



HAL
open science

Manipulation optique de condensats de polaritons dans des microstructures semiconductrices

Felix Marsault

► **To cite this version:**

Felix Marsault. Manipulation optique de condensats de polaritons dans des microstructures semiconductrices. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 2016. Français. NNT: . tel-01531581v1

HAL Id: tel-01531581

<https://theses.hal.science/tel-01531581v1>

Submitted on 1 Jun 2017 (v1), last revised 2 Jun 2017 (v2)

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

Université Pierre et Marie Curie

École Doctorale : Physique et Chimie des Matériaux

Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies

**Manipulation optique de condensats de polaritons dans
des microstructures semiconductrices**

Par Félix Marsault

Thèse de doctorat de Physique

Dirigée par Jacqueline Bloch

Présentée et soutenue publiquement le 16 décembre 2016

Devant un jury composé de :

M. Maxime Richard, Directeur de recherche, Rapporteur

M. Thierry Guillet, Professeur, Rapporteur

M. Alberto Bramati, Professeur, Examineur

Mme. Angela Vasanelli, Professeur, Examineur

M. Michiel Wouters, Professeur, Examineur

M. Alberto Amo, Chargé de recherche, Invité

Mme. Jacqueline Bloch, Directrice de recherche, Directrice de thèse



Except where otherwise noted, this work is licensed under
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/>

Remerciements

Je souhaite remercier ici toutes les personnes qui ont contribué à ces trois années et demie de doctorat dans le groupe GOSS. Cette thèse aura été évidemment formatrice et j'en retiens énormément de bons moments, aussi bien solitaires qu'en groupe, devant une expérience qui marche enfin à force de travail ou bien lors du partage de nouvelles découvertes, de nouveaux concepts...

Je voudrais en premier lieu remercier Jacqueline et Alberto, qui m'ont accueilli dans cette super équipe et qui m'ont laissé une grande liberté et une grande autonomie. Merci Jacqueline pour ton expertise, ton honnêteté, ta clarté et ton optimisme communicatif. En cas de coup dur, je savais qu'il suffisait d'une discussion avec toi pour me remotiver et repartir plein d'énergie. Merci Alberto pour ton soutien, tes explications, ta disponibilité. En cas de pépin matériel, je savais que je pouvais toujours me tourner vers toi pour une solution. J'ai grâce à vous deux pu grandir et apprendre énormément de choses, aussi bien au plan scientifique qu'humain.

Je souhaitais aussi remercier particulièrement Hai-Son avec qui j'ai pu m'initier aux techniques expérimentales particulières des polaritons et qui m'a beaucoup appris sur la physique et les simulations. Merci à toute les jeunes de l'équipe Polaritons que j'ai pu croiser et qui ont toujours su apporter une bonne ambiance tout au long de ces trois ans : Vera et Dimitrii, qui ont tous les deux directement contribué au travail de cette thèse, Chris, Thibaut, Florent (merci beaucoup pour les discussions passionnantes sur le chemin du retour), Peristera, Marijana (thanks for the wonderful discussions in our small office, in english please), Saïd, Valentin, Philippe et Nicola. Je voudrais remercier aussi tout le groupe GOSS qui a évidemment beaucoup contribué à la bonne ambiance de travail et je me souviendrai particulièrement des journées GOSS chez Paul.

Merci enfin à toutes les personnes qui ont rendu ces expériences possibles. Merci à Aristide et Carma pour la croissance de nos microcavités exceptionnelles, merci à Isabelle et Luc pour la gravure de nos échantillons qui nous permettent d'être en avance sur la compétition. Merci au service informatique, au secrétariat et à la direction du LPN devenu C2N.

Je voudrais remercier ma famille et mes amis pour lesquels je n'ai pas été aussi présent que j'aurais voulu mais qui ont toujours été là dans les moments importants et qui m'ont donné beaucoup de force. Finalement, je voudrais remercier Audrey pour m'avoir porté dans cette épreuve, sans qui je ne sais pas si j'aurais pu aller au bout. Merci de m'avoir soutenu durant ces trois ans, j'espère que ça continuera encore longtemps.

Sommaire

Introduction	9
1 Introduction aux polaritons de microcavité	15
1.1 Microcavité	15
1.1.1 Cavité Fabry-Pérot	16
1.1.2 Miroirs interférentiels	18
1.2 Excitons de puits quantiques	20
1.2.1 Excitons de puits quantique	20
1.2.2 Interaction lumière matière	22
1.3 Polaritons de microcavité	23
1.3.1 Couplage fort exciton-photon	23
1.3.2 Description quantique des polaritons	25
1.3.3 Pseudo-spin des polaritons	27
1.3.4 Splitting TE-TM et champ magnétique effectif	28
1.4 Photoluminescence des polaritons	30
1.5 Condensation sous excitation non-résonante	31
1.5.1 Condensation	31
1.5.2 Interactions	34
1.5.3 Description en champ moyen : équation de Gross-Pitaevskii	35
1.5.4 Polarisation des condensats de polaritons	36
1.6 Fluide de polaritons sous excitation résonante	38
1.7 Structures de basse dimensionnalité	39
1.7.1 Potentiel de confinement excitonique	39
1.7.2 Potentiel de confinement photonique	40
1.7.3 Polaritons 1D	42
1.7.4 Polaritons 0D	44
I Cohérence du second ordre et polarisation	47
2 Statistique et dynamique de la polarisation des condensats de polaritons	49
2.1 Introduction	49
2.1.1 Théorie de la cohérence du second ordre	50
2.1.2 Phase globale : cohérence	51
2.2 Méthode expérimentale : mesure des fluctuations d'intensité	54
2.2.1 Montage expérimental	54

2.2.2	Description de la cavité	55
2.2.3	Mesures d'impulsions uniques avec une caméra Streak	55
2.3	Cohérence du second ordre des condensats de polaritons	57
2.3.1	Caractérisation de la cavité planaire	57
2.3.2	Caractérisation du micropilier	59
2.3.3	Dynamique de la cohérence du second ordre	60
2.3.4	Cohérence du second ordre en fonction de la densité d'excitation	62
2.4	Dynamique de la polarisation des condensats de polaritons	64
2.4.1	Phase relative : polarisation	64
2.4.2	Configuration à deux faisceaux : mesure simultanée des corrélations	66
2.4.3	Initialisation de la polarisation	67
2.4.4	Dynamique de la polarisation	69
2.5	Conclusion	75

II Dispositifs 77

3 Routeur à polariton 81

3.1	Introduction	81
3.2	Éléments du routeur à polariton	81
3.2.1	Fils modulés périodiquement	82
3.2.2	Diode tunnel résonante	83
3.2.3	Proposition théorique	85
3.3	Réalisation du routeur à polaritons	86
3.3.1	Caractérisation de la structure	86
3.3.2	Routeur à polariton	92
3.4	Conclusion	98

4 Dispositifs à polaritons : exploiter la non-linéarité $\chi^{(3)}$ 101

4.1	Introduction	101
4.2	Contrôle à distance de la bistabilité d'un résonateur 0D	102
4.2.1	Caractérisation du dispositif	102
4.2.2	Démonstration de la bistabilité	103
4.3	Mesure de la constante d'interaction	107
4.3.1	Caractérisation du temps de vie radiatif des polaritons et du temps tunnel	107
4.3.2	Extraction du nombre de polaritons	109
4.3.3	Calcul des interactions de polaritons g_{1D} et g_{0D} à partir de g_{exc}	110
4.4	Simulation analytique : théorie des modes couplés	111
4.4.1	Simulation numérique : équation de Gross-Pitaevskii 1D	113
4.4.2	Comparaison des mesures et des simulations	114
4.5	Non-linéarité dans les guides d'onde	116
4.5.1	Extraction des vecteurs d'onde $k_{i/t}$, des flux $\phi_{i/t}$ et du coefficient de transmission T	116
4.5.2	Non-linéarité du guide d'onde d'entrée	117

4.6	Porte logiques polaritoniques	119
4.7	Portes logiques photoniques	120
4.8	Portes logiques AND, OR et XOR : résultats préliminaires	120
4.8.1	Principes de fonctionnement	120
4.8.2	Caractérisation du dispositif	121
4.8.3	Démonstration expérimentale des portes logiques AND, OR et XOR	121
4.8.4	Porte logique AND	123
4.8.5	Porte logique OR	125
4.8.6	Porte logique XOR	126
4.8.7	Bilan de ces expériences préliminaires	126
4.9	Conclusion	126
 Conclusion et perspectives		129
 Annexe : Méthodes expérimentales		133
 Bibliographie		141

Introduction

L'étude de l'interaction lumière-matière a connu des développements spectaculaires dans la physique moderne et a fourni aux expérimentateurs de nombreux outils pour sonder et manipuler des systèmes physiques avec une précision inégalée. Un exemple remarquable provient de la physique des semiconducteurs, à la croisée entre la physique du solide et de l'optique. Dans les matériaux semiconducteurs, il est possible de confiner simultanément les photons et les électrons, ce qui en fait un système idéal pour l'étude de l'interaction lumière-matière. Les progrès de l'épitaxie par jets moléculaires permettent aujourd'hui de contrôler la croissance des structures semiconductrices à la monocouche atomique près. Il devient donc possible de confiner la fonction d'onde des électrons selon une (puits quantique), deux (fil quantique) ou trois (boîte quantique) dimensions. La lumière peut aussi être confinée dans des cavités de géométries diverses (cavité planaire, micropilier, microdisque, cristaux photoniques), permettant aux photons de se réfléchir des centaines de millions de fois à l'intérieur de la cavité avant de s'échapper.

Les électrons de puits quantiques présents dans la cavité peuvent interagir avec la lumière par absorption d'un photon pour être promus de la bande de valence à la bande de conduction du semiconducteur. L'excitation élémentaire du puits quantique, appelée exciton, correspond à la liaison par interaction coulombienne entre un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence. Si le couplage lumière-matière est suffisamment fort devant les pertes, l'émission de photons par les excitons peut devenir réversible, c'est à dire que le photon peut être réabsorbé et réémis plusieurs fois avant de quitter la cavité, subissant ainsi plusieurs oscillations dites de Rabi. Ce régime est connu sous le nom de couplage fort et a été observé pour la première fois pour un ensemble d'atomes dans une microcavité de grand facteur de qualité ($Q \sim 10^6$) [1, 2].

Le régime de couplage fort entre des excitons confinés dans un puits quantique et des photons confinés dans une microcavité a été observé par C. Weisbusch en 1992 [3]. Le spectre de réflectivité montre un anticroisement, signature de la formation d'états propres hybrides exciton-photon appelés polaritons de microcavité. Depuis cette découverte, la recherche sur les polaritons de microcavité a connu un développement rapide dû aux propriétés particulières de cette quasi-particule.

Peu après leur découverte, il a été en effet prédit qu'en deçà d'une densité critique les polaritons se comportent comme des bosons et, grâce à leur faible masse effective, sont des candidats idéaux pour l'étude d'effets bosoniques en matière condensée. Ces comportements bosoniques ont été mis en évidence au début des années 2000 par la génération

d'oscillations et d'amplification paramétriques sous excitation résonante [4–6]. En 1996, A. Imamoglu proposa l'existence d'un effet communément appelé laser à polariton ou condensation de polariton [7]. Lorsque la population d'un état particulier devient supérieure à 1, un effet de stimulation bosonique de la relaxation se met en place : la population de cet état augmente de façon exponentielle et cet état macroscopiquement occupé présente une cohérence spontanée. Les condensats de polaritons ont été depuis observés dans de nombreux matériaux semiconducteurs tels que CdTe [8], GaAs [9–11], GaN [12] et ZnO [13, 14].

La nature mixte lumière/matière des polaritons peut aussi être avantageuse pour l'implémentation de nouveaux dispositifs photoniques. Elle leur permet de se propager de manière balistique sur des distances macroscopiques (centaines de microns) à une vitesse de l'ordre d'un dixième de la vitesse de la lumière grâce à leur composante photonique [15]. Leur partie excitonique apporte une non-linéarité géante de type Kerr ($\chi^{(3)}$) [16, 17] qui est beaucoup plus grande que la non-linéarité de Kerr dans les semiconducteurs massifs [18]. Ainsi, l'énergie nécessaire à l'apparition d'effets non-linéaires dans un dispositif à polaritons promet d'être plus faible que n'importe quel autre système pour une surface donnée. Les polaritons de microcavité sont donc une plateforme intéressante pour la photonique intégrée où l'émission cohérente, le guidage optique et la non-linéarité peuvent être combinés sur une même puce [19].

Le confinement des polaritons dans des structures de basse dimensionnalité est également un outil puissant pour le contrôle et la manipulation des polaritons. Ces dernières années, de nombreuses expériences ont été menées au Laboratoire de Photonique et Nanostructure (LPN) sur l'étude des polaritons dans des microcavités gravées, grâce à une technique de nanofabrication à l'état de l'art. La condensation de polaritons 0D a été démontrée dans des micropiliers par D. Bajoni [11], de même que des effets non-linéaires dans des piliers uniques ou couplés par les travaux de L. Ferrier [20], M. Abbarchi [21] et S. Rodriguez [22, 23]. Les polaritons 1D ont été étudiés dans des fils simples par E. Wertz [24, 25], démontrant la condensation et la propagation cohérente de polaritons, et dans des fils de géométrie plus complexe par D. Tanese (modulation périodique et quasi-périodique [26, 27]), C. Sturm (interféromètre [28]) et H.S. Nguyen (diode tunnel résonante [29, 30]).

Ce travail de thèse porte sur l'étude expérimentale de microstructures de très grande qualité développées au LPN dans des géométries variées. Un premier volet plus fondamental présente l'étude de la statistique d'émission des condensats de polaritons ainsi que de la polarisation au moment de l'initialisation des condensats de polaritons. Le second volet plus applicatif est dédié à la démonstration de principe de plusieurs dispositifs à polaritons, prenant avantage de la forte non-linéarité des polaritons pour réaliser différentes fonctionnalités.

Ce manuscrit est organisé de la façon suivante :

Le chapitre 1 est une introduction générale à la physique des polaritons de microcavité. Nous décrivons les propriétés des microcavités semiconductrices et des excitons de puits quantiques, puis le couplage fort exciton-photon donnant naissance aux polaritons

de microcavité. Le pseudo-spin des polaritons lié à la polarisation de l'émission est ensuite introduit avant de distinguer deux types d'excitation possibles des polaritons.

L'excitation non-résonante nous permet d'aborder la condensation spontanée des polaritons, venant du caractère bosonique de ces quasi-particules, ainsi que leurs interactions avec le réservoir d'excitons. L'excitation résonante permet quant à elle de contrôler tous les paramètres d'un flux de polaritons (énergie, vecteur d'onde, densité et phase) et permet l'étude des propriétés de ces fluides quantiques telles que la superfluidité [31], les vortex [32, 33], les solitons [34–37], etc. Nous abordons enfin la physique des polaritons dans des structures de basse dimensionnalité grâce au confinement latéral de la composante photonique ou excitonique des polaritons. Les micropiliers et les microfils étudiés lors de cette thèse sont présentés.

Le chapitre 2 détaille l'étude expérimentale de la polarisation de l'émission de condensats de polaritons dans une microcavité planaire et un micropilier. La technique expérimentale récemment développée dans notre groupe par V. Sala et moi-même est présentée dans un premier temps. Elle permet de mesurer les corrélations temporelles du second ordre dans l'émission des polaritons en utilisant une caméra streak avec une résolution temporelle de 4 ps. Le script permettant de calculer la fonction $g^2(t, \tau)$ à partir des données brutes de la caméra a été amélioré afin d'inclure la mesure des corrélations temporelles croisées entre deux signaux. Nous étudions ensuite grâce à cette technique l'évolution de la cohérence de second ordre des polaritons avec l'augmentation de la densité d'excitation, notamment lors de la transition entre le régime linéaire et le condensat de polaritons.

L'étude comparative d'une cavité planaire et d'un micropilier avec une résolution temporelle de l'ordre du temps de vie des polaritons ne montre pas de différence qualitative dans le comportement de $g^2(t, \tau)$. Nous observons une statistique compatible avec une émission thermique pour une basse puissance d'excitation et une statistique cohérente avec $g^2(t, \tau = 0) \simeq 1$ à haute puissance. La statistique cohérente n'est pas affectée par le passage en couplage faible lors de la transition entre condensat et laser conventionnel. Nos mesures ne montrent pas de rôle prépondérant des interactions entre polaritons dans les corrélations d'intensité des condensats, contrairement à certaines prédictions théoriques [38–40].

Dans une seconde partie, nous étudions la dynamique des corrélations temporelles d'intensité en fonction de la polarisation de l'émission, afin de comprendre les mécanismes conduisant à l'établissement de la polarisation lors de la formation d'un condensat de polaritons. Nous montrons que la polarisation initiale peut être aussi bien linéaire que circulaire mais qu'une polarisation linéaire est favorisée avec une direction déterminée par les axes du cristal. Au bout d'un certain temps de relaxation, la polarisation se fixe le long de cet axe de façon à minimiser l'énergie du système, aussi bien dans la cavité planaire que dans le micropilier. Au cours de cette relaxation, la différence entre la polarisation initiale et l'axe de polarisation des états propres du système induit une précession de la polarisation, appelée précession de Larmor, que nous mettons en évidence dans les mesures de corrélations entre polarisations croisées. Comme l'énergie d'interaction est plus importante dans le micropilier que dans la cavité planaire, nous observons une précession autour d'un axe de polarisation légèrement elliptique et dépendant du temps.

Nous contribuons par ce travail à une meilleure compréhension de la cohérence de second ordre et de l'initialisation de la polarisation des lasers à polaritons de microcavité.

Ces résultats ont été publiés en 2016 dans PRB [41].

Les chapitres 3 et 4 sont consacrés à l'étude expérimentale de dispositifs exploitant les propriétés non-linéaires des polaritons. Le chapitre 3 décrit l'implémentation d'un routeur à polaritons commandé optiquement, permettant de choisir le port de sortie d'un flux de polaritons créé par excitation non-résonante. La conception de ce dispositif proposé par H. Flayac [42] s'appuie sur deux structures précédemment étudiées : les fils modulés périodiquement réalisés par D. Tanese [26], permettant de modifier la structure de bande des polaritons et d'ouvrir des bandes interdites déterminées par les paramètres géométriques de la structure, et la diode tunnel résonante réalisée par H.S. Nguyen [29], démontrant la transmission résonante d'un flux de polaritons à travers une double barrière de potentiel.

Notre dispositif consiste en un micropilier circulaire (résonateur) couplé par des barrières tunnel à deux fils modulés périodiquement. Les deux fils ont une période différente de telle sorte que leurs bandes interdites soient décalées en énergie. Par une excitation non-résonante, nous injectons des polaritons dans le résonateur qui se propagent dans l'un et/ou l'autre fil par transmission tunnel à travers les barrières de potentiel. Grâce aux interactions avec le réservoir excitonique, nous pouvons contrôler l'énergie de l'état du résonateur et moduler la valeur de la transmission tunnel vers les fils.

Dans une seconde expérience, nous utilisons un laser impulsionnel pour injecter des polaritons dans le résonateur. Grâce à un deuxième faisceau non-résonant et de faible intensité, nous pouvons ajuster l'énergie du mode du résonateur et transférer les polaritons dans l'un ou l'autre des fils de façon contrôlée.

Nous démontrons donc un routeur à polaritons commandé optiquement permettant de choisir le port de sortie d'un flux de polaritons. Ces résultats ont été publiés en 2015 dans APL [43] et repris récemment dans un article de revue publié dans Nature Materials [19].

Le chapitre 4 présente l'implémentation de dispositifs en exploitant la non-linéarité due aux interactions entre polaritons. Nous présentons un dispositif constitué d'un micropilier (résonateur) couplé à deux fils simples par une barrière tunnel. À l'aide d'une excitation résonante, nous injectons un flux de polaritons dans l'un des fils, dirigé vers le résonateur, et nous mesurons l'émission des polaritons le long de la structure. En variant continûment la puissance d'excitation, nous observons un comportement bistable de l'état du résonateur, propriété de base d'une mémoire optique. Un saut d'intensité de l'état OFF à l'état ON est observé à la puissance de seuil P_2 , puis un saut de l'état ON à l'état OFF à la puissance $P_1 < P_2$. La courbe d'hystérésis mesurée est fortement dépendante du désaccord entre l'énergie du laser d'excitation et de l'état du résonateur.

La calibration du nombre de polaritons présents dans le système nous a permis d'effectuer une simulation pertinente de notre dispositif par deux méthodes différentes : en utilisant la théorie des modes couplés, qui a l'avantage d'être analytique, et par la résolution numérique de l'équation de Gross-Pitaevskii. Ces deux méthodes donnent des résultats compatibles et nous permettent d'obtenir une estimation de la valeur de la constante d'interaction entre polaritons dans notre système. Nous remarquons enfin une différence subtile entre les deux simulations provenant de la prise en compte des interactions polariton-polariton dans le fil 1D pour la seconde méthode. Une énergie d'interaction non négligeable dans le guide d'onde d'entrée est présente et diminue l'énergie cinétique des polaritons, ce

qui peut nuire à l'efficacité énergétique du dispositif.

Nous nous appuyons ensuite sur le principe de ce dernier dispositif pour réaliser des portes logiques AND, OR et XOR. Les résultats préliminaires confirmant la démarche implémentée sont présentés ici. Un troisième fil est ajouté au dispositif précédent, couplé par une barrière tunnel au résonateur, ce qui nous donne deux fils d'entrée et un fil de sortie. Le saut d'intensité abrupt mesuré à la puissance P_2 dans l'expérience précédente est mis à profit en appliquant dans les deux fils d'entrée une puissance telle que leur somme est supérieure à P_2 . Nous obtenons alors dans le fil de sortie une émission correspondant à l'état OFF si seul l'un des deux fils est excité et à l'état ON si les deux fils sont excités simultanément, ce qui constitue une porte AND optique.

En considérant la phase d'injection comme un degré de liberté supplémentaire de notre système, nous pouvons choisir la relation de phase entre les flux de polaritons de chaque fil à leur rencontre dans le résonateur. En choisissant d'exciter le résonateur en phase ou en opposition de phase, nous pouvons réaliser les portes OR et XOR dans notre structure. Nous avons donc conçu une structure modulable pouvant effectuer différents types d'opérations logiques suivant le schéma d'excitation choisi. Des expériences préliminaires de démonstration de principe de ces portes logiques sont présentées, confirmant la possibilité d'utiliser cette géométrie de dispositif pour réaliser des portes optiques.

Chapitre 1

Introduction aux polaritons de microcavité

Dans cette première section, nous présentons une introduction aux polaritons de microcavité, quasi-particules issues du couplage fort exciton-photon. Nous décrivons ses deux éléments constitutifs : le photon confiné dans une microcavité et l'exciton confiné dans un puits quantique. Nous illustrons ensuite le concept de couplage fort et les états propres de ce système appelés polaritons. Leurs principales caractéristiques seront décrites et nous nous concentrerons en particulier sur leur nature bosonique et les propriétés de leurs interactions.

1.1 Microcavité

Dans cette section, nous décrivons le confinement d'un photon dans une cavité de taille micrométrique. Une telle cavité doit posséder d'une part un faible volume effectif, afin d'avoir un champ électrique important créé par chaque photon, et d'autre part un long temps de vie des photons, minimisant les pertes dues au couplage aux modes de l'espace libre. Cette dernière condition impose l'utilisation de miroirs de haute réflectivité dans le domaine spectral d'émission qui nous intéresse (infrarouge). Les miroirs métalliques ne sont pas adaptés à cause du fort coefficient d'absorption des métaux dans le domaine de l'infrarouge, ce qui conduit à une réflectivité inférieure à 95%.

Au contraire, les miroirs interférentiels à base de semiconducteurs ont de nombreux avantages : ils peuvent être fabriqués par croissance épitaxiale avec le même procédé utilisé pour les puits quantiques et leurs pertes par absorption sont très faibles, permettant d'atteindre des réflectivités proches de 100%.

Pour expliquer le principe et les paramètres essentiels d'une cavité à miroirs de Bragg, nous discuterons d'abord le cas modèle d'une cavité Fabry-Perot. Nous détaillerons ensuite le phénomène d'interférences sur lequel les miroirs de Bragg sont basés et nous finirons par la description d'une microcavité à semiconducteurs.

1.1.1 Cavité Fabry-Pérot

La Fig. 1.1(a) montre le schéma d'une cavité Fabry-Perot. Elle comprend deux miroirs parallèles de réflectivités r_1, r_2 et de transmissions t_1, t_2 .

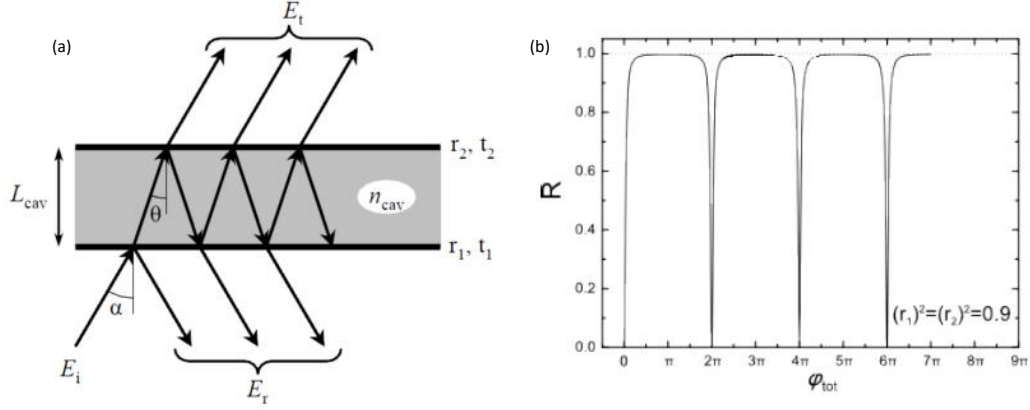


FIGURE 1.1 – (a) Schéma d'une cavité Fabry-Perot. (b) Réflectivité d'une cavité Fabry-Perot en fonction du déphasage ϕ_{tot} correspondant à un aller-retour dans la cavité.

Ils sont séparés par un milieu d'indice n_{cav} et d'épaisseur L_{cav} . Nous supposons que r_1, r_2, t_1 et t_2 sont des nombres complexes et $n_{cav} > n_{air}$. Nous considérons ensuite une onde plane monochromatique incidente à la surface de la cavité avec un angle α . La partie transmise par le premier miroir de cette onde est réfléchi un grand nombre de fois sur chaque miroir. La loi de Snell-Descartes détermine l'angle de propagation dans la cavité : $n_{air} \sin(\alpha) = n_{cav} \sin(\theta) \Rightarrow \theta = \arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_{cav}} \sin(\alpha)\right)$.

Nous prenons l'onde incidente avec une polarisation transverse (TE), ce qui signifie que le champ électrique est perpendiculaire au plan de la Fig. 1.1(a). Lors de la traversée de la cavité, l'onde est déphasée d'une valeur : $\phi = 2\pi(n_{cav}L_{cav} \cos(\theta))/\lambda$. L'onde transmise sera la somme de toutes les ondes réfléchies et transmises par les miroirs. Nous décrivons le champ électrique incident par la variable complexe E_i et celui transmis par E_t , nous pouvons alors écrire :

$$E_t = E_i t_1 e^{i\phi} t_2 + E_i t_1 e^{i\phi} (r_2 e^{i\phi} r_1 e^{i\phi}) t_2 \dots E_i t_1 e^{i\phi} (r_2 e^{i\phi} r_1 e^{i\phi})^n t_2 + \dots \quad (1.1)$$

$$\Rightarrow E_t = E_i t_1 t_2 e^{i\phi} \left(\frac{1}{1 - r_1 r_2 e^{2i\phi}} \right) \quad (1.2)$$

Nous notons $\phi_{tot} = 2\phi$ le déphasage induit lors d'un aller retour dans la cavité et la transmission T et la réflectivité R sont données par :

$$T = \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = \frac{(t_1 t_2)^2}{1 + (r_1 r_2)^2 - 2r_1 r_2 \cos(\phi_{tot})} ; R = 1 - T \quad (1.3)$$

$$\phi_{tot} = 2\phi = 2 \frac{E}{\hbar c} n_{cav} L_{cav} \cos(\theta) \quad (1.4)$$

La Fig. 1.1(b) montre la valeur de R en fonction de ϕ_{tot} . Pour les valeurs de ϕ_{tot} multiples de 2π ($\phi_{tot} = 2\pi p$, p étant un nombre entier), un phénomène d'interférences destructives entraîne une forte réduction de la réflectivité. Chaque valeur de p décrit un mode de cavité particulier. Dans le cas simplifié d'une incidence normale, les modes sont donnés par la relation $n_{cav}L_{cav} = p\lambda/2$. Pour $p = 1$, nous obtenons une cavité $\lambda/2$, la plus petite cavité pour une résonance donnée.

Nous pouvons généraliser notre approche en considérant que chaque réflexion sur un miroir introduit un déphasage ϕ_i . Le coefficient de réflectivité devient alors complexe par multiplication par un facteur de phase $r \rightarrow re^{i\phi}$, où la phase ϕ dépend de l'énergie. Dans ce cas, la condition de résonance s'écrit :

$$\phi_{tot}(E) = 2\phi(E) + \phi_1(E) + \phi_2(E) = 2\pi p \quad (1.5)$$

Nous reviendrons à ces équations dans la suite pour décrire les miroirs interférentiels.

En incidence normale, nous pouvons définir l'écart entre deux modes ΔE , nommé intervalle spectral libre, et la largeur de raie à mi-hauteur γ_c , respectivement donnés par :

$$\Delta E = \frac{\pi\hbar c}{L_{cav}n_{cav}} \quad (1.6)$$

$$\gamma_c = \frac{\hbar c}{L_{cav}n_{cav}} \frac{1 - r_1r_2}{\sqrt{r_1r_2}} \quad (1.7)$$

Deux quantités sont particulièrement utiles pour caractériser la qualité optique de la cavité : la finesse \mathcal{F} et le facteur de qualité \mathcal{Q} .

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta E}{\gamma_c} = \pi \frac{\sqrt{r_1r_2}}{1 - r_1r_2} \quad (1.8)$$

$$\mathcal{Q} = \frac{E}{\gamma_c} = p\mathcal{F} = p\pi \frac{\sqrt{r_1r_2}}{1 - r_1r_2} \quad (1.9)$$

La finesse \mathcal{F} correspond au nombre de réflexions qu'un photon peut réaliser avant de s'échapper de la cavité. Celui-ci restera confiné dans la cavité pendant un temps caractéristique donné par $\frac{\hbar\mathcal{Q}}{E}$. La finesse de la cavité dépend seulement des propriétés des miroirs alors que le facteur de qualité dépend également de l'ordre du mode de cavité considéré.

Considérons maintenant une onde plane avec un angle d'incidence $\alpha \neq 0$ possédant un vecteur d'onde $\vec{k} = \vec{k}_{\parallel} + \vec{k}_z$ qui vérifie : $\vec{k}_{\parallel}^2 + \vec{k}_z^2 = (2\pi n_{cav}/\lambda)^2$, où z est la direction perpendiculaire au plan de la cavité. En passant de l'extérieur de la cavité (n_{air}) à l'intérieur (n_{cav}), la composante parallèle \vec{k}_{\parallel} du vecteur d'onde reste constante alors que \vec{k}_z évolue. Nous savons que $k_{cav} = n_{cav}k_{air} = n_{cav}E/\hbar c$, la condition de résonance pour le mode p ($\phi_{tot} = 2\pi p$) nous donne alors :

$$k_z^{cav} \cdot L_{cav} = p\pi \quad (1.10)$$

$$\sqrt{\left(\frac{n_{cav}E}{\hbar c}\right)^2 - k_{\parallel}^2} = \frac{p\pi}{L_{cav}} \quad (1.11)$$

Nous obtenons donc la relation de dispersion des modes optiques :

$$E_p(k_{\parallel}) = \hbar c \sqrt{\left(\frac{p\pi}{L_{cav}n_{cav}}\right)^2 + k_{\parallel}^2} \quad (1.12)$$

Cette relation peut être approximée par une parabole pour de petites valeurs de k_{\parallel} et nous pouvons alors définir une masse effective m_{ph} pour les photons dans la cavité :

$$E_p(k_{\parallel}) = \frac{\hbar c p \pi}{L_{cav} n_{cav}} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{ph}} \quad (1.13)$$

avec $m_{ph} = \frac{\hbar p \pi}{c L_{cav} n_{cav}}$. Le mouvement dans le plan des photons est donc décrit par une masse effective due au confinement vertical.

1.1.2 Miroirs interférentiels

Un miroir interférentiel (ou miroir de Bragg) est réalisé en empilant alternativement des couches diélectriques de deux matériaux d'indices de réfraction différents (n_1, n_2) et d'épaisseurs différentes (L_1, L_2). Pour que la réflectivité du miroir soit maximale à la longueur d'onde λ_{Bragg} , l'épaisseur des couches L_i doit être de telle sorte que $n_1 L_1 = n_2 L_2 = \frac{\lambda_{Bragg}}{4}$. Cette structure se comporte comme un miroir de haute réflectivité sur une plage spectrale autour de λ_{Bragg} appelée bande interdite.

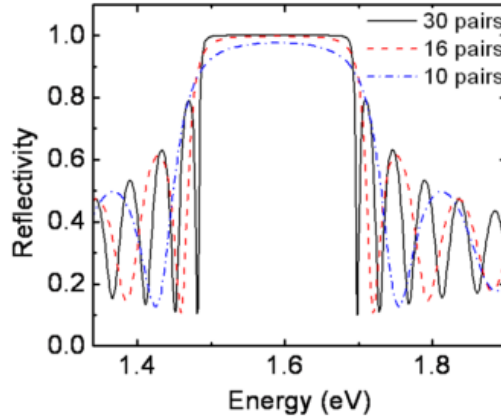


FIGURE 1.2 – Réflectivité d'un miroir interférentiel constitué d'un empilement de couches de GaAs et d'AlAs et dessiné à la longueur d'onde $\lambda_{Bragg} = 780$ nm avec $n_1 = n_{AlAs} = 2,96$ et $n_2 = n_{GaAs} = 3,54$.

La méthode des matrices de transfert permet de calculer la réponse optique d'un tel miroir [44] et la Fig. 1.2 montre la réflectivité calculée pour un miroir constitué de N paires de couches. Nous remarquons que l'augmentation du nombre de paires augmente la réflectivité dans la bande interdite. Pour un grand nombre de paires et en prenant $n_1 < n_2$, la réflectivité au centre de la bande interdite en incidence normale est donnée par [44] :

$$R \approx 1 - 4 \frac{n_{ext}}{n_{sub}} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N} \quad (1.14)$$

où n_{ext} et n_{sub} sont les indices de réfraction du milieu extérieur (arrivée de l'onde plane) et du substrat (GaAs dans notre cas), respectivement.

Au contraire des miroirs métalliques, le champ électrique pénètre à l'intérieur des miroirs interférentiels. Il est possible de les modéliser par des miroirs sans épaisseur en modifiant la phase à la réflexion, qui dépend alors de l'énergie E de l'onde incidente :

$$\phi(E) = \frac{n_{sub} L_{Bragg}}{\hbar c} (E - E_{Bragg}) \quad (1.15)$$

où L_{Bragg} est la longueur de pénétration du champ électrique à l'intérieur du miroir, donnée par :

$$L_{Bragg} = \frac{\lambda}{2} \frac{n_1 n_2}{n_{sub}(n_1 - n_2)} \quad (1.16)$$

Nous considérons maintenant une microcavité constituée de deux miroirs interférentiels entourant une couche d'épaisseur L_{cav} et d'indice n_{cav} . Un exemple typique de spectre de réflectivité calculé pour une telle structure est montré sur la Fig. 1.3(a). Nous obtenons une cavité Fabry-Perot dans la gamme d'énergie de la bande interdite des miroirs. Un creux de réflectivité apparaît à l'intérieur de la bande interdite, définissant le mode de cavité. Lorsque le nombre de paires augmente, la largeur de raie de ce mode diminue et le facteur de qualité Q devient très élevé.

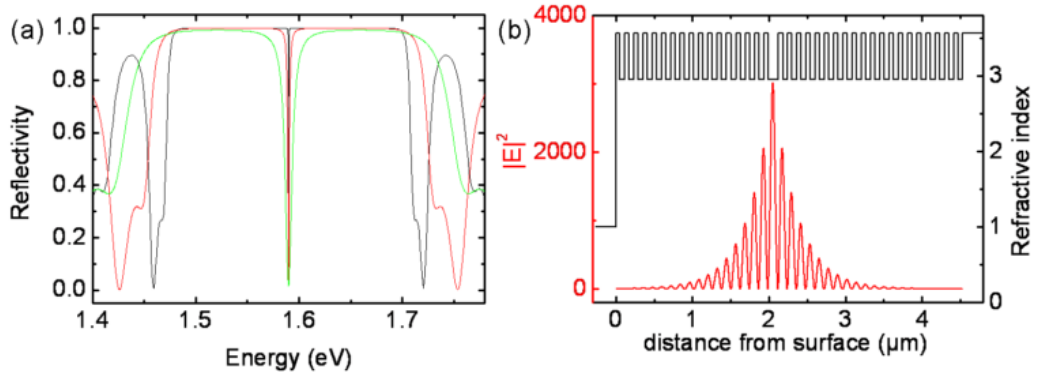


FIGURE 1.3 – (a) Réflectivité en incidence normale d'une microcavité entourée de deux miroirs interférentiels dessinés à la longueur d'onde $\lambda_{Bragg} = 780$ nm, pour différents nombres de paires dans les miroirs : 10 paires (vert), 16 paires (rouge) et 30 paires (noir). (b) Distribution spatiale du module au carré du champ électrique de l'onde stationnaire pour la longueur d'onde du mode de cavité dans une cavité $\lambda/2$

Le champ électrique à l'intérieur de la cavité peut aussi être calculé par la méthode des matrices de transfert. Le résultat est montré sur la Fig. 1.3(b) pour une onde en incidence normale et d'amplitude 1 à la longueur d'onde de résonance. Le confinement dans la cavité entraîne une forte augmentation de l'amplitude du champ par rapport à sa valeur à l'extérieur. Une onde stationnaire s'établit et le mode de cavité présente un seul ventre principal au centre de la structure pour notre choix de cavité $\lambda/2$ dans le matériau d'indice faible. Le champ décroît exponentiellement à l'intérieur des miroirs. L'onde n'est pas totalement réfléchi à l'interface cavité/miroir mais pénètre à l'intérieur des miroirs sur une distance L_{Bragg} nécessaire à l'établissement des interférences destructives.

1.2 Excitons de puits quantiques

Les matériaux semiconducteurs sont caractérisés par une bande d'énergie interdite entre la bande occupée de plus haute énergie (bande de valence) et la bande non occupée de plus basse énergie (bande de conduction). L'état fondamental du système correspond alors à une bande de valence pleine et une bande de conduction vide.

Dans les semiconducteurs, la largeur de la bande interdite est suffisamment faible pour qu'un électron de la bande de valence puisse être excité vers la bande de conduction par excitation optique. La bande de valence possède alors une charge manquante, décrite comme une quasi-particule de charge $+e$, appelée trou. L'excitation du semiconducteur correspond donc à la création d'une paire électron-trou. Dans cette section, nous décrivons le premier état excité en prenant en compte l'interaction de Coulomb entre l'électron et le trou. Cet état est décrit par un état lié de la paire appelé exciton [45].

1.2.1 Excitons de puits quantique

Dans un matériau semiconducteur, chaque bande peut être approximativement représentée par une parabole autour de $k = 0$. Les électrons de valence et de conduction sont considérés comme des particules libres possédant une masse effective liée à la courbure de cette parabole. Pour un semiconducteur à gap direct, nous considérons des bandes de conduction et de valence séparées par une bande interdite E_g avec une structure de bande décrite par les relations de dispersion suivantes :

$$E_c(\vec{k}) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (1.17)$$

$$E_v(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_t^*} \quad (1.18)$$

où m_e^* et m_t^* représentent respectivement la masse effective d'un électron dans la bande de conduction et d'un trou dans la bande de valence.

Les électrons et les trous peuvent se propager dans le matériau. Leur fonction d'onde est décrite par une fonction de Bloch :

$$\phi_e(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_e(\vec{r}) ; \quad \phi_t(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_t(\vec{r}) \quad (1.19)$$

Les fonctions u_e et u_t sont périodiques sur le réseau cristallin.

Lors d'une excitation optique, un électron de la bande de valence peut être promu dans la bande de conduction grâce à l'absorption d'un photon d'énergie $\hbar\omega > E_g$, laissant un trou dans la bande de valence. La conservation de l'énergie et de l'impulsion lors du processus d'absorption impose que l'électron et le trou ait une impulsion opposée, l'impulsion du photon pouvant être négligée. L'excitation optique avec une énergie $\hbar\omega < E_g$ montre des résonances discrètes situées dans la bande interdite, dues à l'existence d'états liés de la paire électron-trou. Ces états sont dus à l'interaction coulombienne entre l'électron et le trou et sont appelés excitons.

Dans notre cas, les excitons sont confinés dans un puits quantique, formé par une couche de semiconducteur de largeur L (typiquement quelques nm) entre deux couches de

semiconducteur à plus grande bande interdite. Le profil de potentiel correspondant selon la direction de croissance est représenté schématiquement sur la Fig. 1.4.

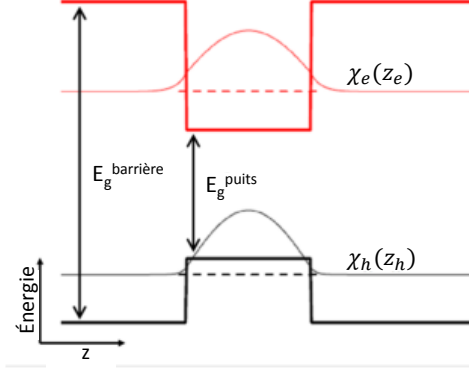


FIGURE 1.4 – Schéma d'un puits quantique de GaAs dans une barrière d'AlAs. Les lignes tiretées représentent les énergies des états confinés des électrons et des trous.

Dans ce type de structures, les électrons et les trous sont confinés dans le plan x-y par une barrière de potentiel V_e (respectivement V_t) et les états quantiques du système sont régis par l'hamiltonien suivant :

$$\mathcal{H} = E_g + \frac{p_e^2}{2m_e^*} + \frac{p_t^2}{2m_t^*} - \frac{e^2}{\kappa|\vec{r}_e - \vec{r}_t|} + V_e H(z_e^2 - \frac{L^2}{4}) + V_t H(z_t^2 - \frac{L^2}{4}) \quad (1.20)$$

où \vec{r}_e et \vec{p}_e (respectivement \vec{r}_t et \vec{p}_t) représentent la position et l'impulsion de l'électron (respectivement du trou). κ est la constante diélectrique et tient compte de l'écrantage de l'interaction coulombienne par les autres électrons. $H(z)$ est la fonction de Heaviside. La fonction d'onde de l'exciton peut alors se mettre sous la forme :

$$\Psi_{\vec{K}_{\parallel}}(\vec{r}_e, \vec{r}_t) = u_e^*(\vec{r}_e) u_t(\vec{r}_t) \psi_{\vec{K}_{\parallel}}(\vec{\rho}, z_e, z_h, \vec{R}) \quad (1.21)$$

où $\psi_{\vec{K}}(\vec{\rho}, z_e, z_h, \vec{R})$ est la fonction enveloppe et les vecteurs $\vec{\rho} = \vec{r}_{e\parallel} - \vec{r}_{t\parallel}$ et $\vec{R} = \frac{m_e^* \vec{r}_{e\parallel} - m_t^* \vec{r}_{t\parallel}}{m_e^* + m_t^*}$ représentent respectivement le mouvement relatif de l'électron et du trou et le mouvement du centre de masse de l'exciton. $\vec{K}_{\parallel} = \vec{K}_{e\parallel} + \vec{K}_{t\parallel}$ est le vecteur d'onde dans le plan du centre de masse de l'exciton.

Un état propre de l'hamiltonien de l'équation (1.20) est décrit par la fonction enveloppe suivante :

$$\Psi_{\vec{K}_{\parallel}}(\vec{r}_e, \vec{r}_t) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\vec{K}_{\parallel} \cdot \vec{R}_{\parallel}} \chi_e(z_e) \chi_t(z_t) \phi(\vec{\rho}) \quad (1.22)$$

où S est la surface du cristal, $\chi_e(z_e)$ et $\chi_t(z_t)$ sont les solutions de l'équation de Schrödinger pour les électrons et les trous dans un puits de potentiel rectangulaire et $\phi(\vec{\rho})$ est solution d'un hamiltonien hydrogénoïde.

Les énergies propres sont alors données par :

$$E_n^X(\vec{K}_{\parallel}) = E_g + E_e + E_t + \frac{\hbar^2 \vec{K}_{\parallel}^2}{2(m_e^* + m_t^*)} - \frac{Ry}{(n - 1/2)^2} \quad (1.23)$$

où Ry est la constante de Rydberg, E_e (E_t) est l'énergie de confinement de l'électron (du trou) et $E_g + E_e + E_t$ représente l'énergie du gap du puits quantique en négligeant l'interaction coulombienne entre l'électron et le trou. Le rayon de Bohr effectif de l'exciton dans un puits quantique est donné par la relation : $a_B^* = \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2\mu e^2}$, où μ est la masse effective de l'exciton. Dans le GaAs, le rayon de Bohr est de l'ordre de 5 nm. Le confinement par le puits quantique augmente le recouvrement entre les fonctions d'onde de l'électron et du trou par rapport au semiconducteur massif, ce qui augmente l'énergie de liaison de l'exciton ($E_b \sim 5$ meV) [46]. L'exciton, composé de deux particules fermioniques, obéit à une statistique bosonique à faible densité. En effet, la création d'un exciton résulte en une faible occupation de chaque état fermionique de paires électron-trou, ce qui implique qu'un grand nombre d'excitons peut être créé sans que le principe d'exclusion de Pauli ne soit violé. Néanmoins, lorsque la densité d'excitons dans le système est fortement augmentée, nous devons prendre en compte l'écrantage des interactions coulombiennes et l'occupation importante de l'espace des phases. Ces deux effets entraînent la destruction de l'état excitonique et conduit à la génération d'un plasma de paires électron-trou [47, 48].

La densité correspondant à cette transition peut être estimée par le calcul du commutateur de \hat{B}_k et \hat{B}_k^\dagger , représentant l'annihilation d'un exciton [47, 48]. Sa valeur moyenne peut être approximée en fonction de la densité d'excitons n : $\langle [\hat{B}_k, \hat{B}_k^\dagger] \rangle = 1 - O(n \cdot (a_B^*)^2)$. Cette relation permet d'estimer l'ordre de grandeur de la densité $n_{sat} \sim 1/(a_B^*)^2$, à partir de laquelle le comportement de l'exciton n'est plus bosonique. La valeur précise de cette quantité ne fait cependant pas encore consensus au sein de la communauté [49, 50]. Cette limite est appelée densité de Mott et correspond approximativement à 10^{11} excitons par centimètres carrés [51, 52] pour des puits quantiques de GaAs.

1.2.2 Interaction lumière matière

Nous avons déjà évoqué le fait qu'un exciton peut être créé par l'absorption d'un photon. Il peut aussi se désexciter en émettant un photon lors de la recombinaison de l'électron et du trou. Nous décrivons ici le couplage des excitons au champ électromagnétique et nous introduisons plusieurs règles de sélection qui doivent être respectées.

La force d'oscillateur f est proportionnelle à la probabilité d'absorption d'un photon par un électron de masse m_0 lors de la traversée du puits quantique. Pour une différence d'énergie E entre deux niveaux électroniques $|i\rangle$ et $|f\rangle$, la force d'oscillateur f pour un champ polarisé $\vec{\varepsilon}$ s'écrit [53] :

$$f = \frac{2}{m_0 E} |\langle f | \vec{\varepsilon} \cdot \sum_k \vec{p}_k | i \rangle|^2 \quad (1.24)$$

Dans le cas d'un exciton de puits quantique, la force d'oscillateur f_{osc} de l'exciton par unité de surface s'écrit [53] :

$$\frac{f_{osc}}{S} = \frac{2}{m_0 E} |\phi(0)|^2 |\langle u_e | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | u_t \rangle|^2 \left| \int \chi_t(z) \chi_e^*(z) dz \right|^2 \quad (1.25)$$

où $\langle u_e | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | u_t \rangle$ est un élément de matrice de Kane caractéristique du matériau, $\phi(0)$ est la transformée de Fourier en k de la fonction enveloppe de l'exciton et sa forme très

piquée en 0 selon k nous permet d'effectuer l'approximation $\phi(k) \simeq \phi(k=0)$. Le terme $|\int \chi_t(z)\chi_e^*(z)dz|$ correspond au recouvrement des fonctions enveloppes de l'électron $\chi_e^*(z)$ et du trou $\chi_t^*(z)$. La conservation du moment cinétique, du vecteur d'onde et de l'énergie lors de l'émission ou de l'absorption d'un photon par un exciton définissent un ensemble de règles de sélection.

Le moment cinétique total des excitons peut prendre comme valeur $J = 1$ ou $J = 2$, donné par les moments cinétiques des électrons ($\pm 1/2$) et des trous ($\pm 3/2$). En revanche, les photons possèdent un moment cinétique total $J = 1$. Comme le couplage lumière matière conserve le moment cinétique, seuls les excitons $J = 1$ sont couplés au champ électromagnétique. Les excitons $J = 2$ non couplés sont appelés états noirs [45].

Le vecteur d'onde dans le plan est aussi conservé lors de la transition optique. L'exciton de vecteur d'onde \vec{K} ne peut se coupler qu'avec des photons possédant un vecteur d'onde dans le plan identique. Toutes les valeurs de \vec{K}_z sont cependant autorisées et l'état $|\vec{K}_\parallel\rangle$ de l'exciton est donc couplé à un continuum d'états photoniques le long de \vec{K}_z . De plus, la dispersion en énergie des excitons $E^X(\vec{K}_\parallel)$ impose une limite à leur vecteur d'onde dans le plan \vec{K}_\parallel . En effet, l'énergie d'un photon qui se propage dans le matériau du puits d'indice n est $\frac{\hbar ck}{n}$. Si $K_\parallel > k_{rad}$, où k_{rad} satisfait $\frac{\hbar ck_{rad}}{n} = E^X(K_\parallel = 0) + \frac{\hbar^2 \vec{k}_{rad}^2}{2M}$, l'énergie de ces excitons ne peut être conservée lors de la transition optique. Cette transition leur est donc interdite et ces excitons sont des états non radiants.

1.3 Polaritons de microcavité

Les deux précédentes sections nous ont permis d'explicitier les deux éléments à l'origine des polaritons de microcavité. Le rôle des puits quantiques sur les excitons et de la microcavité sur les photons est analogue. L'invariance par translation est dans les deux cas brisée le long de l'axe z , ce qui impose un confinement discrétisant les niveaux d'énergie excitoniques et photoniques. Nous voulons maintenant aborder le cas d'un mode de cavité résonant avec la transition excitonique. L'interaction entre photons et excitons est fortement amplifiée par le confinement. Pour une valeur d'interaction suffisamment importante, le système atteint le régime de couplage fort, ce qui change dramatiquement ses propriétés. Dans ce régime, les états propres du système sont des états mixtes exciton-photon appelés polaritons de microcavité.

1.3.1 Couplage fort exciton-photon

Un système à plus de deux niveaux peut être excité dans un état de plus haute énergie et se désexciter par émission d'un photon. Les propriétés de cette émission sont cependant fortement influencées par son environnement. Deux régimes d'émission différents sont distingués [54] :

Couplage faible :

Pour un puits quantique dans un semiconducteur massif, le mode excitonique est couplé à un continuum d'états photoniques. Le photon émis par un exciton a donc une probabilité négligeable d'être réabsorbé par le système (processus irréversible) et la probabilité de

retrouver notre système dans l'état initial après un temps t décroît exponentiellement. Ce régime est aussi appelé perturbatif car le champ électromagnétique apparaît dans l'hamiltonien comme un terme perturbatif $w \propto \vec{p} \cdot \vec{A}$ et le développement au premier ordre donne le taux d'émission spontanée (règle d'or de Fermi) :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi_0 | w | \Psi_1 \rangle|^2 \rho(E_{ph}) \quad (1.26)$$

où $\rho(E_{ph})$ est la densité d'état des photons et $|\Psi_0\rangle$ ($|\Psi_1\rangle$) est l'état fondamental (excité).

Il est cependant possible de créer les conditions expérimentales nécessaires pour obtenir un processus réversible.

Couplage fort :

Dans le cas d'un puits quantique en cavité, le mode excitonique n'est couplé significativement qu'avec le mode photonique de la cavité, ce qui conduit à un couplage entre deux états discrets. Aussi appelé régime non perturbatif, le photon émis a dans ce cas de fortes chances d'exciter à nouveau le système et de revenir à l'état initial. La probabilité de retrouver le système dans l'état initial ne décroît plus exponentiellement et l'excitation oscille continûment entre l'exciton et le mode de cavité, décrivant des oscillations de Rabi. Dans ce régime, les états propres du système sont les états mixtes exciton-photon appelés polaritons. Dans le domaine spectral, les oscillations de Rabi sont révélées par une séparation en énergie Ω_R , appelée dédoublement de Rabi, et par l'anti-croisement observé entre les états couplés.

Les polaritons constituent un système intrinsèquement hors-équilibre. En effet, le temps de vie des polaritons est de l'ordre de la dizaine de ps, limité par le temps de vie des photons à l'intérieur de la cavité. Les photons s'échappent donc en permanence de la cavité, ce qui nous oblige à exciter optiquement le système en permanence mais nous offre aussi un outil de mesure pour étudier les propriétés des polaritons à l'intérieur de la cavité.

Pour trouver les conditions nécessaires au régime de couplage fort, il est possible de décrire l'exciton et le photon comme deux oscillateurs de Lorentz couplés [55]. La force de couplage entre ces deux oscillateurs est définie par $g \propto \sqrt{\frac{f_{osc}}{SL_{eff}}}$ et le dédoublement de Rabi peut alors s'écrire :

$$\Omega = 2\sqrt{g^2 - \frac{(\gamma_C - \gamma_X)^2}{4}} \quad (1.27)$$

où γ_C et γ_X sont les largeurs de raie des résonances photonique et excitonique respectivement.

Si $g < (\gamma_C - \gamma_X)$, Ω est un imaginaire pur et l'énergie du système est rapidement dissipée, nous sommes donc dans le régime de couplage faible. Dans le cas opposé, $g > (\gamma_C - \gamma_X)$, les dissipations de l'exciton et du photon sont suffisamment lentes pour autoriser un transfert cohérent de l'énergie entre les oscillateurs. Les deux raies doivent aussi respecter $g > \gamma_C$ et $g > \gamma_X$ pour avoir un nombre raisonnable d'oscillations et atteindre le régime de couplage fort.

La première étude théorique du régime de couplage fort dans un matériau massif a été conduite par Hopfield en 1958 [56], dans laquelle il décrit les excitations élémentaires du système comme des états mixtes lumière matière nommés polaritons.

1.3.2 Description quantique des polaritons

Les excitons et les photons dans la cavité constituent un système de deux oscillateurs bosoniques couplés par une interaction lumière matière. Nous introduisons les opérateurs bosoniques de création et d'annihilation d'un photon $(\hat{a}_{k_{\parallel}}^{\dagger}, \hat{a}_{k_{\parallel}})$ et d'un exciton $(\hat{b}_{k_{\parallel}}^{\dagger}, \hat{b}_{k_{\parallel}})$ de vecteur d'onde k_{\parallel} . L'hamiltonien du système s'écrit :

$$\mathcal{H}(k_{\parallel}) = \sum_{k_{\parallel}} E^C(k_{\parallel}) \hat{a}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{a}_{k_{\parallel}} + \sum_{k_{\parallel}} E^X(k_{\parallel}) \hat{b}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{b}_{k_{\parallel}} + \sum_{k_{\parallel}} \frac{\Omega_R}{2} (\hat{a}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{b}_{k_{\parallel}} + \hat{a}_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}}^{\dagger}) \quad (1.28)$$

où le dernier terme représente le couplage entre les deux oscillateurs de même vecteur d'onde k_{\parallel} et Ω_R est le dédoublement de Rabi. Les relations de dispersion des modes de photon et d'exciton sont données par les équations :

$$E^C(k_{\parallel}) = \sqrt{(E_0^C)^2 + \left(\frac{\hbar c}{n_{cav}} k_{\parallel}\right)^2} \quad \text{et} \quad E^X(k_{\parallel}) = E_0^X + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_X} \quad (1.29)$$

L'hamiltonien précédent peut s'écrire dans une base de Fock $|n_x, n_p\rangle$, où n_x et n_p représentent le nombre d'excitons et de photons. Si l'on se restreint à la base tronquée $|0,1\rangle$ et $|1,0\rangle$ alors $\mathcal{H}(k_{\parallel})$ s'écrit :

$$\mathcal{H}(k_{\parallel}) = \begin{pmatrix} E^C(k_{\parallel}) & \Omega_R/2 \\ \Omega_R/2 & E^X(k_{\parallel}) \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Pour diagonaliser cette matrice, nous introduisons les opérateurs créations suivants :

$$\hat{p}^{\dagger}(k_{\parallel}) = X_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}}^{\dagger} + C_{k_{\parallel}} \hat{a}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \quad (1.31)$$

$$\hat{q}^{\dagger}(k_{\parallel}) = C_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}}^{\dagger} - X_{k_{\parallel}} \hat{a}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \quad (1.32)$$

Les particules créées par les opérateurs $\hat{p}^{\dagger}(k_{\parallel})$ et $\hat{q}^{\dagger}(k_{\parallel})$ sont des particules mixtes, superposition linéaire d'un exciton et d'un photon, appelées polaritons. Les coefficients $X_{k_{\parallel}}$ et $C_{k_{\parallel}}$ sont appelés coefficients de Hopfield et sont définis par :

$$X_{k_{\parallel}} = \sqrt{\frac{\Delta(k_{\parallel}) + \delta(k_{\parallel})/2}{2\Delta(k_{\parallel})}} \quad (1.33)$$

$$C_{k_{\parallel}} = \sqrt{\frac{\Delta(k_{\parallel}) - \delta(k_{\parallel})/2}{2\Delta(k_{\parallel})}} \quad (1.34)$$

où nous définissons $\delta(k_{\parallel}) = E^C(k_{\parallel}) - E^X(k_{\parallel})$ comme le désaccord exciton-photon et $\Delta(k_{\parallel}) = \sqrt{(\delta(k_{\parallel})/2)^2 + (\Omega_R/2)^2}$.

L'hamiltonien est diagonal dans cette base et s'écrit :

$$\mathcal{H} = \sum_{k_{\parallel}} E_{LP}(k_{\parallel}) \hat{p}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{p}_{k_{\parallel}} + \sum_{k_{\parallel}} E_{UP}(k_{\parallel}) \hat{q}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{q}_{k_{\parallel}} \quad (1.35)$$

Il a pour valeurs propres :

$$E_{LP}(k_{\parallel}) = \frac{E^C(k_{\parallel}) + E^X(k_{\parallel})}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{\delta(k_{\parallel})^2 + \Omega_R^2} \quad (1.36)$$

$$E_{UP}(k_{\parallel}) = \frac{E^C(k_{\parallel}) + E^X(k_{\parallel})}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\delta(k_{\parallel})^2 + \Omega_R^2} \quad (1.37)$$

Nous appelons enfin poids photon (respectivement poids exciton) la quantité $|C_{k_{\parallel}}|^2$ (respectivement $|X_{k_{\parallel}}|^2$). À résonance $\delta(k_{\parallel}) = 0$, les poids exciton et photon des deux branches LP et UP sont égaux à 0,5 et les polaritons de basse et haute énergie sont moitié exciton et moitié photon. Dans ce cas, les deux branches sont séparées par l'énergie Ω_R .

La Fig. 1.5 présente les relations de dispersion des états de polaritons pour différents désaccords $\delta = \delta(k_{\parallel} = 0)$, ainsi que la dispersion des modes d'exciton et de photon non couplés. Nous observons que le couplage fort est caractérisé par un anticroisement des relations de dispersion pour un désaccord négatif ou nul.

Les poids exciton et photon de la branche basse des polaritons sont tracés sur la colonne de droite. Nous voyons ainsi qu'en fonction de k_{\parallel} les polaritons changent de nature et sont plus photoniques autour de $k_{\parallel} = 0$ que pour de grands vecteurs d'onde.

Nous pouvons définir une masse effective pour la branche basse de polaritons à partir de la courbure de la dispersion, approximée par une parabole autour de $k_{\parallel} = 0$:

$$E_{LP} \approx E_{LP}(k_{\parallel} = 0) + \frac{\hbar k_{\parallel}^2}{2m_{LP}} \quad (1.38)$$

où la masse effective du polariton m_{LP} est donnée par la relation suivante :

$$\frac{1}{m_{LP}} = \frac{|X_{k_{\parallel}}|^2}{m_X^*} + \frac{|C_{k_{\parallel}}|^2}{m_{ph}} \quad (1.39)$$

où m_X^* est la masse effective de l'exciton dans le plan. Comme $m_X^* \gg m_{ph}$, la masse effective du polariton peut être approximée par $m_{LP} \approx \frac{m_{ph}}{|C_{k_{\parallel}}|^2}$ pour un poids excitonique $|X_{k_{\parallel}}|^2$ pas trop important. Elle est donc de l'ordre de la masse effective du photon, ainsi $m_{LP} \approx 10^{-5}m_e \ll m_X^*$, où m_e est la masse de l'électron.

Le temps de vie des polaritons peut aussi être exprimé en fonction des coefficients de Hopfield [57]. Pour la branche basse de polariton, cette valeur est donnée par :

$$\frac{1}{\tau_{LP}} = \frac{|X_{k_{\parallel}}|^2}{\tau_X} + \frac{|C_{k_{\parallel}}|^2}{\tau_{ph}} \quad (1.40)$$

Le temps de vie des photons τ_{ph} , étant généralement de l'ordre de la dizaine de ps, est bien plus faible que le temps de vie des excitons τ_X , défini par la diffusion induite par les collisions phonon-exciton. Autour de $k_{\parallel} = 0$ et pour un désaccord proche de 0, nous pouvons simplifier l'expression du temps de vie des polaritons : $\tau_{LP} \approx \frac{\tau_{ph}}{|C_{k_{\parallel}}|^2}$.

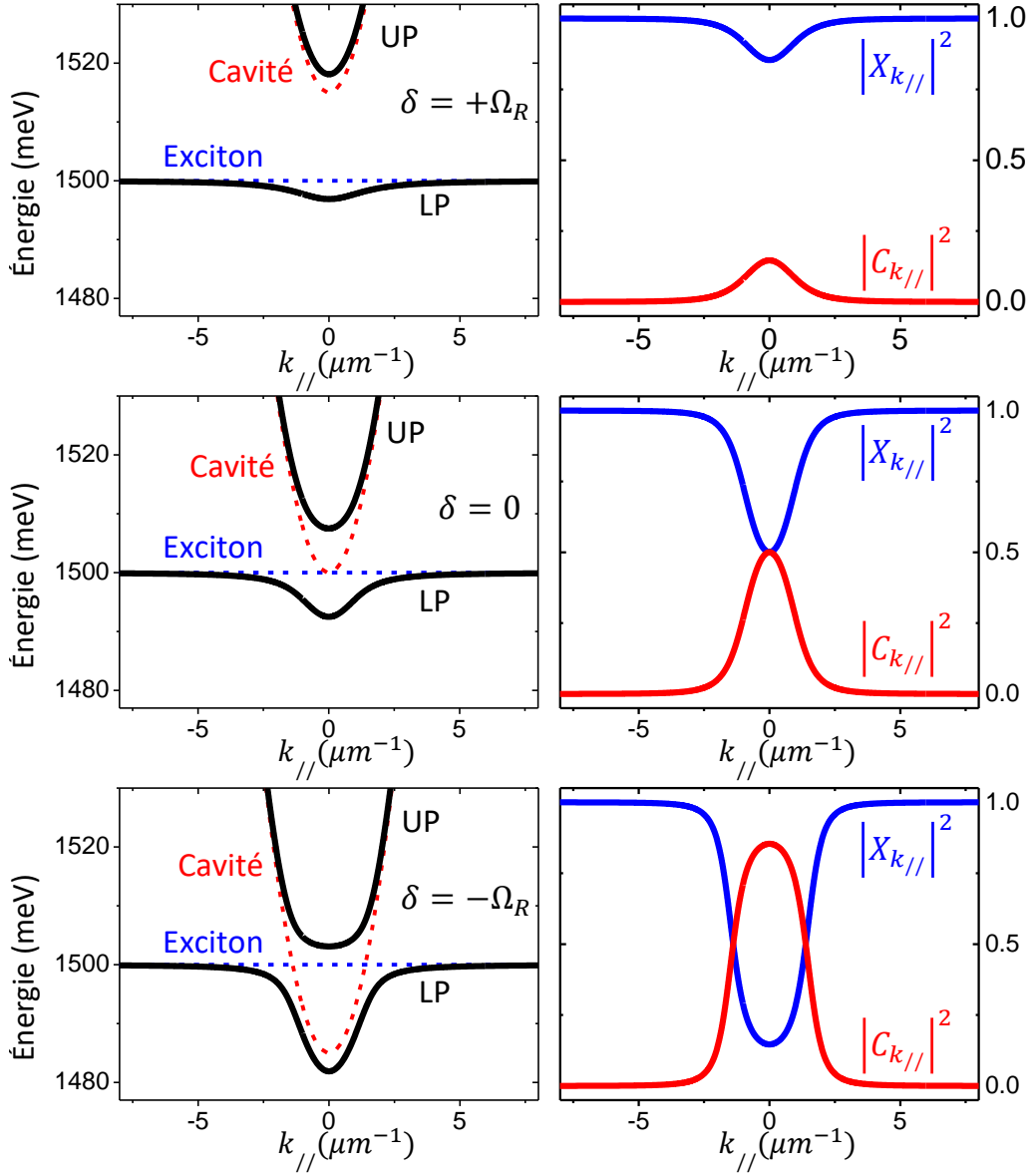


FIGURE 1.5 – Colonne de gauche : relation de dispersion des deux branches de polaritons (lignes noires continues) ainsi que de l'exciton et du mode de cavité (lignes pointillées bleue et rouge respectivement). Le dédoublement de Rabi est $\Omega_R = 15$ meV ; les désaccords sont (a) $\delta = +\Omega_R$, (b) $\delta = 0$ et (c) $\delta = -\Omega_R$. Colonne de droite : poids exciton $|X_{k_{//}}|^2$ et poids photon $|C_{k_{//}}|^2$ de la branche basse de polaritons.

1.3.3 Pseudo-spin des polaritons

Comme mentionné brièvement plus haut, les polaritons possèdent un degré de liberté de spin hérité de leurs constituants : excitons et photons. En particulier, seuls les excitons de puits quantiques possédant un moment cinétique total $J = 1$ sont couplés aux photons.

Seules deux projections sont possibles selon l'axe de quantification z (parallèle à l'axe de croissance), correspondant aux deux états excitoniques : $J^z = +1 = (J_h^z = \frac{3}{2}, J_e^z = -\frac{1}{2})$ et $J^z = -1 = (J_h^z = -\frac{3}{2}, J_e^z = +\frac{1}{2})$. En incidence normale, les photons polarisés circulairement droit (σ^+) excite l'état excitonique \uparrow et ceux polarisés circulairement gauche (σ^-) excite \downarrow .

Seules deux valeurs du moment cinétique des polaritons sont possibles ($J^z = \pm 1$). Les polaritons se comportent comme des particules de spin $1/2$ dont l'état de pseudo-spin peut être représenté sur la sphère de Bloch [Fig. 1.6(b)]. Les polaritons de moment cinétique ± 1 émettent des photons σ^\pm . Les polaritons peuvent aussi émettre des photons de polarisation linéaire ou elliptique, représentées par un terme de phase θ entre les polarisations σ^+ et σ^- . Nous pouvons donc reconstruire entièrement le pseudo-spin des polaritons à l'intérieur de la cavité en mesurant la polarisation des photons émis par la cavité.

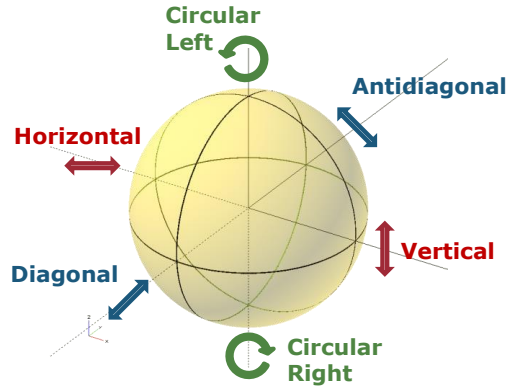


FIGURE 1.6 – Représentation du pseudo-spin des polaritons sur la sphère de Bloch, correspondant à la polarisation des photons s'échappant de la cavité. Les pôles représentent les états polarisés circulairement et l'équateur représente les états de polarisation linéaire.

1.3.4 Splitting TE-TM et champ magnétique effectif

Une des caractéristiques des polaritons est la présence d'une séparation en énergie des modes de polaritons polarisés linéairement [58]. Dans une microcavité diélectrique, une levée de dégénérescence des modes de polarisation TE et TM est présente pour $k_{\parallel} \neq 0$. Ce dédoublement vient de la composante photonique des polaritons [59] et est lié aux conditions limites du champ électromagnétique à chaque interface de la cavité qui dépendent de la polarisation de la lumière. En effet, ces coefficients sont différents pour des photons polarisés de façon transversale au plan d'incidence (TE) (c'est à dire dans le plan de la microcavité) ou dans le plan d'incidence (TM).

L'existence de deux branches photoniques polarisées linéairement donne naissance à deux branches de polaritons de polarisation TE et TM [Fig. 1.7(a)]. Ce dédoublement Δ_{TE-TM} peut être considéré comme un champ magnétique effectif $\vec{\Omega}$ dans le plan de la cavité agissant sur le pseudo-spin des polaritons \vec{S} , selon le terme d'interaction spin-orbite $\mathcal{H}_{SO} = \vec{\Omega} \cdot \vec{S}$ [58].

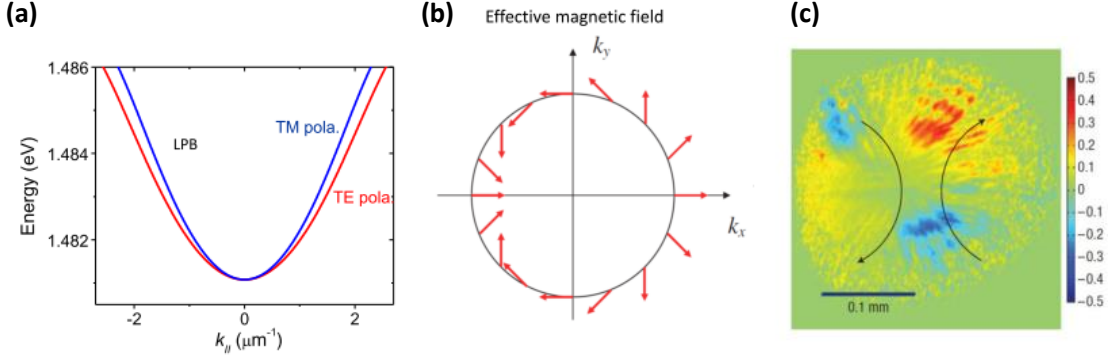


FIGURE 1.7 – (a) Levée de dégénérescence TE-TM de la branche basse des polaritons dans une microcavité 2D. (b) Champ magnétique effectif correspondant, avec une texture dans le plan (k_x, k_y) (figure extraite de [60]). (c) Démonstration expérimentale de l’effet Hall de spin dans une microcavité semiconductrice (figure extraite de [61]).

Le champ magnétique effectif dépend du vecteur d’onde \vec{k} des polaritons selon les relations suivantes :

$$\Omega_x = \frac{\Delta_{TE-TM}}{\hbar k^2} (k_x^2 - k_y^2) \quad (1.41)$$

$$\Omega_y = \frac{2\Delta_{TE-TM}}{\hbar k^2} k_x k_y \quad (1.42)$$

La texture de $\vec{\Omega}_{k_{\parallel}}$ dans le plan (k_x, k_y) est représentée sur la Fig. 1.7(b). La dynamique du pseudo-spin des polaritons est identique à celle d’une particule de spin 1/2 dans un champ magnétique. Si le système est initialisé dans un état autre que les états propres de pseudo-spin (TE ou TM), il subit une précession autour de la direction du champ magnétique effectif $\vec{\Omega}$ à la fréquence de Larmor $\omega = \Delta_{TE-TM}/\hbar$, suivant la relation :

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} = \vec{S} \times \vec{\Omega}_{k_{\parallel}} \quad (1.43)$$

Si l’on excite un état de polariton de manière résonante dans un état de vecteur d’onde k_{\parallel} , les polaritons sont rapidement diffusés élastiquement sur un cercle isoénergétique dans l’espace des k à cause du désordre dans la structure. Comme cette diffusion préserve la polarisation, tout le cercle est peuplé avec la même polarisation. La direction du champ magnétique effectif dépend de k_{\parallel} donc la précession est différente selon chaque direction de propagation. Des domaines de polarisation circulaire apparaissent dans chaque quart du plan (x, y) ou (k_x, k_y) [Fig. 1.7(c)], dans l’espace réel comme dans l’espace réciproque. Ce phénomène a conduit à l’observation de l’effet Hall de spin dans des microcavités semiconductrices par le groupe d’A. Bramati au LKB [60, 61].

Nous verrons plus loin qu’une levée de dégénérescence des états de polarisation plus forte peut aussi être observée dans des structures de basse dimensionnalité telles que les microfils ou micropiliers. Notons qu’un dédoublement de polarisation additionnel peut

apparaître provenant de la composante excitonique. Ce dédoublement est indépendant de k_{\parallel} et est lié aux contraintes ou à un désordre anisotrope dans la microcavité, ce qui conduit à une levée de dégénérescence des états de polarisation linéaire observable en $k_{\parallel} = 0$ [62].

1.4 Photoluminescence des polaritons

La première mesure de l'émission de polaritons dans des microcavités semiconductrices contenant des puits quantiques a été effectuée par C. Weisbuch *et al.* en 1992 [3], observant pour la première fois des polaritons de microcavité. Les miroirs de la cavité ont une réflectivité finie, ce qui entraîne des pertes par échappement du photon hors de la cavité. Cette photoluminescence peut alors être collectée pour étudier les propriétés des polaritons.

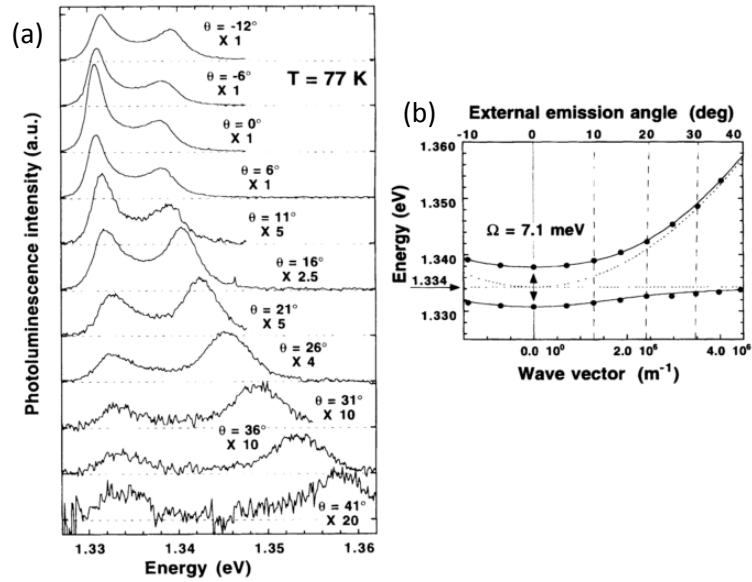


FIGURE 1.8 – (a) Spectres de photoluminescence à différents angles. (b) Énergie des pics de luminescence reportés en fonction du vecteur d'onde k_{\parallel} . Figures extraites de [63].

R. Houdré *et al.* ont réalisé la première mesure de photoluminescence résolue en angle de polaritons de microcavité [63] [Fig. 1.8]. Lorsque la partie photonique d'un polariton s'échappe de la cavité, l'énergie et le vecteur d'onde dans le plan \vec{k}_{\parallel} sont conservés. Les photons sont émis hors de la cavité avec un angle θ tel que : $\sin(\theta) = k_{\parallel} \hbar c / E(k_{\parallel})$. En mesurant l'énergie et l'angle d'émission de la photoluminescence des polaritons, il est donc possible de remonter à la dispersion $E(k_{\parallel})$ des polaritons.

Le poids photonique des états de polaritons peut ensuite être calculé à partir de leur dispersion et nous pouvons en déduire le temps de vie radiatif des polaritons $\tau_{LP} \approx \frac{\tau_{ph}}{|C_{k_{\parallel}}|^2}$. L'intensité du signal résolu en angle $I(k)$ en régime continu est liée au temps de vie des polaritons et au facteur d'occupation $f(k)$ de l'état k par la relation :

$$I(k) \propto \frac{f(k)}{\tau_{LP}} \quad (1.44)$$

La valeur d'intensité mesurée est très liée au dispositif expérimental et nous verrons dans le chapitre 3 comment estimer le nombre de photons participant à l'émission. Par une calibration précise du dispositif optique, on peut mesurer l'occupation des états de polaritons en fonction de k .

1.5 Condensation sous excitation non-résonante

L'observation du couplage fort dans les cavités à semiconducteurs a permis d'envisager les polaritons comme plateforme pour l'étude d'effets bosoniques dans les matériaux semiconducteurs [7]. En effet, lorsque le facteur d'occupation d'un état de polaritons augmente au-delà de 1, nous nous attendons à observer un effet de stimulation bosonique de la relaxation vers cet état.

La branche basse des polaritons est considérée par un exciton comme un piège proche de $k_{\parallel} = 0$ dans l'espace des k . La densité d'état y est 10^4 fois plus faible que la densité d'états excitoniques. En 1996, A. Imamoglu a montré que la faible masse effective des polaritons peut être favorable à l'accumulation spontanée d'une population cohérente dans la branche basse grâce à la stimulation bosonique de la relaxation des polaritons [7].

1.5.1 Condensation

Lors d'une excitation non-résonante, ce processus de condensation est caractérisé par une augmentation importante et non-linéaire de l'émission avec apparition d'une cohérence spontanée. Ce nouveau mécanisme d'émission de lumière cohérente, sans inversion de population, a d'abord été nommé *boser*, puis *laser à polaritons* ou *condensat de polaritons*.

Expérimentalement, à faible puissance, le mécanisme de relaxation vers la branche basse des polaritons est dominé par l'émission de phonons acoustiques. Celui-ci doit être plus efficace que les pertes dues à la partie photonique des polaritons (échappement de la cavité), afin d'atteindre le facteur d'occupation de 1 nécessaire au déclenchement de la stimulation bosonique [64].

L'excitation non-résonante consiste à injecter des paires électron-trou à une énergie plus élevée que celle de la branche basse des polaritons, correspondant souvent au premier creux de réflectivité de plus haute énergie dans les miroirs de Bragg [Fig. 1.9(b)].

Des paires électron-trou sont générées dans les puits quantiques et relaxent par émission de phonons optiques et acoustiques vers la région excitonique plate de la dispersion des polaritons [Fig. 1.9(a)], créant ainsi un réservoir d'excitons [54, 65]. À partir de ce réservoir, la relaxation par émission de phonons acoustiques vers le bas de la branche basse des polaritons est très inefficace. En effet, la dispersion des phonons acoustiques est trop faible pour conserver l'énergie et k_{\parallel} . L'énergie perdue par le polariton lors de la relaxation est donc majoritairement absorbée par la composante selon z du phonon. L'énergie du phonon est cependant limitée par une coupure dans le vecteur d'onde q_z du phonon qui impose au taux de relaxation une diminution exponentielle. Cet effet empêche une relaxation efficace des polaritons vers $k_{\parallel} = 0$ et conduit à l'apparition d'un goulet d'étranglement de la relaxation des polaritons [66, 67].

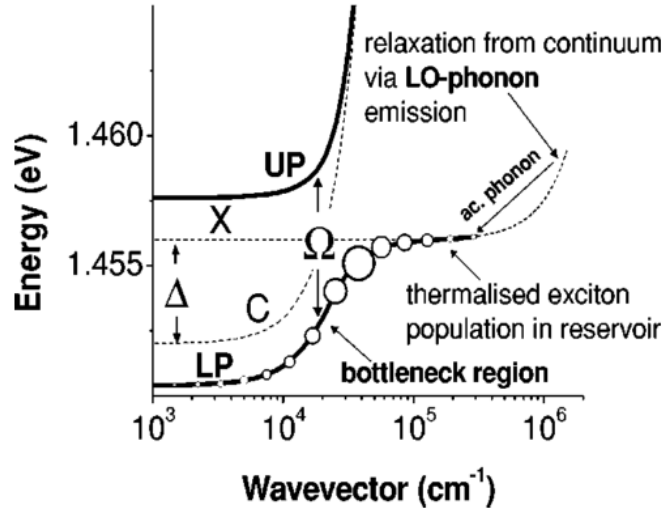


FIGURE 1.9 – Schéma de la relaxation des polaritons vers le bas de la branche basse des polaritons (LP). Les excitons sont créés à haute énergie par une excitation non-résonante. Ils thermalisent en interagissant avec les phonons, puis la compétition entre la diffusion par phonon acoustique et la dissipation peut empêcher le système de thermaliser dans le bas de la branche LP. Figure extraite de [52].

Ce système est donc fortement hors équilibre. La population s'accumule dans le réservoir excitonique, formé par les états de grands vecteurs d'onde, pendant que la population dans le bas de la branche basse est déterminée par l'équilibre entre le taux de relaxation depuis le réservoir et les pertes par échappement du photon.

La dynamique de la relaxation est influencée par de nombreux facteurs, notamment les interactions avec des électrons libres [68, 69] et les collisions polariton-polariton [70]. Ce dernier facteur indique que la relaxation peut être accélérée par l'augmentation de la densité d'excitation, tout en maintenant la densité d'excitons en dessous de la densité de Mott afin d'empêcher la transition vers le couplage faible.

La première observation expérimentale d'un laser à polariton a été obtenue par L. S. Dang [71] puis confirmée par les travaux de J. Kasprzak dans une cavité CdTe [8, 72] [Fig. 1.10]. Grâce à la forte énergie de liaison des excitons dans le CdTe ($E_b \sim 25$ meV, donnant une densité de Mott dix fois plus élevée que dans le GaAs) et à une relaxation par les phonons optiques et acoustiques plus efficace (par rapport au GaAs), la condensation est possible même avec des temps de vie très faible ($Q \sim 7000$). Les auteurs mesurent une forte émission non-linéaire de l'état $k = 0$ de la branche basse des polaritons, associée à l'apparition d'une grande cohérence spatiale et temporelle. L'utilisation de matériaux possédant une énergie de liaison des excitons encore plus forte, tels que le GaN ($E_b \sim 30$ meV) [12, 73] ou le ZnO ($E_b \sim 70$ meV) [13, 14] a permis l'observation du laser à polaritons à température ambiante.

Le goulet d'étranglement de la relaxation a d'abord empêché l'observation de la condensation des polaritons dans les cavités GaAs. En 2002, R. Butté a montré qu'en augmentant la puissance d'excitation dans une microcavité GaAs contenant 6 puits quantiques d'In-

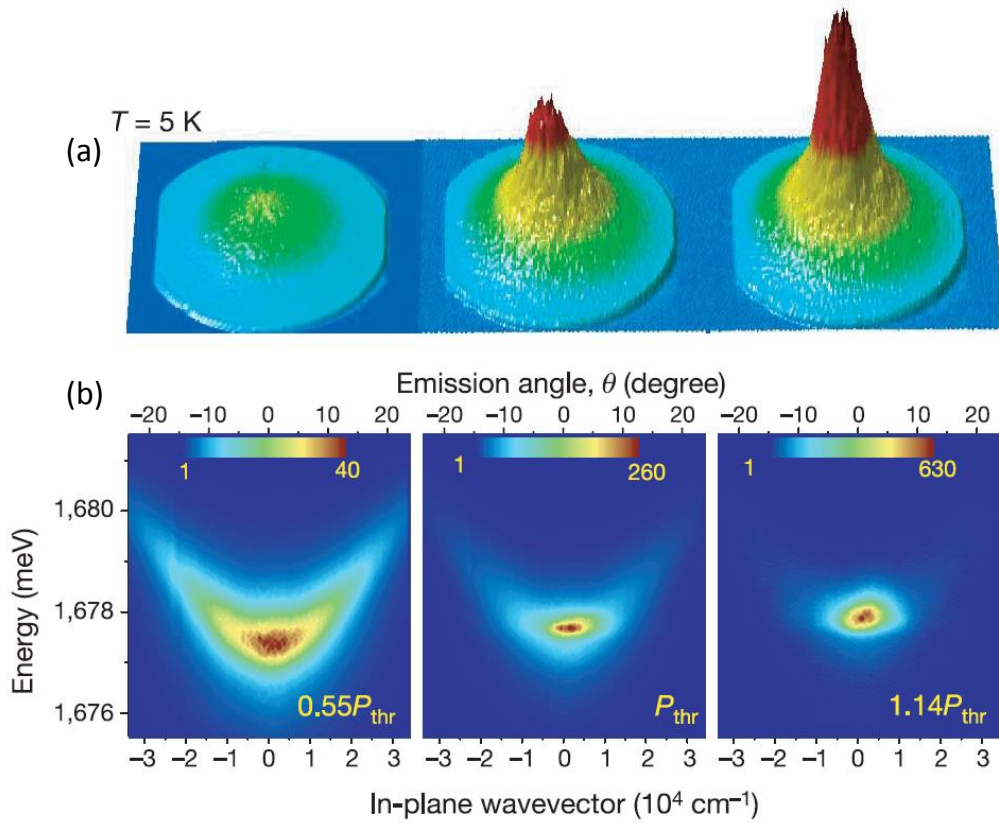


FIGURE 1.10 – (a) Émission en champ lointain résolue en angle (k_x, k_y) pour trois intensités d’excitation croissantes ($0,55P_{th}$, $1P_{th}$, $1,14P_{th}$). (b) Mesures identiques résolues en énergie et en vecteur d’onde. Figures extraites de [8].

GaAs, le système entre dans le régime de couplage faible et un laser conventionnel est observé [52]. Différentes techniques ont été implémentées pour optimiser le mécanisme de relaxation dans les échantillons GaAs et surmonter le goulet d’étranglement. Le pompage de la cavité à l’énergie du réservoir excitonique a permis au groupe de Y. Yamamoto de diminuer la densité de charges libres qui contribuent à écranter les excitons et d’observer la condensation [74]. Grâce à un confinement spatial induit par des contraintes mécaniques, le groupe de D. Snoke a pu améliorer l’efficacité de la relaxation des polaritons et observer une émission fortement non-linéaire des états de polaritons [10].

Dans notre groupe au C2N, dirigé par J. Bloch, l’approche consiste à utiliser plusieurs puits quantiques avec une cavité de très grand facteur de qualité. En utilisant 12 puits quantiques, il a été possible d’augmenter le nombre total d’excitons dans la cavité avant d’atteindre la densité de Mott, ce qui a permis d’améliorer grandement l’efficacité de la relaxation par collisions polariton-polariton. De plus, un facteur de qualité nominal très élevé a permis de diminuer les pertes radiatives et donc de favoriser la relaxation.

En utilisant ces nouveaux échantillons, D. Bajoni montra en 2008 la condensation des polaritons dans les modes discrets d’un micropilier [11] et E. Wertz démontra en 2009

la condensation des polaritons dans l'état $k = 0$ d'une cavité plane [24]. Différentes géométries pour la cavité ont aussi été étudiées comme des micropiliers couplés [75] ou des fils [25, 76]. L'étude des systèmes de dimensionnalité réduite sera abordée plus loin dans ce chapitre.

1.5.2 Interactions

Pour une puissance d'excitation élevée, l'occupation importante de la branche basse de polaritons remet en cause l'approximation du comportement bosonique des excitons. La limite de la densité de Mott correspond en effet à la disparition d'un état excitonique lié bien distinct au profit d'un plasma de paires électron-trou. Avant cette limite haute, il est possible d'obtenir un régime où l'interaction de Coulomb entre la partie excitonique des polaritons doit être prise en compte et donne naissance à de fortes non-linéarités. Elle s'écrit [17] :

$$\mathcal{H}_{XX} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} V_q^{XX} \hat{b}_{k+q}^\dagger \hat{b}_{k'-q}^\dagger \hat{b}_k \hat{b}_{k'} \quad (1.45)$$

Le coefficient V_q^{XX} est le potentiel d'interaction effectif entre deux excitons. Il n'a pas d'expression simple en général, car il inclue tous les effets complexes d'interaction et d'échanges de charges électron-électron et trou-trou. Néanmoins, dans la limite de faible vecteur d'onde ($q \cdot a_B^* \ll 1$, où a_B^* est le rayon de Bohr de l'exciton) ce terme dépend faiblement de q et nous pouvons l'écrire comme [17, 77] :

$$V_0^{XX} = \frac{6e^2 a_{exc}^{*2D}}{\epsilon A} \quad (1.46)$$

où a_{exc}^{*2D} est le rayon de l'exciton 2D, ϵ est la constante diélectrique du matériau et A est une aire de quantification. V_0^{XX} est la constante d'interaction exciton-exciton, souvent nommée g_R dans la littérature. L'interaction exciton-exciton est la source du comportement non-linéaire des exciton-polaritons.

Plusieurs expériences ont mis en évidence ces interactions [25, 78, 79]. L'expérience réalisée par E. Wertz [25] fournit un exemple très visuel montrant les interactions exciton-polariton. Elle consiste à injecter par excitation non-résonante un condensat de polaritons au centre d'un microfil long de 200 μm et à mesurer la photoluminescence résolue spectralement et spatialement le long du fil. Le résultat est montré en Fig. 1.11. Nous observons un condensat de polaritons à une énergie proche de 1580 meV, étendu sur presque toute la longueur du fil. Cette propagation est due à la renormalisation de l'énergie des polaritons par les interactions avec le réservoir excitonique. En effet, le réservoir (comme le montre l'émission mesurée pour $E > 1585$ meV) est localisée sous le spot d'excitation et produit un potentiel répulsif schématisé par la ligne blanche en Fig. 1.11. Ce gradient de potentiel induit une force qui expulse les polaritons en dehors du spot, transformant l'énergie d'interaction des polaritons avec le réservoir en énergie cinétique. Les polaritons subissent ainsi une propagation balistique le long du fil sur plus de 100 μm .

Cette expérience illustre la possibilité de contrôler l'énergie d'un condensat de polaritons grâce au réservoir excitonique créé lors d'une excitation non-résonante [80].

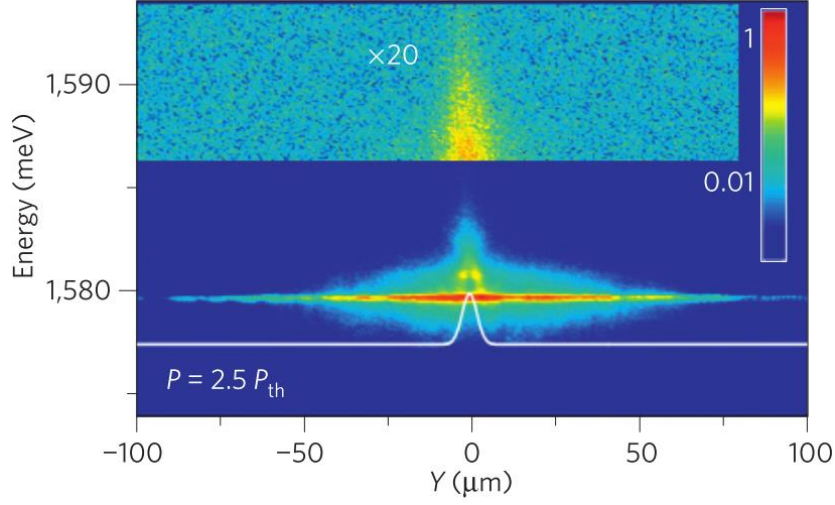


FIGURE 1.11 – Distribution spatiale de l'émission mesurée au-dessus du seuil de condensation ($P = 2,5P_{th}$) (échelle de couleur logarithmique). La ligne blanche représente le potentiel répulsif engendré par les interactions entre les polaritons et le réservoir excitonique. Figure extraite de [25].

Les polaritons interagissent également entre eux via leur composante excitonique. En mettant de côté le couplage au réservoir excitonique et à la branche haute des polaritons, le terme d'interaction s'écrit :

$$\mathcal{H}_{pol-pol} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} V_{k,k',q}^{pol-pol} \hat{p}_{k+q}^\dagger \hat{p}_{k'-q}^\dagger \hat{p}_k \hat{p}_{k'} \quad (1.47)$$

où $V_{k,k',q}^{pol-pol} = V_0^{XX} X_{k+q} X_{k'-q} X_k X_{k'}$ est la constante d'interaction normalisée par la fraction excitonique des polaritons, le plus souvent nommée g ou α_1 dans la littérature.

Ainsi, nous obtenons un hamiltonien représentant un système de quasi-particules possédant un terme d'interaction à deux corps. La constante d'interaction est positive, représentant des interactions répulsives entre polaritons.

1.5.3 Description en champ moyen : équation de Gross-Pitaevskii

Pour un nombre important de particules, l'interaction non-linéaire des polaritons doit être prise en compte pour décrire leur dynamique. Dans la plupart des situations expérimentales, il est possible d'utiliser l'approximation de champ moyen et les polaritons peuvent être décrits par un champ classique $\Psi(\vec{r}, t)$, correspondant aux valeurs moyennes du champ négligeant les fluctuations quantiques. Nous pouvons alors remplacer le potentiel microscopique par un potentiel effectif prenant en compte l'interaction moyenne d'une particule avec toutes les autres. Cette approximation est valide tant que nous considérons une population macroscopique de particules dans un état quantique. La dynamique du

système est alors décrite par l'équation de Gross-Pitaevskii (GP) [81] :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}, t) + g|\Psi(\vec{r}, t)|^2 \right) \Psi(\vec{r}, t) \quad (1.48)$$

où g est la constante d'interaction entre polaritons et $V_{ext}(\vec{r}, t)$ représente le potentiel externe appliqué aux polaritons. Cette équation est très utile pour décrire les gaz de Bose dilués et les matériaux optiques non-linéaires $\chi^{(3)}$ [82].

D'autres termes doivent être ajoutés à cette équation pour décrire les propriétés d'un état cohérent de polaritons excité de manière non-résonante. Ces termes additionnels sont principalement dus à la nature dissipative des polaritons. En effet, la population de polaritons est intrinsèquement hors équilibre car le système dissipe en permanence de l'énergie par émission de photons hors de la cavité. Un état stationnaire ne peut être obtenu qu'en étant repeuplé continuellement par une source extérieure [83].

Pour une excitation non-résonante, l'état de polariton est repeuplé par relaxation du réservoir excitonique, le réservoir lui-même étant alimenté par une excitation optique. L'équation résultante est alors une équation GP modifiée, similaire à l'équation de Ginzburg-Landau utilisée dans le domaine des systèmes non-linéaires dynamiques [84]. L'équation de Ginzburg-Landau complexe s'écrit [83] :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}, t) + g|\Psi(\vec{r}, t)|^2 + \frac{i}{2}(R(n_R(\vec{r}, t)) - \gamma_p) + g_R n_R(\vec{r}, t) \right] \Psi(\vec{r}, t) \quad (1.49)$$

$V_{ext}(\vec{r}, t)$ représente le potentiel extérieur qui peut être appliqué sur les polaritons, que nous aborderons plus en détail plus loin dans ce chapitre. Le terme $-i\gamma_p$ représente les pertes due au temps de vie fini des polaritons $\tau_p = 1/\gamma_p$ et le terme $iR(n_R)$ représente le pompage des états de polariton, correspondant au processus de relaxation à partir du réservoir d'excitons dont la population est exprimée par $n_R(\vec{r}, t)$. De plus, notons que dans l'équation (1.49) le terme d'interaction répulsive $g_R n_R(\vec{r}, t)$ entre polaritons et excitons du réservoir est pris en compte, avec la constante d'interaction $g_R > 0$. Ce terme introduit une énergie potentielle supplémentaire. L'évolution de la population du réservoir peut être exprimée par une équation différentielle :

$$\frac{\partial}{\partial t} n_R(\vec{r}, t) = P(\vec{r}, t) - \gamma_R n_R(\vec{r}, t) - R(n_R(\vec{r}, t)) |\Psi(\vec{r}, t)|^2 \quad (1.50)$$

Le terme $P(\vec{r}, t)$ décrit l'intensité et le profil spatial de la pompe optique non-résonante. Le terme de perte $-\gamma_R$ induit une décroissance de la population due aux désexcitations radiatives dans des modes de fuites des miroirs de Bragg. Le processus de relaxation stimulé joue aussi un rôle important et est représenté par le terme $R(n_R(\vec{r}, t)) |\Psi(\vec{r}, t)|^2$, dans lequel le taux de relaxation est proportionnel au recouvrement spatial entre le condensat et le réservoir.

1.5.4 Polarisation des condensats de polaritons

Nous avons évoqué plus haut que les polaritons possèdent un degré de liberté de pseudo-spin que nous n'avons pas pris en compte dans l'équation GP mais qui est à la source

d'importantes propriétés des polaritons. Le terme d'interaction dépend en effet du pseudo-spin : il est beaucoup plus important pour des polaritons de même pseudo-spin (α_1) que pour des polaritons de spin opposé (α_2).

Cette propriété est liée aux processus microscopiques à l'origine de l'interaction entre les deux excitons. Les études théoriques [77] ont montré que le processus d'interaction exciton-exciton le plus important correspond à l'échange d'électrons ou de trous entre deux excitons. La situation est illustrée schématiquement en Fig. 1.12.

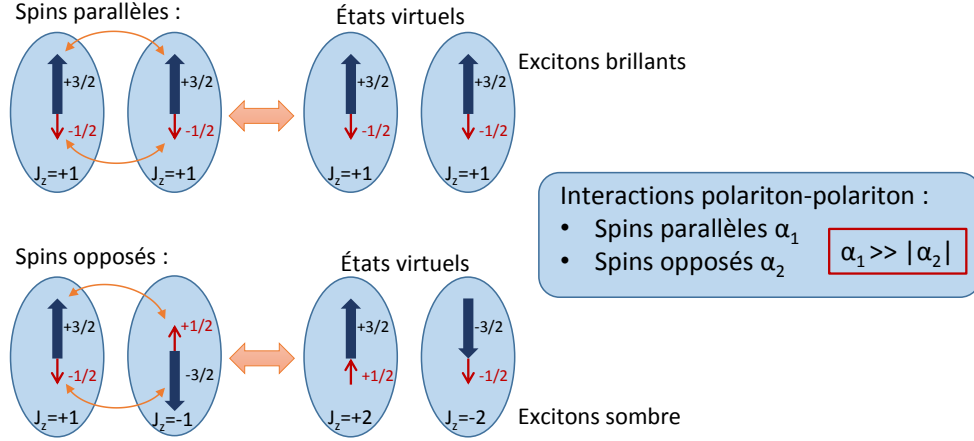


FIGURE 1.12 – Représentation schématique du mécanisme principal contribuant au processus d'interaction exciton-exciton : l'échange d'un électron et d'un trou. Ce mécanisme induit un terme non-linéaire dans l'équation de Gross-Pitaevskii étant plus important pour des excitons de même spins (α_1) par rapport aux excitons de spins opposés (α_2).

L'interaction de deux excitons de spins parallèles met en jeu un état virtuel avec deux excitons de moment cinétique total $J=1$, ce qui constitue un processus résonant. En revanche, l'interaction de deux excitons de spins opposés met en jeu un état virtuel avec deux excitons de moment cinétique total $J=2$ dont l'énergie est plus élevée (de typiquement $\Omega_R/2$ puisque ces excitons ne sont pas couplés aux photons), ce qui en fait un processus non-résonant et donc beaucoup moins favorable. Cela se traduit par une forte disparité dans la constante d'interaction entre polaritons de même spins α_1 et de spins opposés α_2 , de sorte que $|\alpha_1| \gg |\alpha_2|$. Dans nos expériences, nous supposons en général α_2 négligeable et nous considérons seulement la constante d'interaction α_1 . L'équation de Gros-Pitaevskii pour une composante de spin s'écrit sous la forme :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_{\uparrow}(\vec{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}, t) + \alpha_1 |\Psi_{\uparrow}(\vec{r}, t)|^2 + \alpha_2 |\Psi_{\downarrow}(\vec{r}, t)|^2 + \frac{i}{2} (R(n_R(\vec{r}, t)) - \gamma_p) + g_R n_R(\vec{r}, t) \right] \Psi_{\uparrow}(\vec{r}, t) \quad (1.51)$$

La non-linéarité dépendante du spin a mené par exemple à la réalisation de commutateurs optiques [80], d'anneaux de spin [85, 86] et de la multistabilité en polarisation [87].

Nous avons vu plus haut que les interactions entre polaritons de spins opposés sont en général très faibles, mais il a été montré récemment qu'il est possible de les moduler en

exploitant la résonance avec un état de biexciton, appelée résonance de Feshbach [88]. Ces interactions mettent alors en jeu un état virtuel biexcitonique et il est alors possible de modifier la force ainsi que le signe des interactions en changeant l'énergie des polaritons le long de la résonance biexcitonique.

1.6 Fluide de polaritons sous excitation résonante

Il est aussi possible d'exciter sélectivement les polaritons grâce à une excitation résonante. Nous utilisons dans ce cas un laser d'excitation dont l'énergie est proche de celle de la branche de polariton et dont l'angle entre le faisceau et la cavité est contrôlé.

Une revue de la littérature sur l'étude des fluides quantiques de lumière est décrite dans l'article de revue de I. Carusotto et C. Ciuti [81]. L'absence de pompage du réservoir excitonique dans cette configuration modifie l'équation décrivant notre système, qui prend alors la forme :

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\vec{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r},t) + g|\Psi(\vec{r},t)|^2 - \frac{i}{2}\gamma_p \right] \Psi(\vec{r},t) + F_P(\vec{r},t) \quad (1.52)$$

Le pompage du système consiste en un faisceau incident externe représenté par le terme complexe $F_P(\vec{r},t)$, qui détermine l'énergie, l'angle et la phase du rayonnement, ainsi que son profil spatial et temporel. Le polariton créé conserve les propriétés du photon injecté. Cette configuration d'excitation permet ainsi de contrôler l'énergie, le vecteur d'onde, la phase, le pseudo-spin et le profil spatial d'un flux de polaritons en ajustant les propriétés du faisceau d'excitation.

La création de flux de polaritons en mouvement a permis l'étude des propriétés hydrodynamiques non-linéaires des polaritons [81]. Les interactions d'un fluide de polaritons avec un défaut ont mis en évidence la superfluidité [31] [Fig. 1.13(a)] et l'apparition de défauts topologiques comme les vortex entiers [32, 33] [Fig. 1.13(c)] et demi-entier [89] [Fig. 1.13(d)] ou les solitons sombres [34, 35] [Fig. 1.13(b)].

La non-linéarité des fluides de polaritons est aussi à l'origine de leur comportement bistable [90] et multistable en polarisation [87]. Nous mesurons dans le chapitre 4 la bistabilité dans nos échantillons et cette étude nous permet d'estimer la valeur de la constante d'interaction exciton-exciton. Nous trouvons $g_{exc} = 36 \pm 5 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$.

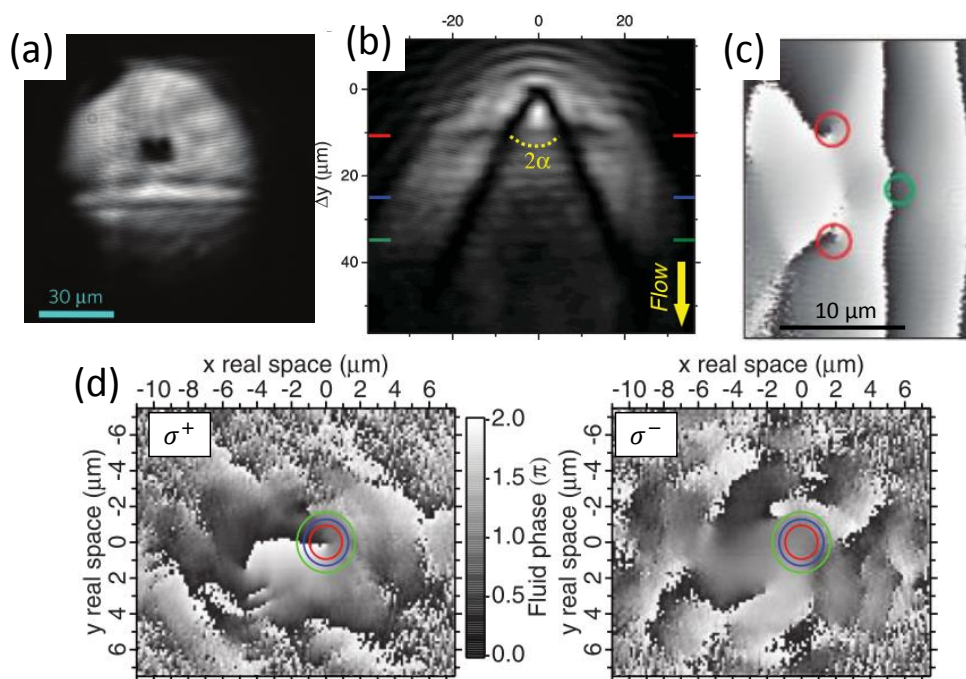


FIGURE 1.13 – Fluides quantiques de polaritons : quelques expériences. Observation expérimentale de : (a) la superfluidité [31], (b) solitons sombres [34], (c) vortex hydrodynamiques entiers [32], (d) vortex demi-entiers [89].

1.7 Structures de basse dimensionnalité

Dans les sections précédentes, nous avons présenté les polaritons de microcavité et exposé leurs propriétés. Nous décrivons dans cette section un nouveau degré de liberté dans la plate-forme des polaritons : la possibilité de les manipuler en introduisant un potentiel de confinement latéral. Nous allons en particulier exploiter le terme V_{ext} introduit dans l'équation (1.48) afin de réaliser une ingénierie des états de polaritons et faire apparaître de nouveaux effets. L'implémentation d'un potentiel de confinement latéral peut être réalisée en agissant respectivement sur la composante excitonique ou photonique des polaritons. De nombreuses techniques ont été développées suivant l'une ou l'autre stratégie.

1.7.1 Potentiel de confinement excitonique

Nous montrons sur la Fig. 1.14 plusieurs techniques utilisées pour créer un potentiel agissant sur la composante excitonique des polaritons :

Confinement mécanique

L'énergie de l'exciton est sensible aux contraintes du matériau et il est donc possible d'obtenir un potentiel externe V_{ext} en appliquant un champ de contrainte mécanique sur une microcavité planaire. L'utilisation d'ondes de surface acoustique permet de modifier périodiquement la contrainte mécanique du matériau ainsi que l'épaisseur et l'indice de

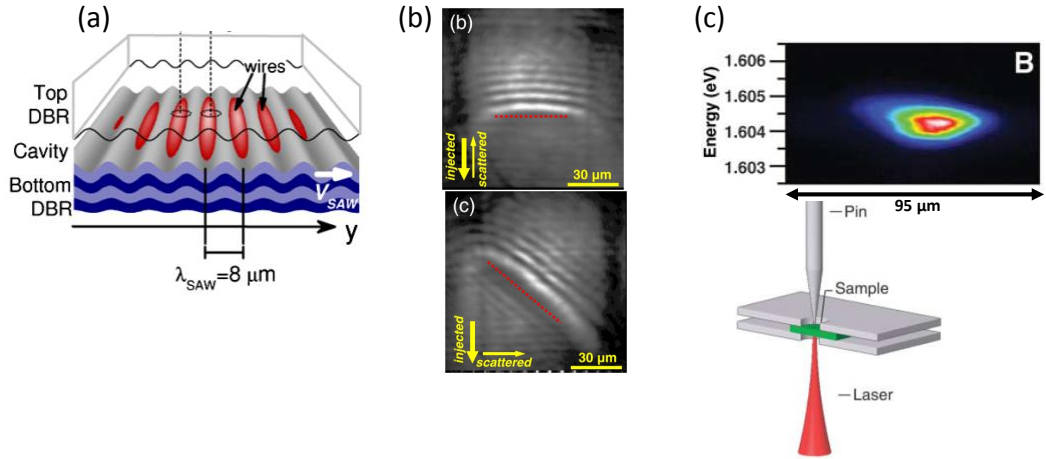


FIGURE 1.14 – Techniques expérimentales pour créer un potentiel de confinement sur la composante excitonique des polaritons : (a) ondes de surface acoustiques [91], (b) confinement induit optiquement [80], (c) pression mécanique [10]. Figure extraite de [133].

réfraction de la cavité. Cette technique agit donc simultanément sur la partie excitonique et photonique des polaritons. Elle permet de réaliser des potentiels périodiques 1D avec un seul train d'onde ou 0D avec 2 trains orthogonaux d'ondes de surface. La première réalisation expérimentale a été démontré par le groupe de P. Santos qui a put observer la condensation de polaritons dans des réseaux acoustiques 1D [91] ou 0D [92] [Fig. 1.14(a)]. Il est aussi possible d'appliquer une pression mécanique sur une microcavité en appliquant une pointe sur le substrat de l'échantillon (face arrière). Cette pression diminue localement l'énergie des excitons et le groupe de D. Snoke a pu montrer la réalisation d'un piège de potentiel pour les polaritons [10] [Fig. 1.14(c)].

Confinement induit optiquement

Le confinement induit optiquement consiste à utiliser une excitation optique afin de peupler un réservoir d'exciton de plus haute énergie que la résonance des polaritons. L'interaction répulsive avec le réservoir excitonique [25, 79] induit un potentiel d'énergie positif local sous le laser du pompe. Cette technique est très versatile et a été utilisé par de nombreux groupes [25, 33, 79, 80, 93]. Une des premières réalisations de cette technique a été effectuée par le groupe de A. Bramati, montrant la création d'un potentiel diffusant un flux de polaritons incident [80] [Fig. 1.14(b)].

1.7.2 Potentiel de confinement photonique

Dans la Fig. 1.15, nous montrons plusieurs techniques utilisées pour créer un potentiel agissant sur la composante photonique des polaritons :

Dépôt métalliques

Cette technique, développée dans le groupe de Y. Yamamoto, consiste à changer localement

la constante diélectrique de la cavité par dépôt d'une fine couche métallique façonnée suivant un motif sur l'échantillon. Des potentiels périodiques 1D et 2D peuvent être obtenus [94–96]. Le développement de la cohérence spontanée dans un réseau de polaritons a par exemple été observé [94] [Fig. 1.15(a)].

Gravure avant croissance du second miroir (mesa)

Cette technique a été développée par le groupe de B. Deveaud. Elle consiste à diminuer localement l'épaisseur de la couche de cavité par gravure, avant la croissance du second miroir, ce qui crée une augmentation de l'énergie du mode de cavité. Des structures appelées mesas ont ainsi été réalisées [97–99], confinant les polaritons dans toutes les dimensions (0D). Cela a par exemple permis de mesurer optiquement les modes polaritoniques quantifiés dans un mesa et leur contrôle optique [100] [Fig. 1.15(b)].

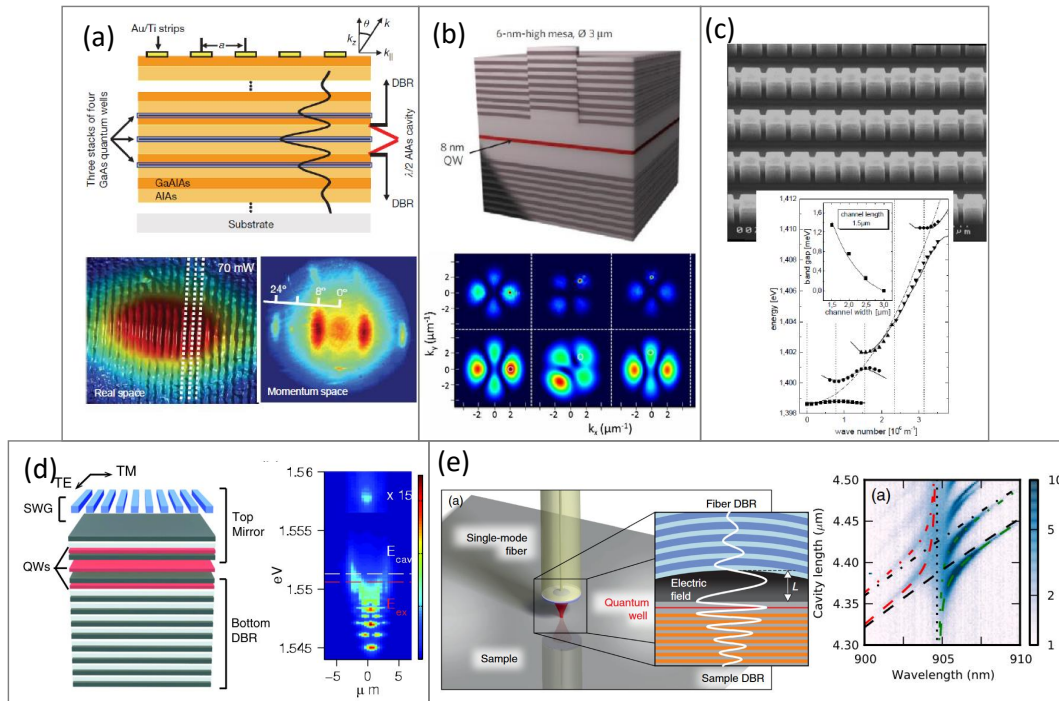


FIGURE 1.15 – Techniques expérimentales pour créer un potentiel de confinement sur la composante photonique des polaritons : (a) dépôt métallique [94], (b) gravure avant croissance du second miroir (mesa) [100], (c) gravure après croissance [101], (d) cavité hybride avec cristaux photoniques [102] ou (e) fibre optique [103]. Figure extraite de [133].

Cavités hybrides

Une cavité hybride est une cavité semiconductrice pour laquelle le miroir du haut n'est pas de même type que le miroir du bas. Il est par exemple constitué d'un cristal photonique [102] ou d'une fibre optique [103] [Fig. 1.15(e)], qui permettent de confiner la lumière sur une surface de l'ordre du micron. Cette technique a par exemple permis l'observation de condensats de polaritons de grande cohérence spatiale et temporelle [102] [Fig. 1.15(d)].

Gravure après croissance

Cette technique consiste en une gravure profonde (jusqu'au substrat) de la structure à microcavité après la croissance. Le confinement de la partie photonique des polaritons est ainsi assuré par le contraste d'indice optique important entre le matériaux semiconducteur de la structure ($n_{cav} \sim 3.5$) et l'air ($n_{air} \sim 1$). Les échantillons étudiés par notre équipe sont obtenus par cette technique, implémentée simultanément par les groupes de J. Bloch *et al.* et de M. Bayer *et al.* [101, 104–106] et plus récemment par le groupe de S. Höfling [107]. En réalisant une chaîne de cavités couplés de taille micrométrique, M. Bayer a par exemple montré une modification de la structure de bande des polaritons [101] [Fig. 1.15(c)].

La fabrication de nos échantillons commence par la croissance d'une microcavité planaire en GaAs par épitaxie par jets moléculaires. Les motifs sont réalisés par lithographie électronique sur une couche de résine photosensible, puis une gravure ICP (Inductively Coupled Plasma) permet la gravure verticale de la cavité jusqu'au substrat.

Nous fabriquons par cette technique des structures possédant un fort confinement latéral, imposant peu de restrictions sur la forme des structures. La dimension latérale doit rester au dessus du micron afin d'éviter de trop importantes recombinaisons non radiatives sur les flancs de la structure gravée, qui peuvent dégrader fortement les propriétés optiques du système. Des structures aux motifs 0D, 1D ou 2D peuvent être réalisées avec versatilité et précision dans le choix des motifs. Pour illustrer les possibilités de cette technique, nous montrons en Fig. 1.17 des échantillons de cavité gravés sous la forme de fils photoniques réalisés par notre équipe.

1.7.3 Polaritons 1D

La largeur latérale L_x des fils est de typiquement quelques microns alors que leur extension longitudinale L_y peut atteindre des centaines de microns. La composante k_x du vecteur d'onde des polaritons est alors quantifiée à cause du confinement latéral du mode photonique tandis qu'un mouvement libre le long de la direction y est préservé. Nous obtenons $k_x = p_x \pi / L_x$, où p_x est un nombre entier, et l'énergie des modes optiques est donnée par :

$$E_c(k_{//}) = \sqrt{E_{c0}^2 + \left(\frac{\hbar c}{n_{cav}}\right)^2 \left[\left(\frac{p_x \pi}{L_x}\right)^2 + k_y^2\right]} \quad (1.53)$$

Le confinement des excitons n'est pas affecté par la gravure car la dimension latérale est beaucoup plus importante que leur rayon de Bohr a_B^* .

Le confinement latéral du photon conduit à la formation de sous-bandes 1D de polaritons. La Fig. 1.16 révèle directement ces sous-bandes dans l'émission résolue en angle d'un fil de 3 μm de large. De plus, à cause du confinement latéral, une séparation en énergie se développe entre le mode photonique de polarisation linéaire parallèle au fil (TE, le long de y) et le mode photonique de polarisation linéaire perpendiculaire au fil (TM, le long de x). Chaque sous-bande d'indice p_x est dédoublée en deux bandes polarisées respectivement TE et TM.

Dans cette figure, nous notons aussi une autre différence avec l'émission d'une cavité planaire. Nous observons une large émission venant des excitons du réservoir. Cette émis-

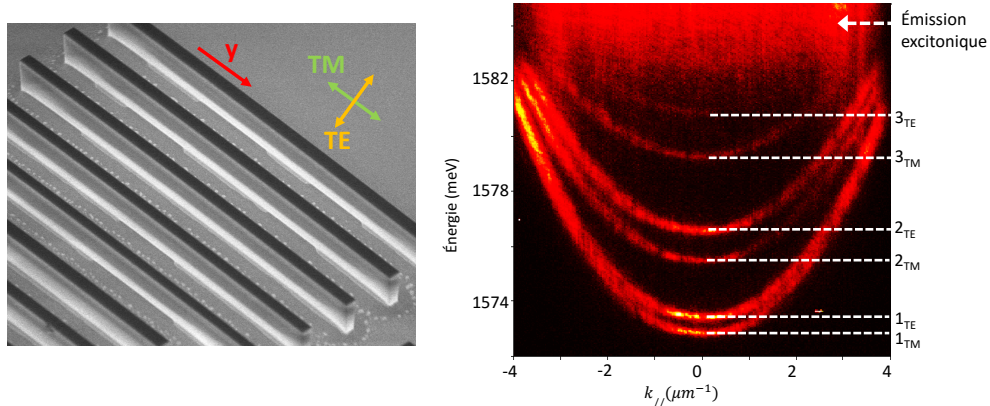


FIGURE 1.16 – Émission en champ lointain d'un microfil de $3\ \mu\text{m}$ de large (échelle de couleur logarithmique). La branche basse des polaritons subit de multiples dédoublements dus au confinement photonique ($p_x = 1,2,3$) et à la polarisation (TM,TE).

sion provient de l'émission d'excitons dans le plan réfracté sur les parois et redirigée vers une incidence normale. Cette émission donne une indication de l'énergie de la résonance excitonique. La largeur de raie importante de cette émission n'est pas encore claire mais est probablement due aux relaxations de contraintes près des bords de la structure.

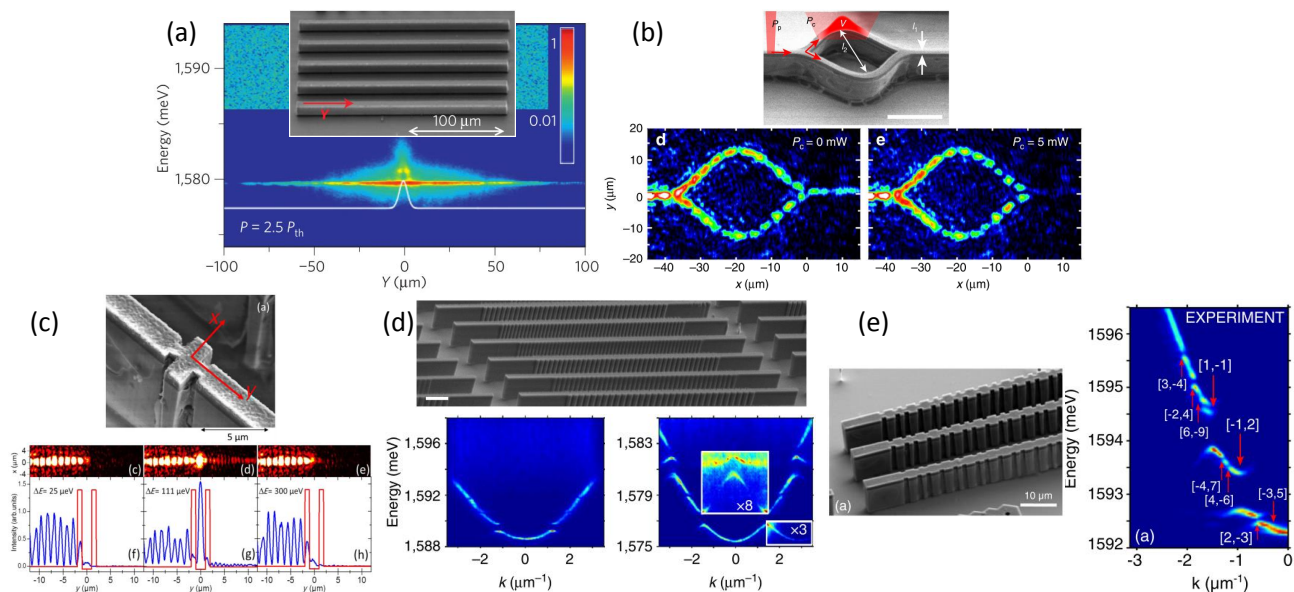


FIGURE 1.17 – Exemples de structures 1D réalisées au LPN : (a) microfils simples [25], (b) interféromètre de Mach-Zender [28], (c) diode tunnel résonante [29], (d) fils périodiques modulés [26], (e) fils quasi-périodiques [27, 108].

Dans les fils photoniques, la manipulation optique et la propagation cohérente de condensats de polaritons sur des distances de $100\ \mu\text{m}$ ont été démontrées [25] [Fig. 1.17(a)].

Cette démonstration a ouvert la voie à la réalisation de structures plus complexes, dans le but de réaliser des dispositifs dans lesquels les polaritons peuvent se propager sur de grandes distances d’une manière cohérente, tout en ayant un contrôle optique sur leur propagation. C’est dans ce cadre qu’ont été réalisés un interféromètre de Mach-Zender pour polaritons [28] [Fig. 1.17(b)] et une diode tunnel résonante [29] [Fig. 1.17(c)]. Ces expériences ont été parmi les premières réalisations de dispositifs à polaritons et vont dans le sens de nombreuses propositions théoriques proposant d’utiliser la plateforme polaritonique pour développer de nouveaux dispositifs non-linéaires [109–112]. Nous montrerons notamment dans les chapitres 3 et 4 la démonstration de plusieurs dispositifs exploitant la non-linéarité des polaritons dans des fils photoniques.

D’autres effets peuvent être obtenus en modulant la largeur du fil. Un exemple est montré sur la Fig. 1.17(d), où le fil est modulé périodiquement pour modifier la structure de bande et obtenir la formation de bandes interdites. La taille de ces sous-bandes et des bandes interdites est déterminée par les dimensions géométriques du fil. En régime non-linéaire, la formation de solitons de gap dans la bande interdite a été observée [26]. Ces fils photoniques ont aussi été modulés de façon quasi-périodique selon une séquence de Fibonacci [Fig. 1.17(e)], mettant en évidence les caractéristiques d’un spectre d’énergie fractal [27], ainsi que la formation d’états de bords dépendant des propriétés topologiques de la structure [108].

1.7.4 Polaritons 0D

La microcavité peut aussi être gravée en micropiliers 0D avec une dimension latérale typique de quelques microns. Les micropiliers offrent un fort confinement 3D du mode optique. Le confinement est obtenu dans la direction de croissance par les miroirs de Bragg et dans la direction latérale par la différence d’indice de réfraction entre le semiconducteur et l’air. Le confinement 3D du mode optique aboutit à une discrétisation complète des états de polaritons, les deux composantes du vecteur d’onde dans le plan k_x et k_y étant quantifiées.

Pour un micropilier de forme carrée, l’annulation des fonctions d’onde au bord de la structure conduit à : $k_x = p_x\pi/L_x$, $k_y = p_y\pi/L_y$, où p_x et p_y sont des nombres entiers et L_x et L_y sont les dimensions latérales dans les directions x et y . La taille du micropilier doit cependant être suffisamment importante ($\gtrsim 2,5\ \mu\text{m}$) pour pouvoir négliger l’onde évanescente du photon à l’extérieur du pilier. Dans ce cas, l’énergie des modes peut s’écrire explicitement :

$$E_c = \sqrt{E_{c0}^2 + \left(\frac{\hbar c}{n_{cav}}\right)^2 \left[\left(\frac{p_x\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{p_y\pi}{L_y}\right)^2 \right]} \quad (1.54)$$

Le spectre d’énergie expérimental d’un pilier de dimension latérale de $3,6\ \mu\text{m}$ est montré sur la Fig. 1.18, avec le profil d’intensité des modes dans l’espace réciproque, correspondant aux trois premiers niveaux d’énergie. La Fig. 1.19 montre l’émission résolue en angle et en énergie pour trois tailles différentes de pilier. Lorsque la taille du pilier diminue, le confinement augmente, ainsi que la séparation entre les niveaux d’énergie.

La condensation des polaritons dans un micropilier a été démontrée expérimentalement [11], ainsi que la transition du régime de couplage fort à couplage faible avec l’aug-

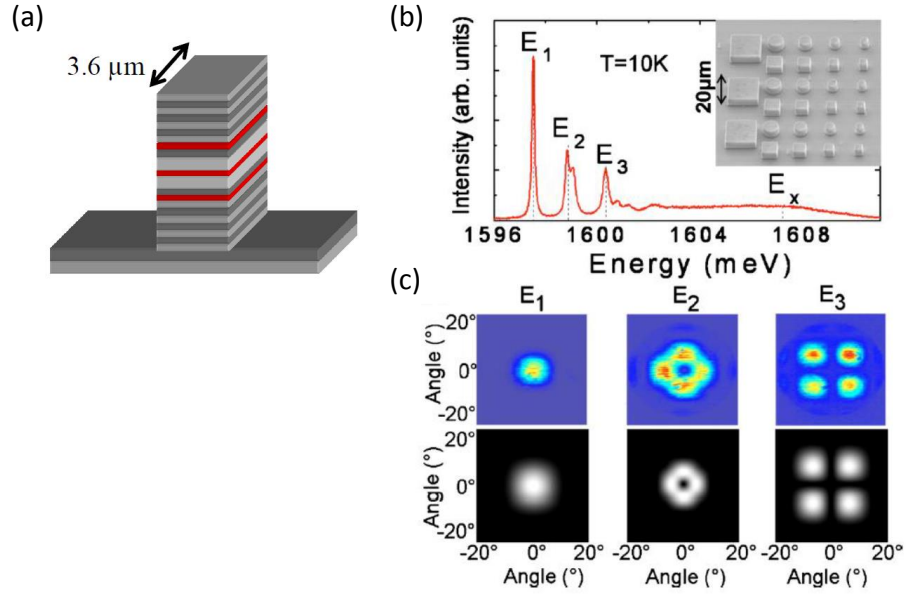


FIGURE 1.18 – (a) Représentation schématique d’un pilier carré. (b) Spectre d’énergie expérimental d’un pilier de dimension latérale de $3,6 \mu\text{m}$. (c) Profil d’intensité des modes en espace réciproque, correspondant aux trois premiers niveaux d’énergie. Haut : données expérimentales. Bas : simulations numériques (extraites de [113]).

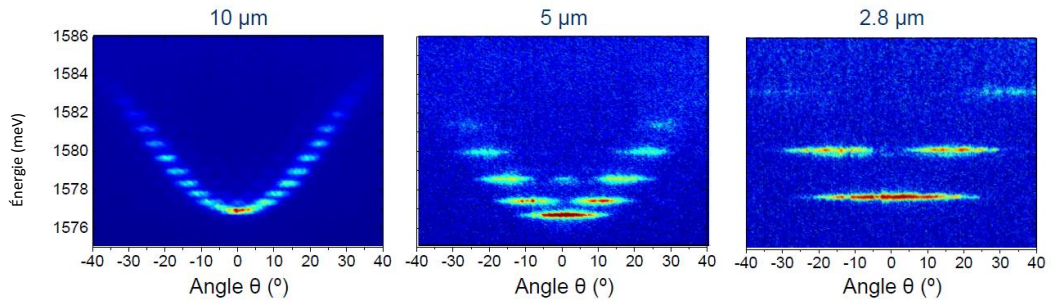


FIGURE 1.19 – Énergie en fonction de l’angle de micropiliers cylindriques pour trois diamètres différents : $10 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ et $2,8 \mu\text{m}$.

mentation de la puissance d’excitation. De plus, il a été observé que les effets des interactions avec le réservoir excitonique affectent fortement la distribution spatiale des condensats [20]. Nous étudierons la statistique et la polarisation de l’émission d’un micropilier dans le chapitre 2 et nous utiliserons des micropiliers comme résonateur 0D dans la plupart des dispositifs présentés dans les chapitres 3 et 4.

Chaque micropilier peut être considéré comme l’analogie d’un atome unique et il est possible, de la même façon que pour de vrais atomes, de coupler plusieurs micropiliers. Ces systèmes sont le plus souvent décrits par le modèle des liaisons fortes et la force du couplage entre proches voisins est donnée par le coefficient J , dépendant de la distance

entre les piliers. Le système le plus simple est une molécule constituée de deux piliers couplés. L'étude de la condensation des polaritons dans un tel système a mis en évidence l'apparition d'états moléculaires [75]. Ces molécules ont également permis d'observer des oscillations Josephson non-linéaire et un auto-piégeage des polaritons [21]. Récemment, un comportement tristable a été observé dans un tel système [22]. Des structures plus complexes telles que la molécule de benzène ont été étudiées, montrant que le couplage spin-orbite a un effet important sur la polarisation du condensat de polaritons [114].

Il est aussi possible de construire des réseaux 1D ou 2D. La réalisation d'expériences dans des réseaux 1D frustrés a ainsi permis d'observer la condensation des polaritons dans une bande plate [108]. Des réseaux 2D en forme de nid d'abeilles permettent de visualiser directement les cônes de Dirac [115] et ouvrent la voie à l'étude des états de bord [116] et à la réalisation d'isolants topologiques photoniques [117, 118].

Première partie

Cohérence du second ordre et polarisation

Chapitre 2

Statistique et dynamique de la polarisation des condensats de polaritons

2.1 Introduction

Les sources de lumière cohérente sont caractérisées par une grande cohérence de phase et des fluctuations d'intensité limitées par le bruit quantique [119]. Leur découverte a permis de nombreuses avancées scientifiques et technologiques et ces sources sont aujourd'hui couramment employées dans la recherche et l'industrie. Dans un laser, cette cohérence est expliquée par l'émission stimulée de photons requérant une inversion de population dans un milieu amplificateur, ce qui implique un seuil limite d'énergie d'excitation (optique ou électrique) pour que l'effet laser se déclenche.

Les polaritons en microcavités semiconductrices sont quant à eux capables de s'accumuler spontanément dans le même état quantique à partir d'un certain seuil de densité d'excitation, ce qui conduit au phénomène de laser à polaritons [8, 10, 12, 71, 120] sans inversion de la population. Comme pour les lasers à photons conventionnels [121, 122], l'apparition du laser à polaritons s'accompagne d'une brisure spontanée de la symétrie $U(1)$ conduisant à une émission ayant une forte cohérence temporelle et spatiale [8, 9] et des fluctuations d'intensité réduites [74].

De plus, les polaritons possèdent un spin interne ayant deux projections possibles le long de l'axe de croissance de la microstructure, qui correspondent à des photons avec une polarisation circulaire gauche ou droite s'échappant de la cavité. En présence d'une symétrie cylindrique dans le plan, le paramètre d'ordre du laser à polaritons est un vecteur et la brisure spontanée de symétrie se traduit par la mise en place d'une phase globale ϕ et d'une phase relative θ : $|\psi\rangle = e^{i\phi} \times (|\psi_L\rangle + e^{i\theta}|\psi_R\rangle)$, où ψ_L (ψ_R) correspond à l'état polaritons polarisés circulaire gauche (droit).

Dans ce travail, nous allons d'abord chercher à mesurer précisément la statistique d'émission de notre laser à polaritons pour mieux comprendre ses différences ou ses similitudes avec les lasers à photons conventionnels. Nous nous attacherons à comprendre quel est le rôle de la dimensionnalité du système en étudiant une cavité planaire 2D et un

micropilier 0D de 3 μm de diamètre. Nous entreprendrons ensuite l'étude de la polarisation initiale lors de l'établissement de l'effet laser ainsi que sa dynamique temporelle au cours de l'émission. Pour réaliser cette étude, nous avons mis en place une expérience capable de mesurer des impulsions uniques avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde. Cette technique nous permet de mesurer de manière résolue en temps la cohérence du second ordre de l'émission du laser à polaritons et nous donne accès à la dynamique temporelle de la polarisation, ce qui n'avait jamais été observée expérimentalement.

2.1.1 Théorie de la cohérence du second ordre

La mise en place d'une phase globale pour le laser à polaritons est liée au haut degré de cohérence temporelle du premier et du second ordre du système. Les fluctuations de phase au cours de l'émission sont étudiées en mesurant la fonction de corrélation du premier ordre $g^{(1)}(\tau)$ et les fluctuations temporelles d'intensité peuvent être étudiées en mesurant la fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(t, \tau)$. Cette quantité $g^{(2)}(t, \tau)$ décrit la probabilité d'émettre un photon au temps $t + \tau$ à la condition qu'un photon ait été émis au temps t . La description quantique de cette fonction a été introduite par Glauber [119] et s'écrit :

$$g^{(2)}(t, \tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t + \tau) \hat{a}(t + \tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle \langle \hat{a}^\dagger(t + \tau) \hat{a}(t + \tau) \rangle}, \quad (2.1)$$

où $\hat{a}^\dagger(t)$ ($\hat{a}(t)$) est l'opérateur création (annihilation) des photons émis par la cavité au temps t et les crochets indiquent une moyenne statistique.

La fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(t, \tau)$ peut être mesurée en comptant le nombre moyen de coïncidences entre deux photons détectés aux temps t et $t + \tau$, normalisé par le nombre moyen de photons détectés aux temps t et $t + \tau$. La moyenne est effectuée sur un grand nombre de réalisations indépendantes et la fonction $g^{(2)}(t, \tau)$ mesure la distribution statistique de l'émission de photons en fonction du temps, ce qui équivaut à la mesure des fluctuations temporelles d'intensité dans le cadre de la physique classique. Trois exemples typiques de statistiques sont montrées sur la Fig. 2.1 : une source thermique [Fig. 2.1(a)], une source cohérente [Fig. 2.1(b)] et une source de photons uniques [Fig. 2.1(c)]. Les lampes à incandescence sont par exemple des sources thermiques très communes. Elles consistent à l'émission de photons par un large nombre d'émetteurs non corrélés (atomes du filament). Une source thermique est caractérisée par de larges fluctuations d'intensité et par l'émission de photons en paquets. Ce phénomène est schématisé sur la Fig. 2.1(a) et l'étendue temporelle de ces "paquets" est donnée par le temps de cohérence de l'émission τ_c . Pour une telle statistique, la fonction $g^{(2)}(\tau)$ est une gaussienne avec un maximum à $g^{(2)}(\tau = 0) = 2$ et qui décroît vers 1 avec une rapidité donnée par le temps de cohérence du système τ_c . Pour une source cohérente comme un laser à photons conventionnel, l'émission des photons est aléatoire au cours du temps [Fig. 2.1(b)] et suit une statistique poissonnienne. Dans ce cas, $g^{(2)}(\tau) = 1$ pour toute valeur de τ et la probabilité d'émettre un second photon est indépendante de l'émission préalable d'un premier photon. Enfin, dans le cas particulier d'une source de photons uniques, la probabilité d'émission de deux photons successifs est faible pour un intervalle de temps court, dépendant du temps de cohérence τ_c [Fig. 2.1(c)]. La valeur de $g^{(2)}(\tau = 0)$ tend dans ce cas vers 0 pour une

source parfaite de photons uniques et croit vers 1 avec un temps caractéristique donné par τ_c .

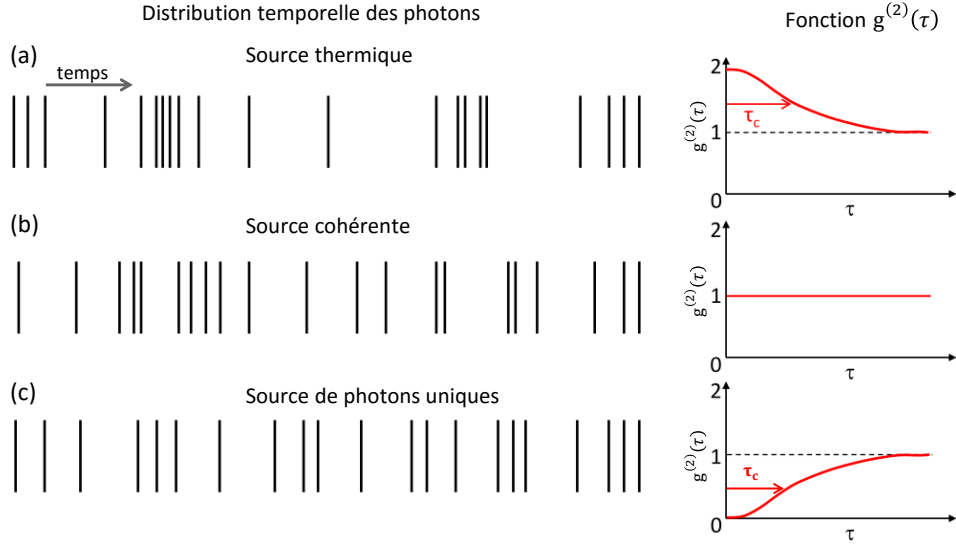


FIGURE 2.1 – (a-c) Schéma des évènements correspondant à la statistique de trois exemples typiques de source de photons : source thermique (a), source cohérente (b), source de photons uniques (c). La fonction d'autocorrélation correspondante $g^{(2)}(\tau)$ est montrée. Figure extraite de [123].

Ces exemples montrent une propriété importante de la fonction de corrélation du second ordre. Lorsque $g^{(2)}(t, \tau) = 1$, la probabilité de détecter deux photons séparés d'un temps τ est égale à celle d'un évènement aléatoire et les détections de chaque photon sont décorréélées. Cette probabilité augmente si $g^{(2)}(t, \tau) > 1$ et diminue si $g^{(2)}(t, \tau) < 1$. Nous utiliserons cette propriété par la suite pour mesurer les variations de la probabilité d'émission de notre système.

2.1.2 Phase globale : cohérence

La fonction d'autocorrélation $g^{(2)}(\tau = 0)$ pour les polaritons de microcavité a été étudiée théoriquement [38–40, 124] et expérimentalement [40, 72, 74, 102, 125–130] en fonction de la puissance d'excitation, autour des seuils de laser à polaritons et de laser à photons. Dans un premier temps, plusieurs travaux théoriques [38–40] ont prédit qu'au-dessus du seuil de laser à polaritons, les interactions polariton-polariton pourraient introduire des fluctuations d'intensité et réduire la cohérence du système, conduisant à une augmentation de $g^{(2)}(\tau = 0)$ au-dessus de 1 au-delà du seuil de laser à polaritons. Ces résultats théoriques sont obtenus en décrivant le condensat par une équation maîtresse couplée à des états excités décrits par une équation de Boltzmann. Ce couplage [Fig. 2.2(a)] serait donc à l'origine de l'augmentation des fluctuations et marquerait la différence entre les lasers à polaritons et les lasers à photons conventionnels.

D'autres travaux théoriques réalisés par M. Wouters et V. Savona [124], utilisant l'approximation de Wigner tronquée et des simulations Monte Carlo, ont montré que la fonction

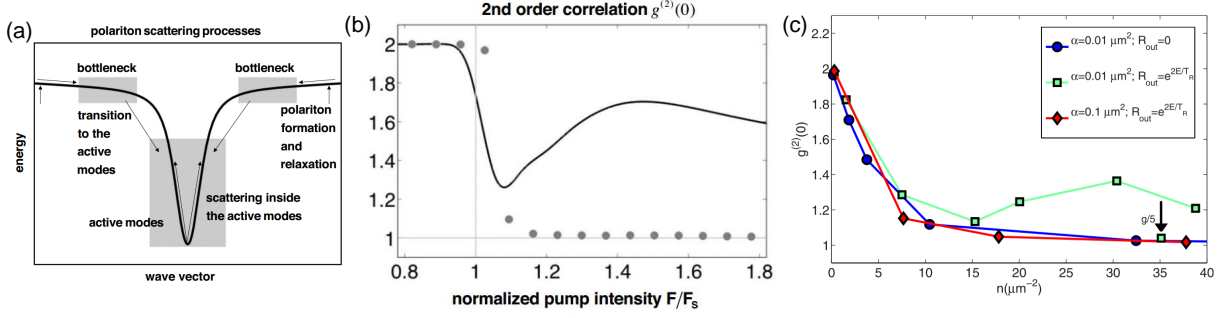


FIGURE 2.2 – (a) Schéma des transitions impliquées dans le processus de dispersion des polaritons. Figure extraite de [39]. (b) Calcul théorique de la fonction de corrélation du second ordre normalisée $g^{(2)}(\tau = 0)$ en fonction de la puissance d’excitation (ligne noire) pour une microcavité plane. Les points correspondent à $g^{(2)}(\tau = 0)$ en l’absence d’interactions polariton-polariton. La ligne grise verticale indique la position du seuil. Figure extraite de [39]. (c) Calcul théorique de la fonction de corrélation du second ordre normalisée $g^{(2)}(\tau = 0)$ pour une microcavité plane en fonction de la densité de polaritons n et des paramètres α et R_{out} . α décrit la rétroaction des polaritons sur le réservoir et R_{out} décrit le taux d’échappement des polaritons. Figure extraite de [124].

$g^{(2)}(\tau = 0)$ reste monotone et égale à 1 après le seuil en conservant des paramètres réalistes [Fig. 2.2(c)]. Ils ont pu en effet reproduire qualitativement le comportement rapporté dans l’étude théorique de la référence [39] [Fig. 2.2(c), courbe verte] en considérant un décalage vers le bleu de 1 meV causé uniquement par les interactions entre polaritons. Cette valeur de l’énergie d’interaction est bien trop élevée par rapport aux observations expérimentales [20] et donc peu réaliste. Pour des valeurs plus basses de l’énergie d’interaction (en dessous de 0,2 meV), la fonction $g^{(2)}(\tau = 0)$ passe de 1,5 à 1 après le seuil et reste égale à 1 pour une puissance d’excitation plus importante. Ces calculs prédisent donc qu’il n’y aurait dans ce cas pas de différence de fluctuations d’intensité entre un laser à polaritons et un laser à photons.

Les travaux expérimentaux réalisés dans les groupes de Y. Yamamoto [40, 74] et de L. Dang [72, 125] pour mesurer $g^{(2)}(\tau = 0)$ dans des microcavités planes ont rapporté des résultats contradictoires. $g^{(2)}(\tau = 0)$ a été mesuré plus grand que 1 dans chaque groupe juste au-dessus du seuil, ce qui ne permet pas d’établir la cohérence de l’émission. Ces mesures ont été obtenues par une expérience classique de Hanbury Brown-Twiss [131] consistant en un séparateur de faisceau 50/50 et deux photodiodes à avalanches permettant de détecter des photons uniques et dont la résolution temporelle est au mieux de 50 ps. Les travaux expérimentaux des groupes de Y. Yamamoto et de L. Dang ont donc tous soufferts du problème suivant : le temps de résolution des détecteurs utilisés (au mieux 50 ps) était plus important que le temps de vie des polaritons (quelques ps). En effet, le temps de déclin de $g^{(2)}(\tau)$ à partir de sa valeur à $\tau = 0$ est donné par le temps de cohérence du système. Bien que le temps de cohérence puisse être très important au-dessus du seuil, il est de l’ordre du temps de vie des polaritons près du seuil et donc trop faible pour la résolution de ces détecteurs. Par conséquent cette expérience ne permet pas de mesurer directement la valeur de $g^{(2)}(\tau = 0)$ à proximité du seuil. Elle est donc extrapolée

à partir d'une déconvolution entre le temps de déclin de $g^{(2)}(\tau)$ et le temps de résolution des détecteurs, ce qui conduit à une grande incertitude sur la mesure de $g^{(2)}(\tau = 0)$.

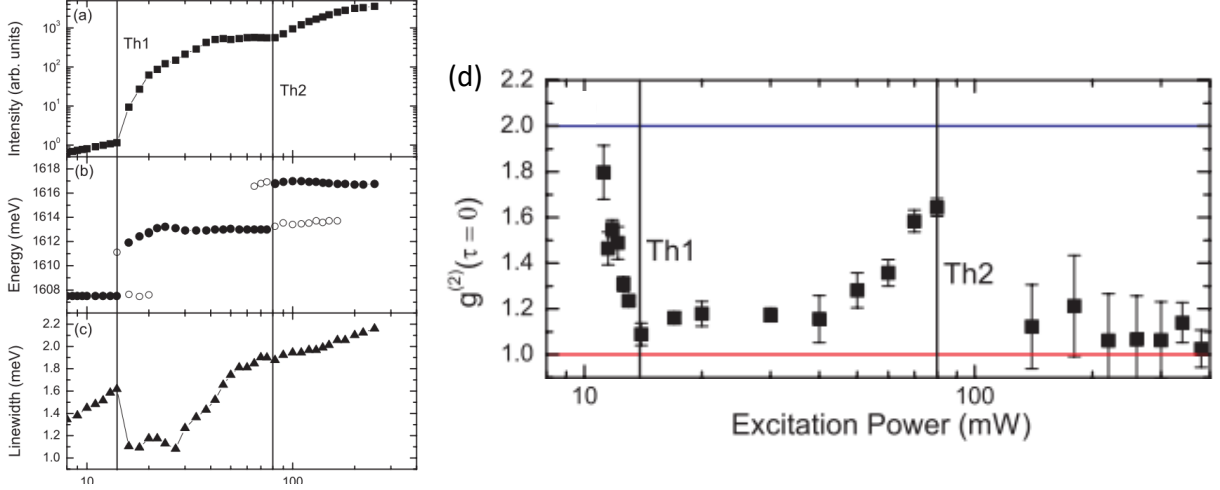


FIGURE 2.3 – (a)-(c) Dépendance en puissance de (a) l'intensité intégrée, (b) l'énergie et (c) la largeur de raie de l'émission de la microcavité planaire GaAlAs/AlAs (facteur de qualité $Q \sim 1800$). (d) Fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\tau = 0)$ en fonction de la puissance d'excitation. Les lignes verticales représentent les deux seuils et la ligne bleue (resp. rouge) indique l'état thermique (resp. cohérent). Figures extraites des travaux du groupe de M. Bayer [129].

Pour résoudre ce problème, une nouvelle technique a été mise au point dans le groupe de M. Bayer [126], permettant de reconstruire la fonction $g^{(2)}(t, \tau)$ avec une résolution temporelle de quelques picosecondes en utilisant une caméra streak en mode impulsions uniques (single shot) [126–129]. Cette technique a permis de mesurer directement la fonction $g^{(2)}(t, \tau)$ ainsi que d'accéder à la dynamique de la statistique d'émission d'un laser à polariton évoluant dans le temps. Son utilisation a permis à J. Tempel *et al.* [129] d'étudier la statistique d'émission d'une microcavité GaAlAs/AlAs contenant 12 puits quantiques et ayant un facteur de qualité de 1800. En variant la puissance d'excitation le long des deux seuils observés sur la structure [Fig 2.3(a)], ils ont montré une augmentation de la fonction $g^{(2)}(\tau = 0)$ au dessus de 1 après le premier seuil [Fig 2.3(b)], en accord avec les résultats théoriques de P. Schwendimann et A. Quattropani [39]. Cependant, le premier seuil pourrait ne pas correspondre au déclenchement du laser à polaritons car le groupe de M. Bayer [129] observe un saut en énergie qui est considéré comme caractéristique du passage du couplage fort au couplage faible [11]. Ce phénomène est courant pour une cavité III-V à faible facteur de qualité (inférieur à 10^4). Le premier seuil traduirait ainsi le déclenchement d'un laser à photons et il est possible que cette augmentation des fluctuations soit liée par exemple à la présence de plusieurs modes laser en compétition dans le système.

Les expériences les plus récentes réalisées avec une résolution temporelle comparable au temps de vie des polaritons dans les groupes de B. Deveaud [130] et H. Deng [102] semblent plutôt montrer l'absence de différence entre le laser à polaritons et le laser à photons, en accord avec les résultats théoriques de M. Wouters [124].

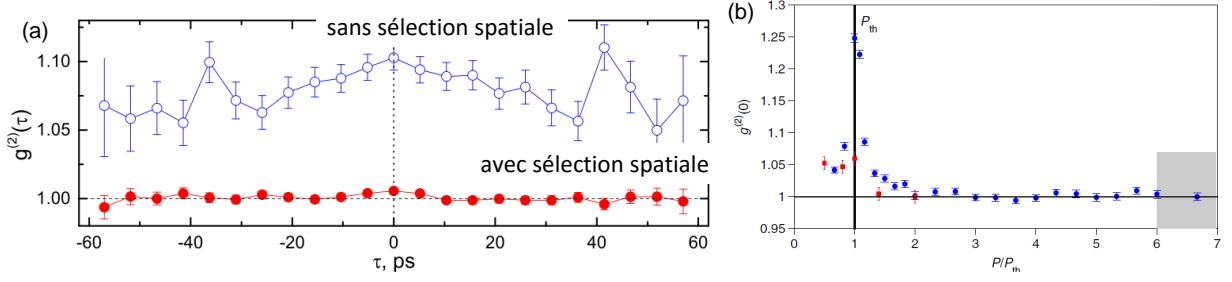


FIGURE 2.4 – (a) Fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\tau)$ avec (points rouges) et sans (points bleus) sélection spatiale. Figure extraite de [130]. (b) Fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\tau = 0)$ directement mesurée pour une excitation impulsionnelle (cercles bleus) et continue (carrés rouges) en fonction de la puissance. Les lasers à polaritons et à photons coexistent dans la zone grisée. Figure extraite de [102].

Le groupe de B. Deveaud [130] a étudié une cavité planaire en matériaux II-VI CdTe qui montre un couplage fort exciton-photon malgré un facteur de qualité comparable à l'échantillon de J. Tempel *et al.* [129]. Ils ont mesuré la fonction $g^{(2)}(\tau = 0) \simeq 1$ au dessus du seuil de laser à polaritons, lorsqu'une sélection spatiale de $9 \mu\text{m}$ de diamètre est réalisée au centre du condensat [Fig. 2.4(a), courbe rouge]. L'absence de sélection spatiale se traduit par une augmentation globale de $g^{(2)}(\tau)$. Cela montre que l'émission d'un laser à polaritons n'est cohérente que localement sur une surface déterminée par la dimension des modes spatiaux de la cavité qui sont d'autant plus petits que le facteur de qualité de la cavité est faible. Pour une surface d'émission trop étendue, plusieurs modes du condensat émettent avec une phase différente et la phase globale est perdue. Une façon de contourner ce problème est d'étudier un système confiné, ce qu'a réalisé le groupe de H. Deng [102] dans une cavité semiconductrice hybride à grand facteur de qualité. L'observation d'une émission cohérente ($g^{(2)}(0) = 1 \pm 0,001$) au dessus du seuil jusque $6P_{th}$ semble donc confirmer l'absence d'augmentation des fluctuations due aux interactions polariton-polariton.

Dans notre travail, nous allons étudier la différence induite par le confinement dans la statistique d'émission de nos systèmes, en comparant l'émission d'une cavité planaire et d'un micropilier de $3 \mu\text{m}$ gravé à partir de cette même cavité. En mesurant directement la fonction d'autocorrélations $g^{(2)}(t, \tau)$, nous allons pouvoir mieux quantifier et déterminer le rôle des interactions polariton-polariton dans la statistique d'émission.

2.2 Méthode expérimentale : mesure des fluctuations d'intensité

2.2.1 Montage expérimental

Les expériences sont réalisées à 5K dans un cryostat à doigt froid en utilisant un laser Titane-Saphire délivrant des impulsions de 3 ps avec un taux de répétition de 82 MHz. L'énergie du laser est choisie 100 meV au dessus du mode de polaritons de plus basse énergie pour une excitation non résonante. Un objectif de microscope d'ouverture numérique

NA=0,65 est utilisé pour focaliser le laser sur une surface de $2\ \mu\text{m}$ de diamètre et pour collecter l'émission. La photoluminescence de l'échantillon est résolue en temps à l'aide d'une caméra streak opérant en mode "single shot". Pour des mesures résolues en énergie, l'intensité émise est dispersée dans un monochromateur avant d'atteindre la caméra streak, ce qui réduit la résolution temporelle à 8 ps. Pour les mesures de corrélation d'intensité, nous utilisons à la place un filtre passe haut à large bande à 750 nm, ce qui empêche l'excitation laser à 735 nm d'atteindre le détecteur. Dans ce cas, la résolution temporelle atteint 4 ps.

2.2.2 Description de la cavité

Notre échantillon est une microcavité en GaAs/GaAlAs de facteur de qualité $Q = 72000$, décrit plus en détail en annexe. Douze puits quantiques en GaAs sont insérés aux ventres du champ électromagnétique. Le couplage fort exciton-photon est caractérisé par un doublement de Rabi de 15 meV. Nous réalisons des expériences sur une cavité planaire et sur un micropilier gravé de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre.

2.2.3 Mesures d'impulsions uniques avec une caméra Streak

Pour réaliser les mesures de corrélations, la caméra streak fonctionne en mode "single shot", selon le schéma représenté sur la Fig. 2.5(a). L'émission des polaritons est d'abord focalisée sur la photocathode où les photons sont convertis en électrons. Ces électrons sont ensuite accélérés puis déviés par deux couples d'électrodes à balayage. Un balayage rapide est appliqué dans la direction verticale, synchronisé avec le laser de pompe avec un taux de répétition de 82 MHz. La tension verticale dévie le signal de façon à séparer spatialement les photons qui arrivent à différents instants sur la photocathode. Dans notre cas, un balayage horizontal additionnel est appliqué, beaucoup plus lent que le premier, permettant de séparer spatialement des impulsions successives [Fig. 2.5(b)]. Après avoir été déviés, les électrons sont multipliés par une galette de microcanaux qui améliore le signal en introduisant du gain, puis ils sont reconvertis en photons par un écran à phosphore. Le signal de phosphorescence est capturé par une caméra CCD dont l'acquisition est synchronisée avec le balayage horizontal pour un taux de répétition de 150 Hz. Ce taux de répétition est limité par la rémanence de l'écran à phosphore dont l'émission possède un temps de vie de 7 ms.

La caméra streak possède enfin deux modes de fonctionnement : le mode synchroscan [Fig. 2.5(b)], qui permet d'accumuler le signal d'environ 10^9 impulsions pour obtenir un bon rapport signal sur bruit, et le mode "single shot" [Fig. 2.5(c)] pour lequel chaque image correspond à une seule impulsion. Dans ce second mode d'opération, chaque point correspond à un unique photon détecté et nous sommes capables de reconstruire la fonction $g^{(2)}(t, \tau)$ en analysant la statistique d'arrivée dans chaque impulsion sur un ensemble d'environ 10^5 impulsions. Dans le mode comptage de photon, la caméra streak possède un algorithme pour enregistrer en temps réel les coordonnées de chaque photon détecté, basé sur la définition d'un seuil d'intensité discriminant le bruit blanc du signal.

Suivant la technique proposée par le groupe de M. Bayer [126] (originellement démontrée par M. Ueda *et al.* [132]), V. Sala a implémenté pendant sa thèse dans notre groupe

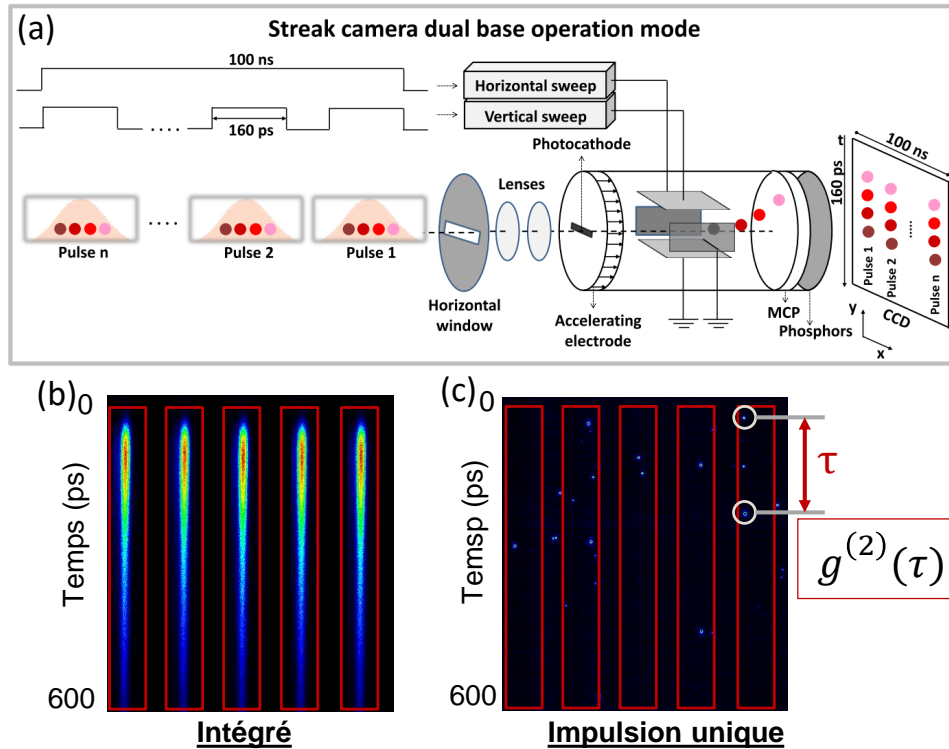


FIGURE 2.5 – (a) Schéma du principe de fonctionnement de la caméra streak. (b)-(c) Emission mesurée en fonction de temps dans le mode synchroscan (b) et dans le mode "single shot" (c) de la caméra streak.

un script permettant de reconstruire la fonction $g^{(2)}(t, \tau)$ à partir des données brutes de la caméra streak. Ce script est particulièrement délicat à réaliser car chaque erreur dans le comptage des photons ou dans la normalisation de la fonction peut induire de larges déviations dans la statistique mesurée et de nombreux tests ont été nécessaires pour s'assurer de la validité de notre analyse. Nous devons en particulier prendre en compte la taille effective des photons sur le détecteur de la caméra streak et au fait que l'arrivée de deux photons sur le même pixel donne le même signal que l'arrivée d'un seul photon (cf. référence [127]). Ce problème peut être résolu de plusieurs façons et nous avons choisi d'appliquer une zone morte après la détection de chaque photon, ce qui consiste à ignorer tout second photon détecté après l'arrivée d'un premier photon pendant un temps déterminé par les paramètres de l'expérience. Cela implique que malgré une résolution temporelle de la caméra streak est de 4 ps, le plus court délai mesurable entre deux photons est dans notre cas de 10 ps. Une analyse plus exhaustive des différents problèmes rencontrés sont discutés en détail dans la thèse de V. Sala [133] et nous avons cherché à constamment améliorer la pertinence de l'analyse en optimisant le moyennage de nos mesures et le choix de la zone morte. Nous n'entrerons pas ici dans les détails techniques du script et nous n'aborderons que le principe de fonctionnement de ce script.

Les données brutes de la caméra streak nous donnent les coordonnées de tous les photons détectés pour chaque image. Chaque image est ensuite divisée spatialement pour

compter séparément les photons dans une impulsion unique [Fig. 2.5(b)]. Le délai τ entre chaque photon d'une impulsion unique et leur temps d'arrivée t sont mesurés [Fig. 2.5(c)]. Une expérience comprend typiquement 10^5 impulsions et nous mesurons le nombre total de photons détectés à t et à $t + \tau$ en considérant la somme de toutes les impulsions. En comptant les coïncidences entre l'arrivée d'un premier photon à t et d'un second photon à $t + \tau$ et en divisant par le nombre moyen de photons mesurés aux temps t et $t + \tau$, nous reconstituons la fonction de corrélation du second ordre normalisée $g^{(2)}(t, \tau)$.

L'inconvénient de cette technique est sa faible efficacité, ce qui limite sérieusement l'exploration de la statistique d'émission sous le seuil de laser à polaritons, où l'émission est beaucoup moins intense, mais n'est pas un problème pour mesurer l'émission des polaritons au dessus du seuil. Cette expérience nous permet donc de mesurer la statistique d'émission de nos échantillons avec une résolution temporelle d'environ 4 ps pour une large gamme de puissance d'excitation.

2.3 Cohérence du second ordre des condensats de polaritons

2.3.1 Caractérisation de la cavité planaire

Dans un premier temps, nous caractérisons les différents régimes d'émission de la cavité planaire. Grâce au monochromateur couplé à la caméra streak, nous mesurons la photoluminescence de l'échantillon résolue en énergie et en temps en fonction de la puissance d'excitation. Chaque image correspond à l'accumulation d'environ 10^9 traces. L'excitation non résonante forme un spot de $15 \mu\text{m}$ de diamètre et l'impulsion est appliquée à $t = 0$ ps. Sous le seuil du laser à polaritons ($P = 0,05P_{th}$) [Fig. 2.6(a)], l'émission est lente avec un temps de déclin exponentiel de 600 ps et possède une grande largeur de raie (1,3 meV). Au delà du seuil ($P > P_{th}$) [Fig. 2.6(b-d)], l'émission devient de plus en plus rapide et la largeur de raie diminue (0,3 meV au seuil). De plus, l'énergie de l'émission est décalée vers le bleu à cause des interactions répulsives entre les polaritons et les excitons du réservoir. L'impulsion laser non résonante peuple le réservoir excitonique qui relaxe ensuite dans les états de polaritons de plus faible énergie. Le temps de vie du réservoir étant de quelques centaines de picosecondes, sa population décroît au cours du temps et le décalage vers le bleu de l'émission induit par le réservoir diminue au cours du temps.

L'intensité et l'énergie au pic de l'émission sont reportées Fig. 2.7(a) et l'intensité de l'émission est tracée en fonction du temps en échelle logarithmique [Fig. 2.7(b)]. Nous observons un premier seuil $P_{th} = 1$ mW au delà duquel l'intensité augmente fortement et la dynamique s'accélère, ce qui est caractéristique de la relaxation stimulée des polaritons et marque le déclenchement du laser à polaritons. Nous remarquons que l'énergie de l'émission augmente continûment au passage du premier seuil de laser à polaritons, contrairement à l'échantillon du groupe de M. Bayer [129] [Fig. 2.3(a)]. Un second seuil apparaît à plus haute puissance ($P_{th'} = 6,5$ mW), pour lequel nous observons une émission encore plus rapide à haute énergie. Le système subit alors une transition de Mott, les excitons disparaissent à cause de l'écrantage de Coulomb et laissent place à un plasma de paires électron-trou. Il n'est plus en couplage fort et son émission en régime de couplage faible est semblable à

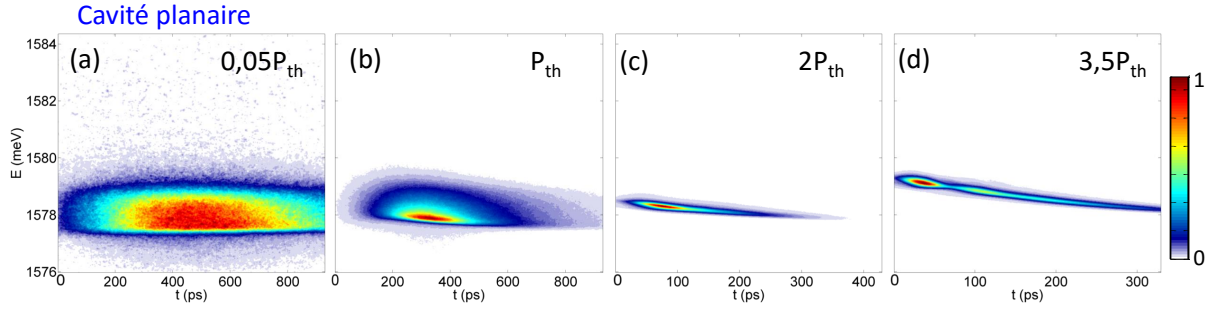


FIGURE 2.6 – (a-d) Intensité normalisée de l’émission en fonction du temps et de l’énergie dans la cavité planaire pour une puissance d’excitation croissante. L’échelle de temps et l’origine $t=0$ est différente pour les panneaux (c) et (d).

celle d’un laser à photons conventionnel [11, 51, 52, 134].

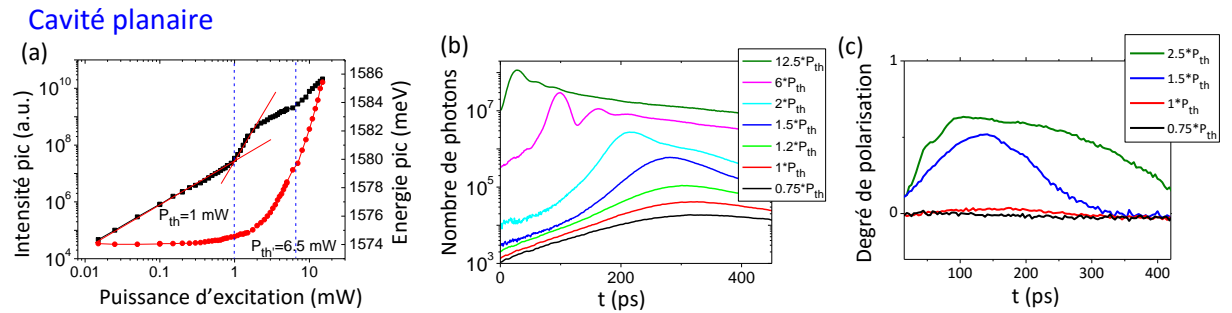


FIGURE 2.7 – (a) Intensité (carrés noirs) et énergie au pic de l’émission des polaritons (cercles rouges) en fonction de la puissance d’excitation. Les lignes verticales pointillées représentent les deux seuils $P_{th} = 1$ mW et $P_{th} = 6,5$ mW. (b) Émission des polaritons en fonction du temps pour une puissance d’excitation croissante. (c) Degré de polarisation linéaire verticale-horizontale en fonction du temps, moyenné sur 5×10^9 impulsions pour une puissance d’excitation croissante. L’excitation est réalisée à $t = -150$ ps (courbes noire, rouge, bleue) et à $t = -100$ ps (courbe verte).

Le degré de polarisation de l’émission dans l’axe vertical/horizontal $\rho_{VH} = \frac{I_V - I_H}{I_V + I_H}$ est reporté en Fig. 2.7(c), où I_V (I_H) est l’intensité de l’émission dans la polarisation verticale (horizontale), correspondante aux axes cristallins de notre échantillon. Le degré de polarisation est nul sous le seuil pour toute la durée de l’émission. Au dessus du seuil, l’émission devient polarisée verticalement, atteignant jusqu’à $\rho_{VH} = 0,63$, et la dynamique du degré de polarisation s’accélère en suivant la dynamique de l’émission. Dans ces expériences, obtenues par l’accumulation d’environ 10^9 réalisations, la polarisation de l’émission paraît fixée le long de la direction verticale, indiquant la levée de dégénérescence des états de polarisation induite par des contraintes le long de l’axe cristallin de l’échantillon, comme montré par le groupe de B. Deveaud [8] (référence détaillée en section 2.4).

2.3.2 Caractérisation du micropilier

Nous caractérisons ensuite les différents régimes laser et leur dynamique dans le micropilier de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre [Fig. 2.8(a)].

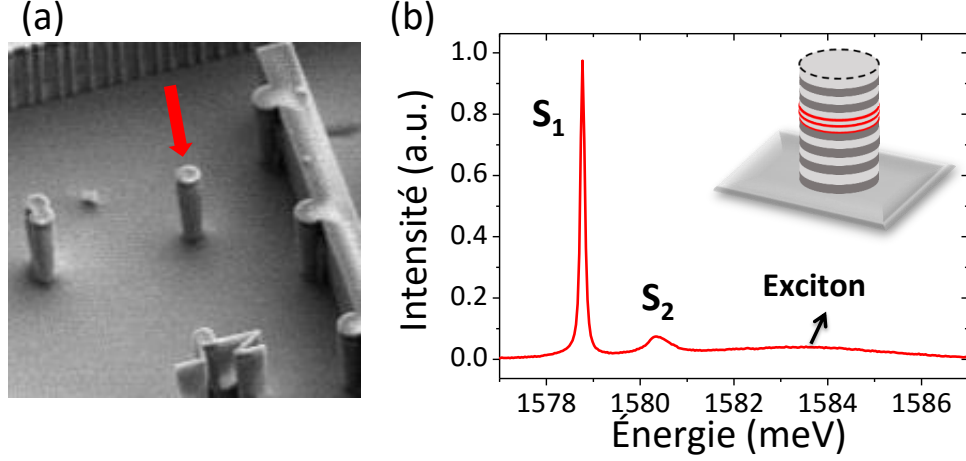


FIGURE 2.8 – (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) du pilier mesuré. (b) Spectre de photoluminescence du micropilier à $P = 0,1P_{th}$.

Le spectre intégré en temps mesuré à faible puissance est rapporté Fig. 2.8(b), indiquant la présence de deux modes de polaritons confinés latéralement. La largeur de raie mesurée du mode de plus basse énergie S_1 est $100\ \mu\text{eV}$, ce qui est plus élevé que la largeur de raie attendue d'après le facteur de qualité de la cavité ($\sim 22\ \mu\text{eV}$). Cet élargissement est attribué aux fluctuations spectrales induites par des fluctuations de l'environnement de charges dans le puit quantique [135] lorsque l'excitation est non résonante.

La photoluminescence de l'échantillon résolue en énergie et en temps est montrée sur la Fig. 2.9 en fonction de la puissance d'excitation. Chaque image correspond à l'accumulation d'environ 10^9 réalisations. Sous le seuil [Fig. 2.9(a)], une partie de l'émission provient des états excités du micropilier et sa dynamique est très lente. Au dessus du premier seuil [Fig. 2.9(b-d)], l'émission est complètement dominée par S_1 , sa dynamique accélère fortement et son énergie est décalée vers le bleu à temps court, de manière similaire au comportement dans la cavité planaire.

La dynamique de l'émission des polaritons pour une puissance d'excitation croissante est montrée sur la Fig. 2.10(b), extraite à partir des données de la Fig. 2.9. Au dessus de la puissance de seuil $P_{th} = 16\ \mu\text{W}$, l'émission est totalement dominée par S_1 , une augmentation brusque de l'intensité est observée [Fig. 2.10(c)] et la dynamique s'accélère [Fig. 2.10(b)]. Ce comportement est la signature d'une relaxation stimulée des polaritons dans S_1 et de l'amorce du laser à polaritons. Un second seuil apparaît à $P_{th'} = 0,8\ \text{mW} = 50P_{th}$, caractérisé par une émission rapide à temps court et à haute énergie [Fig. 2.10(b,c)], correspondant au laser à photons conventionnel lorsque le système atteint le régime de couplage faible [11, 51, 52, 134].

Le degré de polarisation de l'émission du micropilier selon l'axe vertical/horizontal $\rho_{VH} = \frac{I_V - I_H}{I_V + I_H}$ est montré en fonction du temps sur la Fig. 2.10(d). Sous le seuil, le degré de

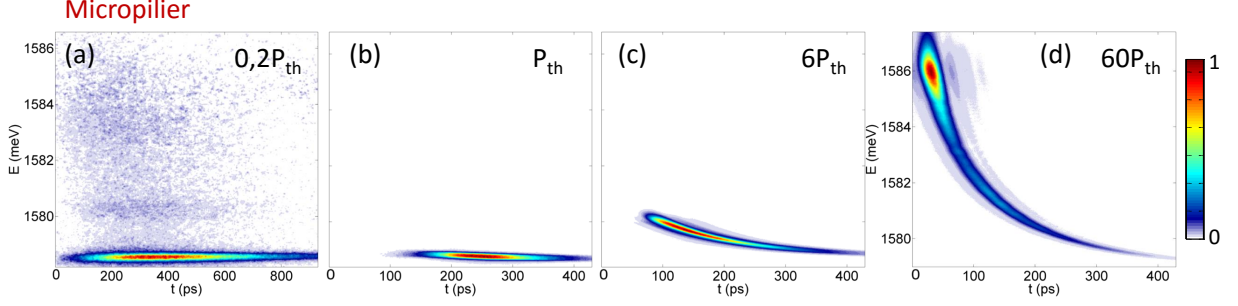


FIGURE 2.9 – (a-d) Intensité normalisée de l'émission en fonction du temps et de l'énergie dans le micropilier pour une puissance d'excitation croissante.

polarisation est négligeable. Au dessus de P_{th} , l'émission du laser à polaritons est polarisée verticalement, atteignant jusqu'à $\rho_{VH} = 0,9$, alors que les degrés de polarisation diagonale et circulaire sont proches de zéro sur toute la plage de puissance considérée.

Dans ces expériences, obtenues par l'accumulation de plusieurs millions de réalisations, la polarisation de l'émission paraît fixée le long de la direction verticale, identique à celle de la cavité planaire et parallèle à l'un des axes cristallins du substrat de GaAs. Cela confirme la levée de dégénérescence des états de polarisation principalement induite par des contraintes le long de l'axe cristallin de l'échantillon [8]. Comme l'émission sous le seuil n'est pas polarisée, la séparation entre les états de polarisation doit être plus faible que la largeur de raie apparente du mode de polariton dans le régime linéaire [Fig. 2.8(b)].

Le comportement de la cavité planaire et du micropilier sont donc similaires. Ils possèdent deux seuils, correspondant respectivement à l'amorce du laser à polaritons et du laser à photons conventionnel, et leur polarisation moyenne est fixée par l'axe cristallin de l'échantillon.

2.3.3 Dynamique de la cohérence du second ordre

La corrélation du second ordre à délai nul $g^{(2)}(\tau = 0)$ est une caractéristique importante de l'émission laser. Pour un laser monomode conventionnel, nous attendons une transition monotone d'une valeur de 2 (émission thermique) à 1 (émission cohérente poissonnienne) au passage du seuil laser. Cette transition a été étudiée expérimentalement dans les lasers à microcavité en régime de couplage faible [127, 136] et fort [102, 130].

Dans notre expérience, sous le seuil, l'émission thermique vient de deux modes de polarisation indépendants et la valeur de $g^{(2)}(\tau = 0)$ attendue est 1,5 au lieu de 2 si aucune polarisation n'est sélectionnée dans le détecteur [123]. Pour les expériences de corrélation de photons, le temps d'arrivée de chaque photon est mesuré dans le but de construire la fonction de corrélation du second ordre :

$$g_{total}^{(2)}(t, \tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t + \tau) \hat{a}(t + \tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle \langle \hat{a}^\dagger(t + \tau) \hat{a}(t + \tau) \rangle}, \quad (2.2)$$

où $\hat{a}^\dagger(t)$ ($\hat{a}(t)$) est l'opérateur création (annihilation) des photons émis par la cavité au temps t et les crochets représentent une moyenne statistique. L'indice "total" indique que

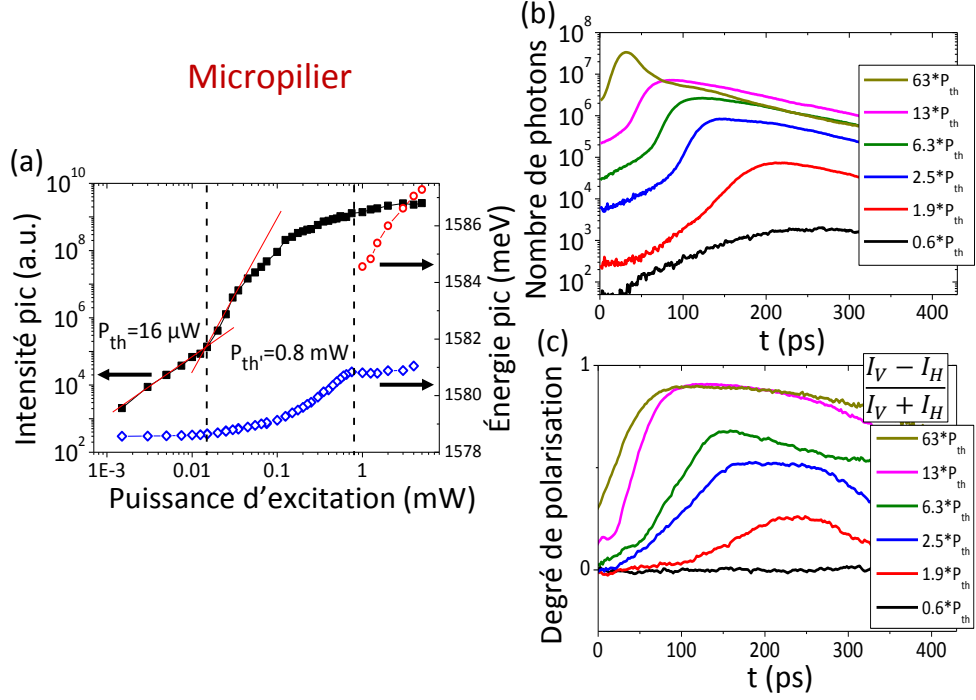


FIGURE 2.10 – (a) Intensité (carrés noirs) et énergie au pic de l’émission des polaritons (losanges bleus) et de l’émission du laser à photons (cercles rouges) en fonction de la puissance d’excitation. Les lignes verticales pointillées représentent les deux seuils $P_{th} = 16 \mu\text{W}$ et $P_{th'} = 0,8 \text{ mW}$. (b) Émission des polaritons (S_1) en fonction du temps pour une puissance d’excitation croissante. (c) Degré de polarisation linéaire verticale-horizontale en fonction du temps moyenné sur 5×10^9 impulsions pour les puissances d’excitation montrées en (b).

nous considérons tous les photons émis sans sélection en polarisation. Cette fonction représente la probabilité conditionnelle de l’émission d’un photon à temps $t + \tau$ sachant que l’émission d’un photon à temps t s’est produite. La figure 2.11(a) montre $g^{(2)}(t_{max}, \tau)$ à $P = 5P_{th}$, c’est à dire la fonction de corrélation quand le premier photon arrive au temps t_{max} du maximum de l’émission et le second photon au temps $t_{max} + \tau$. Les corrélations sont mesurées autour de t_{max} pour maximiser le rapport signal sur bruit de l’expérience. Les mesures résolues spectralement montrent que l’émission est dominée par l’état de polariton S_1 . Alors que la résolution temporelle de la caméra streak est de 4 ps, le plus court délai mesurable entre deux photons est de 10 ps. Ceci est dû à la taille effective des photons sur le détecteur de la caméra streak et au fait que l’arrivée de deux photons sur le même pixel donne le même signal que l’arrivée d’un seul photon (cf. suppléments de la référence [127]). Dans la suite, nous nous référons à cette valeur de $g^{(2)}$ limitée par la résolution au plus court délai τ comme $g^{(2)}(\tau = 0)$.

La figure 2.11 résume les mesures d’autocorrélation réalisées sur la cavité planaire et sur le micropilier. La figure 2.11(a) concerne le micropilier et montre une valeur de $g_{total}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ de 1,02 et un déclin jusque 1,00 à plus long délai τ , avec un temps de déclin de 40 ps.

Pour la cavité planaire [Fig. 2.11(b)], la valeur de $g_{total}^{(2)}(t_{max}, 0\tau)$ est de 1,04 et décline

vers 1, avec un temps de déclin de 50 ps.

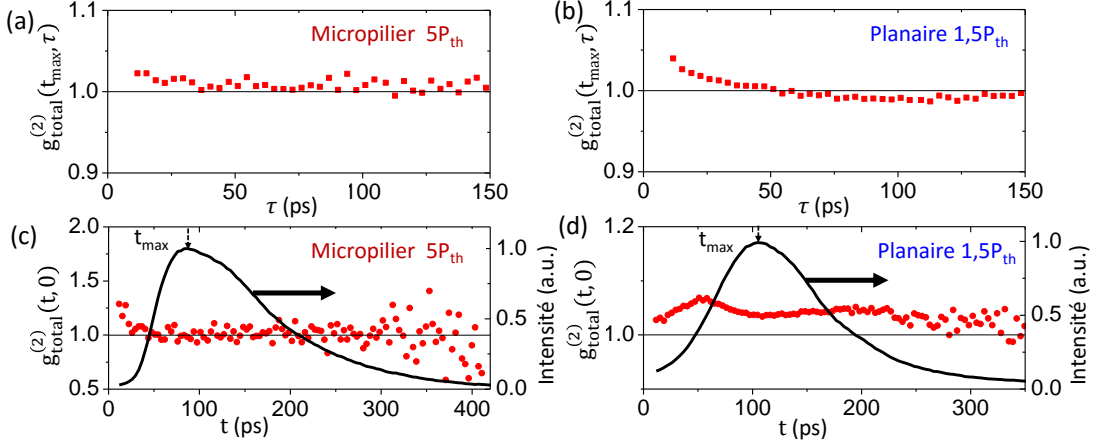


FIGURE 2.11 – (a-b) Fonction de corrélation du second ordre de l’émission totale des polaritons à t_{max} en fonction du délai τ [$g_{total}^{(2)}(t_{max}, \tau)$] mesurée à $P = 5P_{th}$ dans le micropilier (a) et à $P = 1,5P_{th}$ dans la cavité planaire (b). (c-d) Fonction d’autocorrélation à délai nul $g_{total}^{(2)}(t, 0)$ (points) en fonction du temps après l’arrivée du pulse d’excitation à $P = 5P_{th}$ dans le micropilier (c) et à $P = 1,5P_{th}$ dans la cavité planaire (d). La ligne solide montre l’intensité émise en fonction du temps pour chaque système.

En sélectionnant la valeur de $g_{total}^{(2)}$ au plus court délai τ , notre technique nous permet de suivre la valeur de $g_{total}^{(2)}(t, 0)$ en fonction du temps t après l’arrivée de l’impulsion d’excitation. Cette mesure est effectuée dans le micropilier sur la Fig. 2.11(c) pour une puissance d’excitation $P = 5P_{th}$. Dès que le laser à polaritons est déclenché, autour de $t = 25$ ps, $g_{total}^{(2)}(t, 0)$ décroît depuis 1,3 jusque 1,0 comme attendu pour une source cohérente. Il reste proche de 1 tout au long de l’émission. À temps long, quand l’intensité émise devient faible et l’effet laser cesse, nous attendons une augmentation de $g_{total}^{(2)}(t, 0)$ associée à une perte de cohérence [136]. Cependant, le faible nombre de photons mesurés à des délais longs nous empêche d’étudier cette situation.

Le comportement de $g_{total}^{(2)}(t, 0)$ est légèrement différent dans la cavité planaire. Sa valeur est plus élevée à l’initialisation de l’émission (1,07) et ne décroît pas entièrement jusqu’à 1 au cours de l’émission. Cela peut être attribué au déclin non instantané de $g^{(2)}(\tau = 0)$ vers 1 en fonction du nombre de polaritons calculé par M. Wouters [Fig. 2.2(c)], ce qui traduit un régime intermédiaire entre l’émission chaotique et cohérente où $g^{(2)}(\tau = 0)$ n’est pas parfaitement égal à 1.

2.3.4 Cohérence du second ordre en fonction de la densité d’excitation

La dépendance en puissance de la cohérence du second ordre $g_{total}^{(2)}(t_{max}, 0)$ est résumée en Fig. 2.12. Pour réduire la barre d’erreur, nous traçons la valeur mesurée de $g_{total}^{(2)}(t, 0)$ moyennée sur le temps d’émission entre $t = t_{max} - 20$ ps et $t = t_{max} + 20$ ps. Pour le micropilier, l’intensité émise sous le premier seuil P_{th} est trop faible pour mesurer sa statistique

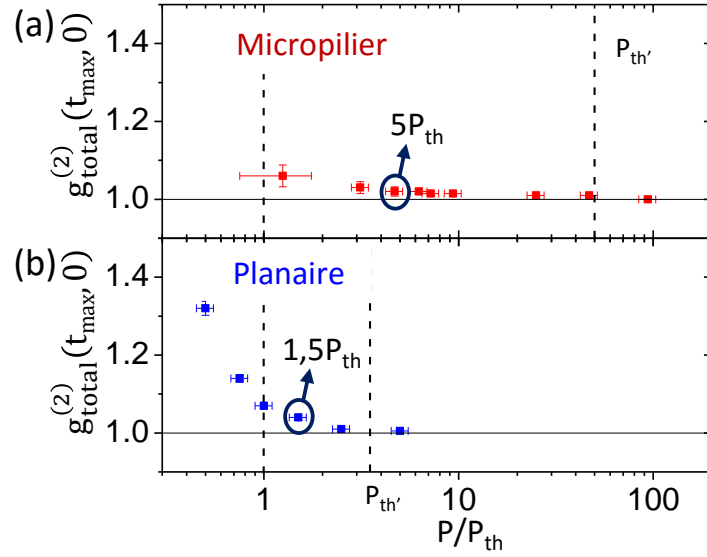


FIGURE 2.12 – (a)-(b) Fonction d'autocorrélation à délai nul $g_{total}^{(2)}(t_{max}, 0)$ au temps t_{max} en fonction de la densité d'excitation pour le micropilier (a) et pour la cavité planaire (b).

avec notre dispositif expérimental. Nous observons qu'après P_{th} , $g_{total}^{(2)}(t_{max}, 0)$ décroît depuis 1,06 jusque 1,0 et reste proche de 1,0 au dessus de P_{th} . Un comportement similaire est observé pour la cavité planaire au dessus du seuil [Fig. 2.12(b), en utilisant un spot d'excitation de $15 \mu\text{m}$ de diamètre]. Le spot d'excitation étant beaucoup plus large, l'intensité émise sous le seuil est suffisante pour mesurer la statistique et nous observons comme attendu une décroissance continue de $g_{total}^{(2)}(t_{max}, 0)$ depuis 1,32. À $2,5P_{th}$, $g_{total}^{(2)}(t_{max}, 0)$ est égal à 1,01, ce qui est similaire à la valeur mesurée dans le micropilier et à celle publiée pour une cavité de polaritons zéro dimensionnelle et monomode [102]. Contrairement aux précédentes études dans des cavités planaires avec un facteur de qualité plus faible [40, 129], nous n'observons pas d'augmentation du bruit d'intensité lorsque la densité d'excitation augmente : $g_{total}^{(2)}(t_{max}, 0)$ reste proche de 1 au dessus de P_{th} , même lorsque la densité d'excitation augmente au dessus du seuil pour le laser à photons dans le régime de couplage faible ($P_{th'}$).

Ces observations sont en accord avec les calculs basés sur un algorithme de Monte Carlo quantique incluant des interactions polariton-polariton faibles [124]. Elles sont aussi compatibles avec les derniers résultats expérimentaux des groupes de B. Deveaud [130] et H. Deng [102] et montrent le rôle négligeable des interactions dans les fluctuations d'intensité.

2.4 Dynamique de la polarisation des condensats de polaritons

2.4.1 Phase relative : polarisation

L'apparition d'une phase relative entre les deux polarisations circulaires pour un laser à polaritons définit la polarisation de l'émission. Ce type d'ordre de pseudospin spontané émerge, par exemple, dans les condensats de Bose-Einstein atomiques avec plusieurs niveaux dégénérés hyperfins et des interactions ferromagnétiques, résultant en la formation de domaines spatiaux polarisés [137]. Dans le cas de polaritons, les interactions sont le plus souvent antiferromagnétiques, c'est à dire que les interactions entre particules de même spin sont répulsives et plus fortes qu'entre particules de spin opposés [87, 88, 138]. L'état de plus basse énergie est donc un état polarisé linéairement et il a ainsi été suggéré par I. Shelykh *et al.* [139] qu'un laser à polaritons devrait avoir nécessairement une polarisation linéaire. Le laser à polaritons est dans ce cas considéré en équilibre thermodynamique, ce qui n'est généralement pas le cas : la dynamique de pompe-dissipation peut déclencher un effet laser dans des états excités [140]. De plus, les interactions polariton-polariton sont faibles au seuil laser (l'énergie d'interaction est plus faible que la largeur de raie), ce qui limite leur influence sur le choix de polarisation. En accord avec ces deux arguments, l'état hors-équilibre et les faibles interactions, les travaux de D. Read *et al.* [141] montrent qu'à proximité du seuil laser, la polarisation initiale devrait être complètement aléatoire. Elle peut prendre n'importe quelle valeur dans la sphère de Poincaré avec une probabilité égale, y compris les polarisations circulaires et elliptiques [Fig. 2.14(a)]. Le même phénomène est attendu pour un laser à photons dans une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).

Malgré le rôle clé de l'initialisation de la polarisation et de son évolution dans la physique de la brisure de symétrie dans les microcavités, la question de la dynamique de polarisation dans le déclenchement du laser à polaritons n'a pas encore été explorée. En effet, la résolution temporelle requise est de seulement quelques picosecondes, de l'ordre du temps de cohérence des polaritons, et il faut être capable de mesurer la polarisation initiale d'impulsions uniques pour chaque réalisation expérimentale. Des expériences sous excitation continue ont montrées un laser à polaritons dont la polarisation est fixée sur un axe cristallin ou sur des inhomogénéités spatiales locales, dans des microcavités en matériaux II-VI [8, 142, 143] et III-V [144]. En particulier, l'une des premières démonstrations d'un condensat de polaritons [8] a mis en évidence une forte polarisation linéaire dont la direction est fixée par l'axe cristallin de l'échantillon [Fig. 2.13]. En revanche, cette situation évolue en une bifurcation classique vers des états polarisés circulairement lorsqu'une forte excitation est appliquée et que la séparation spatiale du réservoir d'excitons et des polaritons rend les interactions polariton-polariton dominantes [145].

Dans un régime d'excitation impulsionnelle, les expériences réalisées jusqu'à présent par J.J. Baumberg *et al.* [147] et H. Ohadi *et al.* [146] ont été analysées en intégrant l'émission sur la durée totale de l'impulsion, ce qui ne permet pas de mesurer la polarisation initiale ni la dynamique temporelle. Les résultats de Ohadi *et al.* [146] montrent que l'émission moyennée sur toutes les impulsions n'est pas polarisée quelque soit la puissance d'excitation

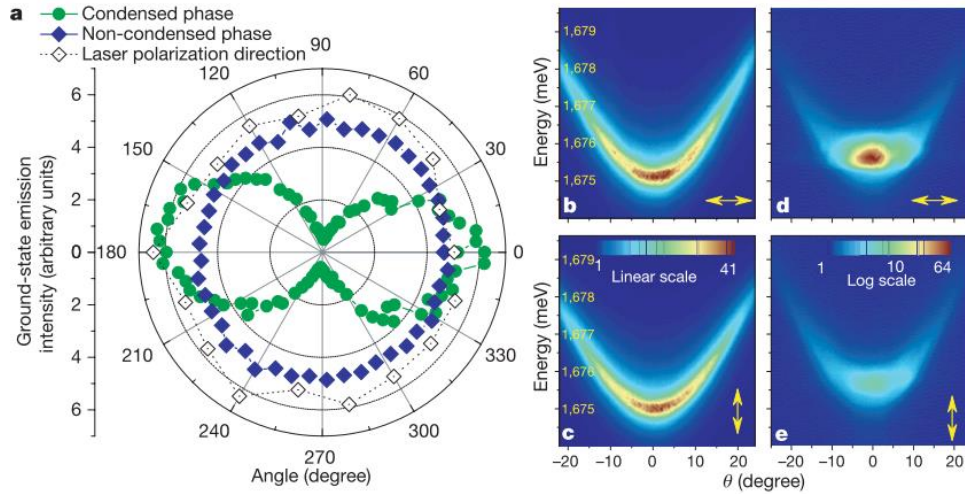


FIGURE 2.13 – (a) Intensité de l’émission en fonction de l’angle de polarisation mesuré sous le seuil (losanges bleus) et au dessus du seuil (cercles verts). Intensité de l’émission au dessus du seuil en fonction de la polarisation du laser d’excitation (losanges ouverts). (b)-(e) Émission des polaritons résolue en énergie et en vecteur d’onde pour la polarisation horizontale (b,d) et verticale (c,e) en dessous (b,c) et au dessus (d,e) du seuil. Figure extraite de [8].

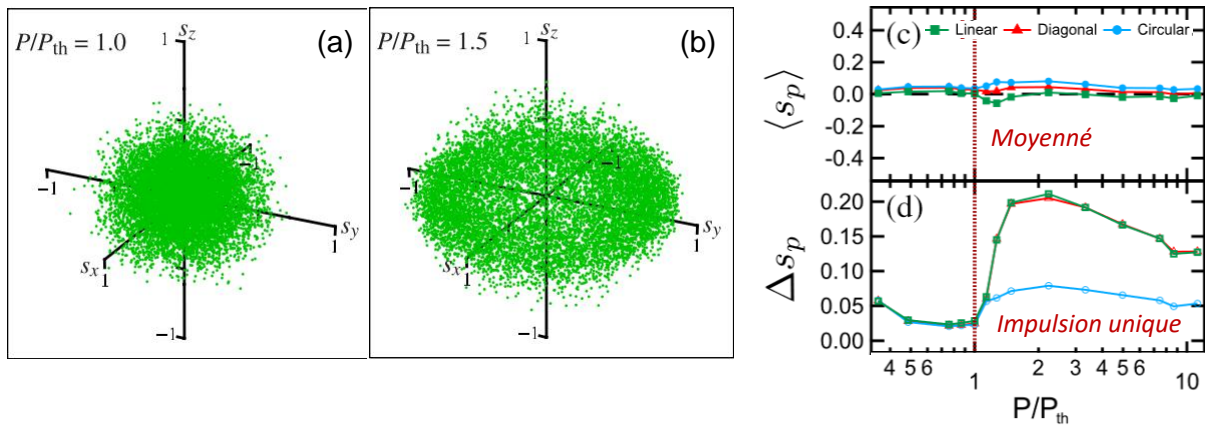


FIGURE 2.14 – (a)-(b) Calcul théorique de la distribution de la polarisation pour une puissance d’excitation de $P = P_{th}$ (a) et $P = 1,5P_{th}$ (b). S_x , S_y et S_z correspondent aux axes horizontale/verticale, diagonale/antidiagonale et circulaire respectivement. Figure extraite de [141]. (c)-(d) Mesure expérimentale de la moyenne (c) et de la variance (d) de l’intensité mesurée simultanément pour chaque polarisation [linéaire (carrés verts), diagonale(triangles rouges), circulaire(cercles bleus)]. Figure extraite de [146].

[Fig. 2.14(c)]. En revanche, chaque impulsion observée séparément est polarisée linéairement dans une direction aléatoire [Fig. 2.14(d)]. Ce comportement est expliqué par Read et al. dans le cas d’interactions faibles [Fig. 2.14(b)] en considérant phénoménologiquement un temps de relaxation du paramètre d’ordre plus court que le temps de vie du condensat,

ce qui correspond à atteindre l'équilibre thermodynamique. Nous avons cependant vu que les polaritons sont un système hors équilibre et bien que ce terme additionnel ne nous paraît pas justifié, nous ne savons pas expliquer le faible degré de polarisation circulaire. Nos résultats ont mis en évidence la direction stochastique de la polarisation initiale d'un laser à polaritons mais la physique de la brisure de symétrie vectorielle dans les lasers à polaritons manque de résultats expérimentaux avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde.

2.4.2 Configuration à deux faisceaux : mesure simultanée des corrélations

Notre expérience dans la mesure de la statistique de l'émission des polaritons avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde [section 2.2.3] est mise à profit pour mesurer la polarisation en mode "single shot" avec une résolution temporelle d'environ 4 ps.

Le nombre de photons détectés par la caméra streak pour chaque réalisation expérimentale est de l'ordre de 1 par impulsion laser. L'intensité de l'émission est donc trop faible pour nous permettre de mesurer directement la dynamique de l'émission provoquée par chaque impulsion laser. Pour étudier l'évolution dans le temps de la polarisation de l'émission des polaritons, nous devons mesurer la fonction d'autocorrélation $g_{XX}^{(2)}(t, \tau)$ pour chaque direction de la polarisation. Pour une mesure plus fiable de la statistique de l'émission polarisée, nous avons amélioré la technique implémentée pendant la thèse de V. Sala dans le but de mesurer les corrélations croisées $g_{XY}^{(2)}(t, \tau)$ entre deux polarisations orthogonales.

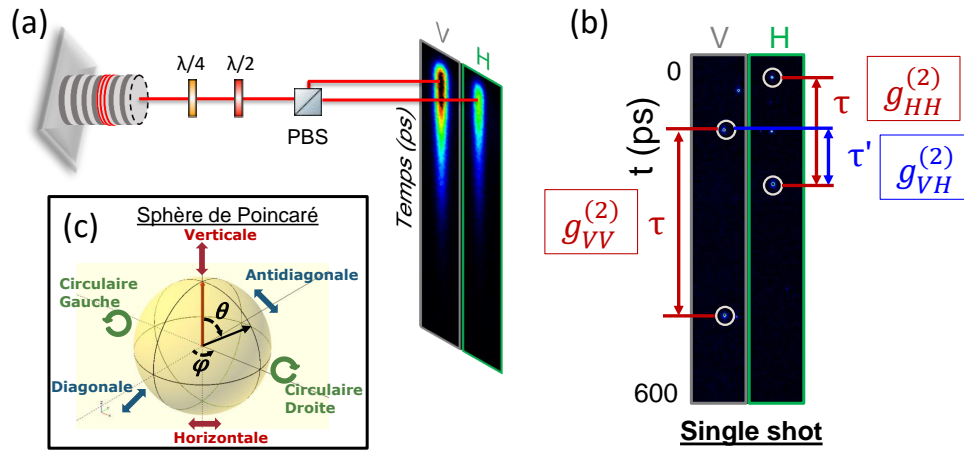


FIGURE 2.15 – (a) Schéma du setup expérimental et images prises avec la caméra streak en intégrant 5×10^9 impulsions. (b) Émission mesurée en fonction de temps dans le mode "single shot" de la caméra streak et en fonction des paramètres de Stokes. (c) Schéma de la sphère de Poincaré.

L'émission est maintenant sélectionnée en polarisation le long des six axes de Stokes de la polarisation [Fig. 2.15(c)] grâce à l'utilisation de lames d'onde $\lambda/4$ et $\lambda/2$ avec un cube

séparateur polarisant. Les photons émis sont séparés dans deux faisceaux de polarisations orthogonales, imagés simultanément sur deux positions de la fente à l'entrée de la caméra streak [Fig. 2.15(a)]. Cette séparation spatiale nous permet de reconstruire simultanément la fonction d'autocorrélation de chaque polarisation en comptant les photons séparés d'un temps τ appartenant à la même trace et les corrélations croisées en comptant les photons séparés d'un temps τ' appartenant à deux traces adjacentes liées à la même impulsion [Fig. 2.15(b)]. L'intensité totale émise en fonction du temps peut aussi être retrouvée en additionnant le signal des deux polarisations orthogonales.

Nous avons donc besoin d'effectuer trois mesures dans chacune des trois bases de polarisation pour effectuer une caractérisation complète de la statistique de l'émission polarisée, comprenant l'autocorrélation de chaque polarisation et les corrélations croisées entre chaque polarisation orthogonale.

Ce dispositif expérimental en impulsions uniques nous permet d'étudier la polarisation initiale du laser à polaritons et sa dynamique dans le temps. Pour cela, nous divisons l'émission en deux faisceaux de polarisations orthogonales qui sont séparés spatialement sur la caméra streak, comme évoqué précédemment [Fig. 2.15(b)]. La détection conditionnelle d'un photon dans la polarisation Y à $t + \tau$ sachant qu'un précédent photon de polarisation opposée X a été détecté à t permet de reconstruire la fonction de corrélations croisées suivante :

$$g_{XY}^{(2)}(t, \tau) = \frac{\langle \hat{a}_X^\dagger(t) \hat{a}_Y^\dagger(t + \tau) \hat{a}_Y(t + \tau) \hat{a}_X(t) \rangle}{\langle \hat{a}_X^\dagger(t) \hat{a}_X(t) \rangle \langle \hat{a}_Y^\dagger(t + \tau) \hat{a}_Y(t + \tau) \rangle}, \quad (2.3)$$

où X et Y représentent la polarisation de détection horizontale (H) et verticale (V), ou diagonale (D) et antidiagonale (A), ou encore circulaire gauche (L) et circulaire droit (D).

2.4.3 Initialisation de la polarisation

La fonction d'auto-corrélation à délai nul $g_{XX}^{(2)}(t, 0)$ est déterminée par la probabilité du système d'amorcer l'effet laser dans une polarisation donnée X . Dans le cas d'une distribution de probabilité initiale totalement aléatoire, une valeur de $g_{XX}^{(2)}(t, 0) = 1,33$ est attendue pour chaque polarisation. En revanche si l'émission est polarisée linéairement (et jamais circulairement) comme suggéré dans la référence [139], on attend $g_{XX}^{(2)}(t, 0) = 1,5$ pour toute polarisation linéaire et $g_{XX}^{(2)}(t, 0) = 1$ pour une polarisation circulaire.

Pour tester ces deux hypothèses, regardons les mesures effectuées sur le micropilier. Les valeurs de $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, 0)$ mesurées pour le micropilier de $3 \mu\text{m}$ à $P = 5P_{th}$ sont montrées dans la Fig. 2.16 (barres pleines) pour chaque axe de polarisation. Tout d'abord, $g_{LL/RR}^{(2)}(t_{max}, 0)$ est plus grand que 1 dans la polarisation circulaire, ce qui montre que la distribution de polarisation n'est pas exclusivement linéaire et que le système a une probabilité non nulle d'amorcer l'effet laser avec une polarisation circulaire. Ensuite, la forte disparité entre les polarisations horizontale et verticale montre qu'une polarisation initiale verticale est plus probable, ce qui confirme une levée de dégénérescence de la polarisation le long de l'axe cristallin de l'échantillon.

Les valeurs de $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, 0)$ sont qualitativement reproduites dans la Fig. 2.16 (barres rayées) par la loi de probabilité décrite ci-dessous.

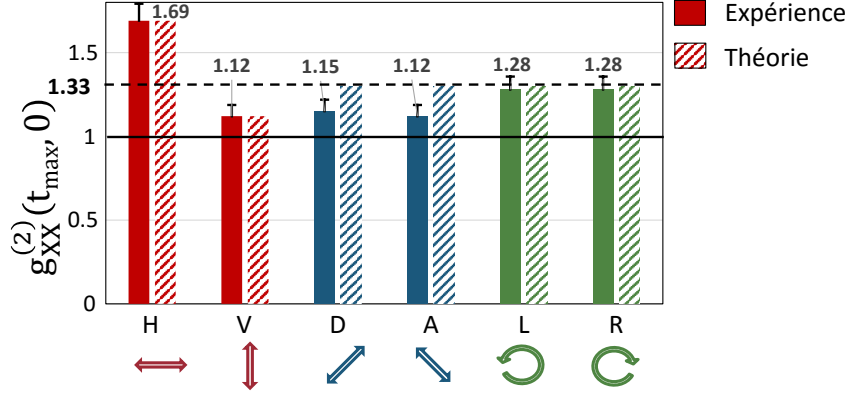


FIGURE 2.16 – Valeurs expérimentales (barres pleines) et théoriques (barres hachurées) de la fonction d'autocorrélation à $\tau = 0$ dans les polarisations du micropilier horizontale-verticale (rouge), diagonale-antidiagonale (bleu) et circulaire (vert) à $P = 5P_{th}$ (issues de l'enregistrement de 250000 impulsions). Les valeurs théoriques sont obtenues en ajustant un unique paramètre $\Delta = 1,4$. Les barres d'erreur sont montrées au-dessus de chaque barre.

Nous utilisons une description statistique de la polarisation initiale dans la sphère de Poincaré [Fig. 2.15(c)]. Les états propres du système sont caractérisés par la séparation en énergie des états polarisés le long de l'axe vertical ($|V\rangle$)/horizontal ($|H\rangle$). Un état de laser à polaritons peut être écrit de manière générale :

$$|\psi\rangle = A \left[\cos\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |V\rangle + \exp^{i\phi(t)} \sin\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |H\rangle \right] \quad (2.4)$$

où $\theta(t)$ et $\phi(t)$ sont, respectivement, les angles polaire et azimutal de la sphère de Poincaré [Fig. 2.15(c)], et A est une constante de normalisation. $\phi = 0$ correspond à une polarisation linéaire le long de l'axe déterminé par θ . Quand nous sélectionnons la polarisation dans nos mesures, la fonction d'onde est projetée sur l'état de la polarisation de détection : $|Det\rangle = \cos(\frac{\alpha}{2})|V\rangle + \exp^{i\beta} \sin(\frac{\alpha}{2})|H\rangle$; paramétré par α et β , qui prennent en compte la position des lames d'onde $\lambda/2$ and $\lambda/4$. En particulier, la polarisation sélectionnée est linéaire si $\beta = 0$ et circulaire si $\beta = \pm\pi/2$. L'intensité mesurée par le détecteur est alors : $I(\alpha, \beta, \theta, \phi) = |\langle Det|\psi\rangle|^2$, et la fonction d'auto-corrélation mesurée est donnée par :

$$g^{(2)}(t, \tau) = \frac{\langle I[\alpha, \beta, \theta(t + \tau), \phi(t + \tau)] I[\alpha, \beta, \theta(t), \phi(t)] \rangle}{\langle I[\alpha, \beta, \theta(t + \tau), \phi(t + \tau)] \rangle \langle I[\alpha, \beta, \theta(t), \phi(t)] \rangle} \quad (2.5)$$

On peut reproduire les résultats expérimentaux pour la polarisation initiale du laser à polaritons montrés en Fig. 2.16 grâce à la distribution de probabilité normalisée suivante :

$$p_{init}(\theta) = \frac{\sin \theta}{4\pi \frac{\sinh \Delta}{\Delta}} \times \exp(\Delta \cos(\theta)). \quad (2.6)$$

Cette distribution est choisie de façon arbitraire et favorise la formation du laser à polaritons dans la polarisation verticale plutôt que horizontale pour des valeurs de $\Delta > 0$ et

elle suppose une probabilité égale pour les composantes D, A, L ou R de la polarisation initiale. Δ caractérise la force du biais favorisant la polarisation verticale.

À partir de cette distribution de probabilité, nous pouvons calculer l'intensité initiale le long de l'axe du détecteur donné par α et β :

$$\langle I_{init}[\alpha, \beta] \rangle = \int_0^\pi d\theta \int_0^\pi d\phi p_{init}(\theta) I(\alpha, \beta, \theta, \phi) \quad (2.7)$$

Nous obtenons de la même façon le numérateur de l'équation (2.5), ce qui nous donne une expression analytique pour la valeur de la fonction d'auto-corrélation mesurée à délai nul :

$$g^{(2)}(\tau = 0, \alpha, \beta) = \frac{(\Delta^2 + 3) \cos(2\alpha) - 4\Delta \cos(\alpha) + \Delta \coth(\Delta) [4\Delta \cos(\alpha) - 3 \cos(2\alpha) - 1] + 3\Delta^2 + 1}{2\Delta^2 \left(-\frac{\cos(\alpha)}{\Delta} + \cos(\alpha) \coth(\Delta) + 1 \right)^2} \quad (2.8)$$

La fonction d'auto-corrélation à délai nul [Eq. (2.8)] dépend de α (le choix de la polarisation détectée) et de Δ . Dans l'expérience montrée en Fig. 2.16, nous ne mesurons pas $g^{(2)}(\tau = 0)$ à $t = 0$ mais à t_{max} , quelques dizaines de picosecondes après l'établissement de l'effet laser. Nous avons vérifié que nos résultats expérimentaux ne changent pas sensiblement pour $t < t_{max}$. Les valeurs mesurées de $g^{(2)}(t_{max}, \tau = 0)$ pour tous les axes de polarisation sont qualitativement reproduites avec un unique paramètre d'ajustement $\Delta = 1.4$, comme montré dans la Fig. 2.16. Cette valeur de Δ nous donnent une probabilité 4,5 fois plus importante pour l'état initial d'avoir une polarisation verticale V (état initial contenu dans l'hémisphère supérieur de la sphère de Poincaré, Fig. 2.15(c)) plutôt que horizontale H (état initial contenu dans l'hémisphère inférieur de la sphère de Poincaré). En revanche, les chances d'obtenir les polarisations D , A , L ou R sont identiques. Notons que la plus faible probabilité d'amorcer l'effet laser dans la polarisation H aboutit à une augmentation de $g_{HH}^{(2)}(t_{max}, 0)$ par rapport à $g_{VV}^{(2)}(t_{max}, 0)$. Les plus faibles valeurs de $g^{(2)}(t_{max}, 0)$ pour D et A dans l'expérience suggèrent que les probabilités respectives de D et A doivent être plus élevées que celles de L et R .

Ces résultats montrent que malgré la présence d'une séparation intrinsèque des états polarisés qui favorise l'effet laser le long d'un des états propres de la polarisation (V dans notre cas), la polarisation initiale de l'émission présente un caractère stochastique et peut avoir lieu dans tout état de polarisation. Cela prouve que notre système est hors équilibre et que l'effet laser se déclenche plus rapidement que le temps nécessaire pour atteindre un équilibre thermodynamique, qui entraînerait alors une émission toujours polarisée V . Ce temps est de l'ordre de \hbar/Δ_{VH} , où Δ_{VH} est la séparation d'énergie intrinsèque entre les états de polarisation V et H . Nous montrerons dans la suite que des résultats similaires sont obtenus dans la microcavité planaire.

2.4.4 Dynamique de la polarisation

La dynamique de la polarisation après chaque initialisation du laser à polaritons peut être étudiée en suivant $g_{XY}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ en fonction de τ . Les figures 2.17(a)-2.17(c) montrent l'auto-corrélation mesurée des photons émis par le micropilier à $P = 5P_{th}$ pour différentes polarisations, ainsi que l'auto-corrélation sans sélection en polarisation (losanges

noirs). Les figures 2.17(d)-2.17(f) décrivent la fonction d'auto-corrélation pour les polarisations verticale, diagonale et circulaire gauche [points rouges, données identiques aux Fig. 2.17(a)-2.17(c)] et la fonction de corrélation croisée $g_{XY}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ entre deux polarisations orthogonales XY (carrés bleus).

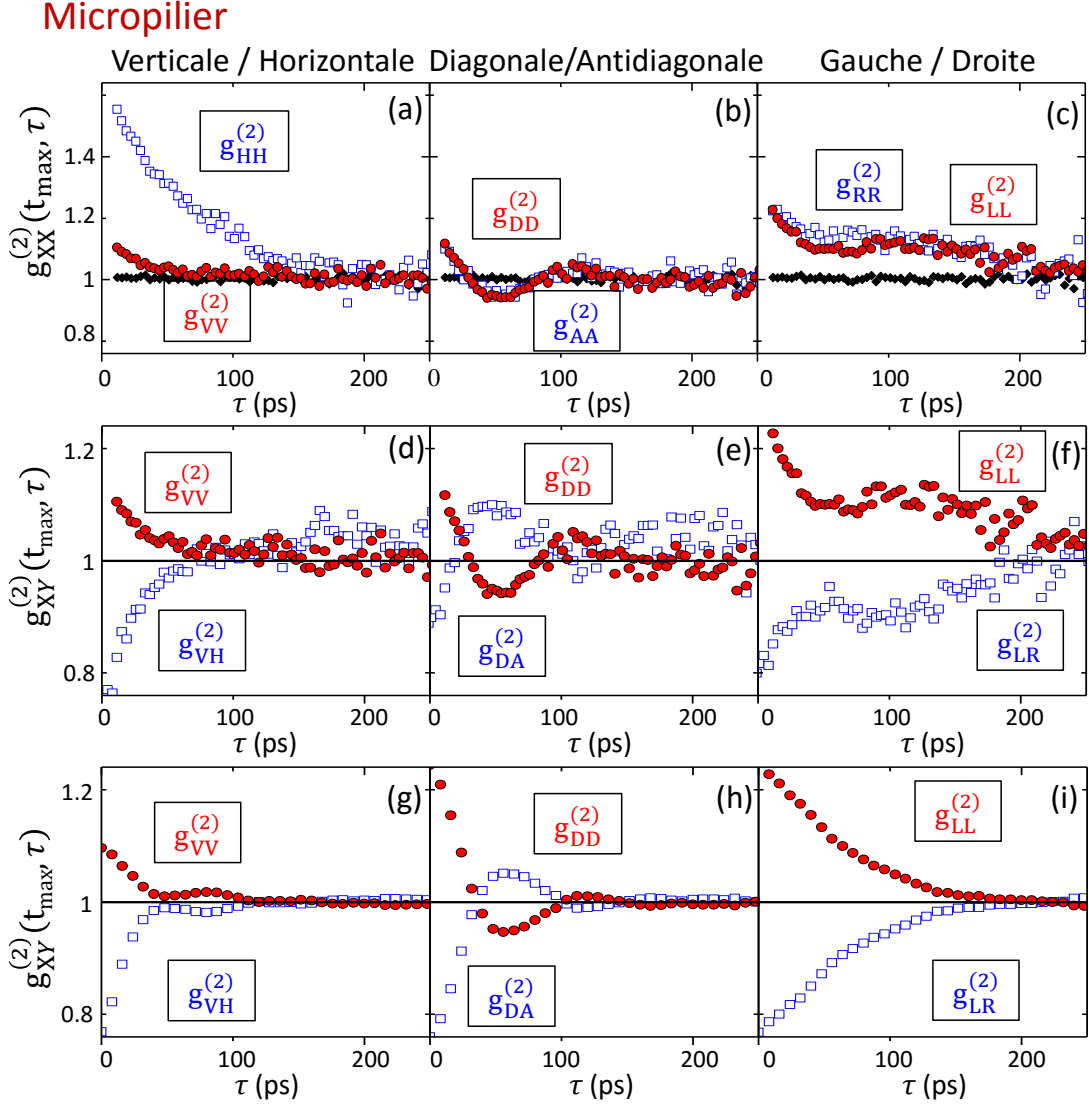


FIGURE 2.17 – (a-c) Fonctions d'autocorrélation $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ résolues en polarisation et mesurées pour le micropilier à $P = 5P_{th}$. Les losanges noirs représentent la fonction d'autocorrélation pour tous les photons émis (sans sélection en polarisation). (d-f) Autocorrélations $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ (cercles rouges pleins, les données sont identiques à (a)-(c) pour les polarisations V, D et L) et corrélations croisées $g_{XY}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ (carrés bleus vides). (g-i) Simulations Monte Carlo correspondantes.

Considérons d'abord la situation où le premier photon détecté est de polarisation verticale V . Alors que l'auto-corrélation est constante et égale à 1 pour l'émission totale (points

noirs) [Fig. 2.17(a)], $g_{VV}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ décroît de façon monotone de 1,12 à 1,00 [Fig. 2.17(d)]. Cette direction étant parallèle à la polarisation des états propres du système, elle est préservée pendant la durée de l'émission lorsque la polarisation initiale est verticale. Le déclin de $g_{VV}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ depuis sa valeur initiale à 1 vient de la décohérence entre les deux composantes circulaires (décohérence de spin) induite par les interactions avec le réservoir excitonique [145]. De façon symétrique par rapport à la ligne $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau) = 1$, la fonction de corrélations croisées $g_{VH}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ croît de 0,70 à 1,00 [Fig. 2.17(d)].

Si la polarisation du premier photon détecté est diagonale [Fig. 2.17(e)], des oscillations de $g_{DD}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ et $g_{DA}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ sont observées. Une polarisation initiale diagonale est une superposition cohérente de deux états propres de la polarisation (verticale-horizontale). Au cours de son évolution dans le temps, la différence de fréquence entre les deux états conduit à une différence de phase qui est mise en évidence par la précession de la polarisation autour de l'axe VH dans la sphère de Poincaré : la polarisation diagonale devient circulaire, puis antidiagonale, circulaire, diagonale... Cette précession se manifeste par des oscillations de la probabilité de mesurer un second photon de polarisation diagonale [Fig. 2.17(e), cercles rouges pleins]. Ces oscillations sont anti-corrélées avec celles observées lorsque le premier photon est diagonal et le second photon antidiagonal [Fig. 2.17(e), carrés bleus vides].

Une précession analogue devrait aussi avoir lieu pour la polarisation circulaire. Cependant, les Fig. 2.17(c), (f) montrent que même si $g_{LL}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ oscille, la fonction de corrélation reste au dessus de 1. Cela signifie que si l'effet laser est amorcé dans la polarisation circulaire gauche, il reste globalement polarisé circulaire gauche (il n'y a pas d'oscillations entre les polarisations L et R). Cet effet peut être compris en prenant en compte l'anisotropie de spin des interactions polariton-polariton, qui sont bien plus fortes entre polaritons de même spin qu'entre polaritons de spin opposé [88, 138]. Une polarisation circulaire initiale du laser à polaritons signifie que la population de spin est déséquilibrée en faveur de spin haut (L) ou bas (R). L'énergie d'interaction des polaritons augmente donc avec le degré de polarisation circulaire et écrante partiellement la séparation intrinsèque des états de polarisation linéaire. Les nouveaux états de polarisation dans ce régime non-linéaire présentent un degré de polarisation circulaire fini. La précession de la polarisation a donc lieu autour de ces nouveaux états propres dont la polarisation est elliptique, comme proposé initialement dans les travaux de D. Read *et al.* [141].

L'effet à l'origine de cette polarisation elliptique, déterminée par le déséquilibre spontané de la population entre les deux polarisations circulaires, est connu sous le nom de précession de Larmor auto-induite [148] et tend à préserver la polarisation circulaire. Le comportement observé indique donc que les interactions polariton-polariton, au lieu de favoriser l'effet laser dans une polarisation linéaire, aide à conserver le degré de polarisation circulaire initial.

Ce comportement pourrait expliquer la faible valeur du degré de polarisation total ($< 0,3$) et la polarisation circulaire négligeable rapportée par Ohadi *et al.* [146] dans leurs mesures d'impulsions uniques intégrées en temps.

La dynamique de $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ a été reproduite par M. Wouters en considérant le couple suivant d'équations de mouvement du champ $\Psi_{L(R)}$ de polaritons dans la base de polari-

sation circulaire $L (R)$:

$$i \frac{d}{dt} \Psi_{L(R)} = \alpha_1 |\Psi_{L(R)}|^2 \Psi_{L(R)} + (-) \frac{i}{2} \Delta_{VH} \Psi_{R(L)} + \sqrt{\sigma} \xi(t), \quad (2.9)$$

où α_1 est la constante d'interaction entre polaritons de même spin (nous négligeons les interactions entre spins opposés), Δ_{VH} est la séparation d'énergie entre états polarisés le long de l'axe vertical/horizontal. Le terme de diffusion $\sqrt{\sigma} \xi(t)$ prend en compte le caractère aléatoire de la polarisation due aux fluctuations d'intensité intrinsèques au système, résultant en un déclin de l'enveloppe de $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ depuis sa valeur initiale jusque 1.

Les simulations de l'évolution de $g_{XX}^{(2)}(t, \tau)$ pour la distribution initiale stochastique de la polarisation sont montrées dans la Fig. 2.17, avec l'énergie d'interaction $\alpha_1(|\Psi_L|^2 + |\Psi_R|^2) = 80 \mu\text{eV}$, $\Delta_{VH} = 16 \mu\text{eV}$, et un coefficient de diffusion de spin $\sigma/|\Psi|^2 = 0.0025 \text{ ps}^{-1}$. Elles reproduisent qualitativement les oscillations observées [Fig. 2.17(g)-2.17(i)]. Ces paramètres d'ajustement sont en accord avec l'énergie d'interaction estimée à partir de l'expérience : en supposant une valeur de $\alpha_1 = 2 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$ [20] (mesurée dans une cavité équivalente), nous estimons une énergie d'interaction de $85 \mu\text{eV}$ à t_{max} et $P = 5 P_{th}$ (voir le calcul explicite plus loin).

L'énergie d'interaction et la séparation des états polarisés V et H (parallèle et perpendiculaire aux axes cristallographiques) sont du même ordre de grandeur. La compétition entre la précession de Larmor auto-induite et la séparation intrinsèque des états polarisés entraînent donc des oscillations de la polarisation de l'émission autour d'un axe de polarisation légèrement elliptique. Ces effets se manifestent dans le comportement de $g_{LL}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ et dans la période des oscillations T de $g_{DD}^{(2)}(t_{max}, \tau)$, qui est donnée par la formule $T = \frac{h}{2\Delta_{VH}}$ en absence d'interactions. Pour $\Delta_{VH} = 16 \mu\text{eV}$, nous attendions une période $T = 129 \text{ ps}$, plus élevée que la période mesurée expérimentalement $T_{exp} = 100 \text{ ps}$. Cette différence est due à la compétition entre ces deux effets (précession de Larmor auto-induite et séparation intrinsèque des états polarisés) et est bien rendue par notre modèle théorique.

L'équilibre entre ces deux effets dépend fortement du nombre de polaritons dans le système et donc de la puissance du laser d'excitation. Nous présentons sur la Fig. 2.18 les fonctions d'autocorrélation $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ pour plusieurs puissances d'excitation dans le régime de laser à polaritons. Pour $P = 3$ à $6P_{th}$ dans la polarisation verticale/horizontale [Fig. 2.18(a),(d)], nous observons que $g_{VV}^{(2)}(t_{max}, 0)$ diminue pour une puissance d'excitation croissante alors que $g_{HH}^{(2)}(t_{max}, 0)$ augmente. D'après notre modèle décrivant la polarisation initiale, ceci indique que la probabilité d'initialiser l'effet laser dans la polarisation horizontale devient plus importante et la relaxation vers l'état de polarisation verticale est plus rapide. De plus, la période d'oscillation de $g_{DD}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ diminue légèrement avec l'augmentation de la puissance d'excitation dans les directions diagonale et circulaire [Fig. 2.18(b),(c),(e),(f)]. En effet, la séparation intrinsèque des états polarisés reste constante avec l'augmentation de la population de polaritons alors que l'énergie d'interaction augmente. La précession de Larmor auto-induite devient donc de plus en plus dominante avec l'augmentation de la puissance et modifie la dynamique de la polarisation.

À $P = 25P_{th}$, le temps de déclin de $g^{(2)}(t_{max}, \tau)$ diminue fortement pour toutes les polarisations et les oscillations dans la polarisation circulaire disparaissent [Fig. 2.18(c),(f)]. En effet, nous avons vu qu'au dessus de $P = 13P_{th}$, l'émission devient fortement polarisée

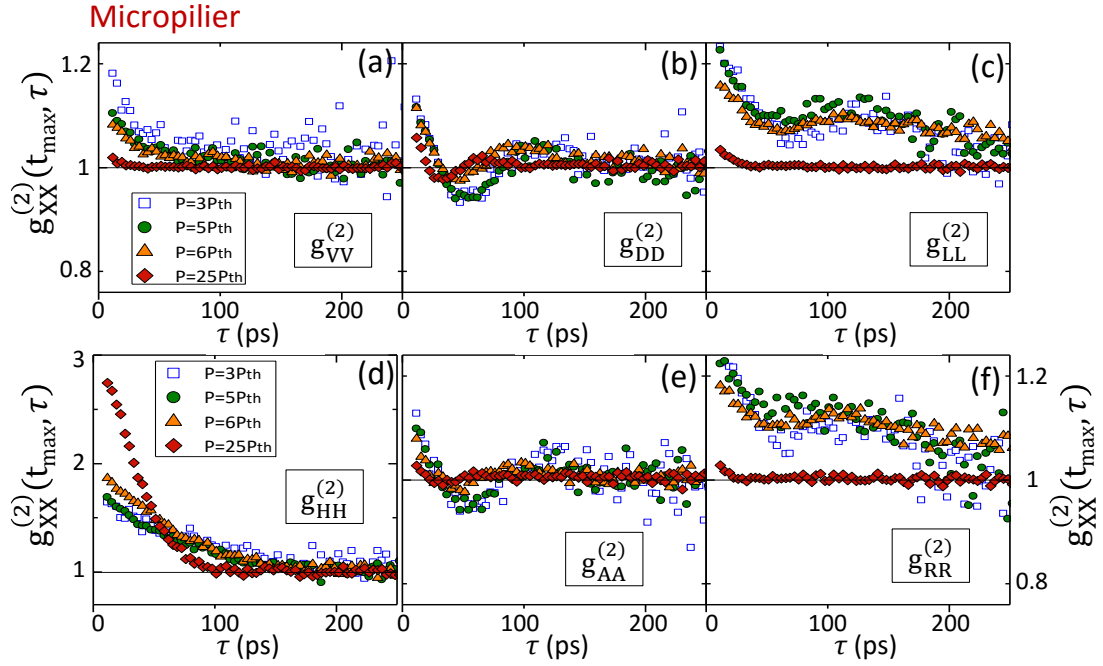


FIGURE 2.18 – (a)-(f) Fonctions d'autocorrélation $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ mesurées dans le micropilier pour une puissance d'excitation $P = 3P_{th}$ (carrés bleus), $P = 5P_{th}$ (cercles verts), $P = 6P_{th}$ (triangles oranges) et $P = 25P_{th}$ (losanges rouges). L'émission est résolue en polarisation verticale (a), diagonale (b), circulaire gauche (c), horizontale (d), antidiagonale (e), circulaire droite (f).

[Fig. 2.10(c)] et la polarisation initiale a beaucoup plus de chance d'être verticale (elle est 35 fois plus probable que la polarisation horizontale selon notre modèle). Le laser à polaritons n'est donc initialisé que très rarement dans la polarisation circulaire et les oscillations disparaissent [$g_{LL,RR}^{(2)}(t_{max}, \tau) = 1$].

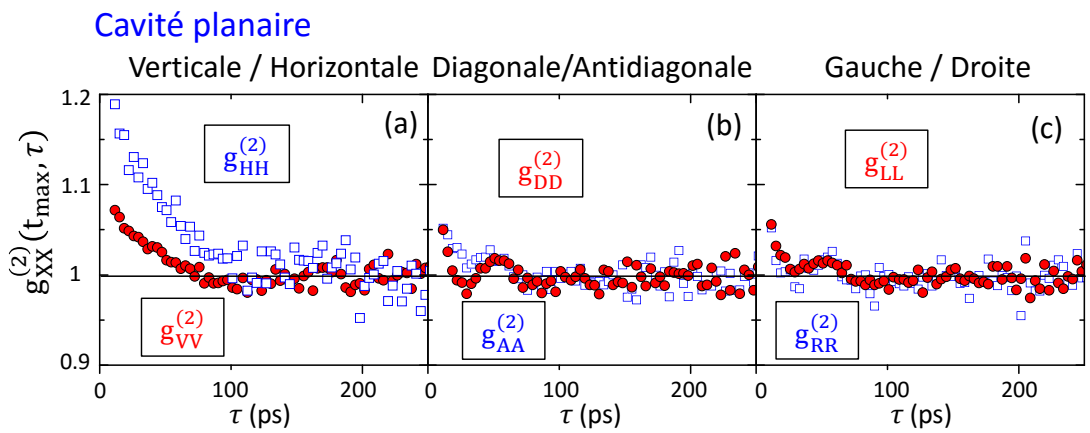


FIGURE 2.19 – (a-c) Fonctions d'autocorrélation $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ résolues en polarisation et mesurées pour la cavité planeaire à $P = 1,5P_{th}$.

Il est aussi intéressant d'analyser la dynamique de polarisation dans la cavité planaire. Les figures 2.19(a)-2.19(c) montrent les fonctions d'auto-corrélation mesurées pour la cavité planaire dans les six polarisations considérées à $P = 1.5P_{th}$, dans le régime de laser à polaritons. On observe un comportement similaire à celui observé dans le pilier de $3\ \mu\text{m}$: les courbes $g_{VV}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ et $g_{HH}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ [Fig. 2.19(a)] montrent un déclin monotone depuis 1,07 et 1,19 respectivement, jusque 1. Les valeurs différentes de $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, 0)$ à délai nul dans les directions verticale et horizontale montrent la levée de dégénérescence intrinsèque des états de polarisation le long de l'axe cristallographique. Si le laser à polaritons est amorcé dans toute autre polarisation, nous observons des oscillations de $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ dans les polarisations D, A, L et R [Fig. 2.19(b)-2.19(c)].

L'amplitude des oscillations autour de $g_{XX}^{(2)} = 1$ est de l'ordre de 0,05, donc plus faible que dans le pilier de $3\ \mu\text{m}$ ($\sim 0,15$). Cette différence peut venir de la coexistence de plusieurs modes spatiaux de polaritons au seuil dans la cavité planaire pour un spot d'excitation de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre, alors que dans le micropilier le confinement photonique n'autorise que deux modes discrets de polarisations orthogonales avec le même profil spatial (les modes S1). Nous estimons à partir du facteur de qualité de la cavité la présence de 7 modes polaritoniques dans la surface du spot d'émission (voir le calcul détaillé plus bas). À l'amorce de l'effet laser, différents points à l'intérieur du spot d'émission peuvent prendre spontanément une phase [124] et une polarisation différente ; c'est l'équivalent du mécanisme de Kibble-Zurek pour un paramètre d'ordre vectoriel [149]. Alors que la phase et la polarisation deviennent homogènes sur toute la surface du spot d'émission après l'initialisation du laser, une distribution initiale aléatoire de la polarisation de différents modes spatiaux sur la surface de l'émission peut contribuer à réduire la polarisation globale de toute l'émission. Bien que l'émission de chaque mode spatial soit polarisée et soumise aux mêmes effets, la distribution de polarisation initiale dans les modes spatiaux peut aboutir à la valeur réduite de $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ observée dans la microcavité planaire.

Une seconde différence entre les observations dans la cavité planaire et dans le micropilier est le fait que dans la cavité planaire, $g_{RR}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ et $g_{LL}^{(2)}(t_{max}, \tau)$ montrent des oscillations qui croisent $g_{XX}^{(2)}(t_{max}, \tau) = 1$ [Fig. 2.19(c)] alors que ces oscillations restent au dessus de 1 dans le cas du micropilier [Fig. 2.19(c)]. Les interactions jouent donc un rôle négligeable dans le cas de la cavité planaire et la précession de Larmor auto-induite ne participe pas à la dynamique.

Calcul de l'énergie d'interaction

Nous pouvons vérifier cette hypothèse en estimant comparativement l'énergie d'interaction dans la cavité planaire et dans le micropilier en estimant le nombre de polaritons dans le mode laser. Nous faisons l'hypothèse qu'au seuil laser, chaque mode spatial est occupé par un polariton. Dans le cas de la cavité planaire, à $P = 1,5P_{th}$ l'intensité émise est 7 fois plus importante qu'au seuil et nous estimons donc 7 polaritons par mode. Nous pouvons estimer la taille de chaque mode spatial à partir du temps de vie des polaritons, donné par le facteur de qualité Q mesuré et la masse des polaritons. Dans notre cas, le temps de vie des polaritons est de 30 ps et leur masse est de $10^{-4} m_e$, ce qui donne un diamètre spatial estimé à $5,8\ \mu\text{m}$ pour les modes à $k = 0$. Nous trouvons donc que le nombre de modes dans

la région du laser de $15\ \mu\text{m}$ de diamètre (déterminé par le spot d'excitation) est d'environ 7.

En considérant une interaction polariton-polariton constante de $\alpha_1^{2D} = 2\ \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$ [20] et en prenant en compte un mode de diamètre $5,8\ \mu\text{m}$, nous estimons l'énergie d'interaction totale à $P = 1,5P_{th}$ de $\alpha_1^{2D}(|\Psi_L|^2 + |\Psi_R|^2) = 0,54\ \mu\text{eV}$.

L'énergie d'interaction totale entre polaritons doit être comparée à la séparation des états polarisés causant les oscillations observées dans les figures 2.19(b)-2.19(c). À partir de la période d'oscillation de 60 ps, nous déduisons une séparation en énergie de $34\ \mu\text{eV}$, bien plus importante que l'énergie d'interaction estimée. Nous pouvons donc identifier la période d'oscillation avec la séparation d'énergie $\Delta_{VHplanar}$. Dans le cas de la cavité planaire, la précession de la polarisation dépend seulement de la séparation d'énergie intrinsèque des états polarisés le long de l'axe vertical/horizontal. Dans cette situation, les axes de polarisation diagonal/antidiagonal et circulaire gauche/droit sont équivalents et un comportement similaire des oscillations de polarisation est attendu et observé dans les figures 2.19(b)-2.19(c).

Une estimation similaire de l'énergie d'interaction peut être réalisée pour le micropilier de $3\ \mu\text{m}$. Dans ce cas, la surface du mode est déterminée par les dimensions du pilier et est de $7\ \mu\text{m}^2$. En comparant l'intensité émise à P_{th} et à $P = 5P_{th}$, nous estimons 305 polaritons par mode pour cette dernière puissance, ce qui induit une énergie d'interaction de $\alpha_1(|\Psi_L|^2 + |\Psi_R|^2) = 85\ \mu\text{eV}$, la valeur utilisée dans les simulations de la Fig. 2.17.

Ces résultats montrent donc que la polarisation évolue au cours de l'émission laser et sa dynamique dépend de la séparation d'énergie intrinsèque des états polarisés le long de l'axe cristallin et de l'énergie d'interaction des polaritons. La compétition entre ces deux phénomènes détermine l'axe autour duquel a lieu la précession de la polarisation du laser. Nous observons ici une différence entre le micropilier et la cavité planaire en raison de la grande différence entre les énergies d'interaction.

2.5 Conclusion

Nos résultats montrent que les lasers à polaritons ont un degré de cohérence du second ordre très proche de 1, comme attendu pour une source laser standard. La polarisation initiale de l'émission des polaritons est stochastique et n'est pas entièrement déterminée par la séparation de polarisation intrinsèque (pour les valeurs modérées observées dans nos échantillons). Elle est aussi influencée par la brisure de symétrie spontanée inhérente à l'effet laser et peut conduire à l'établissement du laser dans tout état de polarisation. Cette séparation de polarisation intrinsèque a deux effets : (i) elle favorise l'établissement de l'effet laser dans la polarisation parallèle à l'axe de séparation et, (ii) elle cause la précession de la polarisation après son initialisation. L'initialisation stochastique de la polarisation et ces oscillations consécutives ne sont pas exclusives aux polaritons et devraient être aussi présentes dans un laser à photons conventionnel dans les VCSEL [150].

Par la suite, il serait intéressant d'étudier la relation entre la cohérence temporelle du second ordre $g^{(2)}(t,\tau)$ et la cohérence spatiale $g^{(1)}(x)$ dans des microstructures de dimensionnalité différente.

Grâce à la résolution temporelle de cette technique, nous avons accès à une mesure

précise de $g^{(2)}(\tau = 0)$ et nous chercherons à mesurer des statistiques d'émission particulières comme celle attendue dans le cas du blocage de polaritons, pour lequel le dégroupement de photons entraînerait idéalement $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$. Même pour les nonlinéarités faibles de notre système, où la présence d'un polariton dans le pilier produirait un shift de $0,3 \mu\text{eV}$, à comparer avec la largeur de raie $\Gamma = 100 \mu\text{eV}$, un dégroupement de photons de l'ordre de 10^{-5} est espéré [151].

Deuxième partie

Dispositifs

Introduction générale

Les dispositifs tout optiques, utilisant les photons pour transporter l'information au lieu d'électrons, ont longtemps été considérés comme les successeurs des dispositifs électroniques. En effet, le recours aux photons devrait en théorie permettre d'améliorer grandement les pertes, la consommation et la vitesse des dispositifs [152, 153]. Pour rivaliser avec les succès de l'électronique intégrée, il est nécessaire de déterminer les éléments de base permettant l'élaboration de circuits photoniques intégrés sur puce [154, 155]. L'architecture standard d'un dispositif optique actif, s'inspirant de celle d'un dispositif électronique, requiert deux éléments fondamentaux : des composants non-linéaires localisés où l'information est lue, modifiée ou mémorisée ; et des guides optiques pour transporter les signaux d'un composant à l'autre. Au cours des dix dernières années, le développement des nanotechnologies a renouvelé l'intérêt de la recherche sur les dispositifs optiques. Aujourd'hui, de nombreux types de composants photoniques non-linéaires sont étudiés. Ils peuvent prendre la forme de résonateurs de taille micrométrique possédant un grand facteur de qualité (microcavité à cristaux photoniques [156–158], résonateur en anneau/disque en silicium [159–161]) dans le but d'améliorer les non-linéarités optiques (effet Kerr optique, absorption à deux photons, non-linéarité induite par les porteurs ou effet thermo-optique) au sein d'un réseau de guides d'onde micrométriques.

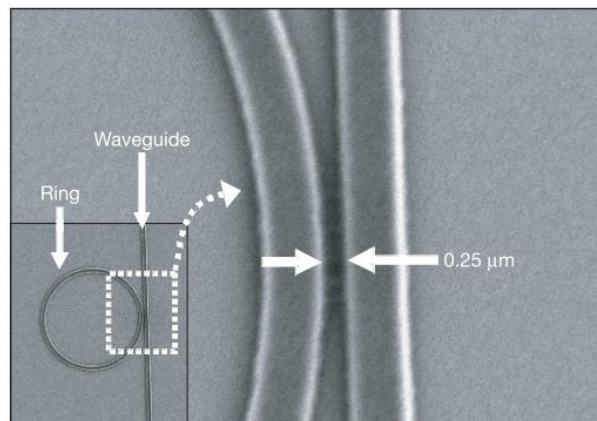


FIGURE 2.20 – Image au microscope électronique du résonateur en anneau couplé à un guide d'onde. La structure entière est montrée dans l'encadré. Figure extraite de [159].

Un switch tout optique a été réalisé par le groupe de M. Lipson [159] sur ce principe de résonateurs en anneau [Fig. 2.20]. Différents groupes ont pu exploiter ces résultats et réaliser plusieurs routeurs ayant une entrée et une sortie dans chaque direction (Nord, Sud, Est, Ouest) permettant de rediriger un flux de photons entrant vers la sortie voulue [162, 163]. Le principal problème de ce type de dispositif est sa dimension importante (environ $400 \times 600 \mu\text{m}^2$), causée par la faible valeur des non-linéarités dans le silicium, ce qui ne permet pas d'envisager une application à grande échelle.

Les polaritons de microcavité semiconductrice ont émergé récemment comme une nouvelle plateforme pour les dispositifs tout optiques. La nature mixte lumière/matière de ces quasi-particules leur permet de se propager de manière balistique sur des distances

macroscopiques (centaines de microns) à une vitesse de l'ordre d'un dixième de la vitesse de la lumière grâce à leur composante photonique [15]. Leur partie excitonique apporte une non-linéarité de type Kerr géante ($\chi^{(3)}$) [16, 17] qui est plusieurs ordres de grandeur plus large que la non-linéarité Kerr dans les semiconducteurs massifs [18]. Ainsi, l'énergie nécessaire à l'apparition d'effets non-linéaires dans un dispositif à polaritons promet d'être plus faible que n'importe quel autre système pour une surface donnée. Les polaritons microcavité sont donc une plateforme intéressante pour la photonique intégrée où l'émission cohérente, le guidage optique et la non-linéarité pourraient être combinés sur une même puce.

Chapitre 3

Routeur à polariton

3.1 Introduction

Les polaritons dans les microcavités semiconductrices ont suscité un intérêt croissant autant pour leur propriétés fondamentales [81, 164] que pour leurs applications potentielles. Nous étudierons plus en détail les dispositifs liés à la non-linéarité Kerr dans la section suivante. Un autre moyen d'interaction peut être exploité, la nature duale des polaritons leur permettant d'interagir fortement avec leur environnement et notamment avec le réservoir d'excitons présent lors d'une excitation non résonante. L'exploitation des interactions entre les polaritons et le réservoir d'exciton a permis la démonstration de principe de dispositifs tels que les transistors optiques [165], des portes logiques [166], des diodes tunnel résonantes [29] et des interféromètres [28].

Nous implémentons dans la suite un routeur à polaritons permettant de choisir la direction de propagation d'impulsions de polaritons. Cette nouvelle fonctionnalité contribue à la création de circuits polaritoniques plus complexes.

3.2 Éléments du routeur à polariton

Nous présenterons dans cette section notre capacité à réaliser différents réseaux unidimensionnels pour polaritons en s'appuyant sur la gravure de microcavité planaire. En modulant la largeur d'un microfil sur sa longueur, il est possible de créer un potentiel effectif pour les polaritons qui engendre de nouvelles propriétés et fonctionnalités de la microstructure.

Pour illustrer les possibilités apportées par l'ingénierie du potentiel effectif ressenti par les polaritons, nous évoquerons deux exemples : les fils modulés périodiquement [26] et la diode tunnel résonante [29], réalisés au LPN par Dimitrii Tanese et Hai-Son Nguyen respectivement. Leurs résultats étant à la base du principe de fonctionnement du routeur à polaritons, nous les présentons brièvement ci-dessous.

3.2.1 Fils modulés périodiquement

Un des premiers réseaux unidimensionnels étudié au LPN fut donc le fil modulé périodiquement, revisitant les bases de la physique du solide par le biais des polaritons de cavité.

Considérons une particule de masse m_p dans le potentiel carré périodique unidimensionnel $V(x)$ montré sur la figure 3.1, de période P et d'amplitude V_0 .

L'hamiltonien correspondant à ce problème s'écrit :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_p} + V(\hat{x}) \text{ avec } V(x + P) = V(x) \quad (3.1)$$

Le théorème de Bloch s'applique dans ce cas et les états propres de l'hamiltonien \hat{H} peuvent alors s'écrire :

$$\Psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x) \quad (3.2)$$

où $u_k(x)$ est une fonction périodique de période P qui satisfait l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}_k u_k(x) = E(k) u_k(x) \text{ avec } \hat{H}_k = \frac{(\hat{p} + \hbar k)^2}{2m} + V(\hat{x}) \quad (3.3)$$

Dans l'espace des pseudo-moments k , l'état de Bloch $\Psi_k(x)$ est défini au vecteur du réseau réciproque $K = 2\pi/P$ près. Toutes les solutions sont contenues dans l'intervalle de $-\pi/P$ à π/P , appelé première zone de Brillouin. Pour chaque k , plusieurs valeurs de l'énergie sont autorisées et peuvent être regroupées sous la forme de fonctions périodiques $E_n(k)$ de période $2\pi/P$. Ces dispersions donnent la structure de bande du réseau et $E_n(k)$ est la n -ième bande d'énergie. Selon le potentiel étudié, certaines plages d'énergie peuvent se trouver sans solution et sont appelées bandes d'énergie interdite. Ces résultats sont valables pour tout potentiel périodique, mais nous nous intéresserons ici au cas particulier du potentiel carré périodique, pour lequel il est possible de calculer numériquement la structure de bande grâce au modèle de Kroenig-Penney [167]. En effet, pour notre potentiel [Fig. 3.1], la solution sur chaque site 1 et 2 est une combinaison d'ondes planes de la forme $Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x}$ et $Ce^{i\beta x} + De^{-i\beta x}$, avec $\alpha = \frac{(2mE)^{1/2}}{\hbar}$ et $\beta = \frac{[2m(V_0 - E)]^{1/2}}{\hbar}$.

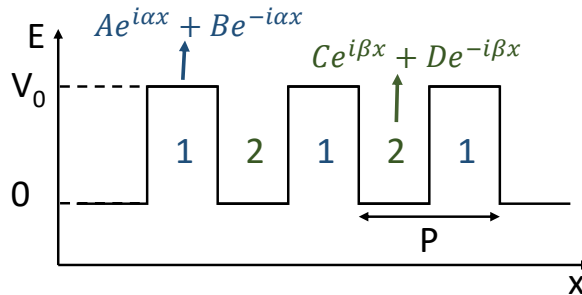


FIGURE 3.1 – Représentation schématique du puit de potentiel carré.

En imposant la continuité aux interfaces pour des fonctions d'onde de la forme (3.2) ainsi que pour leur dérivée, il est possible de calculer numériquement la structure de bande du réseau ainsi que leurs éventuelles bandes d'énergie interdite.

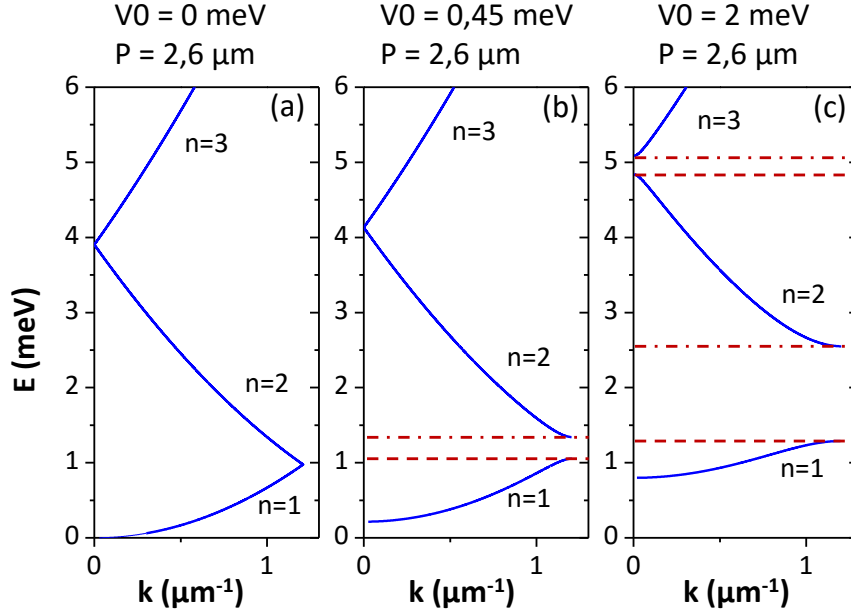


FIGURE 3.2 – (a-c) Structure de bande d’un potentiel carré périodique calculée à partir du modèle de Kroenig-Penney pour $m_p = 5,7 \times 10^{-5}m_e$, $P = 2,6 \mu\text{m}$ et (a) $V_0 = 0 \text{ meV}$, (b) $0,45 \text{ meV}$, (c) 2 meV .

Sur la figure 3.2, les résultats de ces calculs sont obtenus en faisant varier uniquement la hauteur du potentiel V_0 et en gardant constants la masse des polaritons m_p et la période du réseau P . Dans chaque cas, plusieurs bandes d’indice n apparaissent. Pour $V_0 = 0 \text{ meV}$, nous retrouvons la dispersion d’une particule libre [Fig. 3.2(a)], tandis que pour des hauteurs de potentiel V_0 non nulles [Figs. 3.2(b,c)], des bandes d’énergie interdite de largeur croissante avec V_0 apparaissent au bord de la zone de Brillouin. Les caractéristiques du réseau sont donc déterminées par l’amplitude du potentiel V_0 déterminant la largeur des bandes d’énergie interdite, ainsi que par la période P déterminant la taille de la zone de Brillouin $k_B = \pi/P$ et par conséquent l’énergie à laquelle apparaissent ces bandes d’énergies interdites. Le choix de ces paramètres sera donc critique pour la réalisation de notre dispositif.

Pendant sa thèse, Dimitrii Tanese a étudié la condensation des polaritons dans ce type de réseaux et a pu montrer que le condensat de polariton s’établit à l’intérieur de la bande d’énergie interdite et forme des solitons de gap [26].

Pour notre cas, nous resterons en régime d’excitation linéaire et nous nous attacherons à choisir précisément les paramètres du réseau pour obtenir la configuration voulue pour notre dispositif.

3.2.2 Diode tunnel résonante

Le second dispositif que nous voulons décrire et qui exploite également l’ingénierie du potentiel effectif est la diode tunnel résonante réalisée par Hai-Son Nguyen au LPN.

Ce dispositif consiste en un îlot relié à deux fils unidimensionnels par deux constriction

[Fig. 3.4(a)]. La variation de la largeur du fil autour de l'îlot [Fig. 3.4(b)] correspond à une variation du potentiel effectif pour les polaritons montrée Fig. 3.4(c) : une double barrière de potentiel est réalisée autour de l'îlot. Dans l'îlot, les polaritons sont confinés dans toutes les directions et des états discrets apparaissent [Fig. 3.4(c)]. Un flux de polaritons est injecté par excitation résonante dans un des fils avec une énergie bien définie. Si l'énergie des polaritons est résonante avec l'énergie d'un état de l'îlot, les polaritons sont transmis au travers de la double barrière de potentiel. Si ce n'est pas le cas, le flux de polaritons est réfléchi par la barrière de potentiel.

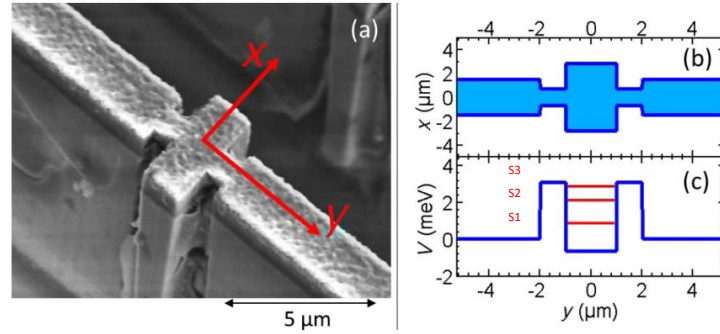


FIGURE 3.3 – (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'un dispositif; (b) Schéma représentant la géométrie du dispositif observé; (c) Potentiel simulé le long du fil autour de la région de l'îlot correspondant à (b). Les états confinés dans l'îlot sont indiqués en rouge.

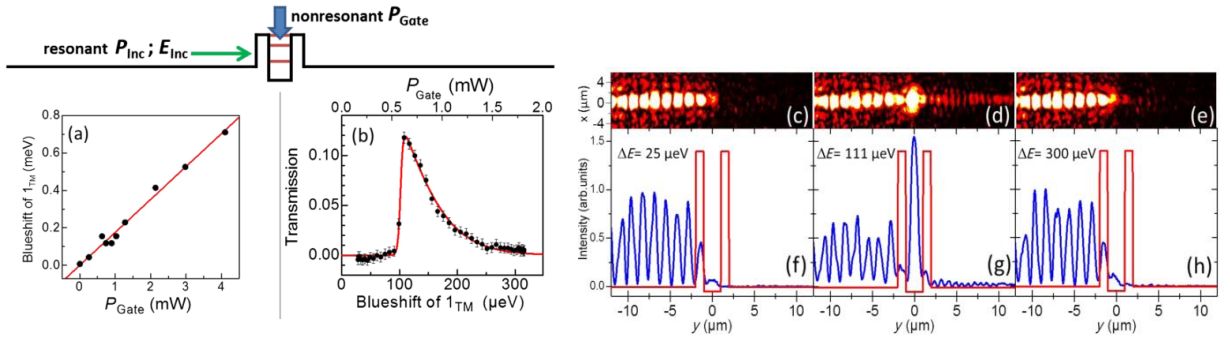


FIGURE 3.4 – (a) Énergie de l'état confiné en fonction de la puissance du laser de contrôle; (b) Transmission tunnel en fonction de l'augmentation d'énergie de l'état confiné; (c-e) Émission résolue spatialement pour différentes valeurs de la puissance du laser de contrôle; (f-h) Intensité intégrée correspondante à (c-e) (bleu) et schéma du potentiel (rouge).

Un laser de contrôle est utilisé pour modifier l'énergie des états confinés dans l'îlot. Il injecte une population d'excitons dans le réservoir qui interagissent de façon répulsive avec les polaritons et introduisent un décalage vers le bleu de l'énergie des états confinés. La population du réservoir excitonique est proportionnelle à la puissance du laser de contrôle P_{gate} et l'énergie des états confinés peut être modifiée continûment sur 0,7 meV [Fig. 3.4(a)]. La valeur de la transmission au travers du dispositif est mesurée en fonction du décalage

vers le bleu ΔE de $S1$ [Fig. 3.4(b)]. La transmission est maximale pour $\Delta E = 111 \mu\text{eV}$, quand le flux de polaritons incident est résonant avec $S1$, et est nulle dans le cas contraire. Ce résultat est illustré par l'émission résolue spatialement [Figs. 3.4(c-e)] et l'émission intégrée [Fig. 3.4(f-h)] pour différentes valeurs de l'énergie de $S1$. Grâce au contrôle de l'énergie des états confinés, il est donc possible d'autoriser [Figs. 3.4(d,g)] ou d'inhiber la transmission à travers la structure [Figs. 3.4(c,e,f,g)].

3.2.3 Proposition théorique

En 2013, H. Flayac et I. G. Savenko [42] proposèrent un dispositif permettant de contrôler la direction de propagation d'un flux de polaritons, appelé routeur à polariton. Le dispositif s'inspire des résultats mentionnés précédemment. En effet, le dessin de la structure est similaire à celui de la diode tunnel résonante : un îlot est connecté par des constriction à deux fils, dont la largeur est modulée périodiquement. Cela permet d'ouvrir des bandes d'énergie interdite, empêchant ainsi la propagation de polaritons dans les fils pour certaines plages d'énergie. Le fonctionnement de la structure repose donc sur ces deux propriétés essentielles : la présence d'états confinés dans l'îlot dont il est possible de contrôler l'énergie et l'ouverture de bandes d'énergie interdite dans les fils modulés périodiquement.

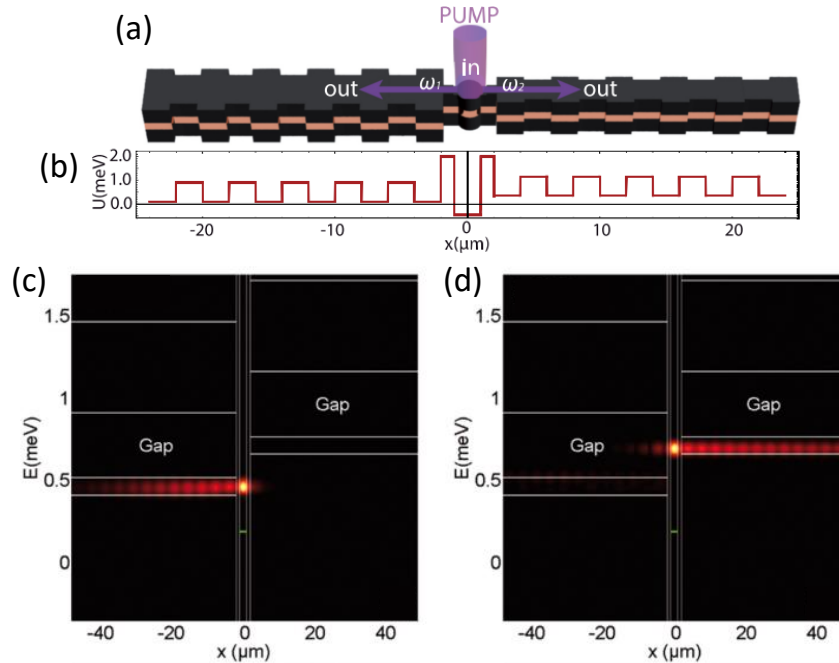


FIGURE 3.5 – (a) Schéma du dispositif asymétrique permettant d'aiguiller les polaritons. (b) Valeur du potentiel correspondant à (a). (c-d) Emission du dispositif résolue en espace et en énergie pour l'énergie de l'îlot $E_{S1} = 0,5 \text{ meV}$ (c) et $E'_{S1} = 0,7 \text{ meV}$ (d). Figures extraites de [42].

Dans le dessin de la proposition théorique, les paramètres de chaque fil modulé sont choisis de telle sorte que les bandes d'énergie interdite de chaque fil soient décalées en énergie [Fig. 3.5(a-b)]. Le fonctionnement du routeur repose sur l'injection de polaritons

dans l'îlot de manière non résonante. À l'aide du réservoir excitonique créé, l'énergie de l'état confiné dans l'îlot $S1$ est modifiée de $E_{S1} = 0,5\text{meV}$ [Fig. 3.5(c)] à $E'_{S1} = 0,7\text{meV}$ [Fig. 3.5(d)]. Sur la Fig. 3.5(c), l'énergie de l'état confiné E_{S1} est plus faible que la bande d'énergie la plus basse du fil de droite et les polaritons ne peuvent propager que dans le fil de gauche. En revanche, sur la Fig. 3.5(d), l'énergie de l'état confiné E'_{S1} est au niveau de la bande d'énergie interdite du fil de gauche et la propagation des polaritons n'est possible que dans le fil de droite.

Ainsi en contrôlant l'énergie de l'îlot on peut aiguiller les polaritons vers le fil de gauche ou de droite. Nous en avons entrepris l'implémentation expérimentale en exploitant le savoir-faire acquis dans l'équipe grâce aux précédents travaux de Dimitrii Tanese et Hai-Son Nguyen. Ce routeur à polariton est un nouvel élément qui permet, combiné à d'autres dispositifs, la création de circuits polaritoniques aux fonctionnalités variées.

3.3 Réalisation du routeur à polaritons

Dans cette partie, nous présentons la réalisation expérimentale d'un routeur à polaritons selon la proposition de H. Flayac et I. G. Savenko [42]. Nous gravons une microcavité pour réaliser le dessin de la structure : un îlot connecté à deux fils périodiques modulés. Nous détaillerons dans un premier temps les différentes structures étudiées ainsi que leur caractérisation. Nous préciserons ensuite le fonctionnement du routeur à polaritons avec un schéma d'excitation à deux lasers et nous discuterons des propriétés de notre dispositif.

3.3.1 Caractérisation de la structure

Le dispositif est réalisé à partir de la gravure d'une microcavité en GaAlAs de facteur de qualité $Q = 72000$. Douze puits quantiques en GaAs sont insérés aux ventres du champ électromagnétique. Le couplage fort exciton-photon est caractérisé par un dédoublement de Rabi de 15meV .

Le routeur à polaritons consiste en un îlot rectangulaire relié à deux fils dont la largeur est modulée périodiquement par des constriction [Fig. 3.6(a-b)]. Pour caractériser nos dispositifs, nous utilisons une excitation non résonante à très faible puissance ($50\mu\text{W}$) qui injecte des polaritons sélectivement dans l'îlot ou dans un des deux fils modulés. Ces microstructures gravées présentent une levée de dégénérescence en polarisation due à la géométrie de la structure. Dans notre cas, l'énergie des modes de polarisation parallèle au fil (TM) est plus faible que celle des modes de polarisation perpendiculaire (TE). Nous restreignons notre étude aux modes de plus basse énergie polarisés TM et nous plaçons à cet effet un polariseur sur le chemin de détection.

Plusieurs configurations ont été implémentées sur notre échantillon pour les paramètres géométriques des deux fils modulés encadrant un îlot. La photoluminescence en champ lointain du fil de gauche et de droite encadrant chaque îlot est montrée pour trois exemples sur la Fig. 3.7. La première configuration est symétrique [Fig. 3.7(a)] avec des paramètres identiques pour les deux fils : La différence de largeur entre la partie large et la partie étroite du fil modulé est $\Delta L = 0,7\mu\text{m}$ et la période de modulation est $P = 2,8\mu\text{m}$. Nous avons ensuite varié les paramètres afin d'obtenir des configurations asymétriques.

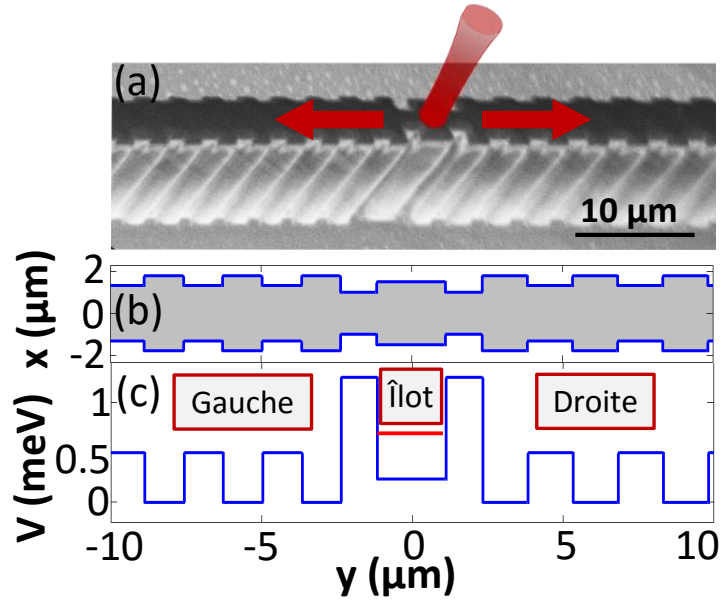


FIGURE 3.6 – (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d’un dispositif avec un schéma du laser d’excitation et de la propagation des polaritons en rouge. (b) Vue de dessus du dispositif étudié. (c) Potentiel simulé le long du fil correspondant à (b) (bleu) et énergie du premier état confiné de l’îlot (rouge).

Pour la Fig. 3.7(b), nous avons augmenté la largeur des bandes d’énergie interdite ($\Delta L = 0,9 \mu\text{m}$) et modifié la période de modulation ($P_1 = 2,6 \mu\text{m}$ et $P_2 = 3 \mu\text{m}$) afin d’obtenir des bandes d’énergie interdite se chevauchant. Enfin, nous montrons sur la Fig. 3.7(c) une configuration où les bandes d’énergies interdites sont séparées. Pour l’implémentation du routeur à polariton, nous utilisons une configuration asymétrique semblable aux Figs. 3.7(b-c).

La microcavité considérée dans la suite a un désaccord de -3.6 meV et consiste en un îlot rectangulaire (long de $2,3 \mu\text{m}$ et large de $2,8 \mu\text{m}$) encadré par deux constrictions (longue de $1,2 \mu\text{m}$ et large de $2 \mu\text{m}$) reliées à deux fils dont la largeur est modulée périodiquement entre $2,6 \mu\text{m}$ et $3,5 \mu\text{m}$ [Fig. 3.6(a-b)]. Seule la période de modulation des deux fils diffère, elle est de $2,6 \mu\text{m}$ pour le fil de gauche et de $3 \mu\text{m}$ pour le fil de droite. Le potentiel 1D effectif correspondant aux dimensions de la structure est montré sur la Fig. 3.6(c).

La photoluminescence des polaritons en champ lointain est mesurée pour le fil de gauche [Fig. 3.8(b)] et le fil de droite [Fig. 3.8(c)]. Les bandes d’énergie interdite de largeur $500 \mu\text{eV}$ sont identiques pour les deux fils (les petites et grandes largeurs sont les mêmes). En revanche, le centre de ces bandes d’énergie interdite est séparé de $300 \mu\text{eV}$ grâce à une période de modulation différente. Cette différence d’énergie est primordiale pour le fonctionnement du dispositif.

L’émission de l’îlot résolue spatialement (Fig. 3.8(a)) révèle un état discret d’énergie correspondant à l’état de plus basse énergie $S1$ dû au confinement 0D à l’intérieur de l’îlot. Sa largeur de raie mesurée est $\Gamma = 120 \mu\text{eV}$, bien inférieure à la largeur spectrale des bandes d’énergie interdite des deux fils. Nous verrons par la suite que cette largeur de

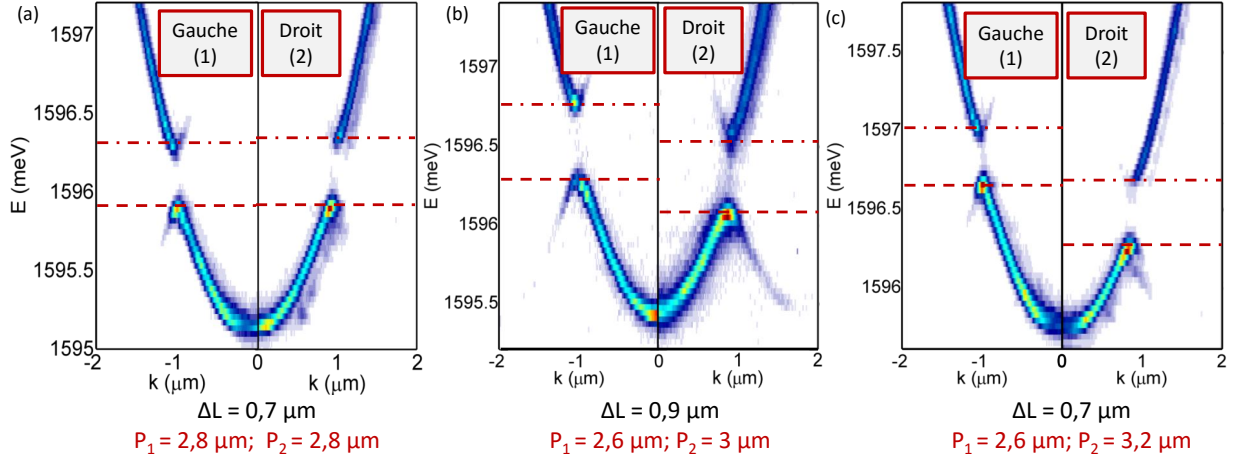


FIGURE 3.7 – (a-c) Photoluminescence des polaritons en champ lointain du fil de gauche et de droite pour un désaccord de $-5,5\text{meV}$ et des paramètres (a) $V_0 = 0,3\text{meV}$; (b) $0,45\text{meV}$; (c) $0,3\text{meV}$, (a) $P_1 = 2,8\ \mu\text{m}$; (b) $2,6\ \mu\text{m}$; (c) $2,6\ \mu\text{m}$ et (a) $P_2 = 2,8\ \mu\text{m}$; (b) $3\ \mu\text{m}$; (c) $3,2\ \mu\text{m}$.

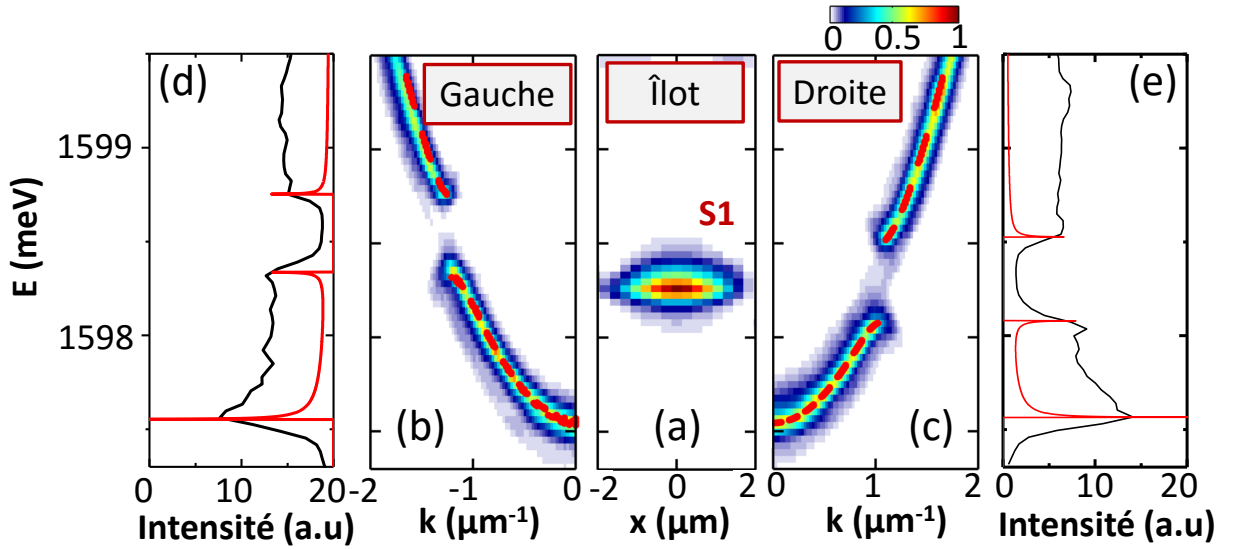


FIGURE 3.8 – (a) Émission de l'îlot résolue en espace et en énergie. Ces mesures sont effectuées avec une très faible puissance d'excitation ($50\ \mu\text{W}$). (b,c) Émission en champ lointain résolue spectralement pour les fils de gauche (b) et de droite (c). La courbe rouge pointillée correspond au calcul de la dispersion en résolvant l'équation Schrödinger 2D des polaritons. (d,e) Émission intégrée correspondant à (b) et (c) respectivement et représentant la densité d'états dans les fils de gauche (d) et de droite (e) (noir). Calcul de la densité d'états à partir du modèle de Kroenig-Penney (rouge).

raie est fortement influencée par le couplage tunnel avec les fils modulés et peut descendre jusque $\Gamma = 70\ \mu\text{eV}$ en l'absence de couplage tunnel.

Nous nous attachons maintenant à démontrer le principe du fonctionnement du routeur

à polariton, qui est la possibilité de contrôler l'énergie E_1 de l'état confiné S_1 le long de la structure de bande des fils et ainsi de modifier le couplage tunnel de l'îlot vers les fils modulés. L'îlot est excité localement avec un laser non résonant, ce qui a pour effet de peupler les états de polariton de l'îlot ainsi que le réservoir excitonique. La population de ce réservoir augmente avec la puissance d'excitation et interagit de façon répulsive avec les polaritons dans l'îlot. L'énergie de l'îlot subit un décalage vers le bleu et nous varions continûment l'énergie de l'état S_1 de l'îlot sur 0,6 meV [Fig. 3.9(g)], ce qui permet de balayer l'énergie de S_1 au travers de la bande d'énergie interdite du fil de droite et du fil de gauche.

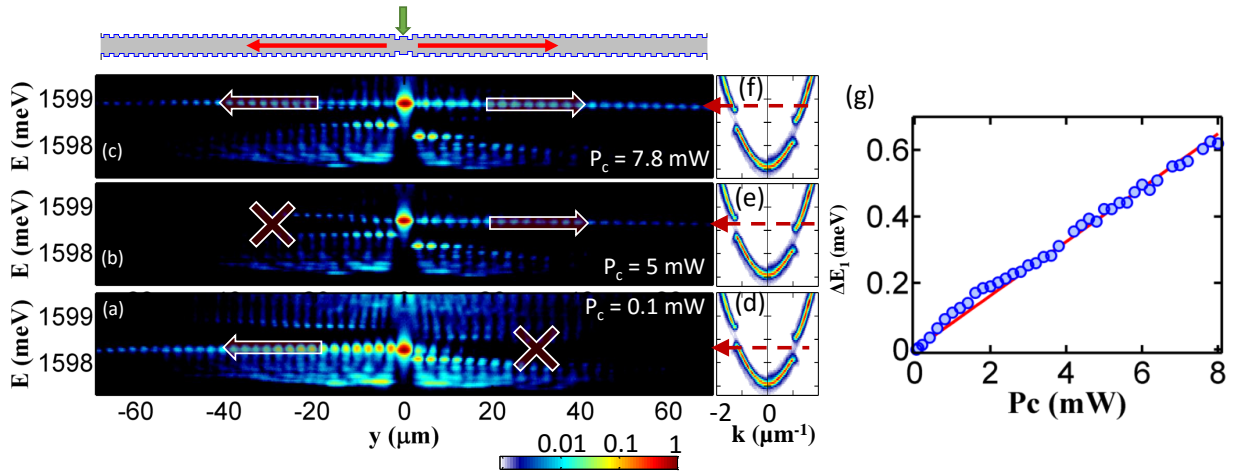


FIGURE 3.9 – (a-c) Émission résolue en espace et en énergie pour une puissance d'excitation : (a) $P_c = 0,1$ mW , (b) $P_c = 5$ mW , (c) $P_c = 7,8$ mW. (d-f) Émission en champ lointain résolue spectralement pour le fil de gauche (panneau de gauche) et de droite (panneau de droite). (g) Augmentation d'énergie de S_1 ΔE_1 en fonction de la puissance d'excitation P_c .

Pour montrer la variation du couplage tunnel, nous analysons l'émission des fils en fonction de la puissance d'excitation [Fig. 3.9(a-c)].

Pour la plus petite puissance ($P_c = 0,1$ mW), l'énergie de l'état S_1 est plus faible que la bande d'énergie interdite du fil de gauche et est dans la bande d'énergie interdite du fil de droite [Fig. 3.9(d)]. Par conséquent, les polaritons de l'état S_1 ne peuvent se coupler qu'à la première mini-bande du fil de gauche et on observe à l'énergie de S_1 la propagation des polaritons majoritairement dans le fil de gauche, tandis que l'émission est fortement réduite dans le fil de droite à l'énergie de S_1 [Fig. 3.9(a)]. Notons que l'on observe de l'émission dans les fils pour des énergies différentes de E_1 car des polaritons sont injectés dans le second mode confiné S_2 (autour de $1599,5$ meV) et directement dans chaque fil à cause d'un spot d'excitation trop large.

Pour $P_c = 5$ mW, l'énergie de S_1 se trouve dans la bande d'énergie interdite du fil de gauche et résonant avec la seconde mini-bande du fil de droite [Fig. 3.9(e)]. Nous observons alors à l'énergie de S_1 la propagation des polaritons majoritairement dans le fil de droite [Fig. 3.9(b)].

Enfin, pour une puissance plus importante ($P_c = 7,8$ mW), l'énergie de S_1 est au-delà des bandes d'énergie interdite des deux fils [Fig. 3.9(f)] et la propagation des polaritons a

lieu simultanément dans les deux fils [Fig. 3.9(c)].

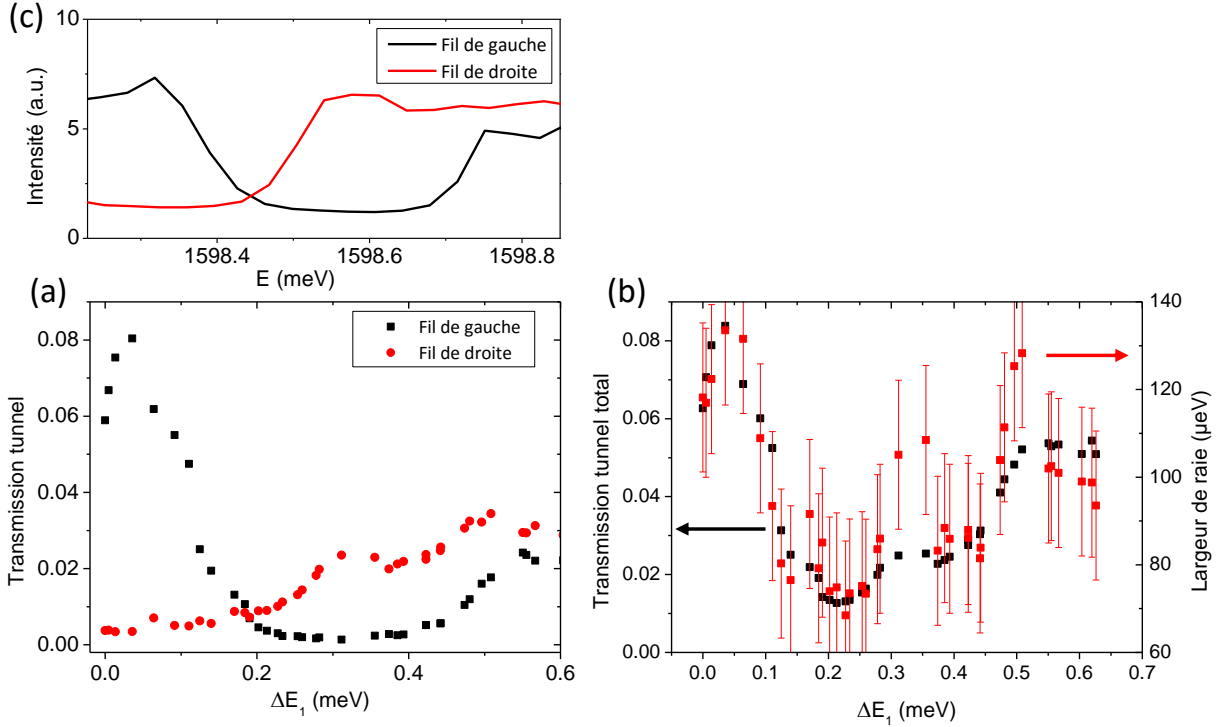


FIGURE 3.10 – (a) Valeur expérimentale de la transmission tunnel vers le fil de gauche (carré noir) et de droite (rond rouge) en fonction de ΔE_1 . (b) Transmission tunnel totale vers les fils (noir) et largeur de raie de $S1$ (rouge) en fonction de ΔE_1 . (c) Émission intégrée représentant la densité d'états dans les fils de gauche (noir) et de droite (rouge). L'échelle d'énergie est identique à (a).

Nous pouvons de plus estimer la valeur de la transmission tunnel de l'îlot vers les fils en divisant l'intensité de chaque fil par l'intensité de l'îlot en fonction de l'augmentation d'énergie ΔE_1 de $S1$ [Fig. 3.10(a)]. La valeur de la transmission tunnel est très faible dans la bande d'énergie interdite de chaque fil. Dans le fil de gauche, on observe que la transmission tunnel est plus importante en dessous de la bande d'énergie interdite qu'au-dessus. Cette différence s'explique par la présence d'un pic dans la densité d'état du fil juste en dessous de la bande d'énergie interdite qui favorise le couplage tunnel [Figs. 3.8(a,e)].

Sur la figure 3.10(b), la somme des transmissions tunnel de l'îlot vers les deux fils est tracée en même temps que la largeur de raie Γ de l'état confiné de l'îlot $S1$ en fonction de ΔE_1 . La variation de la largeur de raie de $S1$ suit la valeur de la transmission tunnel et $\Gamma = \gamma_{pol} + \gamma_{tunnelgauche} + \gamma_{tunneldroite}$, où γ_{pol} est la largeur de raie des polaritons dans l'îlot et $\gamma_{tunnelgauche}$ (resp. $\gamma_{tunneldroite}$) est la largeur de raie attribuée à la transmission tunnel vers le fil de gauche (resp. de droite). La transmission tunnel apporte donc une contribution importante à la largeur de raie de $S1$, de 0 à 50 μeV .

Le profil spatial d'intensité mesuré le long des fils à l'énergie de $S1$ [Figs. 3.11(a-c)] nous montre le déclin spatial exponentiel de la propagation des polaritons dans chaque fil. À $P_c = 0,1 \text{ mW}$ [Fig. 3.11(a)], l'énergie de $S1$ est résonant avec la première mini-bande

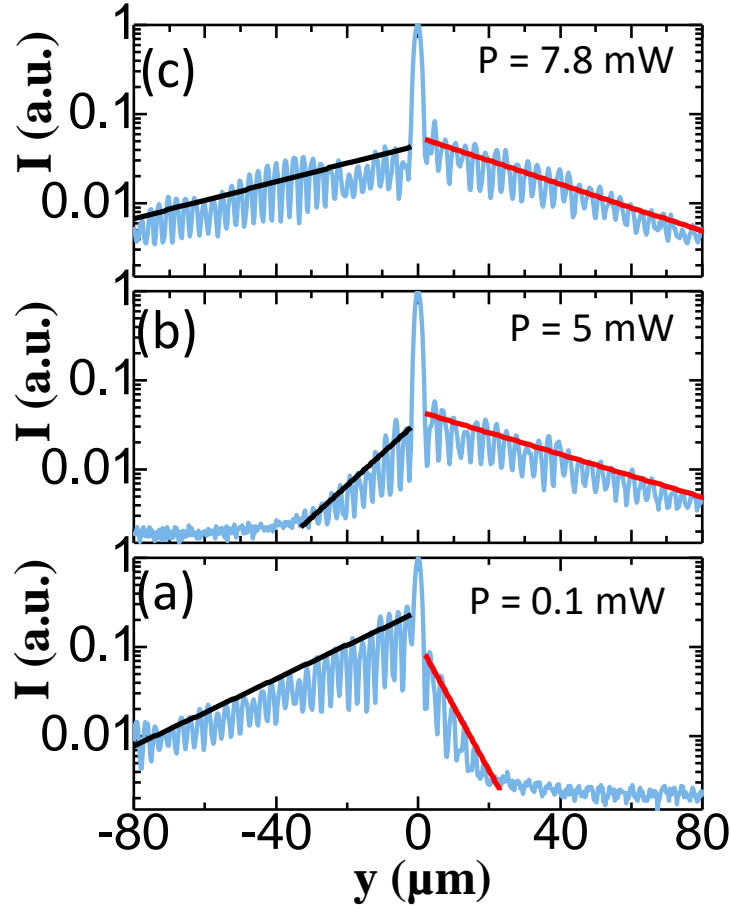


FIGURE 3.11 – (a-c) Profils spatiaux de l’intensité intégrée mesurée à l’énergie de l’état de l’îlot sur les données des Figs. 3.9(a), 3.9(b) et 3.9(c) respectivement.

du fil de gauche et dans la bande d’énergie interdite du fil de droite. Nous trouvons une longueur de déclin $L_d = 35 \mu\text{m}$ dans le fil de gauche dû à l’échappement des photons au travers des miroirs de la cavité. Dans le fil de droite, la présence d’interférences destructives dans la bande d’énergie interdite diminue fortement la longueur de déclin ($L_d = 5 \mu\text{m}$). Pour $P_c = 5 \text{ mW}$ [Fig. 3.11(b)], la situation est inversée et la longueur de déclin dans le fil de gauche est fortement réduite tandis que les polaritons se propagent dans le fil de droite. Pour $P_c = 7,8 \text{ mW}$ [Fig. 3.11(c)], nous avons vu que l’énergie de $S1$ est plus élevée que les bandes d’énergie interdite des deux fils et les polaritons se propagent dans les deux fils.

A partir du déclin exponentiel dans le fil de gauche à $P_c = 0,1 \text{ mW}$, nous pouvons estimer le temps de vie des polaritons. Dans le cas de la figure 3.11(c), la longueur de déclin dans chaque fil est de $L_d = 35 \mu\text{m}$. La cause principale de ce déclin est l’échappement de photons au travers des miroirs de la cavité le long de la propagation. La pente de la dispersion à l’énergie de l’état $S1$ nous donne la vitesse de groupe $v_g = 2 \mu\text{m/ps}$ du flux de polaritons, ce qui nous permet de déduire le temps de vie des polaritons $\tau_{pol} = L_d/v_g = 17,5 \text{ ps}$. Cette valeur est deux fois plus faible que la valeur nominale attendue d’après le facteur de qualité mesuré pour cette cavité ($Q \sim 72000$). Cette différence peut être

expliquée par des photons diffusés par le désordre présent dans les fils.

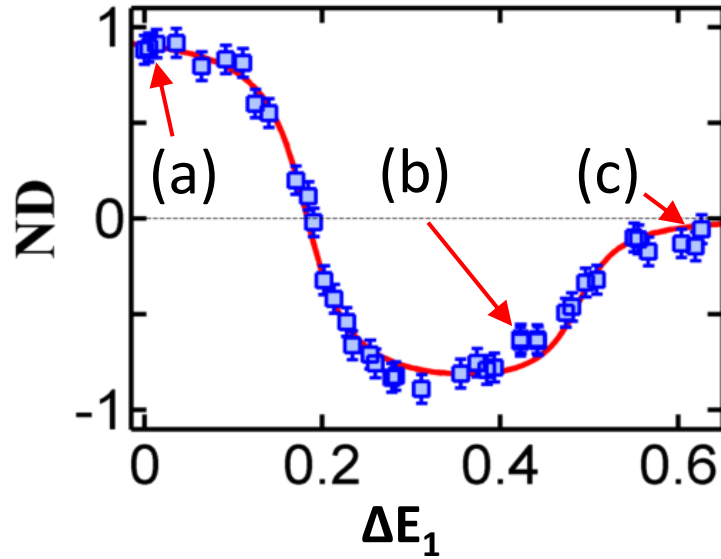


FIGURE 3.12 – (Symboles) Directionnalité normalisée (ND) mesurée en fonction de l’augmentation d’énergie ΔE_1 de $S1$. (Courbe rouge) Valeur de ND calculée à partir des dispersions montrées en Fig. 3.8. Les points correspondant à la Fig. 3.9 sont indiqués par des flèches.

Nous définissons enfin la directionnalité normalisée comme $ND = \frac{I_{gauche} - I_{droite}}{I_{gauche} + I_{droite}}$, où I_{gauche} et I_{droite} sont les intensités mesurées dans les fils de gauche et de droite à l’énergie de $S1$ et intégrées le long des fils. ND est positive (respectivement négative) quand les polaritons se propagent dans le fil de gauche (respectivement de droite) et ND est nulle quand les polaritons se propagent également dans les deux fils. La figure 3.12 montre la variation de ND en fonction de l’augmentation d’énergie ΔE_1 de $S1$. Nous observons une transition continue entre la propagation dans le fil de gauche ($\Delta E_1 < 0,19$ meV) puis dans le fil de droite ($0,19$ meV $< \Delta E_1 < 0,55$ meV). Cette courbe est reproduite en considérant la convolution entre la largeur de raie de l’état de l’îlot et une fonction escalier reflétant la densité d’état des fils mesurée expérimentalement [Fig. 3.8(a,e)].

La caractérisation que nous venons de discuter a montré notre capacité à modifier de façon sélective le couplage tunnel de l’îlot vers les fils en contrôlant l’énergie de l’état confiné $S1$ grâce à la structure de bande des fils périodiques modulés.

3.3.2 Routeur à polariton

Après avoir caractérisé notre dispositif, nous montrons dans cette partie le fonctionnement d’un routeur à polaritons. Ce dispositif nous permet de rediriger de manière contrôlée les impulsions injectées dans l’îlot vers un des deux fils.

Nous utilisons pour cela deux lasers d’excitation. Le laser continu non résonant utilisé pour caractériser le dispositif est dévolu au contrôle de l’énergie de l’état $S1$ avec une puissance de contrôle variable P_c . Un laser impulsif résonant est utilisé pour injecter

des polaritons à l'énergie de $S1$ au temps $t = 0$ ps. Il est focalisé sur l'îlot avec une puissance moyenne d'injection de $P_{inj} = 0,1$ mW et son énergie est fixée à 1598,6 meV (0,3 meV au-dessus de $S1$) [Fig. 3.13]. La largeur de raie de 360 μeV des impulsions laser détermine la plage spectrale sur laquelle nous sommes capables d'ajuster l'énergie de $S1$ en maintenant une injection de polaritons efficace avec le laser impulsionnel.

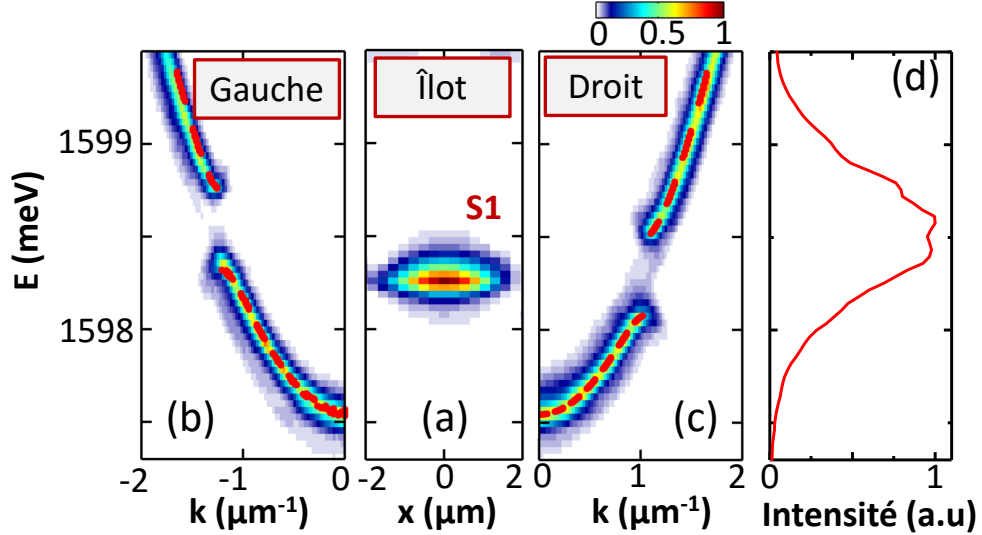


FIGURE 3.13 – (a) Émission de l'îlot résolue spatialement et spectralement. Ces mesures sont effectuées avec une très faible puissance d'excitation (50 μW). (b,c) Émission en champ lointain résolue spectralement des fils de gauche (b) et de droite (c). Les courbes rouges pointillées correspondent au calcul de la dispersion en résolvant l'équation Schrödinger 2D des polaritons. (d) Profil spectral du laser impulsionnel.

Nous montrons sur les figures 3.14(a-b) l'émission des polaritons résolue en espace et en temps mesurée à l'aide d'une caméra streak. Lorsque la puissance de contrôle est très faible ($P_c \simeq 0$ mW), nous avons vu précédemment que l'énergie de $S1$ est au niveau de la bande d'énergie interdite du fil de droite [Fig. 3.14(c)]. Nous observons alors que les polaritons se propagent principalement dans le fil de gauche [Fig. 3.14(a)].

À la puissance de contrôle $P_c = 4,4$ mW [Fig. 3.14(b)], l'énergie de $S1$ augmente [Fig. 3.14(d)] et la propagation dans le fil de gauche est inhibée au profit de la propagation dans le fil de droite. Aux temps courts (inférieurs à 20 ps), un faible signal est présent dans les deux fils. Il provient de polaritons injectés directement dans les fils par le laser impulsionnel. Ce signal est cependant dix fois plus faible que le signal qui nous intéresse, provenant de polaritons injectés dans l'îlot et étant transmis dans le fil par effet tunnel. Ce signal pourrait être réduit en améliorant le couplage entre le laser et l'état dans l'îlot $S1$.

L'efficacité de notre routeur à polariton dans ce schéma d'excitation à deux lasers est illustrée par la Fig. 3.17. Grâce à l'utilisation du laser de contrôle pour moduler la population du réservoir excitonique dans l'îlot, il est possible de choisir la direction de propagation des impulsions de polaritons. La directionnalité normalisée ND montre ici notre capacité à modifier de manière continue la direction de propagation du flux de polaritons transmis

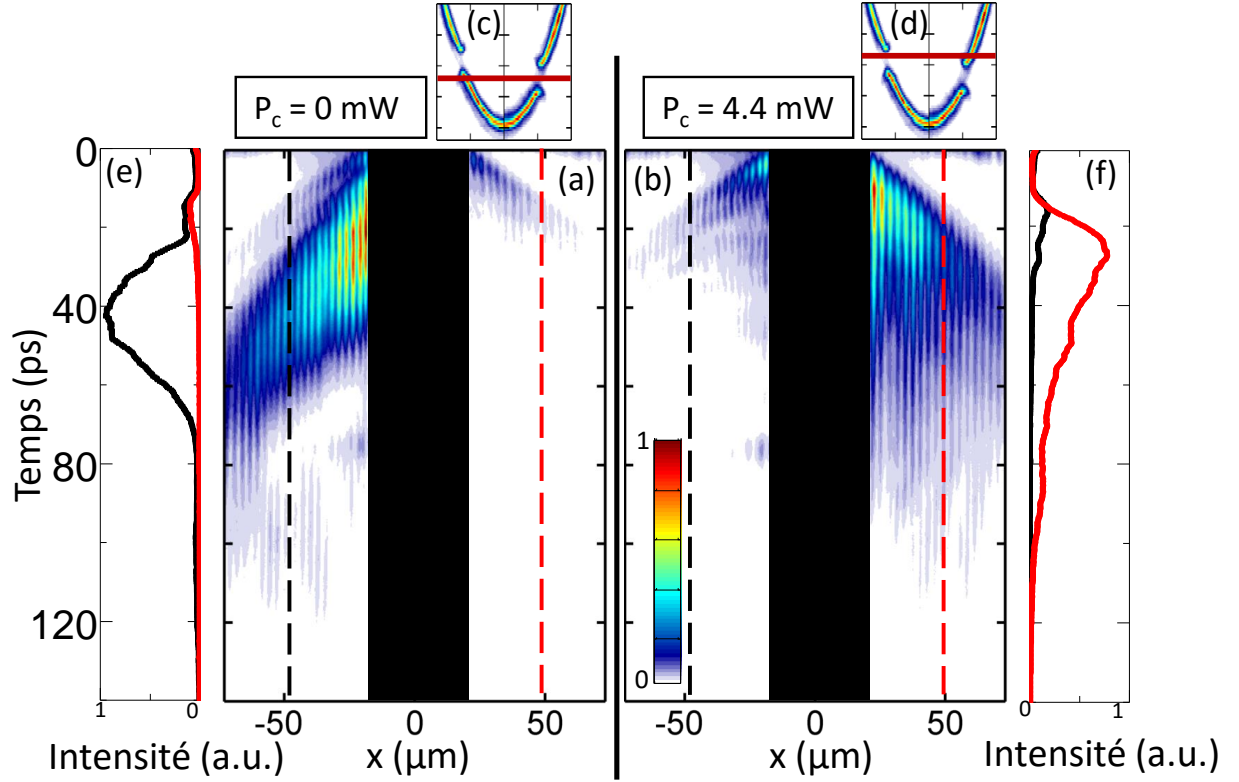


FIGURE 3.14 – (a-b) Émission des fils de gauche et de droite résolues spatialement et temporellement pour $P_c = 0$ mW (a) et $P_c = 4,4$ mW (b). L'émission de l'îlot est masquée (rectangle noir) pour éviter la lumière diffusée par le laser résonant. (c-d) Émission en champ lointain résolue spectralement des fils de gauche (partie gauche) et de droite (partie droite). La ligne rouge indique l'énergie de l'état $S1$ pour $P_c = 0$ mW (c) et $P_c = 4,4$ mW (d). (e) Courbe noire (respectivement rouge) : émission résolue temporellement le long de la ligne pointillée noire (respectivement rouge) dans (a). (f) Courbe noire (respectivement rouge) : émission résolue temporellement le long de la ligne pointillée noire (respectivement rouge) dans (b). L'échelle d'intensité est identique pour (e) et (f).

dans les fils.

La directionnalité normalisée ND est calculée à partir de l'émission intégrée spatialement et temporellement dans les fils de gauche et de droite [Fig. 3.16(b)]. L'émission est faible à l'énergie correspondant aux bandes d'énergie interdite de chaque fil. Les points correspondants à la figure 3.14 montrent que l'intensité de l'impulsion de polaritons est 10% plus faible dans le fil de droite à $\Delta E_1 = 0,36$ meV [Fig. 3.14(b)] [Fig. 3.14(a)]. Nous avons pourtant mesuré une transmission tunnel deux fois plus faible dans le fil de droite à $\Delta E_1 = 0,36$ meV que dans le fil de gauche à $\Delta E_1 = 0$ meV [Fig. 3.10(a)]. L'intensité du faisceau de polariton se propageant dans les fils ne dépend donc pas uniquement de la valeur de la transmission tunnel entre $S1$ et les deux fils. La relaxation stimulée de polaritons du réservoir excitonique jusque $S1$ et le recouvrement spectral entre l'impulsion laser incidente et l'état $S1$ jouent aussi un rôle. Dans notre cas, le couplage tunnel dans le

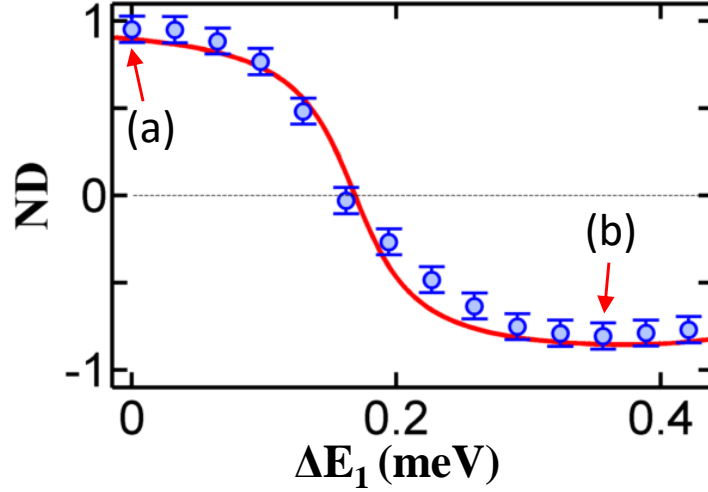


FIGURE 3.15 – (Symboles) Directionnalité normalisée (ND) mesurée en fonction de ΔE_1 . (Courbe rouge) Valeurs de ND calculées à partir des dispersions montrées Fig. 3.8. Les points correspondant à la Fig. 3.14 sont indiqués par des flèches.

fil de gauche est plus important à $\Delta E_1 = 0$ meV alors que le recouvrement spectral avec le laser impulsionnel est plus important à $\Delta E_1 = 0,36$ meV. Dans notre cas, le recouvrement spectral de $S1$ avec le laser impulsionnel est meilleur à $\Delta E_1 = 0,36$ meV et un réservoir excitonique est présent. À $\Delta E_1 = 0$ meV, la transmission tunnel dans le fil de gauche est plus importante. Ces différents facteurs se compensent et l'intensité des impulsions de polaritons reste sensiblement identique dans notre cas de figure.

Nous voulons pour finir décrire la forme des impulsions de polaritons transmises dans les fils. L'émission des polaritons se propageant dans chaque fil est résolue en temps et mesurée à $48 \mu m$ de l'îlot [Figs. 3.14(e-f)]. La dynamique du pic d'émission mesuré dépend ici uniquement de la dynamique de l'état $S1$. Nous remarquons que cette dynamique diffère légèrement pour les deux configurations. En particulier, le déclin de l'émission à $P_c = 4,4$ mW est plus long qu'en l'absence de laser de contrôle.

Pour comprendre cette différence, nous nous appuyons sur des simulations numériques basées sur un modèle d'équations différentielles couplées. Ce modèle représente la dynamique de la population $N_{S1}(t)$ dans l'état $S1$ et de la population $n_R(t)$ dans le réservoir excitonique :

$$\frac{dN_{S1}(t)}{dt} = W_R n_R(t) (N_{S1}(t) + 1) - \frac{N_{S1}(t)}{\tau_{S1}} + P_{inj}(t) \quad (3.4)$$

$$\frac{dn_R(t)}{dt} = -W_R n_R(t) (N_{S1}(t) + 1) - \frac{n_R(t)}{\tau_R} + P_c \quad (3.5)$$

où W_R est le taux de relaxation du réservoir excitonique dans $S1$ et τ_{S1} et τ_R sont les temps de vie de l'état $S1$ et du réservoir excitonique. De plus, $P_{inj}(t)$ décrit l'injection résonante de polaritons dans l'état $S1$ avec une excitation impulsionnelle et P_c décrit l'excitation continue non résonante du laser de contrôle.

Connaissant la dynamique de $N_{S1}(t)$, nous pouvons en déduire la propagation des

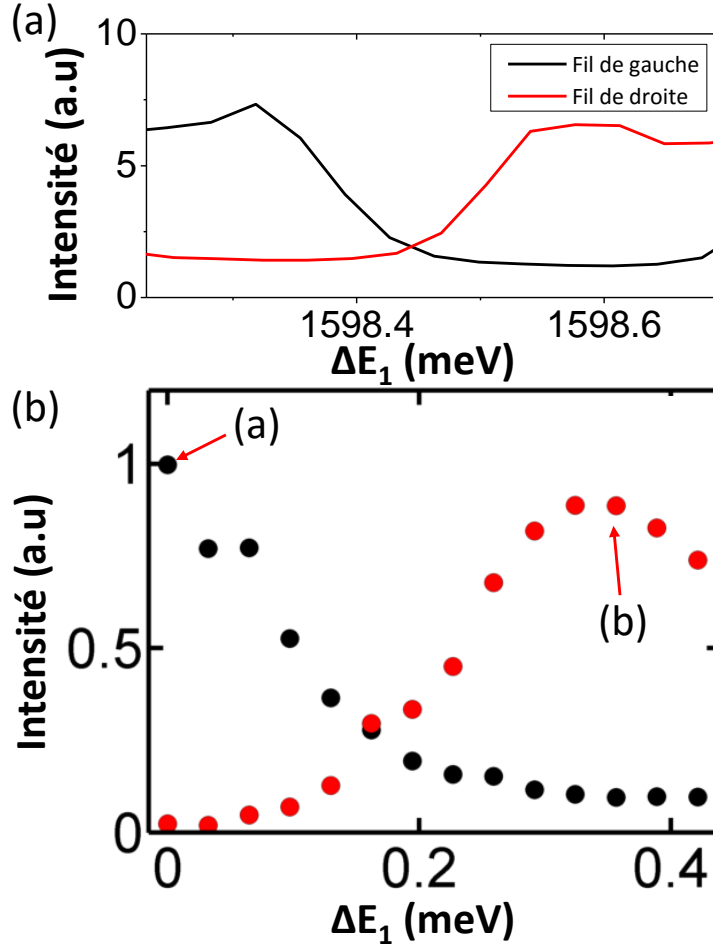


FIGURE 3.16 – (a) Émission intégrée représentant la densité d'états dans les fils de gauche (noir) et de droite (rouge). L'échelle d'énergie est identique à (b). (b) Emission intégrée le long du fil de gauche (courbe noire) et du fil de droite (courbe rouge) en fonction de l'augmentation d'énergie ΔE_1 de $S1$.

polaritons dans chaque fil. Le flux de polaritons $\phi_{pol}(x,t)$ est donné par :

$$\phi_{pol}(x,t) = \frac{N_{S1}(t)}{\tau_{tunnel}} \times \exp\left(-\frac{|x|}{v_g(t)\tau_{pol}}\right) \quad (3.6)$$

où τ_{tunnel} est le temps tunnel de l'îlot vers les fils (considéré infini au niveau des bandes d'énergie interdite de chaque fil), τ_{pol} est le temps de vie des polaritons dans le fil et $v_g(t)$ est la vitesse de groupe du flux de polariton. Nous savons que $v_g(t) = \frac{1}{\hbar} \left. \frac{\partial E(k)}{\partial k} \right|_{E=E_1(t)}$ et dépend de l'énergie de $S1$ donnée par : $E_1(t) = g_R n_R(t) + E_1(0)$ [Fig. 3.9(g)].

Les résultats de cette simulation nous permettent de reproduire et de mieux comprendre nos résultats expérimentaux [Fig. 3.17]. Lorsque l'excitation pulsée résonante est la seule à contribuer à la population de polaritons dans $S1$ [Figs. 3.17(a,e)], la dynamique de $S1$ est déterminée uniquement par les recombinaisons radiatives dans l'îlot et le transfert par effet tunnel vers les fils. Nous considérons dans ce cas $W_R = 0$. Les valeurs des paramètres

de la simulation sont trouvées expérimentalement. Malgré que la mesure de la largeur de raie de $S1$ soit limitée par notre résolution spectrale, nous extrayons de l'expérience [Fig. 3.10(b)] $\tau_{S1} = 9$ ps et $\tau_{pol} = 17,5$ ps. Comme $1/\tau_{S1} = 1/\tau_{pol} + 2/\tau_{tunnel}$, nous en déduisons $\tau_{tunnel} = 37$ ps ce qui est compatible avec la valeur attendue pour cette structure [29]. Aucun autre paramètre d'ajustement n'est utilisé pour la configuration $P_c = 0$ mW [Fig. 3.17(a,e)] considérant uniquement une excitation pulsée résonante.

En revanche, dans la configuration $P_c = 4,4$ mW [Figs. 3.17(b,f)], le second laser non résonant peuple le réservoir excitonique, ce qui non seulement augmente l'énergie de $S1$ mais introduit aussi une population additionnelle dans $S1$ ayant une toute autre dynamique. En effet, lors de l'injection résonante d'une large population de polaritons dans $S1$, la relaxation d'excitons du réservoir dans l'état $S1$ est stimulée et la population de polaritons $N_{S1}(t)$ augmente. Le temps de vie de cette population additionnelle est alors lié non plus au temps de vie intrinsèque des polaritons mais au temps de vie du réservoir excitonique qui est bien plus élevé.

Deux paramètres additionnels τ_R et W_R sont requis pour reproduire le rôle du réservoir excitonique. Le temps de vie du réservoir excitonique considéré est $\tau_R \approx 250$ ps en accord avec la valeur mesurée dans la référence [68]. Notre paramètre d'ajustement est $W_R \approx 2.10^{-4}$ ps $^{-1}$ et cet ordre de grandeur pour le taux de relaxation du réservoir excitonique dans $S1$ semble être compatible avec la littérature [140].

En prenant l'effet du réservoir excitonique en compte dans nos simulations numériques, il est donc possible de reproduire la dynamique de l'émission [Figs. 3.17(e,f)]. La relaxation stimulée des excitons du réservoir vers $S1$ est responsable du déclin plus long observé lors de la présence de l'excitation non-résonante [Figs. 3.17(b,f)].

Enfin, la vitesse d'opération attendue pour ce dispositif est limitée par le temps de vie du réservoir excitonique utilisé pour aiguiller le flux de polaritons. Ce temps de vie est typiquement de l'ordre de quelques centaines de picosecondes [68], ce qui limite la vitesse de fonctionnement à plusieurs gigahertz. Une vitesse d'opération plus importante pourrait être envisagée en utilisant un second laser résonant avec un état de l'îlot de plus haute énergie (dans ce cas la vitesse d'opération serait limitée par le temps de vie des polaritons) ou par effet Stark dynamique [168].

La durée de l'impulsion doit être prise en considération pour assurer le fonctionnement du routeur. Elle ne doit pas excéder la séparation entre $S1$ et le second état de l'îlot $S2$ pour éviter de peupler un état qui ne sera pas affecté de la même façon par la structure de bande. Cette séparation est de 1,3 meV pour notre dispositif, ce qui limite la durée de l'impulsion au minimum à 0,2 ps. De plus, le recouvrement spectral entre l'état $S1$ et l'énergie de l'impulsion doit être conservé lorsque l'on balaye $E1$. Dans notre cas, la taille temporelle de l'impulsion peut être choisie de 0,2 à 5 ps.

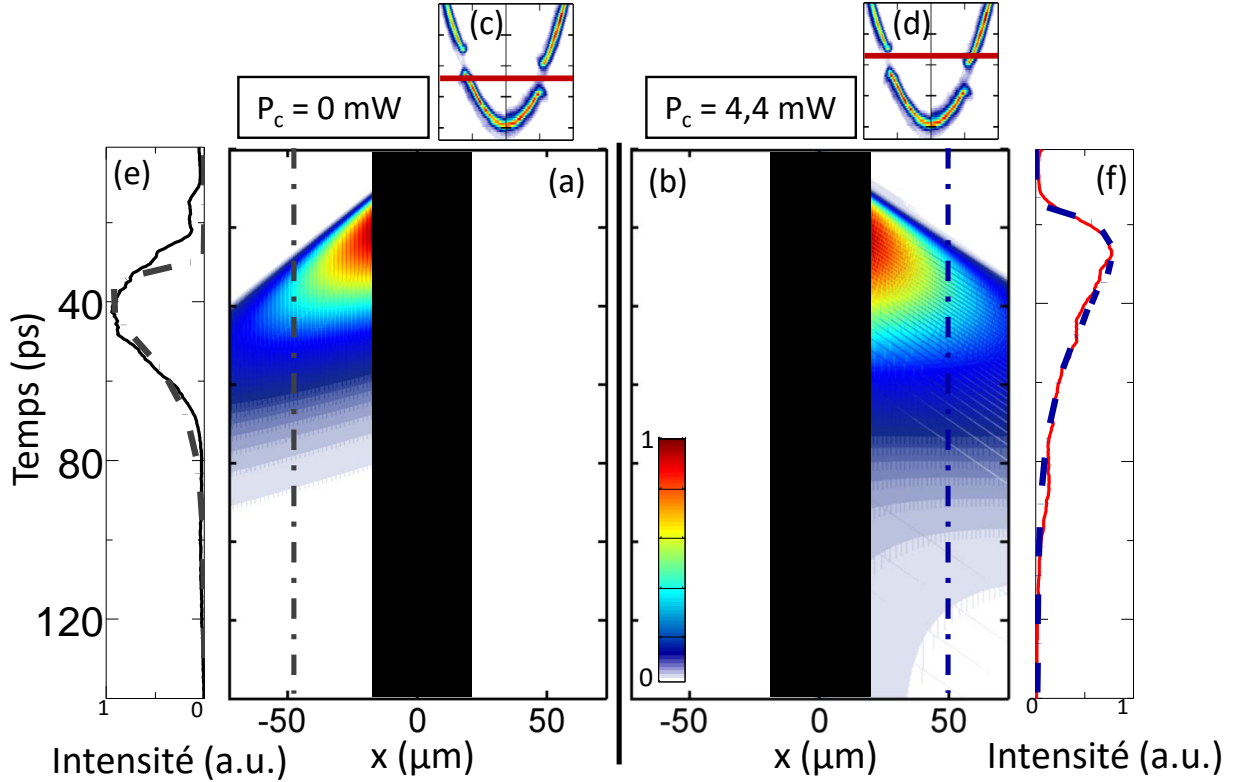


FIGURE 3.17 – (a-b) Émission des fils de gauche et de droite résolues spatialement et temporellement provenant des simulations numériques correspondant aux Figs. 3.14 (a) et (b). (c-d) Émission en champ lointain résolue spectralement des fils de gauche (partie gauche) et de droite (partie droite). La ligne rouge indique l'énergie de l'état S_1 pour $P_c = 0\text{mW}$ (c) et $P_c = 4,4\text{mW}$ (d). (e) Émission intégrée spatialement et résolue temporellement intégrée du fil de gauche : comparaison entre la simulation de (a) (ligne pointillée) et l'expérience de la Fig. 3.14 (a) (ligne continue). (f) Émission intégrée spatialement et résolue temporellement intégrée du fil de gauche : comparaison entre la simulation de (b) (ligne pointillée) et l'expérience de la Fig. 3.14 (b) (ligne continue).

3.4 Conclusion

Cette partie a été dédiée à l'implémentation d'un routeur à polariton à partir de la proposition théorique de Flayac et Savenko. Cette proposition s'appuie sur les travaux réalisés précédemment au LPN sur les fils modulés périodiquement et sur la diode tunnel résonante.

Notre dispositif consiste en un îlot relié par deux barrières tunnel à deux fils modulés périodiquement de période différente.

Nous avons montré dans un premier temps le contrôle optique du couplage tunnel entre un état discret et deux fils modulés périodiquement grâce au décalage vers le bleu induit par une excitation non résonante. L'ingénierie de la structure de bande dans les fils permet de modifier la valeur du couplage tunnel vers chaque fil en fonction de l'énergie de l'état confiné. On mesure de plus une modification importante de la largeur spectrale due au

changement du couplage tunnel.

Dans un second temps, nous avons démontré le principe de fonctionnement du routeur à polariton à l'aide d'un schéma à deux lasers d'excitation. Un laser de contrôle ajuste l'énergie de l'état $S1$ et un laser impulsionnel injecte des impulsions de polaritons à l'énergie de $S1$. Nous sommes donc capables de changer de manière continue la direction de propagation de l'impulsion de polaritons injectée.

Notre résultat est une preuve de principe du fonctionnement d'un routeur à polaritons qui est un des éléments constitutifs nécessaires à l'implémentation de circuits polaritoniques visant à terme la réalisation d'ordinateurs photoniques. Les progrès dans la croissance et la gravure des matériaux à forte énergie de liaison des excitons permettent d'envisager l'implémentation de ces dispositifs polaritoniques à température ambiante dans un futur proche.

En perspective, nous pourrions nous intéresser à la polarisation que nous avons évacuée au début de cette partie. En jouant sur la géométrie de l'îlot, il est possible de modifier la différence d'énergie entre les états de polarisation TE et TM dans l'îlot. En choisissant avec attention les énergies de ces états de polarisation par rapport aux fils modulés, il serait possible de réaliser un diviseur de polarisation passif dans lequel la direction de propagation des polaritons dépend de leur polarisation.

Chapitre 4

Dispositifs à polaritons : exploiter la non-linéarité $\chi^{(3)}$

4.1 Introduction

Les polaritons de microcavité ont récemment émergé comme une nouvelle plateforme pour les dispositifs tout optique non-linéaire. Nous avons vu que les interactions polariton-polariton sont très fortes par rapport aux autres systèmes optiques [16, 17]. Ainsi, le seuil de commutation d'un dispositif à polaritons promet d'être plus bas que n'importe quel autre système ayant la même surface.

Grâce à cette non-linéarité, la bistabilité optique (élément essentiel des mémoires ultrarapides) a été démontrée dans différentes géométries : cavité planaire [169], micropilier [170], mésas [87]. La multistabilité optique, c'est à dire la possibilité pour le système d'avoir plus de deux états stables, a été démontrée en modifiant la polarisation [171] et l'intensité [22] de l'excitation. Jusqu'à présent, de nombreuses preuves de principe de dispositifs à polaritons ont été rapportées : spin-switch [80], mémoire de spin [171], transistor optique [172], portes logiques [172]. Néanmoins, il est toujours difficile d'intégrer ces dispositifs dans un réseau photonique interconnecté puisque dans ces expériences la plupart d'entre eux ne sont pas connectés à des guides d'onde [80, 171, 172] et fonctionne grâce à une excitation locale [80, 171, 173] (la non-linéarité optique utilisée comme mécanisme d'interruption ou de modulation a lieu sous le spot d'un faisceau laser).

Dans ce chapitre, nous montrons un dispositif à polaritons qui remplit ces deux conditions que sont la connexion aux guides d'onde et le contrôle à distance. Notre dispositif est constitué d'un résonateur 0D comme élément non-linéaire et de deux microfils comme interconnexions photoniques. Nous montrons dans un premier temps la bistabilité de l'état confiné dans le résonateur. Celui-ci est excité à distance par des polaritons injectés dans le fil d'entrée et se propageant jusqu'au résonateur. La dépendance en puissance du cycle d'hystérésis est qualitativement étudiée. Dans un second temps, nous sommes capables de reproduire nos résultats par deux méthodes de simulations distinctes : la théorie des modes couplés (semi-analytique) et la résolution de l'équation de Gross-Pitaevskii 1D (numérique). L'accord de nos simulations avec l'expérience est sensible à la valeur du coefficient de non-linéarité, nous permettant d'en déduire une bonne estimation de la constante

d'interaction polariton-polariton dans notre système. Cette mesure est cruciale pour le développement de futurs projets exploitant la non-linéarité des polaritons et est sujet à débat dans la communauté. Enfin, nous montrons que la non-linéarité dans notre dispositif est suffisamment importante pour modifier le comportement des polaritons dans le guide d'onde d'entrée et doit être pris en compte pour décrire les performances du dispositif.

4.2 Contrôle à distance de la bistabilité d'un résonateur 0D

Dans cette partie, nous mettons en évidence le comportement bistable de l'état de plus basse énergie d'un résonateur 0D couplé à deux guides d'onde 1D. Nous choisissons de réaliser une structure similaire à la diode tunnel résonante présentée plus haut [29]. Nous utilisons une cavité contenant un unique puit quantique, ce qui possède un double avantage : les non-linéarités sont plus fortes et il est possible de réaliser l'expérience en transmission. Nous utilisons une cavité différente, nous permettant de réaliser une excitation résonante et de nous affranchir des effets d'un réservoir d'excitons. Nous détaillerons dans un premier temps la caractérisation de la structure étudiée, puis nous démontrons la présence d'un état bistable dans un résonateur 0D excité à distance.

4.2.1 Caractérisation du dispositif

Notre échantillon est une microcavité λ en $Ga_{0.9}Al_{0.1}As/Ga_{0.05}Al_{0.95}As$ de facteur de qualité $Q = 33000$, décrite plus en détail dans l'annexe. Un unique puit quantique en $InGaAs$ est inséré au centre de la cavité comme milieu actif, ce qui permet d'augmenter les interactions entre polaritons. Nous mesurons un dédoublement de Rabi de 3,5 meV caractérisant le couplage exciton-photon dans la cavité. Les microstructures 1D sont fabriquées par lithographie électronique et gravure ICP. Le potentiel de confinement des polaritons $V(x)$ le long de la microstructure est conçu en modulant la largeur W de la structure 1D, puisque $V(x)$ est inversement proportionnel à $1/W(x)^2$ [174]. Nous fabriquons de cette façon un résonateur rectangulaire 0D couplé à deux fils 1D utilisés comme guides d'onde d'entrée et de sortie [Fig. 4.1(a,b)]. Le résonateur est couplé aux fils via deux constriction qui définissent des barrières de potentiel [Fig. 4.1(c)].

Le dispositif est excité optiquement par un laser Ti:sapphire continu et monomode, focalisé sur un spot de $2\ \mu\text{m}$ avec un objectif de microscope d'ouverture numérique $NA = 0,28$. Un second objectif d'ouverture numérique $NA = 0,55$ collecte l'émission de l'échantillon en transmission à travers le substrat pour s'affranchir de la plupart de la lumière parasite dans une expérience d'excitation résonante. Dans toutes les expériences qui suivent, un polariseur est inséré dans le chemin de collection pour sélectionner uniquement l'émission ayant une polarisation linéaire perpendiculaire aux fils (modes de polaritons TE).

La microstructure est caractérisée dans un premier temps en effectuant une spectroscopie résonante du résonateur 0D. Elle montre une résonance qui correspond à l'état de polariton de plus basse énergie S1 [Fig. 4.1(d)], confiné dans le résonateur. L'ajustement d'une fonction lorentzienne nous permet de déduire l'énergie de l'état confiné $E_{S1} = 1472,0 \pm 0,01\ \text{meV}$ et sa largeur de raie $\Gamma = 130 \pm 5\ \mu\text{eV}$.

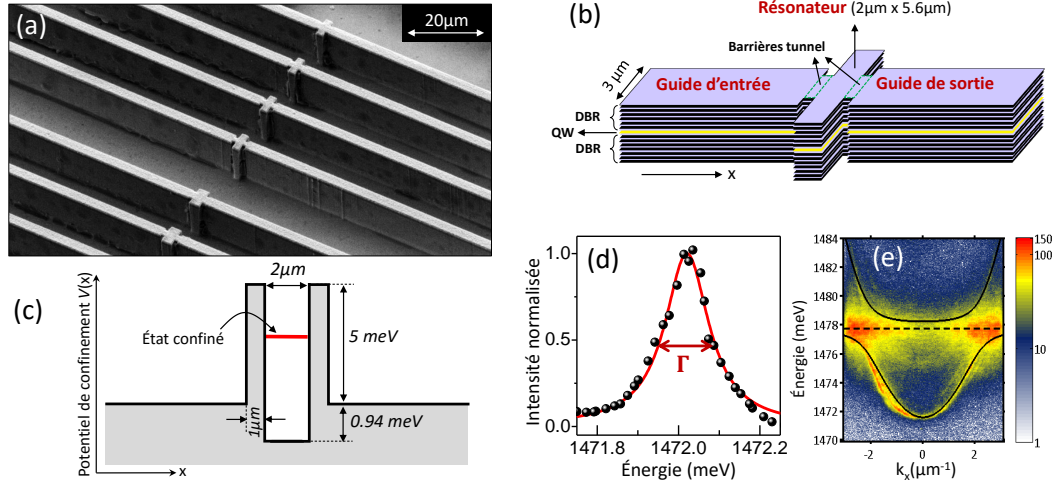


FIGURE 4.1 – (a) Image au microscope électronique à balayage d’une rangée de dispositifs avec différents paramètres géométriques. (b) Schéma du dispositif étudié. (c) Potentiel de confinement $V(x)$ formé le long du dispositif. (d) Spectre de la transmission résonante de l’état confiné dans le résonateur (cercles noirs). La courbe rouge est la fonction lorentzienne ajustée. (e) Photoluminescence en champ lointain mesurée pour le fil d’entrée sous excitation non résonante. Les courbes continues sont les ajustements des branches de polariton haute et basse. La ligne horizontale pointillée indique l’énergie de l’exciton.

Pour caractériser la structure de bande des polaritons dans les fils d’entrée et de sortie, nous mesurons la photoluminescence en champ lointain sous excitation non résonante ($E_{laser} = 1549,8 \pm 0,01$ meV). La Fig. 4.1(e) montre la dispersion des états de polariton dans l’espace réciproque et met en évidence les sous bandes 1D des branches haute et basse des polaritons [25]. Nous nous concentrons ici sur le transport des polaritons à travers le résonateur 0D et seuls les polaritons avec une énergie proche de E_{S1} seront considérés. Autour de l’énergie E_{S1} , la branche basse des polaritons peut être approximée par une dispersion parabolique $E_{1D}(k_x) \approx E_0 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}$, ce qui nous permet de déterminer la masse effective des polaritons $m_p \approx 3 \times 10^{-5} m_e$ où m_e est la masse de l’électron libre. Pour la structure étudiée, l’ajustement de la dispersion permet de mesurer le désaccord entre le mode photonique 1D et l’énergie de l’exciton : $\delta = E_0 - E_{ex} \approx -5,4$ meV.

4.2.2 Démonstration de la bistabilité

Nous décrivons maintenant la démonstration expérimentale de la bistabilité du résonateur contrôlée à distance. L’excitation résonante du guide d’onde d’entrée, à une distance de $25 \mu\text{m}$ du résonateur, injecte un flux de polaritons cohérent et monochromatique [Fig. 4.2(a)]. L’énergie du laser E_L est décalée vers le bleu par rapport à l’énergie de l’état confiné S1 d’une quantité appelée désaccord $\Delta = E_L - E_{S1}$. Le flux 1D de polaritons se propage de façon balistique dans le guide d’onde jusqu’au résonateur 0D et il est ensuite partiellement transmis dans le guide d’onde de sortie par effet tunnel à travers la double barrière de potentiel. Pour mettre en évidence la bistabilité de l’état confiné S1, nous fixons

l'énergie du laser d'excitation E_L et nous balayons la puissance d'excitation de manière croissante puis décroissante.

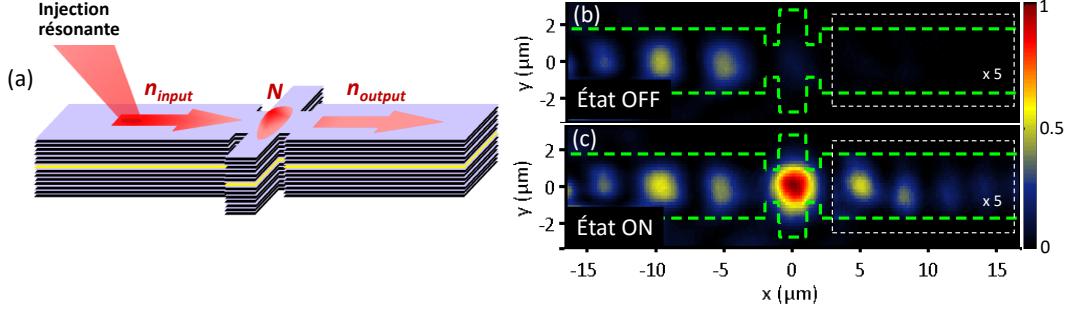


FIGURE 4.2 – (a) Schéma de l'expérience. (b)-(c) Émission de la photoluminescence résolue spatialement pour une puissance d'excitation $P = 55$ mW pendant un balayage croissant (b) et décroissant (c) de la puissance.

Les figures. 4.2(b,c) montrent l'émission mesurée le long du dispositif pour un désaccord $\Delta = 270$ μeV et une puissance d'excitation de 55 mW, au milieu de la fenêtre d'hystérésis. Quand la puissance a été balayée de façon croissante, l'émission du résonateur 0D est très faible (le système est dans l'état OFF) [Fig. 4.2(b)]. Pour un balayage décroissant, une forte densité de polaritons est mesurée dans le résonateur (le système est dans l'état ON) [Fig. 4.2(c)]. Ces deux états possèdent une densité de polaritons très différente pour une puissance d'excitation identique, ce qui est caractéristique de la bistabilité optique. Notons que le profil de l'émission observée dans les fils d'entrée et de sortie est dû aux interférences entre le flux de polaritons et sa réflexion contre la première barrière tunnel (pour le fil d'entrée) et contre un défaut du fil à $x = 25$ μm (pour le fil de sortie).

En mesurant l'émission le long de la structure, nous pouvons quantifier le nombre de polaritons injectés dans le résonateur N , le coefficient de transmission à travers le dispositif T et les flux de polaritons d'entrée. Les détails de cette calibration sont donnés plus loin (section 4.3.2).

L'évolution de ces quantités mesurées est rapportée dans les Figs. 4.3(a),(b) pour un balayage croissant et décroissant de la puissance, mettant en évidence des cycles d'hystérésis bien définis. Cette bistabilité optique [175] est due à la non-linéarité du système provenant des interactions polariton-polariton [169].

Ces cycles d'hystérésis peuvent être compris de façon qualitative de la façon suivante. Pour que l'effet tunnel à travers la double barrière de potentiel soit efficace, il faut que l'énergie du flux de polariton incident soit résonant avec l'énergie de S1. En effet, le nombre de polaritons transmis dans le résonateur par couplage tunnel est déterminé par le recouvrement entre la raie de l'excitation laser et celle de l'état confiné S1. Pour une faible puissance d'excitation (inférieure à 50 mW), le nombre de polaritons transmis est très faible car l'énergie du flux de polariton est décalée vers le bleu de plus de deux largeurs de raie ($\Delta = 270$ $\mu\text{eV} > 2\Gamma$) par rapport à S1. Dans ce cas, la majeure partie du flux incident est réfléchi et N et T sont très faibles [Figs. 4.3(a),(b)].

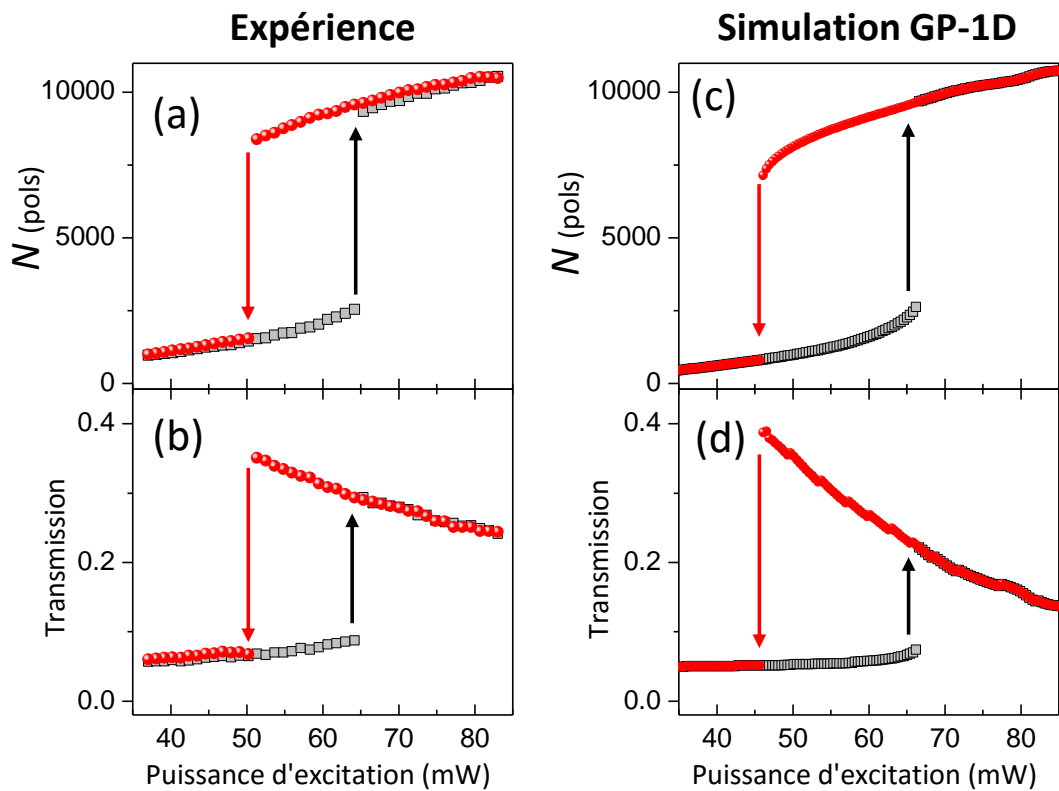


FIGURE 4.3 – (a)-(b) Mesure du nombre de polaritons dans le résonateur (a) et du coefficient de transmission (b) en fonction de la puissance d'excitation pour un balayage croissant (carrés noirs) et décroissant (cercles rouges). (c)-(d) Simulations de (a)-(b) par résolution de l'équation de Gross-Pitaevskii 1D.

En augmentant la puissance d'excitation de manière continue, N augmente et l'état confiné S1 est progressivement décalé vers le bleu grâce aux interactions entre polaritons dans le résonateur. À partir d'un certain seuil de puissance $P_2 = 64$ mW, ce décalage amène l'énergie de S1 suffisamment proche de la résonance avec le flux de polaritons incident pour enclencher une rétroaction positive augmentant brusquement l'énergie de S1 jusqu'à résonance. Le transport à travers la structure augmente alors abruptement [Figs. 4.3(a),(b)]. En augmentant encore la puissance d'excitation, nous observons que le nombre de polaritons N stagne et la transmission T à travers la structure diminue. En effet, la résonance étant déjà atteinte, chaque polariton ajouté au résonateur contribue à augmenter l'énergie de l'état S1 et à l'éloigner de la résonance avec le flux de polaritons incidents. Cette rétroaction négative contribue à augmenter le nombre de polaritons réfléchis et diminue la transmission T . En balayant ensuite la puissance de façon décroissante, l'énergie de l'état confiné S1 reste fixée à résonance pour des puissances plus faible que P_2 , jusqu'à éventuellement revenir à l'état initial hors résonance à partir du seuil de puissance $P_1 = 51$ mW [Figs. 4.3(a),(b)].

Ces résultats sont très bien reproduits par la résolution numérique de l'équation de Gross-Pitaevskii 1D, décrite plus en détail dans la section 4.4.1. Le comportement calculé du nombre de polariton N et de la transmission à travers la structure est montré par les Figs. 4.3(c),(d).

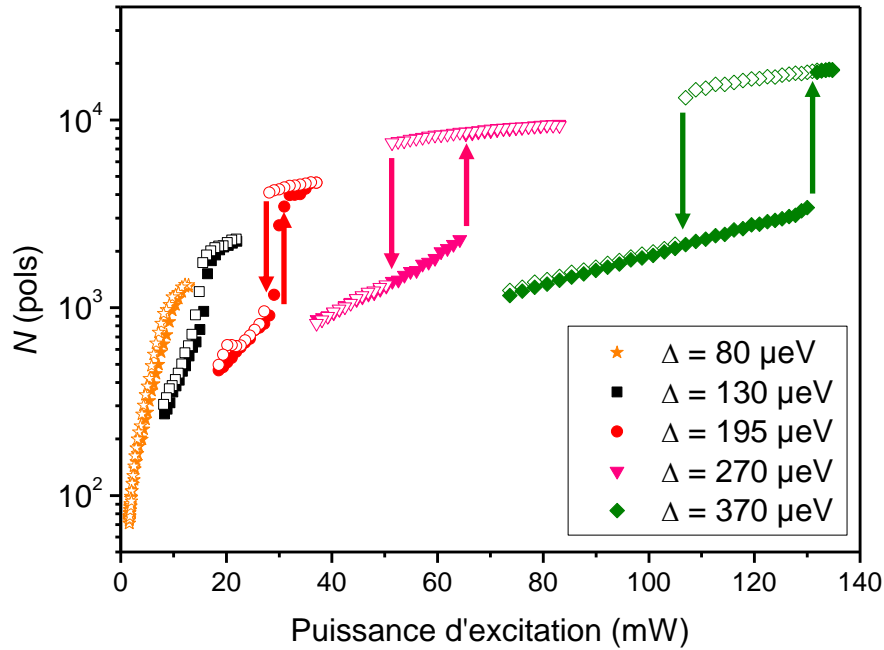


FIGURE 4.4 – Nombre de polaritons mesurés dans le résonateur en fonction de la puissance d'excitation pour différents désaccords Δ . Les symboles pleins (vides) représentent un balayage croissant (décroissant) de la puissance d'excitation.

Cette expérience a été réalisée pour différentes valeurs de l'énergie du laser d'excitation et les résultats sont montrés sur la Fig. 4.4. Comme prévu par la théorie des modes couplés,

nous ne mesurons pas d'hystérésis pour un désaccord $\Delta < \frac{\sqrt{3}}{2}\Gamma = 114 \mu\text{eV}$. Au-delà de cette valeur, la puissance d'excitation nécessaire pour atteindre la fenêtre d'hystérésis augmente avec le désaccord Δ car l'énergie d'interaction augmente ainsi que le nombre de polaritons à injecter dans l'îlot pour l'amener à résonance.

Ainsi, le nombre de polaritons dans le résonateur nécessaires au passage de l'état OFF à l'état ON augmente avec le désaccord. Ce comportement est étudié plus en détail dans la section suivante et nous permet d'estimer la valeur des interactions polariton-polariton dans notre système.

Nous avons mis en évidence dans cette section le comportement bistable de l'état confiné dans un résonateur depuis une excitation dans un guide d'onde. À l'aide de simulations analytiques et numériques, nous allons voir que l'analyse de ces mesures nous permet d'estimer la constante d'interaction du système.

4.3 Mesure de la constante d'interaction

La constante d'interaction polariton-polariton est un paramètre crucial dans toutes les expériences non-linéaires réalisées sur les polaritons. Sa valeur est cependant difficile à mesurer avec précision dans le cas d'une excitation non résonante. Un réservoir d'exciton est en effet créé et son interaction avec les polaritons masque les interactions polariton-polariton. Il est possible de réduire la contribution du réservoir en le séparant spatialement du condensat de polaritons, ce qui a permis de mesurer la contribution des interactions polariton-polariton dans l'expérience de L. Ferrier *et al.* [20].

En général, la physique des polaritons est décrite par une approximation en champ moyen et l'énergie d'interaction est proportionnelle au nombre de polaritons. La difficulté de la mesure de la constante d'interaction réside donc dans la calibration du nombre de polaritons N dans le système, ce qu'il est plus facile de réaliser dans un micropilier que dans une cavité planaire. La valeur de la constante mesurée dans l'expérience de L. Ferrier *et al.* [20] est du même ordre de grandeur que la valeur théorique attendue [77] et nous espérons obtenir une valeur plus précise pour notre dispositif grâce à notre méthode.

4.3.1 Caractérisation du temps de vie radiatif des polaritons et du temps tunnel

La spectroscopie résonante du résonateur 0D montre le profil lorentzien de la largeur de raie $\Gamma = 130 \pm 5 \mu\text{eV}$ [Fig. 4.1(d)]. Cette largeur de raie possède plusieurs contributions : le taux de déclin γ des photons hors de la cavité et le taux d'échappement $2\gamma_{\text{tunnel}}$ des polaritons à travers les deux barrières tunnel [Fig. 4.5(a)].

Pour mesurer séparément γ , nous effectuons la même spectroscopie résonante sur un micropilier isolé circulaire de $4 \mu\text{m}$ de diamètre, présent dans le voisinage de notre structure sur le même échantillon [Fig. 4.5(b)]. Les cercles rouges sur la Fig. 4.5(c) montrent l'intensité de l'émission en fonction du désaccord $\Delta = E_{\text{laser}} - E_{\text{pilier}}$ et nous trouvons une largeur de raie $\gamma = 45 \pm 2 \mu\text{eV}$, correspondant à un facteur de qualité $Q = 33000$ qui est le facteur de qualité nominal de notre échantillon. Connaissant γ , nous en déduisons $\gamma_{\text{tunnel}} = \frac{1}{2}(\Gamma - \gamma) \simeq 43 \pm 3 \mu\text{eV}$.

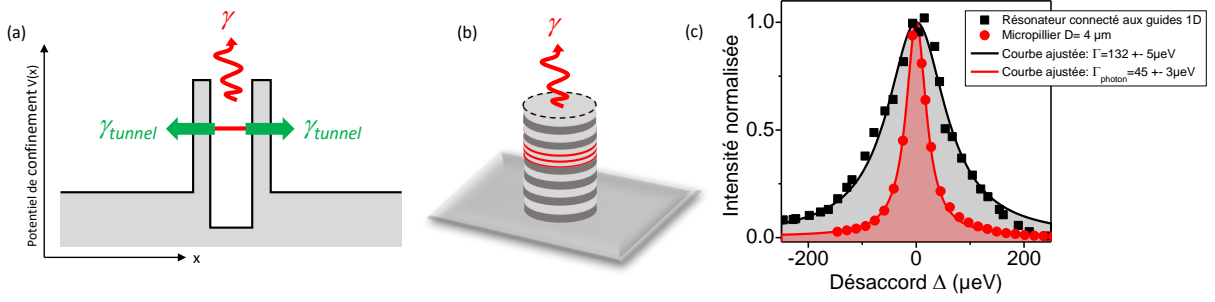


FIGURE 4.5 – (a) Schéma des différents mécanismes d’échappement des polaritons hors du résonateur. (b) Le mécanisme d’échappement principal est la perte radiative pour un pilier de $4\ \mu\text{m}$ de diamètre. (c) Spectre de transmission résonante de l’état confiné S_1 du résonateur 0D (carrés noirs) et d’un micropilier adjacent (cercles rouges). Les courbes représentent un ajustement par une fonction lorentzienne.

Pour vérifier nos valeurs de pertes, nous résolvons numériquement l’équation GP-1D [équation 4.7] dans le régime linéaire (c’est à dire lorsque l’énergie d’interaction est beaucoup plus faible que l’énergie cinétique). Nous choisissons d’abord d’implémenter les pertes radiatives mesurées ($\gamma = 45\ \mu\text{eV}$). Les résultats de la simulation montrent une largeur de raie totale $\Gamma_{\text{avec pertes}} = 136\ \mu\text{eV}$ qui reproduit parfaitement nos mesures [Fig. 4.6(a)]. Nous supprimons ensuite les pertes radiatives ($\gamma = 0\ \mu\text{eV}$) pour isoler la contribution des pertes par effet tunnel dans la valeur de la largeur de raie simulée $\Gamma_{\text{sans pertes}} = 90\ \mu\text{eV}$, qui reproduit la valeur attendue pour $2 \times \gamma_{\text{tunnel}}$ [Fig. 4.6(b)].

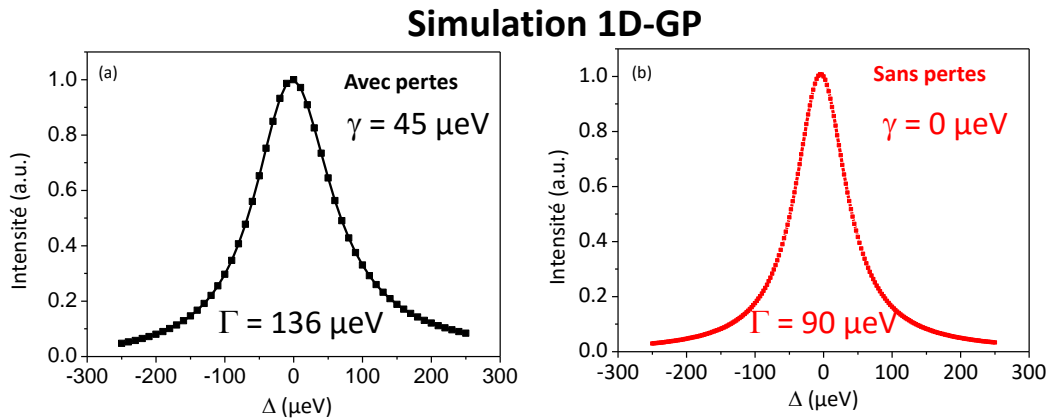


FIGURE 4.6 – Spectre de transmission du résonateur calculé en résolvant l’équation GP-1D dans les cas avec (a) et sans (b) pertes radiatives.

4.3.2 Extraction du nombre de polaritons

En mesurant l'intensité absolue de l'émission des polaritons, nous sommes capables d'extraire la population de polaritons. Il faut pour cela déterminer l'efficacité de collection de notre dispositif expérimental, le taux d'émission et le taux d'extraction des polaritons en dehors de la microcavité.

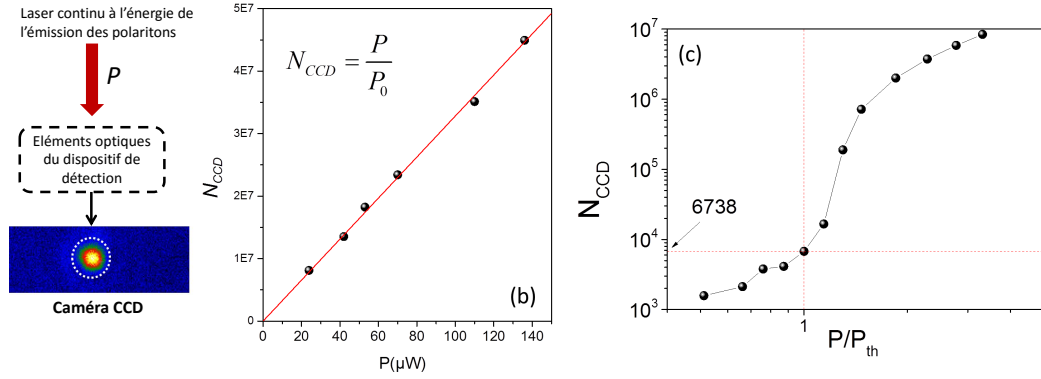


FIGURE 4.7 – (a),(b) Calibration de l'efficacité de l'expérience en utilisant un laser continu monomode comme référence. (c) Dépendance en puissance de la photoluminescence d'un micropilier sous excitation non résonante dans un échantillon différent (microcavité avec 12 puits quantiques).

Le laser monomode Ti:sapphine, ajusté à l'énergie de l'émission des polaritons, est utilisé comme référence pour calibrer l'efficacité de la collection de notre système de détection. Ce signal suit le même chemin optique que le signal provenant de l'émission des polaritons dans l'expérience et est collecté avec la même caméra CCD [Fig. 4.7(a)]. La Fig. 4.7(b) présente l'intensité intégrée sur la caméra CCD : $N_{CCD} = \int_{signal} dx dy I(x,y)$ en fonction de la puissance d'entrée P pour un temps d'intégration $t_0 = 1,2$ s. Nous en déduisons : $P = P_0 \times N_{CCD}$ avec $P_0 = 3$ pW.

La puissance d'émission P_{1pol} par polariton unique est donnée par $P_{1pol} = \frac{E_{pol}}{\tau}$ où E_{pol} est l'énergie des polaritons ($E_{pol} = 1472 \pm 0,01$ meV) et τ est le temps de vie radiatif des polaritons ($\tau = \frac{\hbar}{\gamma} = 14,6 \pm 1$ ps). Pour ces valeurs, nous obtenons : $P_{1pol} = 16,1 \pm 1$ nW. Enfin, l'échantillon étudié est une cavité de Fabry-Pérot symétrique et seulement la moitié de l'émission se retrouve du côté transmis ($\eta = 0,5$) et peut être détectée.

Donc à partir de l'intensité intégrée de la caméra CCD, nous pouvons extraire le nombre de polaritons :

$$N = \frac{1}{\eta} \times \frac{P_0}{P_{1pol}} \times N_{CCD} = \frac{1}{\eta} \times \frac{P_0 \cdot \tau}{E_{pol}} \times N_{CCD} = \frac{N_{CCD}}{2648} \quad (4.1)$$

Pour vérifier notre méthode de calibration, nous l'utilisons pour extraire le nombre de polaritons dans un micropilier au seuil de condensation, sachant que nous attendons au seuil une population de l'ordre d'un polariton. L'échantillon utilisé pour ces vérifications est celui étudié dans la référence [20], qui a le même facteur de qualité que celui que nous étudions

($\tau = 14,6 \pm 1$ ps) mais avec 12 puits quantiques (dédoublment de Rabi $\Omega = 15$ meV) et une cavité asymétrique, ce qui implique $\eta = 2/3$ en réflexion. Par conséquent, nous obtenons pour cet échantillon de test $N = \frac{N_{CCD}}{3530}$. La Fig. 4.7(c) montre la dépendance en puissance de l'intensité de la photoluminescence d'un pilier de $4 \mu\text{m}$ de diamètre sous excitation non-résonante. Au seuil de condensation, l'intensité mesurée par la CCD s'élève à $N_{CCD}^{seuil} = 6738$, correspondant au nombre de polaritons au seuil $N^{seuil} \simeq 1,91$. Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur attendu et valide donc notre méthode de calibration.

Notre méthode ne nous permet pas de mesurer avec une très grande précision le nombre de polaritons dans la cavité mais nous donne un bon ordre de grandeur, consistant avec les simulations GP-1D. Nous obtenons alors une estimation consistante de la constante d'interaction.

À partir de la calibration présenté plus haut [équation (4.1)], nous pouvons extraire la population de polaritons dans le résonateur N , la densité moyenne des polaritons en entrée n_{in} et en sortie n_{out} :

$$N = \frac{1}{2648} \times \iint_{\text{résonateur}} dx dy I(x,y)$$

et

$$n_{in} = \frac{1}{2648} \frac{1}{\delta L} \times \iint_{\delta L \text{ avant la } 1^e \text{ barrière}} dx dy I(x,y)$$

$$n_{out} = \frac{1}{2648} \frac{1}{\delta L} \times \iint_{\delta L \text{ après la } 2^e \text{ barrière}} dx dy I(x,y)$$

4.3.3 Calcul des interactions de polaritons g_{1D} et g_{0D} à partir de g_{exc}

L'origine de la non-linéarité des polaritons vient des interactions exciton-exciton g_{exc} , donc l'interaction des polaritons dans une microcavité planaire est donnée par $g_{2D} = g_{exc} \times P_{exc}^2$, où $P_{exc} = |X|^2$ est le poids excitonique (X est le coefficient de Hopfield correspondant à la partie excitonique).

Pour des polaritons 1D se propageant le long de l'axe x (polaritons dans les guides d'entrée et de sortie), le profil transverse normalisé est donné par $\phi_c(y) = \sqrt{2/W_{fil}} \cos(\pi y/W_{fil})$ à cause du confinement latéral, comme détaillé dans la référence [176]. Le coefficient d'interaction 1D est donc donné par :

$$g_{1D}^{fil} = g_{2D} \times \int_{-W_{fil}/2}^{W_{fil}/2} dy |\phi_c(y)|^4 = \frac{1,5}{W_{fil}} \times g_{2D}$$

$$g_{1D}^{fil} = \frac{1,5}{W_{fil}} \times P_{exc}^2 \times g_{exc}$$

Pour des polaritons 0D confinés dans un résonateur de taille $L_x \times L_y$ [177], la fonction photonique normalisée est donnée par $\phi_c(x,y) = 2/A_{\text{résonateur}} \cos(\pi x/L_x) \cdot \cos(\pi y/L_y)$. Le coefficient d'interaction 0D est donc donné par :

$$g_{0D} = g_{2D} \times \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx \int_{-L_y/2}^{L_y/2} dy |\phi_c(y)|^4 = \frac{2,25}{A_{\text{résonateur}}} \times g_{2D}$$

$$g_{0D} = \frac{2,25}{A_{\text{résonateur}}} \times P_{exc}^2 \times g_{exc}$$

Pour simplifier la simulation détaillée plus loin, nous utilisons une valeur moyenne le long du dispositif pour l'équation GP-1D :

$$g_{1D}^{\text{résonateur}} = g_{0D} \times L_x$$

$$g_{1D}^{\text{résonateur}} = \frac{2,25}{L_y} \times P_{exc}^2 \times g_{exc} \quad (4.2)$$

Nous connaissons l'aire du résonateur et le poids excitonique des polaritons, la mesure des interactions dans notre dispositif nous permettra donc de remonter à la constante d'interaction exciton-exciton g_{exc} .

4.4 Simulation analytique : théorie des modes couplés

Dans cette section, nous décrivons le calcul des populations de polaritons N_{ON} et N_{OFF} à partir de la théorie des modes couplés (références [178, 179]), réalisés par Hai-Son Nguyen. Notre système est composé d'un résonateur 0D couplé à deux guides 1D d'entrée et de sortie, modélisé suivant le schéma en Fig. 4.8.

$|\phi_i|^2$, $|\phi_r|^2$ et $|\phi_t|^2$ sont respectivement les flux incident, réfléchi et transmis; γ_{tunnel} est le taux de couplage tunnel, γ_{rad} est le taux d'échappement des photons en dehors de la cavité et $\Gamma = 2\gamma_{tunnel} + \gamma_{rad}$. L'équation représentant l'évolution de l'état du résonateur $\psi(t)$ est donnée par :

$$i\hbar \frac{d\psi(t)}{dt} = \left[-\omega_0 - \frac{i}{2}\Gamma - g_{0D} |\psi(t)|^2 \right] \psi(t) - \hbar\phi_i(t) \quad (4.3)$$

où ω_0 est l'énergie de l'état confiné dans le résonateur.

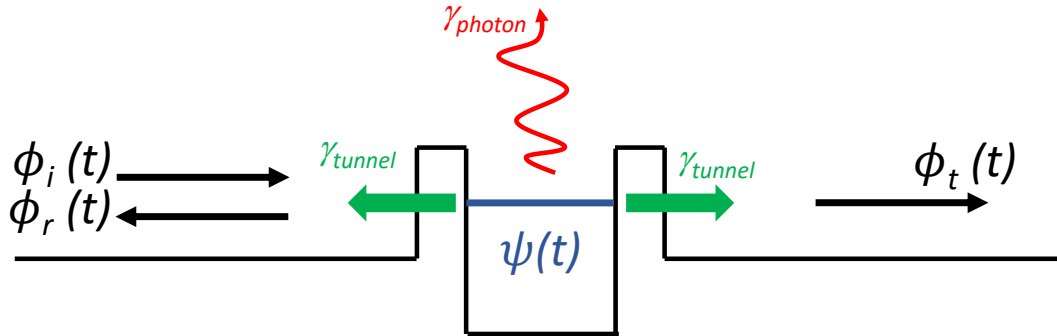


FIGURE 4.8 – Schéma représentant le potentiel 1D de la structure, les flux de polaritons incident et transmis ϕ et les taux d'échappement tunnel γ_{tunnel} et radiatif γ_{rad} .

Nous nous plaçons dans le régime stationnaire déterminé par le laser d'excitation d'énergie $\hbar\omega_l$ en mode continu. Nous avons alors $\frac{d\psi(t)}{dt} = i\omega_l\psi(t)$ et nous obtenons :

$$N = |\psi(t)|^2 = \frac{\hbar\gamma_{tunnel} |\phi_i(N)|^2}{(\Delta - g_{0D}N)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4.4)$$

$\Delta = \omega_l - \omega_0$ est le désaccord en énergie entre le flux d'entrée et l'état 0D et nous définissons $\Phi_i(N) = |\phi_i(N)|^2$. Sans non-linéarité ($g_{0D} = 0$), nous reconnaissons un profil lorentzien de largeur de raie Γ .

Dans le régime de bistabilité ($g_{0D} > 0$), les limites du cycle d'hystérésis correspondent à $\frac{dN}{d\Phi_i(N)} = \infty$, donc $\frac{d\Phi_i(N)}{dN} = 0$. Δ est fixé et $\Phi_i(N)$ est parcouru de façon croissante et décroissante.

À partir de l'équation (4.4), nous savons que $\Phi_i(N) = \frac{1}{\hbar\gamma_{tunnel}}[(\Delta - g_{0D}N)^2 + (\Gamma/2)^2]N$ donc les sauts d'hystérésis correspondent à :

$$\frac{d\Phi_i(N)}{dN} = \frac{1}{\gamma_{tunnel}}[3g_{0D}^2N^2 - 4\Delta g_{0D}N + (\Gamma/2)^2 + \Delta^2] = 0 \quad (4.5)$$

Trois solutions existent pour cette équation, deux solutions stables et une instable, à la condition suivante :

$$g_{0D}^2 \left(\Delta^2 - \frac{3\Gamma^2}{4} \right) \geq 0 \Leftrightarrow \Delta \geq \frac{\sqrt{3}}{2}\Gamma \quad (4.6)$$

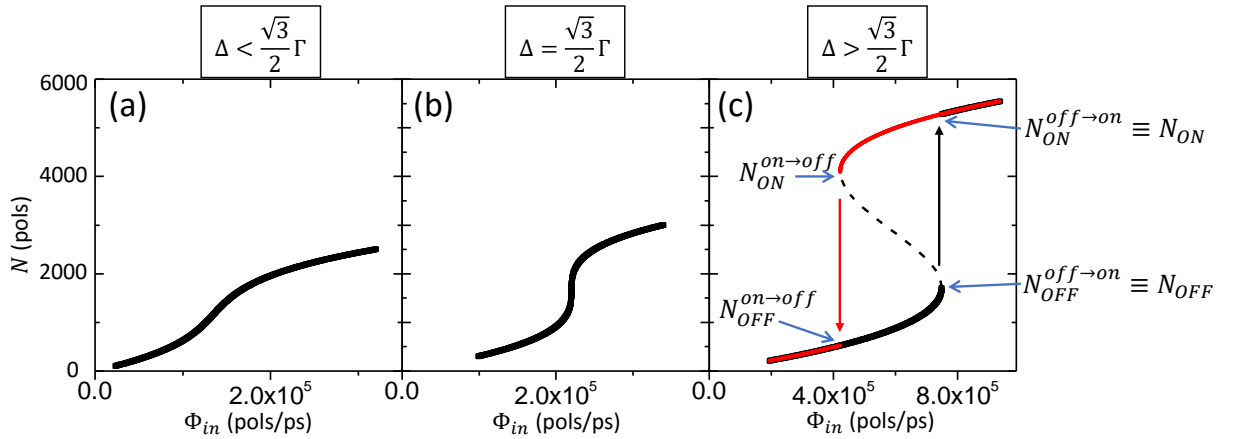


FIGURE 4.9 – (a)-(c) Nombre de polaritons N en fonction du flux incident Φ_i pour les trois régimes de solutions possibles donnés par la condition 4.6.

Lorsque cette condition de bistabilité est satisfaite, les solutions de l'équation (4.5) qui décrivent les populations du résonateur aux deux seuils (*off* \rightarrow *on* et *on* \rightarrow *off*) [Fig. 4.9(c)] sont :

$$N_{OFF} \equiv N_{OFF}^{off \rightarrow on} = \frac{2}{3g_{0D}} \left(\Delta - \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 - \frac{3\Gamma^2}{4}} \right)$$

$$N_{ON}^{on \rightarrow off} = \frac{2}{3g_{0D}} \left(\Delta + \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 - \frac{3\Gamma^2}{4}} \right)$$

Les deux seuils correspondent aux valeurs du flux Φ_i suivantes :

$$\begin{aligned}\Phi^{off \rightarrow on} &= \frac{2}{27} \frac{\Delta^3}{\hbar g_{0D} \gamma_{tunnel}} \left(2 - \sqrt{1 - \frac{3\Gamma^2}{4\Delta^2}} \right) \left(1 + \frac{3\Gamma^2}{4\Delta^2} + 2\sqrt{1 - \frac{3\Gamma^2}{4\Delta^2}} \right) \\ \Phi^{on \rightarrow off} &= \frac{2}{27} \frac{\Delta^3}{\hbar g_{0D} \gamma_{tunnel}} \left(2 + \sqrt{1 - \frac{3\Gamma^2}{4\Delta^2}} \right) \left(1 + \frac{3\Gamma^2}{4\Delta^2} - 2\sqrt{1 - \frac{3\Gamma^2}{4\Delta^2}} \right)\end{aligned}$$

Les secondes solutions correspondant aux flux $\Phi^{off \rightarrow on}$ et $\Phi^{on \rightarrow off}$ au niveau des sauts d'hystérésis [Fig. 4.9(c)] sont données par :

$$\begin{aligned}N_{OFF}^{on \rightarrow off} &= \frac{2}{3g_{0D}} \left(\Delta - \sqrt{\Delta^2 - \frac{3\Gamma^2}{4}} \right) \\ N_{ON} &\equiv N_{ON}^{off \rightarrow on} = \frac{2}{3g_{0D}} \left(\Delta + \sqrt{\Delta^2 - \frac{3\Gamma^2}{4}} \right)\end{aligned}$$

Le saut d'hystérésis lors de la décroissance du flux incident de polariton est plus difficile à mesurer expérimentalement car l'instabilité intrinsèque lors de l'expérience peut perturber l'alignement optimal et causer un saut de l'état ON à l'état OFF avant d'atteindre le seuil critique $\Phi^{off \rightarrow on}$. Nous comparons donc les valeurs calculées de N_{ON} et N_{OFF} avec celles mesurées expérimentalement. Les paramètres intervenant dans ces formules ont été préalablement mesurés, excepté la valeur de g_{0D} qui sera notre variable d'ajustement.

La principale approximation de cette méthode est d'ignorer la non-linéarité en dehors du résonateur. Nous verrons que cette approximation est en partie justifiée, mais certains détails de notre expérience nécessitent de considérer la non-linéarité dans les guides d'onde pour être parfaitement compris.

4.4.1 Simulation numérique : équation de Gross-Pitaevskii 1D

Pour simuler quantitativement cette expérience, la non-linéarité dans le résonateur 0D et dans les guides d'onde doit être prise en compte. Nous utilisons pour cela l'équation généralisée de Gross-Pitaevskii 1D (GP-1D), qui est une équation de Schrödinger non-linéaire incluant les interactions entre polaritons et des termes de pompe et de pertes [81] :

$$i\hbar \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x) - \frac{i}{2} \gamma + g_{1D}^{résonateur}(x) |\phi(x,t)|^2 \right] \phi(x,t) + F_{pompe}(x,t) \quad (4.7)$$

où $\phi(x,t)$ est la fonction d'onde des polaritons et $|\phi(x,t)|^2$ est la densité des polaritons, proportionnelle à l'intensité de l'émission. $V(x)$ est le potentiel externe appliqué aux polaritons (cf Fig. 4.1(c)) et γ est le temps de vie des photons dans notre cavité. $F_{pompe}(x,t)$ est le terme de pompe résonant correspondant à nos conditions d'excitation (spot gaussien de $2 \mu\text{m}$ distant de $25 \mu\text{m}$ du résonateur). Finalement, $g_{1D}^{résonateur}(x)$ est la constante d'interaction 1D des polaritons calculée plus haut [équation (4.2)]. Les simulations numériques ont été réalisées par Hai-Son Nguyen grâce au code de Iacopo Carusotto. Le seul paramètre d'ajustement dans le modèle est la constante d'interaction exciton-exciton g_{exc} que nous voulons mesurer.

4.4.2 Comparaison des mesures et des simulations

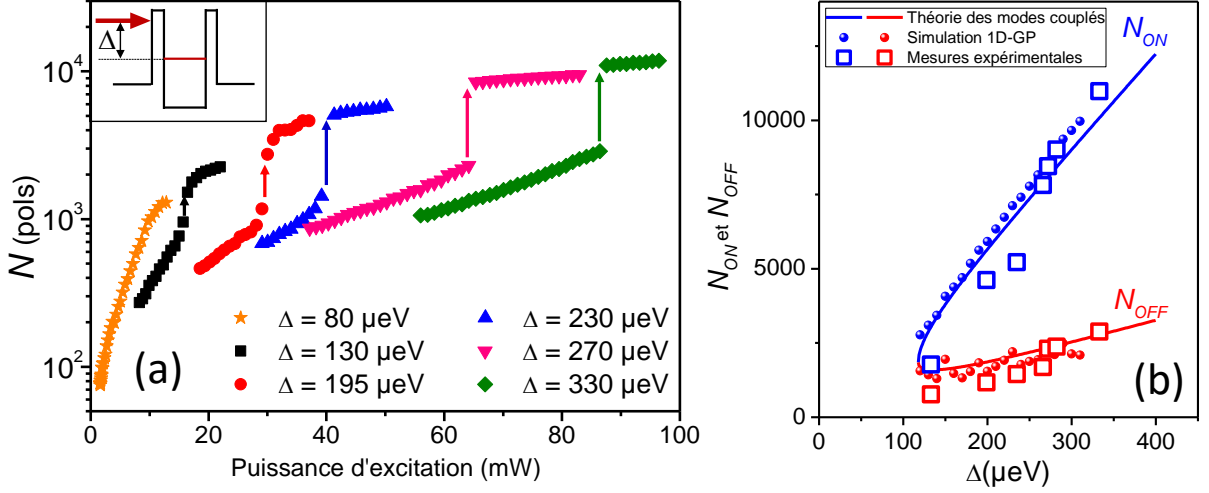


FIGURE 4.10 – (a) Nombre de polaritons mesuré dans le résonateur 0D en fonction de la puissance d’excitation pour différents désaccords Δ et pour un désaccord exciton-photon $\delta \approx -5.4 \text{ meV}$. (b) Valeurs extraites de N_{OFF} (carrés rouges) et de N_{ON} (carrés bleus) en fonction de Δ . Les lignes continues sont calculées analytiquement à partir de la théorie des modes couplés. Les cercles rouges (bleus) sont extraits du calcul numérique de N_{OFF} et de N_{ON} par l’équation de Gross-Pitaevskii 1D.

Le comportement de ce dispositif est sensible à la valeur de l’interaction polariton-polariton et nous utilisons cette expérience pour estimer la constante d’interaction des polaritons.

Nous proposons tout d’abord d’analyser l’évolution des nombres de polaritons N_{ON} et N_{OFF} mesurés au seuil de passage de l’état OFF à l’état ON [Fig. 4.9(c)] en fonction de Δ , le désaccord en énergie entre le laser de pompe et l’état S1 du résonateur 0D.

Les principaux paramètres du dispositif étudié dans la section 4.2 sont rappelés ici. Le désaccord exciton-photon est $\delta \approx -5.4 \text{ meV}$, correspondant à un poids excitonique des polaritons $P_{exc} = 8\%$, et le temps de vie des photons dans la cavité est $\gamma = 45 \pm 2 \mu\text{eV}$ (cf section 4.3.1).

La Fig. 4.10(a) présente le nombre absolu de polaritons mesuré dans le résonateur pour différentes valeurs de Δ en fonction de la puissance d’excitation pour un balayage croissant. Une augmentation abrupte du nombre de polaritons est observée pour tous les désaccords, excepté $\Delta = 80 \mu\text{eV}$. Cela respecte la condition donnée par la théorie des modes couplés pour obtenir la bistabilité optique : $\Delta > \sqrt{3}/2\Gamma$ [voir équation (4.6)], équivalent à $\Delta > 114 \mu\text{eV}$ pour notre dispositif.

Pour chaque valeur de Δ , nous mesurons N_{OFF} et N_{ON} , respectivement la population dans le résonateur juste avant et juste après le passage à l’état ON. Ces valeurs sont rapportées dans la Fig. 4.10(b) avec les valeurs calculées analytiquement par la théorie des modes couplés et numériquement en résolvant l’équation de Gross-Pitaevskii 1D, avec dans

les deux cas comme seule variable d'ajustement la valeur de g_{exc} . Un bon accord est trouvé entre l'expérience et les simulations pour une même valeur de la constante d'interaction exciton-exciton $g_{exc} = 36 \pm 5 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$, correspondant à $g_{1D}^{\text{résonateur}} = 45 \pm 7 \text{neV}$.

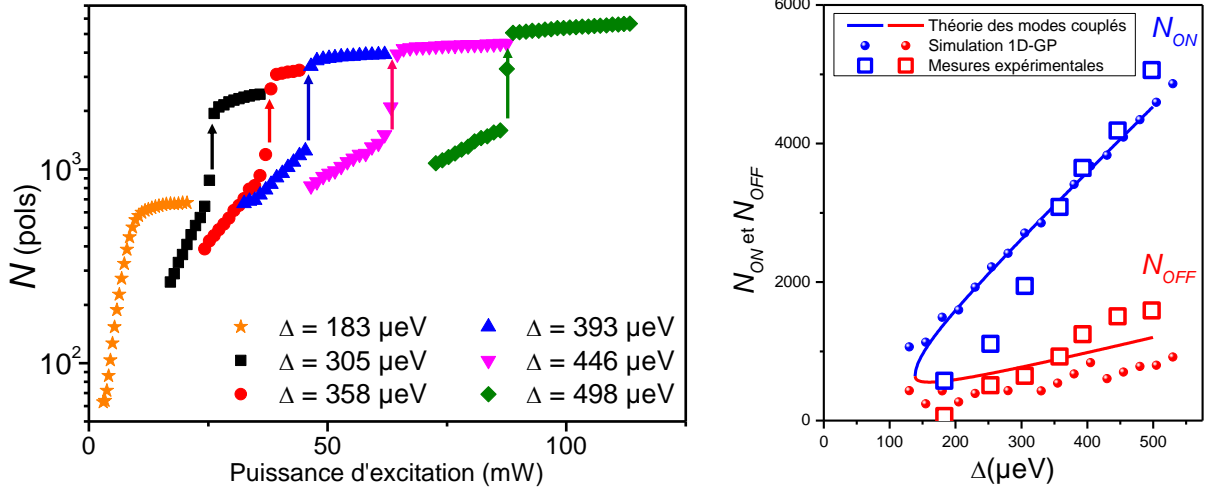


FIGURE 4.11 – (a) Nombre de polaritons mesuré dans le résonateur 0D en fonction de la puissance d'excitation pour différents désaccords Δ et pour un désaccord exciton-photon $\delta \approx -2.7 \text{meV}$. (b) Valeurs extraites de N_{OFF} (carrés rouges) et de N_{ON} (carrés bleus) en fonction de Δ . Les lignes continues sont calculées analytiquement à partir de la théorie des modes couplés. Les cercles rouges (bleus) sont extraits du calcul numérique de N_{OFF} et de N_{ON} par l'équation de Gross-Pitaevskii 1D.

Pour vérifier la dépendance de la constante d'interaction au poids excitonique des polaritons, nous reproduisons l'expérience pour un second dispositif. Sa structure est identique et le désaccord exciton-photon est choisi plus élevé $\delta \approx -2.7 \text{meV}$, correspondant à un poids excitonique des polaritons $P_{exc} = 19\%$, et le temps de vie des photons dans la cavité est de $\gamma = 71 \pm 3 \mu\text{eV}$.

En augmentant le poids excitonique des polaritons, nous nous attendons à ce que la valeur des interactions $g_{1D}^{\text{résonateur}}$ augmente proportionnellement au carré du poids excitonique P_{exc} , selon la formule de l'équation (4.2). Nous remarquons sur la Fig. 4.11(a) que les nombres de polaritons N_{OFF} et N_{ON} mesurés sont plus faibles que précédemment, ce qui indique que la constante d'interaction est plus importante. Cependant les simulations décrivent cette fois moins bien les mesures [Fig. 4.11(b)] et nous les ajustons par la constante $g_{1D}^{\text{résonateur}} = 150 \pm 25 \text{neV}$, correspondant à une valeur de g_{exc} 40% plus faible qu'auparavant : $g_{exc} = 21 \pm 3 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$.

Nous n'avons pas conduit une étude exhaustive de la dépendance au poids excitonique et nous ne pouvons donc pas conclure sur la pertinence de cette différence mesurée. Nous montrons en revanche que la tendance à l'augmentation de la constante d'interaction $g_{1D}^{\text{résonateur}}$ pour un poids excitonique plus élevé est respectée et que cette méthode permet de mesurer la constante d'interaction exciton-exciton g_{exc} .

Dans les deux cas, l'approche analytique donne des résultats très proches de ceux

obtenus par la résolution numérique de l'équation de Gross-Pitaevskii, confirmant que seule la non-linéarité dans le résonateur influe sur le comportement bistable du dispositif. La valeur que nous trouvons pour la constante d'interaction est en bon accord avec les résultats expérimentaux de L. Ferrier *et al.* [20] et de S. Rodriguez *et al.* [22], ainsi qu'avec les prédictions théoriques de C. Ciuti *et al.* [16, 17], qui suggéraient $g_{exc} = \frac{3e^2\lambda_B}{\epsilon\epsilon_0} \sim 20 \mu\text{eV}\cdot\mu\text{m}^2$ où $\lambda_B \sim 5 \text{ nm}$ est le rayon de Bohr des excitons 2D et $\epsilon \sim 13$ est la permittivité relative du puit quantique. Bien que sa valeur précise soit difficile à mesurer, nous sommes confiants sur l'ordre de grandeur de g_{exc} dans nos structures, de l'ordre de plusieurs dizaines de $\mu\text{eV}\cdot\mu\text{m}^2$.

4.5 Non-linéarité dans les guides d'onde

Nous voulons maintenant discuter l'existence et le rôle de la non-linéarité des polaritons dans le guide d'onde d'entrée. Nous détaillons dans un premier temps la mesure expérimentale des flux de polaritons puis nous mettons en évidence expérimentalement la contribution de la non-linéarité dans les guides d'onde.

4.5.1 Extraction des vecteurs d'onde $k_{i/t}$, des flux $\phi_{i/t}$ et du coefficient de transmission T

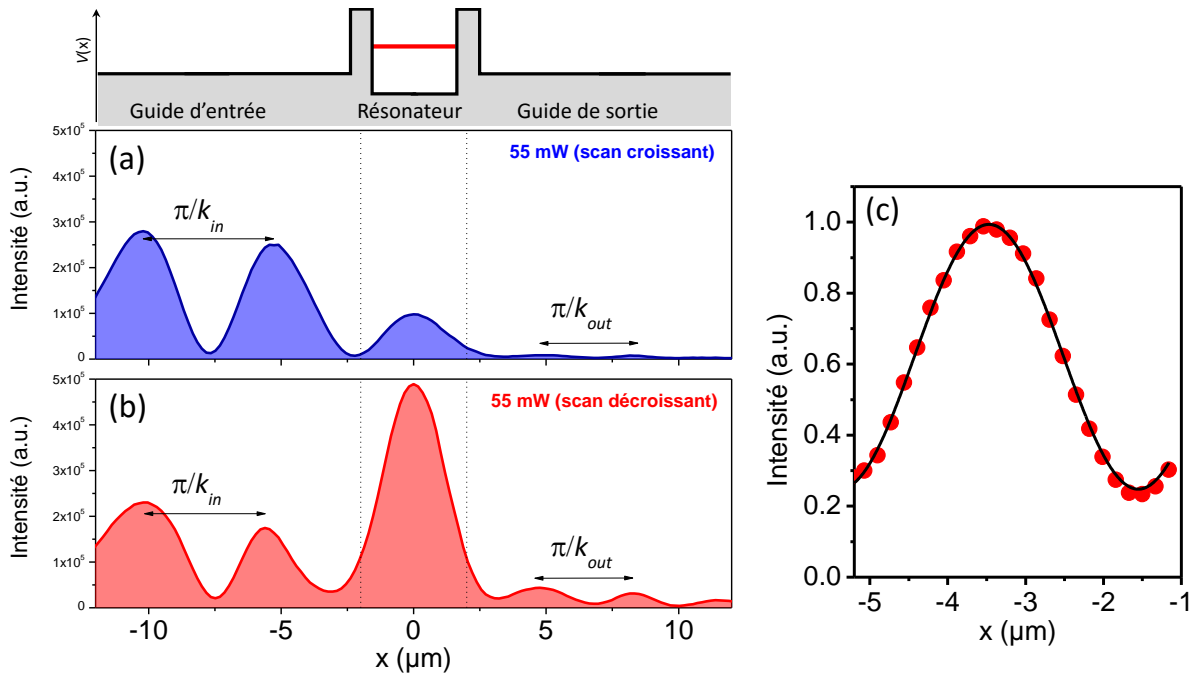


FIGURE 4.12 – (a)-(b) Profil spatial $J(x)$ de l'émission obtenu à la puissance d'excitation $P = 55 \text{ mW}$, pour un balayage croissant (a) et décroissant (b). (c) Profil spatial $J(x)$ ajusté par la fonction $A + B\sin(Cx)$ ($A = 18$; $B = 10,8$; $C = 1,6$).

Les figures 4.12(a),(b) montrent le profil spatial $J(x)$ de l'émission dans les états OFF (a) et ON (b) pour une même puissance d'excitation $P = 55$ mW. Nous pouvons ajuster ce profil $J(x) = \int_{fil} dy I(x,y)$ avec la fonction $A + B\sin(Cx)$ pour les signaux d'entrée et de sortie (les premiers 10 μm avant et après la double barrière) comme montré sur la Fig. 4.12(c). Nous obtenons le vecteur d'onde k et le coefficient de réflexion R :

$$k = C/2 \text{ et } R = \left(\frac{1-D}{1+D}\right)^2 \text{ avec } D = \sqrt{\frac{A-B}{A+B}}$$

Donc :

$k_{i/t} = k$ (ajustement pour 10 μm avant/après la double barrière)

$R_{i/t} = R$ (ajustement pour 10 μm avant/après la double barrière)

La vitesse du flux est donnée par : $\hbar k = mv$ donc $v_{i/t} = \frac{\hbar k_{i/t}}{m_p}$. Nous obtenons donc k_i et k_t , R_i et R_t en effectuant cet ajustement 10 μm avant et après la double barrière. Nous déduisons la vitesse du flux : $v_{i/t} = \frac{\hbar k_{i/t}}{m_p}$. Les flux de polaritons s'écrivent alors :

$$\phi_{i/t} = \frac{n_{i/t}}{1 + R_{i/t}} \times v_{i/t}$$

Le coefficient de transmission est donné par : $T = \frac{\phi_t}{\phi_i}$.

4.5.2 Non-linéarité du guide d'onde d'entrée

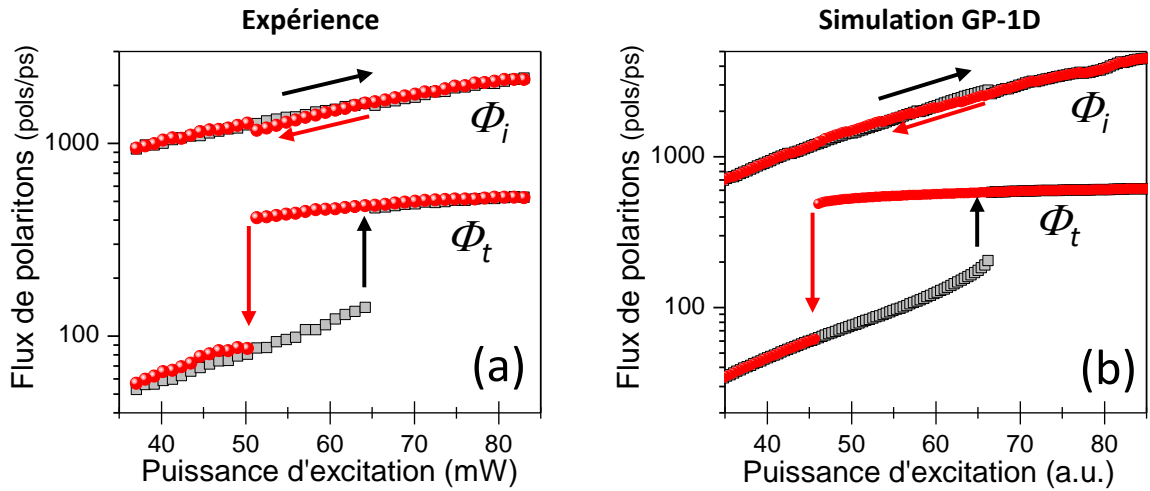


FIGURE 4.13 – (a) Mesure des flux de polaritons incident ϕ_i et transmis ϕ_t en fonction de la puissance d'excitation pour un balayage croissant (carrés noirs) et décroissant (cercles rouges). (b) Simulations correspondantes en résolvant de l'équation de Gross-Pitaevskii 1D.

Nous revenons au dispositif étudié dans la section 4.2 et nous montrons en Fig. 4.13 la mesure et la simulation des flux de polaritons incident ϕ_i et transmis ϕ_t . Nous observons que la mesure de ϕ_i présente un cycle d'hystérésis très petit, contrairement à ϕ_t [Fig. 4.13(a)]. Ces résultats sont parfaitement reproduits par la simulation GP-1D [Fig. 4.13(b)], ce qui confirme que la bistabilité observée est essentiellement due à la non-linéarité dans le résonateur 0D. La région d'excitation du fil d'entrée influence très peu le phénomène de bistabilité dans notre cas, d'où l'appellation de bistabilité contrôlée à distance.

Néanmoins nous mettons en évidence ici la présence d'interactions significatives dans le fil d'entrée en mesurant le vecteur d'onde des polaritons dans les guides d'onde en fonction de la puissance d'excitation [Fig. 4.14(a)].

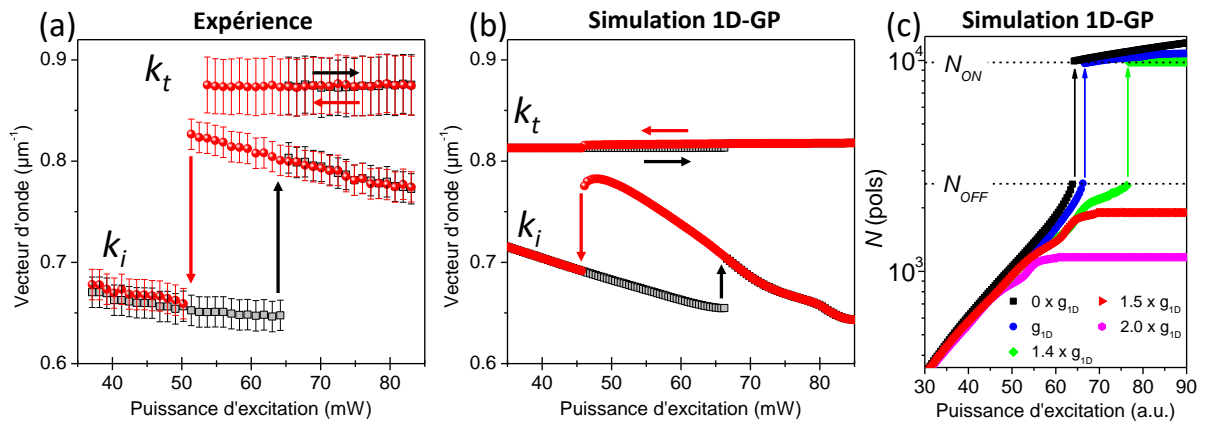


FIGURE 4.14 – (a) Vecteurs d'onde mesurés expérimentalement k_i dans le fil d'entrée et k_t dans le fil de sortie en fonction de la puissance d'excitation. (b) Valeurs calculées de k_i et k_t par la résolution numérique de l'équation de Gross-Pitaevskii 1D. (c) Simulation du nombre de polaritons dans le résonateur 0D en fonction de la puissance d'excitation pour différentes valeurs de la constante d'interaction 1D des polaritons.

En effet, sous une excitation cohérente, l'énergie totale des polaritons est fixée par l'énergie du laser de pompe E_{pump} , qui s'écrit $E_{pump} = E_{1D}(k_x) + E_{int}$ où $E_{1D}(k_x)$ est l'énergie cinétique des polaritons et $E_{int} = g_{1D}^{fil} N$ est l'énergie d'interaction. En mesurant la valeur de k_x , nous pouvons déduire la valeur de E_{int} [30]. La Fig. 4.14(a) montre la valeur mesurée des vecteurs d'onde $k_{i/t}$ correspondant aux flux incident/transmis obtenus durant l'expérience présentée en Fig. 4.3. Ces valeurs sont extraites comme décrit précédemment à partir des franges d'interférences mesurées dans les fils d'entrée et de sortie [Fig. 4.12]. Nous observons une augmentation abrupte de k_i au-dessus d'une puissance P_2 , simultanément au passage abrupt du résonateur 0D dans l'état ON, pour un balayage croissant de la puissance, et de façon similaire une diminution abrupte de k_i à P_1 pour un balayage décroissant.

Ce comportement indique clairement que l'énergie d'interaction n'est pas négligeable dans le fil d'entrée et change au cours du cycle d'hystérésis. Quand le résonateur passe dans l'état ON, la transmission des polaritons augmente et la réflexion diminue. La densité totale des polaritons dans le fil d'entrée diminue donc et l'énergie d'interaction est réduite,

ce qui entraîne l'augmentation de k_i observée. Le processus inverse se déroule quand le résonateur passe de l'état ON à l'état OFF et ce comportement est bien reproduit dans nos simulations numériques en Fig. 4.14(b). La densité des polaritons dans le fil de sortie est toujours faible et nous ne mesurons pas de changement significatifs de k_t . L'énergie d'interaction dans le fil de sortie est donc négligeable et l'énergie cinétique reste fixe. Notons que le vecteur d'onde k_i mesuré dans le fil d'entrée reste toujours plus faible que k_t pour toute la gamme de puissance observée, ce qui montre que l'énergie d'interaction ne peut jamais être complètement négligée.

Pour mieux comprendre le rôle des interactions dans le fil d'entrée, nous résolvons l'équation GP-1D [équation 4.7] en variant fortement la non-linéarité dans le fil d'entrée g_{1D}^{fil} dans la Fig. 4.14(c). La constante d'interaction dans le résonateur $g_{1D}^{résonateur}$ est gardée constante. Les nombres de polaritons N_{OFF} et N_{ON} (juste avant et après le saut vers l'état ON) restent en revanche inchangés avec l'augmentation de g_{1D}^{fil} , ce qui confirme que seule la valeur de $g_{1D}^{résonateur}$ détermine le comportement bistable du dispositif.

Remarquons que la puissance d'excitation permettant d'atteindre une certaine population de polaritons augmente avec g_{1D}^{fil} . En effet, l'énergie d'interaction E_{int} est proportionnelle à g_{1D}^{fil} et augmente au détriment de l'énergie cinétique des polaritons $E_{1D}(k_x)$. La diminution de l'énergie cinétique signifie que les polaritons se propagent plus lentement et prennent plus de temps à atteindre le résonateur. Le temps de vie des polaritons étant fini ($\tau = 14,6$ ps), une fraction de la population s'échappe de la cavité du fil d'entrée et le nombre de polaritons parvenant jusqu'au résonateur diminue avec le temps de propagation. À partir de $1,5 \times g_{1D}^{fil}$, la population de polaritons atteignant le résonateur est plus faible que N_{OFF} et le saut vers l'état ON n'est plus possible dans notre configuration. La valeur de g_{1D}^{fil} est dans notre cas suffisamment faible pour éviter cet effet, mais ce mécanisme réduit tout de même l'efficacité globale du dispositif en ralentissant le flux de polaritons.

Ainsi, même s'il est préférable d'avoir une non-linéarité forte pour diminuer l'énergie nécessaire à l'opération du dispositif, il ne faut pas qu'elle soit trop forte dans le fil d'entrée sans quoi il est impossible de contrôler le dispositif à distance. Il y a donc un compromis à trouver entre la non-linéarité et l'excitation à distance pour atteindre l'efficacité optimale du dispositif.

4.6 Porte logiques polaritoniques

Nous venons de montrer dans la section précédente la présence d'une forte non-linéarité dans notre système permettant d'obtenir la bistabilité optique. La géométrie du dispositif que nous avons fabriqué permet d'envisager la réalisation de nombreux composants avec différentes fonctionnalités. En effet, cette plateforme est composée d'un résonateur présentant une non-linéarité importante relié à des guides d'ondes, ce qui la rend très modulaire. Elle peut être utilisée pour réaliser différents composants photoniques intégrés.

4.7 Portes logiques photoniques

Les portes logiques permettent de réaliser les calculs élémentaires nécessaires au traitement de l'information. Depuis les années 80, la taille de ces transistors électroniques n'a cessé de diminuer de manière exponentielle, selon la célèbre loi de Moore, entraînant une rapide croissance de la puissance de calcul des microprocesseurs. Les succès importants de l'informatique électronique "classique" n'ont pas empêché de nombreuses personnes de travailler à l'avènement de l'informatique photonique. Cet intérêt est provoqué par le fait que les électrons sont des particules lourdes et lentes qui interagissent fortement avec leur environnement, contrairement aux photons qui sont des particules légères et rapides, ce qui réduirait théoriquement la consommation et le dégagement de chaleur d'un microprocesseur. L'obstacle majeur à l'informatique photonique est la très faible interaction des photons avec leur environnement, ce qui se traduit par une valeur de non-linéarité très faible qui ne permet pas d'implémenter des fonctions logiques complexes dans des dispositifs miniaturisés. Deux approches différentes ont été implémentées pour tenter de réaliser des dispositifs fonctionnels : l'utilisation d'interférences entre deux faisceaux guidés, qui nécessite un contrôle précis de la phase des faisceaux d'excitation, et l'augmentation de la non-linéarité en piégeant les photons dans des cavités (microdisques [159], guides d'onde plasmoniques [180, 181], cristaux photoniques [182]...).

Les polaritons ont l'avantage de posséder de fortes interactions non-linéaires, ce qui en fait un système intéressant pour la réalisation de fonctions plus complexes. Nous avons déjà démontré plus haut un dispositif pouvant être utilisé comme mémoire, l'état bistable en état ON ou OFF agissant comme une valeur 0 ou 1 pour le bit stocké. Les preuves de principe de nombreux dispositifs ont été réalisées à l'aide de polaritons mais le manque d'intégration de ces expériences réduit leur intérêt applicatif. Nous présentons ici des études préliminaires pour le développement de portes logiques tout optique à base de polaritons.

4.8 Portes logiques AND, OR et XOR : résultats préliminaires

4.8.1 Principes de fonctionnement

Pour fonctionner comme une porte logique, le dispositif doit posséder une ou plusieurs entrées, qui seront alimentées ou non par un flux de polaritons, et une sortie dont le flux de polaritons dépend des entrées selon une table de vérité spécifique à l'opération désirée pour le dispositif [Fig. 4.15]. Un seuil d'intensité est choisi pour les flux de polaritons, déterminant l'état encodé 0 ou 1 si l'intensité est respectivement en dessous ou au-dessus de ce seuil. Nous voulons exploiter ici le comportement non-linéaire du résonateur pour implémenter trois portes logiques différentes sur le même dispositif : les portes AND, OR et XOR.

Nous avons vu précédemment qu'en augmentant la puissance d'excitation, c'est à dire le flux de polaritons incident sur le résonateur, nous atteignons un seuil pour lequel l'intensité dans le résonateur et dans le guide de sortie augmente fortement. Nous ajoutons ici à notre dispositif un second guide d'onde d'entrée de façon à ce que l'état du résonateur dépende

(a) Porte AND			(b) Porte OR			(c) Porte XOR		
Entrées		Sortie	Entrées		Sortie	Entrées		Sortie
0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	0	0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	1	1	0	1
1	1	1	1	1	1	1	1	0

FIGURE 4.15 – (a)-(c) Tables de vérité des portes logiques AND, OR et XOR.

de la somme des flux dans les deux entrées et de leur phase relative.

4.8.2 Caractérisation du dispositif

Notre échantillon planaire est identique à celui utilisé pour démontrer la bistabilité.

Nous fabriquons ici un résonateur circulaire 0D couplé à trois fils 1D : deux servent de guides d'onde d'entrée et un de sortie [Fig. 4.16(a)]. Le résonateur est lié aux fils par couplage tunnel via des constriction qui agissent comme barrières de potentiel. Ces barrières présentent une hauteur nominale effective de 3,8 meV pour les entrées et de 2,2 meV pour la sortie. Cette différence entre les entrées et la sortie permet de favoriser le transfert des polaritons du résonateur vers le guide d'onde de sortie et d'améliorer l'efficacité du dispositif.

Nous conservons le même montage expérimental en transmission. La polarisation est fixée par deux polariseurs dans le chemin d'excitation et dans le chemin de collection. La polarisation de l'excitation et de la collection est linéaire, perpendiculaire à la branche principale (modes de polaritons \perp) [voir Fig. 4.16(a)].

4.8.3 Démonstration expérimentale des portes logiques AND, OR et XOR

Nous caractérisons dans un premier temps notre dispositif en excitant seulement le résonateur de façon non-résonante. La Fig. 4.17(b) montre la photoluminescence résolue en énergie le long de la branche principale ; nous remarquons la présence d'états discrets 0D dans le résonateur et d'un continuum d'énergie dans les guides d'onde d'entrée ($x < -2 \mu\text{m}$) et de sortie ($x > 2 \mu\text{m}$). Nous choisissons d'effectuer la transmission résonante à travers l'état de plus basse énergie du résonateur ($E_{S1} = 1479 \text{ meV}$). De la même façon que pour l'expérience de bistabilité, nous utilisons une excitation laser à une énergie E_L plus élevée que E_{S1} d'une valeur $\Delta = E_L - E_{S1} = 160 \mu\text{eV}$.

Nous excitons indépendamment chacun des guides d'onde en augmentant la puissance pour mesurer le seuil lié à la non-linéarité du résonateur [Fig. 4.17(c)-(d)]. Notre montage expérimental a été caractérisé comme décrit dans la section 4.3.2, ce qui nous permet de

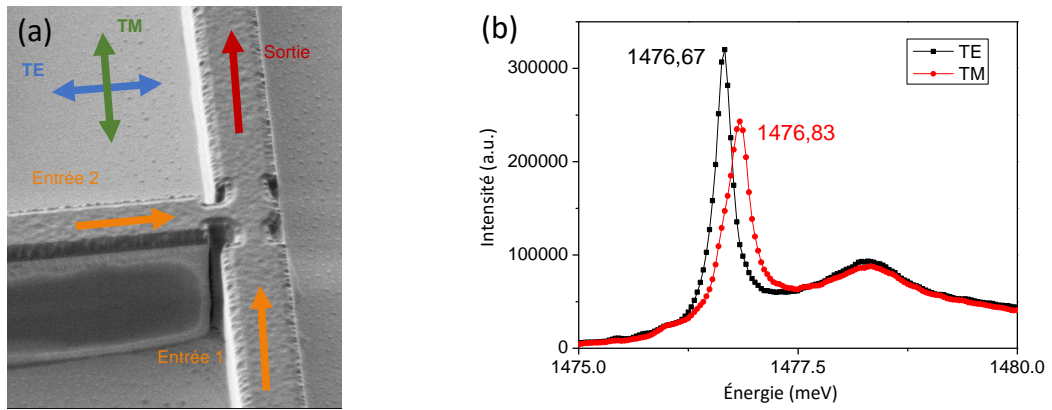


FIGURE 4.16 – (a) Image au microscope électronique à balayage du dispositif étudié. (b) Émission du résonateur en excitation non-résonante en fonction de l'énergie pour la polarisation TE (noir) et TM (rouge).

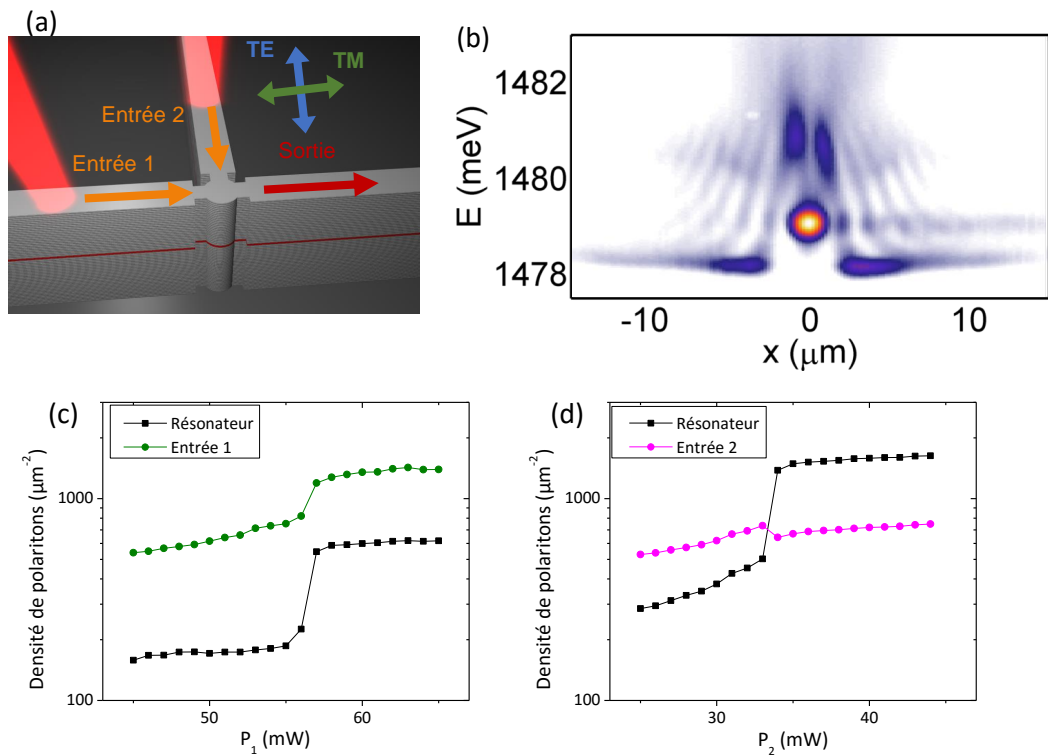


FIGURE 4.17 – (a) Schéma du dispositif étudié. (b) Photoluminescence le long de l'axe principal de la structure résolue spatialement et spectralement. (c) Densité de polaritons dans le résonateur (noir) et dans le guide d'onde 1 (vert) en fonction de la puissance d'excitation P_1 . (d) Densité de polaritons dans le résonateur (noir) et dans le guide d'onde 2 (rose) en fonction de la puissance d'excitation P_2 .

mesurer la densité de polariton dans chaque partie du dispositif. Nous remarquons que le comportement est différent pour l'entrée 1 et l'entrée 2. En effet, en excitant l'entrée 1, la brusque augmentation de l'intensité dans le résonateur est liée à l'augmentation de l'intensité dans le guide d'onde, donc à la non-linéarité dans le guide. En revanche, en excitant l'entrée 2, l'intensité dans le guide diminue légèrement et la non-linéarité dans le résonateur est responsable de l'augmentation d'intensité.

Nous remarquons aussi que l'intensité dans le résonateur est beaucoup plus faible lors de l'excitation par l'entrée 1 que par l'entrée 2. Le design asymétrique de notre structure est sans doute à l'origine de cette différence, la barrière entre le guide d'onde 1 et le résonateur étant plus élevée que celle du guide d'onde 2. Dans la suite, nous allons donc devoir utiliser une excitation asymétrique pour démontrer le fonctionnement du dispositif, ce qui n'est pas le cas idéal. Ce dispositif a été réalisé à la toute fin de cette thèse et bien que ce désagrément pourrait être corrigé en améliorant le design de la structure, il n'a pas été possible d'implémenter ces changements. Nous souhaitons malgré cela montrer ces résultats préliminaires qui constituent une première démonstration de portes logiques polaritoniques intégrées.

4.8.4 Porte logique AND

Nous choisissons la puissance d'excitation P_1 dans l'entrée 1 de telle sorte qu'elle soit deux fois plus importante que la puissance P_2 dans l'entrée 2, ce qui nous permet de contrebalancer l'asymétrie de la structure. Dans la Fig. 4.18, nous mesurons l'intensité dans chaque partie de la structure en conservant le ratio $P_1 = 2 \times P_2$ et en excitant les deux entrées avec une puissance d'excitation croissante.

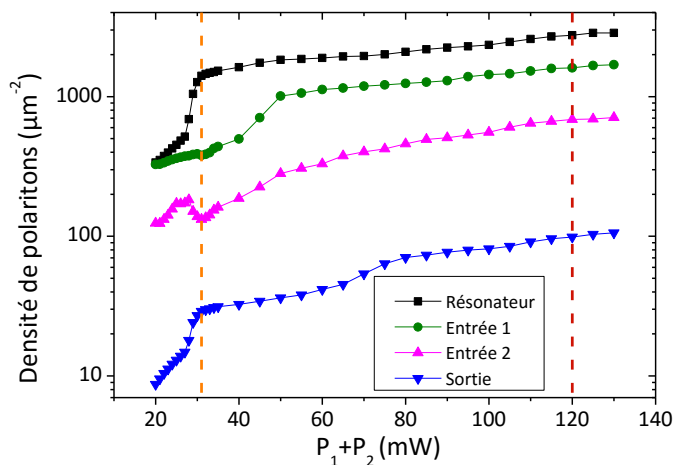


FIGURE 4.18 – Densité de polaritons dans le résonateur (noir), dans le guide d'onde 1 (vert), dans le guide d'onde 2 (rose) et dans le guide d'onde de sortie (bleu) en fonction de la puissance d'excitation $P_1 + P_2$.

Pour réaliser une porte AND, la puissance est choisie pour que le système ne puisse commuter que lorsque les deux entrées sont allumées simultanément (et pas si seule l'une

d'elle est ON). En prenant $P_1 = 20,6 \text{ mW}$ et $P_2 = 10,3 \text{ mW}$, nous sommes bien en-dessous du seuil de chaque entrée lorsqu'une seule d'entre elle est allumée [Fig. 4.17(c)-(d)] et au-dessus du seuil pour les deux entrées allumées simultanément ($P_1 + P_2 = 31 \text{ mW}$, représenté par la ligne pointillée orange sur la Fig. 4.18). La phase du flux de polaritons injecté dans chaque entrée est identique ($\phi_1 = \phi_2$) et les polaritons de chaque guide interfèrent de façon constructive dans le résonateur.

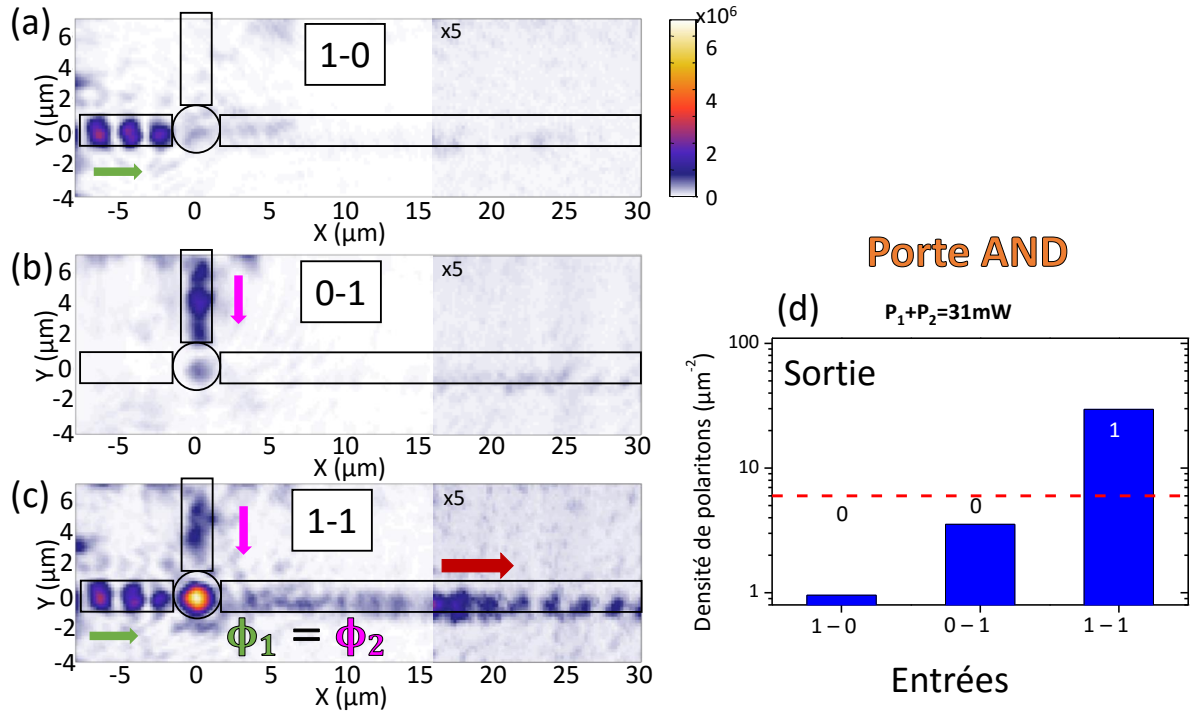


FIGURE 4.19 – (a)-(c) Émission de la photoluminescence résolue spatialement pour une excitation par l'entrée 1 (a), par l'entrée 2 (b) et par les deux entrées simultanément (c). (d) Densité de polaritons dans le guide de sortie pour chaque situation. La ligne pointillée rouge représentent le seuil entre l'état 0 et l'état 1.

L'intensité mesurée le long de la structure est représentée sur la Fig. 4.19 pour les trois schémas d'excitation possibles : seule l'entrée 1 est allumée (1-0) [Fig. 4.19(a)], seule l'entrée 2 est allumée (0-1) [Fig. 4.19(b)] ou les deux entrées sont allumées simultanément (1-1) [Fig. 4.19(c)]. Dans le guide de sortie, la densité de polaritons n'est significative que lorsque les deux guides d'onde sont allumés, ce qui correspond bien au fonctionnement d'une porte AND. La densité de polaritons dans le guide de sortie est rapportée sur la Fig. 4.19(d) en échelle logarithmique et le fonctionnement de la porte AND est bien obtenu si nous fixons le seuil entre les états 0 et 1 à la densité $n_s = 6 \text{ pols}/\mu\text{m}^2$. Le ratio minimum de densité entre les états 0 et 1 est de 8,3, ce qui est suffisant pour les discriminer.

4.8.5 Porte logique OR

Ici, les puissances d'entrée sont choisies pour qu'une seule des deux entrées dans l'état ON puisse commuter le dispositif. Nous augmentons la puissance d'excitation jusque $P_1 = 80 \text{ mW}$ et $P_2 = 40 \text{ mW}$, ce qui assure que le dispositif commute dès qu'une des deux entrées est allumée [Fig. 4.17(c)-(d)]. La situation lorsque les deux entrées sont allumées simultanément est représentée par une ligne pointillée rouge sur la Fig. 4.18.

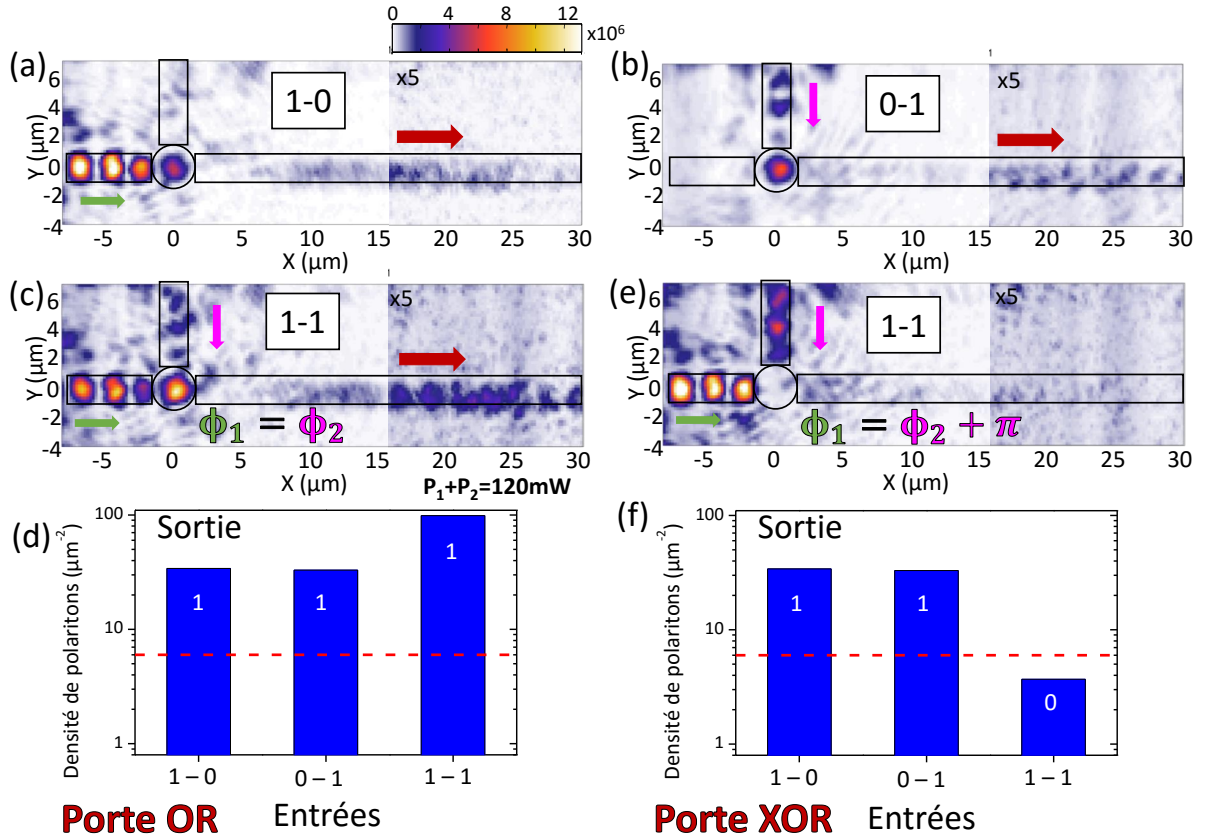


FIGURE 4.20 – (a)-(c),(e) Émission de la photoluminescence résolue spatialement pour une excitation par l'entrée 1 (a), par l'entrée 2 (b) et par les deux entrées en phase (c) et en opposition de phase (e). (d),(f) Densité de polaritons dans le guide de sortie pour chaque situation. La ligne pointillée rouge représentent le seuil entre l'état 0 et l'état 1.

Nous mesurons l'intensité de l'émission le long de la structure dans les trois configurations possibles : (1-0) [Fig. 4.20(a)], (0-1) [Fig. 4.20(b)] et (1-1) [Fig. 4.20(c)]. Un flux de polaritons dans le guide de sortie est visible dans chaque cas et la densité de polaritons mesurée sur la Fig. 4.20(d) est au-dessus du seuil précédemment fixé à $n_s = 6 \text{ pols}/\mu\text{m}^2$. Le guide de sortie est dans l'état 1 pour chaque configuration, ce qui reproduit bien la fonction d'une porte OR [Fig. 4.15(b)].

4.8.6 Porte logique XOR

La phase relative des flux de polaritons est contrôlée par un moteur piézoélectrique pouvant déplacer le miroir du faisceau excitant l'entrée 2 avec une précision de l'ordre de la fraction de micron. En choisissant une phase $\phi_1 = \phi_2 + \pi$, nous pouvons changer la fonctionnalité du dispositif. Les polaritons interfèrent de façon destructive dans le résonateur et le flux de polaritons dans la sortie est fortement réduit [Fig. 4.20(e)]. Lorsque les deux entrées sont allumées simultanément, la densité de polaritons dans le guide d'onde de sortie est plus faible que le seuil n_s , correspondant à l'état 0 [Fig. 4.20(f)]. Le fonctionnement du dispositif correspond donc à une porte XOR [Fig. 4.15(c)].

4.8.7 Bilan de ces expériences préliminaires

Ces résultats préliminaires montrent le potentiel de notre système pour réaliser des dispositifs modulaires, un échantillon identique permettant d'implémenter différentes fonctions logiques essentielles. Cependant, un des problèmes fondamentaux de notre approche est le caractère dissipatif des polaritons, qui diminue inévitablement le flux sortant et nous obligerait à amplifier le signal pour réaliser de nouvelles opérations consécutives. Cette opération est réalisable grâce au phénomène d'amplification bosonique observé par E. Wertz [76], consistant à utiliser un laser non résonant pour réalimenter le condensat par relaxation bosonique stimulée depuis le réservoir d'excitons. Cette solution implique toujours une dissipation de l'énergie mais l'augmentation du facteur de qualité de la microcavité et l'amélioration de la structure pourraient diminuer fortement ces pertes.

Un autre problème commun à tous les dispositifs polaritoniques présentés ici est la température de fonctionnement de l'ordre de 10K à cause de l'ionisation dissociant les excitons dans les puits quantiques de GaAs à température ambiante. Toute application réaliste à des températures cryogéniques est très difficile et de nombreuses recherches sont menées pour implémenter de nouveaux matériaux avec une énergie de liaison des excitons beaucoup plus forte que dans le GaAs. Un laser à polaritons a été démontré à température ambiante dans des matériaux à large bande interdite comme le GaN [12, 183] ou le ZnO [13, 14]. Les cristaux bidimensionnels tels que MoS₂ [184, 185] ont aussi montré de fortes énergies de liaison des excitons [186], ainsi que les matériaux organiques [187, 188]. L'avancée des techniques de fabrication dans ces matériaux nous permet d'espérer que les preuves de principes que nous réalisons dans le GaAs soient réalisables à l'avenir dans ces matériaux prometteurs pour des applications.

4.9 Conclusion

Nous avons montré dans cette section la réalisation de dispositifs exploitant la forte non-linéarité des polaritons. Ces preuves de principe posent la base d'une architecture modulaire consistant en un résonateur concentrant les effets non-linéaires reliés à des guides d'onde dans lesquels se déplacent les flux de polaritons.

Le premier dispositif consistant en un résonateur relié à deux guides d'onde nous a permis de mettre en évidence un comportement bistable de l'état confiné du résonateur.

La simulation de l'expérience nous a permis de confirmer la valeur de la constante d'interaction exciton-exciton g_{exc} dans notre système, essentielle pour l'élaboration de nouvelles expériences et dispositifs.

Nous avons ensuite mis à profit cette première structure pour réaliser une porte logique multi-fonctions comprenant un résonateur relié à deux guides d'entrée et un guide de sortie. Ce dispositif permet d'implémenter des fonctions logiques en changeant seulement le schéma d'excitation et les résultats préliminaires présentés ici permettent d'envisager de nombreux dispositifs tels que des commutateurs, des mémoires, des portes logiques dans un système photonique intégré et fortement non-linéaire.

Conclusion et perspectives

Ce travail de doctorat a été consacré à l'étude expérimentale des polaritons de microcavité dans des microstructures semiconductrices. Leur nature mixte exciton-photon autorise une grande flexibilité dans la manière de les exciter, de les manipuler et de les détecter expérimentalement. En agissant sur le confinement de leur composante photonique, nous avons pu produire de façon maîtrisée de nombreux potentiels gouvernant le comportement des polaritons. De plus, les interactions avec l'environnement provenant de leur composante excitonique fournissent un outil puissant pour manipuler optiquement les flux de polaritons et permettent l'observation de nombreux phénomènes non linéaires.

La première partie de ce manuscrit a donc été consacrée aux propriétés fondamentales de cohérence et de polarisation des lasers à polaritons et la seconde partie a été axée sur les applications et propose plusieurs démonstrations de principe de nouveaux dispositifs tout optiques à polaritons.

Pour étudier la cohérence temporelle, nous avons utilisé une caméra streak en mode "single shot" et nous sommes parvenus à mesurer les corrélations du second ordre de l'émission des polaritons. Cette technique nous a permis d'accéder à la dynamique de la cohérence temporelle à l'échelle de la picoseconde. La statistique d'émission des lasers à polaritons a été mesurée et est très proche de celle attendue pour une source laser standard. L'étude de l'initialisation des lasers à polaritons a montré que la polarisation initiale est stochastique et peut conduire à l'établissement du mode laser dans tout état de polarisation. La présence d'une séparation en énergie intrinsèque des états polarisés linéairement favorise cependant l'initialisation dans un état polarisé linéairement, parallèle à l'un des axes cristallins. Si la polarisation est initialisée dans un autre état de polarisation, elle subit une précession autour de cet axe propre, comme nous l'avons observé expérimentalement. Ces résultats ne sont pas exclusifs aux polaritons et devraient être applicables dans un laser à photons conventionnel comme les VCSEL. Ils nous apportent une meilleure compréhension de la cohérence de second ordre et de l'initialisation des condensats de polaritons de microcavité.

La seconde partie est dédiée à la réalisation de dispositifs à polaritons dont le contrôle est tout optique. Leur principe de fonctionnement est similaire : un résonateur 0D, dans lequel la non linéarité est forte, couplé à des guides d'onde 1D d'entrée et de sortie.

Un router à polaritons tout optique a été implémenté, permettant de choisir la direction de propagation d'un flux de polaritons. Notre dispositif consiste en un micropilier (résonateur) couplé par une barrière tunnel à deux fils modulés périodiquement. Un faisceau laser pulsé et résonant est utilisé pour injecter des polaritons dans le résonateur qui se propagent

dans les fils par transmission tunnel. L'énergie de l'état du résonateur est contrôlée par un second laser non résonant, ce qui permet de moduler la valeur de la transmission tunnel vers les fils autour des énergies de leurs bandes interdites respectives. Nous démontrons un router à polaritons permettant de choisir la direction de propagation d'impulsions de polaritons à l'aide d'une seconde excitation laser.

Nous présentons ensuite un dispositif composé d'un résonateur couplé à deux guides d'onde. L'injection d'un flux de polaritons dans le guide d'onde a montré le comportement bistable du résonateur. Un saut d'intensité de l'état 0D du résonateur de l'état OFF à l'état ON est observée à la puissance de seuil P_2 , puis un saut de l'état ON à l'état OFF à la puissance $P_1 < P_2$. Cette bistabilité optique est un élément essentiel à la réalisation d'une mémoire optique. De plus, la calibration du nombre de polaritons présents dans le système a permis d'obtenir une estimation de la valeur de la constante d'interaction entre polaritons dans notre système.

Des résultats préliminaires sur un dernier dispositif sont ensuite exposés, implémentant les portes logiques AND, OR et XOR dans un format d'optique intégrée utilisant les polaritons. Le saut d'intensité abrupt mesuré à la puissance P_2 dans l'expérience précédente est mis à profit en appliquant dans les deux fils d'entrée une puissance telle que leur somme est supérieure à P_2 . Nous obtenons alors dans le fil de sortie une émission correspondant à l'état OFF si seul l'un des deux fils est excité et à l'état ON si les deux fils sont excités simultanément, ce qui constitue une porte AND. En considérant la phase d'injection comme un degré de liberté supplémentaire de notre système, nous pouvons choisir la relation de phase entre les flux de polaritons de chaque fil à leur rencontre dans le résonateur. En choisissant d'exciter le résonateur en phase ou en opposition de phase, nous pouvons réaliser les portes OR et XOR dans notre structure.

Nous avons donc conçu une structure modulable pouvant réaliser différents types d'opérations logiques suivant le schéma d'excitation choisi.

Ces résultats montrent la richesse des applications pouvant être pressenties avec les polaritons en microstructures et la recherche sur les polaritons poursuit de nombreux sujets prometteurs.

L'un des sujets abordés est l'étude de l'hydrodynamique de fluides 1D de polaritons. En étudiant une structure constituée d'un fil 1D possédant un défaut contrôlé, représenté par des barrières ou puits de potentiel de différentes tailles [Fig. 4.21], H. S. Nguyen a récemment montré la génération d'un trou noir acoustique analogue pour les polaritons [30]. La réduction abrupte de la densité de polaritons au passage du défaut agit comme un horizon entre une région du fluide subsonique (superfluide) et une région supersonique après le défaut. Cette configuration est proposée pour l'observation expérimentale de l'analogue de la radiation de Hawking stimulée et spontanée en mesurant les corrélations spatiales de second ordre dans l'émission le long de la structure. La technique perfectionnée durant ma thèse pour mesurer la cohérence de second ordre pourrait être ici utilisée pour mettre en évidence ce phénomène.

Une seconde direction envisagée, suite à la démonstration de nombreux dispositifs polaritoniques, est la création de circuits photoniques intégrés. Une architecture exploitant la polarisation de condensats de polaritons a été proposée théoriquement par T. Espinosa-

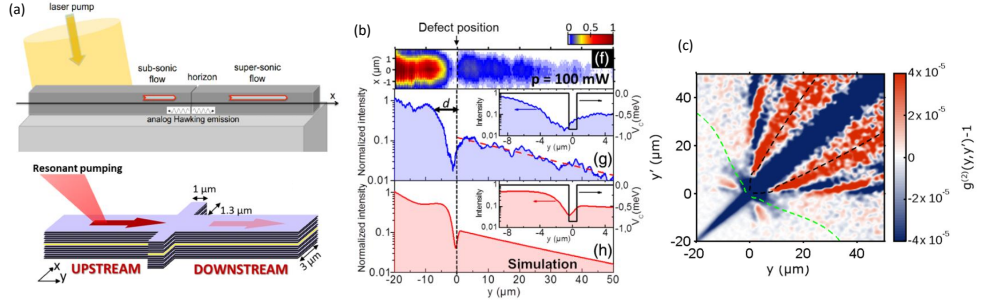


FIGURE 4.21 – (a) Schéma de la proposition théorique pour la génération d’un trou noir acoustique. Figures extraites de [30, 176]. (b) Photoluminescence résolue spatialement le long du fil et résultats de la simulation (courbe rouge). Le flux de polaritons passe de superfluide à supersonique en traversant le défaut. (c) Fonction des corrélations spatiales normalisées des fluctuations de la densité de photons. Figures extraites de [30].

Ortega et T. Liew [189]. Cette architecture intégrée résout le problème des pertes intrinsèques des polaritons que l’on a pu remarquer dans nos structures. L’information est dans ce cas codée non pas sur l’intensité mais sur la polarisation de l’émission. Bien que le temps de vie des polaritons ait été grandement amélioré ces dernières années, la dissipation par échappement de photons hors de la cavité représente toujours une perte d’énergie non négligeable. La propagation dans des circuits implémentant des fonctionnalités complexes pourrait cependant être assurée grâce au phénomène d’amplification bosonique observé par E. Wertz [76]. Il consiste à utiliser un laser non résonant pour réalimenter le condensat par relaxation bosonique stimulée depuis le réservoir d’excitons au cours de sa propagation.

Étant donné leur taille micrométrique, les circuits logiques photoniques n’ont pas pour but de remplacer les transistors électroniques. Lorsque la taille n’est pas critique, l’absence d’échauffement (par rapport aux systèmes électroniques) et la rapidité des opérations (de l’ordre du temps de vie des polaritons) dans un système polaritonique pourraient être un atout pour la réalisation de dispositifs logiques tout optiques et ultra-rapides.

Cependant, la quasi-totalité des preuves de principe expérimentales démontrées jusqu’à présent sont effectuées dans des matériaux III-V, à une température de l’ordre de 10 K. Toute application raisonnable est bloquée par cette limitation, imposée par l’énergie de liaison typique des excitons dans ces matériaux. L’utilisation de nouveaux matériaux dans lesquels l’énergie de liaison des excitons est plus élevée pourrait résoudre ce problème et convertir ces preuves de principe en dispositifs viables. Un laser à polaritons a par exemple été démontré à température ambiante dans des matériaux à large bande interdite comme le GaN [12, 183] ou le ZnO [14]. Les cristaux bidimensionnels tels que MoS₂ [184, 185] ont aussi montré de fortes énergies de liaison des excitons [186], de même que les matériaux organiques [187, 188].

L’amélioration des techniques de croissance et de gravure dans ces nouveaux matériaux pourrait donc permettre l’implémentation à température ambiante des dispositifs à polaritons tels que ceux étudiés dans ce travail de thèse.

Une troisième direction envisagée est l'observation de comportements quantiques des polaritons, qui ne peuvent être prédits par une théorie semi-classique de type champ moyen.

Par exemple, le blocage de polaritons consiste à n'autoriser la présence que d'un seul polariton dans le système, conduisant à l'émission de photons uniques [177]. L'énergie d'interaction entre polaritons doit alors être plus forte que la largeur de raie de l'état considéré, ce qui est encore loin d'être le cas dans nos structures. Il est cependant possible d'obtenir un blocage de polaritons non conventionnel avec une faible non linéarité, en exploitant les interférences quantiques entre deux piliers couplés [151, 190]. La difficulté de cette approche réside dans le faible intervalle de temps pour lequel cet effet est attendu et il est donc nécessaire d'avoir un détecteur à la fois sensible et ultra-rapide. L'énergie d'interaction requise est toutefois de l'ordre de celle que nous observons dans nos cavités, ce qui est prometteur pour l'observation prochaine d'effets quantiques dans nos systèmes.

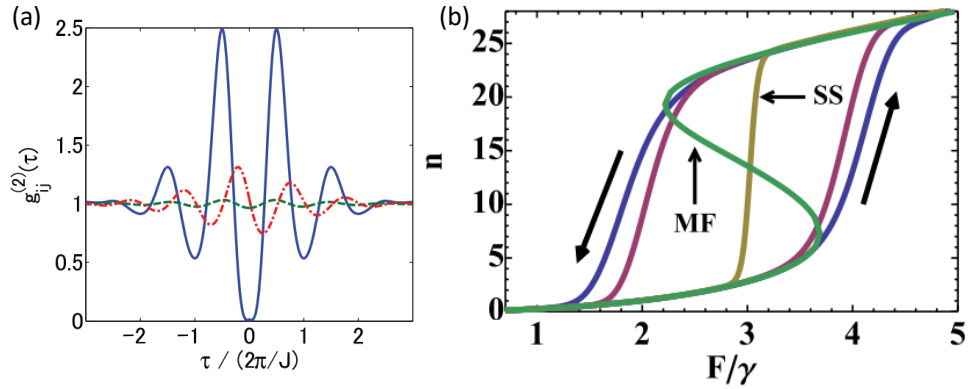


FIGURE 4.22 – (a) Évolution temporelle de la fonction de corrélation du second ordre montrant un dégroupement clair à $t=0$. Figure extraite de [151]. (b) Densité de polaritons en fonction de la puissance d'excitation. La solution classique en champ moyen (MF) est donnée par la courbe verte et la solution quantique en état stationnaire (SS) par la courbe jaune. Les deux autres courbes sont obtenues par l'équation maîtresse quantique résolue en temps pour différentes vitesses de balayage. Figure extraite de [191].

Les micropiliers sont également un bon système pour tester une prédiction théorique récente de C. Ciuti [191] [Fig. 4.22]. Il s'agit de la disparition de la bistabilité induite par les fluctuations quantiques lorsque le balayage de la puissance d'excitation est suffisamment lent. Cet effet mis en évidence dans notre groupe par S. Rodriguez [23] ouvre la voie à l'étude des transitions de phase dans les systèmes quantiques dissipatifs.

Annexe : Méthodes expérimentales

Plusieurs cavités et montage optiques ont été réalisés pour obtenir les résultats présentés dans cette thèse. Les microcavités étudiées sont composées de deux miroirs de Bragg en $\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}/\text{Ga}_{0,05}\text{Al}_{0,95}\text{As}$ entourant une cavité contenant un ou plusieurs puits quantiques, dont la croissance est effectuée par A. Lemaître et collaborateurs dans la salle blanche du LPN par épitaxie par jets moléculaires.

Le montage de microphotoluminescence est présenté pour une expérience classique mais les parties dédiées à l'excitation et à la détection sont régulièrement modifiées selon les spécificités de chaque expériences.

Échantillons à microcavités

Deux types de cavité ont principalement été étudiées, autorisant une détection en réflexion ou en transmission.

La structure de l'échantillon en réflexion (C4T44) est décrite en Fig. 4.24 et schématisée en Fig. 4.23. Il contient en une cavité $\lambda/2$ encadrée par deux miroirs de Bragg, possédant respectivement 28 (côté air) et 40 paires (côté substrat) afin de maximiser l'émission des photons s'échappant de la cavité vers le côté air. La zone active est constituée de 12 puits quantiques de GaAs, inclus par groupe de 4 dans les 3 ventres centraux du champ électromagnétique pour maximiser le couplage lumière matière.

Cette structure présente plusieurs avantages pour obtenir un fort couplage entre les excitons et les photons et pour l'observation de la condensation des polaritons.

- Le dédoublement de Rabi Ω est proportionnel à la racine carré de la force d'oscillateur de l'exciton (f_{osc}) multiplié par le recouvrement de la fonction d'onde de l'exciton avec le champ électromagnétique. Si les N puits sondent la même valeur du champ, alors $\Omega \propto \sqrt{\frac{N \cdot f_{osc}}{L_{eff}}}$. Un grand nombre de puits quantiques et une cavité de petit volume (pour maximiser l'amplitude du champ) permettent donc d'augmenter le dédoublement de Rabi.
- Le nombre important de puits quantiques dans notre structure augmente également la densité d'écrantage, ce qui est une condition nécessaire à la condensation des polaritons. En effet, pour que le système atteigne le couplage fort, la densité d'excitons par puits quantiques doit être inférieure à la densité de Mott [51], typiquement 10^{11} cm^{-2} dans le GaAs. L'augmentation du nombre de puits dans le système permet donc d'obtenir une densité de polaritons importante tout en maintenant la densité excitonique dans chaque puits inférieure à la densité de Mott.

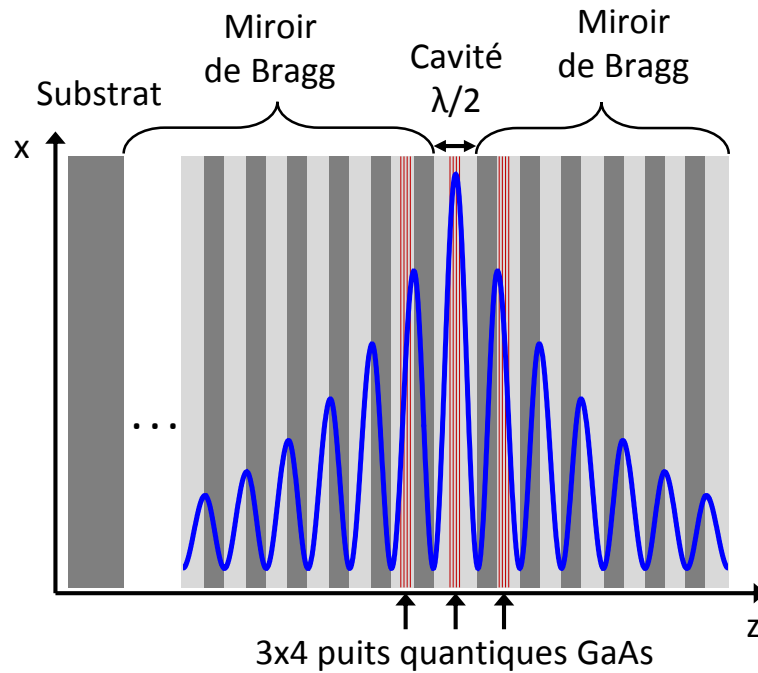


FIGURE 4.23 – Schéma de l'échantillon C4T44 avec la distribution spatiale du champ électrique de l'onde stationnaire pour la longueur d'onde du mode de cavité.

- Le grand facteur de qualité de notre cavité apporte un temps de vie du photon dans la cavité suffisamment important pour que le taux de relaxation des polaritons soit supérieur au taux d'échappement des photons. Le facteur de qualité nominal de notre échantillon est de 100000.

Un gradient spatial de l'épaisseur des couches épitaxiées sur l'échantillon (obtenu en interrompant la rotation de l'échantillon pendant la croissance) permet de changer l'énergie du mode de cavité E_C par rapport à celle de la transition excitonique E_X en se déplaçant sur l'échantillon. Le même pourcentage de changement dans l'épaisseur du puits quantique modifie très peu l'énergie de l'exciton $1s$ E_X , ce qui permet de sonder différents désaccords $\delta = E_C - E_X$ simplement en déplaçant le faisceau d'excitation sur l'échantillon.

	Structure nominale		Répétition du motif
	Matériau	Épaisseur	
Miroir supérieur	Ga _{0.8} Al _{0.2} As	566.0 Å	x1
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	650.0 Å	x27
	Ga _{0.8} Al _{0.2} As	566.0 Å	
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	424.8 Å	x1
	GaAs	70.0 Å	x4
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	30.0 Å	
	Ga _{0.8} Al _{0.2} As	369.5 Å	x1
Cavité $\lambda/2$	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	396.0 Å	x1
	GaAs	70.0 Å	x4
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	30.0 Å	
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	366.0 Å	x1
Miroir inférieur	Ga _{0.8} Al _{0.2} As	369.5 Å	x1
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	30.0 Å	x4
	GaAs	70.0 Å	
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	424.8 Å	x1
	Ga _{0.8} Al _{0.2} As	566.0 Å	x39
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	650.0 Å	
Substrat	GaAs non dopé	-	-

FIGURE 4.24 – Structure de l'échantillon C4T44.

L'échantillon en transmission (C5T48) est schématisé en Fig. 4.25 et sa structure détaillée est décrite en Fig. 4.26. Il consiste en une cavité λ encadrée par deux miroirs de Bragg, possédant respectivement 26 (côté air) et 30 paires (côté substrat). Les miroirs sont cette fois presque symétrique pour permettre l'émission côté substrat (transmission). La zone active est constituée de 1 puits quantique d'InGaAs au milieu de la cavité, correspondant au maximum du champ électromagnétique.

Cette structure est optimisée pour la réalisation d'expériences exploitant les interactions polariton-polariton et sous excitation résonante.

- La présence d'un seul puits quantique permet de maximiser les interactions entre polaritons. En effet, les excitons ne pouvant interagir qu'avec d'autres excitons présents dans le même puits et la constante d'interaction effective polariton-polariton est g/N dans une structure à N puits quantiques. Ainsi, nous choisissons de maximiser la constante d'interaction exciton-exciton avec une cavité possédant un unique puits quantique.
- L'énergie des états de puits quantique est toujours plus élevée que l'énergie d'absorption du matériau massif. L'émission d'un puits quantique en GaAs lors d'une expé-

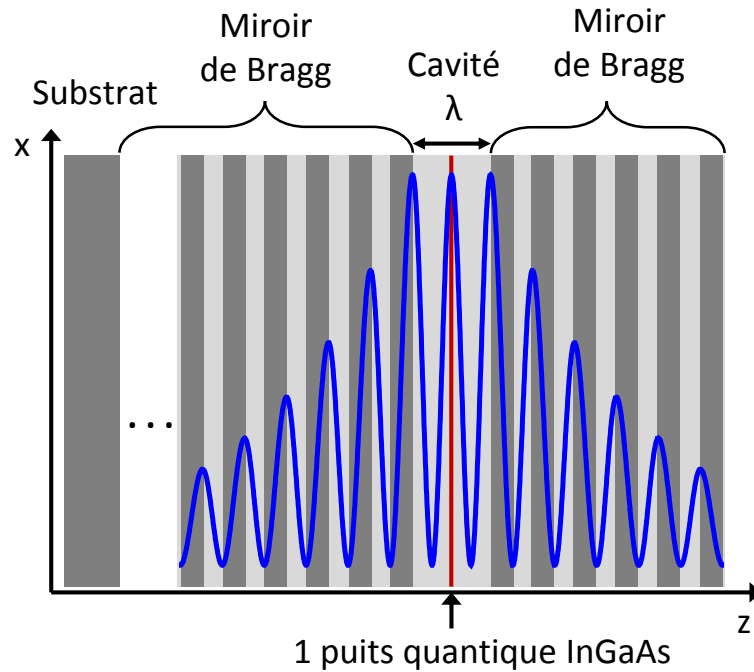


FIGURE 4.25 – Schéma de l'échantillon C5T48 avec la distribution spatiale du champ électrique de l'onde stationnaire pour la longueur d'onde du mode de cavité.

	Structure nominale		Répétition du motif
	Matériau	Épaisseur	
Miroir supérieur	Ga _{0.9} Al _{0.1} As	604.0 Å	x26
	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	703.0 Å	
Cavité λ	GaAs	1147.0 Å	x1
	In _{0.05} Ga _{0.95} As	80.0 Å	x1
	GaAs	1147.0 Å	x1
Miroir inférieur	Ga _{0.05} Al _{0.95} As	703.0 Å	x30
	Ga _{0.9} Al _{0.1} As	604.0 Å	
Substrat	GaAs non dopé	-	-

FIGURE 4.26 – Structure de l'échantillon C5T48.

rience en transmission est donc totalement absorbée par le substrat en GaAs. Pour réaliser des expériences en transmission à travers le substrat de GaAs, nous utilisons un puits quantique d'InGaAs pour lequel la transition excitonique est à une énergie inférieure à la bande interdite du GaAs. Le substrat en GaAs est donc transparent à l'énergie des polaritons et leur émission peut être observée en transmission.

- Enfin, dans le cas d'une excitation résonante, la lumière réfléchiée par le premier miroir est très difficile à séparer de l'émission de la cavité du côté air. Un schéma en transmission permet de s'affranchir de ce problème : la microcavité agit comme un filtre pour le faisceau laser et l'émission des polaritons est détectée après la traversée de la cavité.

Ces deux types de cavité sont pertinentes pour deux types de problèmes différents : la première permet d'étudier la condensation des polaritons sous excitation non-résonante, tandis que la seconde autorise l'observation de fluides de polaritons non linéaires injectés en excitation résonante et observés en transmission.

Montages expérimentaux

Nous résumons ici brièvement les caractéristiques principales du montage de microphotoluminescence utilisé. Son schéma type est présenté sur la Fig. 4.27.

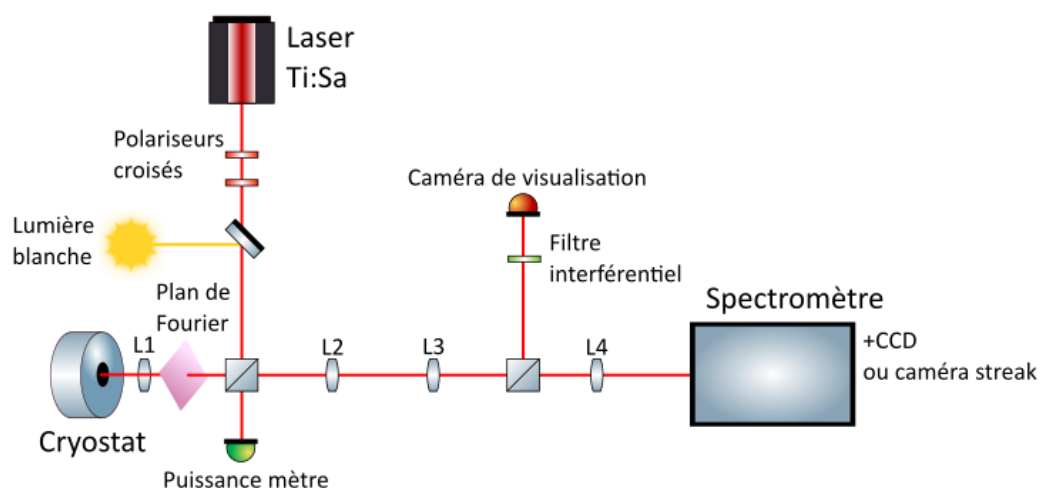


FIGURE 4.27 – Schéma du montage expérimental.

Cryostat Tous les résultats sont obtenus à une température de 10 K. L'échantillon est collé au doigt froid d'un cryostat. La conduction thermique est assurée par l'utilisation d'une graisse à vide. Un flux constant d'hélium liquide est assuré pour maintenir le doigt froid à une température de 10 K. La chambre est maintenue à un vide entre 10^{-5} et 10^{-6} Torr grâce à l'utilisation d'une pompe turbo.

Excitation Deux sources laser différentes ont été utilisées pour obtenir les résultats rapportés :

- Un laser monomode continu Ti :Sapphire (Matisse ; Spectra Physics). L'énergie du mode laser est continûment ajustable sur une plage spectrale de 690 à 900 nm et sa

largeur de raie est inférieure à 10 MHz. Ce laser est utilisé pour les mesures continues et est divisé en plusieurs faisceaux si nécessaire.

- Un laser impulsionnel Ti :Sapphire (Mira ; Coherent). L'énergie du mode laser est ajustable sur une plage spectrale de 700 nm à 1 μm . La durée des impulsions délivrées est de 1,4 ps avec un taux de répétition de 82 MHz. Ce laser est utilisé pour les mesures résolues en temps.

Ces deux lasers sont alimentés par un laser solide pompé par diode (Millenia eV ; Spectra Physics) émettant en continu à 532 nm et jusqu'à 25 W de puissance.

L'échantillon est excité avec une incidence normale. Dans le cas d'une excitation non résonante, le laser est ajusté autour de 730 nm pour les cavités à puits quantiques GaAs (780 nm pour celles à puits InGaAs), correspondant au premier creux de réflectivité des miroirs de Bragg au dessus de la bande interdite.

Le faisceau laser atteint un cube 50/50 et la partie réfléchiée est focalisée sur l'échantillon par un objectif de microscope de grande ouverture numérique ($\text{NA}=0,55$) et de distance focale $f_1 = 4 \text{ mm}$. La taille du spot obtenu est d'environ $2 \mu\text{m}$. Des lentilles sphériques et cylindriques ont de plus été utilisées pour agrandir ou modifier la forme du spot dans certaines des expériences. L'objectif de microscope est monté sur un plateau de déplacement piézoélectrique, permettant de positionner le spot laser avec une précision micrométrique.

Détection Le signal émis est collecté par un objectif de microscope, collimaté par une lentille L1 puis envoyé à travers un des chemins optiques schématiquement représenté sur la Fig. 4.28, permettant d'imager l'espace réel ou l'espace réciproque.

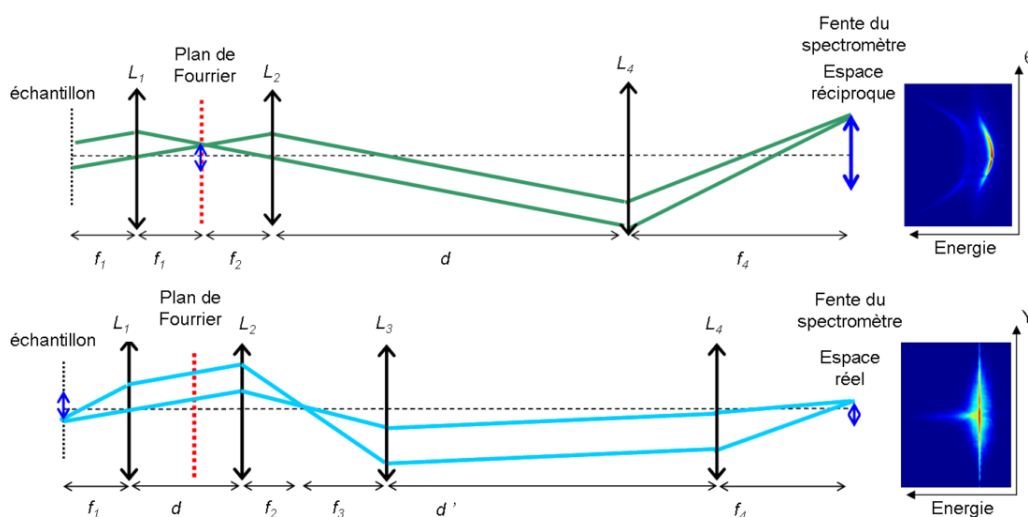


FIGURE 4.28 – Schéma du chemin optique pour imager l'espace de Fourier (a) ou l'espace réel (b).

Le signal collecté est focalisé sur la fente d'un spectromètre puis détecté soit à l'aide d'une caméra CCD, soit à l'aide d'une caméra streak dont le fonctionnement est expliqué

dans le chapitre 2.

Les microstructures 1D sont alignées avec leur axe principal parallèle à la fente d'entrée du spectromètre. Pour changer leur inclinaison par rapport à cette fente lors de l'expérience, nous plaçons un prisme de Dove le long du chemin optique.

Une image 2D du plan réel et du plan de Fourier peuvent être obtenus simultanément en focalisant une fraction du signal total sur une autre caméra CCD. Cette seconde caméra est aussi utilisée pour imager la surface de l'échantillon sous un éclairage en lumière blanche et sonder les microstructures choisies.

Enfin, des filtres interférentiels passe-haut sont placés devant la caméra pour filtrer la réflexion du laser non résonant lors d'une détection en réflexion.

Dispersions caractéristiques

Nous montrons ici quelques exemples types de dispersions mesurées dans nos structures.

Nous illustrons d'abord le gradient spatial de l'épaisseur des couches épitaxiées en mesurant la dispersion des polaritons sur différentes positions de l'échantillon. Nous observons ici qu'en nous déplaçant sur l'échantillon le long de la direction X, l'énergie de la raie excitonique $E_X(k=0)$ reste constante tandis que l'énergie du mode de cavité $E_C(k=0)$ est fortement modifié [Fig. 4.29]. Le désaccord δ pour notre expérience peut ainsi être déterminé en sélectionnant une position particulière sur l'échantillon.

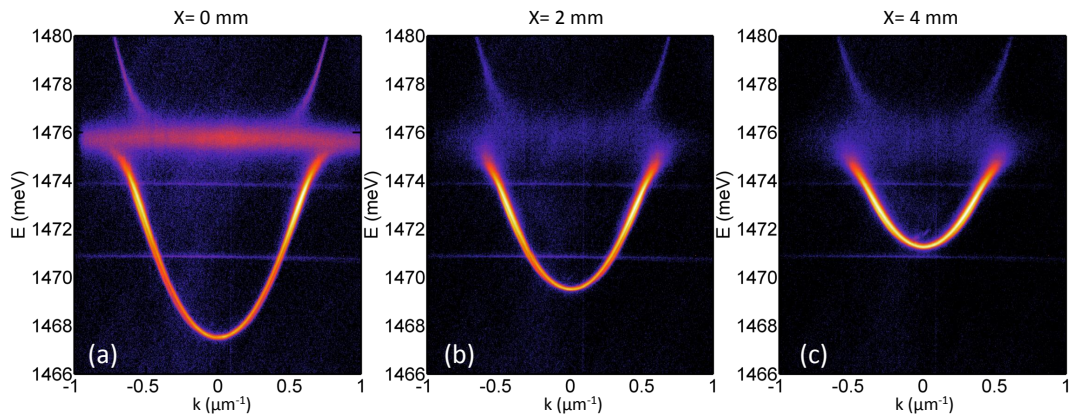


FIGURE 4.29 – Émission de polaritons en échelle logarithmique résolue en angle et en énergie dans une cavité planaire (1 puits InGaAs, $Q \sim 30000$) en différentes positions sur l'échantillon : $X = 0 \mu\text{m}$ (a), $X = 2 \mu\text{m}$ (b) et $X = 4 \mu\text{m}$ (c). Les raies horizontales observées à 1471 meV et à 1474 meV sont des artefacts de la caméra CCD.

La gravure de la microcavité nous permet de modifier la dispersion des polaritons et de changer la dimensionnalité du système étudié. Les mesures suivantes sont toutes effectuées sur des structures très proches les unes des autres, de façon à conserver le même désaccord δ de la cavité planaire. La Fig. 4.30(a) montre la dispersion des polaritons dans un fil gravé de $3 \mu\text{m}$ de large. Nous observons comme discuté en introduction l'apparition d'un second mode autour de 1473 meV et d'un dédoublement de polarisation présent en $k = 0$.

La mesure de la dispersion de plusieurs piliers nous montre l'augmentation du confinement suivant la diminution du diamètre [Fig. 4.30(b)-(d)]. En effet, l'énergie du mode de plus basse énergie augmente et le nombre de modes émettant diminue. La précision de la technique de gravure nous permet ainsi de moduler le diamètre pour modifier l'énergie d'un pilier, nous autorisant par exemple à réaliser le "router" à polaritons présenté dans le chapitre 3 en alignant l'énergie du pilier avec la bande interdite de fils modulés.

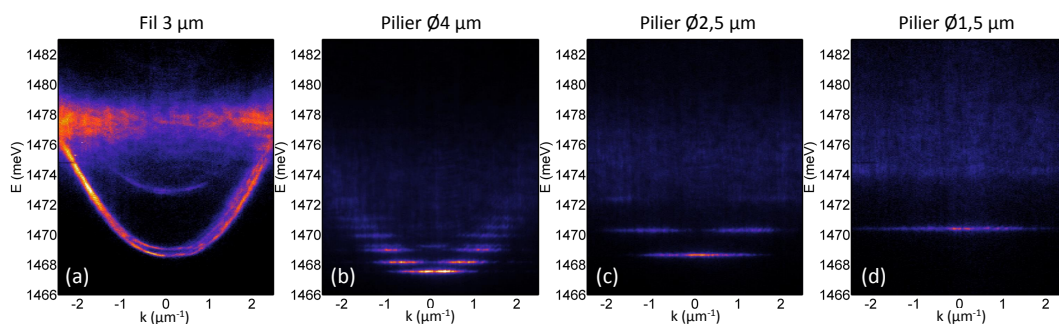


FIGURE 4.30 – Émission de polaritons résolue en angle et en énergie dans une cavité gravée (1 puits InGaAs, $Q \sim 30000$) selon différentes géométries. La mesure est effectuée pour un fil de $3 \mu\text{m}$ de large (a) et des piliers circulaires de diamètre $4 \mu\text{m}$ (b), $2,5 \mu\text{m}$ (c) et $1,5 \mu\text{m}$ (d).

Nous souhaitons enfin montrer un aperçu de différentes structures réalisées dans notre groupe dans la Fig. 4.31, pour montrer une nouvelle fois la versatilité de cette technique de gravure.

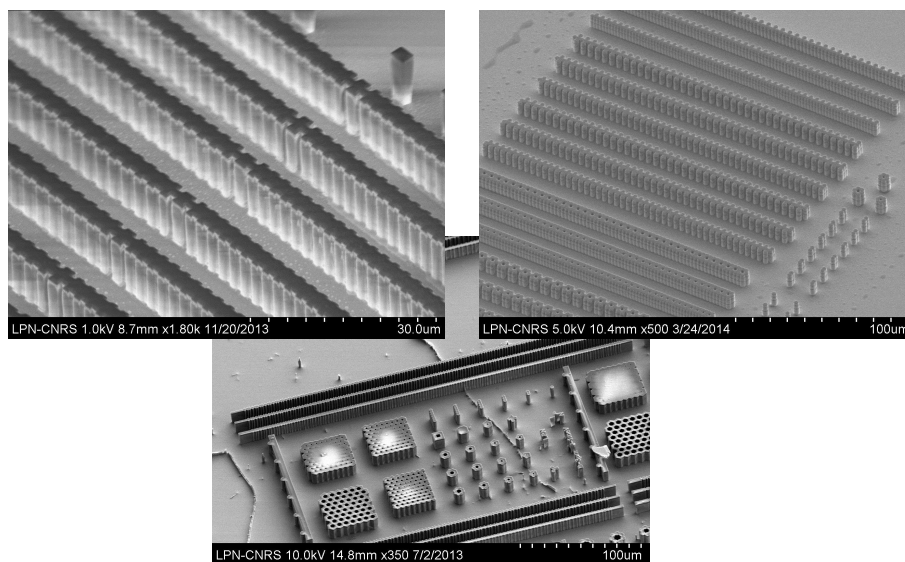


FIGURE 4.31 – Images au microscope électronique à balayage(MEB) illustrant la versatilité de la technique de gravure pour réaliser différents types de potentiels pour les polaritons.

Bibliographie

- [1] 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,” *Physical Review Letters* **51**, 1175–1178 (1983).
- [2] M. G. Raizen, R. J. Thompson, R. J. Brecha, H. J. Kimble, and H. J. Carmichael, “Normal-mode splitting and linewidth averaging for two-state atoms in an optical cavity,” *Physical Review Letters* **63**, 240–243 (1989).
- [3] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, “Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity,” *Physical Review Letters* **69**, 3314–3317 (1992).
- [4] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, L. S. Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J. L. Staehli, and B. Deveaud-Plédran, “High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities.” *Nature* **414**, 731–735 (2001).
- [5] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, “Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier,” *Physical Review Letters* **84**, 1547–1550 (2000).
- [6] R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, M. Emam-Ismaïl, A. I. Tartakovskii, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts, “Continuous Wave Observation of Massive Polariton Redistribution by Stimulated Scattering in Semiconductor Microcavities,” *Physical Review Letters* **85**, 3680–3683 (2000).
- [7] A. Imamoğlu, R. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, “Nonequilibrium condensates and lasers without inversion : Exciton-polariton lasers,” *Physical Review A* **53**, 4250–4253 (1996).
- [8] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud-Plédran, and L. S. Dang, “Bose-Einstein condensation of exciton polaritons.” *Nature* **443**, 409–414 (2006).
- [9] H. Deng, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog, and Y. Yamamoto, “Spatial Coherence of a Polariton Condensate,” *Physical Review Letters* **99**, 126403 (2007).

- [10] R. Balili, V. E. Hartwell, D. W. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, “Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap,” *Science* **316**, 1007–1010 (2007).
- [11] D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître, and J. Bloch, “Polariton Laser Using Single Micropillar GaAs-GaAlAs Semiconductor Cavities,” *Physical Review Letters* **100**, 047401 (2008).
- [12] 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,” *Physical Review Letters* **98**, 126405 (2007).
- [13] T. Guillet, M. Mexis, J. Levrat, G. Rossbach, C. Brimont, T. Bretagnon, B. Gil, R. Butté, N. Grandjean, L. Orosz, F. Réveret, J. Leymarie, J. Zúñiga Pérez, M. Leroux, F. Semond, and S. Bouchoule, “Polariton lasing in a hybrid bulk ZnO microcavity,” *Applied Physics Letters* **99**, 161104 (2011).
- [14] F. Li, L. Orosz, O. Kamoun, S. Bouchoule, C. Brimont, P. Disseix, T. Guillet, X. Lafosse, M. Leroux, J. Leymarie, M. Mexis, M. Mihailovic, G. Patriarche, F. Réveret, D. Solnyshkov, J. Zúñiga Pérez, and G. Malpuech, “From excitonic to photonic polariton condensate in a ZnO-based microcavity,” *Physical Review Letters* **110**, 196406 (2013).
- [15] T. Freixanet, B. Sermage, A. Tiberj, and R. Planel, “In-plane propagation of excitonic cavity polaritons,” *Physical Review B* **61**, 7233–7236 (2000).
- [16] C. Ciuti, P. Schwendimann, and A. Quattropani, “Parametric luminescence of microcavity polaritons,” *Physical Review B* **63**, 041303 (2001).
- [17] C. Ciuti, P. Schwendimann, and A. Quattropani, “Theory of polariton parametric interactions in semiconductor microcavities,” *Semiconductor Science and Technology* **18**, S279–S293 (2003).
- [18] M. Wouters and I. Carusotto, “Parametric oscillation threshold of semiconductor microcavities in the strong coupling regime,” *Physical Review B* **75**, 1–12 (2007).
- [19] D. Sanvitto and S. Kéna-Cohen, “The road towards polaritonic devices,” *Nature Materials* **15**, 1061–1073 (2016).
- [20] L. Ferrier, E. Wertz, R. Johne, D. Solnyshkov, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, G. Malpuech, and J. Bloch, “Interactions in confined polariton condensates,” *Physical Review Letters* **106**, 126401 (2011).
- [21] M. Abbarchi, A. Amo, V. G. Sala, D. Solnyshkov, H. Flayac, L. Ferrier, I. Sagnes, E. Galopin, A. Lemaître, G. Malpuech, and J. Bloch, “Macroscopic quantum self-trapping and Josephson oscillations of exciton polaritons,” *Nature Physics* **9**, 275–279 (2013).

- [22] S. R. K. Rodriguez, A. Amo, I. Sagnes, L. Le Gratiet, E. Galopin, A. Lemaître, and J. Bloch, “Interaction-induced hopping phase in driven-dissipative coupled photonic microcavities,” *Nature Communications* **7**, 11887 (2016).
- [23] S. R. K. Rodriguez, W. Casteels, F. Storme, I. Sagnes, L. L. Gratiet, E. Galopin, A. Lemaître, A. Amo, C. Ciuti, and J. Bloch, “Dynamic optical hysteresis in the quantum regime,” arXiv:1608.00260 (2016).
- [24] E. Wertz, L. Ferrier, D. Solnyshkov, P. Senellart, D. Bajoni, A. Miard, A. Lemaître, G. Malpuech, and J. Bloch, “Spontaneous formation of a polariton condensate in a planar GaAs microcavity,” *Applied Physics Letters* **95**, 051108 (2009).
- [25] E. Wertz, L. Ferrier, D. Solnyshkov, R. Johne, D. Sanvitto, A. Lemaître, I. Sagnes, R. Grousson, A. V. Kavokin, P. Senellart, G. Malpuech, and J. Bloch, “Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates,” *Nature Physics* **6**, 19 (2010).
- [26] D. Tanese, H. Flayac, D. Solnyshkov, A. Amo, A. Lemaître, E. Galopin, R. Braive, P. Senellart, I. Sagnes, G. Malpuech, and J. Bloch, “Polariton condensation in solitonic gap states in a one-dimensional periodic potential.” *Nature communications* **4**, 1749 (2013).
- [27] D. Tanese, E. Gurevich, F. Baboux, T. Jacqmin, A. Lemaître, E. Galopin, I. Sagnes, A. Amo, J. Bloch, and E. Akkermans, “Fractal energy spectrum of a polariton gas in a fibonacci quasiperiodic potential,” *Physical Review Letters* **112**, 146404 (2014).
- [28] C. Sturm, D. Tanese, H. S. Nguyen, H. Flayac, E. Galopin, A. Lemaître, I. Sagnes, D. Solnyshkov, A. Amo, G. Malpuech, and J. Bloch, “All-optical phase modulation in a cavity-polariton Mach–Zehnder interferometer,” *Nature Communications* **5**, 3278 (2014).
- [29] H. S. Nguyen, D. Vishnevsky, C. Sturm, D. Tanese, D. Solnyshkov, E. Galopin, A. Lemaître, I. Sagnes, A. Amo, G. Malpuech, and J. Bloch, “Realization of a double-barrier resonant tunneling diode for cavity polaritons,” *Physical Review Letters* **110**, 236601 (2013).
- [30] H. S. Nguyen, D. Gerace, I. Carusotto, D. Sanvitto, E. Galopin, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, and A. Amo, “Acoustic black hole in a stationary hydrodynamic flow of microcavity polaritons,” *Physical Review Letters* **114**, 36402 (2015).
- [31] A. Amo, J. Lefrere, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino, and A. Bramati, “Observation of Superfluidity of Polaritons in Semiconductor Microcavities,” *Nature Physics* **5**, 14 (2008).
- [32] G. Nardin, G. Grosso, Y. Léger, B. Piętko, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, “Hydrodynamic nucleation of quantized vortex pairs in a polariton quantum fluid,” *Nature Physics* **7**, 635–641 (2011).

- [33] D. Sanvitto, S. Pigeon, A. Amo, D. Ballarini, M. De Giorgi, I. Carusotto, R. Hivet, F. Pisanello, V. G. Sala, P. S. S. Guimaraes, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, A. Bramati, and G. Gigli, “All-optical control of the quantum flow of a polariton condensate,” *Nature Photonics* **5**, 610–614 (2011).
- [34] A. Amo, S. Pigeon, D. Sanvitto, V. G. Sala, R. Hivet, I. Carusotto, F. Pisanello, G. Lemenager, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, and A. Bramati, “Polariton Superfluids Reveal Quantum Hydrodynamic Solitons,” *Science* **332**, 1167–1170 (2011).
- [35] G. Grosso, G. Nardin, F. Morier-Genoud, Y. Léger, and B. Deveaud-Plédran, “Soliton Instabilities and Vortex Street Formation in a Polariton Quantum Fluid,” *Physical Review Letters* **107**, 245301 (2011).
- [36] M. Sich, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, A. V. Gorbach, R. Hartley, D. V. Skryabin, E. A. Cerda-Méndez, K. Biermann, R. Hey, and P. V. Santos, “Observation of bright polariton solitons in a semiconductor microcavity,” *Nature Photonics* **6**, 50–55 (2011).
- [37] E. A. Cerda-Méndez, D. Sarkar, D. N. Krizhanovskii, S. S. Gavrilov, K. Biermann, M. S. Skolnick, and P. V. Santos, “Exciton-Polariton Gap Solitons in Two-Dimensional Lattices,” *Physical Review Letters* **111**, 146401 (2013).
- [38] T. D. Doan, H. T. Cao, D. B. T. Thoi, and H. Haug, “Coherence of condensed microcavity polaritons calculated within Boltzmann-Master equations,” *Physical Review B* **78**, 205306 (2008).
- [39] P. Schwendimann and A. Quattropani, “Statistics of the polariton condensate,” *Physical Review B* **77**, 085317 (2008).
- [40] T. Horikiri, P. Schwendimann, A. Quattropani, S. Höfling, A. Forchel, and Y. Yamamoto, “Higher order coherence of exciton-polariton condensates,” *Physical Review B* **81**, 033307 (2010).
- [41] V. G. Sala, F. Marsault, M. Wouters, E. Galopin, I. Sagnes, A. Lemaître, J. Bloch, and A. Amo, “Stochastic precession of the polarization in a polariton laser,” *Physical Review B* **93**, 115313 (2016).
- [42] H. Flayac and I. G. Savenko, “An exciton-polariton mediated all-optical router,” *Applied Physics Letters* **103**, 201105 (2013).
- [43] F. Marsault, H. S. Nguyen, D. Tanese, A. Lemaître, E. Galopin, I. Sagnes, A. Amo, and J. Bloch, “Realization of an all optical exciton-polariton router,” *Applied Physics Letters* **107** (2015).
- [44] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics* (Cambridge University Press, 1999).
- [45] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Les éditions de physique, Les Ulis, France, 1988).

- [46] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki, “Exciton binding energy in quantum wells,” *Physical Review B* **26**, 1974–1979 (1982).
- [47] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, “Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures,” *Physical Review B* **32**, 6601–6609 (1985).
- [48] G. Rochat, C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, and P. Schwendimann, “Excitonic Bloch equations for a two-dimensional system of interacting excitons,” *Physical Review B* **61**, 13856–13862 (2000).
- [49] M. Combescot and C. Tanguy, “New criteria for bosonic behavior of excitons,” *Europhysics Letters (EPL)* **55**, 390–396 (2001).
- [50] C. Tanguy, “Bosonic behavior of excitons and screening : a consistent calculation,” *Physics Letters A* **292**, 285–288 (2002).
- [51] R. Houdré, J. L. Gibernon, P. Pellandini, R. P. Stanley, U. Oesterle, C. Weisbuch, J. O’Gorman, B. Roycroft, and M. Ilegems, “Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity : Free-carrier bleaching of cavity polaritons,” *Physical Review B* **52**, 7810–7813 (1995).
- [52] R. Butté, G. Delalleau, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. J. Baumberg, G. Malpuech, A. Di Carlo, A. V. Kavokin, and J. S. Roberts, “Transition from strong to weak coupling and the onset of lasing in semiconductor microcavities,” *Physical Review B* **65**, 205310 (2002).
- [53] L. Claudio Andreani, *Optical Transitions, Excitons, and Polaritons in Bulk and Low-Dimensional Semiconductor Structures* (Springer US, 1995).
- [54] A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. Laussy, *Microcavities* (Oxford University Press, 2007).
- [55] V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, P. Schwendimann, and F. Tassone, “Optical properties of microcavity polaritons,” *Phase Transitions* **68**, 169–279 (1999).
- [56] J. J. Hopfield, “Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals,” *Physical Review* **112**, 1555–1567 (1958).
- [57] B. Sermage, S. Long, I. Abram, J. Y. Marzin, J. Bloch, R. Planel, and V. Thierry-Mieg, “Time-resolved spontaneous emission of excitons in a microcavity : Behavior of the individual exciton-photon mixed states,” *Physical Review B* **53**, 16516–16523 (1996).
- [58] K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and P. Bigenwald, “Quantum Theory of Spin Dynamics of Exciton-Polaritons in Microcavities,” *Physical Review Letters* **92**, 017401 (2004).

- [59] M. Maragkou, C. E. Richards, T. Ostatnický, A. J. D. Grundy, J. Zajac, M. Hugues, W. Langbein, and P. G. Lagoudakis, “Optical analogue of the spin Hall effect in a photonic cavity,” *Optics Letters* **36**, 1095 (2011).
- [60] A. V. Kavokin, G. Malpuech, and M. Glazov, “Optical Spin Hall Effect,” *Physical Review Letters* **95**, 136601 (2005).
- [61] C. Leyder, M. Romanelli, J. P. Karr, E. Giacobino, T. C. H. Liew, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and A. Bramati, “Observation of the optical spin Hall effect,” *Nature Physics* **3**, 628–631 (2007).
- [62] O. Lafont, V. Ardizzone, A. Lemaître, I. Sagnes, P. Senellart, J. Bloch, J. Tignon, P. Roussignol, and E. Baudin, “Origins and control of the polarization splitting in exciton-polaritons microwires,” arXiv:1610.04856 (2016).
- [63] 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,” *Physical Review Letters* **73**, 2043–2046 (1994).
- [64] G. Malpuech, Y. G. Rubo, F. Laussy, P. Bigenwald, and A. V. Kavokin, “Polariton laser : thermodynamics and quantum kinetic theory,” *Semiconductor Science and Technology* **18**, S395–S404 (2003).
- [65] D. Porras, C. Ciuti, J. J. Baumberg, and C. Tejedor, “Polariton dynamics and Bose-Einstein condensation in semiconductor microcavities,” *Physical Review B* **66**, 085304 (2002).
- [66] F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani, and P. Schwendimann, “Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons,” *Physical Review B* **56**, 7554–7563 (1997).
- [67] A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts, “Relaxation bottleneck and its suppression in semiconductor microcavities,” *Physical Review B* **62**, R2283–R2286 (2000).
- [68] D. Bajoni, M. Perrin, P. Senellart, A. Lemaître, B. Sermage, and J. Bloch, “Dynamics of microcavity polaritons in the presence of an electron gas,” *Physical Review B* **73**, 205344 (2006).
- [69] M. Perrin, P. Senellart, A. Lemaître, and J. Bloch, “Polariton relaxation in semiconductor microcavities : Efficiency of electron-polariton scattering,” *Physical Review B* **72**, 075340 (2005).
- [70] P. Senellart, J. Bloch, B. Sermage, and J. Y. Marzin, “Microcavity polariton depopulation as evidence for stimulated scattering,” *Physical Review B* **62**, R16263–R16266 (2000).

- [71] L. S. Dang, D. Heger, R. André, F. Bœuf, and R. Romestain, “Stimulation of Polariton Photoluminescence in Semiconductor Microcavity,” *Physical Review Letters* **81**, 3920–3923 (1998).
- [72] J. Kasprzak, M. Richard, A. Baas, B. Deveaud-Plédran, R. André, J.-P. Poizat, and L. S. Dang, “Second-Order Time Correlations within a Polariton Bose-Einstein Condensate in a CdTe Microcavity,” *Physical Review Letters* **100**, 067402 (2008).
- [73] G. Christmann, R. Butté, E. Feltin, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, “Room temperature polariton lasing in a GaN/AlGaIn multiple quantum well microcavity,” *Applied Physics Letters* **93**, 051102 (2008).
- [74] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch, and Y. Yamamoto, “Condensation of Semiconductor Microcavity Exciton Polaritons,” *Science* **298**, 199–202 (2002).
- [75] M. Galbiati, L. Ferrier, D. Solnyshkov, D. Tanese, E. Wertz, A. Amo, M. Abbarchi, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, E. Galopin, G. Malpuech, and J. Bloch, “Polariton condensation in photonic molecules,” *Physical Review Letters* **108**, 126403 (2012).
- [76] E. Wertz, A. Amo, 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,” *Physical Review Letters* **109**, 216404 (2012).
- [77] C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, and P. Schwendimann, “Role of the exchange of carriers in elastic exciton-exciton scattering in quantum wells,” *Physical Review B* **58**, 7926–7933 (1998).
- [78] D. N. Krizhanovskii, K. G. Lagoudakis, M. Wouters, B. Pietka, R. A. Bradley, K. Guda, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, B. Deveaud-Plédran, M. Richard, R. André, and L. S. Dang, “Coexisting nonequilibrium condensates with long-range spatial coherence in semiconductor microcavities,” *Physical Review B* **80**, 045317 (2009).
- [79] G. Tosi, G. Christmann, N. Berloff, P. Tsotsis, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg, “Sculpting oscillators with light within a nonlinear quantum fluid,” *Nature Physics* **8**, 190–194 (2012).
- [80] A. Amo, S. Pigeon, C. Adrados, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, and A. Bramati, “Light engineering of the polariton landscape in semiconductor microcavities,” *Physical Review B* **82**, 081301 (2010).
- [81] I. Carusotto and C. Ciuti, “Quantum fluids of light,” *Reviews of Modern Physics* **85**, 299–366 (2013).
- [82] C. Sun, S. Jia, C. Barsi, S. Rica, A. Picozzi, and J. W. Fleischer, “Observation of the kinetic condensation of classical waves,” *Nature Physics* **8**, 471–475 (2012).

- [83] M. Wouters and I. Carusotto, “Excitations in a Nonequilibrium Bose-Einstein Condensate of Exciton Polaritons,” *Physical Review Letters* **99**, 140402 (2007).
- [84] M. C. Cross and P. C. Hohenberg, “Pattern formation outside of equilibrium,” *Reviews of Modern Physics* **65**, 851–1112 (1993).
- [85] D. Sarkar, S. S. Gavrilov, M. Sich, J. H. Quilter, R. A. Bradley, N. A. Gippius, K. Guda, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and D. N. Krizhanovskii, “Polarization Bistability and Resultant Spin Rings in Semiconductor Microcavities,” *Physical Review Letters* **105**, 216402 (2010).
- [86] C. Adrados, A. Amo, T. C. H. Liew, R. Hivet, R. Houdré, E. Giacobino, A. V. Kavokin, and A. Bramati, “Spin rings in bistable planar semiconductor microcavities,” *Physical Review Letters* **105**, 216403 (2010).
- [87] T. K. Paraïso, M. Wouters, Y. Léger, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, “Multistability of a coherent spin ensemble in a semiconductor microcavity,” *Nature Materials* **9**, 655–660 (2010).
- [88] N. Takemura, S. Trebaol, M. Wouters, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud-Plédran, “Polaritonic Feshbach resonance,” *Nature Physics* **10**, 500–504 (2014).
- [89] K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. André, and B. Deveaud-Plédran, “Observation of half-quantum vortices in an exciton-polariton condensate.” *Science (New York, N.Y.)* **326**, 974–976 (2009).
- [90] A. Baas, J.-P. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, and E. Giacobino, “Optical bistability in semiconductor microcavities in the nondegenerate parametric oscillation regime : Analogy with the optical parametric oscillator,” *Physical Review B* **70**, 161307 (2004).
- [91] E. A. Cerda-Méndez, D. N. Krizhanovskii, M. Wouters, R. A. Bradley, K. Biermann, K. Guda, R. Hey, P. V. Santos, D. Sarkar, and M. S. Skolnick, “Polariton Condensation in Dynamic Acoustic Lattices,” *Physical Review Letters* **105**, 116402 (2010).
- [92] E. A. Cerda-Méndez, D. N. Krizhanovskii, K. Biermann, R. Hey, M. S. Skolnick, and P. V. Santos, “Dynamic exciton-polariton macroscopic coherent phases in a tunable dot lattice,” *Physical Review B* **86**, 100301 (2012).
- [93] G. Tosi, G. Christmann, N. Berloff, P. Tsotsis, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg, “Geometrically locked vortex lattices in semiconductor quantum fluids,” *Nature Communications* **3**, 1243 (2012).
- [94] C. W. Lai, N. Y. Kim, S. Utsunomiya, G. Roumpos, H. Deng, M. D. Fraser, T. Byrnes, P. Recher, N. Kumada, T. Fujisawa, and Y. Yamamoto, “Coherent zero-state and pi-state in an exciton-polariton condensate array.” *Nature* **450**, 529–532 (2007).

- [95] N. Y. Kim, K. Kusudo, C. Wu, N. Masumoto, A. Löffler, S. Höfling, N. Kumada, L. Worschech, A. Forchel, and Y. Yamamoto, “Dynamical d-wave condensation of exciton–polaritons in a two-dimensional square-lattice potential,” *Nature Physics* **7**, 681–686 (2011).
- [96] N. Y. Kim, K. Kusudo, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel, and Y. Yamamoto, “Exciton–polariton condensates near the Dirac point in a triangular lattice,” *New Journal of Physics* **15**, 035032 (2013).
- [97] R. I. Kaitouni, O. El Daïf, A. Baas, M. Richard, T. K. Paraíso, P. Lugan, T. Guillet, F. Morier-Genoud, J. D. Ganière, J. L. Staehli, V. Savona, and B. Deveaud-Plédran, “Engineering the spatial confinement of exciton polaritons in semiconductors,” *Physical Review B* **74**, 155311 (2006).
- [98] O. El Daïf, A. Baas, T. Guillet, J.-P. Brantut, R. I. Kaitouni, J. L. Staehli, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, “Polariton quantum boxes in semiconductor microcavities,” *Applied Physics Letters* **88**, 061105 (2006).
- [99] K. Winkler, J. Fischer, A. Schade, M. Amthor, R. Dall, J. Geßler, M. Emmerling, E. A. Ostrovskaya, M. Kamp, C. Schneider, and S. Höfling, “A polariton condensate in a photonic crystal potential landscape,” *New Journal of Physics* **17**, 023001 (2015).
- [100] R. Cerna, D. Sarchi, T. K. Paraíso, G. Nardin, Y. Léger, M. Richard, B. Pietka, O. El Daïf, F. Morier-Genoud, V. Savona, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud-Plédran, “Coherent optical control of the wave function of zero-dimensional exciton polaritons,” *Physical Review B* **80**, 121309 (2009).
- [101] M. Bayer, T. Gutbrod, A. Forchel, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, R. Werner, and J. P. Reithmaier, “Optical Demonstration of a Crystal Band Structure Formation,” *Physical Review Letters* **83**, 5374–5377 (1999).
- [102] S. Kim, B. Zhang, Z. Wang, J. Fischer, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling, and H. Deng, “Coherent Polariton Laser,” *Physical Review X* **6**, 011026 (2016).
- [103] B. Besga, C. Vaneph, J. Reichel, J. Estève, A. Reinhard, J. Miguel-Sánchez, A. Imaoğlu, and T. Volz, “Polariton Boxes in a Tunable Fiber Cavity,” *Physical Review Applied* **3**, 014008 (2015).
- [104] J. Bloch, R. Planel, V. Thierry-Mieg, J. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, and E. Costard, “Strong-coupling regime in pillar semiconductor microcavities,” *Superlattices and Microstructures* **22**, 371–374 (1997).
- [105] A. Kuther, M. Bayer, T. Gutbrod, A. Forchel, P. A. Knipp, T. L. Reinecke, and R. Werner, “Confined optical modes in photonic wires,” *Physical Review B* **58**, 15744–15748 (1998).
- [106] G. Dasbach, M. Bayer, M. Schwab, and A. Forchel, “Spatial photon trapping : tailoring the optical properties of semiconductor microcavities,” *Semiconductor Science and Technology* **18**, S339–S350 (2003).

- [107] J. Fischer, I. G. Savenko, M. D. Fraser, S. Holzinger, S. Brodbeck, M. Kamp, I. A. Shelykh, C. Schneider, and S. Höfling, “Spatial Coherence Properties of One Dimensional Exciton-Polariton Condensates,” *Physical Review Letters* **113**, 203902 (2014).
- [108] F. Baboux, L. Ge, T. Jacqmin, M. Biondi, E. Galopin, A. Lemaître, L. Le Gratiet, I. Sagnes, S. Schmidt, H. E. Türeci, A. Amo, and J. Bloch, “Bosonic Condensation and Disorder-Induced Localization in a Flat Band,” *Physical Review Letters* **116**, 066402 (2016).
- [109] T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, “Optical circuits based on polariton neurons in semiconductor microcavities,” *Physical Review Letters* **101**, 016402 (2008).
- [110] T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, T. Ostatnický, M. A. Kaliteevski, I. A. Shelykh, and R. A. Abram, “Exciton-polariton integrated circuits,” *Physical Review B* **82**, 033302 (2010).
- [111] M. Liscidini, D. Gerace, D. Sanvitto, and D. Bajoni, “Guided Bloch surface wave polaritons,” *Applied Physics Letters* **98**, 121118 (2011).
- [112] I. A. Shelykh, G. Pavlovic, D. Solnyshkov, and G. Malpuech, “Proposal for a mesoscopic optical Berry-phase interferometer,” *Physical Review Letters* **102**, 046407 (2009).
- [113] E. Wertz, *Formation spontanée de condensats de polaritons dans des microcavités à base de GaAs*, Ph.D. thesis, Université Paris Sud (2010).
- [114] V. G. Sala, D. Solnyshkov, I. Carusotto, T. Jacqmin, A. Lemaître, H. Terças, A. Nalitov, M. Abbarchi, E. Galopin, I. Sagnes, J. Bloch, G. Malpuech, and A. Amo, “Spin-Orbit Coupling for Photons and Polaritons in Microstructures,” *Physical Review X* **5**, 011034 (2015).
- [115] T. Jacqmin, I. Carusotto, I. Sagnes, M. Abbarchi, D. Solnyshkov, G. Malpuech, E. Galopin, A. Lemaître, J. Bloch, and A. Amo, “Direct Observation of Dirac Cones and a Flatband in a Honeycomb Lattice for Polaritons,” *Physical Review Letters* **112**, 116402 (2014).
- [116] M. Milićević, T. Ozawa, P. Andreakou, I. Carusotto, T. Jacqmin, E. Galopin, A. Lemaître, L. Le Gratiet, I. Sagnes, J. Bloch, and A. Amo, “Edge states in polariton honeycomb lattices,” *2D Materials* **2**, 034012 (2015).
- [117] A. V. Nalitov, D. D. Solnyshkov, and G. Malpuech, “Polariton Z Topological Insulator,” *Physical Review Letters* **114**, 116401 (2015).
- [118] T. Karzig, C.-E. Bardyn, N. H. Lindner, and G. Refael, “Topological Polaritons,” *Physical Review X* **5**, 031001 (2015).
- [119] R. J. Glauber, “The Quantum Theory of Optical Coherence,” *Physical Review* **130**, 2529–2539 (1963).

- [120] M. Richard, J. Kasprzak, R. André, R. Romestain, L. S. Dang, G. Malpuech, and A. V. Kavokin, “Experimental evidence for nonequilibrium Bose condensation of exciton polaritons,” *Physical Review B* **72**, 201301 (2005).
- [121] V. DeGiorgio and M. O. Scully, “Analogy between the Laser Threshold Region and a Second-Order Phase Transition,” *Physical Review A* **2**, 1170–1177 (1970).
- [122] R. Graham and H. Haken, “Laserlight - first example of a second-order phase transition far away from thermal equilibrium,” *Zeitschrift fur Physik* **237**, 31–46 (1970).
- [123] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* (OUP Oxford, 2000).
- [124] M. Wouters and V. Savona, “Stochastic classical field model for polariton condensates,” *Physical Review B* **79**, 165302 (2009).
- [125] A. P. D. Love, D. N. Krizhanovskii, D. M. Whittaker, R. Bouchekioua, D. Sanvitto, S. A. Rizeiqi, R. A. Bradley, M. S. Skolnick, P. R. Eastham, R. André, and L. S. Dang, “Intrinsic Decoherence Mechanisms in the Microcavity Polariton Condensate,” *Physical Review Letters* **101**, 067404 (2008).
- [126] J. Wiersig, C. Gies, F. Jahnke, M. Assmann, T. Berstermann, M. Bayer, C. Kistner, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, C. Kruse, J. Kalden, and D. Hommel, “Direct observation of correlations between individual photon emission events of a microcavity laser,” *Nature* **460**, 245–249 (2009).
- [127] M. Assmann, F. Veit, M. Bayer, M. van der Poel, and J. M. Hvam, “Higher-Order Photon Bunching in a Semiconductor Microcavity,” *Science* **325**, 297–300 (2009).
- [128] M. Assmann, J.-S. Tempel, F. Veit, M. Bayer, A. Rahimi-Iman, A. Löffler, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, and A. Forchel, “From polariton condensates to highly photonic quantum degenerate states of bosonic matter,” *Proceedings of the National Academy of Sciences* **108**, 1804–1809 (2011).
- [129] J.-S. Tempel, F. Veit, M. Assmann, L. E. Kreilkamp, A. Rahimi-Iman, A. Löffler, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, and M. Bayer, “Characterization of two-threshold behavior of the emission from a GaAs microcavity,” *Physical Review B* **85**, 075318 (2012).
- [130] A. F. Adiyatullin, M. D. Anderson, P. V. Busi, H. Abbaspour, R. André, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud-Plédran, “Temporally resolved second-order photon correlations of exciton-polariton Bose-Einstein condensate formation,” *Applied Physics Letters* **107**, 221107 (2015).
- [131] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, “The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays,” *Nature* **178**, 1447–1448 (1956).
- [132] M. Ueda, M. Kuwata, N. Nagasawa, T. Urakami, Y. Takiguchi, and Y. Tsuchiya, “Picosecond time-resolved photoelectric correlation measurement with a photon-counting streak camera,” *Optics Communications* **65**, 315–318 (1988).

- [133] V. G. Sala, *Coherence, dynamics and polarization properties of polariton condensates in single and coupled micropillars*, Ph.D. thesis, Université Paris 6 (2013).
- [134] F. Jahnke, M. Kira, and S. Koch, “Linear and nonlinear optical properties of excitons in semiconductor quantum wells and microcavities,” *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **104**, 559–572 (1997).
- [135] L. Besombes, K. Kheng, L. Marsal, and H. Mariette, “Few-particle effects in single CdTe quantum dots,” *Physical Review B* **65**, 121314 (2002).
- [136] M. Assmann, F. Veit, M. Bayer, C. Gies, F. Jahnke, S. Reitzenstein, S. Höfling, L. Worschech, and A. Forchel, “Ultrafast tracking of second-order photon correlations in the emission of quantum-dot microresonator lasers,” *Physical Review B* **81**, 165314 (2010).
- [137] L. E. Sadler, J. M. Higbie, S. R. Leslie, M. Vengalattore, and D. M. Stamper-Kurn, “Spontaneous symmetry breaking in a quenched ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate,” *Nature* **443**, 312–315 (2006).
- [138] M. R. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, K. V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaître, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech, and A. V. Kavokin, “Polariton-polariton interaction constants in microcavities,” *Physical Review B* **82**, 075301 (2010).
- [139] I. A. Shelykh, Y. G. Rubo, G. Malpuech, D. Solnyshkov, and A. V. Kavokin, “Polarization and Propagation of Polariton Condensates,” *Physical Review Letters* **97**, 066402 (2006).
- [140] M. Wouters, I. Carusotto, and C. Ciuti, “Spatial and spectral shape of inhomogeneous nonequilibrium exciton-polariton condensates,” *Physical Review B* **77**, 115340 (2008).
- [141] D. Read, T. C. H. Liew, Y. G. Rubo, and A. V. Kavokin, “Stochastic polarization formation in exciton-polariton Bose-Einstein condensates,” *Physical Review B* **80**, 195309 (2009).
- [142] L. Klopotoski, M. D. Martin, A. Amo, L. Viña, I. A. Shelykh, M. M. Glazov, G. Malpuech, A. V. Kavokin, and R. Andre, “Optical Anisotropy and Pinning of the Linear Polarization of Light in Semiconductor Microcavities,” *Solid State Communications* **139**, 15 (2006).
- [143] J. Kasprzak, R. André, L. S. Dang, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, K. V. Kavokin, and G. Malpuech, “Build up and pinning of linear polarization in the Bose condensates of exciton polaritons,” *Physical Review B* **75**, 045326 (2007).
- [144] D. N. Krizhanovskii, D. Sanvitto, I. A. Shelykh, M. M. Glazov, G. Malpuech, D. Solnyshkov, A. V. Kavokin, S. Ceccarelli, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, “Rotation of the plane of polarization of light in a semiconductor microcavity,” *Physical Review B* **73**, 073303 (2006).

- [145] H. Ohadi, A. Dreismann, Y. G. Rubo, F. Pinsker, Y. del Valle-Inclan Redondo, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg, “Spontaneous Spin Bifurcations and Ferromagnetic Phase Transitions in a Spinor Exciton-Polariton Condensate,” *Physical Review X* **5**, 031002 (2015).
- [146] H. Ohadi, E. Kammann, T. C. H. Liew, K. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, and P. G. Lagoudakis, “Spontaneous symmetry breaking in a polariton and photon laser,” *Physical Review Letters* **109**, 016404 (2012).
- [147] J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, S. Christopoulos, A. J. D. Grundy, R. Butté, G. Christmann, D. Solnyshkov, G. Malpuech, G. Baldassarri Höger von Högersthal, E. Feltin, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, “Spontaneous Polarization Buildup in a Room-Temperature Polariton Laser,” *Physical Review Letters* **101**, 136409 (2008).
- [148] I. A. Shelykh, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin, G. Malpuech, P. Bigenwald, H. Deng, G. Weihs, and Y. Yamamoto, “Semiconductor microcavity as a spin-dependent optoelectronic device,” *Physical Review B* **70**, 035320 (2004).
- [149] F. Manni, Y. Léger, Y. G. Rubo, R. André, and B. Deveaud-Plédran, “Hyperbolic spin vortices and textures in exciton–polariton condensates,” *Nature Communications* **4**, 1–7 (2013).
- [150] N. C. Gerhardt, M. Y. Li, H. Jähme, H. Höpfner, T. Ackemann, and M. R. Hofmann, “Ultrafast spin-induced polarization oscillations with tunable lifetime in vertical-cavity surface-emitting lasers,” *Applied Physics Letters* **99**, 151107 (2011).
- [151] M. Bamba, A. Imamoğlu, I. Carusotto, and C. Ciuti, “Origin of strong photon antibunching in weakly nonlinear photonic molecules,” *Physical Review A* **83**, 021802 (2011).
- [152] J. Chan, G. Hendry, A. Biberman, and K. Bergman, “Architectural exploration of chip-scale photonic interconnection network designs using physical-layer analysis,” *Journal of Lightwave Technology* **28**, 1305–1315 (2010).
- [153] M. K. Smit, “Photonic Integrated Circuits,” in *Integrated Photonics Research and Applications/Nanophotonics for Information Systems* (OSA, Washington, D.C., 2005) p. IWB1.
- [154] S. D. Smith, “Optical bistability, photonic logic, and optical computation.” *Applied optics* **25**, 1550 (1986).
- [155] J. Ahn, M. Fiorentino, R. G. Beausoleil, N. Binkert, A. Davis, D. Fattal, N. P. Jouppi, M. McLaren, C. M. Santori, R. S. Schreiber, S. M. Spillane, D. Vantrease, and Q. Xu, “Devices and architectures for photonic chip-scale integration,” *Applied Physics A* **95**, 989–997 (2009).
- [156] M. Soljačić and J. D. Joannopoulos, “Enhancement of nonlinear effects using photonic crystals.” *Nature Materials* **3**, 211–9 (2004).

- [157] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, Y. Suzuki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi, R. Takahashi, and M. Notomi, “Ultralow-power all-optical RAM based on nanocavities,” *Nature Photonics* **6**, 248–252 (2012).
- [158] E. Kuramochi, K. Nozaki, A. Shinya, K. Takeda, T. Sato, S. Matsuo, H. Taniyama, H. Sumikura, and M. Notomi, “Large-scale integration of wavelength-addressable all-optical memories on a photonic crystal chip,” *Nature Photonics* **8**, 474–481 (2014).
- [159] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, “All-optical control of light on a silicon chip.” *Nature* **431**, 1081–1084 (2004).
- [160] Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, “Micrometre-scale silicon electro-optic modulator,” *Nature* **435**, 325–327 (2005).
- [161] L. Liu, R. Kumar, K. Huybrechts, T. Spuesens, G. Roelkens, E.-J. Geluk, T. de Vries, P. Regreny, D. Van Thourhout, R. Baets, and G. Morthier, “An ultra-small, low-power, all-optical flip-flop memory on a silicon chip,” *Nature Photonics* **4**, 182–187 (2010).
- [162] N. Sherwood-Droz, H. Wang, L. Chen, B. G. Lee, A. Biberman, K. Bergman, and M. Lipson, “Optical 4x4 hitless silicon router for optical networks-on-chip (NoC),” *Optics Express* **16**, 15915 (2008).
- [163] R. Ji, L. Yang, L. Zhang, Y. Tian, J. Ding, H. Chen, Y. Lu, P. Zhou, and W. Zhu, “Five-port optical router for photonic networks-on-chip,” *Optics Express* **19**, 20258 (2011).
- [164] T. Byrnes, N. Y. Kim, and Y. Yamamoto, “Exciton–polariton condensates,” *Nature Physics* **10**, 803–813 (2014).
- [165] T. Gao, P. S. Eldridge, T. C. H. Liew, S. Tsintzos, G. Stavriniadis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos, and P. G. Savvidis, “Polariton condensate transistor switch,” *Physical Review B* **85**, 235102 (2012).
- [166] C. Antón, T. C. H. Liew, J. Cuadra, M. D. Martín, P. S. Eldridge, Z. Hatzopoulos, G. Stavriniadis, P. G. Savvidis, and L. Viña, “Quantum reflections and shunting of polariton condensate wave trains : Implementation of a logic AND gate,” *Physical Review B* **88**, 245307 (2013).
- [167] R. de L. Kronig and W. G. Penney, “Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices,” *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **130**, 499–513 (1931).
- [168] A. Hayat, C. Lange, L. A. Rozema, A. Darabi, H. M. van Driel, A. M. Steinberg, B. Nelsen, D. W. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, “Dynamic Stark Effect in Strongly Coupled Microcavity Exciton Polaritons,” *Physical Review Letters* **109**, 033605 (2012).

- [169] A. Baas, J. P. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, “Optical bistability in semiconductor microcavities,” *Physical Review A* **69**, 023809 (2004).
- [170] T. Boulier, M. Bamba, A. Amo, C. Adrados, A. Lemaître, E. Galopin, I. Sagnes, J. Bloch, C. Ciuti, E. Giacobino, and A. Bramati, “Polariton-generated intensity squeezing in semiconductor micropillars.” *Nature communications* **5**, 3260 (2014).
- [171] R. Cerna, Y. Léger, T. K. Paraïso, M. Wouters, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud-Plédran, “Ultrafast tristable spin memory of a coherent polariton gas.” *Nature communications* **4**, 2008 (2013).
- [172] D. Ballarini, M. De Giorgi, E. Cancellieri, R. Houdré, E. Giacobino, R. Cingolani, A. Bramati, G. Gigli, and D. Sanvitto, “All-optical polariton transistor,” *Nature Communications* **4**, 1778 (2013).
- [173] C. Antón, T. C. H. Liew, G. Tosi, M. D. Martín, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. S. Eldridge, P. G. Savvidis, and L. Viña, “Dynamics of a polariton condensate transistor switch,” *Applied Physics Letters* **101**, 261116 (2012).
- [174] G. Dasbach, M. Schwab, M. Bayer, D. N. Krizhanovskii, and A. Forchel, “Tailoring the polariton dispersion by optical confinement : Access to a manifold of elastic polariton pair scattering channels,” *Physical Review B* **66**, 201201 (2002).
- [175] H. M. Gibbs, *Optical Bistability : Controlling Light with Light* (Academic Press, Inc., Orlando, FL, USA, 1985).
- [176] D. Gerace and I. Carusotto, “Analog Hawking radiation from an acoustic black hole in a flowing polariton superfluid,” *Physical Review B* **86**, 144505 (2012).
- [177] A. Verger, C. Ciuti, and I. Carusotto, “Polariton quantum blockade in a photonic dot,” *Physical Review B* **73**, 193306 (2006).
- [178] B. Maes, P. Bienstman, and R. Baets, “Switching in coupled nonlinear photonic-crystal resonators,” *Journal of the Optical Society of America B* **22**, 1778 (2005).
- [179] Y. Liu, F. Zhou, and Q.-H. Mao, “Analytical theory for the nonlinear optical response of a Kerr-type standing-wave cavity side-coupling to a MIM waveguide,” *Optics Express* **21**, 23687 (2013).
- [180] H. Wei, Z. Wang, X. Tian, M. Käll, and H. Xu, “Cascaded logic gates in nanophotonic plasmon networks,” *Nature Communications* **2**, 387 (2011).
- [181] D. Pan, H. Wei, and H. Xu, “Optical interferometric logic gates based on metal slot waveguide network realizing whole fundamental logic operations,” *Optics Express* **21**, 9556 (2013).
- [182] C. Husko, T. D. Vo, B. Corcoran, J. Li, T. F. Krauss, and B. J. Eggleton, “Ultracompact all-optical XOR logic gate in a slow-light silicon photonic crystal waveguide,” *Optics Express* **19**, 20681 (2011).

- [183] K. S. Daskalakis, P. S. Eldridge, G. Christmann, E. Trichas, R. Murray, E. Iliopoulos, E. Monroy, N. T. Pelekanos, J. J. Baumberg, and P. G. Savvidis, “All-dielectric GaN microcavity : Strong coupling and lasing at room temperature,” *Applied Physics Letters* **102**, 2013–2016 (2013).
- [184] K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, “Atomically Thin MoS₂ : A New Direct-Gap Semiconductor,” *Physical Review Letters* **105**, 136805 (2010).
- [185] X. Liu, T. Galfsky, Z. Sun, F. Xia, and E.-C. Lin, “Strong light-matter coupling in two-dimensional atomic crystals,” *Nature Photonics* **9**, 30–34 (2014).
- [186] T. Cheiwchanchamnangij and W. R. L. Lambrecht, “Quasiparticle band structure calculation of monolayer, bilayer, and bulk MoS₂,” *Physical Review B* **85**, 205302 (2012).
- [187] S. Kéna-Cohen and S. R. Forrest, “Room-temperature polariton lasing in an organic single-crystal microcavity,” *Nature Photonics* **4**, 371–375 (2010).
- [188] 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* **13**, 247–252 (2014).
- [189] T. Espinosa-Ortega and T. C. H. Liew, “Complete architecture of integrated photonic circuits based on and not logic gates of exciton polaritons in semiconductor microcavities,” *Physical Review B* **87**, 195305 (2013).
- [190] T. C. H. Liew and V. Savona, “Single photons from coupled quantum modes,” *Physical Review Letters* **104**, 183601 (2010).
- [191] W. Casteels, F. Storme, A. Le Boité, and C. Ciuti, “Power laws in the dynamic hysteresis of quantum nonlinear photonic resonators,” *Physical Review A* **93**, 033824 (2016).

Résumé :

Ce travail de thèse porte sur l'étude expérimentale des polaritons de microcavité dans des microstructures de semiconducteurs III-V. Il présente un volet fondamental sur les propriétés de cohérence et de polarisation des lasers à polaritons, et un volet plus applicatif dédié à la démonstration de principe de nouveaux dispositifs tout optique à polaritons.

Dans la première partie, nous utilisons une caméra streak en mode « single shot » pour mesurer des corrélations de photons du second ordre avec une résolution à la picoseconde. Cette technique nous permet de mesurer la statistique d'émission de lasers à polaritons. Nous analysons ainsi la dynamique à l'échelle picoseconde de l'établissement de la cohérence spontanée et de la polarisation du mode, à l'allumage du laser. Nous mettons en évidence une initialisation stochastique de la polarisation, suivie d'une précession autour d'un champ magnétique effectif présent dans la cavité. Le rôle de la dimensionnalité de la cavité est discuté, et un modèle théorique permet une meilleure compréhension de ces mesures.

La deuxième partie est dédiée à la réalisation de dispositifs à polaritons, dont le contrôle est tout optique. Ces dispositifs sont essentiellement constitués d'un résonateur 0D couplés à des guides 1D d'entrée et de sortie. Nous démontrons le fonctionnement d'un « router » à polaritons, et observons une bistabilité optique du résonateur 0D pilotée à distance. Ce dernier effet est l'ingrédient de base d'une mémoire optique, et nous montrons des résultats préliminaires concernant l'implémentation de portes logiques tout optiques AND, OR et XOR.

Mots clés : [polariton, microstructure, cohérence du second ordre, non-linéarité, dispositif]

Optical manipulation of polariton condensates in semiconductor microstructures

Abstract :

This PhD thesis is dedicated to the experimental study of microcavity polaritons in III-V semiconductor microstructures. It consists in a fundamental part focusing on the coherence and polarization properties of polariton lasers, and in a more applied second part which concerns the proof of principle of new all-optical polariton devices.

In the first part, we use a streak camera in the single shot regime to measure second order photon correlations with a picosecond resolution. This technique allows measuring the emission statistics of polariton lasers and analyzing at the picosecond scale the dynamics of the establishment of the spontaneous coherence and polarization of the mode during the laser initialization. We show a stochastic initialization of the polarization followed by a precession around an effective magnetic field inside the cavity. The influence of the system dimension is discussed and a theoretical model allows us to better understand these measurements.

The second part is dedicated to the realization of polariton devices with an all-optical control. These devices are constituted of a 0D resonator coupled to 1D input and output waveguides. We demonstrate the operation of a polariton router and a remotely controlled optical bistability. This last effect is the core ingredient of an optical memory and we show preliminary results on the implementation of all-optical AND, OR and XOR logic gates.

Keywords : [polariton, microstructure, second order coherence, non linearity, device]