réalisée par une concordance notable entre les FSR mesurés à partir de la transmission FP et les FSR calculés à l'aide de notre modèle d'Elliott-Tanguy. Il est clairement perceptible en consultant la figure 3.17 que la réduction de la force d'oscillation est quasi-similaire à celle de la

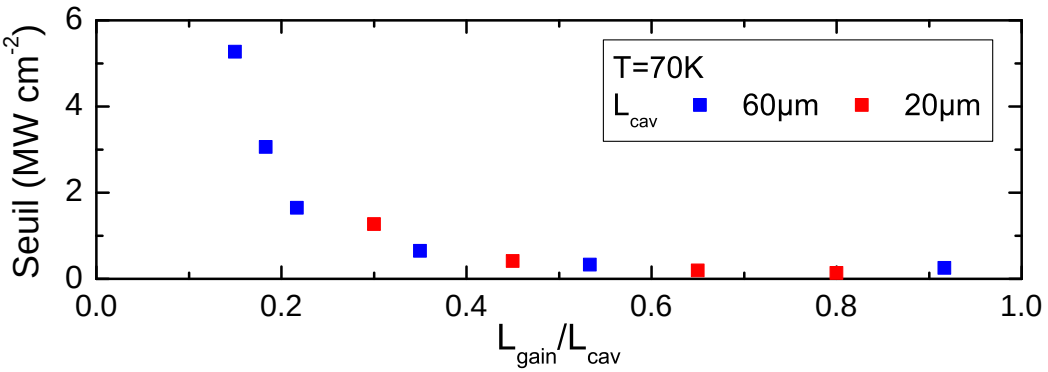


FIGURE 3.15 – Seuil laser à polaritons en fonction de L_{gain}/L_{cav} pour les cavités : 20 μm (carrés rouges) et 60 μm (carrés bleus).

cavité 20 μm.

Revenons à l'évolution du seuil en fonction de L_{gain}/L_{cav}, nous remarquons que le contraste entre le premier mode laser et les modes suivants est plus marqué lorsque la longueur de pompe est plus courte. De manière similaire, une réduction de la longueur de la pompe entraîne une augmentation du seuil laser (cf fig. 3.15, carrés bleues). Cette évolution du seuil est identique pour les deux cavités.

3.7.3 Comparaison avec le modèle cinétique

Une autre manière d'analyser l'évolution du seuil consiste à s'intéresser au seuil laser intégré $p_{th}^{(i)}$ (en nJ/impulsion), normalisé à sa valeur $p_{th,full}^{(i)}$ pour $L_{pump} \approx L_{cav}$. Pour les cavités 20 μm et 60 μm, les valeurs de $p_{th,full}^{(i)}$ sont respectivement de 77 et 480 pJ/impulsion. Dans cette représentation adimensionnée, la figure 3.18 présente la dépendance du seuil laser intégré et normalisé en fonction du rapport L_{gain}/L_{cav}. Rappelons que dans la figure 3.15, nous traçons l'évolution des seuils en densité de puissance. Ici, nous observons des lois d'échelle similaires pour les deux cavités. L'effet laser est obtenu même pour une longueur de pompe correspondant à seulement 10 % de la cavité (équivalent à une longueur de réservoir, i.e. de gain, de 15 % de la cavité), avec un seuil global trois fois plus élevé. Un accord quantitatif satisfaisant est obtenu entre ces résultats expérimentaux et les simulations effectuées en utilisant le modèle cinétique (cf fig. 3.18, trait plein) décrit dans la section 3.6. Cela confirme une propriété remarquable du laser à polaritons : il est possible d'atteindre le seuil laser en ne pompant qu'un dixième de la longueur de la cavité.

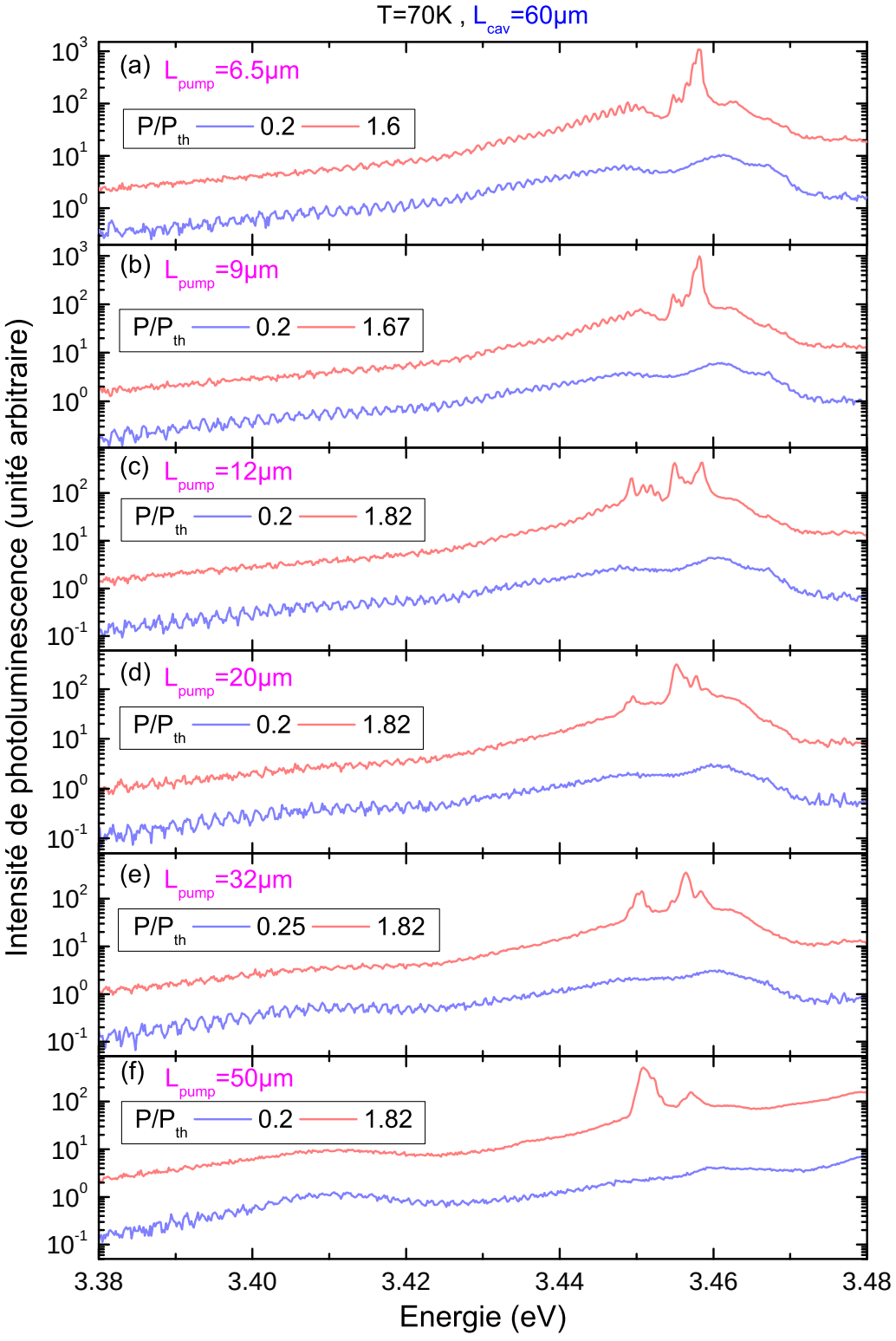


FIGURE 3.16 – (a,b,c,d,e,f) Spectres μPL enregistrés en-dessous et au-dessus du seuil, au niveau d'un DBR à T=70 K, respectivement pour $L_{pump} = 6.5$ μm, $L_{pump} = 9$ μm, $L_{pump} = 12$ μm, $L_{pump} = 20$ μm, $L_{pump} = 32$ μm et $L_{pump} = 50$ μm. La cavité mesure 60 μm.

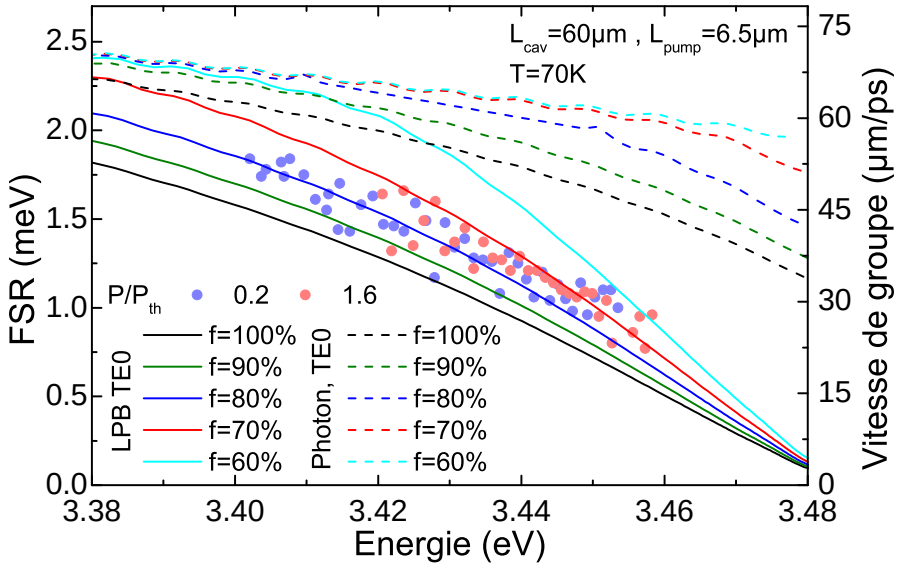


Figure 3.17 – Cavité 60 μm : comparaison entre les FSR mesurés (ronds) et ceux calculés pour différents facteurs correctifs de la force d'oscillateur. Les courbes en trait plein et traits pontillés correspondent au LPB TE0 et au photon nu TE0, respectivement.

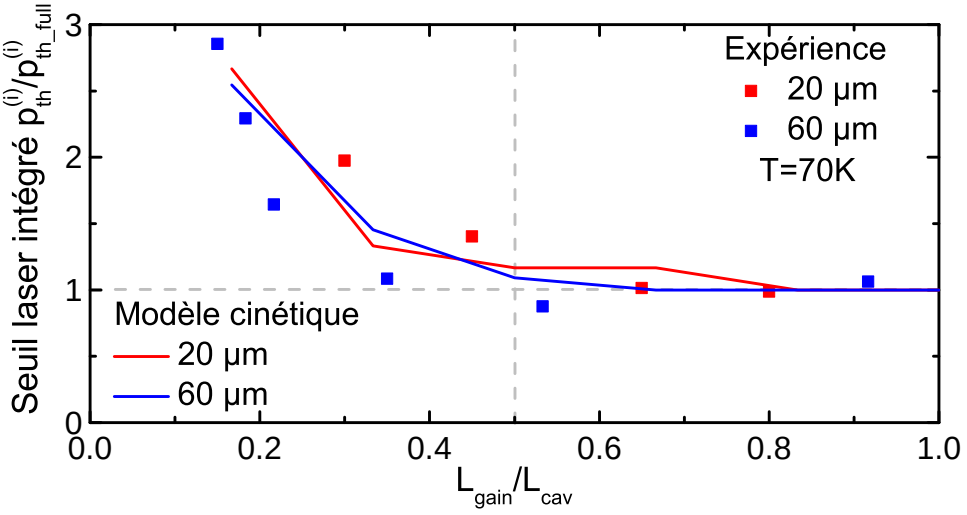


Figure 3.18 – Comparaison de l'évolution du seuil laser à polaritons en fonction de L_{gain}/L_{cav} avec le modèle cinétique.

3.8 Gain modal

L'objectif de cette section est de réaliser une comparaison entre les lasers à polaritons et les lasers à semi-conducteurs classiques émettant par la tranche, en mettant particulièrement l'accent sur l'évaluation quantitative du gain modal.

3.8.1 Cas d'un laser conventionnel

Dans un laser conventionnel (classique à semi-conducteur), l'effet laser se manifeste lorsque le gain après un aller-retour dans la cavité est supérieur aux pertes, ce qui nécessite une inversion de la population des électrons et des trous dans les bandes d'énergie. Le gain maximal disponible à une énergie spécifique est le résultat du produit de l'absorption, représentée par α_0, à une densité de porteurs nulle, et de la différence entre les distributions de Fermi et de Dirac présentes dans les bandes de conduction et de valence. Il s'écrit [26] :

$$\gamma_{e-h} = \alpha_0 \times (f_c - f_v). \tag{3.10}$$

La réciprocité entre l'absorption et l'émission stimulée est à l'origine de ce gain, qui est initialement inférieur à α_0 avant d'atteindre asymptotiquement cette valeur à une température de T=0 K. La figure 3.19 illustre l'évolution de l'absorption et du gain en fonction de la position des quasi-niveaux de Fermi. Le gain aura lieu si $E_{Fc} - E_{Fv} > E_g$. Cela correspond à la condition de Bernard-Durrafourg [2].

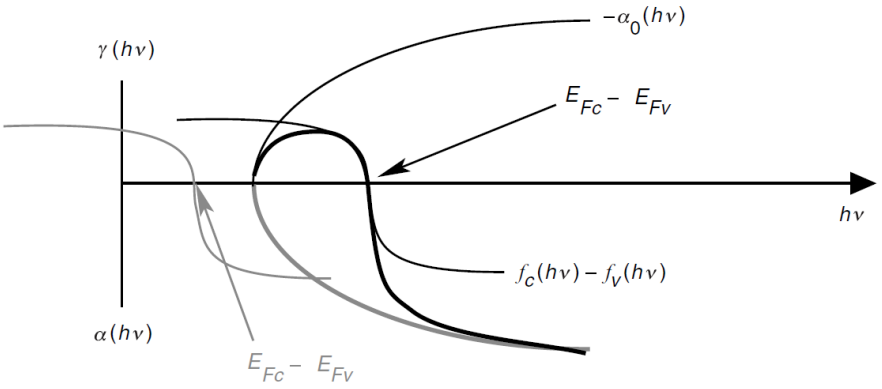


FIGURE 3.19 – Évolution de l'absorption et du gain, extraite de [26].

Dans un laser segmenté comportant une section de gain plus petite que la cavité complète, les termes de gain et de perte dans les sections pompées et non-pompées sont comparés dans le tableau 3.1, ainsi que sur la figure 3.20. La condition de seuil peut être exprimée de la manière suivante :

$$e^{-2(\alpha_m+\alpha_i)\times L_{cav}} \times e^{-2\alpha_0\times(L_{cav}-L_{gain})} \times e^{2\gamma_{e-h,th}\times L_{gain}} = 1, \tag{3.11}$$

où $\gamma_{e-h,th}$ est le gain modal électron-trou (e-h) au seuil. En supposant que $\gamma_{e-h,th} = \alpha_0$, c'est-à-dire dans la limite de T=0 K, nous avons :

$$\gamma_{e-h,th} = \frac{(\alpha_m + \alpha_i) \times L_{cav}}{2L_{gain} - L_{cav}} = \frac{\alpha_{cav} \times L_{cav}}{2L_{gain} - L_{cav}}. \tag{3.12}$$

Le seuil diverge lorsque L_{gain} tend vers $L_{cav}/2$.

Type de laser	Section pompée	Section non-pompée	Cavité complète
	L_{gain}	$L_{cav} - L_{gain}$	L_{cav}
Laser conventionnel	$+\gamma_{e-h}$ $(\leq \lvert\alpha_0\rvert)$	$-\alpha_0$	$-\alpha_m - \alpha_i$
Laser à polaritons	$+\gamma_{pol} - \alpha_{pol} - \alpha_{noX}$	$-\alpha_{pol} - \alpha_{noX}$	$-\alpha_m - \alpha_i$

TABLE 3.1 – Pertes et gain dans chaque section de la cavité pour un laser conventionnel et un laser à polaritons.

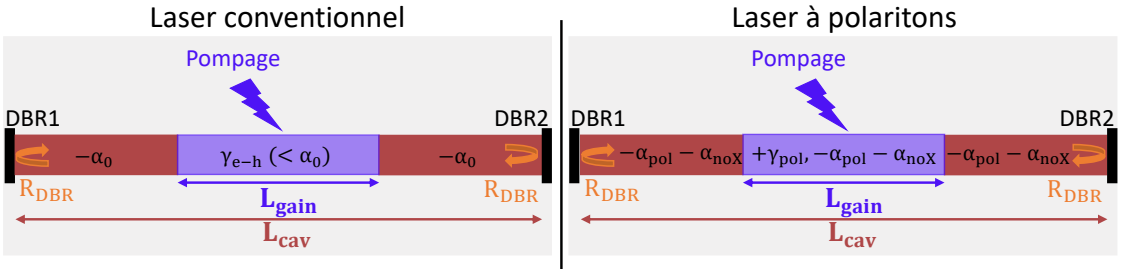


FIGURE 3.20 – Répartition de gain et de perte dans les sections pompées et non-pompées selon le type du laser.

3.8.2 Cas d'un laser à polaritons

Dans le contexte d'un laser à polaritons, nous pouvons nous attendre à ce que les pertes polaritoniques α_{pol} ainsi que les pertes sans excitons α_{noX} se manifestent dans l'ensemble de la cavité, y compris dans la section de gain (cf tableau 3.1 et fig. 3.20). De plus, il convient de noter que le gain dans un laser à polaritons résulte de la relaxation stimulée des excitons pompés vers le mode laser polaritonique. Cette observation met en évidence le fait que le gain polaritonique et les pertes polaritoniques ne sont pas corrélés. La condition des oscillations laser au seuil peut être formulée de la façon suivante :

$$e^{-2(\alpha_m+\alpha_i)\times L_{cav}} \times e^{-2(\alpha_{noX}+\alpha_{pol})\times L_{cav}} \times e^{2\gamma_{pol,th}\times L_{gain}} = 1, \tag{3.13}$$

Cela conduit à exprimer le gain modal polaritonique au seuil :

$$\gamma_{pol,th} = \frac{(\alpha_m + \alpha_i + \alpha_{noX} + \alpha_{pol}) \times L_{cav}}{L_{gain}} = \frac{\alpha_t \times L_{cav}}{L_{gain}}. \tag{3.14}$$

Cette fois-ci, le seuil diverge quand L_{gain}/L_{cav} tend vers 0.

3.8.3 Discussion et comparaison laser conventionnel *versus* laser à polaritons

Pour la comparaison entre un laser conventionnel et un laser à polaritons, nous avons choisi de prendre :

- $\alpha_{cav} = 250\ cm^{-1}$ comme pertes de la cavité (rectangle orange fig. 3.10 et 3.12),
- et $\alpha_t = 1000\ cm^{-1}$ comme pertes totales. Ces pertes ont été validées à désaccord négatif à partir de l'analyse de la transmission FP (cf fig. 3.7(a) et (b)), puis extrapolées à l'énergie d'émission laser (cf fig. 3.10).

Pour les lasers conventionnels, seules les pertes totales de la cavité sont prises en compte. Cependant, dans le cas du laser à polariton, il est nécessaire de prendre en considération les pertes totales, qui englobent les pertes totales de la cavité, les pertes sans excitons, ainsi que les pertes polaritoniques. A partir de l'équation (3.12), nous pouvons souligner que dans un laser conventionnel, l'effet laser se produit uniquement lorsque plus de la moitié de la cavité est excitée. Sur la figure 3.21, la courbe en pointillés représente l'évolution du gain modal e-h calculé au seuil en fonction du rapport L_{gain}/L_{cav} . Tandis que la courbe en trait plein représente celle du gain modal polaritonique calculé à partir de l'équation (3.14). Cela montre clairement que le laser à polaritons n'a pas besoin qu'au moins la moitié de la cavité soit pompée. Il s'agit d'une caractéristique frappante spécifique à ce type du laser. En faisant la comparaison avec nos résultats expérimentaux de la figure 3.18 (P_{th} en fonction de L_{gain}/L_{cav}), nous pouvons conclure que nous avons la même tendance qualitative. Il est intéressant de mentionner que seul le modèle cinétique permet de modéliser la relation entre γ_{th} et P_{th}.

3.8.4 Gain polaritonique : comparaison avec l'état de l'art

En utilisant les données expérimentales, nous pouvons calculer cette relation entre le gain polaritonique et le seuil laser spécifique à partir de l'équation (3.14). La figure 3.22 illustre l'évolution du gain polaritonique pour les cavités 20 et 60 μm en fonction du seuil laser P_{th} (MW cm^{-2}). Les deux courbes de gain correspondantes sont superposées.

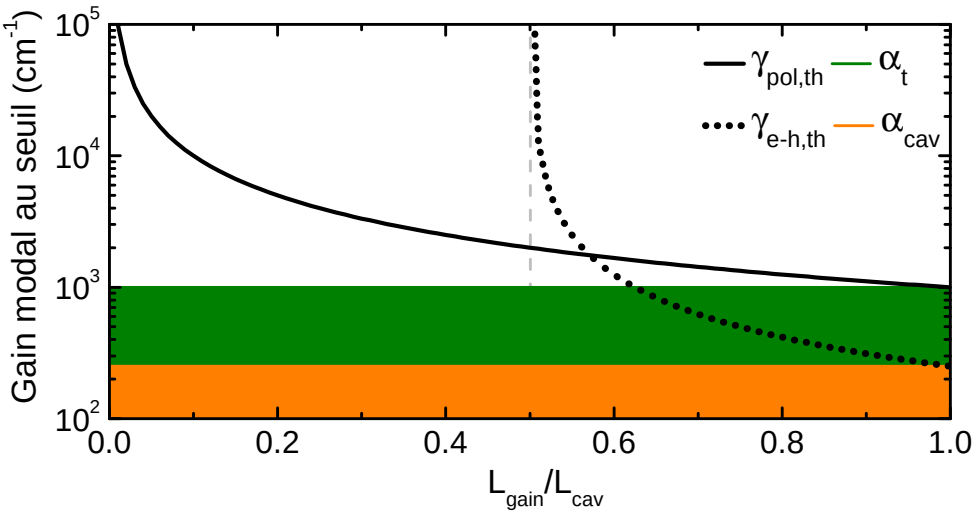


FIGURE 3.21 – Gain modal au seuil. Trait plein : laser à polariton. En pointillés : laser conventionnel. Les rectangles orange et vert foncé représentent respectivement les pertes totales de la cavité α_{cav} et les pertes totales α_t.

Il est intéressant de noter qu'un gain modal record de 6600 cm^{-1} est atteint pour une courte longueur de pompe.

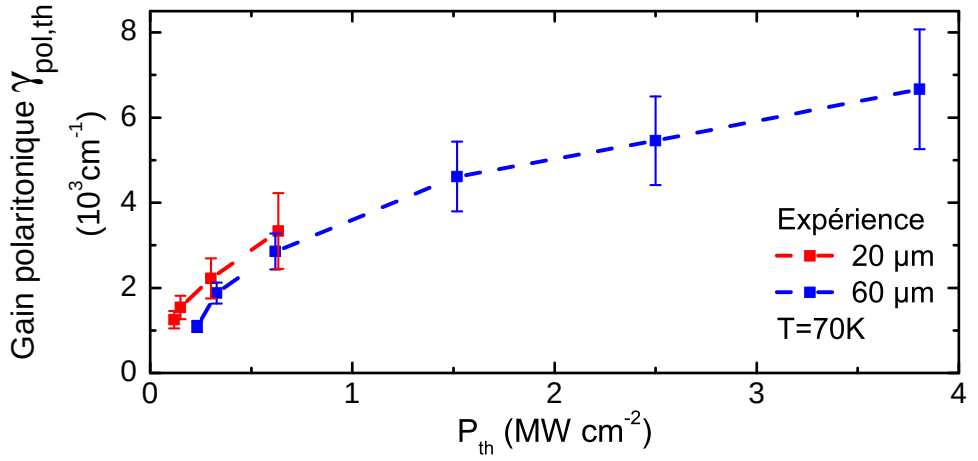


FIGURE 3.22 – Évolution du gain polaritonique en fonction du seuil laser expérimental. La ligne en pointillé est un guide pour les yeux.

Afin de permettre une comparaison adéquate avec les lasers conventionnels GaN alimentés sur toute la longueur de la cavité, il est nécessaire de prendre en compte le gain extrapolé pour une longueur de pompe plus grande (environ 1000 cm^{-1}). Lors des premières expériences avec les diodes laser GaN, un gain modal d'environ 400 - 600 cm^{-1} a été initialement observé [97]. Plus récemment, dans le but d'obtenir un fonctionnement laser dans des cavités de dimensions réduites (L_{cav} = 45 - 280 μm) avec des miroirs DBR diélectriques à haute réflectivité, un gain modal au seuil inférieur de

100 cm^{-1} a été extrait [98]. Cela nous conduit à la conclusion que le laser à polariton permet une augmentation significative du gain pour des géométries et des longueurs comparables.

3.9 Influence de la température

Dans cette section, nous nous concentrons uniquement sur l'étude en température de la cavité 20 μm. Cependant, une analyse approfondie de la cavité 60 μm sera présentée ultérieurement dans le chapitre 4.

3.9.1 Laser à polaritons jusqu'à 150K

La figure 3.23(a) présente les spectres d'émission laser, qui varient en fonction de la puissance, mesurés à une température de 150 K sur la cavité 20 μm avec une longueur de pompe de 6.5 μm. Comme constaté à 70 K, les modes Fabry-Perot sont observés sur une large plage d'énergie en dessous du seuil. Les mesures expérimentales, représentées sur la figure 3.23(b) par des ronds colorés, sont obtenues à partir du même protocole d'analyse de l'émission laser. Elles sont en accord avec les FSRs calculés à partir des dispersions de la LPB, ce qui confirme le fonctionnement en régime de couplage fort. Une légère diminution de la force d'oscillateur est observée au-dessus du seuil, passant de -20 % en dessous du seuil à -45 % au-dessus du seuil. Il est donc possible d'observer le laser à polaritons jusqu'à 150K.

3.9.2 Effet laser jusqu'à 220K

En augmentant la température à 220 K, l'effet laser n'est plus observable avec le petit spot (6.5 μm). Par conséquent, nous avons progressivement augmenté la taille du spot jusqu'à ce que l'effet laser soit finalement observé. Cela a été réalisé en utilisant le grand spot, qui pompe toute la longueur de la cavité (L_{pump} = 20 μm). La figure 3.24(a) présente une étude de puissance réalisée sur la même cavité. En dessous du seuil, les modes Fabry-Perot ne se manifestent pas à cette température élevée, ce qui rend difficile la mise en évidence du couplage fort. Il est remarquable de constater que le seuil laser augmente de manière significative avec la température, rendant actuellement impossible l'obtention d'une action laser en régime continu jusqu'à 300 K, comme illustré dans la figure 3.24(b). Pour conclure à T=220 K, l'effet laser est maintenu, mais il n'y a pas de preuve de couplage fort (représenté par un cercle noir vide).

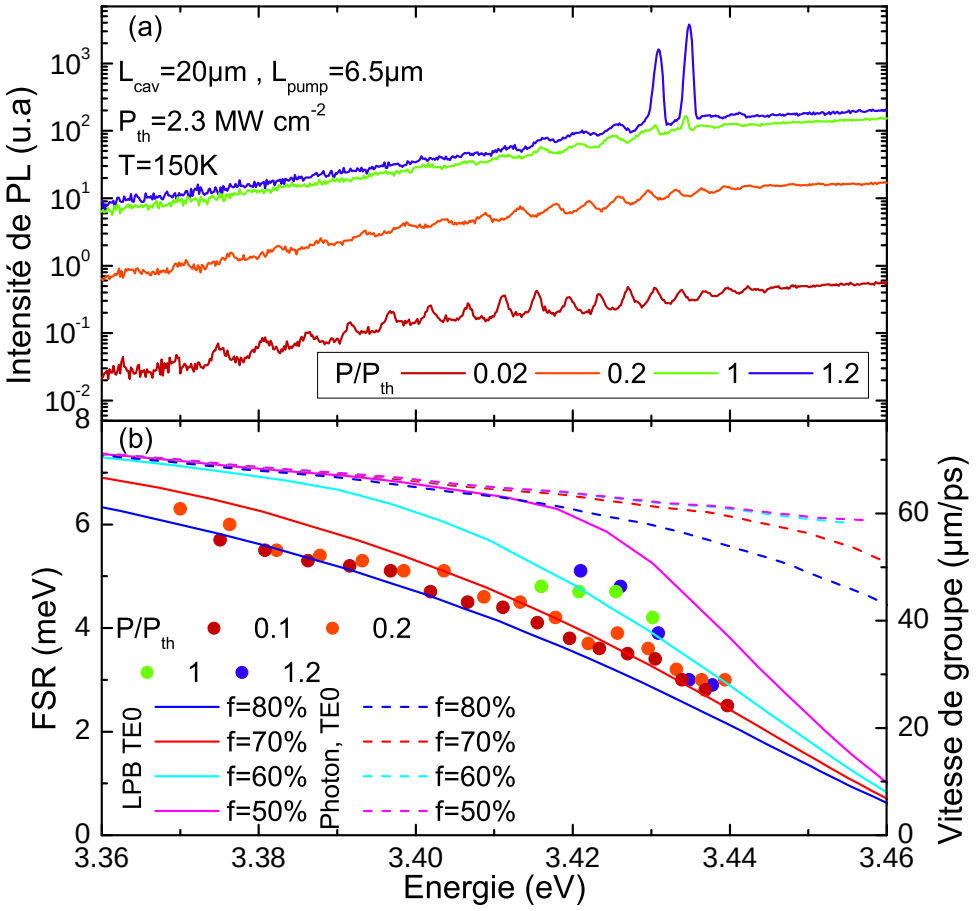


FIGURE 3.23 – (a) Spectres μPL dépendant de la puissance enregistrés au niveau d'un DBR à T=150 K pour la cavité 20 μm. (b) Comparaison entre les FSR mesurés et ceux calculés pour différents facteurs correctifs de la force d'oscillateur. Les courbes en traits pointillés correspondent au photon nu TE0.

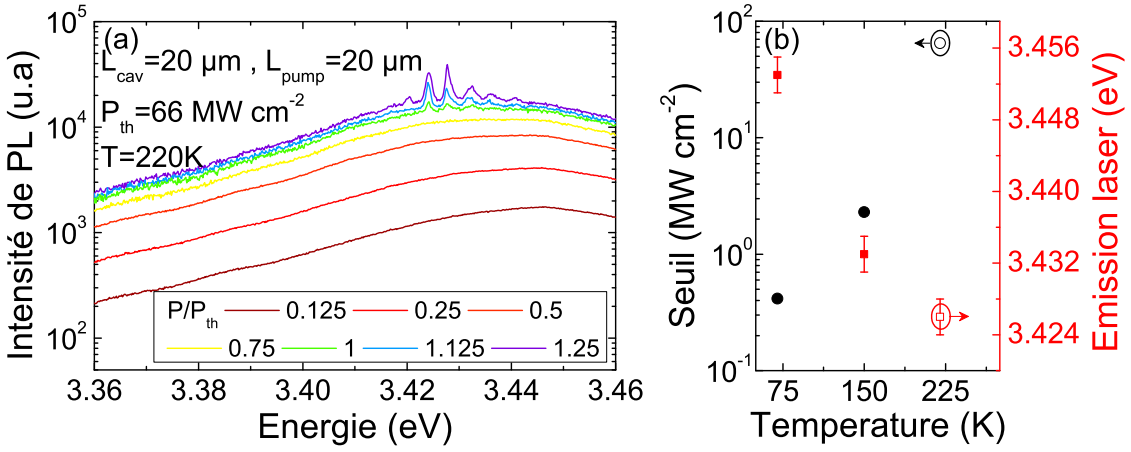


FIGURE 3.24 – (a) Spectres μPL dépendant de la puissance enregistrés au niveau d'un DBR à T=220 K pour la cavité 20 μm. (b) Seuil laser (rond) et énergie d'émission laser (carré) de la cavité 20 μm en fonction de la température.

3.9.3 Désaccord du laser en fonction de la température

La figure 3.24(b) (carrés rouge axe droite) présente l'évolution de l'énergie de l'émission laser de la cavité 20 μm en fonction de la température. L'augmentation de la température a pour effet de déplacer le désaccord optimal vers des valeurs de plus en plus négatives, i.e. plus basses énergies. Cela s'explique par le fait qu'à des températures plus élevées, les polaritons se thermalisent plus efficacement le long de la LPB, ce qui leur permet d'atteindre des désaccords plus négatifs. En conséquence, le taux de relaxation devient maximal à ces désaccords plus négatifs, favorisant ainsi l'effet laser à polaritons dans des états de plus en plus photoniques. Rappelons que dans cette géométrie guidante, la dispersion de la LPB ne présente aucun état fondamental à k ou $\beta = 0$ (cf fig. 1.9(c)), ce qui la distingue des microcavités verticales dans lesquelles la LPB a un minimum d'énergie en $k = 0$ (cf fig. 1.9(a)).

3.10 Conclusion

En conclusion, notre étude sur le laser à polaritons en régime continu a abouti à des résultats prometteurs. Nous avons démontré le fonctionnement du laser à polaritons avec un gain élevé, permettant des cavités plus courtes par rapport aux lasers conventionnels. De plus, nous avons démontré le fonctionnement du laser à polaritons jusqu'à 150 K, sur un mode polaritonique avec un facteur Hopfield excitonique important. Une observation essentielle est que notre laser à polaritons peut fonctionner avec un réservoir couvrant seulement 15% de la cavité complète. En effet, cette observation est quantitativement en accord avec les simulations basées sur les équations de Boltzmann semi-classiques pour les polaritons. De plus, cette possibilité d'utiliser une longueur de pompe réduite offre la possibilité de combiner des fonctionnalités supplémentaires au sein de la cavité, telles que des absorbeurs ou des coupleurs accordables pour la détection ou la modulation de signaux, ainsi que des motifs photoniques topologiques. Ces avancées sont applicables à une large gamme de matériaux polaritoniques, notamment le GaAs [69], le ZnO [99], les pérovskites [68] et les dichalcogénures de métaux de transition.

Chapitre 4

Laser impulsionnel

Dans ce chapitre, nous abordons l'étude d'une dynamique laser plus complexe qui se manifeste dans des cavités longues (L_{cav} = 60 μm) à mesure que la température augmente. Nous présenterons une démonstration expérimentale dans le domaine spectral du verrouillage des modes d'un laser à polaritons multimode et un développement expérimental pour mesurer dans le domaine temporel. Par ailleurs, notre collaboration avec Guillaume Malpuech et Dmitry Solnyshkov de l'Institut Pascal nous permettra d'explorer cette dynamique dans le domaine temporel en utilisant des simulations de la dynamique spatio-temporelle du laser, résolvant ainsi l'équation de Gross-Pitaevskii. Enfin, nous terminerons par l'évolution en températures du seuil et de l'énergie laser et par les mesures expérimentales de la dynamique temporelle.

Sommaire

4.1 Changement du régime laser avec la température 78

4.1.1 Démonstration de l'effet laser 78

4.1.2 Démonstration du régime de couplage fort sous le seuil 78

4.1.3 Aplanissement du FSR au seuil 79

4.2 Introduction au laser à blocage de modes 81

4.2.1 Principe de fonctionnement 81

4.2.2 Exemples de laser à blocage de modes 82

4.2.3 Propagation dans un milieu dispersif 83

4.2.4 Propagation dans un milieu non-linéaire 84

4.2.5 Équation non-linéaire de Schrödinger 84

4.2.6 Du soliton au blocage de modes en cavité 85

4.3 Mise en évidence du blocage de modes : approche spectrale 86

4.3.1 Linéarisation de la dispersion polaritonique au seuil laser . . 86

4.3.2 Modélisation du spectre par le profil spectral du soliton . . . 86

4.4 Mécanisme du blocage de modes sans absorbant saturable 89

4.5 Simulation de la dynamique de verrouillage des modes . . 90
4.5.1 Résolution temporelle de l'équation de Gross-Pitaevskii . . . 90
4.5.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux 93
4.6 Discussion et quantification de la non-linéarité 93
4.7 Évolution en température 97
4.8 Mesures de la dynamique temporelle 98
4.8.1 Principes et protocoles 98
4.8.2 Mesures de corrélations temporelles 99
4.9 Conclusion 100

4.1 Changement du régime laser avec la température

4.1.1 Démonstration de l'effet laser

Dans le chapitre 3, nous avons démontré le fonctionnement en régime continu (CW) de la cavité 60 μm à une température de 70 K, pour différentes longueurs de pompage (cf fig. 3.16) : un ou deux modes étaient impliqués dans l'émission laser au seuil. En augmentant la température jusqu'à 150 K, nous avons ensuite réalisé une étude en puissances en utilisant un spot d'excitation de longueur 20 μm. La figure 4.1(a) montre qu'à cette température, le spectre est pratiquement inchangé en dessous du seuil ($0.041\times P_{th}$) par rapport aux mesures précédentes (cf fig. 3.16(d)). Nous observons des modes Fabry-Perot sur une large plage d'énergie. Cependant, le comportement au dessus du seuil diffère radicalement, car l'émission devient intrinsèquement multimode et environ 10 modes sont impliqués dans l'émission non-linéaire. Cet effet est probablement dû à l'élargissement spectral du gain lorsque la température augmente. Le seuil laser P_{th} est de 2.25 MW cm^{-2}, soit environ trois fois supérieur à celui à 70 K. Les caractéristiques d'entrée-sortie (cf fig. 4.1(b)) révèlent que l'augmentation non-linéaire de l'intensité émise est beaucoup plus prononcée à T=150 K (cas multimode) qu'à T=70 K (cas monomode, cf fig. 3.16(d) pour $L_{pump} = 20$ μm). Cette fois-ci, elle est de $\times$2000 au lieu de $\times$80.

4.1.2 Démonstration du régime de couplage fort sous le seuil

Nous utilisons le même protocole décrit précédemment dans la section 3.4 pour analyser l'émission laser de la cavité 60 μm et pour démontrer le régime de couplage fort. Avec l'augmentation de la température, un ajustement des énergies des excitons A et B de la couche active GaN ($E_{XA} = 3.475$ eV, $E_{XB} = 3.486$ eV), suivant simplement

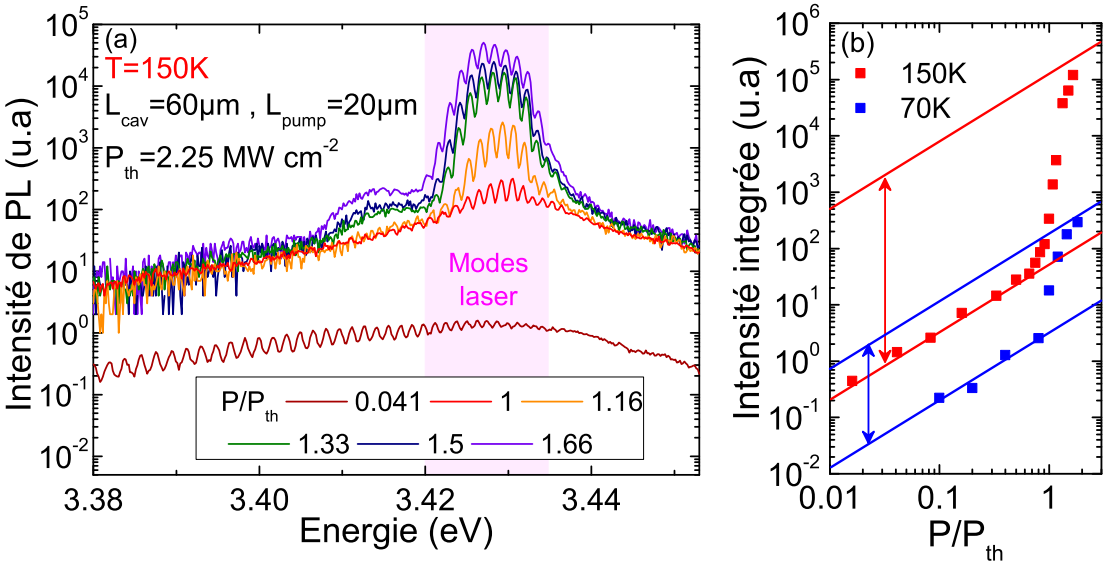


Figure 4.1 – (a) Spectres μPL dépendant de la puissance enregistrés au niveau d'un DBR à T=150 K pour la cavité 60 μm. (b) Intensité intégrée à T=70 K (carré bleu) et à T=150 K (carré rouge). Les lignes bleues et rouges repèrent le changement de pente à 70 K et à 150 K, respectivement. Les flèches verticales bleues et rouges déterminent l'augmentation non-linéaire de l'intensité à 70 K et à 150 K, respectivement.

le décalage de Varshni (cf fig. 3.3(b)) est nécessaire. Ces valeurs ont été déterminées à partir des spectres de réflectivité et de photoluminescence (PL) obtenus sous excitation non-résonante dans la section 3.1.3.
Sous le seuil laser, nous observons sur la figure 4.2(a) un accord très satisfaisant pour le mode TE0, en couplage fort avec les excitons, avec une force d'oscillateur f_{osc} corrigée d'un facteur f=70 % (cf section 3.1.1). Ce résultat démontre un fonctionnement en dessous du seuil dans le régime de couplage fort.

Pour évaluer la force du couplage exciton-photon, la dispersion de la LPB est ajustée avec le même facteur correctif. Lorsque le désaccord est nul ($\delta = 0$), le modèle fournit une estimation précise du dédoublement de Rabi, $\Omega_{Rabi} = 64 \pm 10$ meV, ce qui caractérise la force du couplage exciton-photon, comme indiqué dans la figure 4.3(a). Ce dernier subit une légère réduction par rapport à T=70 K, qui sera quantifiée dans l'annexe A. À l'énergie des modes laser, la fraction excitonique de la LPB est estimée à 20-35 % (cf fig. 4.3(b)).

4.1.3 Aplanissement du FSR au seuil

Au delà du seuil, sur la figure 4.2, nous observons que le FSR des modes laser autour de 3.43 eV dévie du modèle et présente une dépendance en énergie plate, indiquant que ces modes se propagent maintenant à une vitesse de groupe commune d'environ

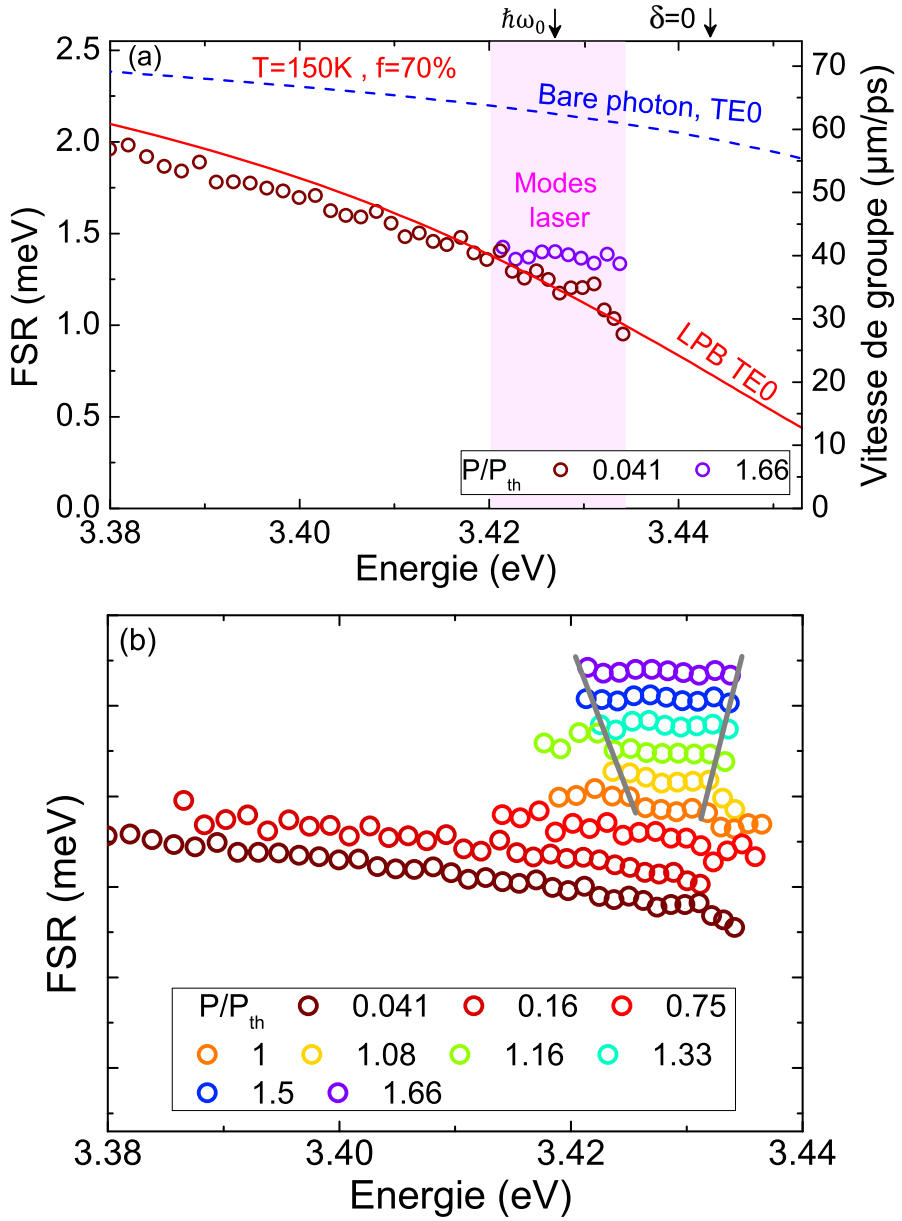


FIGURE 4.2 – (a) Comparaison entre les FSRs mesurés (cercles vides) et ceux calculés pour $f = 70$ %. Les courbes en trait rouge et en traits pontillés bleus correspondent au LPB TE0 et au photon nu TE0, respectivement. L'axe de droite donne la vitesse de groupe, ϑ_g, calculée à partir de l'équation (3.1). (b) Série complète de données expérimentales dans une représentation en cascade.

40 μm ps^{-1} (cf fig. 4.2(a), axe de droite). Il est important de souligner que ce FSR expérimental est nettement distinct de celui tracé en pointillés bleu, qui correspond à un régime de couplage faible. La figure 4.2(b) présente la série complète en puissance. Chaque ensemble de données est décalé de +0.3 meV dans une représentation en cascade, ce qui permet de mettre en évidence la transition du FSR en fonction de l'énergie en dessous du seuil, où il diminue de manière monotone, vers une dépendance plus complexe au dessus du seuil, avec une plage aplatie entre les lignes grises. Le nombre

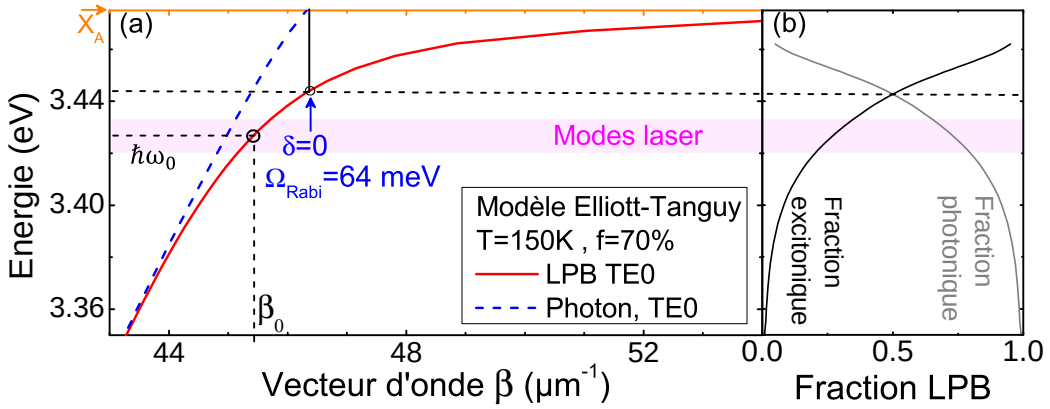


FIGURE 4.3 – (a) Dispersion de la LPB (trait rouge) ainsi que du mode photonique (traits en pointillés bleus) à 70 % de la force d'oscillateur à T=150 K. (b) Fractions photonique et excitonique de la LPB.

de modes avec un FSR constant augmente de 6 modes au seuil laser P=P_{th} à 10 modes à P=1.66×P_{th}.

Nous observons donc un changement de régime laser important. Le caractère multimode dès le seuil et l'aplanissement du FSR étant des signatures connues d'un régime de blocage de modes dans les lasers, nous allons présenter dans ce chapitre comment interpréter nos résultats dans un tel cadre.

4.2 Introduction au laser à blocage de modes

4.2.1 Principe de fonctionnement

Du point de vue de la conception, un milieu à gain sous pompage dans une cavité Fabry-Perot constitue un laser, comme illustré dans la figure 4.4. La dispersion de la vitesse de groupe (group velocity dispersion GVD en anglais) empêche la périodicité des modes en termes de fréquences. Cela peut être compensé par la présence d'un mécanisme non-linéaire dans la cavité, induisant une linearisation de la dispersion. Ces trois composantes : un milieu à gain actif, la GVD et un mécanisme non-linéaire, se combinent pour créer un laser à blocage de modes, engendrant ainsi un train d'impulsions.

Le calcul de la transformation de Fourier permet de relier l'amplitude $Y(t)$ de l'émission à la somme des amplitudes des divers modes, exprimée comme suit :

$$Y(t) = \sum_n A_n \times e^{i\omega_n t + \varphi_n} \tag{4.1}$$

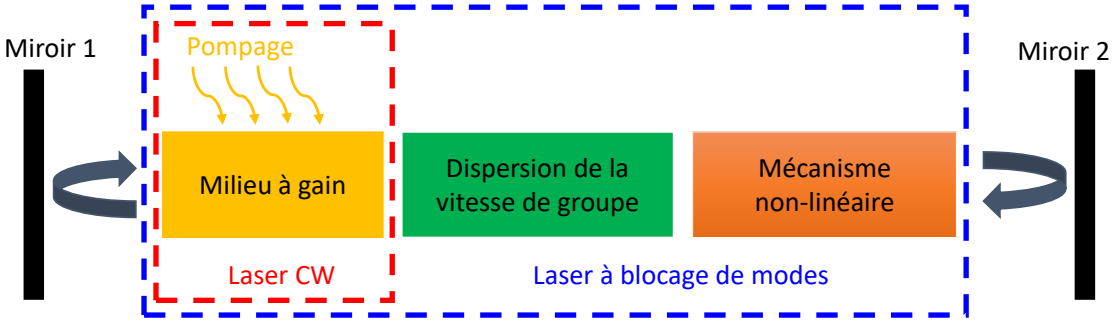


FIGURE 4.4 – Principe de fonctionnement d'un laser à blocage de modes.

où A_n désigne l'amplitude des modes Fabry-Perot, tandis que $\omega_n = 2\pi c/\lambda_n$ représente leur pulsation , lesquelles peuvent être déterminées à partir des spectres figurant sur la figure 4.1(a). De plus, φ_n définie la phase de ces modes. Lorsque nous traçons le module carré de Y ($|Y|^2$), nous obtenons l'enveloppe de l'impulsion. Notons que le blocage de modes vise à aligner en phase un ensemble spécifique de modes à l'intérieur de la cavité.

4.2.2 Exemples de laser à blocage de modes

Les lasers à blocage de modes peuvent être classés en deux catégories :

(1) Le blocage actif qui repose sur l'utilisation d'un modulateur intra-cavité à la fréquence de répétition de la cavité.

(2) Le blocage passif qui ne nécessite pas d'alimentation externe à cette fréquence. C'est ce régime auquel nous allons nous intéresser plus spécifiquement.

Ce blocage passif des modes peut être réalisé grâce à l'intervention de processus optiques non-linéaires. Parmi les effets impliqués, nous pouvons citer :

(i) L'effet Kerr optique [100–102], qui provoque une modification de l'indice de réfraction du milieu amplificateur et qui trouve par exemple son application dans les lasers Titane-Saphir. Ces derniers permettent de générer des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes. La figure 4.5(a) présente le schéma d'un laser à blocage de modes par lentille de Kerr, réalisé en intégrant une lentille de Kerr à un foyer intracavité, que ce soit dans le milieu à gain ou dans un autre matériau, où l'indice de réfraction augmente proportionnellement avec l'intensité lumineuse.

(ii) L'utilisation d'un absorbant saturable [103, 104] (comme dans des lasers multi-sections), un composant résonant non-linéaire dont le coefficient d'absorption peut subir des variations réversibles en réponse à l'intensité lumineuse. La figure 4.5(b) illustre le schéma d'un laser à blocage de modes équipé d'un tel absorbant saturable.

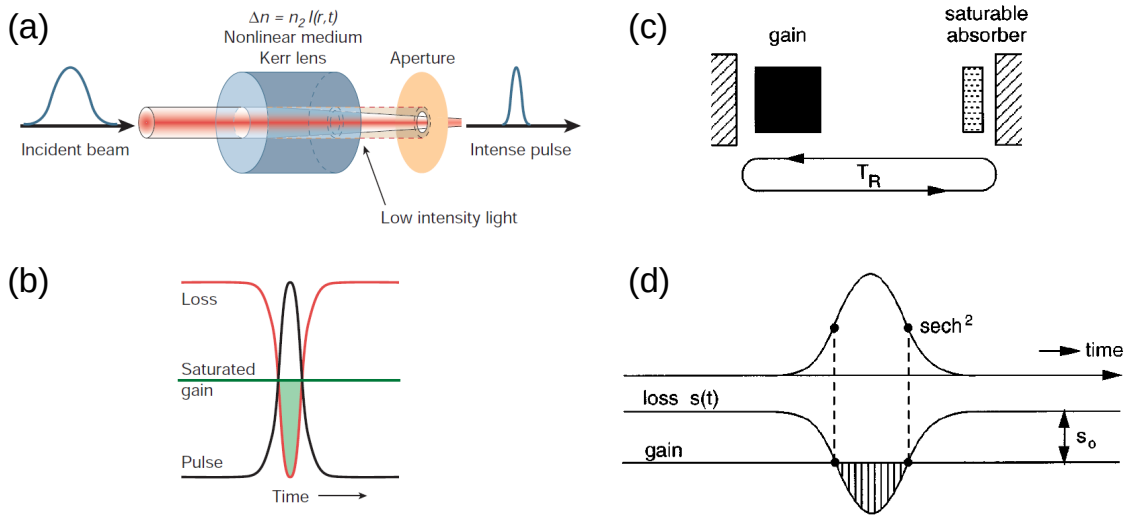


FIGURE 4.5 – Schéma d'un laser à blocage de modes passif (a) par effet Kerr et (c) avec un absorbant saturable. (b,d) Variation des pertes et de l'émergence des solitons au cours du temps dans chacun de deux cas. Issus de [102, 104].

4.2.3 Propagation dans un milieu dispersif

Pour comprendre la GVD (brique verte dans la figure 4.4), il faut expliciter le rôle de la dispersion de l'indice de réfraction (dans un milieu dit "dispersif"), qui se traduit par une relation de dispersion $\beta(\omega)$ non affine, autrement dit une vitesse de groupe non constante.

La constante de propagation du mode β peut être exprimée sous forme d'un développement en série de Taylor, ce qui permet de décrire son comportement en fonction de la fréquence ω, autour du point (ω_0, β_0) qui représente le point central du spectre de l'impulsion (indiquée sur les figures 4.2(a) et 4.3(a)). Elle est donnée par l'expression suivante [76] :

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + ..., \tag{4.2}$$

les constantes de propagation β_1 et β_2 sont liées à l'indice de réfraction n et à ses dérivées. Leur relation est donnée par les expressions suivantes :

$$\beta_1 = \frac{1}{\vartheta_g} = \frac{1}{c}\left(n + \omega\frac{dn}{d\omega}\right), \tag{4.3a}$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c}\left(2\frac{dn}{d\omega} + \omega\frac{d^2n}{d\omega^2}\right). \tag{4.3b}$$

Le paramètre β_2 est la dispersion de la vitesse de groupe qui caractérise le phénomène

d'élargissement de l'impulsion. Il est spécifiquement connu sous le nom de paramètre GVD. Dans un milieu dispersif, il est crucial de souligner que cette GVD décrit la variation en fréquence de l'indice de réfraction n.

4.2.4 Propagation dans un milieu non-linéaire

Considérons maintenant la dépendance en puissance de l'indice de réfraction n. Dans un milieu non-linéaire, n peut être représenté comme la somme de deux composantes : un terme constant n_0 et un terme non-linéaire, habituellement associé au coefficient non-linéaire de l'indice de réfraction n_2, mesurant la force de la non-linéarité au sein du matériau, ainsi qu'au champ électrique E [76] :

$$n = n_0 + n_2|E|^2. \tag{4.4}$$

où E est défini comme un vecteur sur r :

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = F(y, z) \times \tilde{A}(x, \omega - \omega_0) \times e^{-i\beta_0 x}, \tag{4.5}$$

où F correspond au profil transverse du mode TE0 du guide d'onde et $\tilde{A}(x, \omega)$ est l'amplitude de l'onde qui se propage dans ce guide. Dans le cas d'un guide d'onde, l'équation (4.4) peut être exprimée de la manière suivante [105] :

$$n = n_0 + n_2 \frac{|A|^2}{A_{eff}}, \tag{4.6}$$

où A_{eff} désigne l'aire effective transverse des modes guidés, calculée à partir du profil transverse $F(y, z)$.

4.2.5 Équation non-linéaire de Schrödinger

En suivant le formalisme d'Agrawal dans son ouvrage de référence [76], adapté aux guides d'ondes, la description de la propagation des impulsions lumineuses dans un milieu combinant l'effet Kerr optique (en tant que mécanisme non-linéaire) et la dispersion de la vitesse de groupe (cf fig. 4.4) est basée sur l'utilisation de l'équation de Schrödinger non-linéaire :

$$\frac{\partial A}{\partial x} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \underbrace{\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}}_{GVD} = \underbrace{i\gamma \left|A\right|^2 A}_{non-lineaire}, \tag{4.7}$$

où A représente l'amplitude de l'enveloppe de l'impulsion qui varie lentement. Le paramètre non-linéaire γ est défini de la manière suivante :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}. \tag{4.8}$$

Solitons L'équation de Schrödinger non-linéaire (4.7) a une solution continue à faible puissance dans la cavité, mais aussi à plus forte puissance une solution non constante : le soliton. La nature du soliton est déterminée par le signe relatif des paramètres γ et β_2 : si ils sont de signes opposés, il s'agit d'un soliton brillant ; si ils sont de mêmes signes, il s'agit d'un soliton sombre.

Dans cette thèse, deux cadres interprétatifs distincts ont été exploités. Le premier est fondé sur les effets non-linéaires observés dans les fibres optiques [76] en résolvant l'équation de Schrödinger non-linéaire (cf paragraphe précédent), tandis que le second découle de la résolution de l'équation de Gross-Pitaevskii (cf section 4.5).

4.2.6 Du soliton au blocage de modes en cavité

Les solitons propagatifs sont observés en propagation libre, en l'absence de cavité. Dans une cavité de type Fabry-Perot, des solutions similaires existent, appelées solitons de cavités, qui reposent sur le blocage de modes. Ceci génère un train d'impulsions à la fréquence de répétition de la cavité. Dans ce contexte, t désigne le temps exprimé en unités de T_0, paramètre mesurant la durée de l'impulsion, simplifiant ainsi sa dépendance temporelle à une sécante hyperbolique "sech(t)" en unités normalisées. La forme temporelle de l'impulsion est donnée par :

$$A(t) \propto \text{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right). \tag{4.9}$$

L'enveloppe du spectre d'émission au dessus du seuil peut être ajuster en utilisant une fonction sécante hyperbolique qui est également sa propre transformée de Fourier.

$$I(E) \propto \left(\text{sech}\left(\frac{\pi\ T_0\ E}{2\hbar}\right)\right)^2, \tag{4.10}$$

où T_0 peut être déduit de la largeur spectrale de l'émission laser. La FWHM de l'impulsion peut être exprimée comme suit [76] :

$$T_{FWHM} = 2\ ln(1+\sqrt{2})\ T_0 \approx 1.763\ T_0. \tag{4.11}$$

4.3 Mise en évidence du blocage de modes : approche spectrale

4.3.1 Linéarisation de la dispersion polaritonique au seuil laser

Pour une meilleure compréhension du phénomène observé, il est pertinent de suivre l'évolution de la dispersion des polaritons guidés à mesure que le seuil est atteint. La figure 4.6(a) présente la linéarisation correspondante de la dispersion des polaritons, obtenue à partir des déplacements d'énergie mesurés pour chaque mode d'émission. Les données brutes utilisées pour cette linéarisation sont extraites directement de la figure A.1(a). Dans cette extraction, le mode central de l'émission laser à $\hbar\omega_0$ =3.423 eV est associé à la valeur $\beta_0 = 45.3\ \mu m^{-1}$, en conformité avec la dispersion théorique bien en dessous du seuil. Par la suite, les vecteurs d'onde des modes voisins de β_0 sont obtenus en ajoutant et en soustrayant des multiples de π/L_{cav}, en accord avec la quantification du vecteur d'onde dans la cavité, ce qui permet d'obtenir les cercles rouges foncés vides (cf fig. 4.6(a)) de la dispersion loin sous le seuil ($0.041\times P_{th}$). La figure A.1(a) en annexe permet alors de suivre chacun de ces modes jusqu'au dessus du seuil ($1.66\times P_{th}$), et d'obtenir la dispersion formée par les cercles violets vides sur la figure 4.6(a).

Nous pouvons observer que le décalage vers le bleu (blueshift) s'accroît davantage à des énergies de polariton élevées (5.26 meV) qu'à des énergies de polariton faibles (4.44 meV). Autrement dit, ce blueshift augmente à mesure que la composante excitonique du mode de polariton gagne en importance. Cette observation est en adéquation avec une interprétation en termes d'interactions polariton-polariton, qui seront évalués dans la section 4.6.

La figure 4.6(b) met en évidence une variation de plus de 20 % dans la vitesse de groupe (passant d'environ 43 à environ 35 μm ps^{-1}) au sein de la plage spectrale cruciale pour le mécanisme de verrouillage des modes (zone rose). À P=$1.66\times P_{th}$, les modes laser se propagent désormais à une vitesse de groupe commune d'environ 40 μm ps^{-1} (cercles violet vide). L'évolution de la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) en fonction du vecteur d'onde β est représentée sur la figure 4.6(c). Une augmentation significative de cette grandeur est observée à partir de 45.5 μm^{-1}. Au cœur de la zone rose, où plusieurs modes sont impliqués dans l'effet laser, sa valeur atteint $\beta_2 = 4 \times 10^{22}\ s^2\ m^{-1}$.

4.3.2 Modélisation du spectre par le profil spectral du soliton

Comme présenté dans la section 4.2.6, les spectres μPL au dessus du seuil de la figure 4.1(a) peuvent être ajustés par un profil spectral sech^2 (cf équation (4.10)), qui est la signature d'impulsions temporelles. En supposant que ces impulsions soient limitées

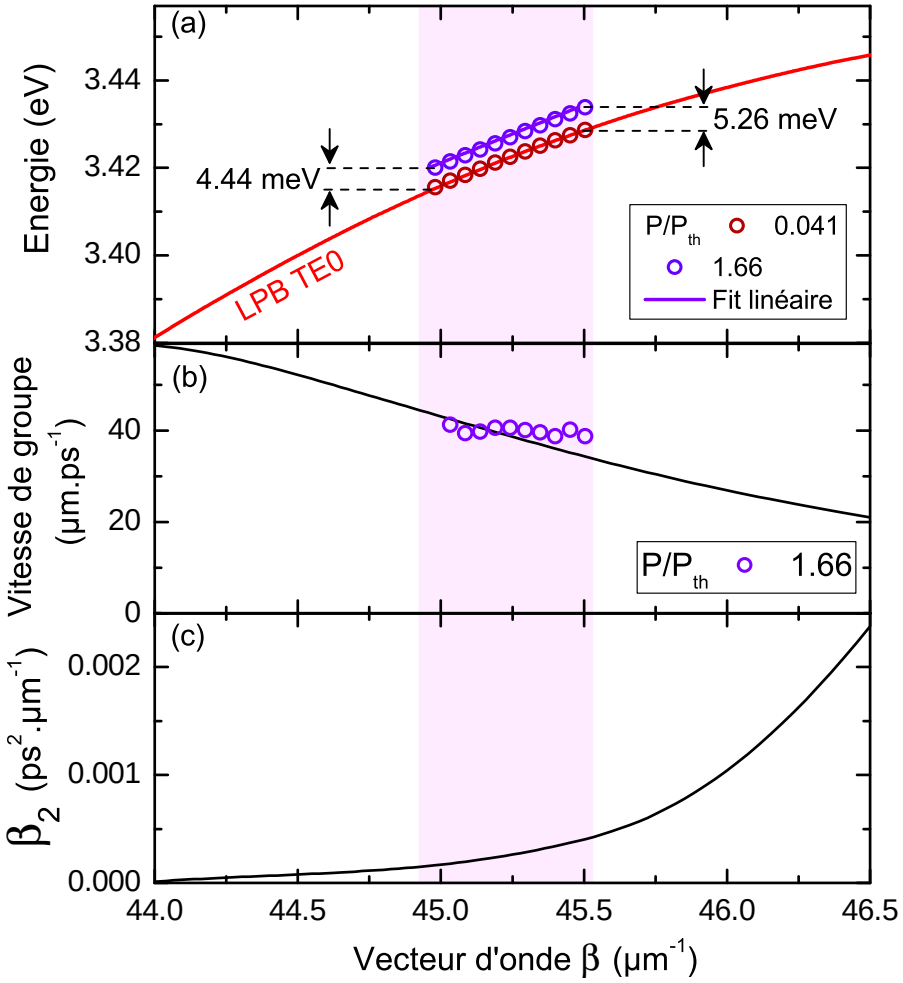


Figure 4.6 – (a) Évolution de la dispersion polaritonique en fonction de la puissance d'excitation. Variation de (b) la vitesse de groupe et de (c) la dispersion de la vitesse de groupe proche de la zone de verrouillage des modes (zone rose).

par transformée de Fourier, alors le paramètre T_0 de l'équation (4.10) est la durée de l'impulsion, de l'ordre de 0.1 ps (cf fig. 4.7(b)).

Enveloppe de l'impulsion Le module carré de Y, tel que défini par l'équation (4.1), est calculé sous l'hypothèse de synchronisation en phase de tous les modes ($\varphi_n = 0$). Les résultats sont illustrés sur la figure 4.8, à la fois en dessous et au-dessus du seuil. Sous le seuil ($P = 0.041 \times P_{th}$), les modes ne sont pas bloqués et l'intensité présente une instabilité notable. En revanche, au-delà du seuil ($P = 1.66 \times P_{th}$), le FSR demeure constant, ce qui nous permet d'observer distinctement un train d'impulsions dont le temps de propagation aller-retour est de 3 ps. Ainsi, nous pouvons tirer la conclusion que l'aplatissement du FSR constitue un indicateur solide du régime de blocage de modes.

La FWHM de l'impulsion, telle que définie par l'équation (4.11), nous conduit à

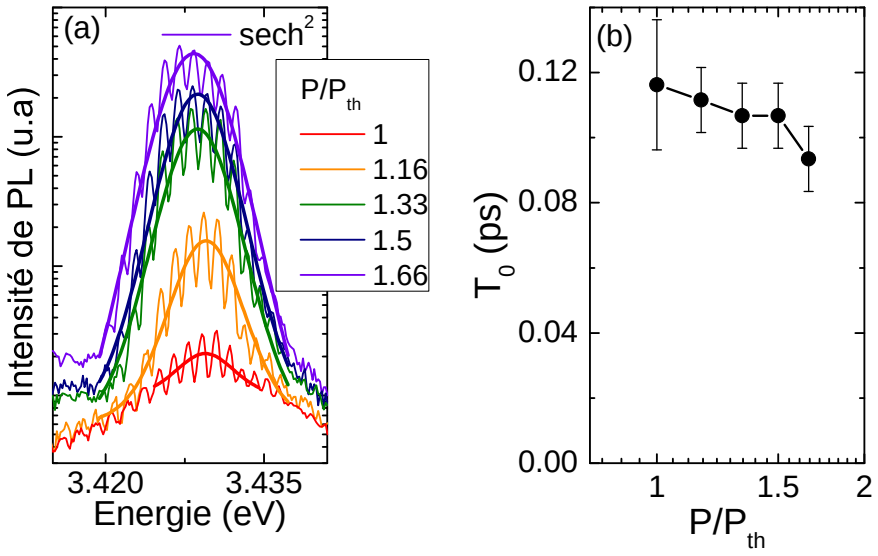


FIGURE 4.7 – (a) Ajustements de l'enveloppe des spectres d'émission avec une fonction sécante hyperbolique carré. (b) Évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance (d'après l'ajustement par l'expression (4.10)).

la détermination de la durée de l'impulsion T_0. Cette valeur s'avère être en quasi-concordance avec celle extraite des ajustements de la figure 4.7.

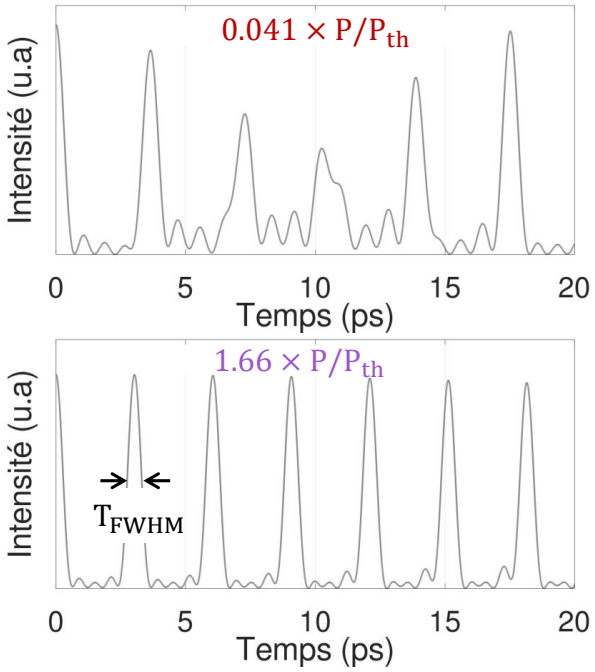


FIGURE 4.8 – Enveloppe de l'impulsion ($|Y|^2$) à P = 0.041×P_{th} et à P = 1.66×P_{th}.

4.4 Mécanisme du blocage de modes sans absorbant saturable

Comme discuté dans la section 4.2.1, le blocage de modes passif, qui n'implique pas de modulation externe, est généralement réalisé à l'aide d'un absorbant saturable, souvent basé sur un semi-conducteur [106]. Il est important de noter que l'impulsion résultante peut souvent être assimilée à un soliton de Kerr [103, 107, 108]. Même dans les cas où l'on parle du blocage de modes par lentille de Kerr, comme dans les lasers Titane-Saphir [100] (et certains lasers à semi-conducteur à cavité verticale [109, 110]), le blocage de modes est principalement obtenu grâce à des pertes saturables : le changement de taille modale provoqué par l'effet de lentille non linéaire modifie les pertes au niveau des ouvertures intra-cavité [106]. De même, dans les lasers à fibre, la rotation non-linéaire de la polarisation est utilisée pour réguler les pertes dans les éléments sensibles à la polarisation [111]. Quant aux lasers à semi-conducteurs à émission par la tranche, l'absorption saturable est généralement réalisée par une section d'absorption non pompée et une section de gain pompée, caractéristiques des dispositifs dits à deux sections [112–114]. C'est pourquoi nous nous interrogeons sur le rôle réel de la section pompée de la cavité dans le phénomène du blocage des modes. Le paragraphe suivant a pour dessein de fournir des réponses claires et approfondies à cette question.

La figure 4.9(a) présente les spectres du même dispositif mentionné précédemment, mais cette fois soumis à un pompage qui couvre quasiment toute la longueur de la cavité (c'est-à-dire L_{pump}/L_{cav}=0.83 au lieu de 0.33). Les résultats obtenus montrent un effet remarquablement similaire à ce qui avait été rapporté dans le chapitre 3 : une augmentation de la longueur de la zone de pompage par un facteur de 2.5 se traduit par une réduction du seuil de densité de puissance de pompage d'un facteur 3. Il est également important de noter que l'énergie seuil de pompage par impulsion, calculée sur la base de la section pompée, ne s'accroît que de 20 %, passant de 1.5 nJ/impulsion à 1.8 nJ/impulsion. Cela met en évidence l'impact relativement limité des pertes supplémentaires potentielles associées à une grande section non-pompée à l'intérieur de la cavité. Une telle configuration aurait pu être problématique dans le contexte d'un laser à émission de bord opérant dans le régime de couplage faible. Il est intéressant de noter que la dynamique de verrouillage des modes demeure inchangée, indépendamment de la longueur de la zone de pompage. Cette dynamique se caractérise par une émission multimode avec une forme de raie spectrale sécante hyperbolique de largeur similaire (cf fig. 4.9(b)), et par conséquent, des largeurs d'impulsion déduites T_0 similaires. Ces observations identiques pour L_{pump}/L_{cav}=0.33 et 0.83, font clairement apparaître que le système de polariton ne se comporte pas comme un dispositif à deux sections. De plus, elles suggèrent que la section non-pompée de la cavité ne joue pas le rôle d'un

absorbant saturable.

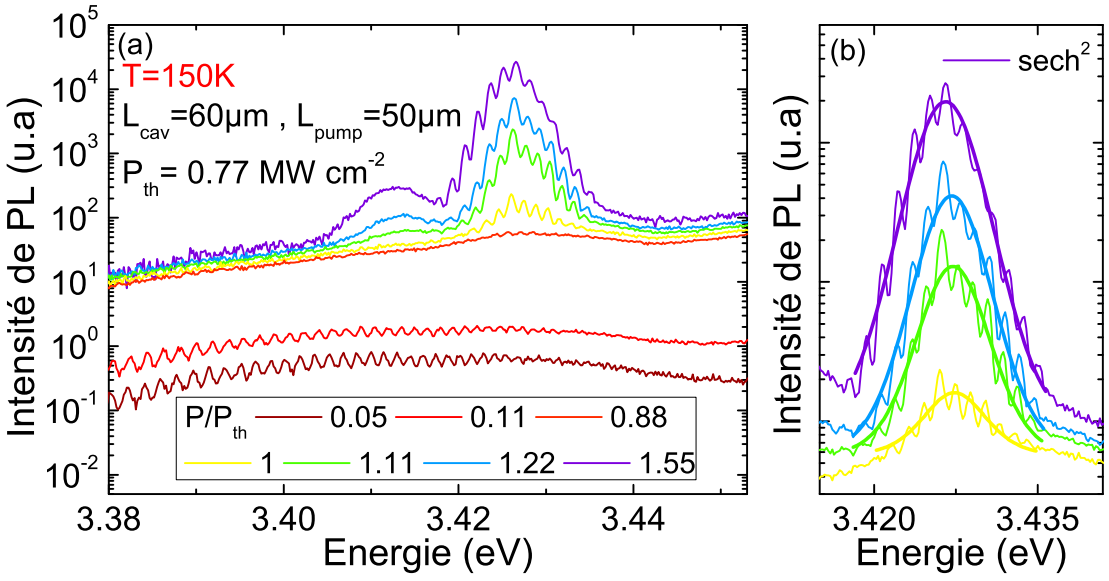


FIGURE 4.9 – (a) Spectres μPL dépendant de la puissance enregistrés au niveau du DBR à T=150 K. La cavité mesure 60 μm. La longueur d'excitation mesure 50 μm. (b) Ajustements de l'enveloppe des spectres d'émission avec une fonction sécante hyperbolique carré.

4.5 Simulation de la dynamique de verrouillage des modes

Dans cette section, nous présentons un aperçu des simulations de la dynamique spatio-temporelle du laser à blocage des modes en résolvant l'équation de Gross-Pitaevskii. Cette approche permet de modéliser le comportement temporel de nos résultats expérimentaux. Elle a été développée et mise en œuvre par Guillaume Malpuech, Dmitry Solnyshkov et Ismael Septembre de l'Institut Pascal (IP) à Clermont-Ferrand.

4.5.1 Résolution temporelle de l'équation de Gross-Pitaevskii

Afin de mieux comprendre les régimes monomodes et multimodes observés dans les résultats expérimentaux, l'équipe de l'IP a procédé aux simulations de la dynamique du laser à l'intérieur des cavités du guide d'ondes en résolvant temporellement l'équation de Gross-Pitaevskii (GPE) pour les modes exciton-photon couplés. Cette équation est étroitement liée à l'équation de Schrödinger non-linéaire qui décrit le blocage des modes dans les lasers. Il est important de noter que des équations qualitativement similaires ont été considérées dans des travaux antérieurs portant sur la condensation de

polaritons [115]. Alors que l'équation de Schrödinger non-linéaire porte sur l'amplitude A du champ de polariton (cf équation (4.7)), pour une composition exciton-photon fixe du polariton autour de (ω_0, β_0), les GPEs portent sur les champs excitoniques et photoniques. Dans cette configuration, le système présente à la fois des caractéristiques dispersives et non-linéaires, notamment en raison des termes associés au couplage Ω_R et à l'effet Kerr non-linéaire (α : ampleur d'interaction polariton-polariton). Les équations d'évolution du champ de photon ψ et du champ excitonique χ sont les suivantes :

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{T}\psi + U_1\psi + \underbrace{\Omega_R\chi/2}_{GVD} \tag{4.12a}$$

$$i\hbar\frac{\partial\chi}{\partial t} = i\gamma e^{-n_x/n_{max}}R(x)\hat{\Gamma}\chi + \xi(x,t) + \underbrace{\alpha|\chi|^2\chi}_{non-lineaire} + U_2\chi + \underbrace{\Omega_R\psi/2}_{GVD} \tag{4.12b}$$

où $\hat{T}$ et $\hat{\Gamma}$ sont respectivement les opérateurs d'énergie cinétique et de gain. Dans ces équations, $\Gamma(k)$ représente le profil de gain [61]. Les potentiels U_1 et U_2 sont associés au potentiel photonique et excitonique, respectivement. Tous deux comportent des barrières élevées aux extrémités des cavités, avec une partie imaginaire représentant les pertes liées aux DBRs. Le potentiel excitonique U_2 inclut également une contribution du réservoir d'excitons $U_R R(x)$, où U_R est une amplitude variable dont le profil est défini par le pompage $R(x)$. La constante d'interaction exciton-exciton en 3D, α_x, est donnée par [116] :

$$\alpha_X = 6.6\pi E_b\frac{a_B^3}{V} \tag{4.13}$$

où E_B=28 meV représente l'énergie de liaison de l'exciton, a_B=3.5 nm est le rayon de Bohr de l'exciton, et V est un volume de normalisation.

Lors de la simulation du fonctionnement d'une cavité Fabry-Perot basée sur un guide d'ondes, le modèle prédit un régime d'émission laser monomode stationnaire à basse température [61]. Cependant, à mesure que la température augmente et que la longueur de la cavité atteint des valeurs importantes, un nouveau mode de fonctionnement émerge. Cet aspect est illustré dans la figure 4.10(a), où nous pouvons observer la formation d'un soliton temporel brillant pour une cavité de 60 μm de long, pompée sur une distance de 20 μm, tel que celle étudiée expérimentalement. Des oscillations régulières d'une période d'environ 2.9 ps émergent, correspondant au temps de propagation aller-retour dans la cavité déduit du FSR mesuré, lequel est de 3 ps. La nécessité d'une cavité de cette longueur réside dans le fait que la non-linéarité d'autofocalisation provoque la formation d'impulsions temporelles, se manifestant avec un temps d'apparition d'environ 20 ps. Cette durée est bien plus courtes que les impulsions optiques de pompage, qui ont une

durée de 4 ns.

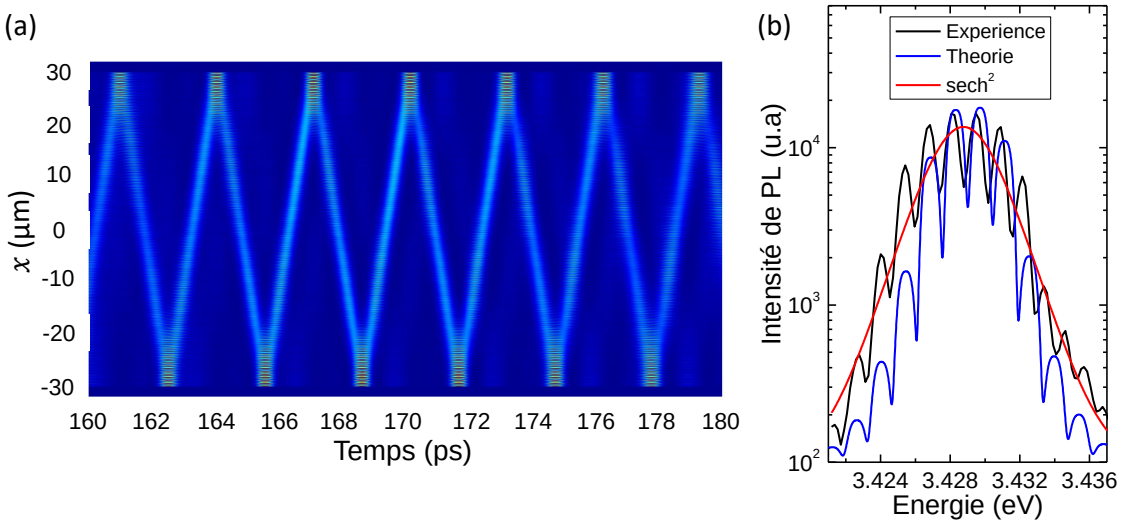


FIGURE 4.10 – (a) Simulation de la population de polaritons résolue spatialement suite au déclenchement d'un pompage continu du réservoir d'excitons à T=150 K (pour $\alpha n_{max} = 0.02$ meV). La cavité mesure 60 μm. La longueur d'excitation mesure 20 μm. (b) Comparaison entre un spectre de μPL mesuré au dessus de seuil ($1.33 \times P_{th}$, trait noir) et celui calculé (trait bleu).

La figure 4.10(b) montre la transformée de Fourier de l'évolution temporelle du soliton sur une fenêtre temporelle de 3 ns, prise à l'extrémité du guide d'onde. Cette transformée est comparée à la PL mesurée à $1.33 \times P_{th}$. Le FSR théorique demeure presque constant, s'élevant à 1.38 meV pour les dix modes affichés dans la figure, ce qui concorde bien avec l'expérience.

Parallèlement à l'exigence d'une longueur de cavité supérieure ou égale à 60 μm, l'élévation de la température joue un rôle primordial en élargissant le gain polaritonique : plus de dix modes de cavité dans le processus de relaxation stimulée et la genèse des impulsions. Les simulations, ajustées aux mêmes paramètres que ceux des lasers à polaritons en régime continu, mettent en évidence la possible émergence du verrouillage des modes, qui pourrait évoluer vers un fonctionnement pulsé dans les lasers à polariton à base des guides d'ondes. Cette perspective, qui avait déjà été évoquée dans des études concernant l'amplification des polaritons dans les guides d'ondes à polaritons en ZnO et GaN ([40], éq. (6)), ainsi que dans des perspectives concluant l'article de l'EPFL sur les lasers à polaritons dans les microrings en GaN [62], n'avait cependant pas encore été concrètement réalisée.

4.5.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Ce modèle théorique offre un éclairage sur les mécanismes physiques contribuant au verrouillage des modes. Les FSRs calculés et mesurés sont illustrés dans la figure 4.11, où seuls les modes laser de la figure 4.2(b) sont inclus, chaque couleur représentant un mode spécifique plutôt qu'une puissance de pompe donnée. La trajectoire unique de chaque mode dans ce graphique FSR-Énergie met en évidence la dynamique en jeu lorsque le FSR s'aplatit, marqué par un blueshift résultant en partie de la diminution de la force d'oscillation de l'exciton et d'une modulation de phase supplémentaire qui rassemble tous les modes autour d'un FSR commun d'environ 1.38 meV, en commençant par le haut en dessous de 3.429 eV et en remontant par le bas au-dessus de 3.429 eV. Les courbes en traits noirs représentent l'évolution simulée des FSRs pour les modes laser au dessus du seuil, montrant une bonne concordance qualitative avec les données expérimentales.

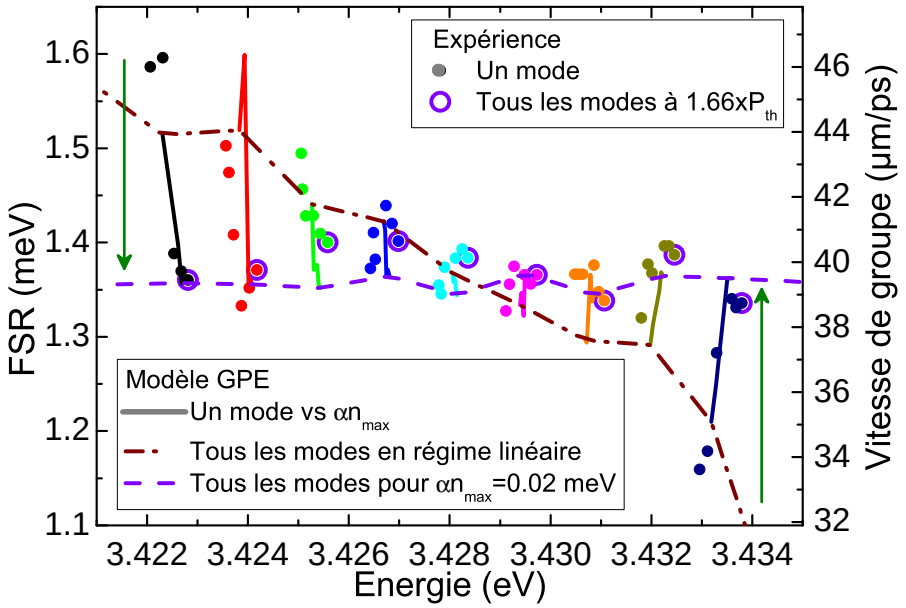


Figure 4.11 – Trajectoire de chaque mode laser en coordonnées FSR-Énergie. Les points de données représentent les résultats expérimentaux. Les courbes en traits pleins représentent les résultats du modèle théorique GPE pour le blocage de modes. Les trajectoires de tous les modes à $0.041 \times P_{th}$ et à $1.66 \times P_{th}$ sont indiquées en tirets points rouges foncés et en tirets violets, respectivement.

4.6 Discussion et quantification de la non-linéarité

L'objectif de cette section est d'évaluer de manière quantitative la non-linéarité présente dans notre système et de procéder à une comparaison avec d'autres systèmes non-linéaires.

La mesure expérimentale de l'énergie par impulsion du laser à blocage de modes est complexe, car l'accès direct à la sortie dans le plan des dispositifs laser est impossible. En effet, seule une petite fraction de l'émission laser est collectée grâce à la diffusion par les DBRs, et cette fraction est inconnue. Pour procéder à l'estimation de l'énergie par impulsion, nous supposons ici que l'occupation des modes laser au seuil est de 1 juste sous le seuil, avec une intensité intégrée qui augmente d'un facteur de 10^4 (cf fig. 4.1(b)). Nous évaluons alors le soliton comme étant composé d'environ $N \approx 10^4$ polaritons. Cela correspond à un soliton d'énergie de l'ordre de 5.5 fJ, avec une puissance de crête estimée à environ 55 mW. Il est important de noter que de telles énergies d'impulsion sont considérablement plus faibles, de l'ordre de 2 à 3 ordres de grandeur, que le seuil de modulation de phase rapporté dans des guides d'ondes similaires sous excitation résonante (50 pJ/impulsion d'une durée de 100 fs, avec un profil de mode transversal 5 fois plus large) [9].

L'équipe de l'IP a également évalué l'ampleur de l'interaction polariton-polariton, notée $\alpha = x_p^2 \alpha_X$, dans chaque soliton, où $x_p \approx 1/4$ représente la fraction d'exciton et α_X est l'interaction exciton-exciton telle que définie dans la section 4.5.1. L'énergie totale d'interaction dans le soliton est αN, et le décalage FSR est donné par $\frac{\alpha N}{2\sqrt{2}}$. En prenant un décalage FSR de l'ordre de 0.2 meV, obtenu à la fois expérimentalement (cf fig. 4.11) et dans la simulation, nous obtenons $\alpha \approx 6,3 \times 10^{-6}$ meV. Cette valeur mesurée peut être comparée à la théorie en utilisant la constante d'interaction exciton-exciton en 3D. En prenant en compte le volume du soliton, estimé à environ 0.6 μm^3 (calculé comme le produit de l'épaisseur de la couche active, soit 150 nm, de la largeur du ruban, soit 1 μm, et de la longueur de guérison du soliton le long du ruban, soit $T_0 \vartheta_g \approx 4$ μm), nous obtenons une valeur théorique $\alpha = x_p^2 \alpha_X \approx 2.5 \times 10^{-6}$ meV, qui est très proche de celle obtenue à partir des données expérimentales.

Chaque impulsion de pompe, d'une durée de 4 ns, porte une énergie seuil de 1.8 nJ. Ceci engendre un train d'environ 1000 impulsions verrouillées en mode, basé sur le temps de propagation aller-retour. Approximativement 0.3% de l'énergie du laser de pompage est transféré au soliton. Cette conversion de 0.3% de l'énergie issue de la pompe optique en émission laser polaritonique explique la correspondance géométrique entre le spot de pompage et le ruban, large d'environ 1 μm. De plus, cela prend en compte l'absorption par la couche active et la compétition entre l'émission spontanée des excitons dans le réservoir et la relaxation stimulée des excitons vers les modes laser polaritoniques.

Dans le domaine de l'optique non-linéaire, les non-linéarités de type Kerr sont souvent décrites comme une contribution à l'indice de réfraction, notée $n_2 I$, où I représente l'intensité du champ électrique ($|E|^2$, cf équation (4.4)). Dans le contexte de Gross-Pitaevskii, qui rend compte des non-linéarités en termes d'interaction entre

particules, il est possible d'exprimer n_2 en fonction de α de la manière suivante :

$$n_2 = \frac{2n^2 \alpha V}{E^2 c}, \tag{4.14}$$

où E désigne l'énergie du polariton. Dans le cas spécifique de l'interaction entre polaritons dans le matériau massif, cette même expression peut être reformulée de la manière suivante :

$$n_2 = \frac{2n^2}{E^2 c} 6.6\pi x_p a_B^3 E_B, \tag{4.15}$$

où x_p représente approximativement la moitié de la fraction d'exciton du polariton. En utilisant la valeur mesurée de α, nous obtenons $n_2 = 4.7 \times 10^{-13}\ cm^2.W^{-1}$. La valeur obtenue est proche de celle estimée pour les guides d'ondes à polaritons en nitrure basés sur des puits quantiques, telle qu'indiquée dans la référence [9], bien que les conditions expérimentales diffèrent. Elle est trois ordres de grandeur supérieur à celui des matériaux non-linéaires. Cette valeur est également cohérente avec les mesures effectuées dans les guides d'ondes AlGaAs [105]. La GVD (β_2) déterminée dans la section 4.3.1 de la dispersion polaritonique au seuil laser dépasse de quatre ordres de grandeur celle observée dans les fibres optiques non-linéaires [117], et de deux ordres de grandeur celui des guides d'ondes AlGaAs étudiés pour la formation de solitons [105].

Suivant le formalisme développé par Agrawal, nous estimons deux longueurs typiques pour une système dispersif et non-linéaire :

(1) La longueur de dispersion, L_D, indiquant la distance à partir de laquelle les effets de dispersion deviennent significatifs est donnée par [76] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \tag{4.16}$$

Sa valeur est $L_D \approx 25\ \mu$m, qui est environ un ordre de grandeur plus petite que les valeurs typiques de l'ordre du millimètre dans les guides d'ondes non-linéaires [105], et elle est comparable à la longueur de la cavité actuellement examinée ($L_{cav} = 60\ \mu$m).

(2) La longueur non-linéaire, L_{NL}, définie comme [105] :

$$L_{NL} = \frac{n_0\ A_{eff}}{\beta_0\ |n_2|\ P_0}, \tag{4.17}$$

où la surface effective transversale des modes guidés est estimée à $A_{eff} \approx 0.15\ \mu m^2$.

L'interrelation entre la puissance crête P_0 et la puissance moyenne P_{av} pour une impulsion en forme sécante hyperbolique peut être formulée par l'équation suivante :

$$P_0 = \frac{P_{av}}{2T_0 \ f_{Laser}}, \tag{4.18}$$

où f_{Laser} symbolise la fréquence de répétition du laser. Cette estimation conduit à une valeur d'environ 25 - 250 μm pour L_{NL}. Ces approximations nous conduisent à constater que les ordres de grandeur de la longueur non-linéaire L_{NL}, de la longueur de dispersion L_D et de la longueur d'aller-retour $2 \times L_{\text{cav}}$ dans nos cavités présentent des valeurs comparables. Cette concordance entre ces différentes longueurs caractéristiques soutient l'observation de verrouillage des modes dans nos dispositifs.

Dans le contexte des guides d'ondes, la propagation autofocalisée d'impulsions lumineuses polaritoniques sous excitation résonante a été démontrée. Initialement observé dans des guides d'ondes polaritoniques en GaAs [6, 82], ce phénomène a été récemment étudié dans des guides d'ondes polaritoniques à base de nitrures [9]. Cette étude plus récente s'est appuyée sur des structures similaires à nos dispositifs, mais sans cavités Fabry-Perot (cf section 4.2.5). Ce sont donc des solitons propagatifs qui ont été observés. Dans ces cas, les réseaux en surface sont principalement utilisés pour le couplage de l'excitation résonante au guide d'ondes polaritonique et pour la collecte du signal. En revanche, dans notre travail actuel, la rétroaction du laser est assurée par les DBRs, formant ainsi la cavité, et permettant finalement la sortie de l'émission laser dans la direction verticale pour sa collecte : nous observons donc des solitons de cavité formés par blocage de modes.

Des observations d'élargissement spectral d'impulsions lumineuses injectées, d'une durée de 100 fs, ont été rapportées dans l'étude récente de Di Paola et al. [9]. Ces observations ont été interprétées en termes des non-linéarités polaritoniques, impliquant notamment la répulsion exciton-exciton et la réduction de la force d'oscillation de l'exciton. Ces deux facteurs contribuent à un décalage vers le bleu (bleushift) dépendant de la densité de fréquence des polaritons. La non-linéarité a été caractérisée pour des polaritons se propageant librement sans rétroaction, atteignant des longueurs de propagation allant jusqu'à 100 μm et des énergies de pompage de l'ordre de 50 pJ par impulsion. Ces valeurs correspondent à un indice de réfraction non-linéaire n_2 estimé qui est 2 à 3 ordres de grandeur supérieur à celui généralement observé dans la plupart des matériaux non-linéaires.

Lorsque le réservoir d'excitons est excité de manière non-résonante, des signes de tels processus paramétriques ont récemment été détectés dans les guides d'ondes polaritoniques à base de nitrures. Ceci a été mis en évidence par l'apparition d'une instabilité de modulation de la relaxation du polariton [8]. Ces dispositifs présentent des similitudes avec les dispositifs actuels, bien qu'ils ne possèdent pas de rétroaction de cavité. Les résultats actuels, caractérisés par un aplatissement du FSR et une forme de ligne spectrale en sécante hyperbolique, illustrent de manière évidente que les processus paramétriques jouent un rôle essentiel dans la synchronisation des modes laser.

4.7 Évolution en température

L'étude de la cavité 60 μm a été étendue jusqu'à la température ambiante (cf fig. 4.12). L'effet laser a été observé uniquement avec l'utilisation d'un grand spot, couvrant environ 83 % de la cavité (L_{pump} = 50 μm). Cependant, les modes Fabry-Perot situés en dessous du seuil ne sont plus observables, pour des raisons inconnues. Cela entrave la démonstration de couplage fort exciton-photon. De plus, il est important de noter que l'enveloppe de l'émission laser multimode présente une certaine asymétrie à une température de 220 K, et cette asymétrie devient encore plus notable à 300 K.

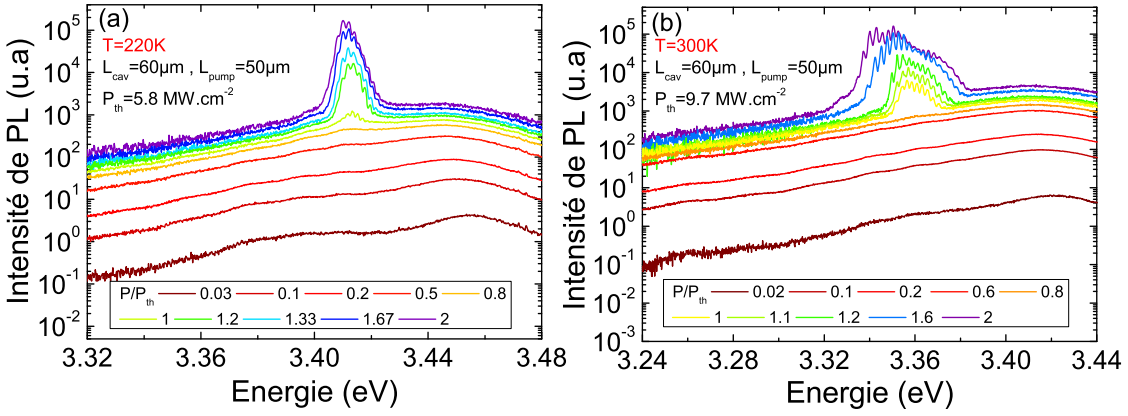


Figure 4.12 – Spectres μPL dépendant de la puissance enregistrés au niveau d'un DBR à (a) T=220 K et à (b) T=300 K pour la cavité 60 μm.

La figure 4.13(a) regroupe les spectres μPL au seuil laser ($P = P_{th}$) pour différentes températures, tous obtenus avec la même taille de pompe 50 μm. Le seuil laser augmente d'environ un ordre de grandeur, tandis que l'émission laser se déplace vers des énergies de plus en plus basses (cf fig. 4.13(b)), comme démontré et discuté pour la cavité 20 μm dans la section 3.9.3. En conséquence, l'effet laser se

manifeste à des niveaux photoniques de plus en plus élevés. Il convient de souligner que les FSRs déduits de la transmission FP subissent une légère augmentation, évoluant d'environ 2 meV à 220 K à 2.5 meV à 300 K. Cette évolution rapproche progressivement ces FSRs du mode photonique TE0 non couplé. Nous ne pouvons donc pas conclure fermement qu'il s'agit d'un laser à polariton comme à 150 K.

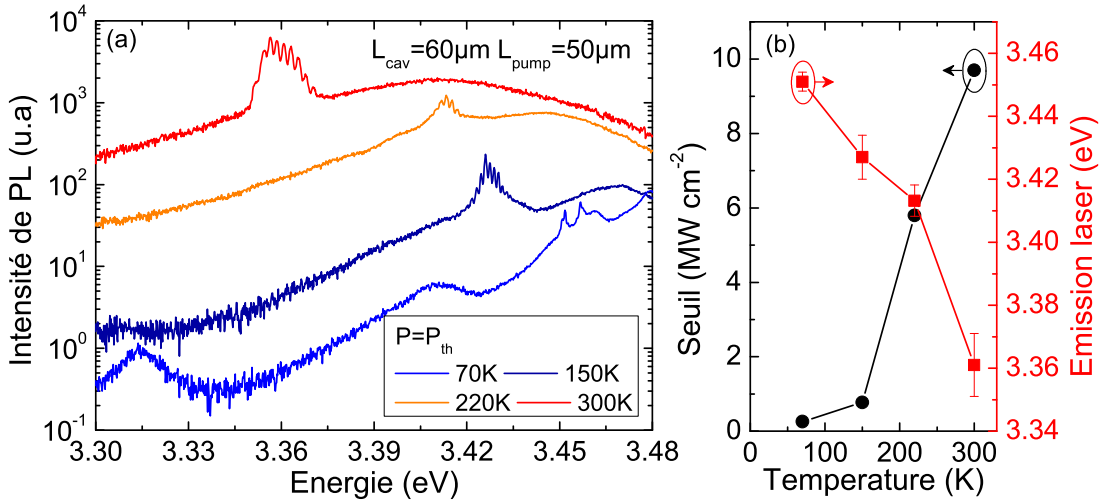


FIGURE 4.13 – (a) Spectres μPL en fonction de la température au seuil laser de la cavité 60 μm pompée avec un spot de 50 μm. (b) Seuil laser (rond) et énergie d'émission laser (carré) en fonction de la température.

4.8 Mesures de la dynamique temporelle

4.8.1 Principes et protocoles

Dans l'objectif de réaliser une observation expérimentale en temps réel du régime pulsé, nous avons exploité la capacité de la streak caméra disponible au sein de notre laboratoire. J'ai utilisé cette caméra d'une manière inhabituelle par rapport à son utilisation habituelle dans la mesure de photoluminescence résolue en temps (time resolved photoluminescence TRPL en anglais). Pour ce faire, j'ai utilisé le mode "comptage de photons", ouvrant ainsi la voie à des analyses statistiques approfondies du nombre de photons détectés. La spécificité de ces mesures est de réduire la durée de chaque image pour n'avoir qu'une trace temporelle par image en moyenne.

Pour démarrer, l'idée consiste à rediriger l'émission laser multimode émanant de nos dispositifs laser de façon à la diriger sur la deuxième sortie du spectromètre (cf fig. 2.6). Nous avons ensuite dû accumuler plusieurs traces de la streak caméra (10000, limite du logiciel maison) sur le plus court calibre temporel disponible,

soit 1 ns. Parmi toutes ces traces, environ 70 % ne montraient aucune détection de photon, 20 % présentaient la détection d'un unique photon, tandis que les 10 % restants montraient la détection de deux photons ou plus. Ce sont justement ces dernières traces qui sont exploitées pour notre analyse d'autocorrélation. La figure 4.14 montre un exemple d'une trace de la streak caméra avec trois photons détectés.

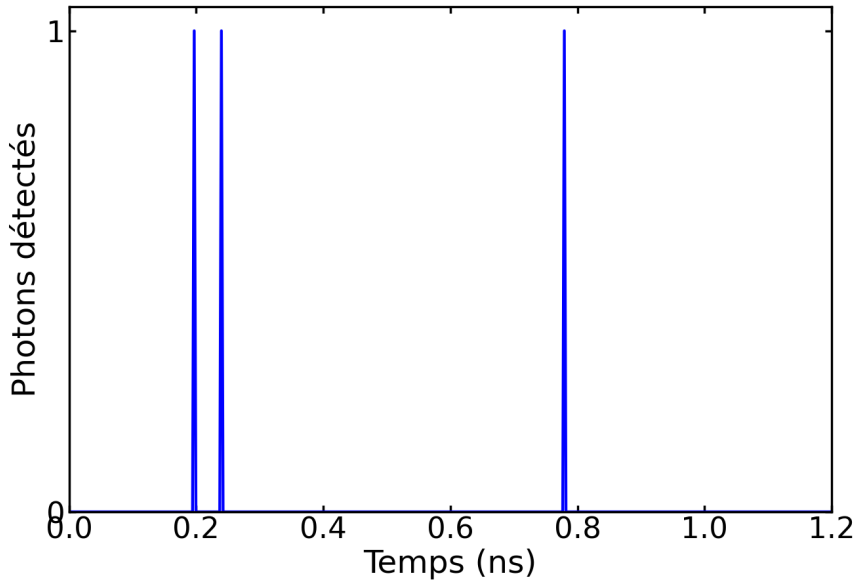


Figure 4.14 – Trace temporelle avec trois photons détectés par la streak caméra en mode "comptage de photons".

4.8.2 Mesures de corrélations temporelles

Après avoir achevé cette phase d'accumulation et de sélection des enregistrements, nous entreprenons le calcul de l'autocorrélation spécifiquement sur les 10 % des traces à deux photons ou plus. Un exemple d'autocorrélation, calculée dans un programme Python que j'ai développé, est présenté sur la figure 4.15. Il atteint sa valeur maximale, autour du temps t=0 s. Il convient de noter que la résolution nominale de la caméra streak en mode synchro-scan est de l'ordre de 2 ps, cependant, la résolution en mode "comptage de photons" reste inconnue. Il est en effet possible de mettre en évidence que la résolution de notre caméra dans ces conditions et avec ce mode d'utilisation se situe autour de 30 ps (zone rouge claire). Ce chiffre est dix fois supérieur au temps de propagation d'aller-retour dans la cavité 60 μm (3 ps). Par conséquent, il devient impossible d'observer directement les impulsions.

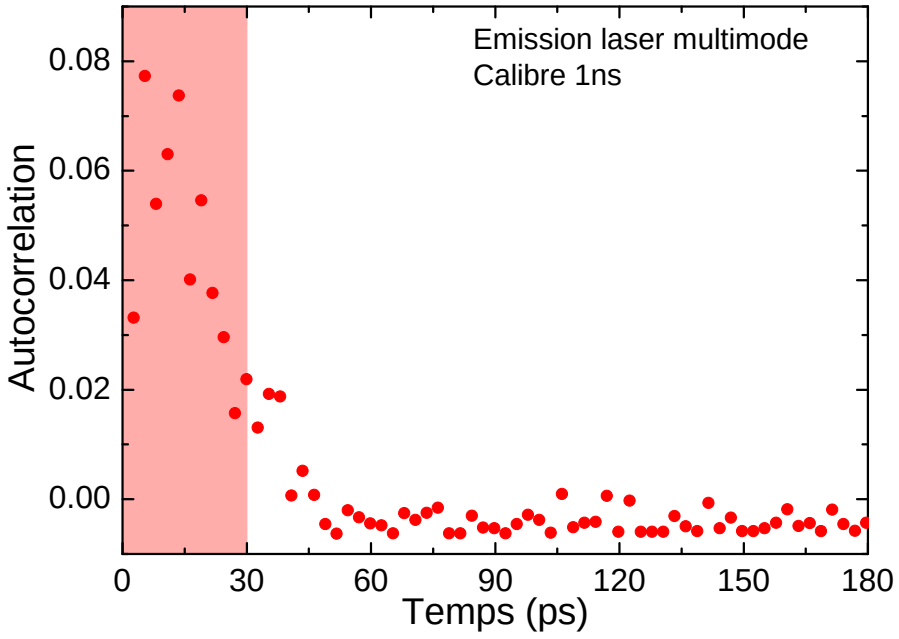


FIGURE 4.15 – Autocorrelation de l'émission laser multimode.

Dans cette section, nous avons établi un nouveau protocole expérimental en utilisant une streak caméra désormais prête à être utilisée. Notre objectif est d'observer la dynamique temporelle de nos lasers à blocage de modes. Pour ce faire, nous avons besoin de cavités dont la longueur est au moins dix fois supérieure à celles étudiées à ce jour. Au cours des derniers mois, j'ai collaboré avec Sophie Bouchoule du C2N pour préparer un nouveau masque avec des cavités longues, allant jusqu'à 500 μm. Ces nouveaux échantillons ont été fabriqués pendant que je rédigeais la thèse et sont très prometteurs.

4.9 Conclusion

En conclusion, notre étude menée à haute température (150 K) a mis en évidence des résultats significatifs. L'émission à basse énergie et le passage à un état multimode sont des phénomènes clés observés dans ce contexte. La renormalisation des énergies propres a conduit à des fréquences de mode uniformément espacées, témoignant de manière convaincante de l'accumulation de processus paramétriques résonants. Dans ces processus, les interactions non-linéaires jouent un rôle crucial en compensant la GVD. La caractéristique en forme de soliton brillant observée dans l'enveloppe des modes laser trouve un support probant dans nos simulations numériques basées sur l'équation de Gross-Pitaevskii. Ces simulations, qui incluent la relaxation d'énergie et reproduisent fidèlement la configuration expérimentale, confirment la présence du verrouillage des modes dans notre laser

à polariton pulsé. Cette réalisation représente une avancée significative, marquant une preuve tangible des non-linéarités des polaritons dans les semi-conducteurs à large bande interdite. De plus, cette avancée ouvre la voie vers des fonctionnements à température ambiante.

Chapitre 5

Injection électrique

Dans les chapitres précédents, notre étude s'est concentrée sur des lasers à guide d'onde polaritonique GaN sous pompage optique. Nous avons cherché à pousser les limites de l'investigation du couplage fort et de l'effet laser jusqu'à température ambiante. Dans l'optique de progresser vers un pompage électrique des diodes lasers et de faciliter leur potentielle industrialisation, la géométrie guidante utilisée dans nos dispositifs semble être la plus favorable, tout en offrant des perspectives intéressantes pour la création de composants tout optique.
Avant le début de cette thèse, dans l'équipe aucun montage d'injection électrique n'existait. Pour initier les premières mesures électriques sur nos structures, un montage expérimental préliminaire a été mis en œuvre en prenant comme base celui de la microphotoluminescence (cf fig. 2.6) et en y remplaçant le cryostat par une station d'excitation sous pointe.
L'objectif principal de ce chapitre est de présenter des résultats préliminaires obtenus sur des diodes lasers polaritoniques et de présenter la mise en place d'un nouveau dispositif expérimental dédié à la réalisation des mesures électriques et optiques de manière synchrone. Pour ce faire, nous avons dû surmonter certains obstacles expérimentaux, notamment les limites des instruments utilisés et la nécessité de trouver des solutions pour collecter efficacement l'émission des structures lasers à polaritons guidés. Avant d'aborder les défis liés à l'injection électrique, il est crucial de comprendre la structure fondamentale des lasers rubans.

Sommaire

5.1 Introduction sur les lasers rubans 104
5.2 État de l'art des diodes lasers 105
5.3 Caractérisation des contacts 106
5.3.1 Méthode de la ligne de transmission 106
5.3.2 Montage préliminaire 107

5.3.3 Résistance du contact N 108
5.3.4 Résistance du contact P 108
5.3.5 Résistance série en configuration de jonction PIN . . . 109
5.4 Caractérisation des structures lasers 111
5.4.1 Montage d'électroluminescence par la tranche 112
5.4.2 Étude électrique et optique de l'émission laser 114
5.4.3 Vers l'effet laser sous pompage électrique 114
5.5 Mise en place d'un nouveau montage d'électroluminescence indépendant 116

5.1 Introduction sur les lasers rubans

Les diodes lasers les plus courantes présentent une configuration particulière, caractérisée par une structure ruban (ridge) qui offre des avantages essentiels en termes d'efficacité et de contrôle de l'injection de courant. Le schéma d'un laser ruban à base des puits quantiques InGaN est donné à titre d'exemple sur la figure 5.1.

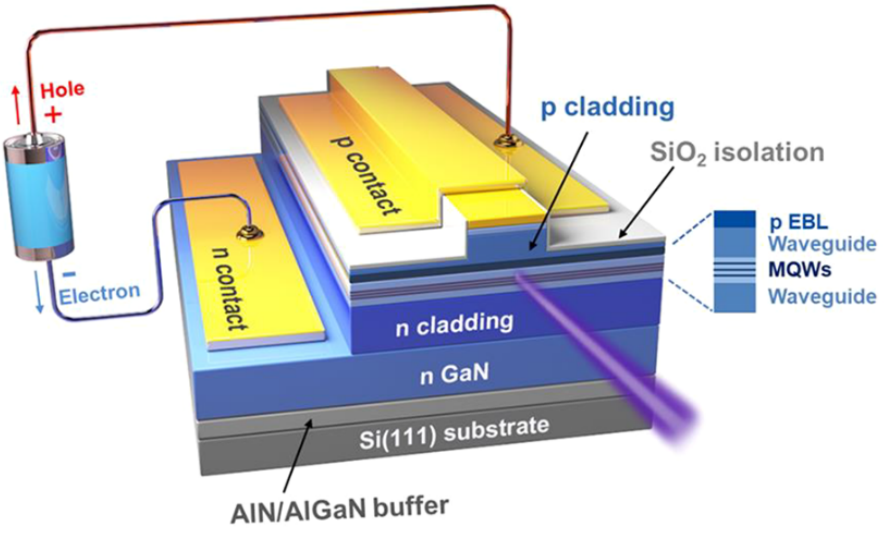


FIGURE 5.1 – Architecture schématique d'un laser ruban InGaN injecté électriquement. Issus de [118].

Au cœur du fonctionnement des lasers rubans réside la jonction PIN, où une région à dopage P (p cladding) est adjacente à une région à dopage N (n cladding), séparées par une zone intrinsèque non dopée (waveguide). Cette jonction est cruciale pour l'injection efficace de courant. Cependant, elle pose également des

challenges, notamment en ce qui concerne les résistances de contact et les propriétés de résistivité du matériau.

L'injection électrique de forte intensité (typiquement 1 A) dans les lasers rubans soulève des préoccupations significatives concernant les contacts électriques. Les résistances associées à ces contacts peuvent entraver l'efficacité globale du dispositif et influencer sa performance. Ainsi, il est impératif de résoudre ces problématiques pour garantir un fonctionnement optimal.

En outre, une autre difficulté cruciale réside dans le rapport cyclique (duty cycle) entre les périodes d'activation (t_{on}) et d'inactivité (t_{off}) de l'injection électrique. Un rapport cyclique trop élevé peut conduire à des phénomènes indésirables tels que la surchauffe et la dégradation du dispositif.

Ces deux aspects seront discutés dans les sections 5.3 et 5.4.

5.2 État de l'art des diodes lasers

Des nombreux efforts ont été déployés pour la production des diodes lasers à base de nitrure de gallium et ses alliages, mais l'apport le plus marquant provient incontestablement de Shuji Nakamura et de son équipe. Après avoir surmonté d'importants obstacles technologiques tels que la création d'une couche tampon de GaN de haute qualité à basse température et la fabrication de GaN de type P, ils ont réussi à présenter en 1996 la toute première diode laser à base d'InGaN alimentée par courant électrique [119]. De nombreuses équipes et entreprises ont travaillé sur ces diodes lasers depuis, et nous pouvons par exemple citer le groupe dirigé par Nicolas Grandjean à Lausanne, où d'importants progrès ont été réalisés dans la fabrication de diodes laser à cavité courte à base d'InGaN, avec des longueurs de cavité inférieures à 300 μm [98]. Ces lasers opèrent dans le régime de couplage faible.

En 2013, la mise en évidence du laser à polaritons (couplage fort) sous injection électrique dans GaAs a été quasiment simultanée, impliquant d'une part un consortium international [120], et d'autre part le groupe de Pallab Bhattacharya, de l'Université du Michigan [121]. Ces travaux ont été menés avec des semi-conducteurs à petits gaps, nécessitant des températures relativement basses en raison de leur faible énergie de liaison. En ce qui concerne les semi-conducteurs à grands gaps qui sont potentiellement intéressants pour la polaritonique à température ambiante, le groupe du Michigan, est le seul à prétendre avoir observé un laser à polaritons dans une microcavité GaN à température ambiante sous injection électrique [122]. Toutefois, des incertitudes subsistent concernant ce travail. Dans un commentaire, Benoit Deveaud a clairement exprimé ses réserves

quant au couplage fort et à la précision des mesures [123]. Jusqu'à présent, aucune démonstration n'a été réalisée dans le contexte de la géométrie de guide d'onde, ce qui souligne l'importance et l'originalité de ce travail en cours.

5.3 Caractérisation des contacts

5.3.1 Méthode de la ligne de transmission

La méthode de la ligne de transmission (Transmission Line Method TLM en anglais), fréquemment employée pour caractériser les résistances de contact P et N dans les dispositifs à semi-conducteurs, se distingue par sa simplicité. Cette méthode est particulièrement utile pour la caractérisation des contacts ohmiques, qui sont essentiels pour le bon fonctionnement des dispositifs électroniques et optoélectroniques.

Pour effectuer la méthode TLM, des contacts P nickel/or (Ni/Au) et des contacts N titan/aluminium/nickel/or (Ti/Al/Ni/Au) sont fabriqués avec des dimensions spécifiques (cf fig. 2.2). Ces contacts ont une longueur (L), une largeur (W), et ils sont disposés avec des espacements variables (d_x) entre eux (cf fig. 5.2). Les dimensions sont données dans le tableau 5.1.

x	Longueur L	Largeur W	Espacement d_x
1	80 μm	170 μm	5 μm
2			14 μm
3			23 μm
4			34 μm
5			40 μm

TABLE 5.1 – Dimensions des contacts TLM.

Des mesures courant-tension (I-V) sont effectuées sur chacun des différents espacements entre les contacts. La résistance totale R_T est déterminée en utilisant la relation de la loi d'Ohm : $R_T = V/I$. Les valeurs de R_T obtenues à partir de chaque mesure sont tracées en fonction de l'espacement ($R_T = f(\mathrm{d})$, cf fig. 5.2(b)). Le tracé obtenu permet d'extraire deux paramètres clés :

(1) La résistance de contact (R_C) : Elle représente la résistance électrique à l'endroit précis où un matériau semi-conducteur entre en contact avec un matériau conducteur. Cette valeur mesure l'opposition au passage du courant électrique à travers cette interface. Une faible résistance de contact est

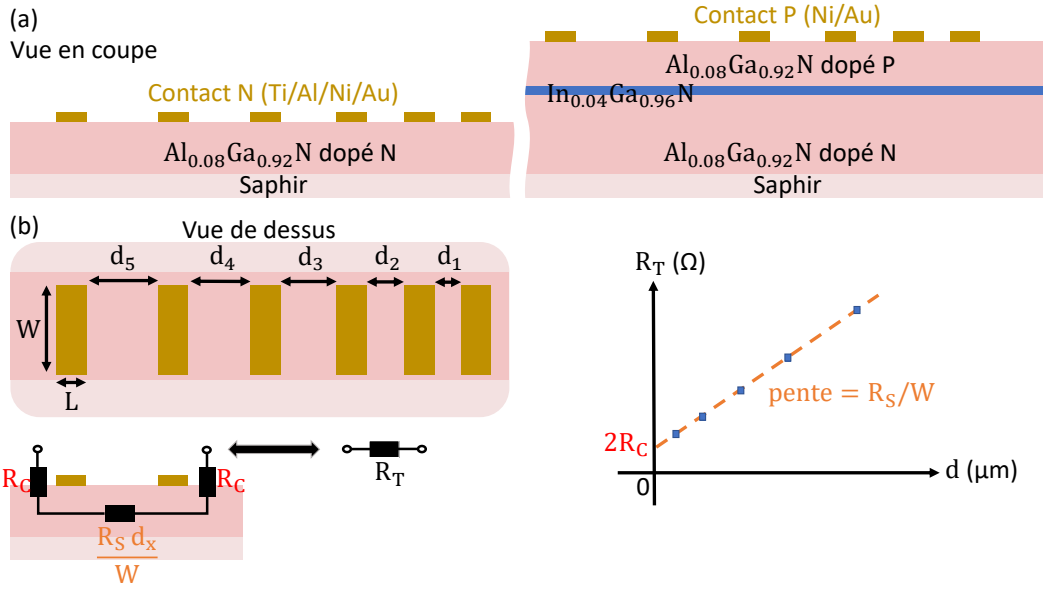


FIGURE 5.2 – (a) Vue en coupe des TLMs N (gauche) et P (droite). (b) Principe de la mesure TLM.

préférable car elle limite les pertes d'énergie et les distorsions du signal électrique à l'interface ainsi que les dommages induits par de forts courants.

(2) La résistance par carré (R_S) : aussi appelée "sheet resistance" en anglais, elle quantifie la résistance électrique d'une fine couche de matériau qui recouvre une surface. Elle est évaluée entre deux bords opposés d'un carré unitaire de cette couche de matériau.

La résistance totale R_T s'écrit :

$$R_T = 2R_C + \frac{R_S}{\mathrm{W}} \times \mathrm{d}_x. \tag{5.1}$$

Extraire R_C se fait en extrapolant les données à un espacement nul. Quant à R_S, elle sera déduite à partir de la pente de la droite $R_T = f(\mathrm{d})$ (cf fig. 5.2(b)).

5.3.2 Montage préliminaire

Pour initier nos mesures électriques, notre dispositif d'injection électrique est équipé de deux micropositionneurs munis de pointes de diamètre 12 μm. Les expériences sont conduites à une température T=300 K en utilisant un appareil qui offre la capacité de générer et de mesurer simultanément des signaux électriques. Cet appareil est une unité de source et mesure (Sourcemètre sub-ms) (cf section 2.2.3). L'éclairage en lumière blanche est utilisé à deux fins essentielles dans notre procédé expérimental. D'une part, il sert à visualiser clairement l'échantillon sous étude, en fournissant un éclairage uniforme qui permet d'observer les détails

de sa surface. D'autre part, cette visualisation facilite la manipulation précise des pointes et les réglages nécessaires pour la prise des contacts.

5.3.3 Résistance du contact N

Afin de déterminer la résistance du contact N ,R_{CN}, des mesures de courant-tension (I-V) sont effectuées sur les cinq espacements des TLMs dédiés à cette région, comme illustré sur la figure 5.3. Chaque mesure nous permettra de positionner un point sur le graphique de la résistance totale en fonction de la distance (cf fig. 5.4(a)). Pour des courants compris entre -5 et 5 mA, les courbes I-V se superposent. Cependant, en dehors de cette plage de courants, des distinctions deviennent observables pour les différents espacements d. En effet, les résistances totales sont obtenues à partir des pentes des droites en pointillées oranges, qui sont ajustées aux courbes I-V pour chaque espacement (cf fig. 5.4(b)). Une fois obtenues, elles sont ensuite tracées en fonction de d sur la figure 5.4(c). Sans prendre en compte le dernier point (bleu clair) correspondant à $d_5 = 40$ μm supposé aberrant, l'extrapolation des données à d = 0 permet d'extraire la résistance du contact N, qui est égale à $R_{CN} = 13$ Ω. D'ailleurs, nous avons réussi à déduire une résistance par carré d'une valeur approximative de $R_S = 77$ Ω.

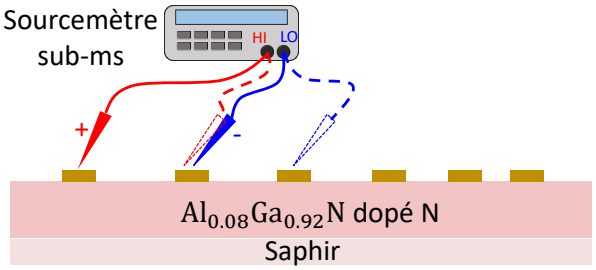


FIGURE 5.3 – Schéma des mesures courant-tension sur les TLMs de la région N (vue en coupe).

5.3.4 Résistance du contact P

La figure 5.5(a) donne les résultats des mesures I-V qui ont été menées sur les TLMs contact P (cf fig. 5.2(a), à droite). Cette fois-ci, nous pouvons observer des distinctions même pour de faibles courants (quelques microampères) entre les différentes courbes I-V. Nous poursuivons le même protocole établi pour le contact N et nous parvenons à extraire la résistance du contact P, qui est de l'ordre de $R_{CP} = 1$ $k\Omega$ (cf fig. 5.5(c)). D'après ces résultats, nous pouvons conclure que le courant a du mal à passer horizontalement entre ces contacts P. De plus, une

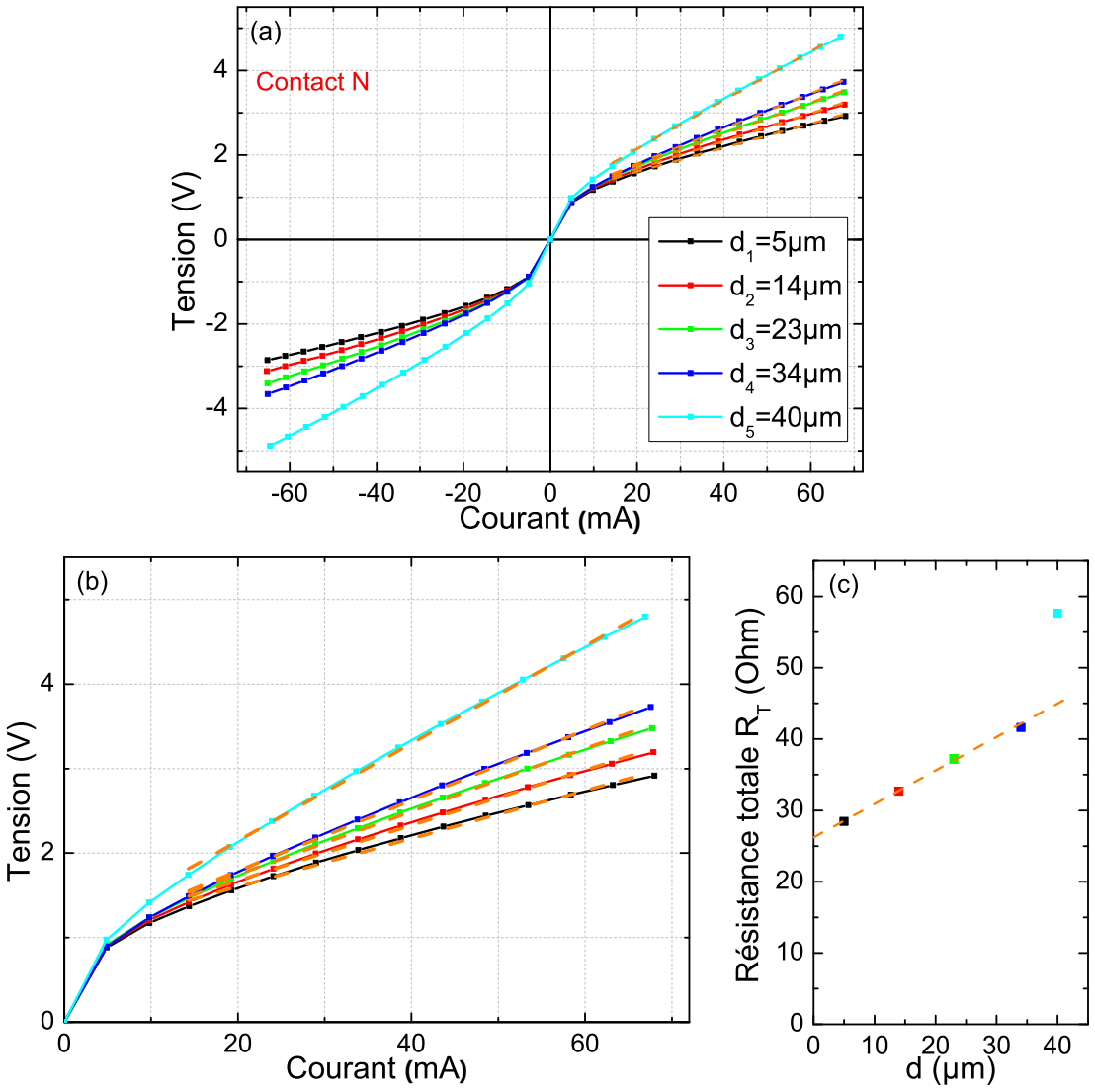


Figure 5.4 – (a) Courbes I-V correspondantes aux TLMs contact N, obtenues pour les différents espacements d. (b) Zoom sur la partie positif de (a). Les pentes de droites permettent d'extraire les résistance totales R_T pour chaque espacement d. (c) Évolution de R_T en fonction de d. L'intersection de la droite en pointillée orange avec l'axe vertical correspond à $2R_{CN}$.

résistance par carré de l'ordre de $R_S = 200\ k\Omega$ est déduite à partir de la pente, ce qui confirme la nature excessivement résistive de la couche dopée P.

5.3.5 Résistance série en configuration de jonction PIN

Dans une jonction PIN, la jonction réelle entre la région P (positivement dopée) et la région N (négativement dopée), souvent appelée jonction diode, ne se comporte pas de manière parfaitement idéale. Au lieu de cela, elle présente certaines caractéristiques non idéales. Parmi elles, nous trouvons notamment

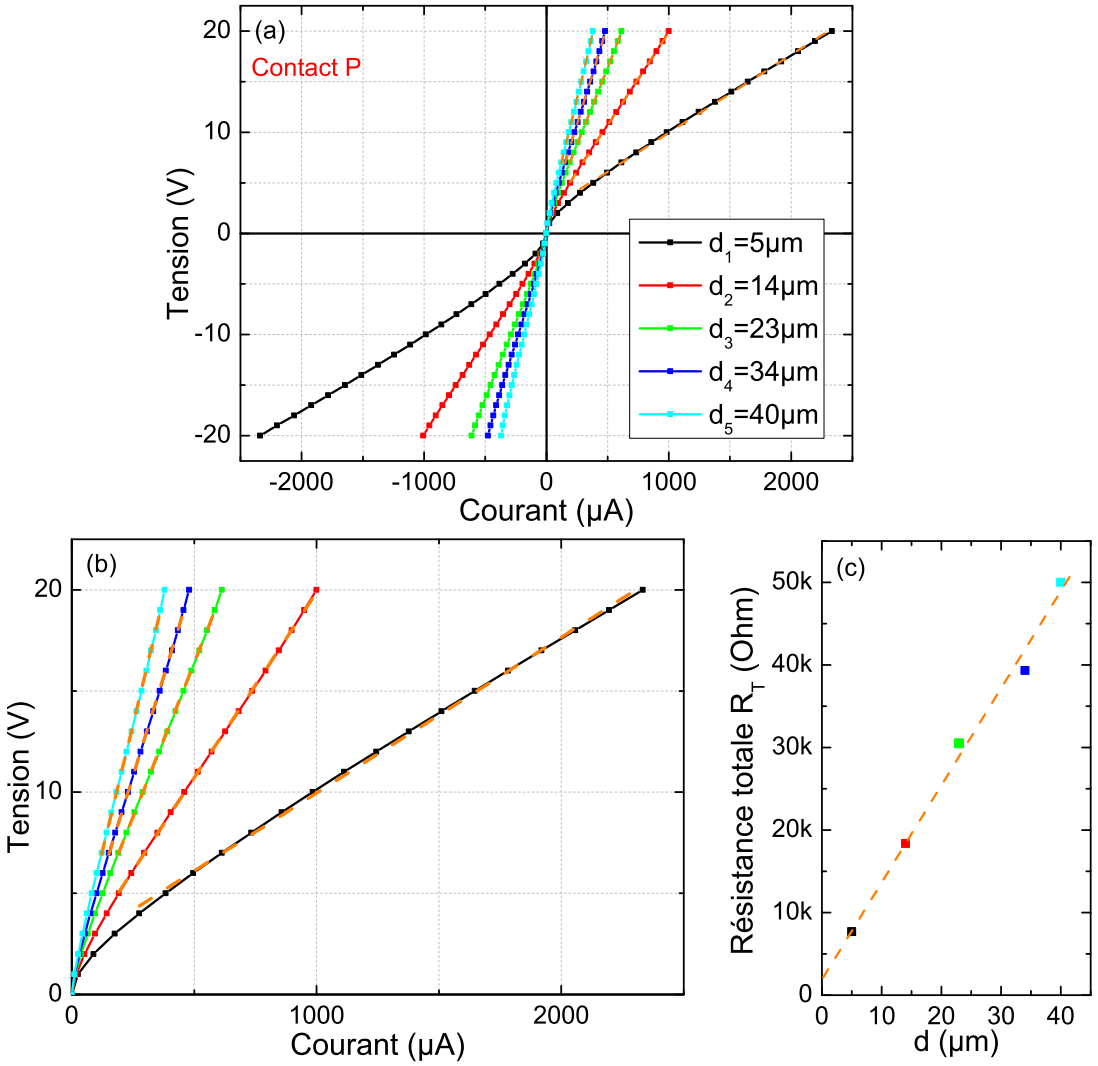


FIGURE 5.5 – (a) Courbes I-V correspondantes aux TLMs contact P, obtenues pour les différents espacements d. (b) Zoom sur la partie positif de (a). Les pentes de droites permettent d'extraire les résistance totales R_T pour chaque espacement d. (c) Évolution de R_T en fonction de d. L'intersection de la droite en pointillée orange avec l'axe vertical correspond à $2R_{CP}$.

la présence d'une résistance interne et d'autres phénomènes liés aux propriétés physiques des matériaux constituant la jonction.

Pour simplifier, nous faisons ici l'approximation que la jonction suit parfaitement les caractéristiques d'une diode idéale. Cette jonction idéale est alors modélisée en série avec une résistance R. Cette résistance tient compte de l'effet cumulé de la résistance interne de la jonction ainsi que de tout autre facteur qui influe sur le comportement idéalisé de la diode. Pour sa détermination, nous avons utilisé le contact N à n_6 comme référence, et nous avons varié la prise du contact P à chaque fois, en utilisant les contacts p_5, p_4 et p_3 (cf fig. 5.6). La figure 5.7(a) présente les

résultats des mesures I-V qui ont été effectuées sur ces trois jonctions PIN. Les courbes I-V obtenues pour les trois jonctions PIN sont quasi-identiques et nous déduisons à partir des pentes des droites en pointillées oranges (cf fig. 5.7(b)), une résistance PIN de l'ordre de $170 \pm 10\ \Omega$.

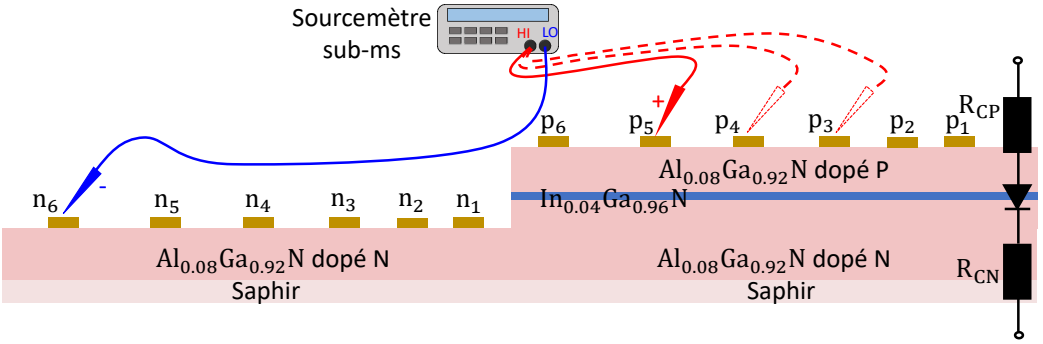


Figure 5.6 – Schéma des mesures courant-tension sur trois jonctions PIN (vue en coupe).

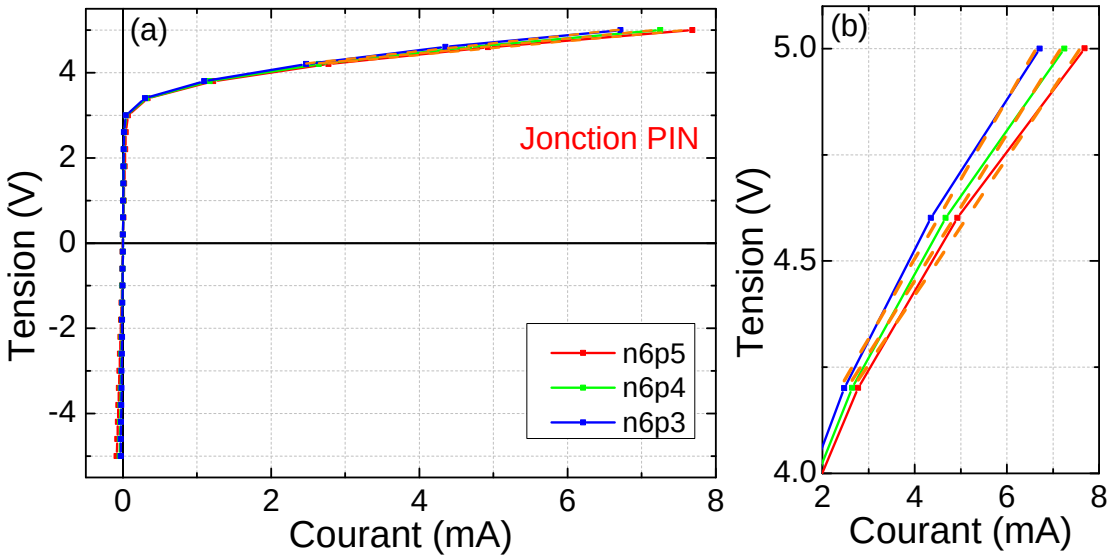


Figure 5.7 – (a) Courbes I-V correspondantes aux différentes jonctions PIN. (b) Zoom de (b).

5.4 Caractérisation des structures lasers

L'échantillon examiné est détaillé dans la section 2.1.2. Outre les TLMs et les diodes électroluminescentes (LEDs), il comporte des lasers rubans de longueurs 520 et 1020 μm, avec quatre largeurs différentes : 5, 10, 20 et 40 μm (cf fig. 5.8(c)). Ces lasers sont fabriqués sans réflecteurs de Bragg distribués (DBRs), ce qui les

différent des lasers de l'échantillon CC0751D-C (cf fig. 2.1) dédié au pompage optique où la luminescence est diffusée grâce aux DBRs (cf chapitre 3 et 4).

5.4.1 Montage d'électroluminescence par la tranche

Pour approfondir notre analyse et étudier les structures lasers, nous avons décidé de compléter les mesures I-V par des mesures d'électroluminescence (EL), déjà définies dans la section 2.2.3. Une particularité de nos structures est qu'elles émettent de la lumière par la tranche (le côté) (cf fig. 2.3 et fig. 5.8(c)), ce qui a nécessité une adaptation et une modification de notre montage expérimental. Pour collecter cette luminescence émise horizontalement par la tranche et la diriger verticalement vers l'objectif de microscope, nous avons opté pour l'utilisation d'un prisme à angle droit.

Le prisme sélectionné a la capacité de réfléchir la lumière émise latéralement par nos structures laser, en la dirigeant vers le haut pour qu'elle puisse être collectée par l'objectif de microscope (cf fig. 5.8(a)). Afin de mettre en place ce dispositif, nous avons dû concevoir et fabriquer une pièce spéciale sur laquelle le prisme et l'échantillon sont positionnés de manière optimale. La réalisation de cette pièce présentée sur la figure 5.8(b) s'est faite en collaboration avec Christian L'Hénoret de l'atelier mécanique de notre laboratoire. Le matériau choisi pour la fabrication est le cuivre, en raison de ses propriétés avantageuses de conductivité thermique, garantissant une dissipation efficace de la chaleur éventuellement générée par les dispositifs laser.

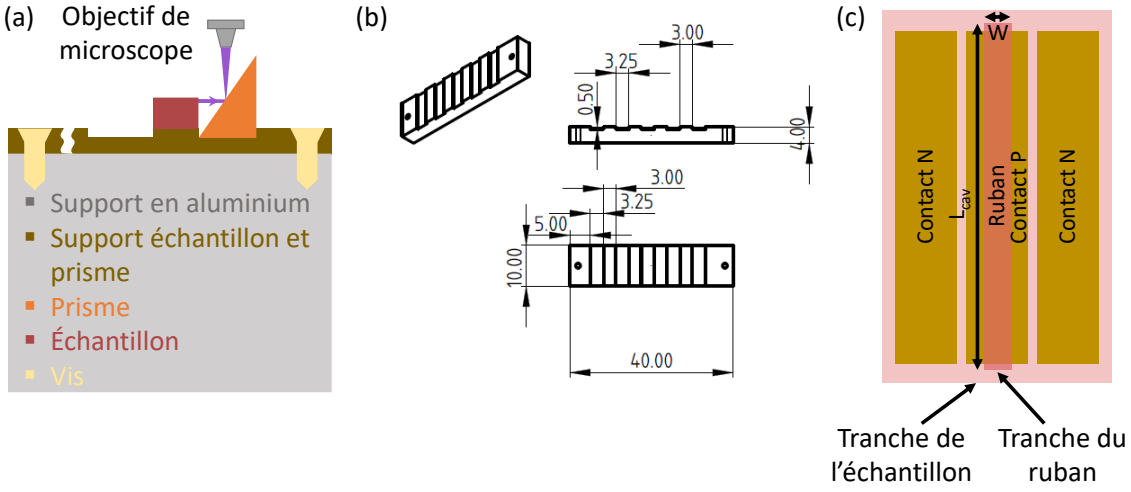


FIGURE 5.8 – (a) Schéma du nouveau montage de détection. (b) Schéma du support échantillon/prisme (vue de dessus et de coté). Ce support est présenté en couleur marron dans (a). (c) Vue de dessus d'un laser ruban. Les flèches verticale et horizontale déterminent respectivement la longueur et la largeur d'un ruban.

Avec ce nouveau montage de détection, il est important de souligner la nécessité de distinguer trois types de focus différents :

(1) Le focus sur la surface de l'échantillon (sans passage par le prisme) : ce premier type de focus permet de choisir la structure laser que nous souhaitons étudier. Il est aussi essentiel pour effectuer les réglages nécessaires afin de réaliser des contacts précis avec les pointes.

(2) Le focus sur la tranche de l'échantillon (en passant par le prisme) (cf fig. 5.8(c)) : ce focus n'a pas d'intérêt dans la suite, c'est juste pour le différer du focus (3).

(3) Le focus sur la tranche du ruban (en passant par le prisme)(cf fig. 5.8(c)) : ce troisième type de focus permet de capter la luminescence émise horizontalement par la tranche du ruban et de la diriger verticalement vers le prisme pour être collectée par l'objectif de microscope. Cette luminescence corresponde à « l'émission laser ».

Pour une détection optimale de l'émission laser par la tranche de notre structure, un réglage préalable pour un courant de 20 mA a été effectué en focus sur la tranche du ruban. Ce réglage est maintenu par la suite pour le reste des mesures en courant. La figure 5.9 présente quatre images capturées à l'aide de notre caméra de visualisation (cf fig. 2.6). Après application d'un courant, nous pouvons clairement observer en vue de dessus l'émission lumineuse provenant du mesa ainsi que des facettes de la diode laser (cf fig. 5.9(b)). Grâce à l'utilisation du prisme, nous avons la possibilité d'observer l'émission lumineuse émise par la tranche de l'échantillon (focus (2), cf fig. 5.9(c)), et celle émise par la tranche du ruban (focus (3), cf fig. 5.9(d)).

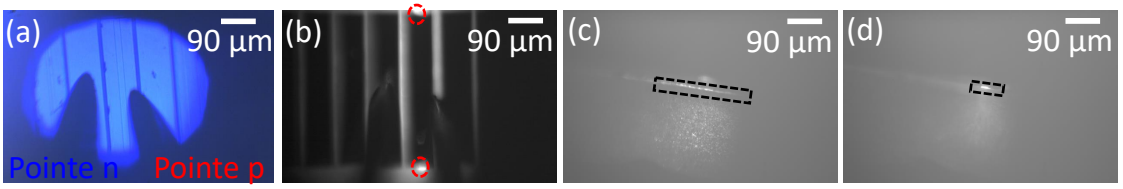


Figure 5.9 – (a) Image lorsque le focus est sur la surface de la diode laser de dimension 520 x 10 μm^2 sous pointes avant d'appliquer un courant. (b) Image sous le même focus (1) après application d'un courant de 20 mA. (c) Image lorsque le focus est sur la tranche de l'échantillon en passant par le prisme (focus (2)). (d) Image lorsque le focus est sur la tranche du ruban en passant par le prisme (focus (3)).

5.4.2 Étude électrique et optique de l'émission laser

En utilisant le montage décrit précédemment, nous avons entrepris de caractériser de nombreuses diodes lasers (LDs). Dans cette étude, nous avons choisi de présenter celle de dimension 520 x 10 μm^2. Nous avons mesuré les caractéristiques optiques et électriques sous injection impulsionnelle de courant, avec un temps d'activation t_{on} de 400 μs, un temps d'inactivité t_{off} de 20 ms, un rapport cyclique de 2 %, et une fréquence de 50 Hz. Le courant appliqué varie entre 10 et 400 mA, et pour chaque valeur de courant, la tension correspondante a été mesurée.

La figure 5.10(a) met en évidence l'influence du courant électrique sur les spectres de luminescence de la diode laser. En augmentant le courant, un décalage d'environ 50 meV vers le rouge est clairement observé, les spectres présentent une asymétrie, et l'énergie d'émission laser se décale vers des valeurs plus basses. Au-delà de 300 mA, nous constatons une chute de luminescence, probablement due à l'échauffement de la diode laser et à un début d'endommagement de celle-ci. Notons que nous n'avons pas réussi à observer l'effet laser sur cette diode. Les courbes L-I-V obtenues pour le balayage de courant allant de 10 à 400 mA sont représentées sur la figure 5.10(b). La caractéristique L-I (axe droite) montre une légère décroissance due à la chute de luminescence à partir de 300 mA.

5.4.3 Vers l'effet laser sous pompage électrique

Il est important de souligner que nous avons observé que l'augmentation du courant d'injection au-delà des limites appropriées, que ce soit pour la diode présentée ici ou pour d'autres étudiées, peut conduire à des dégradations importantes sur certaines structures. La figure 5.11 présente quelques exemples de structures brûlées où la métallisation a été endommagée. Plus précisément, la zone située entre les deux contacts N et P a été particulièrement affectée. Afin de remédier à ce problème, deux solutions s'offraient à nous. La première solution proposé consistait en la modification de la structure même de la diode par l'introduction d'une étape supplémentaire dans le processus de fabrication : un dépôt d'une couche isolante de SiO_2 entre les deux contacts N et P. Cette couche isolante permettrait de prévenir les dommages causés par le fort courant appliqué en fournissant une barrière protectrice entre les régions de polarité opposée. La seconde solution reposait sur un changement des conditions expérimentales par la réduction du temps d'activation (t_{on}) des impulsions générées par le sourcemètre sub-ms. Cependant, après avoir réalisé plusieurs tests, nous avons identifié certaines limites de cet appareil :

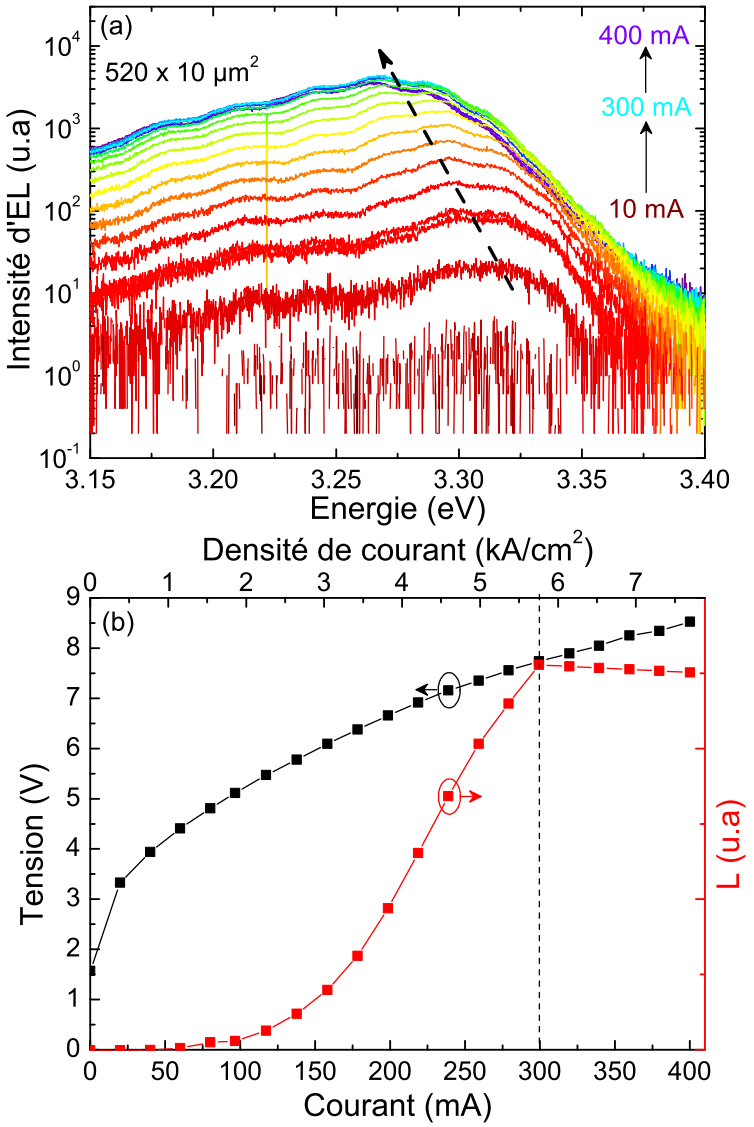


Figure 5.10 – (a) Spectres d'électroluminescence dépendant du courant de la diode laser 520 x 10 μm^2. Le temps d'activation (t_{on}) est de 400 μs. (b) Caractéristiques L-I-V.

(1) Impossibilité de générer des impulsions inférieures ou égales à 200 μs tout en effectuant une mesure.

(2) Le courant maximal que l'appareil peut fournir est de l'ordre de 1.5 A.

(3) Pour des impulsions courtes d'une dizaine de microsecondes, aucune garantie sur le déroulement de l'impulsion de 200 μs par exemple.

Sur la base des discussions précédentes, nous entreprenons une étude optique de l'émission laser de la diode laser de dimension 1020 x 10 μm^2. Pour cela, nous appliquons des courants impulsionnels variant entre 0.1 A et 1.4 A, avec un temps d'activation t_{on} de 200 μs, un temps d'inactivité t_{off} de 1.6 ms, un rapport cyclique de 11 %, et une fréquence de 555 Hz.

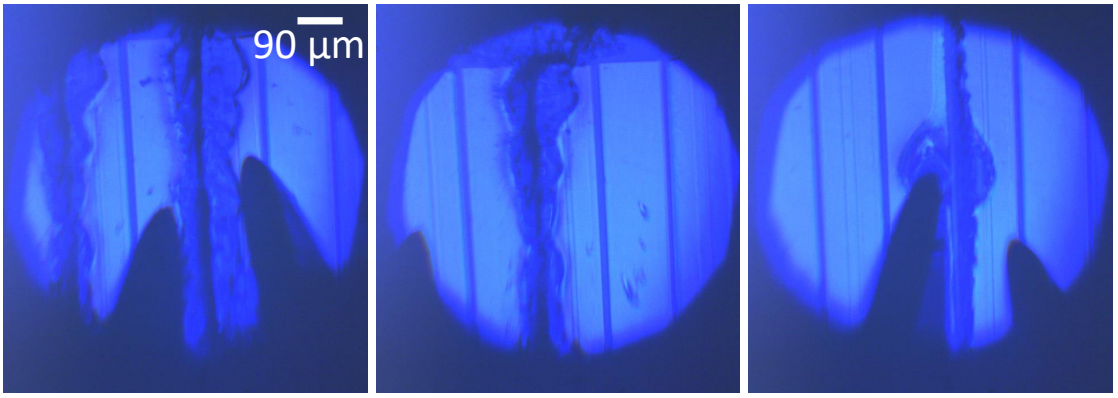


FIGURE 5.11 – Exemples des structures diodes lasers brûlées.

Il est important de noter que cette fois-ci, nous n'aurons aucune trace électrique lors de ces mesures en raison des limitations instrumentales du sourcemètre sub-ms. Cela signifie que nous ne pourrons pas mesurer la tension et le courant qui circulent dans les structures lasers, nous ne connaissons que le courant de consigne du sourcemètre.
Les spectres d'électroluminescence en fonction du courant appliqué sont présentés sur la figure 5.12. Nous observons un redshift de l'émission d'environ 100 meV, c'est-à-dire un décalage vers les plus basses énergies, à mesure que le courant injecté augmente. Cependant, cette fois-ci, nous avons atteint un seuil de courant de 1.4 A où un effet laser s'est produit. Ce phénomène s'est manifesté par l'apparition de pics fins et d'une augmentation non-linéaire de l'intensité. Malheureusement, cet effet s'est avéré instable et a été suivi d'un endommagement de la structure. Cet effet ne se reproduit pas sur les autres diodes lasers.

5.5 Mise en place d'un nouveau montage d'électroluminescence indépendant

Suite à différentes mesures effectuées sur les structures lasers en utilisant le montage de microphotoluminescence adapté pour l'électroluminescence, nous avons identifié les points suivants :

(1) Le besoin d'un montage indépendant offrant la possibilité de collecter l'émission laser émanant de la tranche du ruban sans recourir à l'utilisation d'un prisme.

(2) Le besoin d'un oscilloscope rapide à quatre voies pour effectuer des mesures électriques synchronisées avec celles optiques.

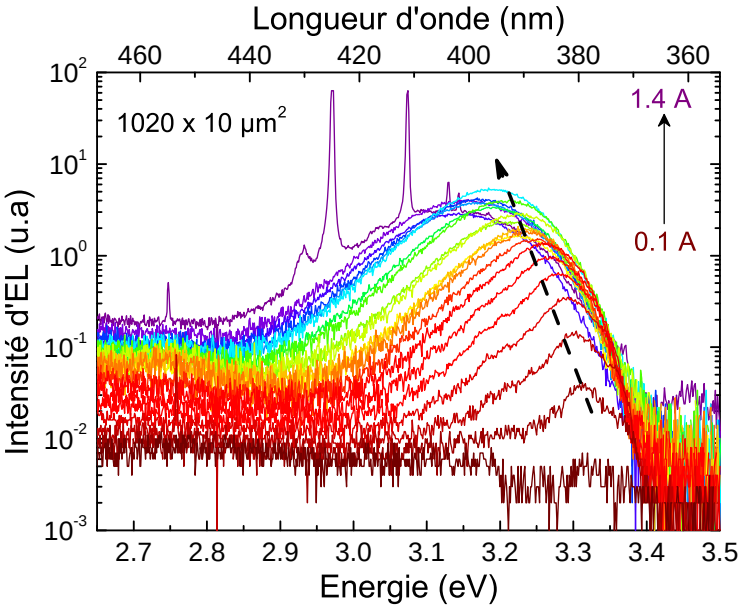


Figure 5.12 – Spectres d'électroluminescence dépendant du courant de la diode laser 1020 x 10 μm^2. Le temps d'activation t_{on} est de 200 μs. Le temps d'inactivité t_{off} est de 1.6 ms. Le rapport cyclique est de 11 %.

(3) Le besoin d'une source impulsionnelle de courant capable d'envoyer des impulsions très courtes.

Pour initier la mise en place du nouveau dispositif d'électroluminescence, j'ai collaboré avec Aurélie Lloret, assistante ingénieur au sein de l'équipe, afin d'entreprendre les démarches nécessaires pour l'acquisition des instruments et des composants requis.

Le dispositif expérimental d'électroluminescence que nous avons retenu est schématisé sur la figure 5.13. Les équipements utilisés sont listés ci-dessous.

- **Générateur de courant impulsionnel sub-μs (Laser diode driver)** Il fournit jusqu'à 10 A et une largeur d'impulsion de 100 ns à 1 μs, avec des temps de montée de 20 ns, à des fréquences allant jusqu'à 5 kHz. Le temps d'activation est environ 1000 fois plus court que celui délivré par le sourcemètre sub-ms. Cela permet d'optimiser le rapport cyclique, assurant ainsi une protection efficace contre la surchauffe et la dégradation de nos dispositifs lasers ;
- une station d'excitation sous pointe, dotée de deux micropositionneurs équipés de pointes de diamètre 12 μm comme dans le premier montage d'électroluminescence ;
- un éclairage en lumière blanche est utilisé pour la visualisation de l'échantillon ainsi que pour le réglage manuel de la position des pointes. Cette lumière est focalisée sur l'échantillon au moyen de l'objectif "1" de microscope (10X)

d'ouverture numérique NA=0.28, d'une grande distance de travail pour laisser la place aux micropointes et d'une distance focale de 2 cm ;

- la lumière émise par l'échantillon est collectée par le coté à l'aide d'un autre objectif "2" (20X) d'ouverture numérique NA=0.4, d'une distance de travail de 4 mm et d'une distance focale de 1 cm. Cette luminescence est par la suite couplée via une lame semi-réfléchissante (BS2), d'une part dans un spectrométre (Ocean Optics) par une fibre optique et, d'autre part dans un photodétecteur. Il permet de convertir l'énergie lumineuse en un courant électrique qui sera mesuré par un oscilloscope ;
- **Un oscilloscope rapide à quatre voies ayant une bande passante de 1 GHz.** Deux voies sont dédiées à la mesure du courant HI et LO de notre source impulsionnelle. La troisième voie nous permettra de vérifier la consigne requise par la source. Enfin, la quatrième voie est connectée au photodétecteur, convertissant ainsi l'énergie lumineuse en un courant électrique. Cela nous permet d'obtenir une caractéristique L-I-V, qui est essentielle pour évaluer les performances de notre dispositif.

L'acquisition de données est gérée de manière automatisée par une interface LabVIEW « maison ». J'ai développé cette interface durant ma thèse. Grâce à ce dispositif, il est possible d'effectuer de manière synchrone les mesures électriques, telles que les caractéristiques L-I-V, et les mesures optiques, comme l'électroluminescence avec traces temporelles.

Les prochaines étapes impliquent la mesure de nouveaux dispositifs dans ce montage expérimental. Actuellement, nos échantillons sont en cours de process au CRHEA. Une fois que les échantillons seront disponibles, nous pourrons procéder à des mesures détaillées d'injection électrique pour étudier leurs performances optiques et électriques.

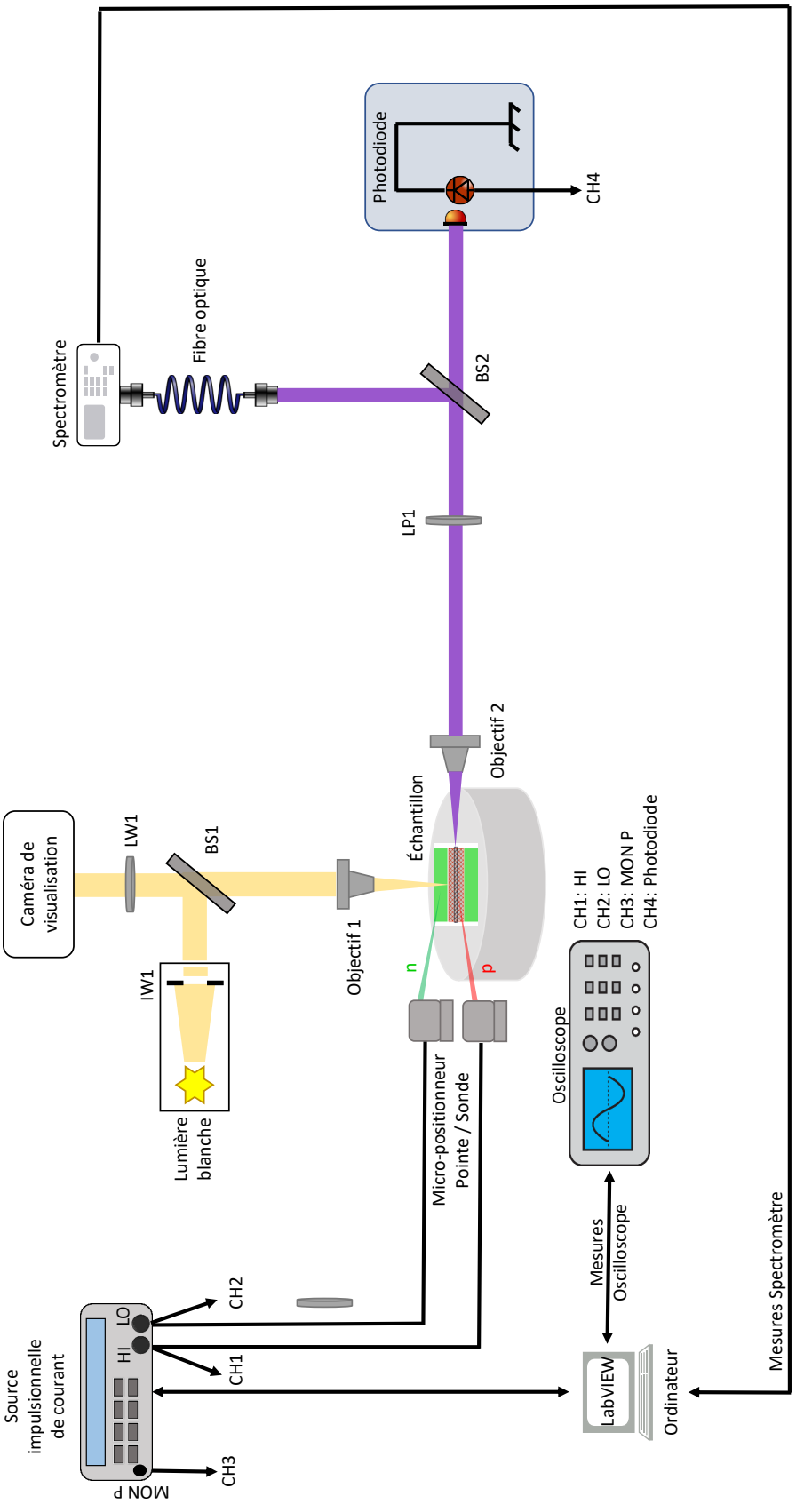


Figure 5.13 – Schéma du montage d'électroluminescence.

Conclusion et perspectives

Tout au long de cette thèse, nous nous sommes plongés dans l'étude approfondie des lasers à polaritons guidés à base de nitrure de gallium (GaN). Nos travaux se sont concentrés sur la spectroscopie optique pour sonder les états excitoniques, photoniques et polaritoniques au sein de nos dispositifs. Parallèlement, nous avons exploré le potentiel du pompage optique en tant que stratégie pour déclencher le fonctionnement de nos lasers, aussi bien en régime continu (CW) qu'impulsionnel. De plus, nous avons élaboré une modélisation avancée pour interpréter et approfondir nos résultats expérimentaux. Ces investigations ont abouti à des résultats majeurs, qui peuvent être résumés comme suit.

Nous avons réussi à démontrer le fonctionnement d'un laser à polaritons en régime continu jusqu'à une température de 150 K, en utilisant des cavités lasers relativement courtes d'une longueur de 20 μm. Ce laser s'avère particulièrement remarquable du fait qu'il parvient à générer un gain significatif en ne pompant que 15 % de la longueur totale de la cavité. Cela est en net contraste avec les dispositifs lasers conventionnels où une grande partie de la cavité doit être remplie d'un milieu actif pompé de manière homogène pour obtenir un gain laser. Cette constatation met en évidence l'absence de réciprocité entre le gain et l'absorption dans notre système polaritonique. Pour confirmer et approfondir ces résultats expérimentaux, nous les avons comparés à un modèle cinétique basé sur les équations de Boltzmann semi-classiques pour les polaritons, ce qui a permis de valider nos observations et de mieux comprendre les mécanismes en jeu.

En prolongeant nos investigations, nous avons pu observer un comportement multimode à une température de 150 K dans une cavité plus longue de 60 μm. Cette observation est attribuée aux interactions non-linéaires entre les polaritons, qui donnent lieu à un fonctionnement multimode. Cela se traduit par des fréquences de mode uniformément espacées, créant ainsi un intervalle spectral libre constant entre les modes laser. Ce nouveau mécanisme a été comparé à des simulations de type Gross-Pitaevskii pour étudier la dynamique du laser à l'intérieur de la cavité. Ces simulations ont révélé la formation d'un soliton temporel brillant au sein de la cavité laser. L'une des découvertes majeures de cette thèse est la confirmation

de l'existence d'un phénomène de verrouillage des modes, qui conduit à un régime de fonctionnement impulsionnel dans notre laser à polaritons.

L'ensemble de ces résultats ouvre des perspectives prometteuses pour la réalisation future d'un laser à polaritons injecté électriquement. Enfin, nous avons entrepris d'étudier une première génération de guides dopés formant des structures de diodes laser, et de mettre en place un nouveau dispositif expérimental pour étudier l'électroluminescence dans notre laboratoire, de manière indépendante du dispositif dédié à la spectroscopie sous pompage optique.

Ce travail de recherche contribue à l'exploration des polaritons guidés dans le nitrure de gallium. Notre étude a porté sur le laser à polaritons fabriqués sur substrat saphir, aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel. Pour une évolution future, l'utilisation d'échantillons épitaxiés sur un substrat freestanding GaN est envisagée, avec le potentiel d'améliorer le seuil laser. Par ailleurs, l'intégration de cavités plus longues, pouvant atteindre 500 μm, dans ces nouveaux échantillons, pourrait potentiellement surmonter les limitations de résolution de notre streak caméra. Ceci permettra ainsi d'obtenir expérimentalement une observation directe et précise de la dynamique temporelle dans le régime impulsionnel. À long terme, ces diodes laser pourraient être intégrées dans des puces de photonique intégrée hybride à base de GaN.

Annexe A

Quantification de la réduction du dédoublement de Rabi

Afin de quantifier cette légère réduction du dédoublement de Rabi, nous avons étudié l'évolution des énergies des modes en fonction de la puissance d'excitation. Notre analyse se concentre sur le régime de faible puissance, typiquement pour des valeurs inférieures à 10 % du seuil de puissance ($P/P_{th} < 0.1$). Nous avons émis l'hypothèse d'un écrantage progressif de la force de l'oscillateur des transitions excitoniques en raison de l'augmentation de la densité d'excitons dans le réservoir, ce qui entraîne un blueshift global de la LPB. Cet effet est bien documenté pour les polaritons en microcavité [50, 124–126] et plus récemment pour les polaritons en guide d'onde [59, 82, 127, 128]. Dans notre cas, le blueshift n'est pas constant le long de la LPB, mais il est maximal près d'un désaccord exciton-photon nul ($\delta = 0$). La figure A.1 présente (a) le décalage de l'énergie de chaque mode Fabry-Perot (extraite des spectres de la figure 4.1(a)) et (b) sa dérivée première par rapport à la puissance d'excitation normalisée P/P_{th}. À la plus faible puissance d'excitation étudiée, nous observons que le blueshift dépend fortement du désaccord exciton-photon. Pour mieux comprendre cette caractéristique, nous la comparons à un modèle de premier ordre de la réduction de la force de l'oscillateur f. Dans nos travaux précédents, nous avons déterminé que la force de l'oscillateur des excitons GaN est très proche de sa valeur nominale dans le cas d'un guide d'onde planaire (facteur de correction $\times 0.95$) [42], tandis qu'elle est réduite de 30 % dans le cas des guides d'ondes GaN gravés actuellement étudiés (facteur de correction $\times 0.7$, cf fig. 4.2). Supposant une diminution linéaire du facteur de correction de la force de l'oscillateur avec la densité du réservoir d'excitons, c'est-à-dire avec la densité de puissance de pompage, nous pouvons exprimer cette variation comme $f(P) = f_0 - \alpha \times P/P_{th}$. En utilisant cette expression, nous calculons la nouvelle dispersion de la LPB, le blueshift correspondant pour les modes Fabry-Perot et

sa dérivée en fonction de la puissance de pompage. Nous trouvons que la valeur $\alpha = 0.25$ donne un bon accord quantitatif avec les valeurs expérimentales (points bruns) à la plus faible puissance de pompe $P \leq 0.041 \times P_{th}$, lorsque nous utilisons un facteur de correction $f(P) = 0.7 - 0.25 \times P/P_{th}$ (ligne verte). Ce modèle de premier ordre explique de manière cohérente le blueshift observé pour les modes Fabry-Perot à faible puissance de pompage.

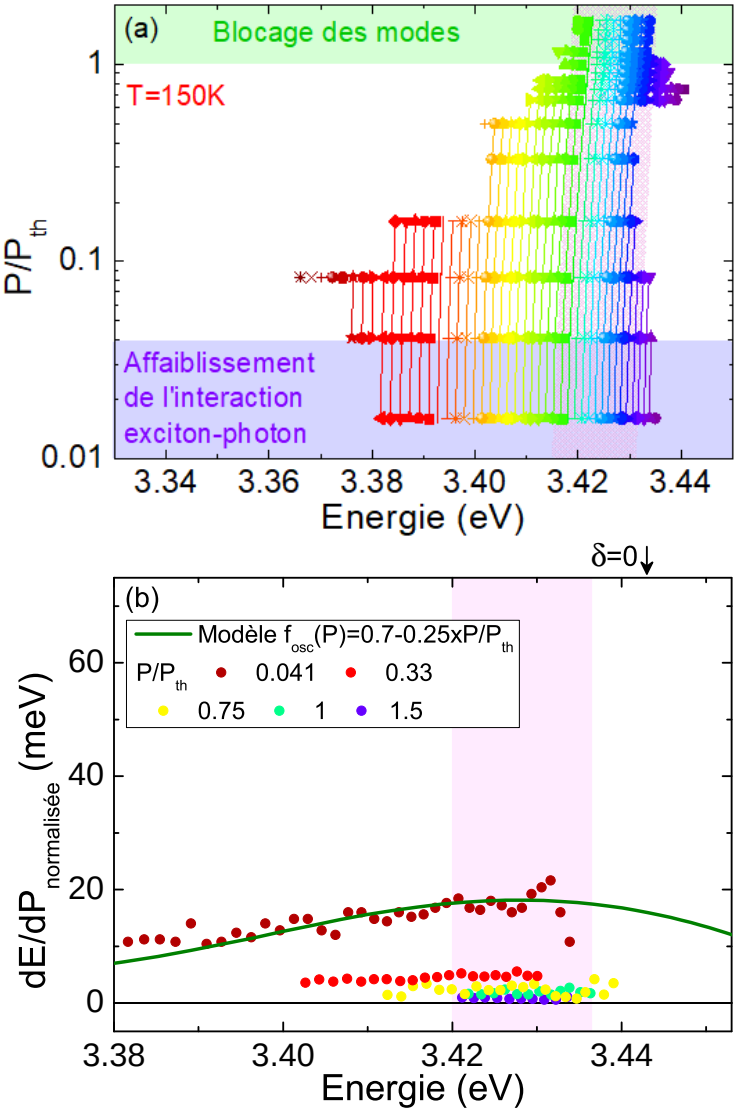


FIGURE A.1 – (a) Énergie de chaque mode du laser à polaritons en fonction de la puissance d'excitation ; les modes laser sont indiqués par la bande verticale rose ; le décalage vers le bleu est dominé par l'affaiblissement de l'interaction exciton-photon dans la zone violette du bas, et par la dynamique du blocage des modes dans la zone verte du haut. (b) Dérivée première du blueshift en fonction de la puissance d'excitation, avec l'ajustement des données à $P = 0.041 \times P_{th}$ avec le modèle tenant compte de la réduction de la force de l'oscillateur de l'exciton.

À mesure que la puissance de pompe augmente, une observation intéressante

émerge. La dérivée première de nos données s'écarte significativement du modèle précédent. Une région presque plate, proche de zéro, se forme autour de l'énergie des modes laser, suivie d'un changement abrupt vers des valeurs négatives (respectivement positives) pour les modes à des énergies inférieures (respectivement supérieures) à cette plage spectrale (zone rose fig. A.1(a)). Cette évolution suggère clairement que l'affaiblissement de la force d'oscillation contribue au blueshift des modes. Cette observation explique de manière satisfaisante le blueshift mesuré à de faibles puissances de pompe, bien en dessous du seuil (zone violette fig. A.1(a)). Cependant, elle ne peut pas rendre compte de l'aplatissement rapide des modes qui se produit précisément au seuil, un phénomène attribué au verrouillage (blocage) des modes (zone verte fig. A.1(a)).

Bibliographie

[1] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, "Nonequilibrium condensates and lasers without inversion : Exciton-polariton lasers," *Physical Review A*, vol. 53, pp. 4250–4253, June 1996. [(document), 1.4.2, 1.15]

[2] M. G. Bernard and G. Duraffourg, "Laser conditions in semiconductors," *physica status solidi (b)*, vol. 1, no. 7, pp. 699–703, 1961. [(document), 3.8.1]

[3] A. Amo, S. Pigeon, D. Sanvitto, V. G. Sala, R. Hivet, I. Carusotto, F. Pisanello, G. Leménager, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, and A. Bramati, "Polariton Superfluids Reveal Quantum Hydrodynamic Solitons," *Science*, vol. 332, pp. 1167–1170, June 2011. [(document)]

[4] R. Hivet, H. Flayac, D. D. Solnyshkov, D. Tanese, T. Boulier, D. Andreoli, E. Giacobino, J. Bloch, A. Bramati, G. Malpuech, and A. Amo, "Half-solitons in a polariton quantum fluid behave like magnetic monopoles," *Nature Physics*, vol. 8, pp. 724–728, Aug. 2012. []

[5] A. Maitre, G. Lerario, A. Medeiros, F. Claude, Q. Glorieux, E. Giacobino, S. Pigeon, and A. Bramati, "Dark-soliton molecules in an exciton-polariton superfluid," *Physical Review X*, vol. 10, no. 4, p. 041028, 2020. [(document)]

[6] P. M. Walker, L. Tinkler, D. V. Skryabin, A. Yulin, B. Royall, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. S. Skolnick, and D. N. Krizhanovskii, "Ultra-low-power hybrid light–matter solitons," *Nature Communications*, vol. 6, p. 8317, Sept. 2015. [(document), 1.5.2, (2)]

[7] G. Fasol and S. Nakamura, "The blue laser diode," 1997. [(document)]

[8] J. Ciers, D. D. Solnyshkov, G. Callsen, Y. Kuang, J.-F. Carlin, G. Malpuech, R. Butté, and N. Grandjean, "Polariton relaxation and polariton nonlinearities in nonresonantly cw-pumped iii-nitride slab waveguides," *Phys. Rev. B*, vol. 102, p. 155304, Oct 2020. [(document), 3.6, (2)]

[9] D. M. Di Paola, P. M. Walker, R. Emmanuele, A. V. Yulin, J. Ciers, Z. Zaidi, J.-F. Carlin, N. Grandjean, I. Shelykh, M. S. Skolnick, *et al.*, "Ultrafast-nonlinear ultraviolet pulse modulation in an alingan polariton waveguide operating up to room temperature," *Nature Communications*, vol. 12, no. 1, pp. 1–9, 2021. [(document), 1.5.2, 1.17, 4.6, 4.6, (2)]

[10] M. Tchernycheva, A. Messanvi, A. de Luna Bugallo, G. Jacopin, P. Lavenus, L. Rigutti, H. Zhang, Y. Halioua, F. Julien, J. Eymery, *et al.*, "Integrated photonic platform based on ingan/gan nanowire emitters and detectors," *Nano letters*, vol. 14, no. 6, pp. 3515–3520, 2014. [(document)]

[11] C.-Y. Yeh, Z. W. Lu, S. Froyen, and A. Zunger, "Zinc-blende–wurtzite polytypism in semiconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 46, pp. 10086–10097, Oct 1992. [1.1.1]

[12] E. Berkowicz, D. Gershoni, G. Bahir, E. Lakin, D. Shilo, E. Zolotoyabko, A. C. Abare, S. P. Denbaars, and L. A. Coldren, "Measured and calculated radiative lifetime and optical absorption of $in_xga_{1-x}N$/GaN quantum structures," *Phys. Rev. B*, vol. 61, pp. 10994–11008, Apr 2000. [1.1]

[13] M. Leszczynski, H. Teisseyre, T. Suski, I. Grzegory, M. Bockowski, J. Jun, S. Porowski, K. Pakula, J. M. Baranowski, C. T. Foxon, and T. S. Cheng, "Lattice parameters of gallium nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 1, pp. 73–75, 1996. [1.1]

[14] J. Frenkel, "On the transformation of light into heat in solids. ii," *Phys. Rev.*, vol. 37, pp. 1276–1294, May 1931. [1.1.4]

[15] G. H. Wannier, "The structure of electronic excitation levels in insulating crystals," *Phys. Rev.*, vol. 52, pp. 191–197, Aug 1937. [1.1.4]

[16] N. Mott, "Conduction in polar crystals. ii. the conduction band and ultra-violet absorption of alkali-halide crystals," *Transactions of the Faraday Society*, vol. 34, pp. 500–506, 1938. [1.1.4]

[17] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 6, pp. 3675–3696, 2003. [1.2, 1.3, 3.1.3]

[18] A. Alemu, B. Gil, M. Julier, and S. Nakamura, "Optical properties of wurtzite GaN epilayers grown on A-plane sapphire," *Phys. Rev. B*, vol. 57, p. 3761, Feb. 1998. [1.3, 3.1.1]

[19] Y. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, no. 1, pp. 149–154, 1967. [1.1.5]

[20] K. Kornitzer, T. Ebner, K. Thonke, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, M. Leszczynski, I. Grzegory, and S. Porowski, "Photoluminescence and reflectance spectroscopy of excitonic transitions in high-quality homoepitaxial gan films," *Physical Review B*, vol. 60, no. 3, p. 1471, 1999. [1.1.6]

[21] C. F. Klingshirn, *Semiconductor optics*. Springer Science & Business Media, 2012. [1.1.7]

[22] G. La Rocca, "Wannier–mott excitons in semiconductors," *Thin films and nanostructures*, vol. 31, pp. 97–128, 2003. [1.1.7]

[23] M. Shinada and S. Sugano, "Interband optical transitions in extremely anisotropic semiconductors. i. bound and unbound exciton absorption," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 21, no. 10, pp. 1936–1946, 1966. []

[24] F. Bassani and G. Parravicini, "Electronic states and optical transitions in solids pergamon press ltd," 1975. [1.1.7]

[25] M. C. P. Y. Yu, *Fundamentals of Semiconductor Fourth Edition*. 4th editio. Berkeley : Springer, 2010. [1.4]

[26] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoelectronics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1998. [1.2.2, 3.8.1, 3.19]

[27] Y. Kaluzny, P. Goy, M. Gross, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Observation of self-induced rabi oscillations in two-level atoms excited inside a resonant cavity : The ringing regime of superradiance," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 51, pp. 1175–1178, Sep 1983. [1.3.2]

[28] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, "Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, pp. 3314–3317, Dec. 1992. [1.3.2]

[29] R. Houdré, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, and M. Ilegems, "Measurement of cavity-polariton dispersion curve from angle-resolved photoluminescence experiments," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, pp. 2043–2046, Oct 1994. [1.3.2]

[30] R. Houdré, R. P. Stanley, U. Oesterle, M. Ilegems, and C. Weisbuch, "Room-temperature cavity polaritons in a semiconductor microcavity," *Phys. Rev. B*, vol. 49, pp. 16761–16764, Jun 1994. [1.3.2]

[31] N. Antoine-Vincent, F. Natali, D. Byrne, A. Vasson, P. Disseix, J. Leymarie, M. Leroux, F. Semond, and J. Massies, "Observation of Rabi splitting in a bulk GaN microcavity grown on silicon," *Phys. Rev. B*, vol. 68, p. 153313, Oct. 2003. [1.3.2]

[32] I. Sellers, F. Semond, M. Leroux, J. Massies, P. Disseix, A. Henneghien, J. Leymarie, and A. Vasson, "Strong coupling of light with A and B excitons in GaN microcavities grown on silicon," *Phys. Rev. B*, vol. 73, p. 033304, Jan. 2006. [1.3.2]

[33] R. Butté, G. Christmann, E. Feltin, J. Carlin, M. Mosca, M. Ilegems, and N. Grandjean, "Room-temperature polariton luminescence from a bulk GaN microcavity," *Phys. Rev. B*, vol. 73, p. 033315, Jan. 2006. [1.3.2, 1.10]

[34] M. Nakayama, S. Komura, T. Kawase, and DaeGwi Kim, "Observation of Exciton Polaritons in a ZnO Microcavity with HfO_2/SiO_2 Distributed Bragg Reflectors," *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 77, no. 9, p. 093705, 2008. [1.3.2]

[35] F. Médard, J. Zuniga-Perez, P. Disseix, M. Mihailovic, J. Leymarie, A. Vasson, F. Semond, E. Frayssinet, J. C. Moreno, M. Leroux, S. Faure, and T. Guillet, "Experimental observation of strong light-matter coupling in ZnO microcavities : Influence of large excitonic absorption," *Phys. Rev. B*, vol. 79, p. 125302, Mar. 2009. [1.3.2, 1.3.2]

[36] R. Shimada, J. Xie, V. Avrutin, U. Özgür, and H. Morkoc, "Cavity polaritons in ZnO-based hybrid microcavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 011127, Jan. 2008. [1.3.2]

[37] J.-R. Chen, T.-C. Lu, Y.-C. Wu, S.-C. Lin, W.-R. Liu, W.-F. Hsieh, C.-C. Kuo, and C.-C. Lee, "Large vacuum Rabi splitting in ZnO-based hybrid microcavities observed at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, pp. 061103–3, Feb. 2009. [1.3.2]

[38] T. Ellenbogen, P. Steinvurzel, and K. B. Crozier, "Strong coupling between excitons in J-aggregates and waveguide modes in thin polymer films," *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 261103, June 2011. [1.3.2]

[39] P. M. Walker, L. Tinkler, M. Durska, D. M. Whittaker, I. J. Luxmoore, B. Royall, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, I. Farrer, and D. A. Ritchie,

"Exciton polaritons in semiconductor waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 1, p. 012109, 2013. [1.3.2, 3.4.1]

[40] D. D. Solnyshkov, H. Terças, and G. Malpuech, "Optical amplifier based on guided polaritons in GaN and ZnO," *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 23, p. 231102, 2014. [1.3.2, 3.6, 4.5.1]

[41] J. Ciers, J. Roch, J. Carlin, G. Jacopin, R. Butté, and N. Grandjean, "Propagating Polaritons in III-Nitride Slab Waveguides," *Physical Review Applied*, vol. 7, p. 034019, Mar. 2017. [1.3.2, 1.10, 3.4.1]

[42] C. Brimont, L. Doyennette, G. Kreyder, F. Réveret, P. Disseix, F. Médard, J. Leymarie, E. Cambril, S. Bouchoule, M. Gromovyi, B. Alloing, S. Rennesson, F. Semond, J. Zúñiga Pérez, and T. Guillet, "Strong coupling of exciton-polaritons in a bulk GaN planar waveguide : Quantifying the coupling strength," *Phys. Rev. Applied*, vol. 14, p. 054060, Nov 2020. [1.3.2, 1.3.2, 1.11, 1.3.2, 1.12, 1.13, 3.1.1, 3.4.1, 3.4.3, A]

[43] S. Faure, T. Guillet, P. Lefebvre, T. Bretagnon, and B. Gil, "Comparison of strong coupling regimes in bulk GaAs, GaN, and ZnO semiconductor microcavities," *Phys. Rev. B*, vol. 78, pp. 235323–7, Dec. 2008. [1.3.2, 2.2.4.3]

[44] V. Savona, L. Andreani, P. Schwendimann, and A. Quattropani, "Quantum well excitons in semiconductor microcavities : Unified treatment of weak and strong coupling regimes," *Solid State Communications*, vol. 93, no. 9, pp. 733–739, 1995. [1.3.2]

[45] F. Réveret, P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, F. Semond, M. Leroux, and J. Massies, "Modelling of strong coupling regime in bulk GaN microcavities using transfer matrix and quasiparticle formalisms," *Solid State Communications*, vol. 150, pp. 122–126, Jan. 2010. [(ii)]

[46] R. J. Elliott, "Intensity of Optical Absorption by Excitons," *Phys. Rev.*, vol. 108, pp. 1384–, Dec. 1957. [1.3.2]

[47] C. Tanguy, "Optical Dispersion by Wannier Excitons," *Physical Review Letters*, vol. 75, pp. 4090–4093, Nov. 1995. []

[48] C. Tanguy, P. Lefebvre, H. Mathieu, and R. J. Elliott, "Analytical model for the refractive index in quantum wells derived from the complex dielectric constant of Wannier excitons in noninteger dimensions," *Journal of Applied Physics*, vol. 82, pp. 798–802, July 1997. [1.3.2]

[49] K. T. Tsen, D. K. Ferry, A. Botchkarev, B. Sverdlov, A. Salvador, and H. Morkoç, "Direct measurements of electron-longitudinal optical phonon scattering rates in wurtzite GaN," *Applied Physics Letters*, vol. 71, pp. 1852–1853, 09 1997. [(1)]

[50] D. Bajoni, "Polariton lasers. Hybrid light-matter lasers without inversion," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 45, no. 31, p. 313001, 2012. [1.14, A]

[51] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and L. S. Dang, "Bose-Einstein condensation of exciton polaritons," *Nature*, vol. 443, pp. 409–414, Sept. 2006. [1.4.2, 1.15]

[52] L. S. Dang, D. Heger, R. André, F. Boeuf, and R. Romestain, "Stimulation of Polariton Photoluminescence in Semiconductor Microcavity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 3920–, Nov. 1998. [1.4.2, 1.15]

[53] D. Bajoni, P. Sénellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître, and J. Bloch, "Polariton Laser Using Single Micropillar GaAs-GaAlAs Semiconductor Cavities," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, pp. 047401–, Jan. 2008. [1.4.2]

[54] S. Christopoulos, G. B. H. von Högersthal, A. J. D. Grundy, P. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Christmann, R. Butté, E. Feltin, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, "Room-Temperature Polariton Lasing in Semiconductor Microcavities," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, pp. 126405–4, Mar. 2007. [1.4.2, 1.16]

[55] G. Christmann, R. Butté, E. Feltin, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, "Room temperature polariton lasing in a GaN/AlGaN multiple quantum well microcavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, pp. 051102–3, Aug. 2008. [1.4.2]

[56] T. Guillet, M. Mexis, J. Levrat, G. Rossbach, C. Brimont, T. Bretagnon, B. Gil, R. Butté, N. Grandjean, L. Orosz, F. Reveret, J. Leymarie, J. Zúñiga-Pérez, M. Leroux, F. Semond, and S. Bouchoule, "Polariton lasing in a hybrid bulk ZnO microcavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 16, p. 161104, 2011. [1.4.2]

[57] H. Franke, C. Sturm, R. Schmidt-Grund, Gerald Wagner, and M. Grundmann, "Ballistic propagation of exciton-polariton condensates in a ZnO-

based microcavity," *New Journal of Physics*, vol. 14, no. 1, p. 013037, 2012. [1.4.2]

[58] F. Li, L. Orosz, O. Kamoun, S. Bouchoule, C. Brimont, P. Disseix, T. Guillet, X. Lafosse, M. Leroux, J. Leymarie, G. Malpuech, M. Mexis, M. Mihailovic, G. Patriarche, F. Reveret, D. Solnyshkov, and J. Zuniga-Perez, "Fabrication and characterization of a room-temperature ZnO polariton laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, pp. 191118–4, May 2013. [1.4.2]

[59] O. Jamadi, F. Reveret, P. Disseix, F. Medard, J. Leymarie, A. Moreau, D. Solnyshkov, C. Deparis, M. Leroux, E. Cambril, S. Bouchoule, J. Zuniga-Perez, and G. Malpuech, "Edge-emitting polariton laser and amplifier based on a ZnO waveguide," *Light : Science & Applications*, vol. 7, p. 82, Dec. 2018. [1.4.2, 1.16, 3.4.1, 3.4.1, A]

[60] D. G. Suárez-Forero, F. Riminucci, V. Ardizzone, M. D. Giorgi, L. Dominici, F. Todisco, G. Lerario, L. N. Pfeiffer, G. Gigli, D. Ballarini, and D. Sanvitto, "Electrically controlled waveguide polariton laser," *Optica*, vol. 7, pp. 1579–1586, Nov 2020. [1.4.2, 3.4.1]

[61] H. Souissi, M. Gromovyi, T. Gueye, C. Brimont, L. Doyennette, D. Solnyshkov, G. Malpuech, E. Cambril, S. Bouchoule, B. Alloing, S. Rennesson, F. Semond, J. Zúñiga Pérez, and T. Guillet, "Ridge polariton laser : Different from a semiconductor edge-emitting laser," *Phys. Rev. Appl.*, vol. 18, p. 044029, Oct 2022. [1.4.2, 3, 4.5.1, 4.5.1]

[62] A. Delphan, M. N. Makhonin, T. Isoniemi, P. M. Walker, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii, D. V. Skryabin, J.-F. Carlin, N. Grandjean, and R. Butté, "Polariton lasing in AlGaN microring with GaN/AlGaN quantum wells," *APL Photonics*, vol. 8, 02 2023. 021302. [1.4.2, 4.5.1]

[63] G. Oohata, T. Nishioka, D. Kim, H. Ishihara, and M. Nakayama, "Giant Rabi splitting in a bulk CuCl microcavity," *Phys. Rev. B*, vol. 78, pp. 233304–, Dec. 2008. [1.4.2]

[64] Nakayama, Masaaki, Kameda, Masanobu, Kawase, Toshiki, and Kim, DaeGwi, "Control of rabi-splitting energies of exciton polaritons in cui microcavities*," *Eur. Phys. J. B*, vol. 86, no. 2, p. 32, 2013. [1.4.2]

[65] M. Nakayama and M. Ueda, "Observation of diffusive and dispersive profiles of the nonequilibrium polariton-condensate dispersion relation in a cubr microcavity," *Phys. Rev. B*, vol. 95, p. 125315, Mar 2017. [1.4.2]

[66] H. S. Nguyen, Z. Han, K. Abdel-Baki, X. Lafosse, A. Amo, J.-S. Lauret, E. Deleporte, S. Bouchoule, and J. Bloch, "Quantum confinement of zero-dimensional hybrid organic-inorganic polaritons at room temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 104, 02 2014. 081103. [1.4.2]

[67] R. Su, C. Diederichs, J. Wang, T. C. H. Liew, J. Zhao, S. Liu, W. Xu, Z. Chen, and Q. Xiong, "Room-temperature polariton lasing in all-inorganic perovskite nanoplatelets," *Nano Letters*, vol. 17, no. 6, pp. 3982–3988, 2017. PMID : 28541055. [1.4.2]

[68] L. Lu, Q. Le-Van, L. Ferrier, E. Drouard, C. Seassal, and H. S. Nguyen, "Engineering a light–matter strong coupling regime in perovskite-based plasmonic metasurface : quasi-bound state in the continuum and exceptional points," *Photon. Res.*, vol. 8, pp. A91–A100, Dec 2020. [1.4.2, 3.10]

[69] V. Ardizzone, F. Riminucci, S. Zanotti, A. Gianfrate, M. Efthymiou-Tsironi, D. G. Suàrez-Forero, F. Todisco, M. De Giorgi, D. Trypogeorgos, G. Gigli, K. Baldwin, L. Pfeiffer, D. Ballarini, H. S. Nguyen, D. Gerace, and D. Sanvitto, "Polariton bose–einstein condensate from a bound state in the continuum," *Nature*, vol. 605, pp. 447–452, May 2022. [1.4.2, 3.10]

[70] S. Kéna-Cohen and S. Forrest, "Room-temperature polariton lasing in an organic single-crystal microcavity," *Nat. Photon.*, vol. 4, pp. 371–375, June 2010. [1.4.2]

[71] K. S. Daskalakis, S. A. Maier, R. Murray, and S. Kéna-Cohen, "Nonlinear interactions in an organic polariton condensate," *Nature Materials*, vol. 13, pp. 271–278, Feb. 2014. [1.4.2]

[72] J. D. Plumhof, T. Stöferle, L. Mai, U. Scherf, and R. F. Mahrt, "Room-temperature Bose–Einstein condensation of cavity exciton–polaritons in a polymer," *Nature Materials*, vol. 13, pp. 247–252, Dec. 2013. [1.4.2]

[73] T. Cookson, K. Georgiou, A. Zasedatelev, R. T. Grant, T. Virgili, M. Cavazzini, F. Galeotti, C. Clark, N. G. Berloff, D. G. Lidzey, and P. G. Lagoudakis, "A yellow polariton condensate in a dye filled microcavity," *Advanced Optical Materials*, vol. 5, no. 18, p. 1700203, 2017. [1.4.2]

[74] C. P. Dietrich, A. Steude, L. Tropf, M. Schubert, N. M. Kronenberg, K. Ostermann, S. Höfling, and M. C. Gather, "An exciton-polariton laser based

on biologically produced fluorescent protein," *Science Advances*, vol. 2, no. 8, p. e1600666, 2016. [1.4.2]

[75] G. Lerario, A. Fieramosca, F. Barachati, D. Ballarini, K. Daskalakis, L. Dominici, M. De Giorgi, S. Maier, G. Gigli, S. Kéna-Cohen, and D. Sanvitto, "Room-temperature superfluidity in a polariton condensate," *Nature Physics*, vol. 13, pp. 837–841, Sept. 2017. Publisher Copyright : © 2017 Macmillan Publishers Limited, part of Springer Nature. All rights reserved. [1.4.2]

[76] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego. [1.5.1, 4.2.3, 4.2.4, 4.2.5, 4.2.5, 4.2.6, (1)]

[77] Y. Kivshar and G. Agrawal, *Optical Solitons : From Fibers to Photonic Crystals*, p. 108. 03 2003. [1.5.1]

[78] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, "Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 1547–, Feb. 2000. [1.5.2]

[79] J. J. Baumberg, P. G. Savvidis, R. M. Stevenson, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, "Parametric oscillation in a vertical microcavity : A polariton condensate or micro-optical parametric oscillation," *Phys. Rev. B*, vol. 62, pp. R16247–, Dec. 2000. [1.17]

[80] P. G. Savvidis, C. Ciuti, J. J. Baumberg, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, "Off-branch polaritons and multiple scattering in semiconductor microcavities," *Phys. Rev. B*, vol. 64, pp. 075311–, July 2001. [1.5.2]

[81] P. Walker, L. Tinkler, B. Royall, D. Skryabin, I. Farrer, D. Ritchie, M. Skolnick, and D. Krizhanovskii, "Dark Solitons in High Velocity Waveguide Polariton Fluids," *Physical Review Letters*, vol. 119, p. 097403, Aug. 2017. [1.5.2]

[82] P. M. Walker, C. E. Whittaker, D. V. Skryabin, E. Cancellieri, B. Royall, M. Sich, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. S. Skolnick, and D. N. Krizhanovskii, "Spatiotemporal continuum generation in polariton waveguides," *Light : Science & Applications*, vol. 8, p. 6, Jan. 2019. [1.5.2, 1.17, (2), A]

[83] V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, P. Schwendimann, and F. Tassone, "Optical properties of microcavity polaritons," *Phase Transitions*, vol. 68, pp. 169–279, Feb. 1999. [2.2.4.3]

[84] M. Born and E. Wolf, "Principles of optics, 7th (expanded) edition," *United Kingdom : Press Syndicate of the University of Cambridge*, vol. 461, pp. 401–424, 1999. []

[85] A.Kavokin and G.Malpuech, *Cavity polaritons*. Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 2003. [2.2.4.3, 3.6]

[86] S. Faure, *Interaction lumière-matière dans les microcavités massives à base de ZnO : du couplage fort à température ambiante vers le laser à polariton*. Theses, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, Nov. 2009. [2.2.4.3]

[87] M. Leroux, N. Grandjean, B. Beaumont, G. Nataf, F. Semond, J. Massies, and P. Gibart, "Temperature quenching of photoluminescence intensities in undoped and doped GaN," *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 7, pp. 3721–3728, 1999. [3.1.2]

[88] D. Vanmaekelbergh and L. K. van Vugt, "ZnO nanowire lasers," *Nanoscale*, vol. 3, no. 7, pp. 2783–2800, 2011. [3.4.1]

[89] M. A. M. Versteegh, D. Vanmaekelbergh, and J. I. Dijkhuis, "Room-Temperature Laser Emission of ZnO Nanowires Explained by Many-Body Theory," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, pp. 157402–, Apr. 2012. [3.4.1]

[90] G. Hernández, *Fabry-perot interferometers*. No. 3, Cambridge University Press, 1988. [3.4.2, 3.4.2]

[91] B. W. Hakki and T. L. Paoli, "Gain spectra in GaAs double - heterostructure injection lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 3, pp. 1299–1306, 1975. [3.4.2]

[92] G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. S. Roberts, A. V. Kavokin, M. R. Vladimirova, and M. A. Kaliteevski, "Exciton-light coupling in single and coupled semiconductor microcavities : Polariton dispersion and polarization splitting," *Phys. Rev. B*, vol. 59, pp. 5082–5089, Feb 1999. [3.5]

[93] H. Benisty, H. De Neve, and C. Weisbuch, "Impact of planar microcavity effects on light extraction-part i : basic concepts and analytical trends," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 1612–1631, Sep. 1998. [3.5]

[94] D. Solnyshkov, H. Ouerdane, and G. Malpuech, "Kinetic phase diagrams of gan-based polariton lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 1, p. 016101, 2008. [3.6]

[95] P. Blood, G. Lewis, P. Smowton, H. Summers, J. Thomson, and J. Lutti, "Characterization of semiconductor laser gain media by the segmented contact method," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, pp. 1275–1282, 2003. [3.7]

[96] K. L. Shaklee and R. F. Leheny, "Direct determination of optical gain in semiconductor crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 18, no. 11, pp. 475–477, 1971. [3.7]

[97] G. Mohs, T. Aoki, R. Shimano, M. Kuwata-Gonokami, and S. Nakamura, "On the gain mechanism in gan based laser diodes," *Solid State Communications*, vol. 108, no. 2, pp. 105–109, 1998. [3.8.4]

[98] H. Zhang, C. W. Shih, D. Martin, A. Caut, J. F. Carlin, R. Butté, and N. Grandjean, "Short cavity InGaN-based laser diodes with cavity length below 300 μm," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 34, p. 085005, jul 2019. [3.8.4, 5.2]

[99] I. Septembre, C. Leblanc, L. Hermet, H. Nguyen, X. Letartre, D. Solnyshkov, and G. Malpuech, "Design of a room-temperature topological exciton-polariton laser in a zno/tio 2 photonic crystal slab," *Physical Review B*, vol. 107, no. 15, p. 155304, 2023. [3.10]

[100] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti :sapphire laser," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 42–44, Jan 1991. [(i), 4.4]

[101] T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz, "Kerr lens mode locking," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1292–1294, Sep 1992. []

[102] U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 831–838, 2003. [(i), 4.5]

[103] H. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, no. 9, pp. 736–746, 1975. [(ii), 4.4]

[104] H. A. Haus, "Mode-locking of lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, pp. 1173–1185, 2000. [(ii), 4.5]

[105] N. Bélanger, A. Villeneuve, and J. S. Aitchison, "Solitonlike pulses in self-defocusing AlGaAs waveguides," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 14, p. 3003, Nov. 1997. [4.2.4, 4.6, (1), (2)]

[106] U. Keller, "Ultrafast solid-state laser oscillators : a success story for the last 20 years with no end in sight," *Applied Physics B*, vol. 100, pp. 15–28, 2010. [4.4]

[107] I. Jung, F. Kärtner, L. Brovelli, M. Kamp, and U. Keller, "Experimental verification of soliton mode locking using only a slow saturable absorber," *Optics letters*, vol. 20, no. 18, pp. 1892–1894, 1995. [4.4]

[108] R. Paschotta, R. Häring, A. Garnache, S. Hoogland, A. Tropper, and U. Keller, "Soliton-like pulse-shaping mechanism in passively mode-locked surface-emitting semiconductor lasers," *Applied Physics B*, vol. 75, pp. 445–451, 2002. [4.4]

[109] L. Kornaszewski, G. Maker, G. P. Malcolm, M. Butkus, E. U. Rafailov, and C. J. Hamilton, "Sesam-free mode-locked semiconductor disk laser," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, no. 6, pp. L20–L23, 2012. [4.4]

[110] A. R. Albrecht, Y. Wang, M. Ghasemkhani, D. V. Seletskiy, J. G. Cederberg, and M. Sheik-Bahae, "Exploring ultrafast negative kerr effect for mode-locking vertical external-cavity surface-emitting lasers," *Optics express*, vol. 21, no. 23, pp. 28801–28808, 2013. [4.4]

[111] V. Matsas, T. Newson, D. Richardson, and D. N. Payne, "Self-starting, passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting non-linear polarisation rotation," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 15, pp. 1391–1393, 1992. [4.4]

[112] J. H. Marsh and L. Hou, "Mode-locked laser diodes and their monolithic integration," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 6, pp. 1–11, 2017. [4.4]

[113] W. Wei, J. Chen, J. Huang, Z. Wang, J. Zhang, and T. Wang, "Advances of semiconductor mode-locked laser for optical frequency comb generation," *National Science Open*, vol. 1, no. 3, p. 20220026, 2022. []

[114] A. Yadav, N. B. Chichkov, E. A. Avrutin, A. Gorodetsky, and E. U. Rafailov, "Edge emitting mode-locked quantum dot lasers," *Progress in Quantum Electronics*, p. 100451, 2023. [4.4]

[115] E. Wertz, A. Amo, D. D. Solnyshkov, L. Ferrier, T. C. H. Liew, D. Sanvitto, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and J. Bloch, "Propagation and Amplification Dynamics of 1d Polariton Condensates," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, pp. 216404–, Nov. 2012. [4.5.1]

[116] H. Haug and S. Koch, "On the Theory of Laser Action in Dense Exciton Systems," *Physica Status Solidi (b)*, vol. 82, pp. 531–543, Aug. 1977. [4.5.1]

[117] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Reviews of modern physics*, vol. 78, no. 4, p. 1135, 2006. [4.6]

[118] R. Zhou, M. Feng, J. Wang, Q. Sun, J. Liu, S. Zhang, M. Ikeda, T. Liu, Z. Huang, X. Sheng, and H. Yang, "Ingan-based lasers with an inverted ridge waveguide heterogeneously integrated on si(100)," *ACS Photonics*, vol. 7, pp. 2636–2642, Oct 2020. [5.1]

[119] S. Nakamura, "The roles of structural imperfections in ingan-based blue light-emitting diodes and laser diodes," *Science*, vol. 281, no. 5379, pp. 956–961, 1998. [5.2]

[120] C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim, J. Fischer, I. G. Savenko, M. Amthor, M. Lermer, A. Wolf, L. Worschech, V. D. Kulakovskii, I. A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto, and S. Hofling, "An electrically pumped polariton laser," *Nature*, vol. 497, pp. 348–352, May 2013. [5.2]

[121] P. Bhattacharya, B. Xiao, A. Das, S. Bhowmick, and J. Heo, "Solid state electrically injected exciton-polariton laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 206403, May 2013. [5.2]

[122] P. Bhattacharya, T. Frost, S. Deshpande, M. Z. Baten, A. Hazari, and A. Das, "Room Temperature Electrically Injected Polariton Laser," *Physical Review Letters*, vol. 112, June 2014. [5.2]

[123] B. Deveaud, "Comment on "room temperature electrically injected polariton laser"," *Physical Review Letters*, vol. 117, no. 2, p. 029701, 2016. [5.2]

[124] D. Bajoni, P. Senellart, A. Lematre, and J. Bloch, "Photon lasing in GaAs microcavity : Similarities with a polariton condensate," *Phys. Rev. B*, vol. 76, pp. 201305–, Nov. 2007. [A]

[125] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, M. Nawrocki, A. V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaître, and J. Bloch, "Polarization controlled nonlinear transmission of light through semiconductor microcavities," *Phys. Rev. B*, vol. 79, p. 115325, Mar 2009. []

[126] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, K. V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaitre, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech, and A. V. Kavokin, "Polariton-polariton interaction constants in microcavities," *Physical Review B*, vol. 82, p. 075301, Aug. 2010. [A]

[127] L. Mallet-Dida, P. Disseix, F. Réveret, F. Médard, B. Alloing, J. Zúñiga-Pérez, and J. Leymarie, "The low temperature limit of the excitonic mott density in gan : an experimental reassessment," *New Journal of Physics*, vol. 24, p. 033031, mar 2022. [A]

[128] G. Kreyder, L. Hermet, P. Disseix, F. m. c. Médard, M. Mihailovic, F. m. c. Réveret, S. Bouchoule, C. Deparis, J. Zuñiga Pérez, and J. Leymarie, "Lasing in a zno waveguide : Clear evidence of polaritonic gain obtained by monitoring the continuous exciton screening," *Phys. Rev. B*, vol. 107, p. 125307, Mar 2023. [A]

Titre de la thèse en français :

Fluides quantiques de lumière pour la photonique intégrée : dispositifs à polaritons guidés

Résumé de la thèse en français :

Les interactions entre les excitons, particules bosoniques composées d'un électron et d'un trou liés par l'interaction coulombienne, et les photons sont grandement améliorés dans les guides d'ondes où la lumière est confinée par réflexion totale interne. Lorsque l'interaction est suffisamment importante, le régime de couplage fort entre le mode photonique du guide et la résonance excitonique de la couche active est atteint, créant ainsi une quasi-particule connue sous le nom d'exciton-polariton, ou simplement polariton. Ces fluides quantiques de lumière suscitent un grand intérêt en raison de leur potentiel d'applications en optoélectronique, en particulier dans les lasers dits à polaritons. Dans cette optique, cette thèse se focalise sur l'étude, par des méthodes de spectroscopie, de structures lasers à polaritons en géométrie guide d'onde à base de nitrure de gallium (GaN), qui présentent des spécificités intéressantes en comparaison de leurs homologues en géométrie de cavité verticale intensément étudiées. Les principaux résultats de ce travail sont (i) la démonstration d'un laser à polaritons fonctionnant en régime continu à basse température (70 K). Ce laser présente un mode de fonctionnement original, qui résulte de la non-réciprocité entre absorption et émission stimulée dans la couche active. Le gain significatif permet un fonctionnement efficace sur des cavités très courtes, comme celles de 20 μm utilisées dans cette étude. De plus une longueur de pompe de seulement 15% de la longueur de cavité suffit pour atteindre l'effet laser, ce qui distingue clairement ces lasers à polaritons des lasers semi-conducteurs conventionnels exigeant un pompage d'une grande partie de la cavité laser par un milieu actif homogène pour que le gain l'emporte sur les pertes ; (ii) l'observation, en étendant notre étude à T=150 K, d'une transition de régime laser avec un caractère multimode sur une cavité plus longue de 60 μm. La modélisation des spectres mesurés permet de conclure que cette émission est impulsionnelle, grâce à la formation de solitons de cavité par un blocage de modes induit par les interactions non-linéaires entre les polaritons ; (iii) des mesures préliminaires d'injection électrique dans des guides d'onde avec couches d'injection dopées, suite à la mise en place d'un nouveau dispositif expérimental d'électroluminescence indépendant de celui de la spectroscopie optique.

Mots clés en français :

Exciton-polariton, guide d'onde, GaN, fluides quantiques, laser à polaritons, non-linéaire, soliton, blocage de modes.

Titre de la thèse en anglais :

Quantum fluids of light for integrated photonics : waveguide polariton devices

Résumé de la thèse en anglais :

The interactions between excitons, which are bosonic particles composed of an electron and a hole bound by Coulomb interaction, and photons are greatly enhanced in waveguides where light is confined by total internal reflection. When the interaction is strong enough, the regime of strong coupling between the photonic mode of the guide and the excitonic resonance of the active layer is achieved, creating a quasi-particle known as an exciton-polariton, or simply polariton. These quantum fluids of light are attracting interest due to their potential applications in optoelectronics, particularly in so-called polariton lasers. With this in mind, this thesis focuses on the study, using spectroscopic methods, of polariton laser structures based on gallium nitride (GaN) in the waveguide geometry, which presents interesting specificities compared to the deeply investigated vertical cavity geometry. The main results of this work are (i) the demonstration of a polariton laser operating continuously at low temperature (70 K). This laser exhibits an original mode of operation, resulting from the non-reciprocity between absorption and stimulated emission in the active layer. The significant gain allows for efficient operation on very short cavities, such as the 20 μm-long cavities used in this study. Furthermore, a pump length of only 15% of the cavity length is sufficient to achieve the laser effect, clearly distinguishing these polariton lasers from conventional semicon-ductor lasers that require pumping a large portion of the laser cavity with a homoge-neous active medium for gain to overcome losses ; (ii) the observation, by extending our study to T=150 K, of a transition in laser regime with a multimode character on a longer cavity of 60 μm. Modeling of the measured spectra leads to the conclusion that this emission is pulsed, thanks to the formation of cavity solitons through mode locking induced by the nonlinear interactions between polaritons ; (iii) preliminary electrical injection measurements in waveguides with doped injection layers, following the implementation of a new electroluminescence experimental setup independent of that of optical spectroscopy.

Mots clés en anglais :

Exciton-polariton, waveguide, GaN, quantum fluids, polariton laser, nonlinear, soliton, mode locking.