



HAL
open science

Polaritons en microcavité semi-conductrice : dynamique de fluide quantique, effets de spin et mesures de bruit en régime d'oscillation paramétrique

Claire Adrados

► To cite this version:

Claire Adrados. Polaritons en microcavité semi-conductrice : dynamique de fluide quantique, effets de spin et mesures de bruit en régime d'oscillation paramétrique. Physique Quantique [quant-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT: . tel-00789192

HAL Id: tel-00789192

<https://theses.hal.science/tel-00789192>

Submitted on 16 Feb 2013

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

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

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de
Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie
en Sciences Physiques



**Polaritons en microcavité semi-conductrice :
dynamique de fluide quantique, effets de spin et
mesures de bruit en régime d'oscillation
paramétrique**

Claire ADRADOS



Soutenance le 14 juin 2011

Membres du jury :

Jacqueline BLOCH, rapporteur
Sara DUCCI, rapporteur
Romuald HOUDRÉ, examinateur
Alexey KAVOKIN, examinateur
Guillaume MALPUECH, examinateur
Jérôme TIGNON, président du jury
Alberto BRAMATI, directeur de thèse



Présentation et synthèse des thématiques traitées

Les microcavités semi-conductrices en régime de couplage fort lumière-matière donnent naissance à des quasi-particules mixtes photon-exciton que l'on appelle les polaritons. En effet à cause de la levée de dégénérescence apparaissant dans ce régime, le système est décrit dans sa base propre en termes de polaritons hauts et polaritons bas. La majorité des études concernant les polaritons de cavité se focalise sur les polaritons bas, qui relaxent moins vite que les polaritons hauts et présentent des caractéristiques étonnantes, comme par exemple une dispersion avec un point d'inflexion. L'exploitation de cette particularité est notamment à l'origine des premières observations d'amplification paramétrique optique par l'équipe de Jérémy Baumberg de Southampton en 2000. Egalement, un des résultats marquants qui a ouvert la voie vers l'exploitation des phénomènes de cohérence macroscopique dans les polaritons, est l'observation de la condensation de Bose-Einstein dans l'équipe de Le Si Dang et Benoît Deveaud en 2005.

Les propriétés émergent du caractère à la fois photonique (excitation et détection optiques sélectives, propagation rapide, masse effective faible) et excitonique (fortes interactions entraînant d'importantes non-linéarités) des polaritons, alliées à leur comportement bosonique, nous ont permis de mettre en évidence le régime de superfluidité, en testant la propagation du gaz de polaritons bas vis à vis des défauts naturellement présents dans notre microcavité. Ces observations sont interprétées sur la base du critère de Landau pour la superfluidité, à savoir qu'un superfluide ne diffuse pas sur les obstacles. Les résultats sont convaincants d'autant plus qu'ils sont parfaitement reproduits par les simulations théoriques de Simon Pigeon du MPQ et ils correspondent aux prédictions théoriques de Cristiano Ciuti du MPQ ainsi que Jacopo Carusotto de l'Université de Trento. Nous avons également imaginé un moyen de créer des défauts optiquement, afin de s'affranchir de ce que nous impose la microcavité dont nous disposons. En effet, il nous a paru intéressant de pouvoir contrôler les caractéristiques des obstacles sur lesquels le fluide polaritonique est testé, car divers régimes pouvaient être atteints selon la taille et profondeur des défauts rencontrés par le fluide. Ainsi dans certaines conditions, nous avons observé des comportements turbulents, liés à l'émergence de vortex au sein du superfluide. Ce façonnage de l'environnement polaritonique via la création de défauts induits optiquement est rendu possible grâce au phénomène de renormalisation de la courbe de dispersion des polaritons bas, lui-même dû à la forte constante d'interaction entre excitons. Cette découverte ouvre la voie vers la réalisation de circuits permettant de guider l'information ainsi que vers la génération de systèmes de confinement (barrières, plots) aisément contrôlables.

Le spin des polaritons et la sensibilité des interactions polariton-polariton vis-à-vis de ce dernier permet d'envisager la création de dispositifs optiques facilement manipulables codés en intensité et en polarisation, par exemple des portes logiques basées sur l'état de spin

pouvant être introduites dans des architectures d'opto-électronique, mais aussi des canaux de propagation de l'information formant des réseaux type *neurones*. La réponse ultra-rapide (de l'ordre de la picoseconde) du système ainsi que la grande intégrabilité des microcavités semi-conductrices (quelques microns suffisent) en font des dispositifs compétitifs au vu de l'état de l'art dans ce domaine. Nous avons démontré expérimentalement la possibilité d'implémenter un interrupteur tout-optique dont le principe est basé sur la dépendance en spin des interactions polariton-polariton. Nous avons également su créer des zones confinées de haute densité de spin purement circulaire, dont la taille, modulable optiquement, peut atteindre le dixième du spot d'excitation polarisé elliptiquement. Ces zones constituent des éléments de stockage de l'information puisque le système présente de l'hysteresis. L'étude de cette bistabilité combinée de l'intensité et du spin nous a amené à reconsidérer la valeur et surtout le signe d'une grandeur fondamentale de la physique des polaritons, à savoir la constante d'interactions entre polaritons de spin opposés. Il est généralement admis par les théoriciens et expérimentateurs de ce sujet que l'interaction entre polaritons de même spin est répulsive et bien plus forte que celle entre polaritons de spin opposés. Les processus d'interaction entre polaritons de spin opposés sont, eux, généralement prévus attractifs, ce qui implique que la constante les décrivant est de signe négatif. Nous trouvons cependant, dans nos conditions d'excitation, une constante de signe positif. Ces résultats ont été corroborés par un certain nombre d'équipes telles celle de Benoît Deveaud-Plédran à l'EPFL et celle de Dimitri Krizhanovskii à l'Université de Sheffield, mais reste un problème ouvert.

Enfin, les interactions entre polaritons sont décrites comme l'annihilation de deux polaritons combinée simultanément à la création de deux autres, ce qui correspond à un processus de mélange à quatre ondes de polaritons avec la génération paramétrique d'un état polaritonique *signal* et d'un état polaritonique *complémentaire*. Ces deux états créés simultanément devraient présenter de fortes corrélations et aboutir dans des conditions optimales à des corrélations quantiques. On parle alors de *faisceaux jumeaux*. Ces corrélations, dont l'étude s'effectue via les mesures de bruit des faisceaux lumineux émergent de la cavité, ont été mises en évidence pour la première fois dans notre équipe et sont actuellement étudiées dans d'autres laboratoire tels que le LPA. J'ai continué ce travail et notamment j'ai approfondi l'analyse modale des faisceaux générés par différentes microcavités semi-conductrices simple et triple, ce qui a permis de nous apercevoir des limites du système en tant qu'émetteur de lumière non-classique. Les nombreuses pertes ainsi que le caractère multimode des spots issus des microcavités planaires que nous utilisons affectent leurs propriétés de bruit masquant les effets quantiques. Nous avons alors poursuivi l'étude dans des systèmes de plus grand confinement, des micropiliers, afin de réduire le bruit excitonique. Les premiers résultats sont prometteurs puisqu'ils montrent une amélioration du niveau de bruit par rapport aux microcavités planaires, sans pour l'instant atteindre des valeurs en-dessous de la limite quantique standard.

Mots-clés

polariton ; semi-conducteur ; puits quantique ; opto-électronique ; exciton ; laser ; couplage fort ; spin ; superfluidité ; bruit quantique ; optique quantique ; corrélations ; interactions ; non-linéarités ; oscillation paramétrique ; bistabilité ;

Keywords

polariton ; semiconductor ; quantum well ; optoelectronic ; exciton ; laser ; strong coupling ; spin ; superfluidity ; quantum noise ; quantum optics ; correlations ; interactions ; nonlinearities ; parametric oscillation ; bistability ;

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire Kastler Brossel, et je tiens avant tout à remercier son directeur Paul Indelicato et l'équipe de direction dont Monique Granon pour m'y avoir (très bien !) accueillie.

J'ai travaillé durant ces trois années dans l'équipe d'Alberto Bramati qui a été mon maître de thèse, et dont j'aimerais saluer la gentillesse et le dynamisme. Ces qualités ont permis de faciliter mon intégration dans l'équipe et je m'y suis ainsi très vite sentie bien. Sa connaissance du sujet et son talent de pédagogue m'ont permis de progresser rapidement, et c'est ainsi qu'il m'a accordé sa confiance pour présenter les travaux de l'équipe lors de sessions "poster" et de conférences. Je l'en remercie et lui souhaite une très bonne continuation.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude envers Elisabeth Giacobino qui a participé aux réunions de groupe et ainsi apporté ses précieux conseils quant à l'interprétation des données, la suite des expériences à réaliser, la tournure des articles.

Je dois également beaucoup de ma connaissance de la manip' et du sujet à Jérôme Lefrère, à l'époque doctorant, et à Alberto Amo, à l'époque post-doctorant, qui ont su me guider à mes débuts et m'ont rendu autonome petit à petit. Travailler à leurs côtés fut un grand plaisir et d'une grande richesse. Je les remercie pour leur patience et l'amitié qu'ils m'ont témoignée.

Ces trois années ne résoneraient très certainement pas de la même façon dans ma tête si mes excellents collègues doctorants et post-doctorants n'avaient pas été là ! Je pense à vous, membres de l'équipe : Jérôme, Alberto, Romain, Vera, Daria, Etienne, Godefroy, Ferruccio. Et à vous autres du laboratoire : Alexandros, Michael, Jérémy, Lucile, Sidney, Oxana, Chiara, Olivier, Pu, Renné, Taoufik, Jean-François, Rym, Roman, Gabriel, Benoît, Pierre, Shifeng, Thomas, Jean, Alexandre, Kevin... Merci pour les agréables pauses café et les conviviales soirées au Mayflower ou sur les bords de Seine !

J'ai également eu la chance d'échanger et de travailler avec des chercheurs d'autres laboratoires avec lesquels notre équipe collabore. Merci à Esther Wertz, Timothée Lecomte, Tim Liew, Lydie Ferrier, Lola Martin, Daniele Sanvitto, Simon Pigeon, Jérôme Tignon, Jacqueline Bloch, Alexey Kavokin, Cristiano Ciuti, Iacopo Carusotto et Luis Viña.

Je tiens à mentionner tout particulièrement Jérôme Tignon, Jacqueline Bloch, Sara Ducci, Romuald Houdré, Alexey Kavokin, et Guillaume Malpuech, qui ont accepté de constituer mon jury lors de ma soutenance.

Je remercie aussi tous les membres du LKB et notamment Nicolas Treps pour sa disponibilité et ses nombreux éclaircissements de l'optique quantique, Claude Fabre pour ses conseils concernant l'après-thèse, Julien Laurat pour son aide lors de la répétition de ma soutenance ainsi que pour les fêtes organisées à son domicile, Monique Granon pour son

implication dans la vie du laboratoire, Florence Thibout, Brigitte Delamour, Saïda Guelatti-Khelifa, François Simon, Jean-Philippe Karr, Serge Begon, Pierre Cladé, Brahim Lamine, Antoine Heidmann, 'EOL', Stéphane Boucard, Jakob Reichel... pour toutes les discussions et leurs sourires !

Je salue Laurent Hilico, Aude Plaszczyński, Pierre-Emmanuel Leroy et Tâp Ha Duong : merci pour votre aide et votre soutien dans cette période de préparation et d'organisation de ma première "rentrée des classes", à Evry !

J'adresse un grand merci au secrétariat, à l'atelier mécanique, à l'atelier d'électronique et au service informatique du Laboratoire, à Annick, ainsi qu'au service des basses températures de l'Université.

Je voudrais aussi, puisque j'en ai l'occasion, nommer ces quelques sympathiques rencontres faites lors des diverses conférences : Fabrice et Elena, Anaïs, Yuri, Mino, Estelle.

Enfin et surtout, j'embrasse mes proches et mes amis de toujours : Jérôme, mes parents, ma Lauriane, Vincent et leurs adorables petits bouts de chou, Marcos, Caroline, Laurence, Julia, Guillaume, Céline, Amélie... A vous tous : un chaleureux merci !

"But it only works for spherical chickens in a vacuum..."

The Big Bang Theory

Table des matières

Introduction	i
1 Couplage lumière-matière en microcavité semiconductrice	1
1.A Excitons dans un Semi-Conducteur massif 3D	3
1.B Hétérostructure semi-conductrice : confinement bidimensionnel des excitons dans un puits quantique	8
1.C Cavité optique	11
1.D Puits quantique en cavité résonante : les polaritons de cavité	14
1.E Interactions entre polaritons	25
1.F Spin des polaritons	30
2 Dispositif expérimental et performances du matériel	39
2.A Microcavité semiconductrice	41
2.B Système de refroidissement cryogénique	48
2.C Source de lumière	48
2.D Système d'imagerie	53
2.E Photodiodes pour les mesures de bruit quantique	55
2.F Matériel d'optique ultra-rapide (résolution temporelle picoseconde)	56
3 Dynamique de fluide quantique polaritonique	59
3.A Théorie de la superfluidité	62
3.B Expérience d'un fluide au passage d'un obstacle	76
3.C Façonnage de l'environnement polaritonique	94
4 Effets de spin	111
4.A Interrupteur optique de spin	113
4.B Anneaux de spin	144
4.C Commentaires sur α_2	166
5 Mesures de bruit en régime d'oscillation paramétrique	171
5.A Notions d'optique quantique et définitions	172
5.B Etude du bruit en intensité en régime superfluide ou effet Kerr	192

5.C Régime d'oscillation paramétrique	195
5.D Micropiliers	229
Conclusion Générale	239

Introduction

*Ce travail de thèse porte sur le comportement et la manipulation des polaritons, particules mi-matière, mi-lumière créés au sein des microcavités semi-conductrices dans le régime de couplage fort. Ces systèmes particuliers que nous introduirons dans les **chapitres 1 et 2** d'un point de vue théorique et expérimental respectivement, présentent une grande richesse quant à l'étude de divers domaines de la physique. Seront abordés dans ce manuscrit la dynamique des fluides quantiques et les phénomènes de cohérence macroscopique dans le **chapitre 3**, les effets non-linéaires dépendants du spin, prometteurs en ce qui concerne les techniques de codage et de transmission de l'information, dans le **chapitre 4**, et enfin les propriétés de corrélation en bruit des états générés par mélange à quatre ondes en régime d'oscillation paramétrique dans le **chapitre 5**.*

Les semi-conducteurs sont actuellement présents tout autour de nous : les transistors, à la base des microprocesseurs, les diodes électroluminescentes en tant que voyants lumineux ou même pour l'éclairage, les diodes laser comme sources de lumière en télécommunication par fibre optique, dans les lecteurs et graveurs de disques, en tant que lecteurs de code-barres ou télémètres et appareils de télédétection (LIDAR), etc.

L'intégrabilité de tels systèmes est un point crucial lorsqu'il s'agit de réaliser des architectures complexes incorporées au sein de dispositifs devant être peu encombrants. Ces matériaux possèdent les caractéristiques d'un isolant mais peuvent se comporter comme un conducteur s'ils sont excités, soit par injection électrique, soit par excitation optique. L'excitation optique présente l'avantage de permettre des réponses rapides du système et de le contrôler facilement.

Les grandes avancées concernant les techniques de croissance cristalline ont permis de créer des hétérostructures modifiant radicalement le couplage lumière-matière comme nous le verrons, ce qui a ouvert la voie vers la fabrication de diodes laser continues fonctionnant à température ambiante en 1971, qui a valu le prix Nobel de Physique 2000 à Alferov et Kroemer.

Les microcavités planaires sont des hétérostructures particulières réalisant le confinement optique par une cavité type Fabry-Pérot et le confinement des charges grâce à un ou

plusieurs puits quantiques au sein de la cavité. En couplage faible lumière-matière, de telles structures ont abouti à une nouvelle génération de lasers, les "lasers à émission de surface à cavité verticale" (VCSEL) fonctionnant à température cryogénique en 1979 [soda79] et à température ambiante en 1989 [koyama89]. Puis en 1992, Weisbuch [weisbuch92] observe pour la première fois dans une microcavité planaire le régime de couplage fort, dans lequel le système est décrit en termes de polaritons, quasi-particules mixtes matière et lumière. La composante photonique des polaritons leur permet de se propager vite et d'être excité (détecté) optiquement de manière sélective. Leur composante excitonique est responsable de fortes non-linéarités à bas seuil, intéressants dans les régimes d'interaction paramétrique permettant de générer de la lumière à bas bruit ainsi que des couples de faisceaux lumineux quantiquement corrélés. De plus, ces quasi-particules se comportent comme des bosons de masse faible leur permettant d'atteindre des régimes de cohérence macroscopique à des températures élevées (dans GaAs/InGaAs : $\sim 5K$). Une riche variété d'effets tels la superfluidité, la formation de vortex quantifiés ainsi que de solitons a été observée dans ce nouveau type de fluide quantique depuis la première démonstration de la condensation d'un gaz de polaritons [kasprzak06]. Enfin en exploitant les interactions non-linéaires dépendantes du spin des polaritons, il est possible de créer des interrupteurs optiques facilement manipulables codés en intensité et en polarisation, ce qui ouvre la voie à l'élaboration de dispositifs de calculs, de transmission et de guidage de l'information.

Chapitre 1

Couplage lumière-matière en microcavité semiconductrice

Sommaire

1.A	Excitons dans un Semi-Conducteur massif 3D	3
1.A.1	Vers la théorie des bandes	3
1.A.2	Métaux, isolants et semi-conducteurs	3
1.A.3	Excitation optique des semi-conducteurs à gap direct	5
1.B	Hétérostructure semi-conductrice : confinement bidimensionnel des excitons dans un puits quantique	8
1.B.1	Grandeur conservée lors de l'interaction lumière-matière au sein d'un puits quantique	8
1.B.2	Etats excitoniques dans un puits quantique	9
1.B.3	Couplage faible entre excitons bidimensionnels et photons libres	10
1.C	Cavité optique	11
1.C.1	Miroirs de Bragg	11
1.C.2	Photons de cavité	12
1.D	Puits quantique en cavité résonante : les polaritons de cavité	14
1.D.1	Relation un pour un des excitons bidimensionnels et des photons de cavité	14
1.D.2	Emission spontanée dans une cavité	16
1.D.3	Critère empirique de couplage fort	16
1.D.4	Polaritons de cavité : excitons habillés par la lumière	17
1.D.5	Prise en compte des relaxations intrinsèques et définition rigoureuse du régime de couplage fort	21

1.D.6	Quels sont les facteurs expérimentaux de perte du couplage fort ?	23
1.D.7	Contrôle tout optique	24
1.E	Interactions entre polaritons	25
1.E.1	Vers les fortes densités : la non-linéarité	25
1.E.2	Hamiltonien effectif pour la branche basse des polaritons	26
1.E.3	Renormalisation des énergies	27
1.E.4	Bistabilité	29
1.F	Spin des polaritons	30
1.F.1	Contrôle optique du spin des polaritons	33
1.F.2	Relaxation du spin des polaritons	33
1.F.3	Interactions polaritons-polaritons dépendantes du spin	35

Dans ce premier chapitre, il s'agit de décrire les microcavités semi-conductrices et surtout les polaritons de cavité, quasi-particules que nous allons manipuler tout au long de cette thèse. Nous reprendrons les notions essentielles concernant la physique des semi-conducteurs excités optiquement, nous verrons comment est modifiée l'interaction lumière-matière dans les hétérostructures particulières dont nous disposons, puis nous étudierons en détail les différentes propriétés des polaritons de cavité.

1.A Excitons dans un Semi-Conducteur massif 3D

1.A.1 Vers la théorie des bandes

Le modèle de Bohr en mécanique quantique nous enseigne qu'un électron au sein d'un atome seul ne peut prendre que certaines valeurs discrètes d'énergie correspondant à des orbites distinctes autour du noyau. Au sein d'une chaîne de N atomes régulièrement espacés d'une distance d comparable au rayon de Bohr des atomes considérés, on ne peut plus décrire le système comme une juxtaposition de N atomes seuls découplés avec N électrons dégénérés. En effet la proximité entre atomes consécutifs entraîne un couplage entre eux, si bien qu'il y a levée de dégénérescence de chaque niveau électronique en N niveaux d'énergie, et les électrons sont délocalisés sur l'ensemble de la chaîne d'atomes. La densité d'atomes dans un solide (environ 10^{22} atomes par cm^3) et donc le nombre de niveaux d'énergie N au sein de chaque intervalle sont tellement élevés que ces-derniers forment un continuum d'énergie comme le montre la figure 1.1. On dit qu'ils forment une bande permise d'énergie.

1.A.2 Métaux, isolants et semi-conducteurs

Deux bandes permises distinctes sont séparées par une bande interdite appelée *gap*. Connaître la répartition des électrons au sein de ces bandes à température nulle permet d'avoir accès à leurs propriétés électroniques et c'est ce que prévoit la théorie des bandes. Ainsi, comme le montre la figure 1.2, deux bandes permises particulières, la bande de valence et la bande de conduction séparées par un *gap* permettent d'identifier le caractère isolant ou conducteur d'un matériau selon si la densité d'états électroniques est nulle ou pas au sein de la bande de conduction à une température de 0K. C'est l'énergie de Fermi, qui correspond au potentiel chimique du solide à température nulle, qui fixe le niveau maximal d'occupation des électrons à cette température. Dans un métal, comme montré sur la figure 1.2a, le potentiel chimique se trouve au sein de la bande de conduction, c'est ce qui confère au métal son caractère conducteur. Dans un isolant, la situation est différente puisque le potentiel chimique est situé à l'intérieur du *gap*, il est donc inférieur au bas de la bande de conduction : à température nulle, tous les états de la bande de valence sont donc occupés tandis que ceux de la bande de conduction sont vides, comme montré sur la figure 1.2b.

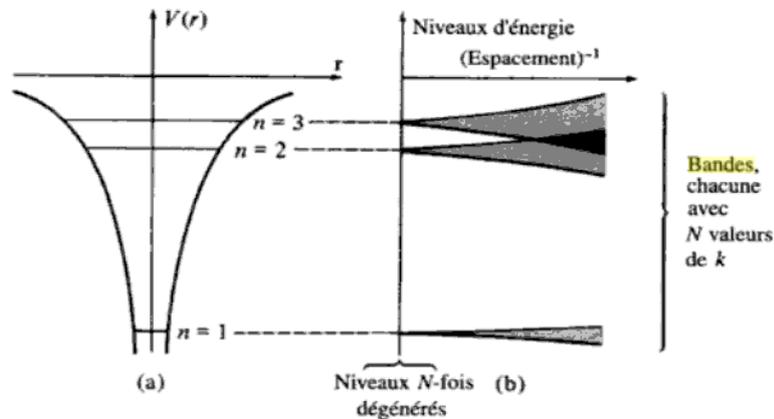


FIGURE 1.1 – Image tirée de [ashcroft76], Chapitre 10 : Méthodes des liaisons fortes. a) Représentation schématique des niveaux électroniques dans un potentiel atomique. b) Niveaux d'énergie pour une chaîne de N atomes, tracés en fonction de l'inverse de la distance interatomique d . Quand les atomes sont loins, les niveaux sont N fois dégénérés, lorsqu'ils sont proches les niveaux forment des bandes d'énergie permise.

E_g étant de l'ordre de quelques eV pour un isolant, la densité d'états dans la bande de conduction reste très faible même à température ambiante. Un semi-conducteur n'est rien d'autre qu'un isolant dont le gap est suffisamment faible (de l'ordre de l'eV) pour que la densité d'états dans la bande de conduction devienne appréciablement plus grande à température ambiante.

Un semi-conducteur à gap direct est tel que les extrema des bandes de valence et de conduction sont donnés pour la même impulsion. Cette propriété augmente la probabilité de recombinaison radiative des porteurs puisque les conditions de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de l'énergie sont faciles à atteindre. C'est donc un tel semi-conducteur qui a été utilisé dans mes travaux de recherche.

Les fonctions d'ondes de ces N états électroniques délocalisés au sein d'une structure cristalline ont été étudiées par Bloch [ashcroft76]. En tenant compte de l'invariance par translation et de la périodicité d'une telle structure, leur théorie prévoit que les modes propres du système sont le produit d'ondes planes et de fonctions de même périodicité que le potentiel cristallin. Ces états sont donc repérés par un indice k ayant la signification de vecteur d'onde. Ces états d'indice k ont une énergie $E_v(k)$ et $E_c(k)$ respectivement pour la bande de valence et celle de conduction, et se comportent comme des particules libres affectées de masses effectives dépendant du recouvrement entre sites voisins. On note m_c^*

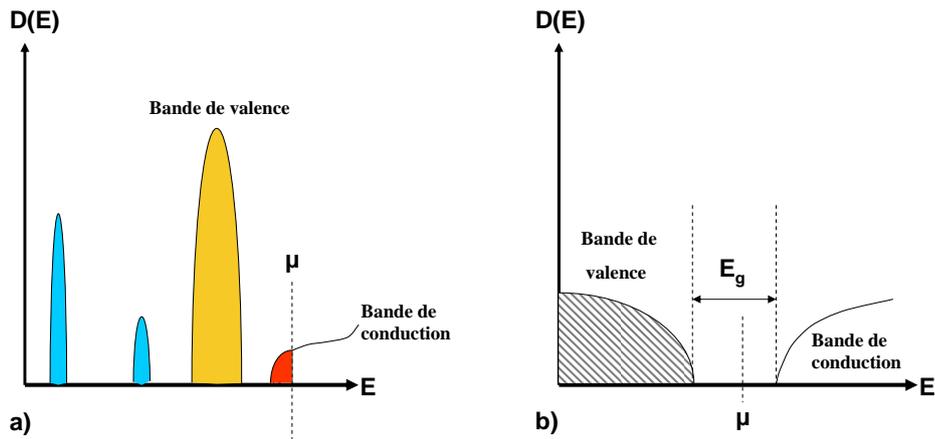


FIGURE 1.2 – a) Densité d'états d'un métal à température nulle. Le potentiel chimique est plus haut en énergie que le bas de la bande de conduction ce qui confère au métal son caractère conducteur. b) Densité d'états d'un isolant à température nulle. Le potentiel chimique se trouve dans la bande interdite, appelée gap, d'où sa grande résistivité.

la masse effective associée aux électrons de la bande de conduction et m_v^* celle associée aux électrons de la bande de valence. Ces masses effectives sont inversement proportionnelles à la valeur absolue des courbures des bandes en $\mathbf{k} = 0$. En choisissant de noter les masses effectives toutes les deux positives, les relations de dispersion s'écrivent :

$$E_c(\mathbf{k}) = E_g + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_c^*} \quad (1.1)$$

$$E_v(\mathbf{k}) = -\frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_v^*} \quad (1.2)$$

avec leur représentation dans un diagramme énergie-impulsion comme sur la figure 1.3. E_g est l'énergie du gap et l'on a posé par convention l'énergie de l'extremum de la bande de valence à zéro.

1.A.3 Excitation optique des semi-conducteurs à gap direct

Paires électron-trou

Comme il l'a été dit antérieurement, les semi-conducteurs que nous allons considérer par la suite sont à gap direct, grâce à leur faculté à être excité optiquement par absorption par un électron de la bande de valence d'un photon d'énergie $\hbar\omega > E_g$. Dans l'espace des impulsions, que l'on a utilisé pour la théorie des bandes, la place vacante laissée par cet électron dans la bande de valence est appelée *trou*. Cette quasi-particule possède une charge effective $+e$ et on lui affecte la masse effective m_v^* . De plus, par conservation de l'énergie

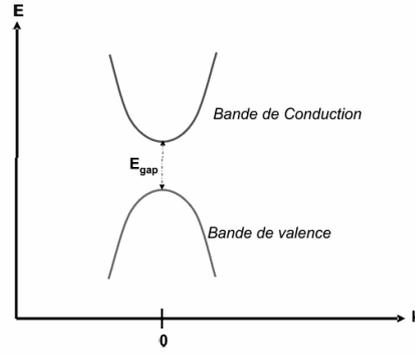


FIGURE 1.3 – Diagramme énergie-impulsion d'un semi-conducteur à gap direct, du type GaAs.

et de l'impulsion durant le processus d'absorption, ce trou a une énergie et une impulsion opposées à celle de l'électron de valence qui est passé dans la bande de conduction. On parle alors de création d'une paire libre électron-trou.

Si maintenant le photon incident sur le semi-conducteur possède une énergie $\hbar\omega < E_g$, on observe des résonances discrètes à l'intérieur du gap, qui correspondent à des paires électron-trou dont l'énergie est abaissée par rapport à la paire libre à cause de l'interaction coulombienne entre l'électron ainsi excité et le trou qu'il crée dans la bande de valence. Ces transitions correspondent à des paires liées électron-trou nommées *excitons* que l'on décrit dans un schéma à deux particules en interaction Coulombienne, analogue à un atome Hydrogénoïde.

Hamiltonien d'un exciton

Ecrivons alors le hamiltonien d'un exciton. Il doit comporter la somme des hamiltoniens de l'électron de conduction et du trou de la bande de valence ainsi qu'un terme traduisant l'interaction coulombienne entre l'électron et le trou - terme qui diminue l'énergie de la paire car l'énergie d'un exciton est plus petite que celle d'une paire libre :

$$H_{exc} = -\frac{\hbar^2}{2m_c^*} \nabla_c^2 - \frac{\hbar^2}{2m_v^*} \nabla_v^2 + E_g - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_v|} \quad (1.3)$$

où \mathbf{r}_c et \mathbf{r}_v sont les coordonnées spatiales respectivement de l'électron de conduction et du trou, et ∇_i^2 est l'opérateur Laplacien par rapport à \mathbf{r}_i ($i = v, c$). En se plaçant dans le référentiel du centre de masse du système, c'est-à-dire en introduisant la coordonnée relative $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c - \mathbf{r}_v$ et la coordonnée du centre de masse du système $\mathbf{R} = \frac{m_c^* \mathbf{r}_c - m_v^* \mathbf{r}_v}{m_c^* + m_v^*}$, on peut séparer le mouvement relatif du mouvement du centre de masse du système. En passant à la représentation en ondes planes repérées par le vecteur d'onde \mathbf{k} , on peut réécrire H_{exc} comme la somme de deux termes qui commutent :

$$H_{exc} = H_{\mathbf{k}} + H_{rel} \quad (1.4)$$

où

$$H_{\mathbf{k}} = E_g + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2M} \quad (1.5)$$

avec $M = m_c^* + m_v^*$ et $\mathbf{k} = \mathbf{k}_c + \mathbf{k}_v$

$$H_{rel} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 - \frac{e^2}{\epsilon r} \quad (1.6)$$

et où $\mu = m_c^* m_v^* / (m_c^* + m_v^*)$ est la masse réduite du système et ϵ est la constante diélectrique du milieu.

Fonctions d'onde des excitons de Mott-Wannier

Les états propres de H_{exc} sont alors les produits

- des états propres de $H_{\mathbf{k}}$, c'est-à-dire des ondes planes $e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}}$ d'énergie propre

$$E_{cm} = E_g + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2M}, \quad (1.7)$$

- et des états propres de H_{rel} , c'est-à-dire les fonctions d'onde de l'atome d'Hydrogène avec un moment cinétique orbital nul, correspondant aux nombres quantiques $(n, 0, 0)$, et d'énergie propre ([cohen-tannoudji97]) :

$$E_{liaison, n} = -\frac{Ry^*}{n^2} \quad (1.8)$$

où Ry^* est une constante de Rydberg effective d'expression [ashcroft76]

$$Ry^* = \frac{\mu}{m_0} \frac{\epsilon_0^2}{\epsilon^2} Ry \quad (1.9)$$

Les semi-conducteurs ont une grande constante diélectrique : $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ est de l'ordre de 10. De plus, la masse réduite est d'environ un ordre de grandeur plus faible que m_0 la masse d'un électron libre dans le vide (pour GaAs : $\frac{m_c^*}{m_0} = \frac{m_v^*}{m_0} = 0.066$). Ainsi, l'énergie de liaison est de plusieurs ordres de grandeur plus faible que celle de l'Hydrogène : les excitons sont donc des états faiblement liés. Dans les semi-conducteurs du type GaAs cette énergie de liaison est typiquement de quelques meV. L'énergie thermique à température ambiante étant de $k_B T = 25 meV$, les résonances excitoniques ne sont observables dans un semi-conducteur type GaAs qu'aux températures cryogéniques. Pour ces mêmes raisons le rayon de Bohr de l'exciton a_{exc}^* est plus grand que celui de l'atome d'Hydrogène, il est environ égal à 50 Å. L'exciton s'étend donc sur plusieurs mailles cristallines (une maille cristalline a une taille égale à 5 Å dans ce type de solide). On rappelle que par analogie avec l'atome d'Hydrogène,

$$a_{exc}^* = \frac{e^2}{2Ry^*} \quad (1.10)$$

Ainsi, à cause de la constante diélectrique élevée des semi-conducteurs, les excitons sont des paires électron-trou en interaction coulombienne faible et ces quasi-particules se retrouvent délocalisées sur l'ensemble de la structure. On dit que ce sont des *excitons de Mott-Wannier*, par opposition aux *excitons de Frenkel*, beaucoup plus petits à cause d'une constante diélectrique du matériau plus faible [ashcroft76].

1.B Hétérostructure semi-conductrice : confinement bidimensionnel des excitons dans un puits quantique

1.B.1 Grandeur conservée lors de l'interaction lumière-matière au sein d'un puits quantique

Dans un semi-conducteur massif, à cause de l'invariance par translation dans les trois dimensions de l'espace, l'interaction lumière-matière, à savoir dans notre cas l'interaction photon-exciton, se fait avec conservation de l'impulsion totale du système. Ainsi, un exciton ayant un vecteur d'onde \mathbf{K} n'est couplé qu'à un seul mode du champ électromagnétique. Ce couplage du système exciton-photon entraîne une levée de dégénérescence des énergies des excitons et des photons, et les niveaux énergétiques qui en résultent correspondent à des états habillés du champ par les excitons, appelés *polaritons*. Ces polaritons sont donc les états stationnaires du semi-conducteur massif excité optiquement. La durée de vie de ces états n'est donc limitée que par leur couplage avec les divers réservoirs de leur environnement (réservoirs phononique et excitoniques, réservoir photonique, défauts de la structure cristalline, etc.).

Les hétérostructures semi-conductrices se sont développées à partir des années 70 grâce à la mise au point des méthodes de croissance cristalline comme l'épitaxie par jet moléculaire. Elles permettent de confiner le mouvement des électrons à deux, une, voire zéro dimensions. Dans un puits quantique par exemple, tel que présenté figure 1.4a, une couche de semi-conducteur, dans notre échantillon InGaAs, est insérée entre des couches d'un autre semi-conducteur ayant un gap plus grand, dans notre échantillon GaAs, résultant en une structure de bandes telle que représentée figure 1.4b. L'invariance par translation est brisée dans la direction perpendiculaire au plan des couches, qui est aussi l'axe de croissance, noté Oz. Les excitons sont donc confinés suivant cet axe, tandis que leur mouvement reste libre dans le plan des couches. Ce confinement modifie de manière fondamentale le couplage de l'exciton avec la lumière. En effet, seule la composante \mathbf{K}_{\parallel} de l'impulsion est conservée au cours du processus d'interaction exciton-photon. Par conséquent, un exciton d'impulsion $(\mathbf{K}_{\parallel}^{exc}, K_z^{exc})$ se recombine radiativement en émettant un photon d'impulsion transverse

vérifiant :

$$K_{\parallel}^{ph} = K_{\parallel}^{exc} \quad (1.11)$$

sa composante K_z^{ph} demeurant libre. L'exciton se retrouve donc couplé à un continuum de modes du champ électromagnétique, et son temps de vie est alors donné par la règle d'or de Fermi.

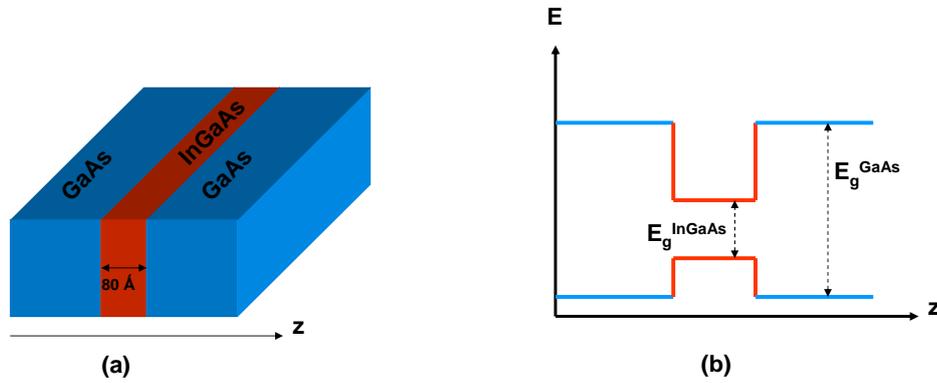


FIGURE 1.4 – (a) Structure tridimensionnelle d'un puits quantique dont l'axe de croissance est la direction z. (b) Structure de bandes d'énergie en fonction de l'axe de croissance dans un puits quantique.

Nous verrons dans la partie 1.D comment il est possible de se ramener à un couplage de l'exciton avec un seul mode du champ afin de construire des états excitoniques 2D habillés par la lumière que l'on appellera des *polaritons de cavité*.

1.B.2 Etats excitoniques dans un puits quantique

Intéressons-nous plus précisément au confinement des excitons dans le puits. Il est bien évident que seule la composante K_{\parallel} peut servir à décrire les niveaux énergétiques dans le puits puisque l'on a brisé l'invariance par translation suivant z. Le puits quantique de notre cavité a été conçu pour que le niveau fondamental, appelé niveau exciton bidimensionnel $1s$ par analogie à l'atome d'Hydrogène, soit très séparé des autres niveaux énergétiques. On peut comprendre que ce niveau est formé par la liaison forte entre le niveau de l'électron de conduction de plus basse énergie $E_g + \epsilon_c$ et le niveau du trou de valence de plus basse énergie ϵ_v . L'énergie de ce niveau résultant est donnée par un modèle 2D (et non plus 3D) de l'atome Hydrogénoïde qui aboutit à la valeur :

$$E_{1s}^{2D} = -4Ry^* \quad (1.12)$$

Le rayon de Bohr a_{exc}^{*2D} dans notre échantillon à base de GaAs est égal à 5 nm (c'est-à-dire environ 100 fois le rayon de Bohr de l'atome d'Hydrogène), ce qui est grand devant

la taille des cellules du réseau cristallin (5Å). Il s'agit donc d'excitons de Mott-Wannier bidimensionnels.

Par analogie à l'exciton tridimensionnel, voir équation (1.4), l'énergie totale de l'exciton bidimensionnel dans l'état 1s est donnée par la relation de dispersion suivante :

$$E_{exc}(\mathbf{K}_{\parallel}) = E_{exc}^{2D} + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}_{\parallel}^2}{2M} \quad (1.13)$$

où $E_{exc}^{2D} = E_g + \epsilon_c + \epsilon_v + E_{1s}^{2D}$. La quantité $E_g + \epsilon_c + \epsilon_v$ représente en fait l'énergie du gap dans le puits quantique sans interaction coulombienne entre électron et trou.

Dans l'interaction exciton-photon au sein d'un puits quantique, il y a conservation de la composante de l'impulsion dans le plan des couches ainsi que conservation de l'énergie. Cette dernière condition impose :

$$E_{exc}^{2D} + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}_{\parallel}^2}{2M} = \hbar \frac{c \mathbf{K}^{ph}}{n_c} \quad (1.14)$$

où $\hbar \frac{c \mathbf{K}^{ph}}{n_c}$ est l'énergie d'un photon d'impulsion \mathbf{K}_{ph} se propageant dans le milieu d'indice n qui compose le puits.

En combinant les deux équations de conservation de l'impulsion transverse et de l'énergie, il résulte que la composante transverse K_{\parallel}^{exc} du vecteur d'onde de l'exciton vérifie :

$$\| \mathbf{K}_{\parallel}^{exc} \| \leq \frac{n_c E_{exc}^{2D}}{\hbar c} \quad (1.15)$$

Les modes excitoniques 2D ne vérifiant pas cette relation sont donc non radiatifs.

1.B.3 Couplage faible entre excitons bidimensionnels et photons libres

Pour résumer l'exciton 2D est couplé à la lumière seulement si la composante parallèle aux couches de son impulsion vérifie l'inégalité (1.15), et dans ce cas il se couple à un continuum de modes électromagnétiques (puisque toutes les impulsions selon z du photon sont permises) et son processus de recombinaison obéit alors à la règle d'Or de Fermi. Il est donc impossible dans un puits quantique au sein d'un matériau massif de générer un couplage fort excitons-photons à cause de la différence de dimension entre l'espace des excitons (dimension 1) et celui des photons (dimension infinie).

Le but étant de retrouver le cas du couplage un pour un dans notre hétérostructure, il nous faut donc réduire la dimension de l'espace des états accessibles des photons. La partie suivante introduit la notion de cavité optique et explique comment la mise en cavité du puits quantique change fondamentalement les interactions lumière-matière.

1.C Cavité optique

1.C.1 Miroirs de Bragg

Les miroirs de Bragg sont des empilements de plusieurs couches de deux matériaux diélectriques d'indices de réfraction différents. Cette structure se comporte comme un miroir de haute réflectivité sur une bande spectrale appelée *stop-band* centrée en λ_0/n_c , où λ_0 est la longueur d'onde du photon dans le vide pour laquelle la réflectivité du miroir est maximale, et n_c est l'indice du milieu dans la cavité, chez nous : GaAs (c'est-à-dire 3,54). La figure 1.5 représente la réflectivité en intensité R d'un miroir de Bragg en fonction de la longueur d'onde du rayonnement. On remarque que R est proche de 1 sur une large zone, la *stop-band*. Au-delà de cette zone, R présente de grandes et rapides oscillations.

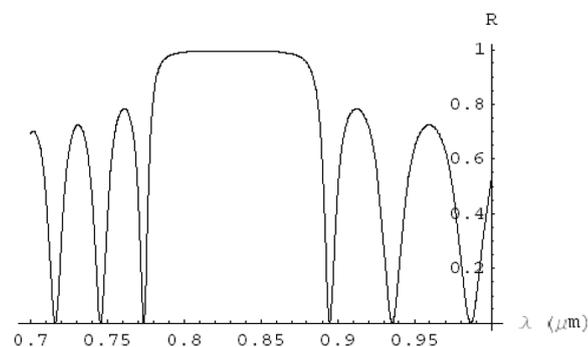


FIGURE 1.5 – Réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde d'un miroir de Bragg composé de 20 paires de $Ga_{0.9}Al_{0.1}As/AlAs$, [leyder07-theses]

Ainsi, deux miroirs de Bragg parallèles distants de L constituent une cavité Fabry-Pérot dont la réflectivité en fonction de la longueur du rayonnement est présentée figure 1.6.

On remarque figure 1.6 la présence d'un creux étroit au centre de la *stop-band* qui correspond à la résonance à la longueur d'onde λ_0/n_c lorsque la microcavité est excitée en incidence normale. A la résonance en effet, la transmission de la microcavité est maximale, la réflexion est nulle. En dehors de la *stop-band*, de manière similaire à un miroir de Bragg unique, R présente de grandes et rapides oscillations.

Enfin, il est important de préciser que les modes propres d'une telle microcavité plane sont les ondes se propageant perpendiculairement au plan de la cavité, afin que les surfaces équiphases de ces ondes s'identifient aux miroirs plans d'entrée et de sortie de la cavité. Il est aussi possible d'exciter cette microcavité plane avec une source de lumière en incidence autre que normale. En étudiant, figure 1.7, la réflectivité de la microcavité en fonction du vecteur d'onde transverse $\mathbf{K}_{\parallel}^{ph}$ des photons incidents, c'est-à-dire de l'angle d'incidence de la lumière

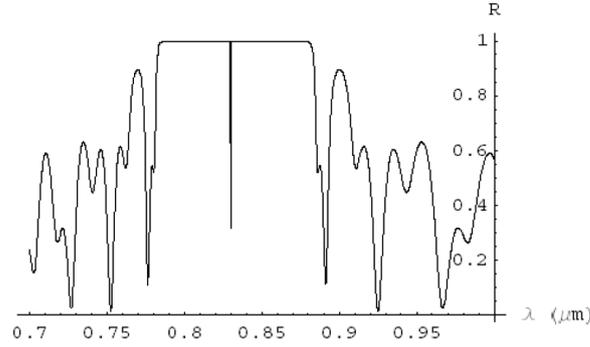


FIGURE 1.6 – Réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde d'une microcavité vide, [leyder07-these].

(à la longueur d'onde λ_0) sur la cavité, on remarque une zone de réflectivité maximale, une zone avec de nombreuses oscillations, et en 0 une chute brutale de la réflectivité. Ce dernier point s'explique de la même manière que pour la figure 1.6, par la résonance de la cavité pour cette longueur d'onde en incidence normale. Les nombreuses oscillations présentes aux angles d'incidence grands montrent que le champ confiné à l'intérieur de ces modes s'échappe facilement à l'extérieur de la cavité, c'est pour cela qu'on les appelle les *modes de fuite*. Dans notre échantillon, l'angle du premier mode de fuite est 18° [messin00], ce qui est légèrement supérieur à l'angle de réflexion totale au passage du substrat de la cavité (GaAs) vers l'air ($\theta_{\text{reflexion totale}} = \text{Arcsin}(\frac{1}{n_c}) \simeq 16.6^\circ$). Ainsi les modes de fuite peuvent s'échapper seulement du côté du substrat. Ceux-ci forment un canal de pertes très important et sont la principale limitation de l'efficacité des microcavités en tant qu'émetteur de lumière (tel que les diodes électroluminescentes). De plus, la présence de ces modes de fuite limite le couplage fort, puisqu'un exciton d'énergie à $K_{\parallel}^{\text{exc}}$ donné extérieure à la stop-band se couple au continuum des modes de fuite, ce qui fait perdre le couplage fort.

1.C.2 Photons de cavité

Calculons la relation de dispersion dans la cavité. Cette-dernière impose une condition de quantification sur la composante selon l'axe z (axe de croissance de la cavité) du vecteur d'onde du photon :

$$K_{z,\text{cav}}^{\text{ph}} = 2\pi n_c / \lambda_0 \quad (1.16)$$

Dans la cavité, le photon se propage avec une énergie donnée par :

$$E_{\text{cav}}(K_{\parallel}^{\text{ph}}) = \hbar c K_{\text{cav}}^{\text{ph}} \quad (1.17)$$

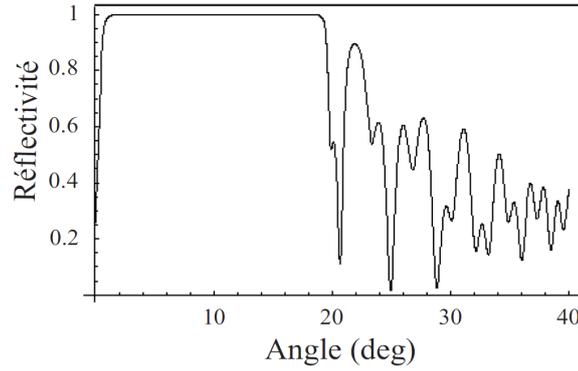


FIGURE 1.7 – Réflectivité en intensité en fonction de l'angle de propagation à l'intérieur d'une microcavité vide, [leyder07-these].

où $K_{cav}^{ph} = \|K_{cav}^{ph}\|$ est tel que

$$K_{cav}^{ph} = \sqrt{(K_{z,cav}^{ph})^2 + (K_{\parallel}^{ph})^2} \quad (1.18)$$

En introduisant l'expression de $K_{z,cav}^{ph}$ donnée par la condition de quantification dans la cavité, à savoir l'équation (1.16), la relation de dispersion dans la cavité s'écrit donc :

$$E_{cav}(K_{\parallel}^{ph}) = \hbar c \sqrt{\left(\frac{2\pi n_c}{\lambda_0}\right)^2 + (K_{\parallel}^{ph})^2} \quad (1.19)$$

Et pour des petites valeurs de K_{\parallel}^{ph} , la relation devient :

$$E_{cav}(K_{\parallel}^{ph}) = \frac{\hbar c n_c}{\lambda_0} + \frac{\hbar c \lambda_0 (K_{\parallel}^{ph})^2}{4\pi n_c} \quad (1.20)$$

Cette relation de dispersion établie pour les petits K_{\parallel}^{ph} permet de définir une masse effective (directement liée à la courbure de la dispersion autour de 0) m_{ph}^* du photon confiné dans la cavité :

$$\frac{1}{m_{ph}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E_{cav}(K_{\parallel}^{ph})}{dK_{\parallel}^2}(0) \quad (1.21)$$

On trouve alors

$$m_{ph}^* = \frac{n_c \hbar}{\lambda_0 c} \quad (1.22)$$

Ainsi un photon confiné dans une cavité optique acquiert une masse effective non nulle. Cette masse effective est 10^4 fois plus faible que celle de l'exciton, c'est pourquoi par la suite on négligera la dispersion de l'exciton 2D devant celle du photon confiné. Le graphique présenté figure 1.8 rassemble les deux courbes de dispersion, celle du photon et celle de l'exciton, afin de bien se rendre compte de la validité de cette dernière approximation.

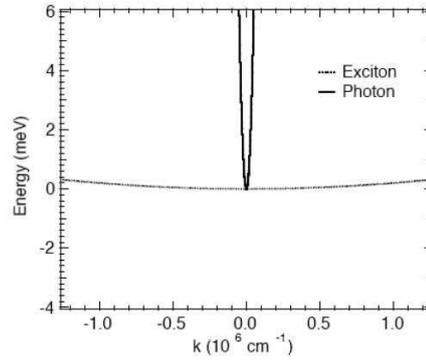


FIGURE 1.8 – Courbes de dispersion des photons de cavité et des excitons 2D. On voit que le désaccord cavité-exciton $\frac{E_{cav}(k) - E_{exc}(k)}{\hbar}$ noté δ_k est nul ici pour $k=0$.

1.D Puits quantique en cavité résonante : les polaritons de cavité

1.D.1 Relation un pour un des excitons bidimensionnels et des photons de cavité

Les deux éléments d'une microcavité semi-conductrice ont été présentés dans les parties précédentes. Le puits quantique joue le rôle de cavité pour les excitons en les confinant suivant l'axe de croissance du puits (axe z), ce qui brise la symétrie suivant cet axe. Les miroirs de Bragg, quant à eux, forment une cavité optique d'axe z : la structure du réservoir de modes du champ électromagnétique n'est par conséquent plus la même que pour l'espace libre puisque seule une valeur de l'impulsion selon z , définie par la longueur de la cavité, est accessible. La mise en cavité résonante du puits quantique modifie ainsi de manière radicale les interactions lumière-matière entre les photons et les excitons car le rapport un pour un entre les dimensions de l'espace des modes excitoniques et de celui des modes électromagnétiques est rétabli : un couplage fort peut s'instaurer dans une telle configuration. La première observation de ce couplage fort lumière-matière au sein d'une microcavité semi-conductrice contenant un puits quantique date de 1992, par le groupe de C. Weisbuch, [weisbuch92].

Ci-après, figure 1.9, un extrait d'ouvrage ([levy00]) résumant les diverses étapes (discutées dans cette partie 1) depuis le semiconducteur massif jusqu'à l'hétérostructure en cavité résonante.

En réalité, les modes excitonique et photonique en question ne sont pas parfaitement discrets : ils sont élargis à cause du couplage à leur environnement. Nous reviendrons sur ce point crucial dans les parties 1.D.5 et 2.A.2. Cependant, aux largeurs de raies près, ce couplage un pour un permet d'exciter de manière sélective un exciton avec un vecteur d'onde

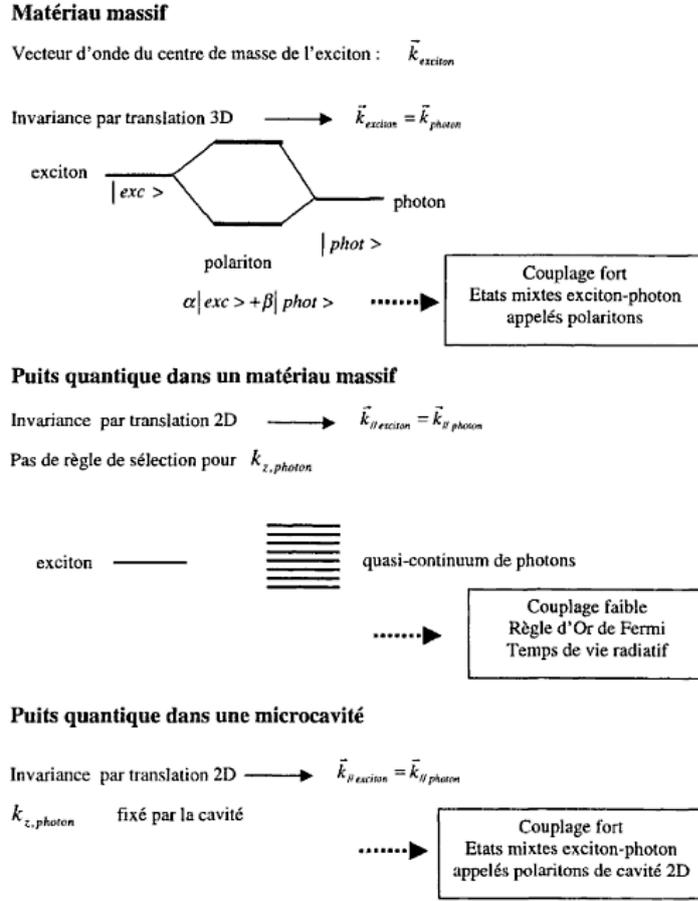


FIGURE 1.9 – Schéma des trois situations possibles de couplage exciton-photon, extrait de [levy00].

transverse donné $K_{\parallel}^{exc} = (K_x^{exc}, K_y^{exc})$. Il suffit pour cela de choisir l'angle d'incidence $(\theta_x^{ph}, \theta_y^{ph})$ du photon sur la cavité, à l'extérieur de celle-ci, tel que

$$\frac{\sin \theta_x^{ph}}{n_c} = \sin \theta_x^{ph} = \frac{E}{hc} K_x^{exc} \quad (1.23)$$

$$\frac{\sin \theta_y^{ph}}{n_c} = \sin \theta_y^{ph} = \frac{E}{hc} K_y^{exc} \quad (1.24)$$

où E est l'énergie d'excitation. Réciproquement, la détection d'un photon $(\theta_x^{ph}, \theta_y^{ph})$ émis par la microcavité témoigne de la recombinaison au sein de la cavité d'un exciton de vecteur d'onde transverse $K_{\parallel}^{exc} = (K_x^{exc}, K_y^{exc})$ vérifiant (1.23) et (1.24). Cette remarque est fondamentale pour la suite car elle prouve le contrôle tout optique du système.

En conclusion, une microcavité semi-conductrice est un système de taille micrométrique qui permet de coupler de manière sélective un unique mode du champ électromagnétique à un unique mode excitonique. Sous certaines conditions, et comme il l'a été suggéré

précédemment, le couplage exciton-photon peut devenir un couplage dit *fort*, et de nouveaux modes propres du système apparaissent alors, appelés *polaritons de cavité*.

1.D.2 Emission spontanée dans une cavité

En physique quantique, on interprète l'émission spontanée d'un photon par un atome excité ou un exciton comme un processus de dissipation d'énergie dû au couplage du système avec un réservoir constitué par les modes du champ électromagnétique, qui forment un bain continu d'oscillateurs harmoniques. La règle d'or de Fermi calcule le taux d'émission spontanée d'un photon, qui fait donc passer le système d'un état initial vers un état final. Cette règle qui s'énonce comme suit [cohen-tannoudji96] :

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|V|i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i) \rho(E_f) \quad (1.25)$$

où $\Gamma_{i \rightarrow f}$ est le taux de transition par unité de temps de l'état initial i vers l'état final f , $\langle f|V|i \rangle$ est l'élément de matrice V entre les états i et f (en prenant le module au carré de cet élément on obtient la probabilité de transition de l'état i vers l'état f), $\delta(E_f - E_i)$ est la condition de conservation de l'énergie au cours du processus, et enfin $\rho(E_f)$ est le nombre d'états finaux f d'énergie E_f .

Ce processus dépend donc fortement de la structure du réservoir puisque le taux d'émission spontanée est proportionnel au nombre d'états accessibles par unité d'énergie du champ électromagnétique, autrement dit la densité d'états finaux.

Nous avons déjà qualitativement expliqué comment la mise en cavité résonante du puits quantique modifie les interactions exciton-photon. Nous voyons ici que cette modification est due au fait que le réservoir de modes électromagnétiques, autrement dit $\rho(E_f)$, a une structure radicalement différente en cavité résonante et dans un matériau massif. En effet, dans le cas du puits quantique en cavité, la longueur de la cavité L est choisie égale ou multiple de la longueur d'onde du photon émis par recombinaison de l'exciton. Tous les autres modes longitudinaux sont complètement hors résonance. Ainsi, le réservoir de modes électromagnétiques se résume à un unique mode. Le taux d'émission spontanée dû au couplage exciton-photon se retrouve donc fortement changé par rapport au cas du solide massif (sans cavité). Enfin, l'élément de matrice de couplage est exprimé par la quantité Ω_R , que l'on appelle *pulsation de Rabi*.

1.D.3 Critère empirique de couplage fort

Comme il l'a déjà été suggéré, de nombreux effets limitent le temps de vie des excitons et des photons dans la microcavité, ce qui a pour conséquence d'élargir les raies excitoniques et photoniques. Ces facteurs peuvent être intrinsèques, ils conduisent alors à des élargissements homogènes que nous nommerons γ_C et γ_X . Dans γ_C sont regroupés les couplages du mode de cavité aux autres modes (vides) électromagnétiques de la cavité ou au continuum des

modes extra-cavité. Dans γ_X , sont regroupés les couplages des excitons entre eux et avec les phonons. Lorsque $\Omega_R \ll \gamma_C, \gamma_X$, l'émission spontanée est irréversible, car le photon émis lors de la recombinaison de l'exciton "se perd" dans la cavité : la force d'oscillateur liée à Ω_R est trop faible pour permettre de nouveau l'absorption de ce photon. C'est le régime de *couplage faible*. Dans le cas opposé, à savoir $\Omega_R \gg \gamma_C, \gamma_X$, le photon émis reste dans la cavité pendant un temps suffisamment long pour être réabsorbé : c'est le régime de *couplage fort*. Il y a donc échange cohérent d'énergie entre l'exciton du puits quantique et le mode photonique de cavité : le phénomène est réversible et peut théoriquement (si $\gamma_C, \gamma_X = 0$) durer indéfiniment. Ce sont les *oscillations de Rabi*.

D'autres formes de dissipation, dits extrinsèques et conduisant à des élargissements inhomogènes des raies, seront détaillées en 2.A.5. Ces processus englobent le désordre cristallin, les défauts des miroirs de Bragg et sur les puits quantiques survenus lors de la croissance cristalline, etc.

1.D.4 Polaritons de cavité : excitons habillés par la lumière

Caractère bosonique des excitons

Les propriétés optiques linéaires des microcavités en régime de couplage fort peuvent s'interpréter par un modèle simple dans lequel l'exciton 2D et le photon confiné (ou mode de cavité) sont représentés par des oscillateurs harmoniques quantifiés auxquels on attribue un opérateur de création a^\dagger et un opérateur d'annihilation a .

Or ce type de description (en oscillateurs harmoniques) est réservé aux systèmes bosoniques, à savoir qui vérifient la règle de commutation des bosons : $[a_m, a^\dagger_n] = \delta_{mn}$, où m et n réfèrent à des états quantiques du système. Il est donc indispensable de s'assurer que les excitons, particules composites de fermions, peuvent effectivement être considérés comme des bosons. On peut montrer qu'en leur associant l'opérateur de création b^\dagger_{1s} et d'annihilation b_{1s} ([[usui60](#)], [[rochat00](#)]), la relation de commutation pour l'état fondamental de l'exciton 2D, ie $1s$, s'écrit [[karr01](#)] :

$$[b_{1s}, b^\dagger_{1s}] = 1 - O(n(a_{exc}^{*2D})^2) \quad (1.26)$$

où a_{exc}^{*2D} est le rayon de Bohr de l'exciton dans le puits quantique (cf partie 1.B.2) et n est la densité excitonique par unité de surface. Ainsi, dans la limite des basses densités excitoniques ($n(a_{exc}^{*2D})^2 \ll 1$), c'est-à-dire dans un régime de relativement faible excitation lumineuse, l'exciton se comporte comme un boson. Sachant que le rayon de Bohr de l'exciton bidimensionnel est à peu près égal à 5 nm, cela donne une densité excitonique maximale de $4 \cdot 10^4$ excitons par μm^2 .

Hamiltonien linéaire dans la base découplée

Sous ces conditions de faible excitation lumineuse, on peut alors écrire le Hamiltonien du système couplé exciton-photon comme suit, sachant que pour alléger l'écriture on substituera les vecteurs d'onde transverses \mathbf{K}_{\parallel} par la notation \mathbf{k} (ainsi $a_{\mathbf{k}}$, $a_{\mathbf{k}}^{\dagger}$, $b_{\mathbf{k}}$ et $b_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ sont respectivement les opérateurs d'annihilation et de création d'un photon et d'un exciton de vecteur d'onde \mathbf{k} dans le plan des couches) :

$$H_{lin} = \sum_{\mathbf{k}} H_{\mathbf{k}} = \sum_{\mathbf{k}} E_{cav}(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} + E_{exc}(\mathbf{k}) b_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}} + \frac{\hbar \Omega_{Rabi}}{2} (a_{\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}}) \quad (1.27)$$

$E_{cav}(\mathbf{k})$ et $E_{exc}(\mathbf{k})$ sont les relations de dispersion du photon de cavité et de l'exciton bidimensionnel données par les équations (1.13) et (1.20). $\frac{\hbar \Omega_{Rabi}}{2}$ est l'énergie mise en jeu par le couplage exciton-photon.

Ce hamiltonien est linéaire dans le sens qu'il ne prend pas en compte les couplages entre oscillateur excitonique et oscillateur photonique de \mathbf{k} différents. Lorsque l'on pousse le développement en densité excitonique à l'ordre 2 (c'est-à-dire que l'on augmente l'excitation lumineuse), il apparaît des termes rendant compte du couplage entre modes différents, responsables des effets non-linéaires étudiés dans la partie 1.E.

Modes propres du système et hamiltonien linéaire dans la base couplée

Ce hamiltonien peut être diagonalisé comme suit dans une base $(p_{\mathbf{k}}, q_{\mathbf{k}}, p_{\mathbf{k}}^{\dagger}, q_{\mathbf{k}}^{\dagger})$:

$$H_{lin} = \sum_{\mathbf{k}} (E_{-}(\mathbf{k}) p_{\mathbf{k}}^{\dagger} p_{\mathbf{k}} + E_{+}(\mathbf{k}) q_{\mathbf{k}}^{\dagger} q_{\mathbf{k}}) \quad (1.28)$$

où les opérateurs $(p_{\mathbf{k}}, q_{\mathbf{k}}, p_{\mathbf{k}}^{\dagger}, q_{\mathbf{k}}^{\dagger})$ sont reliés aux opérateurs $(a_{\mathbf{k}}, b_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}}^{\dagger}, b_{\mathbf{k}}^{\dagger})$ par la transformation unitaire suivante faisant intervenir les coefficients $C_{\mathbf{k}}$ et $X_{\mathbf{k}}$ dits *coefficients de Hopfield*

$$\begin{pmatrix} p_{\mathbf{k}} \\ q_{\mathbf{k}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -C_{\mathbf{k}} & X_{\mathbf{k}} \\ X_{\mathbf{k}} & C_{\mathbf{k}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{\mathbf{k}} \\ b_{\mathbf{k}} \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

et sa transformation conjuguée. Les coefficients de Hopfield s'expriment en fonction du désaccord cavité-exciton $\frac{(E_{cav}(k) - E_{exc}(k))}{\hbar}$ noté $\delta_{\mathbf{k}}$ et de Ω_{Rabi} :

$$C_{\mathbf{k}}^2 = \frac{\Omega_{Rabi}^2}{2\sqrt{\delta_{\mathbf{k}}^2 + \Omega_{Rabi}^2} (\delta_{\mathbf{k}} + \sqrt{\delta_{\mathbf{k}}^2 + \Omega_{Rabi}^2})} \quad (1.30)$$

$$X_{\mathbf{k}}^2 = \frac{\delta_{\mathbf{k}} + \sqrt{\delta_{\mathbf{k}}^2 + \Omega_{Rabi}^2}}{2\sqrt{\delta_{\mathbf{k}}^2 + \Omega_{Rabi}^2}}$$

Ces coefficients sont tels que $C_{\mathbf{k}}^2$ et $X_{\mathbf{k}}^2$ représentent respectivement la fraction photonique (C comme Cavité) et excitonique (X comme eXciton) d'un mode polaritonique donné, leur

somme pour un \mathbf{k} donné étant toujours égale à 1 (relation d'unitarité). A désaccord cavité-exciton $\delta_{\mathbf{k}}$ nul, le polariton est dans une superposition à poids égaux de l'exciton et du photon : $C_{\mathbf{k}}^2 = X_{\mathbf{k}}^2 = \frac{1}{2}$.

Les énergies propres E_{UP} et E_{LP} associées respectivement aux modes $q_{\mathbf{k}}$ et $p_{\mathbf{k}}$ s'expriment ainsi :

$$E_{LP} = \frac{1}{2}(E_{cav}(\mathbf{k}) + E_{exc}(\mathbf{k}) - \hbar\sqrt{\delta_{\mathbf{k}}^2 + \Omega_{Rabi}^2}) \quad (1.31)$$

$$E_{UP} = \frac{1}{2}(E_{cav}(\mathbf{k}) + E_{exc}(\mathbf{k}) + \hbar\sqrt{\delta_{\mathbf{k}}^2 + \Omega_{Rabi}^2}) \quad (1.32)$$

Les notations UP et LP font référence à polaritons hauts, en anglais *Upper Polaritons*, et polaritons bas, *Lower Polaritons*.

Courbe d'anticroisement et relations de dispersion des polaritons de cavité

La figure 1.10 représente la variation des énergies des polaritons à vecteur d'onde transverse fixé, ici nul, en fonction du désaccord cavité-exciton $\delta_{\mathbf{k}}$. On observe un anticroisement, qui est la signature du régime de couplage fort. Cette courbe d'anticroisement est tracée pour le cas idéal où les largeurs de raie sont nulles, c'est-à-dire les durées de vie infinies. Remarquons qu'à désaccord cavité-exciton nul, $E_{UP}(0) - E_{LP}(0) = \hbar\Omega_{Rabi}$.

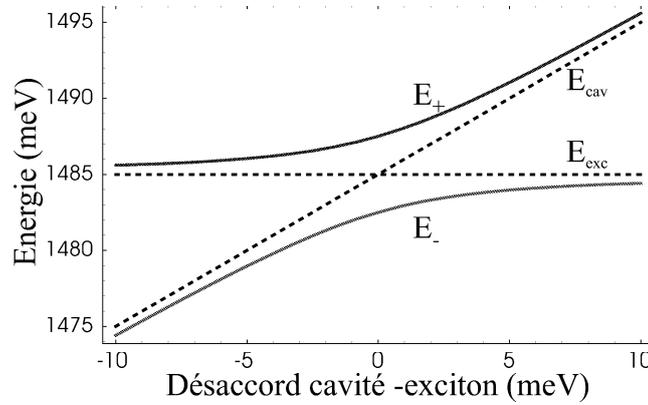


FIGURE 1.10 – Anticroisement des énergies des polaritons à $\mathbf{k} = 0$ en fonction du désaccord cavité-exciton $\delta_k = \frac{(E_{cav}(k) - E_{exc}(k))}{\hbar}$. Notations : $E_+ \equiv E_{UP}$ et $E_- \equiv E_{LP}$.

Inversement, à désaccord fixé, on obtient la relation de dispersion des polaritons, c'est-à-dire la dépendance de l'énergie des polaritons en fonction de leur vecteur d'onde transverse. Les branches de dispersion des polaritons sont représentées figure 1.11 à désaccord cavité-exciton nul. On peut comme prévu distinguer deux branches : la branche supérieure, $E_{UP}(\mathbf{k})$, est quasiment parabolique. Elle est séparée en $\mathbf{k} = 0$ de l'autre branche, la branche basse

$E_{LP}(\mathbf{k})$, de $\hbar\Omega_{Rabi}$, étant donné que $\delta_{\mathbf{k}} = 0$ pour $\mathbf{k} = 0$ comme le montre la courbe d'anticroisement (figure 1.10).

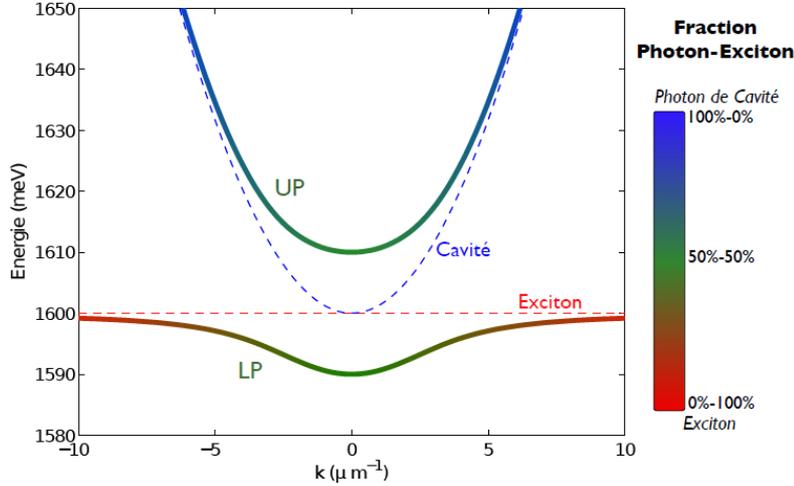


FIGURE 1.11 – Relation de dispersion des polaritons à désaccord cavité-exciton nul pour $\mathbf{k} = 0$ et avec $\hbar\Omega_{Rabi} = 10meV$. Le dégradé de couleurs rend compte de la proportion photonique $C_{\mathbf{k}}^2$ (bleu) et excitonique $X_{\mathbf{k}}^2$ (rouge) des polaritons bas et hauts. Le vert correspond à des polaritons mi-photon mi-exciton. En pointillés sont représentées les dispersions des photons de cavité (bleu) et des excitons 2D (rouge) non couplés. Image tirée de [pigeon11].

Dans ces figures 1.10 et 1.11, les largeurs de raies ont idéalement été prises nulles. En réalité elles ne le sont évidemment pas mais, nous le verrons dans la partie 2.A.2, elles restent faibles en comparaison à la valeur de la pulsation de Rabi Ω_{Rabi} . C'est la condition qui nous permet d'être en couplage fort. Ainsi les deux branches polaritoniques peuvent être traitées séparément lorsqu'elles sont excitées de manière résonante. Par la suite nous serons toujours en excitation résonante ou quasi-résonante avec la branche basse des polaritons. Nous pouvons donc négliger la contribution de la branche haute et réécrire l'équation (1.29), après inversion, comme ce système d'équations :

$$\begin{aligned} b_k &= X_k p_k \\ a_k &= -C_k p_k \end{aligned} \quad (1.33)$$

et le système conjugué.

Ce sont ces relations (1.33) que l'on utilisera par la suite pour passer de la base découplée à la base couplée.

On peut attribuer une masse effective aux polaritons bas à faible vecteur d'onde transverse ($k \simeq 0$) qui est de la forme (en négligeant la courbure de la dispersion des excitons) :

$$m_{LP}^* = \frac{m_{cav}^*}{C_0^2} \quad (1.34)$$

Pourquoi s'intéresser aux polaritons de la branche basse ?

Il est intéressant d'étudier la branche basse des polaritons pour plusieurs raisons :

- la dispersion des polaritons bas présente un point d'inflexion, ce qui permet de réaliser des expériences de mélange à quatre ondes efficaces, puisque l'accord de phase et la conservation de l'énergie y sont facilement atteints, cf figure 1.12 [savvidis00].
- lorsque le vecteur d'onde tend vers 0, la dispersion des polaritons bas s'écarte notablement de l'énergie de l'exciton, signature du couplage fort, ce qui montre que les excitons sont bien mélangés aux photons : la masse effective des polaritons bas (définie pour des vecteurs d'onde faibles) est alors très faible comparée à celle des excitons, ce qui, nous verrons, présente de nombreux avantages pour l'observation des effets quantiques.
- toujours au voisinage de 0, la branche est parabolique ce qui signifie que les polaritons se comportent comme des particules libres de masse effective (liée à la courbure de la parabole) faible (cf précédent tiret). Or la densité d'états d'une particule libre de masse m dans un système bidimensionnel est constante et égale à $\frac{m}{\hbar^2}$. Donc la densité d'états des polaritons à $k \approx 0$ est elle aussi faible, ce qui est à l'origine de la relaxation stimulée vers ces états lors de la condensation de Bose-Einstein des polaritons, [kasprzak06], et de l'effet laser des polaritons [imamoglu96, tassone99].

1.D.5 Prise en compte des relaxations intrinsèques et définition rigoureuse du régime de couplage fort

Couplage à l'environnement

Pour décrire les divers couplages à l'environnement auxquels sont soumis les excitons et les photons, il suffit d'ajouter au hamiltonien linéaire 'idéal' énoncé en (1.28) les différentes contributions à cette relaxation ([ciuti03], [karr01], [savona98]), à savoir les termes de couplage à l'environnement :

- un terme de couplage d'un mode de la cavité (le mode a_k) avec les autres modes électromagnétiques (modes A_k) via la force d'oscillateur $g_A(\Omega)$:

$$H_{aA}(k) = \int d\Omega [g_A(\Omega)(a_k A_{k,\Omega}^\dagger + h.c.)] \quad (1.35)$$

- un terme de couplage de l'exciton (le mode b_k) aux réservoirs excitonique et phononique

(modes B_k) via la force d'oscillateur $g_B(\Omega)$:

$$H_{bB}(k) = \int d\Omega [g_B(\Omega)(b_k B_{k,\Omega}^\dagger + h.c.)] \quad (1.36)$$

Et les termes décrivant l'environnement :

- le continuum des modes électromagnétiques :

$$H_A(k) = \int d\Omega [\hbar\Omega(A_{k,\Omega}^\dagger A_{k,\Omega} + \frac{1}{2})] \quad (1.37)$$

- les réservoirs excitonique et phononique :

$$H_B(k) = \int d\Omega [\hbar\Omega(B_{k,\Omega}^\dagger B_{k,\Omega} + \frac{1}{2})] \quad (1.38)$$

On écrit l'évolution de ces opérateurs $a_k(t)$, $b_k(t)$, $A_k(t)$ et $B_k(t)$ grâce à l'équation d'Heisenberg, à savoir pour un opérateur z_k décrivant un système dont le hamiltonien est $H(k)$:

$$i\hbar \frac{dz_k}{dt} = [z_k, H(k)] \quad (1.39)$$

Dans notre cas,

$$H(k) = H_{lin}(k) + H_A(k) + H_B(k) + H_{aA}(k) + H_{bB}(k) \quad (1.40)$$

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable pour $g_A(\Omega)$ et $g_B(\Omega)$ autour de la fréquence optique d'excitation Ω^0 (on écrira $g_i(\Omega^0) = g_i^0$ où $i=A,B$), on obtient après intégration à partir de l'instant initial $t_0 < t$ un système d'équations integro-différentielles couplées type équations de Langevin pour le mouvement brownien :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{da_{\mathbf{k}}}{dt} &= (E_{cav}(\mathbf{k}) - \frac{i}{\hbar}(g_A^0)^2)a_{\mathbf{k}} + \frac{\hbar\Omega_{Rabi}}{2}b_{\mathbf{k}} + F_{\mathbf{k}}^{(A)}(t) \\ i\hbar \frac{db_{\mathbf{k}}}{dt} &= (E_{exc}(\mathbf{k}) - \frac{i}{\hbar}(g_B^0)^2)b_{\mathbf{k}} + \frac{\hbar\Omega_{Rabi}}{2}a_{\mathbf{k}} + F_{\mathbf{k}}^{(B)}(t) \end{aligned} \quad (1.41)$$

où les termes sources des fluctuations, appelées aussi "forces de Langevin", ont pour expression :

$$F_{\mathbf{k}}^A(t) = \int d\Omega g_A(\Omega) A_{\mathbf{k},\Omega}(t_0) e^{-i\Omega(t-t_0)} \quad (1.42)$$

et

$$F_{\mathbf{k}}^B(t) = \int d\Omega g_B(\Omega) B_{\mathbf{k},\Omega}(t_0) e^{-i\Omega(t-t_0)} \quad (1.43)$$

Energies complexes

On peut alors réécrire les énergies E_{UP} et E_{LP} comme des nombres complexes dont la partie réelle donne l'énergie des polaritons et la partie imaginaire correspond à leur taux de relaxation. On utilise pour exprimer ces taux la notation introduite auparavant, à savoir γ_X et γ_C tels que $\gamma_C = \frac{(g_A^0)^2}{\hbar^2}$ et $\gamma_X = \frac{(g_B^0)^2}{\hbar^2}$:

$$E_{UP} = \frac{E_{cav}(k) + E_{exc}(k)}{2} - i\hbar \frac{\gamma_C(k) + \gamma_X(k)}{2} + \frac{\hbar}{2} \sqrt{[\delta_k - i(\gamma_C(k) - \gamma_X(k))]^2 + \Omega_{Rabi}^2} \quad (1.44)$$

$$E_{LP} = \frac{E_{cav}(k) + E_{exc}(k)}{2} - i\hbar \frac{\gamma_C(k) + \gamma_X(k)}{2} - \frac{\hbar}{2} \sqrt{[\delta_k - i(\gamma_C(k) - \gamma_X(k))]^2 + \Omega_{Rabi}^2} \quad (1.45)$$

Ainsi, à désaccord nul, on obtient :

$$E_{UP} = \frac{E_{cav}(k) + E_{exc}(k)}{2} - i\hbar \frac{\gamma_C(k) + \gamma_X(k)}{2} + \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_{Rabi}^2 - (\gamma_C(k) - \gamma_X(k))^2} \quad (1.46)$$

$$E_{LP} = \frac{E_{cav}(k) + E_{exc}(k)}{2} - i\hbar \frac{\gamma_C(k) + \gamma_X(k)}{2} - \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_{Rabi}^2 - (\gamma_C(k) - \gamma_X(k))^2} \quad (1.47)$$

Et donc le clivage entre E_{UP} et E_{LP} (ou l'anticroisement, signature du couplage fort) existe si et seulement si

$$\Omega_{Rabi} > |\gamma_C(k) - \gamma_X(k)| \quad (1.48)$$

C'est donc cette condition qui définit rigoureusement le couplage fort et qui permet de ne considérer en excitation résonante (ou quasi-résonante) que les polaritons bas.

Naturellement, la largeur de raie des polaritons bas est la moyenne pondérée (via les coefficients de Hopfield) de $\gamma_C(k)$ et $\gamma_X(k)$. On trouve en effet :

$$\gamma_{LP}(k) = X_k^2 \gamma_X(k) + C_k^2 \gamma_C(k) \quad (1.49)$$

1.D.6 Quels sont les facteurs expérimentaux de perte du couplage fort ?

Nous allons énoncer ici les principales raisons expérimentales d'une perte du couplage fort.

Une augmentation de la température T de l'échantillon (due à un mauvais transfert de chaleur entre le système de refroidissement et l'échantillon, ou à cause d'une trop grande excitation lumineuse) a pour conséquences

- d'affaiblir les résonances excitoniques (cf partie 1.A.3). Or sans excitons, il ne peut y avoir de couplage exciton-photon !
- d'augmenter la taille du réservoir phononique et donc le couplage entre excitons et phonons, ce qui a pour conséquence d'élargir les raies excitoniques, cf parties 1.D.5 et 2.A.2.

Une augmentation de la puissance d'excitation a pour conséquences :

- d'augmenter la température (retour au tiret précédent)
- d'augmenter la densité d'excitons et donc les interactions coulombiennes entre électrons et trous (c'est ce que l'on a appelé le couplage des excitons au réservoir excitonique), ce qui provoque un élargissement "collisionnel" des raies excitoniques, cf parties 1.D.5 et 2.A.2.

Une diminution du nombre de puits quantiques entraîne une diminution du dédoublement de Rabi, ce qui peut, comme un élargissement des raies, mettre à mal la condition de couplage fort. On peut en effet montrer que le dédoublement de Rabi, autrement dit la force d'oscillateur du couplage exciton-photon, est en $\sqrt{N_{QW}}$ avec N_{QW} le nombre de puits ([houdre95]).

Une diminution de la réflectivité des miroirs entraîne un élargissement des raies photoniques.

Les modes de fuite sont également responsables d'une potentielle perte du couplage fort [senellart03], puisqu'un exciton d'énergie extérieure à la stop-band se couple avec ces modes de fuite qui forment un continuum de modes électromagnétiques, et on a donc perte du couplage 1 pour 1 caractéristique du couplage fort.

1.D.7 Contrôle tout optique

Excitation d'un état polaritonique donné et détection de cet état

L'incidence sur une microcavité d'un faisceau de photons de longueur d'onde proche de λ_0 crée un exciton dont l'état est donné par son \mathbf{K}_{\parallel} et donc complètement déterminé par l'angle d'incidence de l'onde lumière sur la cavité. Si les conditions de l'expérience et les caractéristiques de la microcavité permettent un couplage fort lumière-matière, alors les nouveaux modes propres du système sont les polaritons de cavité dont l'état est lui aussi complètement déterminé par leur \mathbf{K}_{\parallel} . Il est donc possible d'exciter optiquement un unique état polaritonique en choisissant l'angle d'incidence de la lumière sur la microcavité.

De même, la relation univoque entre l'angle d'émission de la lumière transmise par la microcavité et le vecteur d'onde des polaritons fournit un accès direct aux états polaritoniques peuplés, cf équations (1.23) et (1.24). C'est donc en étudiant l'espace réciproque de la lumière transmise par la cavité que ces informations nous seront accessibles.

Que voit-on dans l'espace réciproque ? On observe un anneau homogène correspondant à la diffusion élastique Rayleigh des polaritons sur les défauts présents dans la cavité : défauts ponctuels des miroirs de Bragg ou des puits quantiques introduits lors de la croissance cristalline, désordre d'alliage, etc. (nous parlerons de ces notions en I-B2). Dans le processus de diffusion élastique, le module de la composante transverse de l'impulsion est conservée à cause de l'invariance par translation dans le plan des couches (perpendiculaire à l'axe de croissance), c'est pourquoi l'on observe un anneau dans l'espace réciproque, appelé *anneau Rayleigh*, signature d'une émission (hors de la cavité) de photons à $\|\mathbf{K}_{\parallel}\| = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} =$

constante, et donc signature de la présence de polaritons au sein de l'échantillon vérifiant cette même condition.

Autres correspondances lumière-polariton

Pour résumer simplement, il y a une correspondance entre

- l'angle d'incidence de la lumière excitatrice et le vecteur d'onde transverse des polaritons créés,
- l'intensité de la lumière excitatrice et la densité de polaritons, puisque le nombre de photons détermine le nombre d'excitons et donc le nombre de polaritons,
- le vecteur d'onde transverse des polaritons et leur vitesse de propagation comme nous le verrons en partie 3,
- la polarisation de la lumière excitatrice et le spin des polaritons comme nous le verrons dans les parties 1.F et 4.

Ce contrôle tout optique est un élément clef des expériences qui vont suivre, et les notions abordées ici seront développées dans les chapitres directement concernés.

1.E Interactions entre polaritons

1.E.1 Vers les fortes densités : la non-linéarité

La description faite en 1.D n'est valable que pour de faibles densités d'excitons. Lorsque celle-ci augmente, ie lorsque l'on augmente l'excitation lumineuse, on ne peut négliger les interactions coulombiennes entre les électrons et les trous, ce qui revient à regarder la structure interne des quasi-particules que sont les excitons. On atteint alors un régime particulier où les excitons sont encore considérés comme des bosons mais pourtant leur nature composite (à base de deux fermions) ne peut être complètement négligée. Le hamiltonien linéaire introduit en 1.D n'est alors plus acceptable. Il est nécessaire ([ciuti03], [karr01]) de le compléter avec des termes d'ordre 2 en densité excitonique qui rendent compte :

- de l'interaction coulombienne entre les électrons et les trous de 2 excitons qui entrent en collision : processus d'annihilation de deux excitons de vecteurs d'onde k et k' combinée à la création de deux excitons de vecteurs d'onde $k+q$ et $k'-q$, l'ensemble du processus garantissant la conservation de l'impulsion transverse :

$$H_{exc-exc} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} V_{coulomb}(q) b_{k+q}^\dagger b_{k'-q}^\dagger b_k b_{k'} \quad (1.50)$$

- et de la saturation du couplage exciton-photon traduisant la saturation de la transition

optique avec l'intensité d'excitation :

$$H_{saturation,exc-phot} = -\frac{1}{2} \sum_{k,k',q} V_{sat} (a_{k+q}^\dagger b_{k'-q}^\dagger b_k b_{k'} + a_{k+q} b_{k'-q} b_k^\dagger b_{k'}^\dagger) \quad (1.51)$$

$V_{coulomb}(q)$ est la transformée de Fourier du potentiel coulombien pour un système bidimensionnel et vaut

$$V_{coulomb}(q) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon A q} \quad (1.52)$$

avec A l'aire de quantification (c'est-à-dire ici la surface du puits quantique). Sous la condition que $\frac{2\pi}{q} \gg a_{exc}^{*2D}$, c'est à dire pour un rayon de Bohr de l'exciton bidimensionnel de 5 nm : $q \ll 1000 \mu m^{-1}$, $V_{coulomb}(q)$ dépend peu de q [karr01], et l'on peut écrire :

$$V_{coulomb}(q) \simeq V_{coulomb}^0 = \frac{6e^2 a_{exc}^{*2D}}{\varepsilon A} \quad (1.53)$$

Seuls les termes vérifiant la condition précédemment cités seront considérés par la suite. On parle alors d'*approximation de Bohr*. Pour alléger l'écriture, nous appellerons ce potentiel constant d'interaction entre excitons : g .

Enfin, $V_{sat} = \frac{\Omega_{Rabi}}{2n_{sat}A}$ où $n_{sat} = \frac{7}{16\pi(a_{exc}^{*2D})^2}$ est la densité d'excitons pour laquelle il y a saturation du couplage exciton-photon, [ciuti03] et [houdre95]. L'ordre de grandeur de n_{sat} est donné égal à $10^3 \mu m^{-2}$ par les références précédemment citées (qui est une densité qui reste dans la limite bosonique estimée à $4.10^4 \mu m^{-2}$). Expérimentalement, avec un faisceau d'excitation de profil transverse gaussien, ce phénomène de saturation se traduit par l'aplatissement du profil transverse du spot qui devient *top hat*. En effet, pour un spot gaussien, la renormalisation commence au centre du spot puisque l'intensité y est plus importante, puis elle gagne sa périphérie à mesure que l'on augmente la puissance d'excitation, mais la valeur de la densité polaritonique de champ moyen étant plafonnée, le profil gaussien est modifié à haute intensité résultant en un profil transverse homogène du spot.

1.E.2 Hamiltonien effectif pour la branche basse des polaritons

Grâce à (1.33), les deux termes de couplage non linéaires précédemment cités peuvent s'exprimer avec les opérateurs polaritoniques de la branche basse p_k seulement et se mettre sous la forme :

$$H_{pol-pol} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} V_{k,k',q}^{pol-pol} p_{k+q}^\dagger p_{k'-q}^\dagger p_k p_{k'} \quad (1.54)$$

où $V_{k,k',q}^{pol-pol}$ est un coefficient de couplage dépendant des coefficients de Hopfield, de $V_{coulomb}^0$ (ou g) et de V_{sat} . Ce hamiltonien non linéaire décrit alors une interaction entre quatre modes polaritoniques, où deux polaritons de vecteurs d'onde k et k' sont annihilés et deux polaritons

de vecteurs d'onde $k+q$ et $k'-q$ sont créés. Ce type d'interactions est couramment appelé *mélange à quatre ondes de polaritons*. Un exemple de ce type d'interaction est schématisé figure 1.12. La partie 5.C.2 sera consacrée à la description de ces processus.

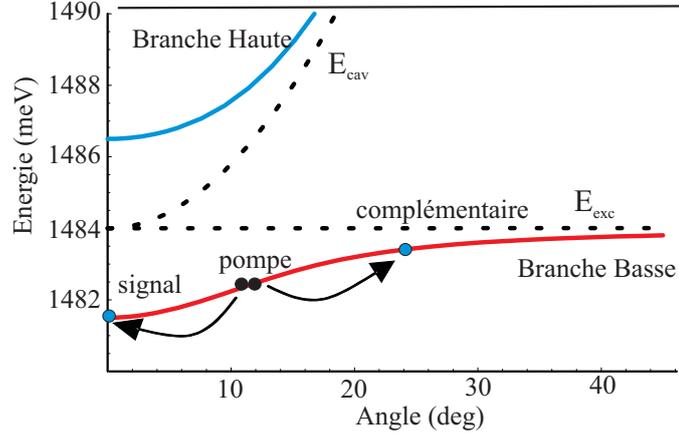


FIGURE 1.12 – Exemple de conversion paramétrique du type mélange à 4 ondes. Ici, le pompage est effectué à l'angle magique (12°) afin que le processus soit le plus efficace (grâce à l'inflexion de la courbe de dispersion qui permet l'accord de phase et la conservation des énergies).

Le hamiltonien total du système s'obtient en ajoutant le hamiltonien d'interaction $H_{pol-pol}$ au hamiltonien linéaire de la branche basse :

$$H = \sum_k E_{LP}(\mathbf{k}) p_k^\dagger p_k + \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} V_{k,k',q}^{pol-pol} p_{k+q}^\dagger p_{k'-q}^\dagger p_k p_{k'} \quad (1.55)$$

1.E.3 Renormalisation des énergies

Au sein de $H_{pol-pol}$, il est utile de considérer certains termes particuliers qui correspondent à ce que l'on appelle le phénomène de *renormalisation des énergies*. Soient deux modes de la branche basse : p_{k_1} et p_{k_2} . Les termes de l'Hamiltonien faisant intervenir ces deux modes contiennent le groupes d'opérateurs : $p_{k_2}^\dagger p_{k_1}^\dagger p_{k_2} p_{k_1}$ et $p_{k_1}^\dagger p_{k_2}^\dagger p_{k_1} p_{k_2}$. Les modes 1 et 2 étant des modes propres du système, p_{k_1} et p_{k_2} commutent (et il en est de même pour $p_{k_1}^\dagger$ et $p_{k_2}^\dagger$), ce qui nous ramène finalement à un seul groupe d'opérateurs. L'évolution du mode p_{k_1} est donnée par l'équation d'Heisenberg :

$$i\hbar \frac{d}{dt} p_{k_1} = [p_{k_1}, H] \quad (1.56)$$

avec $H = H_{lin} + H_{pol-pol}$. Le calcul montre que le commutateur $[p_{k_1}, H_{pol-pol}]$ est proportionnel, via un coefficient que nous appellerons g_{LP} , à $p_{k_2}^\dagger p_{k_2} p_{k_1}$. g_{LP} correspond au potentiel $V_{k,k',q}^{pol-pol}$ pour les modes particuliers p_{k_1} et p_{k_2} considérés, avec $q = k_2 - k_1$: cette grandeur s'exprime donc en fonction de g et des coefficients de Hopfield pour les vecteurs d'onde q , k_2 et k_1 .

Supposons que p_{k_2} soit un mode pompe macroscopiquement peuplé, alors p_{k_2} peut être remplacé par sa valeur moyenne complexe $P = \langle p_{k_2} \rangle$. $|P|^2 = n$ où n représente la densité de polaritons dans le mode de pompe (mode 2). Ainsi l'équation d'évolution du mode 1 est

$$\frac{d}{dt} p_{k_1} = -i \left(\frac{E_{LP}(k_1)}{\hbar} + g_{LP} n \right) p_{k_1} + \text{autres termes} \quad (1.57)$$

où $E_{LP}(k_1)$ provient de la partie linéaire du hamiltonien. En introduisant cette équation dans l'équation de Schrödinger, on en déduit l'énergie du mode p_{k_1} et on voit que l'interaction du mode p_{k_1} avec la pompe de vecteur d'onde k_2 conduit à un déplacement vers le bleu de son énergie. Ce *blue-shift* est proportionnel à la densité de polaritons dans le mode pompe 2. Il s'agit d'un effet de *renormalisation* de l'énergie du mode 1 par le mode pompe, donc c'est un effet *multimode*.

La renormalisation se produit également sur le mode de pompe lui-même, cet effet est alors apparenté à l'*effet Kerr* tel qu'on le connaît en optique paramétrique (de plus amples explications seront données en 5.B et 5.C.2).

Ainsi lorsqu'on s'intéresse à la dynamique des modes pompés ou du mode pompe, il faut tenir compte de cette renormalisation d'énergie. Par conséquent, lorsque l'on mentionne le décalage en énergie entre le laser de pompe et la branche basse des polaritons (que l'on nomme souvent LP en référence à *Low Polariton* ou LPB en référence à *Low Polariton Branch*), il ne faut pas omettre la contribution de ce *blue-shift* inévitable. Ainsi le décalage EFFECTIF entre la pompe et les polaritons bas s'exprime comme suit (avec l'indice p pour signifier pompe) :

$$\Delta_p = E_p - (E_{LP}(k_p) + \hbar g_{LP} n) \quad (1.58)$$

où $\hbar g_{LP} n$ correspond à l'effet de renormalisation des énergies précédemment expliqué, n étant la densité des polaritons dans les modes pompés ou dans le mode pompe lui-même.

L'exploitation de cet effet dans diverses configurations et sur divers types de microcavités (totale dégénérescence à incidence normale dans les microcavités planaires [karr01] et dans les micropiliers comme nous le verrons plus tard en partie 5.D, mélange à quatre ondes dégénéré dans les microcavités simples [leyder07-these] et triples [diederichs07]) a permis à plusieurs reprises à notre groupe d'observer de fortes corrélations entre les faisceaux issus de cette émission non-linéaire. C'est aussi cet effet qui est à l'origine des phénomènes de bistabilité dont une première approche, phénoménologique, est décrite ci-après.

1.E.4 Bistabilité

Description phénoménologique de la bistabilité

Supposons que l'on pompe la microcavité avec une source de lumière d'énergie E_p et de vecteur d'onde transverse \mathbf{k}_p , tels que $E_p > E_{LP}(\mathbf{k}_p)$ (*), c'est-à-dire que la pompe est décalée vers le bleu par rapport à la branche basse des polaritons. Les modes polaritoniques peuplés par cette pompe sont les modes que nous nommerons pour simplifier \mathbf{k}_{LP} issus du processus paramétrique :

$$(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p) \longrightarrow (2\mathbf{k}_p - \mathbf{k}, \mathbf{k}) \equiv \{\mathbf{k}_{LP}\} \quad (1.59)$$

tels que

$$E_p = E_{LP}(\mathbf{k}_{LP}) \quad (1.60)$$

Dans l'expression de Δ_p , la densité n est celle des modes \mathbf{k}_{LP} . Tant que l'intensité de pompe et donc la densité polaritonique des modes pompés reste faible, Δ_p est positif, d'après (*). A partir d'une certaine valeur de l'intensité de pompe I_1 et donc de densité polaritonique n , Δ_p devient nul : les polaritons bas sont renormalisés par la pompe, et leur courbe de dispersion se décale vers les hautes énergies, de telle manière que la pompe est maintenant à résonance avec la branche basse des polaritons.

Les modes pompés pour $I > I_1$ sont donc les modes ayant le même vecteur d'onde transverse que la pompe \mathbf{k}_p , avec tout simplement $E_p = E_{LP}(\mathbf{k}_p)$. Dans l'expression de Δ_p , n est alors la densité polaritonique dans le mode de pompe. On est dans un régime d'effet Kerr, qui correspond à la renormalisation de l'énergie de la pompe sur elle-même.

Si on continue d'augmenter l'intensité de pompe et donc n , Δ_p devient négatif. A haute intensité excitatrice, on observe un phénomène de saturation de la transition optique dans le mode de pompe, décrit par $H_{saturation,exc-phot}$ dans l'équation (1.51) et dans les références [ciuti03] et [houdre95], si bien que l'intensité de la pompe excitatrice peut continuer à augmenter sans arriver à créer des excitons.

Si maintenant on effectue la manipulation inverse, c'est-à-dire que l'on diminue l'intensité de pompe et donc la densité polaritonique n dans le mode de pompe, on part donc de Δ_p négatif et cette grandeur s'annule lorsque n avoisine la valeur 0 : l'intensité de pompe correspondante est notée I_2 .

Conclusion sur la bistabilité

Il y a donc deux phases stables distinctes :

- la phase que l'on appellera OFF où les modes polaritoniques peuplés par la pompe sont ceux qui vérifient la conservation de l'énergie (1.60) et issus du processus paramétrique (1.59). Cette phase correspond à une transmission modérée de lumière.
- la phase que l'on appellera ON où les modes polaritoniques peuplés par la pompe sont

les modes de pompe eux-mêmes (effet Kerr). Le système est alors un émetteur de lumière performant puisque l'excitation est à résonance avec les modes polaritoniques.

On passe de la phase OFF à la phase ON par un processus de renormalisation. Il n'y a aucune raison pour que les passages OFF vers ON et ON vers OFF, qui correspondent à deux processus différents, s'effectuent pour la même intensité de puissance excitatrice, ce qui témoigne de l'existence de deux états stables pour des valeurs d'intensité de pompe comprises entre I_1 et I_2 . C'est ce que l'on appelle la *bistabilité*.

Compromis sur le choix du désaccord cavité-exciton

Dans ce qui précède nous avons vu que les polaritons de cavité sont des quasi-particules hybrides matière-lumière. Leur partie excitonique est à l'origine des non-linéarités que l'on rencontre dans le système, leur partie photonique leur permet de se propager rapidement. Selon le type de mesure que nous voudrions réaliser il sera judicieux de favoriser l'un ou l'autre des comportements. Cependant, il est primordial de toujours s'assurer que la partie photonique des polaritons est en proportion suffisamment importante puisque notre système de détection est basé sur la quantité de lumière émise par la microcavité. Il convient donc de choisir un désaccord cavité-exciton que ne soit pas trop défavorable à C_k , le coefficient de Hopfield photonique. Or la part photonique est d'autant plus importante que le désaccord est négatif. En revanche, afin de privilégier les non-linéarités, nous comprenons qu'il faut exacerber la part excitonique (X_k) des polaritons, et donc travailler à un désaccord positif : cela aide à avoir des seuils de non-linéarités assez bas. En conclusion, nous verrons qu'il faut faire un compromis entre ces deux contraintes, et nous choisirons souvent par la suite des désaccords soit nuls, soit légèrement négatifs (jusqu'à -3 meV). Certaines fois, nous choisirons des désaccords très négatifs (-6 meV) afin de s'éloigner de l'exciton et d'éviter la pollution venant du réservoir excitonique. Dans ces conditions, il faut bien sûr s'attendre à avoir des seuils de non-linéarités très élevés. Nous verrons en 2.A.2 comment il est possible expérimentalement d'avoir accès aux différents désaccords cavité-exciton.

1.F Spin des polaritons

Dans un semi-conducteur à gap direct III-V, la liaison forte entre les atomes de type III et les atomes de type V se comprend en considérant que les électrons de la couche 4s pleine de l'Arsenic se délocalisent sur la couche 4p du Gallium remplie avec un seul électron afin de former une orbitale mixte sp appelée π remplie avec 3 électrons. Le schéma 1.13 montre dans un diagramme énergétique la construction de la liaison covalente entre l'Arsenic et le Gallium. La première couche vide est alors une couche σ construite à partir de deux orbitales s. C'est pourquoi la bande de conduction, qui est une bande permise vide à température nulle, correspond à une orbitale σ .

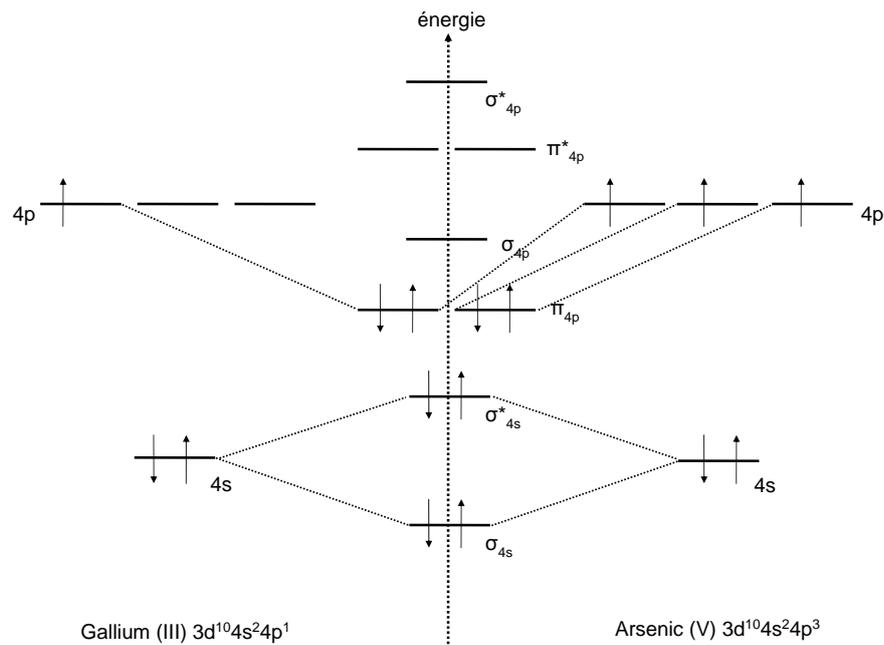


FIGURE 1.13 – Diagramme énergétique expliquant la construction de la liaison forte entre l'Arsecic et le Gallium.

Par conséquent, les électrons de la bande de conduction ont un moment cinétique orbital nul (puisque ce sont des électrons s), et donc leur moment cinétique total J_c est égal à $\frac{1}{2}$. Les électrons de la bande de valence ont un moment cinétique orbital égal à 1 puisque ce sont des électrons p et donc leur moment cinétique total J_v peut prendre les valeurs $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$. L'interaction spin-orbite provoque une levée de dégénérescence entre les états de moment cinétique total $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$, la bande $J_v = \frac{1}{2}$ ayant une énergie beaucoup plus basse. On l'appelle la *split-off band*. Etant trop éloignée de la bande de conduction pour qu'un processus d'excitation puisse être considéré, la split-off band sera négligée par la suite. En considérant les diverses projections possibles de $J_v = \frac{3}{2}$ sur l'axe de quantification Oz, cette bande de valence de moment cinétique orbital total $J_v = \frac{3}{2}$ se retrouve divisée en deux sous-bandes $J_v^z = \pm\frac{1}{2}$ et $J_v^z = \pm\frac{3}{2}$ de courbures différentes. On distingue ainsi : les électrons lourds, dont le moment cinétique total selon z est égal à $\pm\frac{3}{2}$ et les électrons légers dont le moment cinétique total selon z est égal à $\pm\frac{1}{2}$. Bien que les électrons lourds et légers soient dégénérés à $\mathbf{k} = 0$ dans un semi-conducteur massif, comme le montre la figure 1.14, le confinement selon z dû au puits quantique entraîne une levée de dégénérescence, comme le montre la figure 1.15, d'autant plus importante que le confinement est grand.

Un trou possède le même moment cinétique total que l'électron auquel il est associé, mais une projection opposée sur l'axe de quantification Oz. On parle donc également de trous lourds et de trous légers, séparés comme le montre la figure 1.16 par une importante différence d'énergie. Dans notre échantillon, un clivage de 8.1 nm soit environ 15 meV (à

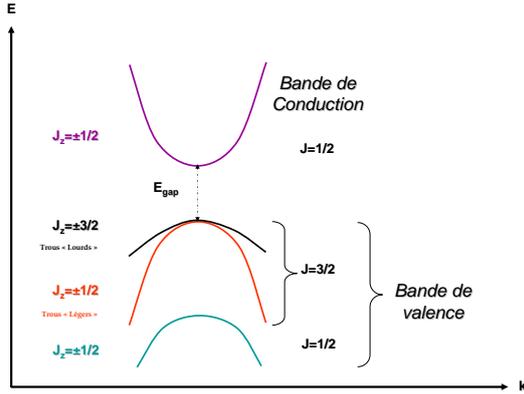


FIGURE 1.14 – Schéma de la structure de bande d'un semi-conducteur massif à gap direct.

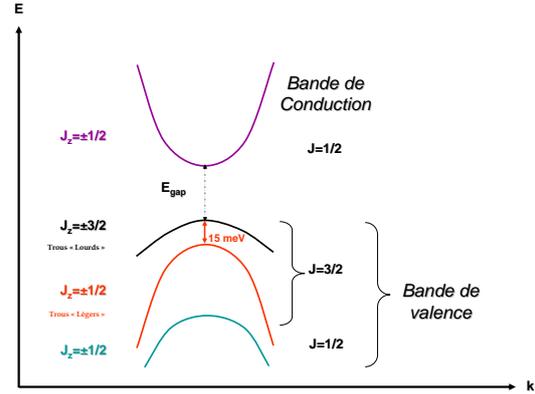


FIGURE 1.15 – Schéma de la structure de bande d'un puits quantique semi-conducteur à gap direct.

830 nm) entre les branches lourdes et légères, les trous lourds étant plus hauts en énergie, ce qui nous amène à ne considérer par la suite que la contribution des trous lourds à tout processus d'excitation. Un exciton étant constitué d'un électron de conduction et d'un trou lourd de la bande de valence, la règle d'addition des moments cinétiques entraîne que le moment cinétique total de l'exciton selon Oz ne peut prendre que les valeurs : $J_{exc}^z = -2$, $J_{exc}^z = -1$, $J_{exc}^z = +1$ et $J_{exc}^z = +2$.

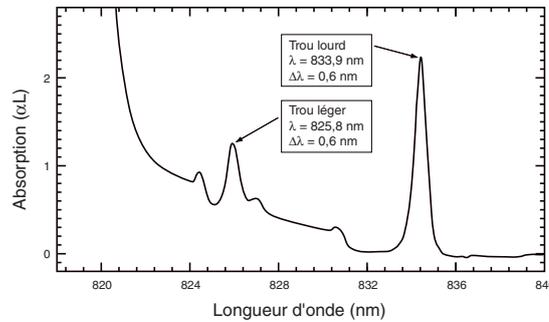


FIGURE 1.16 – Spectre d'absorption d'un puits quantique en InGaAs à 4K.

Enfin, lors du couplage exciton-photon, la conservation du moment cinétique total impose $J_{exc} = J_{ph}$ et le fait que nous nous plaçons dans une microcavité impose de plus $J_{exc}^z = J_{ph}^z$. Or $J_{ph} = 1$, de projection selon Oz : +1 et -1, donc les états $J_{exc} = 2$ sont optiquement inactifs car ils ne peuvent être couplés à la lumière, au moins au premier ordre (absorption d'un photon seulement). Par conséquent, seuls les excitons ($J_{v,trou}^z = +\frac{3}{2}, J_{c,e}^z = -\frac{1}{2}$) et ($J_{v,trou}^z = -\frac{3}{2}, J_{c,e}^z = +\frac{1}{2}$) peuvent être excités par la lumière, et en

particulier une onde en incidence normale polarisée σ^+ ($J_{ph}^z = +1$) crée un état excitonique pur ($J_{v,trou}^z = +\frac{3}{2}, J_{c,e}^z = -\frac{1}{2}$) noté $\Sigma+$ (et d'état de spin désigné par la dénomination *spin up*), et une onde en incidence normale polarisée σ^- ($J_{ph}^z = -1$) crée un état excitonique pur ($J_{v,trou}^z = -\frac{3}{2}, J_{c,e}^z = +\frac{1}{2}$) noté $\Sigma-$ (et d'état de spin désigné par la dénomination *spin down*).

Si l'onde en incidence normale a une polarisation qui est une superposition cohérente d'une polarisation circulaire gauche et d'une polarisation circulaire droite (ie polarisation elliptique ou linéaire), les états excitoniques et donc polaritoniques créés sont une superposition cohérente des états excitoniques purs $\Sigma+$ et $\Sigma-$.

Enfin si l'onde excitatrice n'est pas en incidence normale, les états excitoniques créés sont une superposition des états $\Sigma+$ et $\Sigma-$ qui dépend de l'angle d'incidence, [cassabois99].

1.F.1 Contrôle optique du spin des polaritons

Il est intéressant de noter que la polarisation de la lumière incidente et celle de la lumière réémise lors de la recombinaison électrons-trous sont directement liées à l'état de spin des excitons-polaritons au sein de la cavité puisque une lumière polarisée σ^+ (σ^-) crée un état excitonique pur de spin up (spin down). Ainsi il est possible de décider de l'état de spin excitonique à créer en choisissant une polarisation de lumière incidente et il est possible d'étudier l'état de spin des excitons-polaritons dans la cavité par analyse de la polarisation de la lumière transmise. Nous verrons en partie 4.A.1 une méthode pour analyser toute état de polarisation de la lumière transmise par la cavité. Il y a donc un contrôle tout optique du spin polaritonique.

1.F.2 Relaxation du spin des polaritons

Il est crucial de mentionner que le spin des polaritons est soumis à un phénomène de relaxation lié d'une part à la séparation d'énergie entre les excitons ayant un moment dipolaire parallèle / perpendiculaire au vecteur d'onde, ce qu'on appelle le *splitting longitudinal-transverse* ou pour alléger l'écriture le *LT splitting*, cf [maialle93], et d'autre part la séparation en énergie des modes photoniques TE et TM de la cavité optique, qui amplifie l'effet précédent. Les polaritons, particules composées des excitons et des photons de cavités, présentent donc, lorsqu'ils sont excités en incidence non-normale, une séparation en énergie entre les modes TE et les modes TM, cf [kavokin04]. Ceci entraîne un couplage entre les états optiquement actifs de spin +1 et -1. Il est important de noter que ce mécanisme ne fait pas intervenir les états noirs, on peut donc considérer les polaritons comme un système à deux niveaux et adopter le formalisme du "pseudospin".

Le vecteur de pseudospin polaritonique S_k donne de manière univoque l'état de polarisation du mode polaritonique de vecteur d'onde transverse k , en excitation comme en détection. S'il est selon l'axe z uniquement, le système est peuplé avec des polaritons de

spin up ou down uniquement. S'il est selon x et/ou y, les populations peuplées sont des mélanges des états purs +1 et -1 : il s'agit de polarisations elliptiques dans la plupart des cas, ou bien linéaires TE ou TM. Dans un cas idéal où l'on néglige les mécanismes de relaxation de l'impulsion (interaction exciton-phonon, diffusion Rayleigh, interaction entre polaritons...), l'hamiltonien du mode polaritonique de vecteur d'onde transverse k s'écrit d'après [kavokin04] :

$$H_k = E_p(k) - g_s \mu_B \Omega_{TE/TM}(k) \cdot \mathbf{S}_k \quad (1.61)$$

où g_s est un facteur de Landé effectif, μ_B le magnéton de Bohr et $\Omega_{TE/TM}(k)$ un champ magnétique effectif associé à la séparation en énergie des modes TE et TM. En l'absence de champ magnétique appliqué (et en négligeant les champs magnétiques extérieurs), $\Omega_{TE/TM}(k)$ a forcément une composante selon x et y si $k \neq 0$, comme il l'a été dit plus tôt, à cause du *LT splitting* entre excitons de vecteur d'onde non-nul. A $k=0$, $\Omega_{TE/TM}(k)$ est selon l'axe z : il est non-nul s'il existe un déséquilibre de population entre les polaritons de spin up et down. En excitation linéaire à $k=0$, ce champ magnétique effectif est nul, puis il augmente avec k .

L'évolution du vecteur de pseudospin défini par (1.61) est donnée par l'équation suivante, obtenue grâce à l'équation de Heisenberg :

$$\frac{d}{dt} \mathbf{S}_k = \frac{g_s \mu_B}{\hbar} \mathbf{S}_k \wedge \Omega_{TE/TM}(k) \quad (1.62)$$

Cette écriture montre clairement que la séparation TE/TM se traduit par une précession du pseudospin des polaritons autour du champ magnétique effectif, lorsque celui-ci n'est pas nul ou colinéaire au pseudospin initial. L'image 1.17 montre le vecteur de pseudospin et un champ magnétique effectif quelconque dans la sphère de Poincaré. Le mécanisme de précession apparaît de manière intuitive selon cette représentation : il suffit en effet que le champ magnétique effectif soit perpendiculaire au pseudospin initial pour qu'il y ait précession. C'est ce phénomène qui est à l'origine de l'effet Hall optique de spin décrit dans [kavokin05] et [leyder07] et [leyder07-these].

Nous avons également découvert au sein de notre échantillon un processus de précession des polarisations linéaires, présent même à $k=0$, qui serait dû à l'anisotropie de l'échantillon générée par sa mosaïcité, cf 2.A.5. Cet effet est cependant négligeable à grand k devant l'effet Hall optique de spin. Ce sujet fait l'objet du papier [amo09].

Enfin, remarquons simplement que ces divers processus de relaxation du spin entrent dans la dynamique du moment angulaire du système en régime linéaire, ce sont donc des effets d'amplitudes proportionnelles à l'excitation, et donc décorrélés des processus non-linéaires dépendant du spin présents au sein des microcavités que nous aborderons dans la partie suivante.

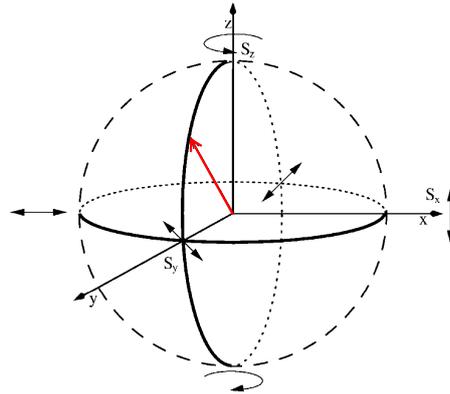


FIGURE 1.17 – Sphère de Poincaré dans laquelle est représenté le vecteur de pseudospin polaritonique S . Le plan équatorial correspond aux différentes polarisations linéaires, tandis que les pôles correspondent aux polarisations circulaires droite et gauche. Tout autre point de la sphère correspond à une polarisation elliptique. Enfin, le vecteur rouge représente un champ magnétique effectif non nul selon Oy et Oz , nul selon Ox .

1.F.3 Interactions polaritons-polaritons dépendantes du spin

Dans la partie 1.E décrivant les interactions entre polaritons, nous avons considéré que nous n'avions qu'un seul état de spin des polaritons : la constante g_{LP} introduite alors représentait les interactions entre polaritons bas de même spin. Ce degré de liberté supplémentaire des polaritons est primordial lorsque l'on s'intéresse aux interactions polaritons-polaritons et nous allons voir qu'il existe d'autres processus d'interactions que celui décrit par g_{LP} .

Les excitons étant des particules composites faites d'un électron et d'un trou, il existe des interactions de type Coulomb entre elles. Considérons en effet les deux états excitoniques purs $\Sigma+$ et $\Sigma-$. Le premier est composé d'un trou lourd de moment cinétique total sur Oz égal à $+\frac{3}{2}$ et d'un électron de moment cinétique total sur Oz égal à $-\frac{1}{2}$, tandis que le second est composé d'un trou lourd de moment cinétique total sur Oz égal à $-\frac{3}{2}$ et d'un électron de moment cinétique total sur Oz égal à $+\frac{1}{2}$. Ces deux quasi-particules peuvent être décrites comme des atomes hydrogénoïdes comme dit en partie 1.A.3 : il existe en effet une interaction Coulombienne directe entre l'électron et le trou de chaque exciton puisque leurs charges sont opposées. Cependant il faut considérer également la possibilité d'échange du trou et de l'électron entre deux excitons qui entrent en collision : c'est ce que l'on appelle l'*interaction coulombienne d'échange*, faisant intervenir deux excitons.

L'état de SPIN des excitons devient alors un paramètre important lorsque l'on considère cette interaction d'échange car il permet de distinguer deux voies dans le processus :

- la voie 1 fait intervenir des excitons de même moment cinétique total selon z :

$$\begin{aligned} (|+1\rangle_1, |+1\rangle_2) &\longrightarrow (|+1\rangle_1, |+1\rangle_2) \\ (|-1\rangle_1, |-1\rangle_2) &\longrightarrow (|-1\rangle_1, |-1\rangle_2) \end{aligned} \quad (1.63)$$

- la voie 2 fait intervenir des excitons de moments cinétiques totaux selon z opposés :

$$(|+1\rangle_1, |-1\rangle_2) \longrightarrow (|+2\rangle_1, |-2\rangle_2) \quad (1.64)$$

où le premier ket correspond à l'état de spin d'un premier exciton et le second ket correspond à l'état de spin d'un second exciton qui "entre en collision" avec le premier. On rappelle que si un exciton a un moment cinétique total selon z égal à $+1$, c'est qu'il est formé d'un électron de conduction de moment cinétique total selon z égal à $-\frac{1}{2}$ et d'un trou lourd de valence de moment cinétique total selon z égal à $+\frac{3}{2}$, et de même si un exciton a un moment cinétique total selon z égal à -1 , c'est qu'il est formé d'un électron de conduction de moment cinétique total selon z égal à $+\frac{1}{2}$ et d'un trou lourd de valence de moment cinétique total selon z égal à $-\frac{3}{2}$. Donc passer d'un état excitonique $|+1\rangle$ à un état excitonique $|-1\rangle$ revient nécessairement à inverser l'état de spin du trou ET de l'électron.

[shelykh05], [renucci05], [combescot06], [ciuti98], [wouters07], [glazov09] montrent que durant un processus de couplage photon-exciton, comme c'est le cas pour les polaritons, l'interaction d'échange est favorable à la voie 1 qui correspond au processus laissant inchangé l'état final par rapport à l'état initial, ie un échange entre excitons de même spin. En effet la voie 2 fait intervenir des états non couplés à la lumière, ceux de moment cinétique total $J_z = \pm 2$. Elle respecte difficilement la condition de conservation de l'énergie puisque les excitons non couplés à la lumière ont une énergie différente des polaritons bas. Etant fortement non résonante, la voie 2 est négligeable. En étendant naturellement cette réflexion aux polaritons, dont le couplage aux photons ne change pas l'état de spin excitonique, on peut conclure que l'interaction entre polaritons de spins parallèles, décrite par la constante g_{LP} est prépondérante devant l'interaction entre polaritons de spins opposés.

Par la suite nous appellerons la constante g_{LP} par le nom d' α_1 , et α_2 sera la constante d'interaction entre polaritons de spins opposés. On a donc

$$\alpha_1 > 0 \quad (1.65)$$

puisque $\alpha_1 \equiv g_{LP}$, avec g_{LP} décrivant l'interaction répulsive entre polaritons, cf 1.E. Et :

$$\alpha_1 \gg |\alpha_2| \quad (1.66)$$

Bien que α_2 soit négligeable devant α_1 , on peut cependant imaginer un processus faisant intervenir les états noirs comme états intermédiaires virtuels ([renucci05], [k-kavokin05], [glazov09]), du type :

$$\begin{aligned} (|+1\rangle_1, |-1\rangle_2) &\longrightarrow (|+2\rangle_1, |-2\rangle_2) \longrightarrow (|+1\rangle_1, |-1\rangle_2) \\ (|+1\rangle_1, |-1\rangle_2) &\longrightarrow (|-2\rangle_1, |+2\rangle_2) \longrightarrow (|-1\rangle_1, |+1\rangle_2) \end{aligned} \quad (1.67)$$

dans lequel il y a ou non renversement de spin. Ces derniers processus proviennent d'un traitement du second d'ordre de l'interaction, puisqu'ils nécessitent deux photons. Ainsi α_2 (constante d'interaction entre polaritons de spins opposés), peut avoir une certaine contribution à l'interaction exciton-photon. Nous verrons des manifestations de l'existence de ces processus dans la partie 4.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et performances du matériel

Sommaire

2.A	Microcavité semiconductrice	41
2.A.1	Technique de croissance cristalline	41
2.A.2	Puits quantiques de la microcavité et dédoublement de Rabi	41
2.A.3	Finesse de la cavité optique interférentielle et durée de vie des polaritons	42
2.A.4	Ordres de grandeur des divers processus d'élargissement homogène des raies	45
2.A.5	Inhomogénéités locales de l'échantillon	46
2.B	Système de refroidissement cryogénique	48
2.B.1	Circulateur à Helium liquide	48
2.B.2	Cryostat	48
2.C	Source de lumière	48
2.C.1	Laser $Ti :Sa$ continu	48
2.C.2	Fibre optique monomode à maintien de polarisation	51
2.C.3	L'asservissement laser	52
2.D	Système d'imagerie	53
2.D.1	Visualisation du champ réel : caméra CCD	53
2.D.2	Visualisation de l'espace réciproque et affichage de la dispersion : spectro-imageur	53
2.D.3	Traitement informatique des données	54
2.E	Photodiodes pour les mesures de bruit quantique	55
2.F	Matériel d'optique ultra-rapide (résolution temporelle picoseconde)	56

2.F.1	Laser pulsé	56
2.F.2	Streak caméra	56

2.A Microcavité semiconductrice

2.A.1 Technique de croissance cristalline

L'intérêt porté aux microcavités semi-conductrices ne peut être disjoint des efforts et avancées technologiques considérables faits pour leur fabrication : des techniques très sophistiquées ont en effet été développées permettant de créer des échantillons de caractéristiques ajustables à souhait selon les recherches menées et les buts visés. Parmi ces techniques de croissance cristalline, l'épitanie par jet moléculaire permet de réaliser un matériau multicouche d'une précision de l'ordre de l'Å, en déposant des couches successives monocristallines sur un substrat monocristallin à une vitesse d'environ une monocouche atomique par seconde.

L'échantillon de microcavité planaire que nous étudions dans cette thèse a été fabriqué à l'EPFL de Lausanne par Romuald Houdré grâce à cette technique. Les éléments sources (Arsenic, Gallium, Indium, etc.) sont chauffés sous forme solide jusqu'à sublimation dans une chambre sous vide ($P < 10^{-6} \text{ mbar}$). Puis ces éléments sont bombardés sous forme d'un flux gazeux sur le substrat au contact duquel ils se condensent. Il est possible de créer la nanostructure désirée en jouant sur l'alternance des atomes émis et sur le temps d'exposition du substrat au flux. Le substrat est ainsi mis en rotation rapide, ce qui assure l'uniformité des couches déposées. Le gradient d'épaisseur introduit volontairement dans la cavité (afin de faire varier le désaccord) est obtenu en arrêtant momentanément la rotation du substrat.

En fin de croissance, l'échantillon est clivé le long de ses axes cristallins. Puis il est collé par nos soins sur un porte-échantillon en cuivre à l'aide d'une laque d'argent, le tout assurant le contact thermique avec le doigt froid du circulateur à Helium liquide (cf 2.B) et la stabilité mécanique. Etant donné que nous travaillons en transmission dans nos expériences, le porte-échantillon en cuivre est une pièce présentant une fenêtre légèrement plus petite que l'échantillon, afin d'y coller les quatre bords de l'échantillon.

2.A.2 Puits quantiques de la microcavité et dédoublement de Rabi

Notre échantillon possède trois puits quantiques afin d'exacerber le phénomène de couplage fort ([houdre95]). Les puits sont des couches de $In_{0.04}Ga_{0.96}As$, et ils sont volontairement placés à des ventres du champ électromagnétique. La longueur de la cavité mesure d'ailleurs pour cette raison $3\frac{\lambda_0}{n_c}$, où λ_0 est la longueur d'onde du photon émis (dans le vide) lorsque l'exciton se recombine et n_c est l'indice de GaAs, substrat de la microcavité ($n_{GaAs} = 3.54$). L'énergie de résonance photonique de la cavité (réflectivité maximale à incidence normale) est choisie de manière à être proche de l'énergie de résonance excitonique : $\lambda_0 = 836 \text{ nm}$. Durant la croissance épitanie, il a été introduit un angle très faible, de l'ordre de quelques 10^{-6} radians, entre les miroirs de Bragg : en différents points de

l'échantillon, on a donc des longueurs de cavité différentes, et donc des longueurs d'onde de résonance différentes. Cet angle, introduit intentionnellement, permet donc de faire varier aisément le désaccord entre l'énergie des excitons 2D et l'énergie des photons de cavité, ie δ_k . Par exemple, un déplacement de 10 microns sur la cavité est responsable d'une différence de désaccord cavité-exciton d'environ 0.05 meV. Cela implique deux choses :

- le spot en incidence sur la cavité n'étant pas ponctuel, tous les points du spot ne sont pas exactement au même désaccord cavité-exciton : cet effet indésirable se reconnaîtra facilement par le fait que le spot sera plus à résonance d'un côté que de l'autre.
- il est nécessaire de pouvoir se déplacer sur l'échantillon sur une distance au moins aussi petite que la distance correspondant aux largeurs de raies polaritoniques, afin de pouvoir apprécier une différence de désaccord cavité-exciton : cela implique que la précision mécanique des supports des optiques utilisés doit être suffisante. Nous vérifierons cela dans la partie consacrée au cryostat.

La figure 2.1 est une représentation schématique de notre échantillon.

Enfin, le *Rabi splitting* dans notre microcavité a été mesuré (à désaccord cavité-exciton) égal à 5.1 meV [houdre00].

2.A.3 Finesse de la cavité optique interférentielle et durée de vie des polaritons

Réfectivité de la cavité optique interférentielle

Dans notre échantillon, les miroirs de Bragg sont une alternance des diélectriques $Ga_{0.9}Al_{0.1}As$ d'indice 3.48 (noté n_2) et AlAs d'indice 2.95 (noté n_1), de même épaisseur optique ($L_1 n_1 = L_2 n_2 = \lambda_0 / 4n_c$), afin de permettre des interférences constructives en réflexion et destructives en transmission. Comme on l'a dit dans la partie 1.C, ces miroirs de Bragg se comportent alors comme une cavité Fabry-Pérot de forte réflectivité sur la stop-band dont la largeur (en énergie) est donnée par ([savona98]) :

$$\Delta E = \frac{4E_0}{\pi} \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \quad (2.1)$$

avec $E_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$.

Dans notre échantillon la stop band mesure une centaine de nm.

Notre microcavité possède 53 couches de diélectrique côté substrat et 40 de l'autre. Or la réflectivité des miroirs de Bragg est d'autant plus importante que le nombre de paires de couches N est grand et le contraste d'indices des couches (n_1 et n_2) élevé comme le montre la relation suivante tirée de [savona98] (avec la méthode des matrices de transfert) valable au voisinage de λ_0 et en incidence normale (avec $n_1 < n_2$) :

$$R = 1 - 4 \frac{n_{ext}}{n_{int}} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N} \quad (2.2)$$

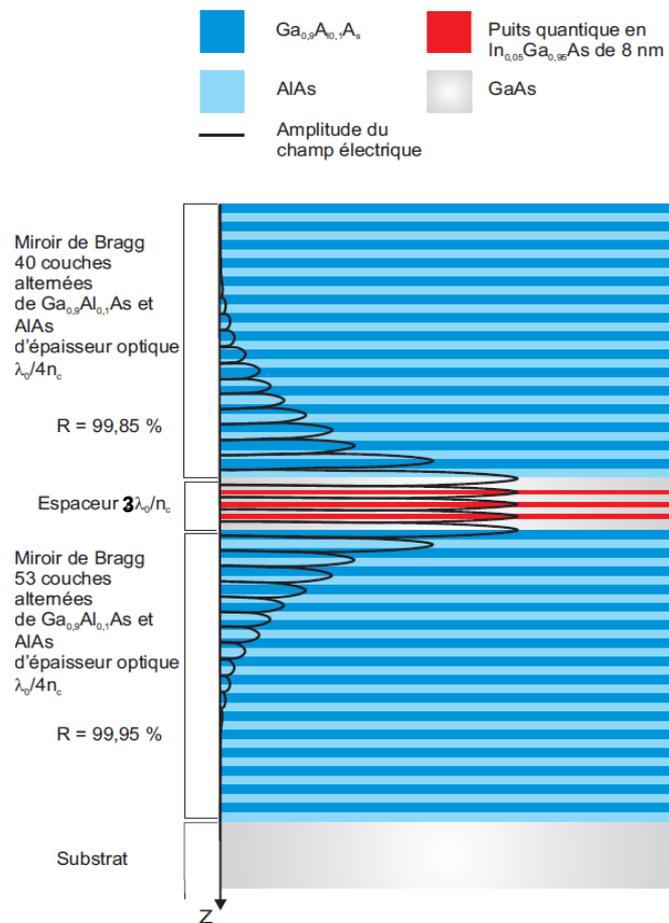


FIGURE 2.1 – Section latérale de la microcavité semi-conductrice.

Pour le miroir côté substrat, $n_{int} = n_{AlAs} = n_1$ et $n_{ext} = n_{substrat} = n_c$, tandis que pour l'autre miroir, $n_{int} = n_{GaAlAs} = n_2$ et $n_{ext} = n_{air}$. Ainsi dans notre microcavité R est égal à 99,92% pour le miroir côté substrat et 99,85% de l'autre côté. Etant donné que notre procédé expérimental prévoit des études en transmission, la conservation de l'énergie au passage d'une onde sur une interface (Réflexion + Transmission + Absorption = 1) montre qu'il est préférable, dans notre cas, d'exciter la cavité du côté substrat. En pratique, à cause d'effets thermiques apparaissant dans cette configuration (le champ électromagnétique chauffe le substrat), le substrat est placé côté transmission.

Calcul de la finesse de la cavité optique interférentielle

La finesse F d'une cavité Fabry-Pérot, qui par définition est égale au rapport de la l'intervalle spectral libre $\Delta\nu$ sur la largeur des modes de cavité $\delta\nu$, est d'autant plus grande que le nombre d'aller-retours qu'effectue un photon dans cette cavité avant d'en sortir est élevé, et donc que la réflectivité des miroirs s'approche de l'unité, comme le montre la relation suivante :

$$F = \pi \frac{\sqrt{R}}{1 - R} \quad (2.3)$$

Or, le déphasage à la réflexion sur un miroir de Bragg n'est pas égal à π comme pour un miroir métallique. En fait le champ pénètre à l'intérieur du miroir de Bragg (comme cela est dessiné sur le schéma de l'échantillon, figure 2.1). Par conséquent l'épaisseur effective de la cavité est égale à $L + L_{Bragg}$ où

$$L_{Bragg} = \frac{\lambda_0}{2} \frac{n_1 n_2}{n_{int}(n_2 - n_1)} \quad (2.4)$$

[savona98], avec $n_{int} = n_c = n_{GaAs}$. Après calcul, $L_{eff} = 1,35\mu m$.

Ainsi, dans notre cas particulier les miroirs de la cavité ne sont pas métalliques mais sont des miroirs de Bragg (et donc la longueur de cavité à considérer est L_{eff} , l'intervalle spectral libre est égal à

$$\Delta\nu = \frac{\frac{c}{n_c}}{2L_{eff}} \quad (2.5)$$

De plus le principe d'incertitude d'Heisenberg donne :

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_C} \quad (2.6)$$

où τ_C est le temps de vie des photons de la cavité.

En combinant la définition de la finesse, et les équations (2.3), (2.6) et (2.5), on obtient :

$$\tau_C = \frac{L_{eff}}{\frac{c}{n_c}} \frac{\sqrt{R}}{1 - R} \quad (2.7)$$

Et puisque par définition l'élargissement homogène de photons de cavité est l'inverse de leur temps de vie :

$$\gamma_C = \frac{\frac{c}{n_c}}{L_{eff}} \frac{1 - R}{\sqrt{R}} \quad (2.8)$$

Avec de tels coefficients de réflectivité (on prend $R = \sqrt{0.9992 \times 0.9985}$), la finesse de la cavité est égale à 2729

Et l'élargissement homogène des raies photoniques de cavité : $\gamma_C = 0.3meV$

Ce qui implique que les photons de cavité vivent environ 13 ps.

2.A.4 Ordres de grandeur des divers processus d'élargissement homogène des raies

Nous allons donner les ordres de grandeurs des différents facteurs d'élargissement homogène des raies (ces facteurs ont été cités en 1.D.3).

- le couplage excitons-phonons : le facteur d'occupation des phonons, et donc la structure du réservoir phononique, suit la statistique de Bose-Einstein, qui, pour des températures au moins de l'ordre de quelques Kelvin, devient une loi linéaire en T . De ce fait, une augmentation de la température d'une quantité dT génère un élargissement des modes excitoniques d'une quantité adT où a est de l'ordre de quelques $\mu\text{eV}\cdot\text{K}^{-1}$ dans le type de matériau sur lequel nous travaillons. Ainsi pour une dizaine de Kelvin, $\gamma_{X,\text{phonons}} \sim 10\mu\text{eV}$.

- le couplage excitons-excitons : l'élargissement collisionnel entre excitons est lié à la densité d'excitons dans le système et vaut typiquement 0.5 meV pour une densité typique d'excitons de quelques dizaines d'excitons par μm^2 ([deveaud91]) : $\gamma_{X,\text{excitons}} \sim 500\mu\text{eV}$

- le couplage photons-modes EM (continuum des modes extra-cavité ou modes vides intracavité) : comme calculé précédemment avec la finesse de la cavité, $\gamma_C \sim 300\mu\text{eV}$

Conclusion : Ces élargissements (de l'ordre 0.5 meV au maximum) restent faibles, d'un ordre de grandeur environ, par rapport au dédoublement de Rabi (5.1 meV) dans notre cavité, ce qui nous permet d'atteindre le régime de couplage fort. L'élargissement de la raie des polaritons bas s'écrit une moyenne pondérée par les coefficients de Hopfield de γ_C et γ_X . Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur, on se place à désaccord nul de manière à ce que γ_{LP} soit la moyenne de γ_C et γ_X . γ_{LP} vaut environ 0.4 meV, ce qui correspond à un temps de vie des polaritons de l'ordre de 10 ps, en accord avec [deveaud91].

Plus précisément, l'élargissement de la raie polaritonique s'écrit comme (1.49). Ainsi, au vu de la figure 1.11, à petit vecteur d'onde, cet élargissement est donné majoritairement par le terme photonique et donc la durée de vie des polaritons est égal à la durée de vie d'un mode électromagnétique de la cavité optique, à savoir, 8 ps. A grand vecteur d'onde, l'élargissement de la raie polaritonique (bas) est majoritairement donné par le terme excitonique. La durée de vie des polaritons est donc surtout limitée par le couplage au réservoir excitonique, et est proportionnelle à l'inverse de l'élargissement collisionnel exciton-exciton. A désaccord cavité-exciton nul ($C_{\mathbf{k}}^2 = X_{\mathbf{k}}^2 = \frac{1}{2}$) on a donc, en excitation résonante avec le mode polaritonique $k=0$, une durée de vie des polaritons double de celle du mode de cavité, [wertz10-these].

2.A.5 Inhomogénéités locales de l'échantillon

Dans les processus de dissipation extrinsèques, il faut considérer :

- le désordre d'alliage : Dans un alliage de type $In_xGa_{1-x}As$, le potentiel coulombien dû aux atomes n'est pas périodique : le cristal est imparfait. Cet écart à la périodicité donne lieu à un potentiel de diffusion de courte portée localisé sur les sites atomiques qui conduit à un élargissement de l'ordre du meV.

- la rugosité d'interfaces (surfaces des miroirs et façonnage des puits) : Lors de la croissance par épitaxie par jets moléculaires, les atomes ne s'agrègent pas parfaitement monocouche par monocouche : la croissance de la monocouche suivante a lieu en certains endroits de l'échantillon avant que la monocouche en cours ne soit complète, ce qui aboutit à des interfaces "rugueuses". Au sein d'un puits quantique, cette rugosité agit comme le feraient des puits de potentiel de taille de plusieurs dizaines de nm. Ceci génère des variations de l'énergie de confinement de l'ordre de quelques % par rapport à l'énergie de confinement du puits quantique de notre microcavité, c'est à dire que la largeur de raie due à cet effet est de l'ordre du meV (car l'énergie de confinement de notre puits de taille 10 nm est d'environ 15 meV). En effet l'énergie de confinement varie en $1/L^2$ où L est la taille du puits (Cette formule est valable seulement pour un puits de hauteur infinie, ce qui n'est pas le cas ici, mais elle donne une approximation satisfaisante et donc un bon ordre de grandeur).

La figure 3.20 est une photo de notre échantillon sur une zone de $3.2 \times 0.9 \text{ mm}^2$. Elle a été construite à partir de 24 images plus petites, elles-mêmes obtenues en excitant à incidence normale à deux longueurs d'onde différentes : 837.05 nm et 837.21 nm, proches de la branche basse des polaritons dans cette région de la microcavité. A cause de l'angle (coin) existant entre les deux miroirs de Bragg de la cavité, il existe une plage de longueurs d'onde qui peuvent être résonantes dans la cavité selon l'endroit où l'on se place. Ainsi deux lignes de plus haute transmission sont visibles sur l'image indiquant la résonance de la longueur d'onde 837.05 nm et celle de 837.21 nm avec les états polaritoniques de vecteur d'onde nul. La direction du coin est alors perpendiculaire à ces lignes de haute transmission.

Nous voyons sur cette image de nombreux défauts de différentes sortes qui modifient localement le potentiel vu par les polaritons :

- des lignes fines régulières horizontales et verticales (c'est-à-dire selon les axes cristallographiques) qui sont dues aux contraintes mécaniques accumulées lors de la croissance cristalline. Elles sont la majeure contribution à la diffusion élastique et donc à l'anneau Rayleigh observé dans l'espace réciproque. On appellera souvent ce motif présent sur l'ensemble de l'échantillon : la *mosaïcité*, cf [lecomte11].

- des défauts ponctuels qui peuvent être blancs ou noirs sur l'image selon s'il s'agit de puits ou de barrières de potentiel respectivement : en effet, s'il s'agit d'un puits, les polaritons

créés à résonance autour de ce puits y sont piégés et sont responsables d'une forte émission lumineuse lorsqu'ils se désexcitent. Inversement, s'il s'agit d'une barrière de potentiel, les polaritons créés à résonance dans la zone de la barrière ne sont pas résonants avec les états disponibles au niveau de la barrière, et donc une barrière apparaît comme un défaut noir.

- des lignes épaisses courbes à gauche de l'échantillon, dont l'origine est attribuée à la manipulation de l'échantillon par les expérimentateurs, au moment du collage de l'échantillon sur son support notamment.

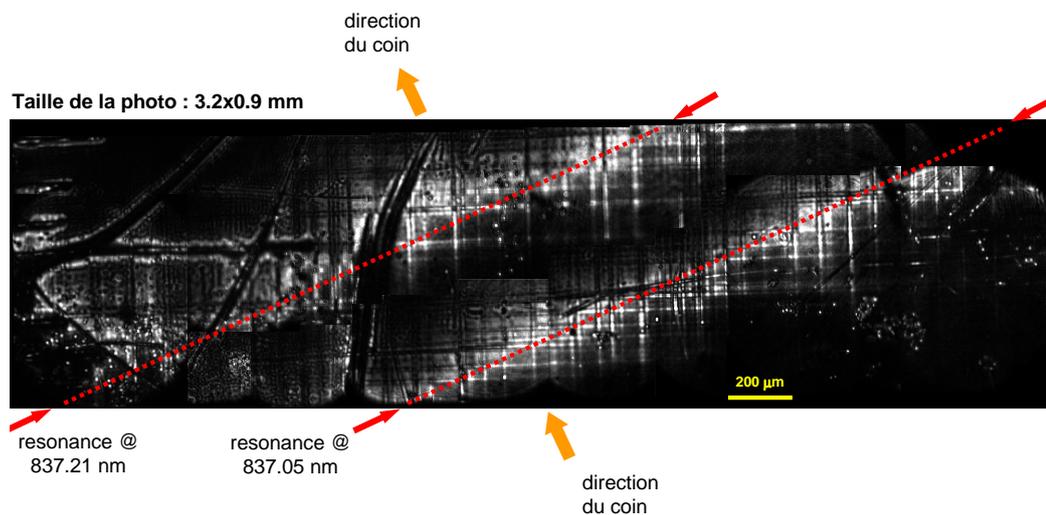


FIGURE 2.2 – Image d'une zone de $3.2 \times 0.9 \text{ mm}^2$ de l'échantillon, excité en incidence normale selon deux longueurs d'onde 837.05 nm et 837.21 nm, comme le montrent les deux lignes de luminosité maximale correspondant aux résonances. Distinction de plusieurs types de défauts : mosaïcité de l'échantillon, défauts ponctuels et défauts étendus.

2.B Système de refroidissement cryogénique

2.B.1 Circulateur à Helium liquide

Comme il l'a été dit dans la partie 1.A.3, afin d'avoir accès aux résonances excitoniques et donc pouvoir observer un régime de couplage fort, l'échantillon doit être maintenu à des températures cryogéniques : dans les expériences qui suivent, nous travaillerons à 5K. Le porte-échantillon (et l'échantillon) est donc placé à l'intérieur d'un cryostat (*Oxford Instrument*) sur un doigt froid dans lequel circule de l'Helium liquide. Le doigt froid est muni d'un capteur de température pour ajuster le débit d'hélium, et cette mesure s'affiche sur le contrôleur. Selon le résultat nous réglons manuellement l'ouverture d'un pointeau situé à l'extrémité de la canne de transfert d'où est prélevé l'Hélium liquide. En fin de journée de manipulation, il faut réchauffer le système : soit en coupant l'arrivée d'Helium et en laissant l'échantillon atteindre librement la température ambiante, soit en forçant le réchauffement grâce au contrôleur Peltier (technique plus rapide mais un peu brutale et agressive pour l'échantillon).

2.B.2 Cryostat

Le cryostat possède deux fenêtres qui permettent des expériences en réflexion et en transmission avec une ouverture angulaire très élevée ($\pm 45^\circ$). L'échantillon est placé sous vide à l'aide d'une pompe turbo-moléculaire (précédée d'une pompe primaire), on peut ainsi atteindre des vides poussés à 10^{-5} Torr ($1\text{Torr} \simeq 133.3\text{Pa}$). Le cryostat est monté sur deux platines de translation *Newport* qui permettent de le déplacer dans les directions horizontale et verticale avec une précision de $5\mu\text{m}$: ceci nous permet de changer la position du spot d'excitation sur l'échantillon. Etant donné qu'il existe un angle de quelques 10^{-6} radians entre les miroirs de la cavité, changer la position du spot d'excitation sur l'échantillon revient à faire varier le désaccord cavité-exciton. Cette précision de $5\mu\text{m}$ est conforme à notre cahier des charges, cf 2.A.2, à savoir qu'elle permet de résoudre des désaccords cavité-exciton au moins aussi petits que la largeur de raie polaritonique : c'est le cas puisque la largeur de raie est de l'ordre de 0.4 meV (calculée en 2.A.2) et que le gradient d'énergie des photons de cavité dû à l'angle entre les miroirs donne $\frac{d\delta_k}{dx} \approx 0.1\text{meV}/10\mu\text{m}$.

2.C Source de lumière

2.C.1 Laser Ti :Sa continu

Pour obtenir un fluide polaritonique ayant un certain vecteur d'onde transverse $\mathbf{K}_{\parallel}^{exc} = (K_x^{exc}, K_y^{exc})$, nous devons envoyer sur l'échantillon un faisceau de photons faisant un certain angle avec l'axe z (axe longitudinal à la cavité). Cet angle est déterminé par les relations

(1.23) et (1.24). Il faut de plus que ce faisceau de photons soit de longueur d'onde adaptée à la microcavité (c'est-à-dire que la longueur d'onde résonante pour la cavité soit égale la longueur d'onde du laser d'excitation) et de largeur spectrale réduite afin de n'exciter qu'un unique mode excitonique.

La source que nous utilisons pour cela est un laser Titane-Saphir monomode continu, conçu au Laboratoire Kastler Brossel par François Biraben. Ce laser est accordable continûment entre 820 et 850 nm. Il a une puissance de sortie de 600 mW autour de 836 nm, pour une injection de 9 W réalisée par un Verdi (laser à solide Nd :Yag doublé en fréquence) qui émet en régime continu à 532 nm. La largeur spectrale du Ti :Sa est 1 MHz, soit environ $2,3 \cdot 10^{-6}$ nm, ce qui est très fin.

Le milieu amplificateur est un cristal de Saphir dopé au Titane. Sa courbe de gain couvre une large bande spectrale comprise entre 650 et 1100 nm. Ce cristal est pompé à incidence de Brewster par le mode TEM_{00} du Verdi mentionné précédemment (de longueur d'onde 532 nm), générant alors une émission stimulée de photons de fréquence autour de 830 nm c'est-à-dire dans le proche infrarouge (IR). Une lentille divergente de focale -500 mm placée en sortie du Verdi permet d'ajuster le waist du laser de pompe au niveau du cristal de manière à optimiser le pompage.

La cavité laser, représentée figure 2.3, est une cavité en anneau constituée de 6 miroirs :

- 2 miroirs sphériques (M1 et M2 sur le schéma) sont ajustés au mode gaussien TEM_{00} . M1 est traité sur sa face sphérique pour avoir une réflectivité maximale dans le proche infrarouge et un coefficient de transmission maximal sur une plage autour de 532 nm. M1 est également traité anti-reflet sur sa face arrière afin de permettre le pompage du cristal par le Verdi. Ainsi suivant le trajet du faisceau, avant M1, le faisceau est vert, entre M1 et M2 le faisceau est infrarouge.

- les miroirs M3, M4, et M5 sont plans
- le miroir M6 est le coupleur de sortie, il est plan et a un coefficient de transmission de 4%.

Le fonctionnement monomode fréquentiel est obtenu grâce à 3 filtres sélectifs en fréquence :

- le filtre de Lyot, constitué de lames biréfringentes, de largeur spectrale d'environ 200 GHz (soit 0.5 nm à 830 nm), donc trop large pour assurer à lui tout seul un fonctionnement monomode du laser,
- l'étalon mince, constitué d'une simple lame de silice qui réalise une cavité Fabry-Pérot de faible finesse grâce aux réflexions multiples aux interfaces,
- l'étalon épais, constitué de deux prismes formant une cavité Fabry-Pérot de haute finesse et qui sélectionne donc très précisément la longueur d'onde du laser.

Ainsi le faisceau laser vert envoyé par le Verdi passe au travers de M1 et arrive sur le cristal de TiSa, d'où il ressort un faisceau infrarouge qui est réfléchi par le miroir M2, puis M3. Le faisceau IR est alors envoyé sur l'étalon épais, puis, après réflexion sur les miroirs M4, M5 et M6, il passe par le filtre de Lyot et l'étalon mince. Il arrive alors sur le miroir M1 qui le réfléchit : le faisceau passe donc une nouvelle fois dans le cristal et dans les autres éléments, et ainsi de suite. Il y a donc oscillation dans la cavité en anneau et amplification à chaque passage par le cristal. Si le gain à chaque tour est plus important que les pertes (coefficients de réflexion des miroirs non idéalement égaux à 1, mauvais positionnement et orientation des miroirs qui ne renvoient donc pas toute la lumière, filtres fréquentiels qui sélectionnent certaines composantes seulement, mauvais ajustement de la forme des miroirs aux modes transverses du faisceau, etc.), alors le dispositif lase dans l'IR.

Le rotateur Faraday, constitué par un verre de Hoya placé à incidence de Brewster dans l'entrefer d'un aimant permanent, permet d'assurer un fonctionnement unidirectionnel du laser : en effet, si le faisceau se propageait dans les deux sens, nous aurions des ondes stationnaires dans la cavité et il s'y produirait un phénomène de *Hole Burning Spatial*, ie un trou de population dans la courbe de gain du cristal. Grâce au rotateur Faraday, la polarisation du faisceau est légèrement tournée (d'un angle de 3° environ) quelque soit son sens de propagation. Ainsi, pour la lumière se propageant dans le sens anti-horaire, on s'arrange pour que cette rotation soit compensée par l'ensemble des miroirs M4, M5 et M6, tandis que pour la lumière se propageant dans le sens horaire, les deux rotations (celle induite par le rotateur Faraday et celle induite par les miroirs M4, M5 et M6) s'additionnent, ce qui a pour effet d'introduire beaucoup de pertes (à cause des nombreux éléments dans la cavité placés à incidence de Brewster), si bien que la condition d'oscillation (gain > pertes) du laser n'est pas vérifiée pour ce sens de propagation. Par conséquent, seul le sens anti-horaire peut osciller et lase.

Ainsi, pour accorder le laser, on joue sur le filtre de Lyot, ce qui cause un saut de mode de l'étalon mince, soit une variation de 0.35 nm environ de la longueur d'onde à 830 nm, puis, pour affiner, on joue sur l'étalon mince, ce qui cause un saut de mode de l'étalon épais, soit une variation de 0.04 nm à 830 nm. Un autre élément peut également être introduit dans la cavité afin de permettre un accord réellement continu de la cavité laser : le bilame. Cet élément est comme son nom l'indique constitué de deux lames dont on peut régler l'écartement de manière continue.

Enfin, le mode transverse résonant dans cette cavité laser est un mode gaussien TEM_{00} .

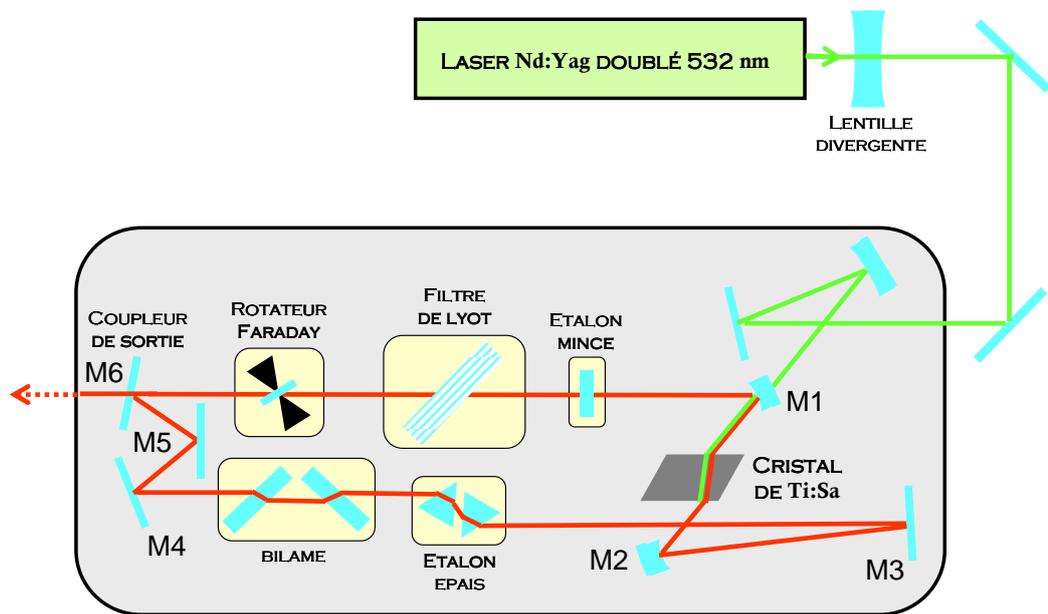


FIGURE 2.3 – Laser Titane-Saphir modèle Biraben ainsi que son laser de pompe.

2.C.2 Fibre optique monomode à maintien de polarisation

Le faisceau laser est ensuite fibré en sortie de cavité laser avant d'exciter l'échantillon grâce à une fibre optique monomode à maintien de polarisation de type PANDA de chez *Oz Optics*. Le faisceau laser en sortie de fibre est alors polarisé linéairement en mode transverse électrique, noté TE. Un mode TE au sein d'un guide d'onde tel qu'une fibre optique est un mode tel que la composante du champ électrique selon l'axe de propagation est nulle : supposons que la lumière se propage selon Oz , un mode TE est tel que $E_z = 0$. Et logiquement, un mode TM est tel que $B_z = 0$, où \mathbf{B} est le champ magnétique de l'onde, Oz la direction de propagation.

Les fibres à maintien de polarisation ont été conçues à partir de la constatation, faite sur les fibres optiques "normales", selon laquelle les imperfections géométriques (tailles et formes de la gaine et du cœur) inhérentes à tout processus de fabrication des fibres entraîne une anisotropie et en particulier une biréfringence entre les modes TE et TM. Ainsi, un faisceau de polarisation quelconque (elliptique) envoyé dans la fibre se décompose en deux modes TE et TM qui se propagent à des vitesses différentes, donnant une polarisation du

faisceau en sortie différente de celle en entrée. Les fibres à maintien de polarisation intègrent intentionnellement une géométrie particulière non symétrique favorisant la biréfringence entre les modes TE et TM. Ainsi, si la polarisation de la lumière en entrée de fibre est correctement choisie (soit TE pur, soit TM pur), celle-ci ne tourne pas lors de son passage dans la fibre.

2.C.3 L'asservissement laser

Le laser $\text{Ti}:\text{Sa}$ est ensuite asservi en fréquence par un système de rétroaction contrôlé par un signal d'erreur et agissant sur le dispositif du laser via l'étalon épais dont l'un des prismes est monté sur une céramique piézoélectrique.

Comme l'explique [messin00], le principe technique de l'asservissement de l'étalon épais consiste en l'application, au moyen de la cale piézoélectrique, d'une modulation à la longueur de cavité formée par l'étalon épais, avec une amplitude faible devant la largeur du pic d'Airy (donnant des variations de la taille des pics d'Airy faibles devant l'intervalle spectral libre) et à une fréquence f de quelques kHz. On détecte ensuite l'intensité du laser au moyen d'une photodiode et on l'injecte dans une détection synchrone à la fréquence f . Celle-ci extrait du photocourant la composante oscillant à la fréquence f au moyen d'un filtre électronique étroit centré sur f . Le signal obtenu est ensuite multiplié par un signal créneau toujours à la fréquence f et en phase avec ce signal. On effectue la moyenne du résultat sur plusieurs périodes d'oscillation. On obtient ainsi un signal proportionnel à la pente du pic d'Airy de l'étalon épais à la longueur d'onde du laser. C'est le signal d'erreur : il s'annule lorsque le maximum du pic d'Airy coïncide avec la longueur d'onde du laser. Un signal de contre-réaction agit alors, dans le cas d'un signal d'erreur non nul, sur la cale piézoélectrique de l'étalon épais. Cet asservissement de l'étalon épais joue le rôle de force de rappel qui tend à ramener la fréquence de résonance de l'étalon épais (maximum de transmission) à celle à laquelle le laser oscille. La bande passante de ce système est limitée par la fréquence de modulation f . Il permet donc de corriger des effets relativement lents tels que les fluctuations thermiques et les vibrations mécaniques de la cavité. On garantit de cette manière le fonctionnement monomode du laser.

Parallèlement, une cavité d'analyse (une autre cavité Fabry-Perot) dont un miroir est monté sur une cale piézoélectrique soumise à une tension périodique permet de visualiser le mode du laser et de s'assurer que l'on a bien un seul mode stable. En effet, en modulant la longueur L de la cavité d'analyse à une fréquence f' et avec une petite amplitude de manière à ce que $\Delta L \ll L$, la transmission du faisceau laser à analyser, de fréquence f_{laser} et envoyé en incidence normale sur la cavité d'analyse, est maximale toutes les fois où la longueur de cavité vérifie $L = \frac{c}{2f_{\text{laser}}}$. Si nous obtenons des couples de raies (l'aller et le retour de la cale piézoélectrique donnent deux résonances successives) régulièrement espacés dans le temps, c'est que le laser est monomode. Dans le cas multimode où le spectre du laser

peut s'écrire simplement comme une superposition des fréquences $f_{laser}^1, f_{laser}^2, f_{laser}^3, \dots$, il y aura plusieurs couples résonants au sein d'un seul aller-retour de la cale piézoélectrique.

2.D Système d'imagerie

2.D.1 Visualisation du champ réel : caméra CCD

La visualisation du champ réel se fait grâce à une caméra CCD 1024 pixels par 1024 pixels de *Princeton Instruments*, conjuguée au plan où est positionné l'échantillon. Chaque pixel (carré) mesure 13 microns de côté. Cette caméra est particulièrement sensible dans le proche infra-rouge : son efficacité quantique vers 830 nm vaut environ 60%. Sa fréquence d'acquisition maximale est de 100 kHz, permettant de faire des images moyennée sur 0.01 ms au minimum.

2.D.2 Visualisation de l'espace réciproque et affichage de la dispersion : spectro-imageur

L'imagerie dans l'espace réciproque est réalisée à l'aide d'une caméra CCD *Princeton Instruments* 1024 × 1024 pixels identique à celle utilisée pour l'espace réel. Le montage expérimental est tel que l'on fait l'image du plan de Fourier (k_x, k_y) sur le détecteur CCD, ce qui revient à conjuguer le plan focal du condenseur, utilisé afin de collecter toute la lumière émise par la microcavité, avec le plan de la CCD. Ce système nous permet de visualiser l'anneau Rayleigh (cf partie 1.D.7), c'est-à-dire l'espace réciproque de l'émission.

L'analyse spectrale de la lumière est réalisée grâce à un spectromètre imageur composé d'une fente suivie d'un réseau blazé permettant d'obtenir une grande dispersion spectrale de haute intensité. En effet, un réseau blazé fonctionne en réflexion et envoie son spectre le plus intense dans un ordre non nul, contrairement à un réseau ordinaire dont le maximum d'intensité est toujours dans l'ordre 0 où les longueurs d'onde ne sont pas dispersées. La conjugaison plan de Fourier (entrée du spectromètre) - plan de la CCD est effectuée par des miroirs paraboliques qui réalisent, en minimisant les aberrations, la conjugaison et collimatent la lumière sur le réseau. La résolution spectrale de ce spectromètre est de 0.02 nm. La fente est située au plan de conjugaison du plan de Fourier de la lumière transmise. Le principe est simple : en positionnant convenablement la fente verticale (axe Ox) de sorte qu'elle passe par le centre (par rapport à l'axe horizontal Oy) de l'anneau Rayleigh, on obtient, en excitant avec une source de lumière décalée vers le bleu par rapport à la branche basse des polaritons, la dispersion en énergie, à k_x fixé à 0, selon k_y . Si la fente n'est pas au centre de l'anneau, alors la courbe obtenue est la dispersion en énergie selon k_y à k_x différent de 0. Et au vu de l'image 2.4, cette dernière courbe présente un niveau fondamental (pour $k_y = 0$) plus haut.

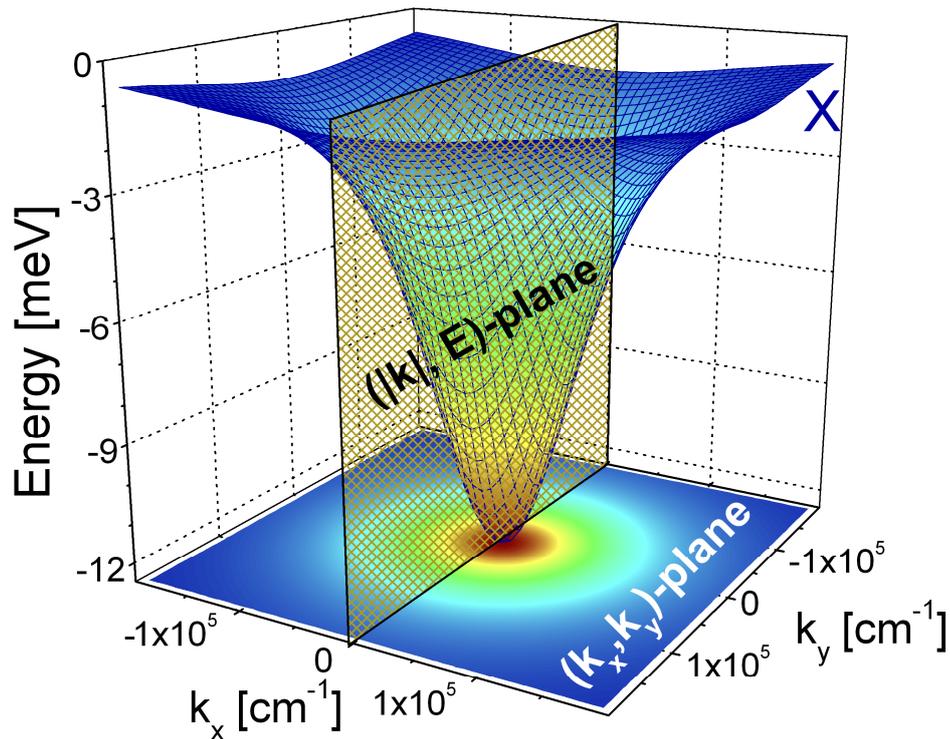


FIGURE 2.4 – Dispersion (paraboloïde pour les vecteurs d'onde faibles) des polaritons bas. Image tirée de [kasprzak06-these].

C'est en fait le même appareil qui réalise la dispersion et l'image du plan de Fourier : en mode spectromètre il suffit de positionner la fente et le réseau, tandis qu'en mode CCD simple, il faut enlever la fente et le réseau et les remplacer par un miroir plan.

La source de lumière utilisée pour réaliser ces courbes de dispersion est une diode laser de longueur d'onde 780 nm. Celle-ci peuple des états hauts en énergie qui subissent une série de relaxations jusqu'à la branche basse des polaritons. Les courbes de dispersion (E, k_{\parallel}) qui seront montrées régulièrement dans cette thèse ont toutes été obtenues grâce à cette méthode (soit avec une diode laser très haute en énergie, soit avec le laser Ti :Sa à faible intensité et suffisamment décalé vers le bleu par rapport à la résonance).

2.D.3 Traitement informatique des données

L'acquisition et le traitement des images se fait grâce au logiciel *WinSpec* qui permet d'effectuer des opérations mathématiques pixel par pixel et la conversion de ces images en tableaux de données exploitables par *Matlab* ou *Origin*.

2.E Photodiodes pour les mesures de bruit quantique

Les photodiodes utilisées pour les mesures de bruit sont de type EG&G FND 100. Elles possèdent une efficacité quantique à 830 nm de 88% et un temps de réponse rapide (nanoseconde) ce qui permet d'avoir accès à une large plage de fréquences du spectre des photocourants ($f < GHz$). Elles ont une grande surface active permettant la mesure de larges faisceaux (néanmoins, nous sélectionnerons souvent spatialement les faisceaux à mesurer). Leur tension de polarisation élevée (résistance de charge entre 1 et 10 kOhms selon les expériences) assure une intensité lumineuse de saturation suffisamment élevée (et donc dans le cas de la détection homodyne, cela permet d'avoir un OL bien plus grand que le signal sans phénomène de saturation). Des montages électroniques, élaborés au laboratoire permettent de séparer la partie continue du signal de la partie haute fréquence, et de les amplifier de façon convenable. Ces montages sont décrits en détail dans les références [messin00].

Les photodiodes et leur montage électronique d'amplification présentent une coupure basse fréquence vers 1 MHz, ainsi qu'une coupure haute fréquence vers 20 MHz. La plage de fréquences que nous pouvons utiliser avec ces détecteurs pour les mesures de bruit est donc limitée à 1-20 MHz. Nous verrons que cette plage de fréquences est tout à fait adaptée aux signaux que nous voudrions analyser, cf partie 5.

Lors de mesures de bruit, on est amené généralement à utiliser deux détecteurs. Les photocourants sont sommés ou soustraits à l'aide d'un dispositif électronique sommateur-soustracteur comme expliqué en [messin00]. Il est donc primordial de s'assurer de l'équilibrage des deux photodiodes c'est-à-dire que leurs réponses aux signaux optiques doivent être identiques. La procédure à suivre pour s'en assurer est décrite dans la référence [hermier00]. Pour résumer, en envoyant de la lumière cohérente polarisée rectilignement (typiquement le faisceau d'une diode laser) sur une lame $\lambda/2$ suivie d'un cube polariseur, on récupère la moitié de la lumière sur chaque photodiode. A l'aide d'un Wattmètre de précision, on vérifie qu'on envoie bien la même puissance optique sur les deux photodétecteurs. On mesure ensuite la tension absolue (obtenue après soustraction des offsets électroniques) de la voie DC de chacune des photodiodes. On répète ces deux opérations successives pour différentes valeurs de la puissance lumineuse incidente. Enfin, on trace la courbe de la tension absolue de la voie DC en fonction de la puissance lumineuse pour chacune des photodiodes. Ceci permet d'une part de tester la linéarité BF (basses fréquences) de la réponse des photodiodes (les courbes ainsi tracées devant être des droites) et d'autre part de comparer leurs réponses respectives. Les deux photodiodes sont équilibrées si elles ont la même réponse i.e. si les coefficients directeurs des deux droites sont égaux. En outre, on peut ainsi mesurer l'efficacité quantique des détecteurs connaissant la résistance de charge des photodiodes.

Pour contrôler l'équilibrage des voies HF, il faut déterminer le *taux de réjection* du système. Cela consiste, si l'on utilise par exemple une diode laser pour effectuer ces tests

d'équilibrage, à appliquer une modulation au courant d'alimentation de la diode. Cette modulation apparaît comme un pic à une fréquence donnée à l'analyseur de spectre (*Agilent EE4401-B*, de bande passante 9 kHz à 1.5 GHz). Le taux de réjection est la différence entre les hauteurs du pic de modulation de la somme et de la différence des photocourants. Typiquement, on obtient une réjection de plus de 30 dB sur toute la plage de fréquence d'intérêt : de quelques MHz à quelques dizaines de MHz. Nous verrons en effet en 5.A.5 que la fréquence d'analyse que nous choisirons est de 5 MHz, car elle correspond à une meilleur rapport du bruit des signaux optiques mesurés sur le bruit électronique des détecteurs.

Au niveau de l'analyseur de spectre, le choix de la "Resolution BandWidth" (RBW) et de la "Video BandWidth" (VBW) est important, puisque l'analyseur filtre le signal (par exemple la différence des photocourants) avec un filtre en créneau centré sur la fréquence d'analyse et dont la largeur dépend de la RBW choisie. En sortie, la VBW agit comme un filtre passe-bas : elle effectue une moyenne du signal de bruit mesuré et permet ainsi de s'affranchir du bruit parasite sur le bruit. Si elle est trop basse par rapport à la fréquence du signal de bruit mesuré, elle va trop lisser la courbe. Si la fréquence du signal de bruit mesuré est lente, il faut alors augmenter le temps de balayage et réduire la VBW, à RBW fixée. En général, un rapport $\frac{VBW}{RBW}$ inférieur à 1 est correct. Nous choisirons dans nos expériences des VBW de l'ordre de 10-1000 Hz, des RBW de l'ordre de 10-1000 kHz, avec des temps de balayage relativement longs (de 100 ms-10s).

2.F Matériel d'optique ultra-rapide (résolution temporelle picoseconde)

2.F.1 Laser pulsé

Le laser utilisé dans les expériences de *spin switch* réalisées à la Universidad Autonoma de Madrid, est un laser Ti :Sa type MIRA pulsé de durée de pulse 2 ps pour des intervalles de 13 ns. Il est ajustable de 760 à 860 nm, sa puissance maximale d'émission est d'environ 1W et la lumière émise est polarisée linéairement.

2.F.2 Streak caméra

Ce système d'imagerie est utilisé dans des mesures de phénomènes lumineux ultra-rapides (il est donc utilisé avec des lasers pulsés, tel que celui présenté précédemment). Sa résolution temporelle est de 5 ps dans notre cas. En sortie, l'expérimentateur visualise l'intensité en fonction du temps et de la position (ou de l'énergie). Le fonctionnement est schématisé en figure 2.5. Il consiste en une fente précédant une photocathode, qui transforme un certain nombre de photons en un certain nombre d'électrons (la proportion de la conversion photons/électrons est donnée par l'efficacité de la photocathode), elle-même

suivie d'un tube dans lequel le faisceau d'électrons est dévié grâce à deux électrodes de déflexion (alignées avec la fente), représentées par "sweep electrodes" sur le schéma. Enfin, en bout de tube est placé un photomultiplicateur et un écran phosphore (CCD) qui reçoit les électrons déviés. Imaginons donc quatre pulses optiques d'intensités différentes à quatre temps différents (de 10 ps par exemple, de manière à pouvoir être résolu par la streak), et quatre positions différentes selon la direction de la fente. Sur les électrodes du tube, on envoie un signal de balayage ("sweep signal"), synchronisé avec la lumière incidente ("trigger signal" comme écrit sur le schéma). Les électrons passant par ces électrodes à des temps différents sont déviés avec des angles différents selon la direction perpendiculaire à la fente. Ainsi, sur l'écran la position spatiale des pics est donnée selon la direction parallèle à la fente, tandis que la direction perpendiculaire à la fente rend compte de leur coordonnée temporelle, tout en conservant leur intensité relative. Evidemment, si l'on veut avoir à la fois la coordonnée spatiale selon les deux directions du plan transverse à la propagation, il est nécessaire d'ajouter en amont de ce montage un système motorisé synchronisé à la streak permettant de scanner la lumière incidente selon la direction perpendiculaire à la fente d'entrée. Supposons que la fente soit selon la direction x , l'assemblage des images (I, x, t) obtenues pour chaque position y du système de translation donne un film de la lumière incidente (I, x, y, t) . Dans notre cas, le système de translation selon la direction perpendiculaire à la fente d'entrée était une lentille permettant de faire l'image de l'échantillon au niveau de la fente.

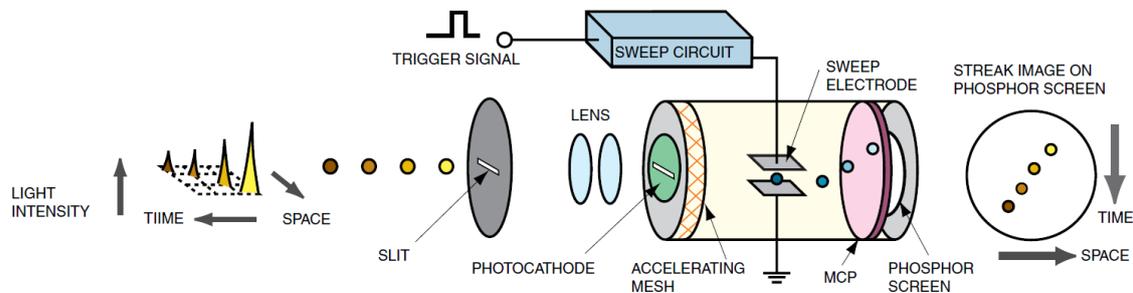


FIGURE 2.5 – Schéma de fonctionnement de la streak camera. Image tirée du manuel d'instruction fait par le constructeur Hamamatsu.

Chapitre 3

Dynamique de fluide quantique polaritonique

Sommaire

3.A	Théorie de la superfluidité	62
3.A.1	Historique de la superfluidité : découverte grâce à l'Helium 4.	62
3.A.2	Théorie de champ moyen et équation de Gross-Pitaevskii.	63
3.A.3	Spectre des excitations de Bogoliubov et critère de super- fluidité selon Landau	71
3.A.4	Remarque de conclusion et d'approfondissement sur la théo- rie de la superfluidité	75
3.B	Expérience d'un fluide au passage d'un obstacle	76
3.B.1	Contrôle tout optique des paramètres utiles pour l'expérience	76
3.B.2	Choix des paramètres expérimentaux pour la superfluidité.	77
3.B.3	Résultats pour la superfluidité	79
3.B.4	Choix des paramètres expérimentaux pour l'effet Cerenkov.	84
3.B.5	Résultats pour l'effet Cerenkov	85
3.B.6	Résultats "exotiques".	90
3.C	Façonnage de l'environnement polaritonique	94
3.C.1	Défaut artificiel	94
3.C.2	Comportement d'un fluide polaritonique rencontrant des défauts artificiels de caractéristiques différentes	96
3.C.3	Applications	108

J'aimerais dans cette introduction montrer la richesse de la physique des excitons-polaritons lorsque l'on s'intéresse à ses propriétés de gaz quantique, et notamment souligner les fortes analogies entre les excitons-polaritons et les atomes froids. Plus intéressant encore, la lignée tracée par les recherches sur les condensats d'atomes a stimulé les travaux sur les fluides quantiques en phase solide, et ces deux domaines avancent maintenant conjointement.

Tout est né de la proposition selon laquelle le concept de cohérence macroscopique spontanée est la clé des phénomènes tels que les Condensats de Bose-Einstein, la superfluidité, la supraconductivité et l'effet LASER. D'excellents articles de revue expliquant et reliant ces notions sont présentés en [griffin95] et [nozieres85]. Cette théorie unificatrice a permis d'ouvrir le champ de la recherche à des candidats exotiques pour l'observation de ces phénomènes. Ces nouveaux candidats devaient posséder la propriété suivante : être capable d'entrer dans des conditions de totale dégénérescence quantique de la fonction d'onde décrivant le gaz, ce qui implique un facteur d'occupation important d'un unique état quantique et une cohérence de phase sur l'ensemble du gaz. Les candidats doivent donc se comporter comme des bosons, et ils doivent présenter une longueur d'onde de De Broglie à la température considérée plus importante que la distance inter-particule (c'est ce que l'on appelle un gaz "dilué").

Bien que les expériences faites par [anderson95], [davis95] et [bradley95] sur des vapeurs atomiques (Rb^{87} ou Na), montrant leur condensation à très basse température (de l'ordre du μK) et leur cohérence de phase grâce à des franges d'interférences produites lors de l'expansion libre de deux condensats [andrews97], soient une avancée considérable dans le domaine de la physique quantique, il s'est révélé ardu de manipuler ces systèmes pour différentes raisons : la température critique de condensation, extrêmement basse (estimée à 10^{-6} - 10^{-7} K pour les alcalins) a été le premier obstacle. Celui-ci a pris du temps à être surmonté et a freiné les expériences dans ce domaine (la première conception théorique du phénomène de condensation date de 1925, par Einstein et Bose, tandis que les premières réalisations expérimentales datent de 1995 car elles ont notamment nécessité la découverte du pompage optique par Kastler en 1950, suivie de l'invention du laser en 1960 par Mainman). D'ingénieuses méthodes de refroidissement ont été inventées cependant : refroidissement Doppler (jusqu'au mK) relayé par le refroidissement par évaporation et/ou le refroidissement Sisyphus (μK). Toutes ces techniques de refroidissement sub-microKelvin ont dû développer l'élaboration de pièges, tels que les pièges magnéto-optique, permettant d'isoler parfaitement le condensat du monde extérieur. Le contrôle que l'on a maintenant des atomes est très impressionnant, mais il reste difficile à mettre en oeuvre.

Les idées et travaux de [keldysh68], [blatt62], [griffin95], [moskalenko00], [zhu95], [snoke90] et [butov01], consistant à baser les expériences de cohérence macroscopique au sein des semi-conducteurs sont alors apparus très attractifs, puisque la théorie de Bloch sur les solides prévoit que les électrons se déplaçant dans un potentiel périodique peuvent être décrits

comme des ondes planes modulées par un terme révélant la périodicité du cristal, ainsi que nous l'avons vu en 1.A.2. Les électrons se comportent donc comme un gaz indépendant du réseau cristallin. Dans un semi-conducteur, les électrons et les trous peuvent former, sous certaines conditions d'excitation, des paires liées, les excitons, qui eux-aussi se déplacent comme un gaz au-dessus du réseau cristallin. Le grand intérêt de ces quasi-particules réside dans leur très faible masse (environ quatre ordres de grandeur plus petite que chez les atomes), permettant d'atteindre la cohérence macroscopique à des températures de l'ordre du Kelvin seulement (par des moyens cryogéniques, plus faciles à mettre en oeuvre que les refroidissements laser). Enfin, ces quasi-particules se comportent comme des bosons aux faibles densités, ce qui est indispensable pour avoir la dégénérescence quantique. Cependant, les excitons des semi-conducteurs ont un rayon de Bohr très grand comparé à la taille typique d'une maille du réseau cristallin (ce sont des excitons de Mott-Wannier) et leur énergie de liaison est très faible, ce qui affaiblit leur nature bosonique et limite l'accès à la dégénérescence quantique.

En ce sens, la découverte du couplage fort par [weisbuch92] au sein des microcavités semi-conductrices grâce à l'émergence des techniques de croissance épitaxiales permettant la fabrication d'hétérostructures telles que des puits quantiques, a permis d'envisager les polaritons de cavité comme des candidats à ces effets de dégénérescence quantique observable à l'échelle macroscopique. Les polaritons ont en effet des masses effectives d'environ quatre ordres de grandeur plus petites que les excitons (donc environ huit ordres de grandeur plus petites que les atomes), permettant d'atteindre la dégénérescence à des températures de l'ordre du K à des densités conservant leur caractère bosonique (la densité critique de dégénérescence, de l'ordre de 10^8 par cm^{-2} , est plus faible que la densité définissant la limite bosonique, de l'ordre de 10^{12} par cm^{-2} cf 1.26).

Par conséquent, un des principaux avantages des polaritons sur les atomes est bien sûr la température nécessaire pour l'observation des phénomènes de cohérence macroscopique (condensats, superfluides...), qui est beaucoup moins contraignante au sein des microcavités semi-conductrices. L'observation de tels phénomènes en phase solide présente d'autres avantages : le contrôle et les mesures tout-optiques permettent une manipulation aisée des gaz étudiés et l'observation directe de certaines propriétés. De plus la grande intégrabilité du système offre un futur prometteur dans la mise en oeuvre de procédés d'informatique quantique, [bouwmeester00]. Les techniques de haute précision de croissance cristalline nous permettent de plus d'envisager toute sorte d'hétérostructures, notamment des structures de basse dimensionnalité pour un meilleur confinement, des cavités optiques de finesse très élevée ou très faible selon le cahier des charges, etc. Dans les travaux portant sur la recherche de la dégénérescence quantique des polaritons, il faut mentionner [snoke02], [balili07] et bien sûr [kasprzak06], [deng10], [wertz10], [ferrier11] qui constituent les premières observations de condensats de polaritons de cavité, en excitation non-résonante. Il est clair que les recherches dans ce domaine ont été très accélérées grâce à la connais-

sance approfondie du phénomène au sein des atomes, mais cela est également dû à la "simplicité" de la manipulation des microcavités. Non pas que les expériences sur les polaritons soient faciles à réaliser, mais elles requièrent des conditions bien moins contraignantes (stabilité du système, précision des mesures, technologie de refroidissement, etc.). Pour toutes ces raisons, de nombreux théoriciens, comme [imamoglu96], [laussy06], [laussy10], [malpuech03], [kavokin03], [ciuti05], [doan05], [szymanska06], [keeling07], [marchetti04], [wouters/carusotto07] ont développé des modèles décrivant notamment les interactions entre les polaritons, et expliquant comment il est possible de transposer la théorie des condensats d'atomes en interaction faible, majoritairement décrite par [pitaevskii99], aux condensats ou superfluides de polaritons de cavité. Notons qu'une première observation du régime de superfluidité a été réalisée par Alberto Amo à la Universidad Autonoma de Madrid dans l'équipe de Luis Viña [amo09-uam], en excitation paramétrique. Ce que nous proposons dans cette thèse et qui a donné lieu au papier [amo09-lkb] est une observation du régime de superfluidité en excitation résonante, selon le critère de Landau .

Après un rapide historique sur la superfluidité, nous étudierons la théorie de Pitaevskii sur les condensats atomiques et, après avoir répondu à certaines interrogations sur la validité de cette théorie pour les polaritons de cavité (notamment concernant le fait que les superfluides polaritoniques n'atteignent jamais l'équilibre thermodynamique, ce qui diffère des condensats atomiques), nous développerons les équations maîtresses de Gross-Pitaevskii et nous énoncerons le critère de superfluidité selon Landau. Puis nous présenterons nos résultats expérimentaux sur le sujet.

3.A Théorie de la superfluidité

3.A.1 Historique de la superfluidité : découverte grâce à l'Helium 4.

En 1925, Einstein généralise les travaux de Bose sur les statistiques quantiques des photons à toutes les particules bosoniques. Il prédit alors l'existence d'un état de la matière formé de bosons sans interactions à une température suffisamment basse et caractérisé par une fraction macroscopique de ces entités se trouvant dans l'état quantique de plus basse énergie. C'est ce que l'on appelle un *condensat de Bose-Einstein (BEC)*.

En 1938, Kapitza, Allen et Missener, [allen38] et [kapitza38], observent une viscosité extraordinairement faible de l'Helium 4 en dessous d'une certaine température $T=2,17$ K. Cette propriété a rapidement été mise en relation avec la théorie des condensats par London dans les années 40, les atomes d'Helium 4 étant des bosons et la longueur de De Broglie qui leur est associée étant, en-dessous de 2.17 K, plus grande que la distance interatomique, ce qui en fait des particules quantiques.

Il existe pourtant une différence fondamentale entre les BEC et l'Helium 4 superfluide puisque la théorie des BEC décrit un système de particules bosoniques sans interactions,

alors que l'Helium 4 présente des interactions entre atomes.

Landau et Tisza proposent alors des modèles permettant de rendre compte du comportement de *quasi-condensats* de Bose-Einstein. Dans la théorie de Landau la viscosité s'interprète par la création d'excitations élémentaires de deux types, cf 3.1. A basse température et faible vecteur d'onde, les interactions concernent les acteurs phonons (qui correspondent aux modes normaux de vibration du réseau cristallin), la branche de dispersion est linéaire de pente c , que l'on appelle *vitesse de premier son*. A haute température et vecteur d'onde élevé, la dispersion est quadratique et les interactions concernent les acteurs rotors (qui décrivent les mouvements sur de très petites zones indépendantes du cristal, comme des *vortex élémentaires*). Ainsi, en-dessous d'une certaine vitesse critique du fluide appelée vitesse de second son que nous noterons c_s et représentée par la droite rouge intitulée c_s sur la figure 3.1, il est impossible de générer des excitations élémentaires, le fluide est alors dans sa phase superfluide. Au-dessus de la vitesse critique, le fluide présente une viscosité non nulle qui augmente avec la température.

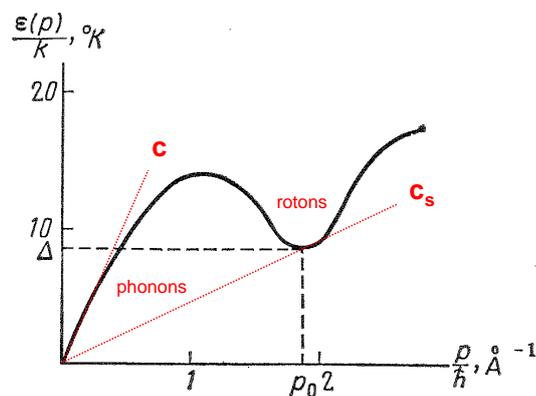


FIGURE 3.1 – Excitations élémentaires de l'Hélium liquide à $T=1,12$ K prévues par Landau, source [landau84] et vérifiées expérimentalement par Donnelly et al. en 1981. Δ est le *gap* à franchir entre les excitations élémentaires type phonons et celles type rotors.

L'extension des théories de Bose-Einstein et de Landau à tous les fluides constitués de particules bosoniques en interaction a été prédite et modélisée par Gross et Pitaevskii. Leur équation est présentée dans le paragraphe suivant.

3.A.2 Théorie de champ moyen et équation de Gross-Pitaevskii.

Equation de Gross-Pitaevskii pour un condensat de Bose-Einstein avec interactions et extension aux polaritons de cavité

Théorie de champ moyen pour un BEC non-idéal. Dans [pitaevskii99], l'hamiltonien décrivant N bosons de masse m en interaction coulombienne $V_{coulomb}$ confinés dans un

potentiel extérieur V_{ext} est donné dans la seconde quantification par :

$$H(t) = \int d\mathbf{r} a^\dagger(\mathbf{r}, t) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mathbf{r}}^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) \right] a(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' a^\dagger(\mathbf{r}, t) a^\dagger(\mathbf{r}', t) V_{coulomb}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') a(\mathbf{r}', t) a(\mathbf{r}, t) \quad (3.1)$$

où $a(\mathbf{r})$ et $a^\dagger(\mathbf{r})$ sont les opérateurs d'annihilation et de création d'un boson à la position \mathbf{r} . Lorsque le nombre de particules piégées N est très grand, il n'est plus nécessaire de considérer les opérateurs de création et d'annihilation d'une particule puisque $N \sim N + 1$. On écrit alors les opérateurs de création et d'annihilation comme la somme de la fonction d'onde d'une particule $\Psi(\mathbf{r}, t)$, qui vérifie $\Psi(\mathbf{r}, t) = \langle a(\mathbf{r}, t) \rangle$ (et $\Psi^\dagger(\mathbf{r}, t) = \langle a^\dagger(\mathbf{r}, t) \rangle$), et d'un terme de fluctuation rendant compte de l'approximation faite $\delta\Phi(\mathbf{r}, t)$, le module au carré de $\Psi(\mathbf{r}, t)$ fixant la densité de particules piégées par V_{ext} .

Une dernière approximation est faite qui consiste à remplacer le potentiel coulombien $V_{coulomb}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ entre deux particules par une interaction effective de la forme $g\delta^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ où g est un coefficient positif strictement. Il modélise le potentiel répulsif à courte portée entre deux particules qui collisionnent et restreint donc l'étude à des collisions à deux corps.

L'équation de champ moyen au premier ordre des perturbations décrivant la dynamique d'un BEC s'écrit donc, au vu des approximations faites :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mathbf{r}}^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) + g|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 \right] \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (3.2)$$

Cette équation est connue sous le nom d'équation de Gross-Pitaevskii, ou équation non-linéaire de Schrödinger.

Validité du traitement du fluide polaritonique par l'équation de Gross-Pitaevskii.

Comme précisé en introduction de ce chapitre, la description des polaritons de cavité dans les termes d'un gaz de Bose en interaction faible ne semble pas incongrue puisque les polaritons de cavité se comportent comme des bosons lorsque la densité excitonique n'est pas trop élevée.

De plus, ils ont une masse effective environ 10^{-5} fois plus petite que celle d'un électron libre, cf équation (1.34), ce qui fait que leur longueur d'onde de De Broglie à des températures cryogéniques (quelques Kelvins) est bien plus grande que la distance inter-polaritons (une densité typique d'excitons est de $40 \mu m^{-1}$ donc la distance moyenne entre excitons à cette densité est 0.1 à 0.2 μm). En effet la longueur d'onde de De Broglie λ_{DB} a pour expression en fonction de la température T , de la constante de Boltzmann k_B et de la masse effective des polaritons bas m_{LP}

$$\lambda_{DB} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_{LP}k_B T}} \quad (3.3)$$

et vaut à 5K environ 1 à 2 μm .

Enfin, ces bosons étant composés de fermions, ils sont interaction coulombienne et nous l'avons vu en 1.B.2, cette interaction coulombienne est faible comparée à celle d'un atome hydrogénoïde.

Certaines différences sont à noter cependant et nous allons vérifier qu'elles ne remettent pas en cause la validité de cette description :

- Dans un gaz atomique type Condensat de Bose-Einstein (BEC), la phase de $\Psi(\mathbf{r}, t)$ est définie par le potentiel chimique de ce gaz. Dans la théorie des polaritons excités à résonance, nous n'atteignons pas l'équilibre thermodynamique car les polaritons ont une durée de vie trop courte (estimée à 8 ps dans notre microcavité, cf 2.A.2) par rapport au temps de thermalisation. Le système n'oscille donc pas à sa fréquence propre, mais à une fréquence définie par le laser de pompe. La phase de $\Psi(\mathbf{r}, t)$ est donc quand même bien définie, ce qui nous permet d'utiliser le formalisme de Gross-Pitaevskii. De plus, le fait que le système soit forcé (ainsi que la taille finie du système, raison que nous ne commenterons pas ici, se référer à [nelson83, kasprzak06-these] pour davantage de détails) permet d'obtenir un régime de superfluidité en 2 dimensions.
- Une autre différence des polaritons par rapport aux atomes des BEC en interaction faible est que les particules bosoniques dans notre système sont de deux types : photons de cavité et excitons 2D, et elles subissent des potentiels extérieurs différents : $V_C(\mathbf{r})$ et $V_X(\mathbf{r})$ respectivement. Il suffit d'écrire l'équation de Gross-Pitaevski pour cet ensemble de deux types de particules bosoniques, où seuls les excitons interagissent entre eux via une interaction coulombienne.

Les théoriciens Cristiano Ciuti et Jacopo Carusotto ont étendu la théorie des BEC aux polaritons de cavité dans le cas résonant, [ciuti05], et c'est ce que nous allons voir ci-après.

Equation de Gross-Pitaevskii pour les excitons bidimensionnels et photons de cavité en couplage fort

Enoncé de l'équation. Dans toute cette partie consacrée à la superfluidité, la lumière excitatrice sera de polarisation circulaire de manière à n'exciter qu'un seul état de spin polaritonique. L'état de spin généré par une lumière polarisée circulairement est un état stationnaire du système. Les interactions polaritons-polaritons seront alors décrites uniquement par la grandeur g_{LP} .

La dynamique d'évolution du système de polaritons est décrite dans la base (Ψ_X, Ψ_C) , fonctions d'onde des excitons 2D et des photons de cavité, au point \mathbf{r} dans le plan des couches de l'échantillon (\mathbf{r} est un point de l'espace réel, obtenu en remplaçant le vecteur

d'onde transverse \mathbf{k} par $-i\nabla_{\mathbf{r}}$) par l'équation suivante, analogue à (3.2) :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \Psi_X \\ \Psi_C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \hbar F_p(\mathbf{r}, t) e^{i(\mathbf{k}_p \mathbf{r} - \omega_p t)} \end{pmatrix} + [H_{lin}(\mathbf{k}) + \begin{pmatrix} V_X(\mathbf{r}) + \hbar g |\Psi_X(\mathbf{r})|^2 - \frac{i}{2} \hbar \gamma_X & 0 \\ 0 & V_C(\mathbf{r}) - \frac{i}{2} \hbar \gamma_C \end{pmatrix}] \begin{pmatrix} \Psi_X \\ \Psi_C \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

où

- γ_C et γ_X sont les élargissements intrinsèques des modes photoniques et excitoniques,
- $H_{lin}(\mathbf{r})$ est l'hamiltonien linéaire exprimé dans l'espace réel. Il est obtenu de $H_{lin}(\mathbf{k})$ par changement de \mathbf{k} en $-i\nabla_{\mathbf{r}}$. Il s'écrit dans la base Ψ_X et Ψ_C comme suit :

$$H_{lin}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_{exc}^0 & \frac{\hbar \Omega_{Rabi}}{2} \\ \frac{\hbar \Omega_{Rabi}}{2} & E_{cav}(-i\nabla_{\mathbf{r}}) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

où la dispersion des excitons 2D a été négligée par rapport à celle des photons de cavité : $E_{exc}(-i\nabla_{\mathbf{r}}) \simeq \text{constante} \simeq E_{exc}^0$.

- $V_C(\mathbf{r})$ et $V_X(\mathbf{r})$ sont les potentiels moyens dus aux défauts (désordre cristallins, défauts sur les puits quantiques et les miroirs de Bragg, etc) ressentis par une particule au point \mathbf{r} , respectivement un photon et un exciton. Ces potentiels font référence aux diverses sources de dissipation extrinsèques énoncées en 2.A.5.

- Enfin le terme proportionnel à F_p correspond à l'injection des polaritons : il représente le laser de pompe qui imprime sa phase sur le fluide traité comme un condensat. Ce laser est pris monomode à la fréquence ω_p et arrive sur la microcavité avec un vecteur d'onde dans le plan des couches égal à \mathbf{k}_p .

Solutions stationnaires de champ moyen. On peut alors chercher les solutions stationnaires dans le cas homogène (donc sans brisure de l'invariance dans le plan des couches), ie pour $V_C(\mathbf{r})$ et $V_X(\mathbf{r})$ nuls. Comme il l'a été dit plus haut, il est important de remarquer que le fluide n'est pas isolé : il n'oscille pas à sa fréquence propre puisque l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint, mais à la fréquence imposée par le laser de pompe, à savoir ω_p . Les solutions sont donc de la forme $\Psi_{X,C}(\mathbf{r}, t) = \Psi_{X,C}^{ss} e^{i(\mathbf{k}_p \mathbf{r} - \omega_p t)}$ où l'indice 'ss' signifie 'solution stationnaire'.

On obtient alors les équations de champ moyen en régime stationnaire (et dans le cas homogène) :

$$(E_{exc}^0 - \hbar \omega_p - \frac{i\hbar}{2} \gamma_X + \hbar g |\Psi_X^{ss}|^2) \Psi_X^{ss} + \frac{\hbar \Omega_{Rabi}}{2} \Psi_C^{ss} = 0 \quad (3.6)$$

$$(E_{cav}(\mathbf{k}_p) - \hbar \omega_p - \frac{i\hbar}{2} \gamma_C) \Psi_C^{ss} + \frac{\hbar \Omega_{Rabi}}{2} \Psi_X^{ss} = -\hbar F_p \quad (3.7)$$

où F_p correspond au laser de pompe qui injecte des photons dans la cavité et force le fluide polaritonique à osciller à ω_p .

Ces équations de champ moyen stationnaires sont les analogues en régime de non-équilibre thermodynamique de l'équation d'état d'un système à l'équilibre thermodynamique où le potentiel chimique est lié à la densité de particules dans le système. Un des

intérêts principaux de se placer dans un régime de non-équilibre thermodynamique est que la fréquence d'oscillation du système est un paramètre pouvant être très facilement réglé (puisqu'il correspond à la fréquence du laser de pompe), ce qui n'est pas le cas pour un système à l'équilibre thermodynamique dont la fréquence d'oscillation est déterminée par le potentiel chimique fixé par l'équation d'état du système.

Stabilité des solutions stationnaires de champ moyen et retour sur la bistabilité

Etude de la stabilité des solutions stationnaires. Pour étudier la stabilité des solutions aux équations précédentes vis à vis des perturbations, on linéarise l'équation (3.4) autour de ces solutions stationnaires, en considérant que les fluctuations du laser de pompe et des potentiels excitoniques sont faibles (ce qui revient à considérer que le nombre de particules dans le système est tellement grand que l'on peut négliger la création ou l'annihilation de l'une d'elle : c'est la base de la théorie de champ moyen, comme énoncée dans le paragraphe qui lui est dédié.).

Soit

$$\delta\Phi(\mathbf{r}, t) = (\delta\Phi_X(\mathbf{r}, t), \delta\Phi_C(\mathbf{r}, t), \delta\Phi_X^*(\mathbf{r}, t), \delta\Phi_C^*(\mathbf{r}, t)) \quad (3.8)$$

le vecteur de fluctuations où

$$\delta\Phi_i(\mathbf{r}, t) = \delta\Psi_i(\mathbf{r}, t)e^{i\omega_p t} \quad (3.9)$$

pour $i = X, C$.

Alors $\delta\Phi(\mathbf{r}, t)$ est soumis à une équation d'évolution du type :

$$i\frac{d}{dt}\delta\Phi(\mathbf{r}, t) = L\delta\Phi(\mathbf{r}, t) + \mathbf{f}_{perturbations} \quad (3.10)$$

où $\mathbf{f}_{perturbations}$ symbolise les sources des dissipations extrinsèques telles que les défauts cristallins, l'imperfection des miroirs de Bragg et des puits quantiques, etc. (cf partie 2.A.5).

L est de la forme :

$$\begin{pmatrix} \frac{E_{exc}^0}{\hbar} + 2g|\Psi_X^{ss}|^2 - \omega_p - \frac{i}{2}\gamma_X & \frac{\Omega_{Rabi}}{2} & g(\Psi_X^{ss})^2 e^{2ik_p r} & 0 \\ \frac{\Omega_{Rabi}}{2} & \frac{E_{cav}(-i\nabla)}{\hbar} - \omega_p - \frac{i}{2}\gamma_C & 0 & 0 \\ -g(\Psi_X^{*ss})^2 e^{-2ik_p r} & 0 & -(\frac{E_{exc}^0}{\hbar} + 2g|\Psi_X^{ss}|^2) - \omega_p - \frac{i}{2}\gamma_X & -\frac{\Omega_{Rabi}}{2} \\ 0 & 0 & -\frac{\Omega_{Rabi}}{2} & \frac{E_{cav}(-i\nabla)}{\hbar} + \omega_p - \frac{i}{2}\gamma_C \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Après diagonalisation de l'opérateur L, la méthode habituelle d'étude des systèmes dynamiques permet de déterminer la stabilité des solutions des équations de champ moyen (3.6) et (3.7). En effet, très brièvement, les solutions à ces équations sont stables si toutes

les parties imaginaires des valeurs propres de L sont négatives (comme c'est le cas dans les BEC sans interactions). Sinon, il se produit une instabilité. Nous avons déjà décrit de manière phénoménologique les instabilités type renormalisation multimode et renormalisation Kerr au sein du paragraphe consacré à l'approche phénoménologique de la bistabilité du système. Nous allons y revenir en détaillant davantage, grâce à l'aspect théorique introduit ici.

Bistabilité. Avant tout, nous allons toujours nous placer dans des cas de résonance ou quasi-résonance avec la branche basse des polaritons, appelée *LP branch*. Comme les largeurs de raie peuvent être négligées (sinon nous ne serions pas en couplage fort), exciter en résonance ou quasi-résonance avec la LP branch revient à ne considérer que cette branche (et donc à négliger la branche haute, *UP branch*).

Remarquons qu'un paramètre important et crucial pour ce type d'analyse (ce paramètre a été introduit dans la partie 1.E.4) est Δ_p , c'est-à-dire le décalage effectif en énergie entre la pompe et la branche des polaritons bas en \mathbf{k}_p , ie le décalage en énergie entre la pompe et la branche basse des polaritons auquel on ajoute le facteur de renormalisation. Δ_p s'écrit donc :

$$\Delta_p = \hbar\omega_p - E_{LP}(\mathbf{k}_p) - g_{LP}|\Psi_{LP}^{ss}|^2 \quad (3.12)$$

où $g_{LP} = |X_k|^4 g$ avec X_k l'un des coefficients de Hopfield tel que $|X_k|^2$ donne la fraction excitonique du mode polaritonique k considéré, et $|\Psi_{LP}^{ss}|^2$ est la densité des polaritons de la branche basse. Cette grandeur est liée à la densité excitonique de champ moyen par $|\Psi_X^{ss}|^2 = |X_k|^2 |\Psi_{LP}^{ss}|^2$. Dans le cas d'un désaccord cavité-exciton nul et aux faibles vecteurs d'onde, $|X_k|^2 = 0.5$, et donc $g_{LP}|\Psi_{LP}^{ss}|^2 \approx 0,5g|\Psi_X^{ss}|^2$, ce qui signifie que l'énergie d'interaction de champ moyen ressentie par le polaritons bas est égale à la moitié de l'énergie d'interaction de champ moyen ressentie par l'exciton.

Les théoriciens ont alors tracé les solutions stationnaires de la densité excitonique dans l'approximation de champ moyen en fonction de l'intensité de pompe pour deux jeux de paramètres différents. Figure 3.2a le vecteur d'onde transverse de la pompe est petit, égal à $0.314\mu\text{m}^{-1}$, ce qui correspond à 836 nm à un angle de 2.4° , et l'énergie de la pompe est légèrement plus grande que $E_{LP}(\mathbf{k}_p)$: la pompe est décalée vers le bleu de 0.47 meV. Figure 3.2b la pompe a le même vecteur d'onde que dans figure 3.2a, mais elle est décalée vers le rouge de -0.47 meV par rapport à la branche basse.

La figure 3.3 montre comment évoluent l'anneau Rayleigh ainsi que les courbes de dispersion des polaritons bas (LP) selon le paramètre Δ_p lorsque l'on balaye l'ensemble de la courbe de bistabilité.

Enfin, il est important de souligner que la transmission par la cavité est très forte lorsqu'on l'excite à résonance avec la branche basse des polaritons. Nous avons en effet vu qu'à la résonance la réflectivité de la cavité tombe abruptement à des valeurs proches de 0. D'un point de vue expérimental, il nous est difficile d'avoir accès à la densité excitonique de champ moyen représentée en ordonnée dans les simulations figures 3.2 et 3.3, mais

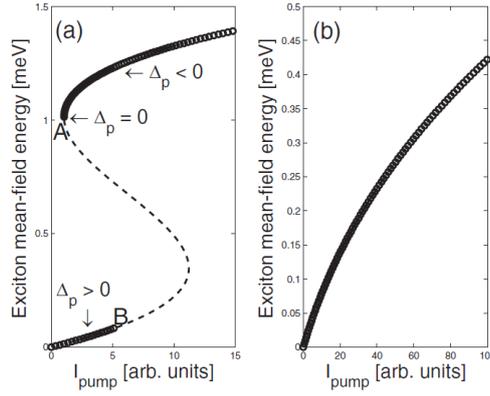


FIGURE 3.2 – Densité excitonique de champ moyen $|\Psi_{LP}^{ss}|^2$ en fonction de l'intensité de pompe pour $k_p = 0.314\mu m^{-1}$. Paramètres expérimentaux : $\hbar\gamma_C = \hbar\gamma_X = 0.1meV$, $E_{exc}^0 = 1.4eV$ et $\Omega_{Rabi} = 5meV$. a) Courbe de bistabilité obtenue lorsque $E_p - E_{LP}(\mathbf{k}_p) = 0.47meV$ (*blue-shift*). b) Courbe obtenue lorsque $E_p - E_{LP}(\mathbf{k}_p) = -0.47meV$ (*red-shift*).

cela revient à considérer l'intensité transmise par la cavité (puisque l'on a, aux pertes près, un photon pour un exciton). Par exemple une puissance de sortie de 1 mW à 836 nm est équivalente à $4,2 \cdot 10^{15}$ photons par seconde et donc, en négligeant les pertes, $4,2 \cdot 10^{15}$ excitons par seconde. Sur un spot de 30 microns de diamètre, et donc de surface $700 \mu m^2$, cela revient à considérer $6 \cdot 10^{12} \text{ excitons} \cdot s^{-1} \cdot \mu m^{-2}$. En prenant un temps de vie de 10 picosecondes (cf partie 2.A.2), une puissance transmise de 1 mW sur un spot de $700 \mu m^2$ correspond à une densité excitonique d'environ $60 \mu m^{-2}$.

Etude expérimentale de la bistabilité. La figure 3.4 présente des courbes de bistabilité obtenues pour différents *blue-shifts* du laser de pompe par rapport à la branche basse des polaritons. Le laser arrive en incidence normale sur la cavité.

Nous voyons que les seuils I_1 et I_2 , caractérisés par un décalage effectif en énergie Δ_p nul, sont de plus en plus élevés à mesure que le *blue-shift* laser-LPB augmente. Cela se comprend simplement par le fait que le terme dans Δ_p proportionnel à la densité excitonique dans les modes pompés a besoin d'être plus grand pour compenser le *blue-shift* $E_p - E_{LP}(\mathbf{k}_p)$.

Une dépendance en vecteur d'onde, à désaccord laser-LPB fixé, a également été faite, dont les résultats apparaissent figure 3.5. Nous voyons que le comportement bistable disparaît pour des vecteurs d'onde trop éloignés de 0, ce que confirme la théorie si elle tient compte de la taille finie du spot de pompe. En effet, considérons un spot d'excitation de forme gaussienne, incident avec un vecteur d'onde selon +Ox (de gauche vers droite) sur la microcavité, et supposons que l'intensité d'excitation est plus grande que I_1 au centre du

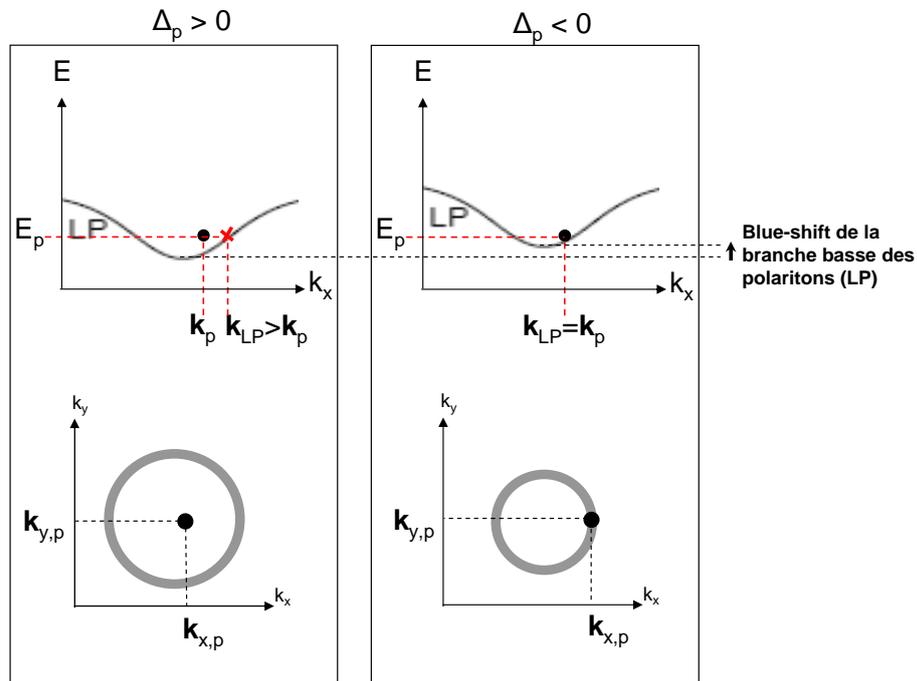


FIGURE 3.3 – Etude des deux zones stabilité. En haut : Courbe de dispersion des polaritons bas où apparaît également la position du laser de pompe. En bas : Représentation schématique de l’anneau Rayleigh.

spot seulement, alors cette région est dans l’état ON. Celle-ci reçoit également les polaritons venant d’une zone plus à gauche, mais ces-derniers sont dans l’état OFF donc ils n’affectent que très peu l’état du centre du spot. Si au contraire l’intensité d’excitation au centre du spot est plus petite que I_1 , alors les polaritons créés sont dans l’état OFF puisque d’une part l’intensité d’excitation n’est pas suffisante, et d’autre part l’information de l’état antérieur est inaccessible car les polaritons précédemment présents dans cette zone se sont déplacés. On voit sur les données présentées en 3.5 que si la vitesse de propagation des polaritons est relativement faible, l’hystérésis se maintient mais le cycle est clairement plus petit qu’à incidence normale, ce qui est cohérent avec l’explication proposée. En revanche, avec une onde excitatrice plane donc d’extension infinie et de distribution homogène en intensité, l’effet de mémoire est restauré car d’une part, tout point du spot accueille deux types de polaritons, ceux créés par la pompe et ceux provenant d’une zone anciennement parcourue qui possèdent l’information de l’état antérieur du spot, et d’autre part cette information

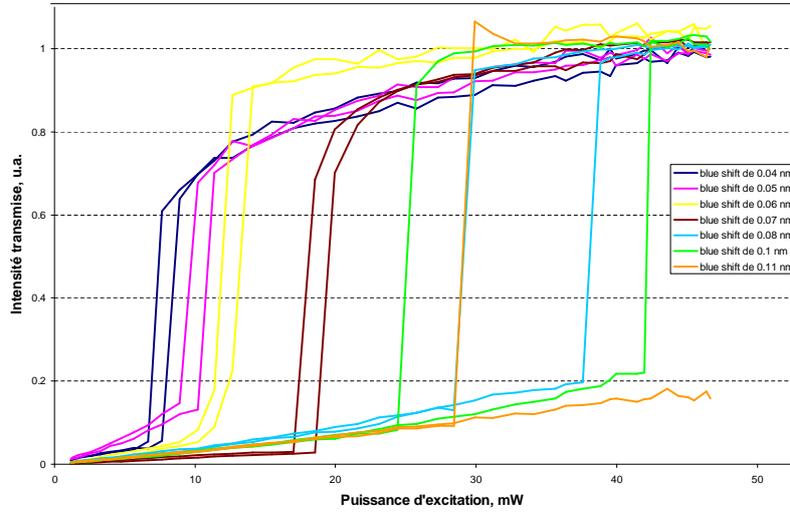


FIGURE 3.4 – Courbes expérimentales de bistabilité avec laser de pompe en incidence normale et différents *blue-shifts* par rapport à la branche basse des polaritons.

est la même sur l'ensemble du spot.

3.A.3 Spectre des excitations de Bogoliubov et critère de superfluidité selon Landau

Dispersion type Bogoliubov

Relations de dispersion des solutions stationnaires de champ moyen. Afin de trouver les relations de dispersion des solutions stationnaires précédemment calculées, c'est-à-dire le *spectre des excitations de Bogoliubov*, il est nécessaire de passer de la représentation dans l'espace réel à une représentation dans l'espace des impulsions. La matrice L devient alors pour un \mathbf{k}_p donné :

$$L(\mathbf{k}, \mathbf{k}_p) = \begin{pmatrix} \frac{E_{cxc}^0}{\hbar} + 2g|\Psi_X^{ss}|^2 - \frac{i}{2}\gamma_X & \frac{\Omega_{Rabi}}{2} & g(\Psi_X^{ss})^2 & 0 \\ \frac{\Omega_{Rabi}}{2} & \frac{E_{cav}(\mathbf{k})}{\hbar} - \frac{i}{2}\gamma_C & 0 & 0 \\ -g(\Psi_X^{ss})^2 & 0 & 2\frac{E_p}{\hbar} - \left(\frac{E_{cxc}^0}{\hbar} + 2g|\Psi_X^{ss}|^2\right) - \frac{i}{2}\gamma_X & -\frac{\Omega_{Rabi}}{2} \\ 0 & 0 & -\frac{\Omega_{Rabi}}{2} & 2\frac{E_p}{\hbar} - \frac{E_{cav}(2\mathbf{k}_p - \mathbf{k})}{\hbar} - \frac{i}{2}\gamma_C \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Les états propres de $L(\mathbf{k}, \mathbf{k}_p)$ sont bien évidemment les polaritons, comme nous l'avons vu en 1.D. Les parties réelles des valeurs propres de $L(\mathbf{k}, \mathbf{k}_p)$ donnent les dispersions des polaritons (tandis que leur partie imaginaire renseigne sur la stabilité des solutions comme vu

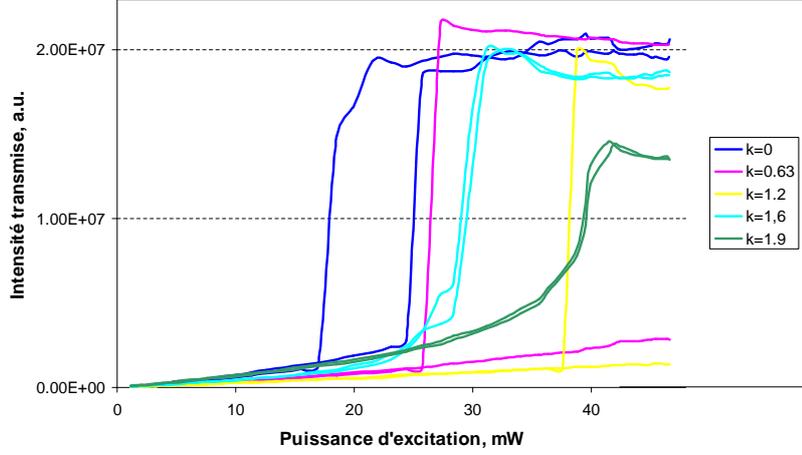


FIGURE 3.5 – Courbes expérimentales de transmission non-linéaire. Laser de pompe décalé vers le bleu de 0.07 nm par rapport à la branche basse des polaritons, à différents angles d'incidence (les vecteurs d'onde dans la légende sont exprimés en μm^{-1}).

précédemment). Ainsi, pour un k_p de pompe donné, on obtient 4 branches de dispersion : E_{LP}^+ , E_{LP}^- , E_{UP}^+ , E_{UP}^- , où LP et UP ont pour signification respectivement branche des polaritons bas (Low Polaritons) et branche des polaritons hauts (Upper Polaritons), tandis que la division des branches haute et basse en + et - est due au processus de conversion paramétrique (1.59). Ainsi, pour chaque branche polariton $j = LP$ ou UP , il existe deux branches + et - reliées par la symétrie :

$$E_j^\pm(\mathbf{k}) = 2E_p - E_j^\mp(2\mathbf{k}_p - \mathbf{k}) \quad (3.14)$$

Comme toujours nous allons nous intéresser seulement au polaritons bas. Nous allons de plus limiter l'étude aux polaritons bas +.

Pour de faibles vecteurs d'onde transverses d'excitation laser, la dispersion est parabolique, que l'on écrit :

$$E_{LP}(\mathbf{k}) \simeq E_{LP}(0) + \frac{\hbar \mathbf{k}^2}{2m_{LP}} \quad (3.15)$$

où m_{LP} est la masse effective des polaritons bas donnée par l'équation (1.34).

Dans ces conditions, le spectre de Bogoliubov des polaritons bas +, s'écrit :

$$E_{LP}^+(\mathbf{k}) \simeq E_p + \hbar \delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_p - \frac{i\hbar \gamma_{LP}}{2} + \hbar \sqrt{(2g_{LP} |\Psi_{LP}^{ss}|^2 + \eta_{\delta \mathbf{k}} - \Delta_p)(\eta_{\delta \mathbf{k}} - \Delta_p)} \quad (3.16)$$

où

$$\begin{aligned}\delta\mathbf{k} &= \mathbf{k} - \mathbf{k}_p \\ \eta_{\delta\mathbf{k}} &= \frac{\hbar\delta\mathbf{k}^2}{2m_{LP}} \\ \mathbf{v}_p &= \frac{\hbar\mathbf{k}_p}{m_{LP}}\end{aligned}\quad (3.17)$$

Ces polaritons se propagent avec une masse effective m_{LP} à la vitesse \mathbf{v}_p déterminée par \mathbf{k}_p et donc l'angle d'incidence du laser de pompe sur la microcavité. On a donc encore ici une démonstration du contrôle tout optique du système.

Etude des différents cas. Dans le régime linéaire, les simulations des théoriciens C. Ciuti et I. Carusotto donnent un spectre des excitations présenté sur la figure 3.6a. En prenant en compte les interactions entre polaritons, le spectre des excitations peut être comme figure 3.6b ou figure 3.6c selon la vitesse du fluide \mathbf{v}_p .

Deux effets sont observables lorsque l'on compare ces deux situations :

- il y a renormalisation des énergies, si bien que l'on arrive au cas résonant $\Delta_p = 0$
- il y a linéarisation de la dispersion pour des \mathbf{k} proches de \mathbf{k}_p . En effet, en ne gardant que le premier ordre en $\delta\mathbf{k}$, la relation de dispersion s'écrit :

$$E_{LP}^+(\mathbf{k}) \simeq E_p + \hbar[\delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_p + \|\delta\mathbf{k}\| \sqrt{\frac{\hbar g_{LP} |\Psi_{LP}^{ss}|^2}{m_{LP}}}] - \frac{i\hbar\gamma_{LP}}{2} \quad (3.18)$$

La dispersion selon k_x donne donc :

$$E_{LP}^+(k_x) \simeq E_p + \hbar\|\delta k_x\|[\pm v_{p,x} + \sqrt{\frac{\hbar g_{LP} |\Psi_{LP}^{ss}|^2}{m_{LP}}}] - \frac{i\hbar\gamma_{LP}}{2} \quad (3.19)$$

où le signe + correspond au cas où $k_x > k_{p,x}$ et le signe - correspond au cas où $k_x < k_{p,x}$. Une relation similaire serait obtenue en considérant le mouvement selon l'axe Oy.

Ainsi, la relation de dispersion pour des \mathbf{k} proches de \mathbf{k}_p est linéaire et de pente $\pm v_p + c_s$, où

$$c_s = \sqrt{\frac{\hbar g_{LP} |\Psi_{LP}^{ss}|^2}{m_{LP}}} \quad (3.20)$$

correspond à la *vitesse de second son*, appelée par abus de langage *vitesse du son*. Ceci explique que du côté $\mathbf{k} < \mathbf{k}_p$ la pente soit positive lorsque la vitesse du son est plus grande que la vitesse du fluide, et négative lorsque la vitesse du son est plus petite que la vitesse du fluide, laissant la possibilité d'exciter le système dans un autre état que celui de la pompe.

Ce résultat corrobore le modèle de Landau présenté succinctement dans le premier paragraphe de ce chapitre.

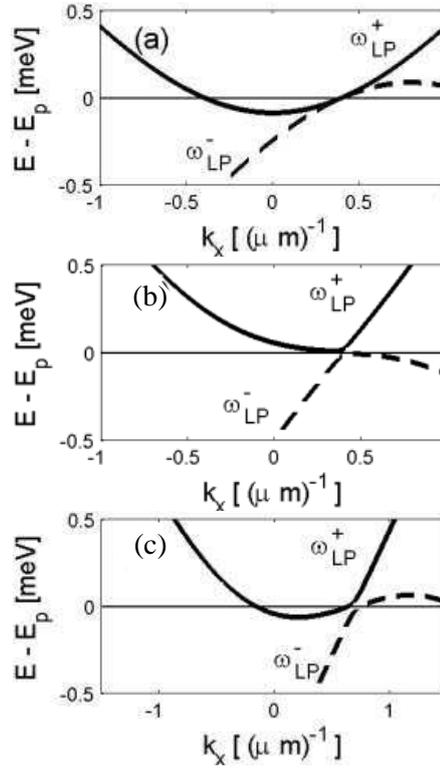


FIGURE 3.6 – Dispersion des branches + et - des polaritons bas. a) Dans le régime linéaire pour un vecteur d'onde de pompe égal à $0.4 \mu\text{m}^{-1}$ selon l'axe Ox seulement, pour $E_p - E_{LP}(k_p) = 0$ meV et pour $\hbar g |\Psi_X^{ss}|^2 = 0.0001$ meV (faible puissance d'excitation). b) Dans le régime superfluide pour un vecteur d'onde de pompe égal à $0.4 \mu\text{m}^{-1}$ selon l'axe Ox seulement, pour $E_p - E_{LP}(k_p) = 0.467$ meV et pour $\hbar g |\Psi_X^{ss}|^2 = 1$ meV (forte puissance d'excitation). c) Dans le régime Cerenkov, pour un vecteur d'onde de pompe égal à $0.7 \mu\text{m}^{-1}$ selon l'axe Ox seulement, pour $E_p - E_{LP}(k_p) = 0.599$ meV et pour $\hbar g |\Psi_X^{ss}|^2 = 1$ meV (forte puissance d'excitation).

Introduction à la superfluidité selon Landau

La prise en compte de $f_{\text{perturbation}}$ qui s'identifie dans notre cas au potentiel lié au désordre cristallin ainsi qu'aux défauts ponctuels qui ont eu lieu durant la croissance de l'échantillon (voir partie 2.A.5) c'est-à-dire V_C et V_X , va permettre de peupler les états prévus par le spectre des excitations élémentaires de Bogoliubov.

Cas superfluide. Nous nous plaçons désormais dans le régime des vitesses plus petites que c_s . Le critère de Landau prévoit que l'on observe de la superfluidité s'il n'existe pas d'autre k que k_p tel que

$$\text{Re}(E_{LP}^+(\mathbf{k})) - E_p = 0 \quad (3.21)$$

Cela signifie qu'il n'y a pas d'états accessibles pour le fluide polaritonique autre que l'état de la pompe. C'est pour cela que nous avons émis l'idée de tester le comportement du fluide au niveau de ces défauts mentionnés précédemment. Si le critère de Landau est vérifié, cela se traduira dans nos expériences par le fait que le fluide n'est pas affecté (il ne diffuse pas) à la traversée de l'obstacle et donc que l'anneau Rayleigh résonant (*Resonant Rayleigh Scattering, RRS*) disparaît (on dit qu'il *collapse*).

Le cas de la superfluidité correspond donc logiquement à la figure 3.6b puisque l'énergie de la pompe et l'énergie de la LPB sont égales seulement pour k_p , il n'y a donc pas d'autres états disponibles pour le fluide polaritonique : la diffusion est inhibée.

Cas de l'effet Cerenkov. Dans le cas des vitesses de fluide plus grandes que c_s , on observe en 2D un phénomène analogue au passage du mur du son par un avion à Mach 1 (3D), c'est l'effet Cerenkov. Ce phénomène est caractérisé par une linéarisation des fronts d'onde et c'est ce que nous observerons lors de nos expériences. Ce cas est illustré par la dispersion figure 3.6c : pour les k légèrement inférieurs à k_p , la dispersion est linéaire de pente négative car $v_p > c_s$, et la forme de la dispersion pour des k plus grands permet la diffusion vers d'autres états que celui de la pompe (ce qui diffère fondamentalement du cas superfluide).

3.A.4 Remarque de conclusion et d'approfondissement sur la théorie de la superfluidité

La superfluidité des polaritons apparaît lorsque la densité excitonique $|\Psi_X^{ss}|^2$ et donc les interactions coulombiennes faibles entre polaritons (décrites par le terme $\hbar g |\Psi_X^{ss}|^2$), sont suffisamment importantes. Le terme "suffisamment" englobe deux idées :

- tout d'abord, le phénomène apparaît lors de la renormalisation des énergies des polaritons bas,
- de plus la vitesse du fluide polaritonique doit être plus petite que la vitesse du son définie en (3.20). La vitesse du son augmentant avec la densité excitonique, il est plus facile de trouver un vecteur d'onde de pompe vérifiant cette condition à densité excitonique élevée.

Il est donc important de vérifier que les densités excitoniques nécessaires pour observer la superfluidité restent dans la limite bosonique énoncée en (1.26). Dans les expériences qui vont suivre les densités excitoniques au niveau des seuils de superfluidité sont de l'ordre de 10 à 100 excitons par μm^2 , ce qui est de plusieurs ordres de grandeur plus petits que la limite bosonique ($4 \cdot 10^4 \mu m^{-2}$). Cette condition n'est donc pas mise en défaut.

Ceci vérifié, nous allons démontrer ci-après que même si les polaritons se comportent comme des bosons aux densités considérées, leur caractère composite fermionique a un rôle indis-

pensable à jouer lorsque l'on s'intéresse à la possibilité qu'a le fluide polaritonique d'accéder à un régime de superfluidité, puisque ce sont les interactions coulombiennes faibles existant entre les électrons et les trous qui autorisent un tel état. Un BEC idéal n'est donc pas a priori superfluide. Nous reviendrons alors sur le critère de Landau pour la superfluidité.

[annett03] nous suggère d'imaginer un BEC dans une géométrie toroïdale. Si l'on fait tourner le tore avec une vitesse tangentielle \mathbf{v} , la vitesse d'une particule de masse m c'est-à-dire $\frac{\mathbf{p}}{m}$ a une vitesse $\frac{\mathbf{p}}{m} - \mathbf{v}$ dans le référentiel des parois du tore. Les parois entrent en collision élastique avec le fluide près des bords, et la particule repart avec une vitesse de direction différente qui respecte la conservation de l'énergie à savoir :

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \mathbf{p} \cdot \mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}'^2}{2m} - \mathbf{p}' \cdot \mathbf{v}. \quad (3.22)$$

Dans le cas d'un condensat de Bose-Einstein sans interactions, la particule est dans l'état fondamental et donc $\mathbf{p}=\mathbf{0}$. Il suffit donc de satisfaire $\mathbf{p}'^2 = 2m\mathbf{p}' \cdot \mathbf{v} = 2m\|\mathbf{p}'\|\|\mathbf{v}\|\cos(\theta)$ pour observer une diffusion élastique sur les parois, ce qu'il est toujours possible de réaliser en choisissant judicieusement l'angle de diffusion θ . Si des interactions entre particules sont présentes, Landau puis Bogoliubov ont montré que l'énergie aux faibles impulsions selon un axe Ox a une dispersion de la forme : $E = c_s|p_x|$ où c_s dépend des interactions. Or l'énergie de nos particules est de la forme, aux faibles impulsions p_x : $E = v|p_x|$. Ainsi, si v est plus petit que c , il est impossible de créer des excitations dans le système et c'est ce qui explique le fait qu'un tel gaz de particules bosoniques en faible interaction ne soit pas entraîné par les parois, comme le serait un condensat de Bose-Einstein sans interactions. Ceci constitue le *critère de Landau* pour la superfluidité.

La superfluidité est donc un phénomène similaire en apparence à la condensation de Bose-Einstein puisque toutes deux sont caractérisées par une transition de phase à basse température menant à une cohérence macroscopique du système, vers l'état fondamental dans le cas d'un système isolé, ou vers l'état imposé par la pompe dans le cas d'un système en régime forcé. Cependant, alors que les interactions entre particules bosoniques dans un BEC ne font que dépeupler le condensat et potentiellement le déstabiliser, ces interactions sont indispensables au régime de superfluidité.

3.B Expérience d'un fluide au passage d'un obstacle

3.B.1 Contrôle tout optique des paramètres utiles pour l'expérience

On a à notre disposition un jeu de plusieurs paramètres facilement contrôlables :

- \mathbf{k}_p , donc en fait l'angle d'incidence du faisceau pompe et l'état polaritonique excité,
- ω_p la fréquence du laser de pompe qui impose la fréquence d'oscillation du système et définit le désaccord laser-polaritons bas.

- le désaccord cavité-excitons δ_k qui détermine la masse effective des polaritons et donc, à un vecteur d'onde de pompe donné, la vitesse de propagation des polaritons bas. Ce désaccord peut être changé en bougeant l'échantillon sur l'axe horizontal.
- l'intensité du laser de pompe, c'est-à-dire la densité d'excitation et donc les interactions polaritons-polaritons ainsi que la vitesse du son du système c_s , définie en (3.20).

3.B.2 Choix des paramètres expérimentaux pour la superfluidité.

Afin d'observer le régime de superfluidité, nous allons donc étudier le comportement du fluide polaritonique au passage d'un défaut présent dans la microcavité (défaut ponctuel dû à une imperfection des miroirs de Bragg ou de la structure cristalline).

De nombreux défauts sont présents dans les hétérostructures à cause de la technique de croissance qui, bien que très performante, ne peut aboutir à un échantillon parfait. Ces défauts sont de différentes tailles et profondeurs. Le défaut choisi est de taille 4 microns. Celui-ci sera modélisé par les théoriciens par un défaut photonique (donc $V_X = 0$) de taille 4 microns et de profondeur 1 meV. Des résultats similaires sont à observer en cas de défauts purement excitoniques ($V_C = 0$). Cette profondeur de défaut a été trouvée par ajustement des simulations aux résultats expérimentaux. Cette valeur de 1 meV correspond tout à fait à l'estimation faite en 2.A.5 à propos de la rugosité d'interfaces.

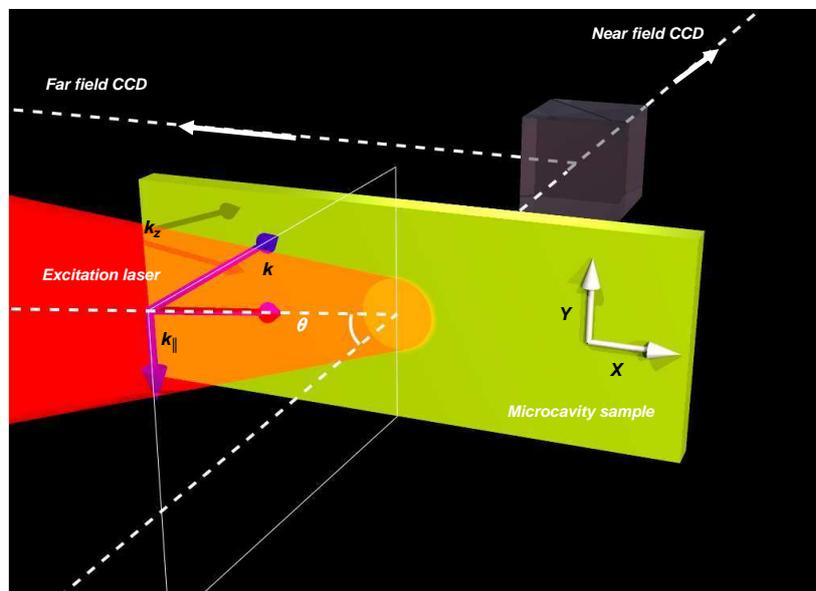


FIGURE 3.7 – Schéma de l'installation expérimentale pour la superfluidité des polaritons. Conditions d'excitation en amont de l'échantillon et conditions de détection en aval de l'échantillon.

L'énergie du laser de pompe est choisie légèrement supérieure de 0.10 meV à la courbe

de dispersion des polaritons bas, qui est à environ 836 nm.

Quant à l'angle d'incidence du laser de pompe sur la cavité, il est choisi de manière à avoir une vitesse de propagation des polaritons v_p modérée afin de se placer dans les conditions du critère de Landau, à savoir "pour $v_p < c_s$, le régime de superfluidité est atteint si et seulement si il n'existe pas de k autre que k_p tel que $E_{LP}(k) = E_p$ ". Nous avons donc pris un angle d'incidence de 2.6° , qui correspond au vecteur d'onde transverse $k_p = -0.337 \mu\text{m}^{-1}$. Ce vecteur d'onde est pris selon l'axe Oy uniquement. Le désaccord cavité-exciton à cet endroit de l'échantillon est -1.1 meV, ce qui détermine la masse effective des polaritons bas et donc nous permet d'estimer, grâce à la relation (3.17), la vitesse polaritonique : $v_p = 6.4.10^5 \text{m.s}^{-1}$.

Le faisceau laser est focalisé sur la microcavité grâce à une lentille de courte focale, si bien que le spot sur l'échantillon a une taille de 100 microns. Supposons que les polaritons bougent de haut en bas. Le spot étant gaussien, nous le placerons de manière à ce que son centre coïncide soit au-dessus du défaut ponctuel, afin que la zone du spot de plus grande densité rencontre le défaut durant la propagation.

La polarisation de laser est choisie circulaire car, comme nous l'avons précisé en 1.F, cet état de polarisation de la lumière excite les modes propres polaritoniques.

Pour éviter les effets thermiques causés par la forte puissance du laser d'excitation, le faisceau est coupé par un hacheur de cycle utile 3.2% à une fréquence de 200 Hz. La lumière est ensuite collectée par un oculaire de grande ouverture numérique.

Durant nos expériences, nous observerons l'espace réel, qui est une image de l'échantillon, l'espace réciproque, qui montre l'anneau Rayleigh, et la dispersion, qui donne le désaccord cavité-exciton et le désaccord laser-polaritons bas (LP). Un schéma de l'installation expérimentale est présenté sur la figure 3.7. Je rappelle que l'image de l'espace réciproque (far-field) et la dispersion sont obtenues avec le même appareil, spectromètre-imageur, selon si l'on place le miroir ou la fente en entrée.

Nous effectuerons également des analyses en puissance de lumière transmise en fonction de la puissance d'excitation. La puissance de la lumière transmise nous donne la valeur de l'énergie de champ moyen des polaritons au sein de microcavité. Elle nous renseigne donc, aux pertes près, sur la densité de polaritons effectivement créés.

Les simulations sont réalisées à partir des paramètres expérimentaux : vecteur d'onde de pompe, désaccord cavité-exciton, désaccord laser-polaritons bas, taille du défaut, taille du faisceau de pompe, Rabi de la microcavité, laissant 3 paramètres libres : la profondeur des défauts, la valeur du couplage entre excitons et la densité de champ moyen des polaritons. Ces paramètres libres sont alors ajustés à la courbe expérimentale. Les valeurs trouvées sont alors comparées aux estimations faites sur l'expérience ou par calcul théorique afin de vérifier qu'elles sont raisonnables. Par exemple la profondeur du défaut de 1 meV est en accord avec la variation de l'énergie de confinement due à la rugosité d'interfaces, cf 2.A.5. De même la constante de couplage g_{LP} , qui dépend entre autres du désaccord cavité-exciton, peut

être calculée théoriquement à partir de la constante de couplage entre excitons g , comme dit auparavant et montré dans la référence [ciuti05]. Nous verrons, dans les paragraphes consacrés à l'effet Cerenkov, un autre moyen d'estimer g_{LP} . Enfin, l'estimation, faite en 2.A.2, des pertes dues aux élargissements homogènes des raies excitoniques et photoniques permet de remonter à la densité polaritonique de champ moyen à partir de l'intensité transmise, comme nous l'avons vu en 3.A.2.

3.B.3 Résultats pour la superfluidité

Transmission non-linéaire. La figure 3.8 montre la transmission non-linéaire de notre microcavité excitée par un laser légèrement décalé vers les plus hautes énergies par rapport à la LPB et un angle d'incidence faible mais non nul. Les paramètres expérimentaux et théoriques utilisés ont été décrits précédemment. Nous allons nous intéresser aux 3 points

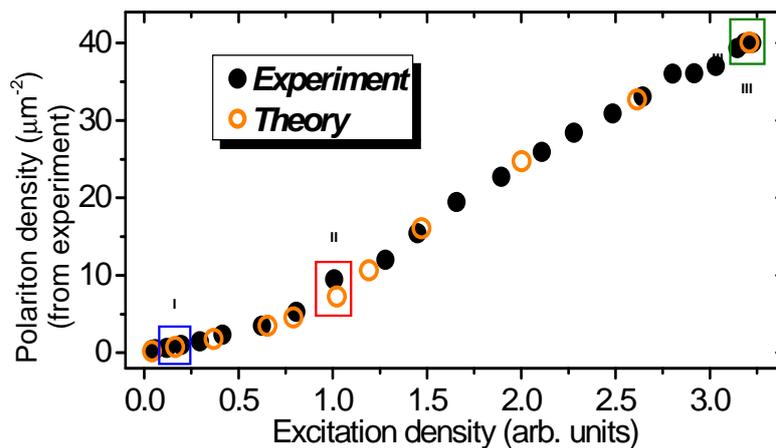


FIGURE 3.8 – Densité polaritonique de champ moyen (proportionnelle à l'intensité transmise) expérimentale (ronds pleins) et théoriquement prévue par les simulations (ronds vides) en fonction de la densité d'excitation (proportionnelle à la puissance d'excitation) pour un fluide polaritonique excité à 2.6° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.10 meV par rapport à la LPB. Les points I (encadré bleu), point II (encadré rouge) et point III (encadré vert) correspondent respectivement au régime linéaire, à la transition linéaire/superfluide et au régime superfluide, ils seront commentés dans le texte et dans les figures suivantes.

entourés sur la figure 3.8 : le point I qui correspond à un régime de faible excitation lumineuse, le point II au niveau du seuil de non-linéarité, et le point III appartenant au régime de forte excitation lumineuse.

Régime linéaire. En régime linéaire, cf figure 3.6a, c'est-à-dire à faible densité d'excitation, les interactions entre excitons sont négligeable. La branche basse des polaritons est parabolique pour les faibles vecteurs d'onde, et pour une excitation légèrement décalée vers le bleu, il existe des modes polaritoniques accessibles (qui respectent la conservation de l'énergie) autres que le mode de pompe. Le fluide polaritonique diffuse élastiquement sur le défaut. Dans l'espace réciproque, cela se caractérise, comme dit en 1.D.7, par un anneau Rayleigh. Dans l'espace réel, la diffusion élastique génère des fronts d'onde paraboliques, résultats de l'interférence des fronts d'onde cylindriques générés par l'onde excitatrice tombant sur le défaut ponctuel, et des fronts d'onde du fluide polaritonique considérées comme plans (à cause du rapport 4% entre la taille du défaut et la taille du spot d'excitation). En effet, selon [ciuti05], le champ total est de la forme

$$f(\mathbf{r}) = \alpha e^{ik_p y} + \beta e^{ik_p \sqrt{x^2 + y^2}} \quad (3.23)$$

en considérant que la pompe est seulement selon l'axe Oy, et où α et β sont respectivement les amplitudes de l'onde polaritonique de pompe et de l'onde cylindrique due au défaut placé en ($x=0$, $y=0$) pour simplifier. Les surfaces équiphases sont données par la condition :

$$k_p y + k_p \sqrt{x^2 + y^2} = 2\pi n \quad (3.24)$$

avec n entier, dont les solutions décrivent des fronts d'onde paraboliques d'axe de symétrie l'axe Oy.

Les images expérimentales et les simulations sont présentées sur la figure 3.9.

Régime superfluide. Quand on augmente l'intensité du laser exciteur pour un vecteur d'onde de pompe donné, les interactions entre polaritons ne sont plus négligeables et induisent une renormalisation de la branche basse des polaritons vers les hautes énergies (*blue-shift*) et une distorsion de la branche de dispersion due aux interactions à N corps. Celle-ci devient linéaire au voisinage du vecteur d'onde de pompe, comme nous l'avons vu en 3.6, de pente $\pm v_p + c_s$, où c_s appelée par abus de langage vitesse du son, dépend des interactions polaritons-polaritons et donc de la densité polaritonique. Les modifications sur la courbe de dispersion permettent alors d'entrer dans un régime de superfluidité pourvu que le vecteur d'onde de pompe soit suffisamment petit (tel que $v_p < c_s$) et l'intensité du laser suffisamment élevée ($I > I_1$ où I_1 , défini dans la partie consacrée à la bistabilité, en 1.E.4 et 3.A.2, correspond à la densité excitonique de seuil pour la renormalisation de la branche de dispersion). Dans ces conditions, aucun état polaritonique n'est accessible à l'énergie de la pompe autre que celui de la pompe. Il n'y a donc pas de diffusion sur le défaut : le fluide polaritonique traverse le défaut sans être perturbé puisqu'il garde son vecteur d'onde k_p inchangé. L'anneau Rayleigh, signature de la diffusion élastique, disparaît et le champ lointain ne présente qu'un point en k_p . Le champ proche présente un spot homogène, en dehors du défaut. Les figures 3.10 et 3.11 présentent les résultats expérimentaux et théoriques obtenus au niveau des points II et III respectivement.

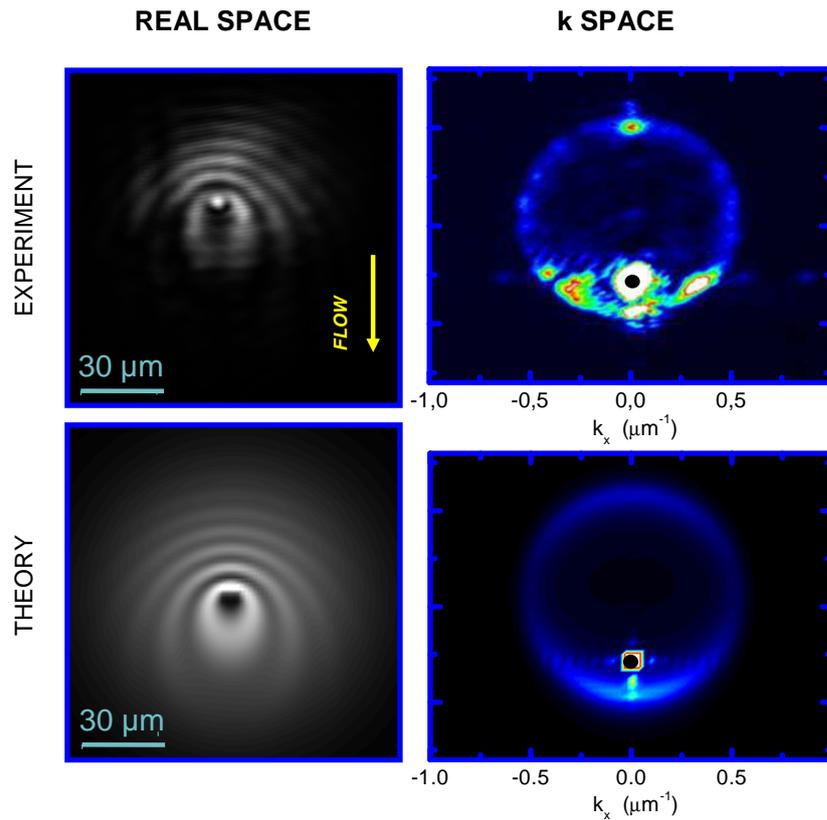


FIGURE 3.9 – Panneau haut : images expérimentales du champ réel et de l'espace réciproque pour un fluide polaritonique excité à 2.6° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.10 meV par rapport à la LPB, en régime linéaire (point I encadré bleu de la figure 3.8). Le fluide polaritonique diffuse sur le défaut ponctuel présent sur l'échantillon, comme le prouve les franges d'interférences paraboliques. Le vecteur d'onde de pompe dans l'espace réciproque (spot saturé sur l'image) est marqué par un point noir. On remarque bien dans cette image de l'espace réciproque que la pompe est décalée vers le bleu par rapport à la LPB puisque l'anneau Rayleigh a un rayon plus grand que ce vecteur d'onde de pompe. Panneau bas : images issues des simulations théoriques dont les paramètres ont été ajustés aux conditions expérimentales.

Transition du régime linéaire vers le régime superfluide. La conséquence la plus flagrante du passage du régime linéaire au régime superfluide est certainement la disparition, ou *collapse*, de l'anneau Rayleigh. La mesure et la comparaison de l'intensité lumineuse diffusée dans le cas linéaire et superfluide rend compte d'un facteur 4, comme le montre la figure 3.12. L'échelle des abscisses est la même pour les figures 3.8 et 3.12, les densités d'excitation sur ces deux figures peuvent donc être comparées l'une à l'autre. On observe que la densité d'excitation au seuil non-linéaire (3.8) correspond à la densité d'excitation annonçant le collapse de l'anneau Rayleigh.

Ce facteur 4 est limité par la taille finie du spot. En effet le vecteur d'onde de pompe

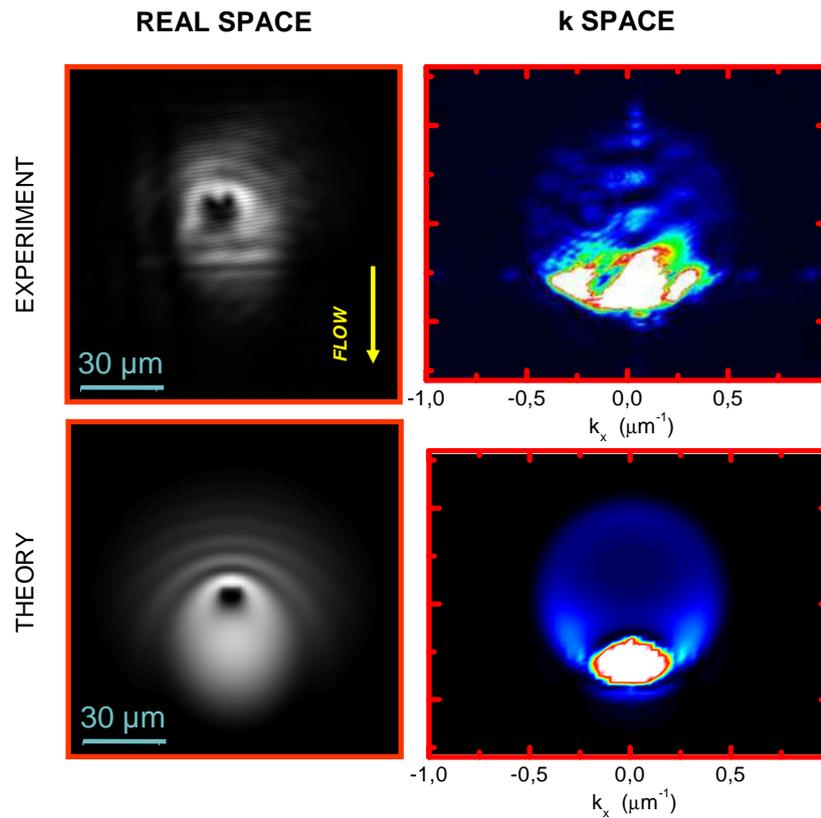


FIGURE 3.10 – Panneau haut : images expérimentales du champ réel et de l'espace réciproque pour un fluide polaritonique excité à 2.6° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.10 meV par rapport à la LPB, à la transition linéaire-superfluide (point II encadré rouge de la figure 3.8). La diffusion du fluide polaritonique sur le défaut semble amoindrie et l'anneau Rayleigh se déforme. Panneau bas : images issues des simulations théoriques dont les paramètres ont été ajustés aux conditions expérimentales.

serait un vrai point dans l'espace réciproque si nous avions une onde plane de polaritons. Le laser étant un faisceau gaussien TEM_{00} , son vecteur d'onde ne peut être défini qu'à une largeur près non nulle. Ainsi, il se produit de manière inhérente un processus de diffusion autour du vecteur d'onde moyen de la pompe qui fait que l'anneau Rayleigh n'est pas réduit à un unique point en régime de superfluidité.

Enfin, pour cette même raison que le spot est gaussien, le régime de superfluidité est atteint en premier au centre du spot, puis, lorsque la puissance d'excitation augmente, la densité de polaritons atteint le seuil de superfluidité également en périphérie du spot. Le régime de superfluidité gagne petit à petit, à mesure que la puissance du laser exciteur augmente, l'ensemble du spot. C'est ce que l'on observe sur les images 3.10 et 3.11 correspondant respectivement au régime de superfluidité à des densités d'excitation au ni-

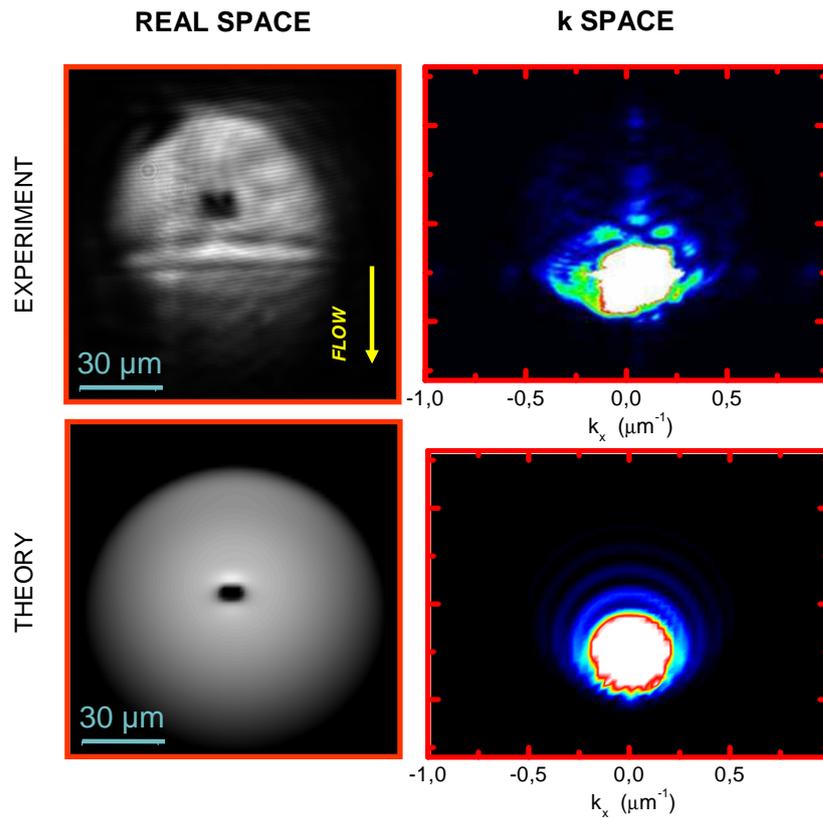


FIGURE 3.11 – Panneau haut : images expérimentales du champ réel et de l'espace réciproque pour un fluide polaritonique excité à 2.6° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.10 meV par rapport à la LPB, en régime superfluide (point III encadré vert de la figure 3.8). En champ réel, le fluide polaritonique "ignore" complètement le défaut et l'anneau Rayleigh a disparu dans l'espace réciproque. La ligne horizontale présente en-dessous du défaut ponctuel est elle aussi un défaut de l'échantillon. En régime linéaire, figure 3.9, la diffusion sur ce défaut linéique n'est pas très visible, d'une part car le spot gaussien est centré sur le défaut ponctuel et donc il est moins intense au niveau de la ligne (en régime superfluide, du fait de la renormalisation et de la saturation aux hautes densités, le profil transverse du spot s'aplatit (profil *top hat*) et présente un diamètre plus grand, voir partie 1.E), d'autre part car la variation de potentiel imposé par ce défaut linéique semble plus petite que celle imposée par le défaut ponctuel, cf 3.C. Panneau bas : images issues des simulations théoriques dont les paramètres ont été ajustés aux conditions expérimentales.

veau du seuil et bien au-delà du seuil : la zone de forte transmission (à résonance, après renormalisation) est d'autant plus grande que l'on s'éloigne du seuil de superfluidité.

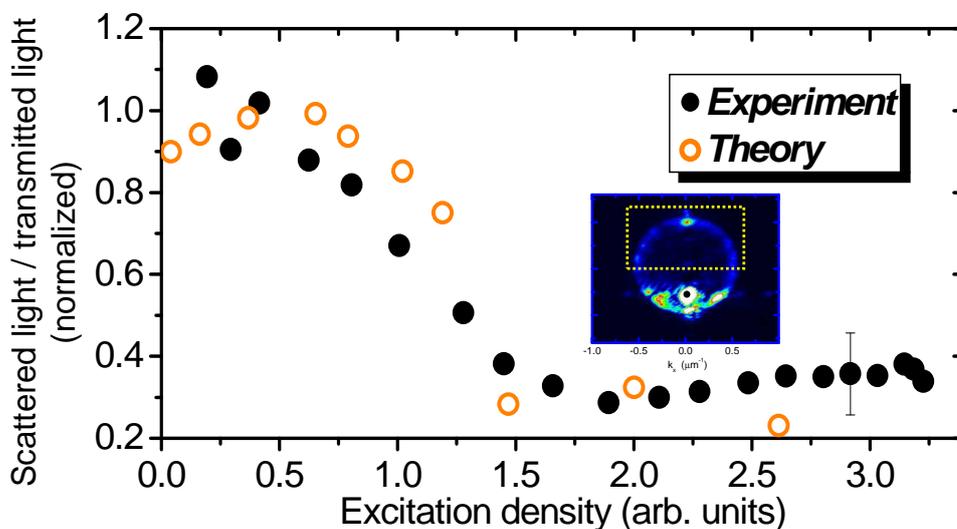


FIGURE 3.12 – Intensité relative des polaritons diffusés en fonction de la densité d'excitation (même échelle d'abscisse que pour la figure 3.8). L'intégration porte sur la partie de l'espace réciproque encadrée en pointillés jaunes, donc seulement sur l'anneau Rayleigh. On voit que pour la densité d'excitation correspondant à la transition linéaire-superfluide (point II encadré rouge de 3.8), l'intensité diffusée chute considérablement d'un facteur 4, ce qui correspond au effondrement de l'anneau Rayleigh signature de l'absence de diffusion et donc de la superfluidité. Les points noirs pleins sont les données expérimentales, tandis que les ronds rouges vides sont les points calculés avec les paramètres correspondant aux conditions expérimentales.

3.B.4 Choix des paramètres expérimentaux pour l'effet Cerenkov.

Afin d'observer l'effet Cerenkov, nous allons de la même manière que pour la superfluidité étudier le comportement du fluide polaritonique au passage d'un défaut présent dans la microcavité. Le faisceau laser, de taille de 100 microns, est placé de manière à ce que son centre coïncide avec le haut du défaut, afin que la zone du spot de plus grande densité rencontre le défaut durant la propagation. Le défaut pris dans ce cas là est de taille 5 microns et sa profondeur est estimée, par ajustement des simulations aux résultats expérimentaux, à 1 meV.

L'énergie du laser de pompe est également choisie légèrement supérieure de 0.10 meV de la courbe de dispersion des polaritons bas, qui est à environ 836 nm.

Quant à l'angle d'incidence du laser de pompe sur la cavité, il est choisi de manière

à avoir une vitesse de propagation des polaritons v_p supérieure à c_s pour des densités polaritoniques de champ moyen raisonnables. Nous avons donc pris un angle d'incidence de 4.0° , qui correspond au vecteur d'onde transverse $k_p = -0.521\mu m^{-1}$, selon l'axe Oy uniquement. Le désaccord cavité-exciton à cet endroit de l'échantillon est -1.1 meV, ce qui détermine la masse effective des polaritons bas et donc nous permet d'estimer, grâce à la relation (3.17), la vitesse polaritonique : $v_p = 9,9.10^5 m.s^{-1}$.

La polarisation de laser est toujours choisie circulaire afin d'exciter les modes propres polaritoniques.

3.B.5 Résultats pour l'effet Cerenkov

Transition du régime linéaire au régime Cerenkov. En régime linéaire, cf figure 3.6a, le fluide polaritonique diffuse sur le défaut ce qui donne lieu à des franges d'interférence paraboliques, comme expliqué en 3.B.3. La diffusion sur le défaut est élastique et elle se visualise dans l'espace réciproque par l'anneau Rayleigh. L'image 3.13 présente l'espace réel et l'anneau Rayleigh, expérimentaux et théoriques, à faible densité d'excitation, donc dans le régime linéaire, avec les paramètres expérimentaux cités dans le paragraphe précédent.

Lorsque la puissance du laser exciteur augmente, la densité d'excitation atteint le seuil non-linéaire de renormalisation des énergies et de distorsion de la dispersion due aux effets de champ moyen (la modification du spectre des excitations de Bogoliubov a été montrée figure 3.6c). La courbe de transmission non-linéaire obtenue expérimentalement avec ces paramètres est présentée figure 3.14.

Le vecteur d'onde de pompe ayant été choisi de manière à ce que la vitesse polaritonique à ce désaccord cavité-exciton soit supérieure à la vitesse du son c_s à la densité polaritonique de seuil, nous nous trouvons, au-delà du seuil, dans un régime supersonique, caractérisé par des fronts d'onde linéaires. En effet, par un changement de référentiel, considérons que le défaut bouge à la vitesse $-v_p$ (selon Oy), donc de bas en haut, et que le fluide polaritonique est au repos. Les ondes générées par l'onde excitatrice en incidence sur le défaut sont cylindriques et se déplacent à la vitesse c_s , plus petite que v_p . Le défaut, qui est considéré comme la source de ces ondes, se déplace plus rapidement que les ondes dont il est la source et laisse donc ces ondes derrière lui. Les fronts d'onde se trouvent en aval du défaut, ils se recoupent et interfèrent. La plupart de ces ondes donnent lieu à une extinction : les interférences sont constructives seulement sur deux droites formant un angle 2φ (ici, nous sommes en 2D). Dans un cas en 3D, les interférences sont constructives seulement sur un cône, appelé cône de Mach, de demi-ouverture φ . C'est ce que l'on observe dans l'espace réel, présenté sur les figures 3.15 et 3.16 à gauche, pour deux densités d'excitation différentes : l'une au niveau du seuil (point II de la courbe de transmission non-linéaire figure 3.14), l'autre bien au-delà du seuil (point III de la courbe de transmission non-linéaire figure 3.14).

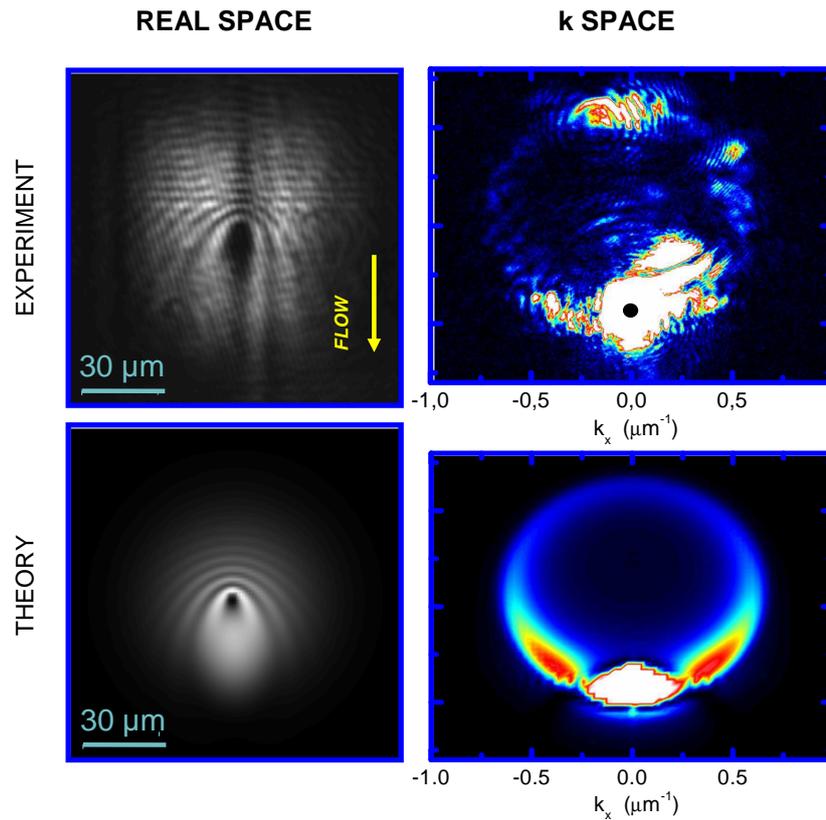


FIGURE 3.13 – Panneau haut : images expérimentales du champ réel et de l'espace réciproque pour un fluide polaritonique excité à 4° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.11 meV par rapport à la LPB, en régime linéaire (point I encadré bleu de la figure 3.14). Mêmes remarques que pour la figure 3.9. Panneau bas : images issues des simulations théoriques dont les paramètres ont été ajustés aux conditions expérimentales.

Dans ce régime, l'anneau Rayleigh est toujours présent puisqu'il existe des états polaritoniques de même énergie que la pompe accessibles au fluide : le défaut est capable de générer des excitations collectives de type Bogoliubov au sein du fluide. L'anneau Rayleigh est cependant très modifié par rapport au cas linéaire, à cause de la singularité au point (k_p, E_p) . L'anneau Rayleigh calculé théoriquement et celui de nos résultats expérimentaux dans l'espace réciproque sont présentés en figures 3.15 et 3.16 dans le pan de droite.

Exploitation des résultats de l'effet Cerenkov. En réalisant une analyse en puissance dans le régime Cerenkov, c'est-à-dire en augmentant la densité d'excitation au-delà du seuil et en visualisant l'espace réel, nous remarquons que l'angle 2φ que font les fronts d'onde linéaires dépend de la densité d'excitation : cet angle augmente lorsque la densité d'excitation augmente. Le graphe 3.17 montre l'évolution de l'angle φ en fonction de la

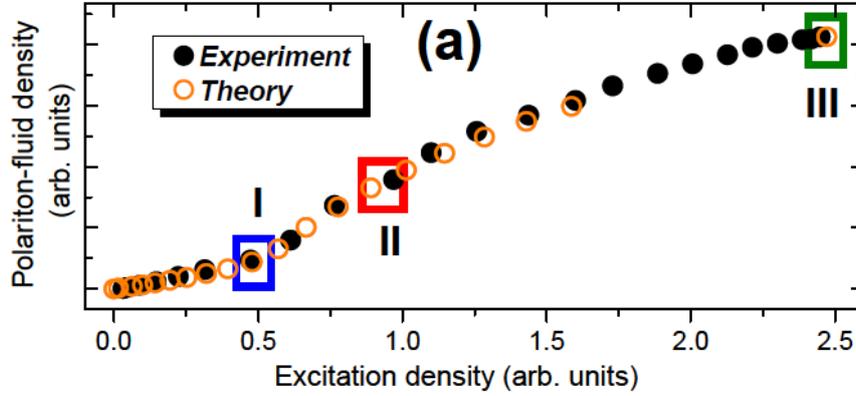


FIGURE 3.14 – Densité polaritonique de champ moyen (proportionnelle à l'intensité transmise) expérimentale (ronds pleins) et théoriquement prévue par les simulations (ronds vides) en fonction de la densité d'excitation (proportionnelle à la puissance d'excitation), pour un fluide polaritonique excité à 4° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.11 meV par rapport à la LPB.

densité de champ moyen polaritonique. Ce comportement se comprend parfaitement et est présent dans tous les régimes supersoniques. Le demi-angle φ a pour expression :

$$\sin(\varphi) = \frac{c_s}{v_p} \quad (3.25)$$

On appelle le *nombre de Mach* la grandeur $\frac{1}{\sin(\varphi)}$. Lorsque nous atteignons $\text{Mach}=1$, cela veut dire que le *mur du son*, terminologie empruntée à un avion supersonique, a été franchi et donc que nous nous trouvons en régime Cerenkov.

Bien au-delà du seuil, il est difficile de certifier que nous sommes encore en régime Cerenkov, puisque la densité polaritonique de champ moyen et donc la vitesse du son augmentent avec la densité d'excitation. Il vaut donc mieux exploiter les résultats au niveau du seuil, c'est-à-dire au point II.

L'angle φ vaut alors 55° et donc la vitesse du son est égale, après calcul, à $8,1 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui est plus petit que la vitesse de propagation des polaritons choisie. Pour la densité polaritonique du point II, égale à une dizaine de polaritons par μm^2 , cela donne une énergie d'interaction $\hbar g_{LP}$ (à ce désaccord cavité-exciton de -1.1 meV) égal à $2,28 \cdot 10^{-2} \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^2$.

Grâce à cette estimation faite au seuil, il est possible de calculer la densité polaritonique

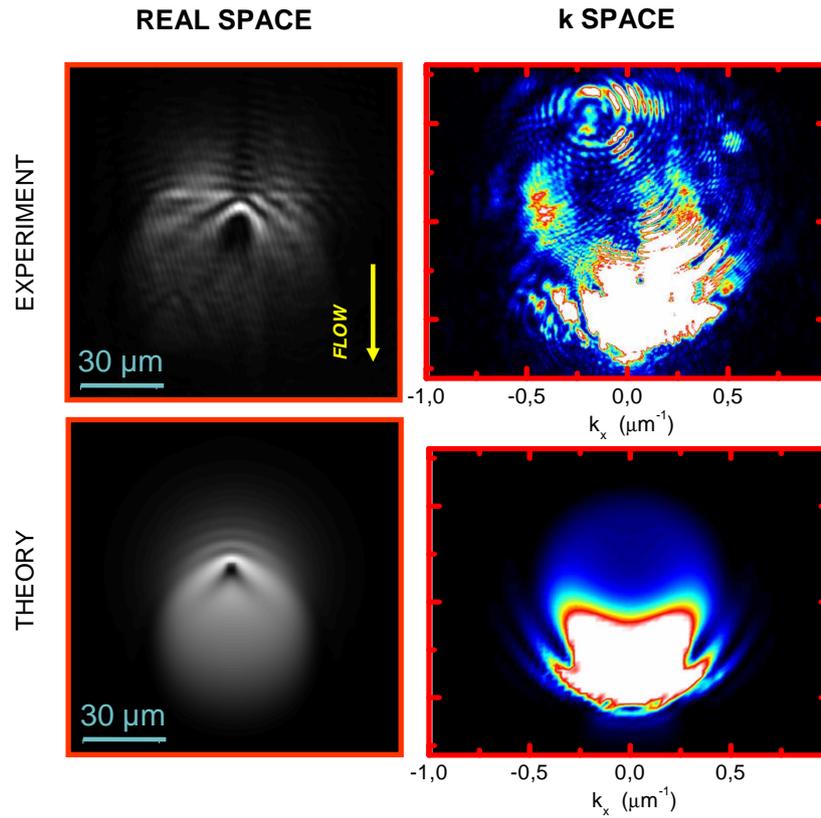


FIGURE 3.15 – Panneau haut : images expérimentales du champ réel et de l'espace réciproque pour un fluide polaritonique excité à 4° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.11 meV par rapport à la LPB, au point de transition Cerenkov (point II encadré rouge de la figure 3.14). On voit clairement apparaître les fronts d'onde linéaires en champ réel autour du défaut tandis que l'anneau de diffusion Rayleigh est déformé. Panneau bas : images issues des simulations théoriques dont les paramètres ont été ajustés aux conditions expérimentales.

de champ moyen maximale, au-delà de laquelle le fluide n'est plus en régime Cerenkov, mais en régime de superfluidité. Cela donne environ $15 \text{ polaritons par } \mu\text{m}^2$.

Ainsi sur la zone de densité de champ moyen polaritonique allant de $10 \mu\text{m}^{-2}$ (seuil) à $15 \mu\text{m}^{-2}$ (maximum de validité pour Cerenkov), il est possible de calculer la pente de la droite $\sin(\varphi)^2$ en fonction de $|\Psi_{LP}^{ss}|^2$ et de trouver de manière plus exacte, puisque moyennée sur plusieurs points, l'énergie d'interaction $\hbar g_{LP}$ à ce désaccord cavité-exciton. On la trouve alors égale à $2,06 \cdot 10^{-2} \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^2$.

Cette estimation expérimentale de g_{LP} de l'ordre de $10^{-2} \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^2$ permet d'accéder, en connaissant le désaccord cavité-exciton à cet endroit de l'échantillon, à la valeur expérimentale de g , constante de couplage entre excitons. Ces deux grandeurs sont en effet reliées par : $g_{LP} = |X_k|^4 g$, [ciuti05], où X_k est l'un des coefficients de Hopfield, tel que $|X_k|^2$

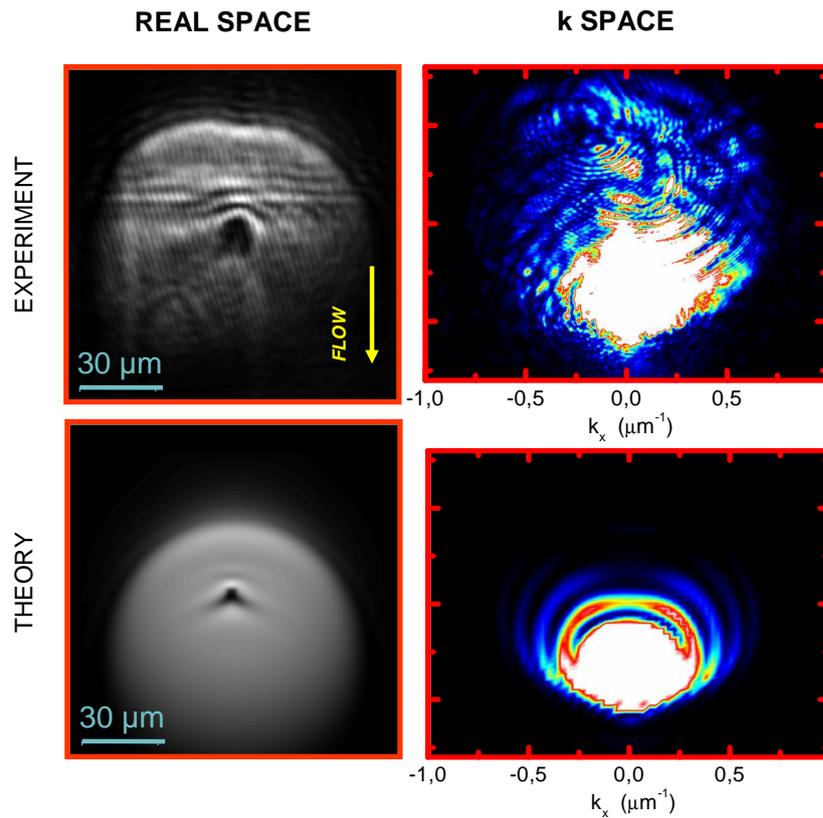


FIGURE 3.16 – Panneau haut : images expérimentales du champ réel et de l'espace réciproque pour un fluide polaritonique excité à 1° et un laser de pompe décalé vers le bleu de 0.11 meV par rapport à la LPB, en régime Cerenkov à haute puissance (point III encadré vert de la figure 3.14). En champ réel, les fronts d'onde linéaires se maintiennent. Dans l'espace réciproque l'anneau Rayleigh est déformé. Panneau bas : images issues des simulations théoriques dont les paramètres ont été ajustés aux conditions expérimentales.

donne la fraction excitonique du mode polaritonique k considéré au désaccord δ_k considéré. L'ordre de grandeur trouvé est conforme aux prédictions théoriques puisque g a été calculé en référence ([ciuti98]) et le résultat de leurs calculs donne : $\hbar g = 0.015 \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^2$.

Cette évaluation de g_{LP} est d'un grand intérêt puisque elle permet de fixer ce paramètre de simulation, jusque-là resté libre, et donc de mieux fitter les autres paramètres libres du système, telle que la profondeur du défaut.

Enfin, il est important de remarquer que grâce à la forte constante de couplage g_{LP} , les densités nécessaires pour atteindre les seuils de non-linéarités sont faibles, de l'ordre de $10 \mu\text{m}^{-2}$. C'est pourquoi nos expériences de superfluidité, d'effet Cerenkov et, nous le verrons dans la partie 4, d'interrupteur optique de spin ne nécessitent pas l'usage d'un laser pulsé pour atteindre ces densités d'excitation seuils.

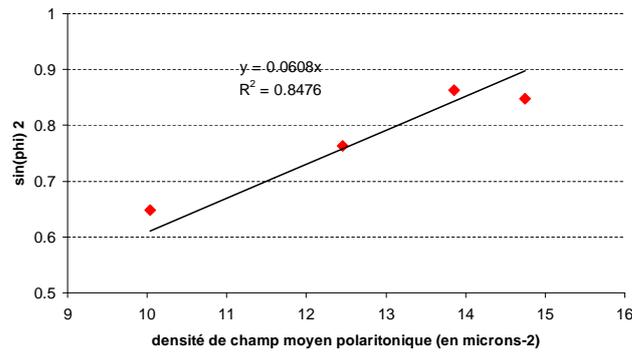


FIGURE 3.17 – Evolution de $\sin(\varphi)^2$ en fonction de $|\Psi_{LP}^{ss}|^2$. En accord avec l'équation (3.25), $\sin(\varphi)$ augmente avec la vitesse du son, qui est proportionnelle à la racine carré du terme d'interaction $\hbar g_{LP} |\Psi_{LP}^{ss}|^2$.

3.B.6 Résultats "exotiques".

Superfluidité sur plusieurs défauts. Dans les expériences précédentes, nous avons étudié le comportement d'un fluide qui rencontre un défaut. Cette transition vers la superfluidité est également possible sur une zone comprenant plusieurs défauts comme le montre la figure 3.18. Là encore, à faible densité d'excitation, le fluide diffuse sur les défauts, puis à plus haute densité, au-delà d'un certain seuil, la diffusion n'est plus possible et l'espace réel est homogène (en dehors des défauts eux-mêmes).

Ombre derrière un gros défaut en régime de superfluidité : vers la turbulence et la génération de vortex. Il est également possible de visualiser cette transition vers la superfluidité dans le cas d'un gros défaut. Dans la figure 3.19, le défaut présent mesure 30 micromètres de diamètre, ce qui est 6 fois plus gros que les défauts sur lesquels nous avons travaillé dans les expériences précédentes. Il se passe alors un effet remarquable : en régime de superfluidité, le fluide polaritonique se scinde en deux à cause de l'obstacle et les polaritons n'accèdent pas à la zone derrière cet obstacle (la lumière transmise y est quasiment nulle). Cette ombre n'est pas visible dans le cas de plus petits défauts car la scission du fluide occasionnée est de moindre envergure. L'occurrence de ce phénomène est directement liée au rapport de la *healing length* du fluide sur la taille du défaut, la *healing length* étant la distance pour qu'un superfluide donné subissant une perturbation localisée retrouve ses propriétés superfluides.

La configuration d'un fluide peu visqueux se déplaçant rapidement et rencontrant un obstacle est propice à l'émergence de turbulences en aval de l'obstacle, car ce-dernier désor-

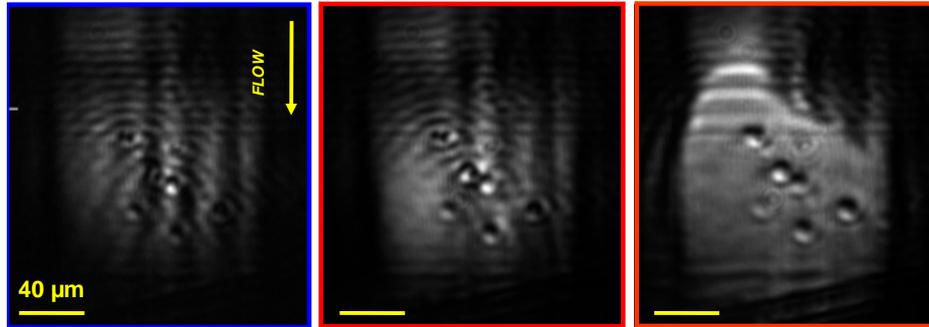


FIGURE 3.18 – Transition vers le régime de superfluidité dans le cas d'une zone contenant plusieurs défauts (au nombre de 6). Cadre bleu : régime linéaire. Cadres rouges : au seuil de superfluidité à gauche et à haute puissance, bien au-delà du seuil, à droite.

ganise l'écoulement du fluide. La turbulence apparaît en effet lorsque l'énergie cinétique du fluide est bien plus grande que l'absorption due à la viscosité.

L'analogie d'un superfluide avec un fluide classique est évidemment limitée et le comportement d'un fluide quantique ne peut se comprendre grâce à l'équation de l'hydrodynamique classique de Navier-Stokes. En effet un superfluide, ayant une viscosité nulle par définition, devrait être toujours turbulent quelle que soit sa vitesse, ce qui n'est pas le cas. Le phénomène de turbulences au sein d'un superfluide s'explique différemment, en remarquant qu'un des termes de l'équation d'évolution dynamique à laquelle obéit le superfluide (déduite de l'équation de Gross-Pitaevskii) définit une viscosité quantique, comme l'explique [pigeon11] - sans ce terme, l'équation s'apparente à l'équation d'Euler pour un fluide parfait. Un régime de turbulences peut ainsi voir le jour au-delà d'une certaine vitesse critique du superfluide, et bien évidemment en dessous de c_s afin de rester dans un régime subsonique. Cette vitesse critique dépend de la *healing length* et de la taille du défaut, cf [pigeon11] : pour un fluide donné, plus le défaut est grand, plus la vitesse critique est petite, ce qui laisse une plage plus importante de vecteurs d'onde possibles pour observer le régime de turbulences au sein du superfluide.

Les fluides turbulents sont dignes d'intérêt car ils sont la source de tourbillons que l'on

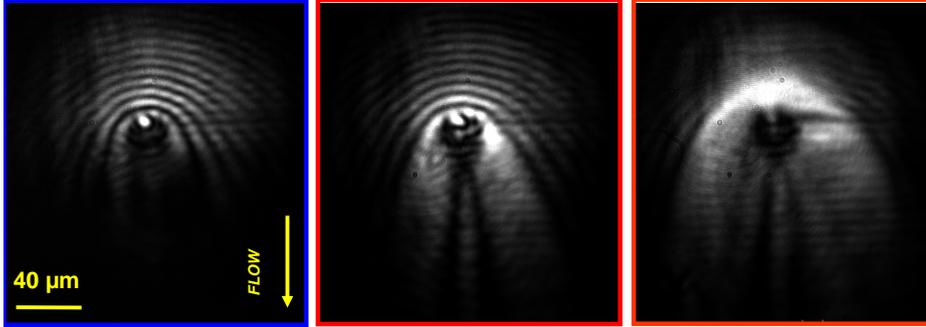


FIGURE 3.19 – Transition vers le régime de superfluidité dans le cas d'un très gros défaut (environ $30 \mu m$). Cadre bleu : régime linéaire. Cadres rouges : au seuil de superfluidité à gauche et à haute puissance, bien au-delà du seuil, à droite. Derrière le défaut, la zone est sombre.

appelle *vortex*. Par exemple si l'on met en rotation à la pulsation Ω un seau contenant de l'eau, en régime stationnaire le champ de vitesses s'écrit :

$$\mathbf{v}_{classique}(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{r} \quad (3.26)$$

Et donc le rotationnel de ce champ de vitesse est non nul :

$$\nabla_{\mathbf{r}} \wedge \mathbf{v}_{classique}(\mathbf{r}) = 2\boldsymbol{\Omega} \quad (3.27)$$

La fonction d'onde d'un fluide quantique s'écrit, dans l'approximation du champ moyen comme on l'a vue : $\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{n(\mathbf{r})}e^{iS(\mathbf{r})}$ où $n(\mathbf{r})$ est la densité de particule en \mathbf{r} et $S(\mathbf{r})$ est la phase du fluide en \mathbf{r} . La densité de courant a donc pour expression :

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{i\hbar}{2m} [\Psi(\mathbf{r})\nabla_{\mathbf{r}}\Psi^*(\mathbf{r}) - \Psi^*(\mathbf{r})\nabla_{\mathbf{r}}\Psi(\mathbf{r})] = n(\mathbf{r})\frac{\hbar}{m}\nabla_{\mathbf{r}}S(\mathbf{r}) \quad (3.28)$$

et par identification, le champ de vitesses pour tout point de densité non nulle (et donc pour tout point où la phase est bien définie) est tel que $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r})\mathbf{v}(\mathbf{r})$ et s'écrit

$$\mathbf{v}_{quantique}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{m}\nabla_{\mathbf{r}}S(\mathbf{r}) \quad (3.29)$$

Ce champ de vitesses a toujours un rotationnel nul. Il ne peut donc pas être égal au champ de vitesses d'un objet classique mis en rotation uniforme. Cela ne signifie pas que la mise en rotation d'un fluide quantique n'a aucun effet sur le champ des vitesses de ce fluide, mais seulement que cette mise en rotation a des conséquences différentes de celles d'un fluide classique. L'énergie d'inertie emmagasinée se retrouve dans un fluide quantique convertie en vortex, qui sont des lignes de densité nulle le long desquelles la circulation de la vitesse est quantifiée :

$$\oint \mathbf{v}_{\text{quantique}}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \frac{\hbar}{m} \Delta S = 2\pi p \frac{\hbar}{m} \quad (3.30)$$

où p est un entier. Les vortex sont donc caractérisés par un saut de phase de $p2\pi$. L'existence de ces vortex quantiques fut prédite par Onsager et Feynman. Dans l'Helium liquide, les vortex furent observés pour la première fois en 1974 par Williams et Packard et al. par l'expérience dite *du seau tournant*. J. Dalibard a également observé des vortex dans des condensats d'atomes en 2000.

L'image 3.19 tirée de nos expériences présentant une ombre derrière un gros défaut nous a donc amené à réfléchir à des expériences de génération de vortex quantiques au sein du fluide polaritonique, et c'est actuellement une thématique de recherche du groupe. En particulier, la thèse qui suit la mienne, réalisée par Romain Hivet, sera en partie consacrée à ce sujet. Les vortex étant caractérisés par une singularité de phase, il est important de laisser la phase du superfluide évoluer sans contrainte. Il faut donc s'affranchir de la cohérence de phase qu'impose l'excitation résonante par le laser de pompe. Pour cela nous avons pensé à deux méthodes : soit exciter la microcavité à l'aide d'un laser pulsé et détecter la lumière transmise avec une streak camera (avec une durée de pulse plus petite que le temps de vie des polaritons), soit exciter en continu en amont du défaut seulement et piéger dans un puits de potentiel les éventuels vortex créés en aval du défaut. La thèse de Simon Pigeon [pigeon11] aborde ce sujet et y apporte des solutions. Le groupe de Benoît Deveaud de l'EPFL à Lausanne a déjà observé des demi-vortex quantiques dans les condensats de polaritons, [lagoudakis09]. Le papier [sanvitto10] relate l'observation de vortex quantiques polaritoniques dans le régime de superfluidité en excitation paramétrique. Notre équipe a également observé des vortex dans le cas résonant [amo11]

3.C Façonnage de l'environnement polaritonique

3.C.1 Défaut artificiel

Motivation

Comme aperçu dans le dernier paragraphe sur la superfluidité, il est intéressant d'avoir à notre disposition plusieurs types de défauts de caractéristiques différentes afin de tester le comportement d'un fluide polaritonique au passage d'un obstacle. Sur l'image 3.20 déjà commentée en 2.A.5, nous voyons en effet que malgré la haute précision des techniques de croissance cristalline, des erreurs et imperfections sont inévitables et génèrent de nombreux défauts. Ces-derniers sont présents sur l'ensemble de l'échantillon et sont de différentes formes et profondeurs. Il ne reste cependant pas évident de trouver un défaut possédant les caractéristiques voulues au désaccord cavité-exciton voulu, c'est-à-dire sur une ligne perpendiculaire à la direction du coin (il existe en effet un angle introduit entre les miroirs de Bragg, cf 2.A.2).

Grâce aux fortes non-linéarités que présentent les polaritons de cavité, nous avons trouvé une méthode pour créer des défauts optiquement et donc contrôler leurs caractéristiques, ce qui nous a permis de façonner à loisir l'environnement polaritonique.

Principe de création d'un défaut artificiel : champ de contrôle

La méthode consiste à envoyer un faisceau laser, que l'on appellera *contrôle*, légèrement décalé vers le bleu par rapport à la branche basse des polaritons, très focalisé et avec une intensité suffisante de sorte que la densité soit supérieure à la densité d'excitation de seuil non-linéaire, ce qui induit une renormalisation des énergies sur cette zone de l'échantillon. Comme nous l'avons vu en 3.A.2, ce *blue-shift* vaut : $\Delta E = \hbar g_{LP} |\Psi_{LP}^{ss}|^2$ où $g_{LP} = |X_k|^4 g$. Le potentiel polaritonique est donc changé localement : cette zone représente une barrière de potentiel. Des polaritons créés de basse densité autour de cette zone ressentent cette barrière de potentiel comme un défaut de hauteur ΔE et de forme, celle du faisceau laser de contrôle.

Test : diffusion d'un fluide polaritonique de sonde sur un défaut artificiel

Afin de tester ce défaut artificiel, nous allons envoyer un faisceau dit de sonde avec un vecteur d'onde non nul. A faible intensité d'excitation, les polaritons de la sonde sont diffusés par le défaut artificiel comme ils le seraient sur un défaut "naturel" de la microcavité.

Configuration des polarisations d'excitation et de détection

Afin de mieux visualiser l'effet de la barrière de potentiel sur les polaritons de sonde, nous allons jouer sur les polarisations des deux faisceaux. Nous avons vu qu'une lumière

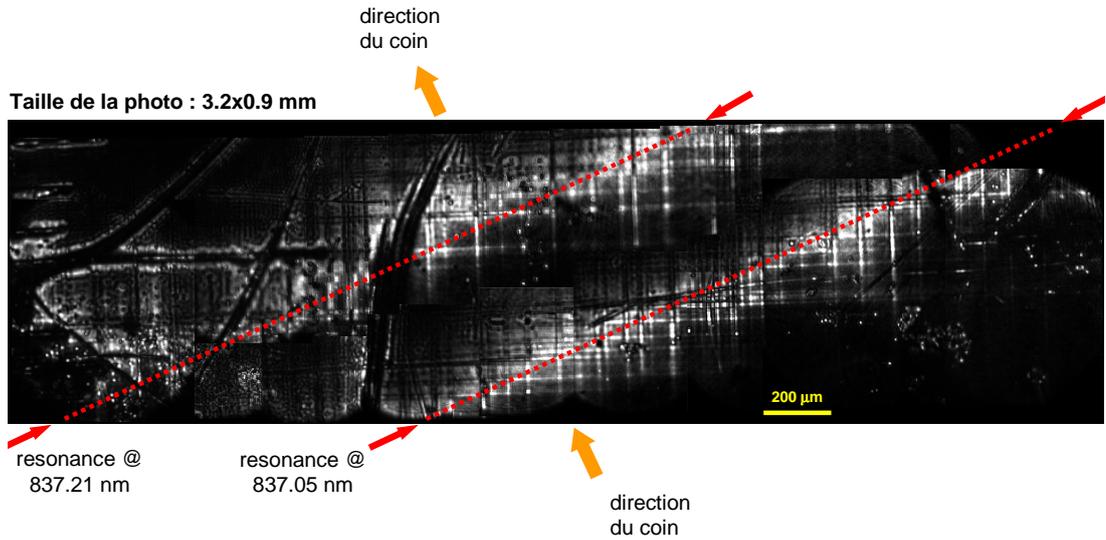


FIGURE 3.20 – Image d'une zone de $3.2 \times 0.9 \text{ mm}^2$ de l'échantillon, excité en incidence normale selon deux longueurs d'onde 837.05 nm et 837.21 nm, comme le montrent les deux lignes de luminosité maximale correspondant aux résonances. Distinction de plusieurs types de défauts : mosaïcité de l'échantillon, défauts ponctuels et défauts étendus.

polarisée σ^+ (σ^-) génèrait des polaritons de spin up (spin down). Nous avons également vu que les polaritons interagissaient préférentiellement avec d'autres polaritons de même spin car la constante d'interaction entre polaritons de même spin est bien plus importante que celle pour des polaritons de spin opposés : $\alpha_1 \gg |\alpha_2|$. Les calculs théoriques [ciuti98, glazov09, renucci05], donnent un facteur 10 entre ces deux constantes, ce qui implique que les polaritons de spin opposés interagissent, certes moins fortement que des polaritons de même spin, mais de manière appréciable tout de même, et d'autant plus que la densité de polaritons est grande. Le terme de renormalisation pour des polaritons bas de spin up s'écrit donc plus exactement ainsi :

$$\Delta E_{up} = \hbar\alpha_1 |\Psi_{LP,up}^{ss}|^2 + \hbar\alpha_2 |\Psi_{LP,down}^{ss}|^2 \quad (3.31)$$

Si la population dans l'état de spin down est suffisamment importante, la contribution du terme proportionnel à α_2 n'est pas négligeable, bien que α_2 soit d'un ordre de grandeur plus petit que α_1 .

Configuration de polarisation : polarisations circulaires croisées en excitation.

En choisissant une sonde de polarisation orthogonale à la polarisation du spot de contrôle, nous allons donc créer un défaut artificiel dans la polarisation du faisceau de contrôle à cause de l'importante densité de polaritons de contrôle. Et en détectant dans la polarisation de la sonde, nous allons ainsi éviter de saturer nos détecteurs (caméra CCD), ce qui permettra une meilleure observation du phénomène.

Avec une densité polaritonique de x ordres de grandeur plus petite dans la sonde σ^+ que dans le spot de contrôle σ^- , le terme de renormalisation des polaritons de la sonde due aux polaritons de spin down est de $x - 1$ ordres de grandeur plus important que le terme de renormalisation due aux polaritons de spin up. Nous allons donc par la suite négliger cette dernière contribution.

Configuration de polarisation : polarisations linéaires croisées en excitation.

Il existe une autre configuration possible permettant une meilleure visualisation du phénomène (sans saturation des CCD) et utilisant également la dépendance en spin des interactions polaritons-polaritons. Elle consiste à exciter l'échantillon avec des faisceaux de sonde et contrôle linéaires opposés (par exemple TE pour le champ de contrôle et TM pour la sonde) et la détection se fait alors parallèlement à la sonde, c'est-à-dire en TM. La polarisation linéaire étant une superposition équitable des polarisations circulaires droite et gauche, le spot de contrôle injecte des polaritons de spin up et des polaritons de spin down, induisant une renormalisation identique pour les polaritons de spin up et les polaritons spin down. Ainsi, la barrière de potentiel vue par la sonde est plus grande que dans le cas de spots polarisés circulairement, puisque la sonde et le contrôle interagissent essentiellement via α_1 (cette constante étant 10 fois plus grande que α_2). Cette configuration paraît donc plus judicieuse que la configuration "polarisations circulaires croisées" dans laquelle l'interaction sonde-contrôle s'effectue via α_2 seulement.

Nous allons par la suite utiliser ces deux configurations. Les résultats obtenus sont qualitativement similaires dans les deux cas, mais quantitativement moins significatifs dans le cas de polarisations circulaires que dans le cas de polarisations linéaires.

3.C.2 Comportement d'un fluide polaritonique rencontrant des défauts artificiels de caractéristiques différentes

Défaut ponctuel

Nous avons donc choisi de focaliser à incidence nulle un faisceau laser gaussien sur une zone de $4 \mu\text{m}$ de l'échantillon, avec une longueur d'onde de 837.08 nm, décalée de 0.1 meV vers le bleu par rapport à la branche basse des polaritons. La figure 3.21 montre les barrières de potentiel théoriquement induites par un tel faisceau de contrôle, à 3 puissances d'excitation différentes. Nous voyons qu'avec une intensité de $3,7 \text{mW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ (puissance de

46 mW), il est possible de générer une renormalisation du potentiel polaritonique localisée sur la zone d'incidence de la sonde de 1,25 meV.

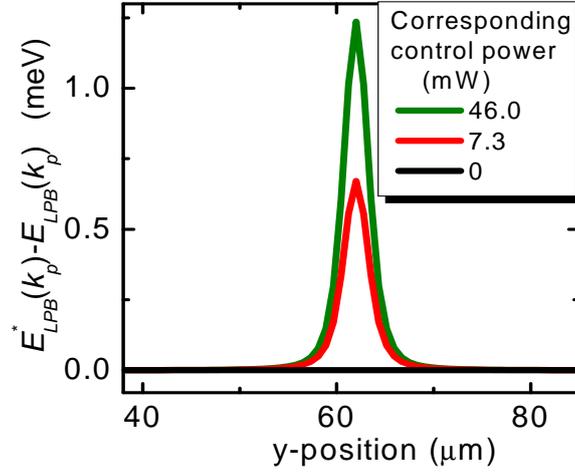


FIGURE 3.21 – Hauteurs calculées des potentiels induits pour différentes puissances du champ de contrôle comme indiqué dans la légende.

En envoyant un faisceau de sonde de diamètre $45 \mu m$ et de vecteur d'onde $0.33 \mu m^{-1}$, nous allons observer le comportement d'un fluide polaritonique sur le défaut artificiel décrit dans le paragraphe précédent. A faible intensité d'excitation ($1,7 \cdot 10^{-2} mW \cdot \mu m^{-2}$), les polaritons de la sonde sont diffusés par le défaut artificiel, ce qui génère des vagues de densité paraboliques, comme expliqué en 3.B.3, à cause des interférences entre les fronts d'onde plans de la sonde et des fronts d'onde cylindriques dus à la diffusion des polaritons de sonde sur la barrière.

Ici, la sonde est polarisée σ^+ , le champ de contrôle σ^- , et la détection est σ^+ .

La figure 3.22 montre le comportement du fluide polaritonique de sonde à la traversée du défaut artificiel, lorsque l'intensité d'excitation du spot de sonde est faible.

Les images présentées en figure 3.23 prouvent elles aussi l'existence de la diffusion des polaritons de sonde sur le défaut artificiel. En effet ces images sont celles obtenues dans le champ lointain de l'émission. Sans le défaut ponctuel, l'espace réciproque se résume à un seul point, correspondant au vecteur d'onde du spot de sonde (ici, $k = k_y = -0.33 \mu m^{-1}$), à la dispersion autour de k près. Lorsque l'on allume le champ de contrôle, le défaut artificiel est formé et un anneau Rayleigh de rayon k apparaît dans l'espace réciproque, simultanément à l'apparition des franges d'interférences paraboliques dans l'espace réel. Cet anneau Rayleigh est la signature d'une diffusion élastique sur le défaut.

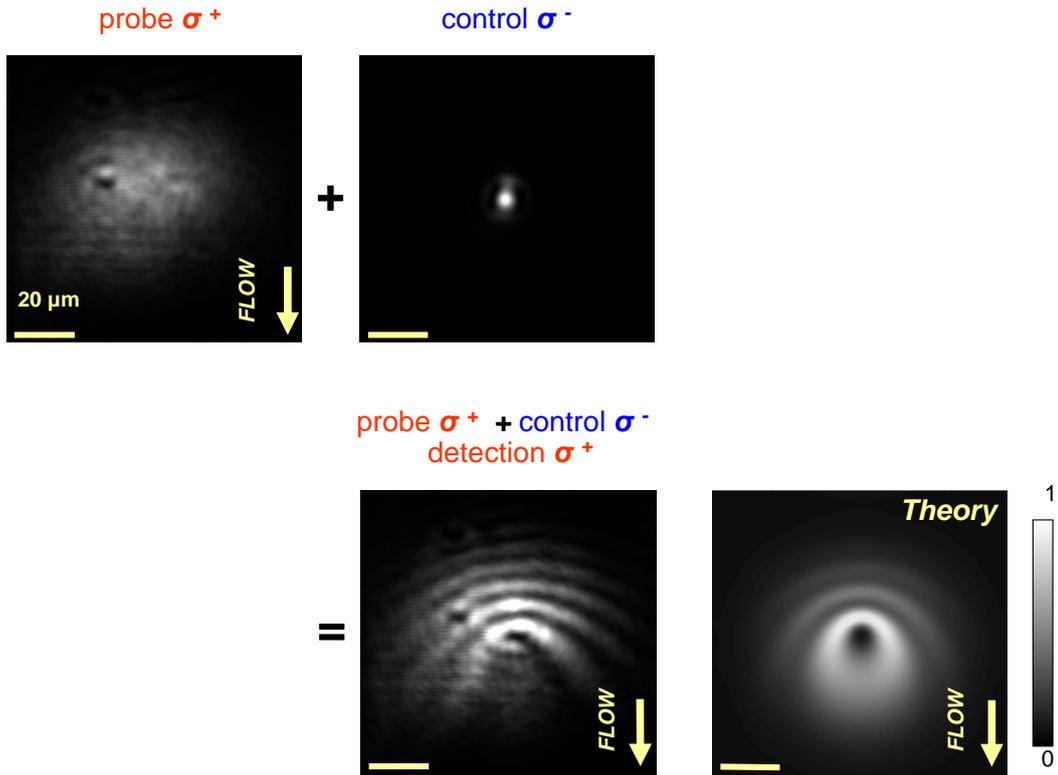


FIGURE 3.22 – Images expérimentales en champ réel de la sonde et du champ de contrôle séparément, détectés selon leur polarisation respective, à savoir σ^+ et σ^- , et une image expérimentale accompagnée de sa simulation pour les deux faisceaux précédents allumés en même temps, avec une détection selon la polarisation σ^+ de la sonde. Le champ de contrôle est envoyé à incidence normale avec une puissance permettant l'induction d'un potentiel localisé, cf figure 3.21, la sonde a un vecteur d'onde d'excitation selon Oy , de haut en bas : $k_y = -0.33\mu m^{-1}$, et sa puissance d'excitation est faible (intensité de $1.7mW.\mu m^{-2}$ pour un spot de diamètre $45\mu m$).

Signe de α_2

Les calculs de Simon Pigeon, doctorant au laboratoire MPQ [pigeon11], ont donné des résultats proches de nos résultats expérimentaux avec $\alpha_2 = 0.1\alpha_1$. Il est intéressant de voir ici que les constantes d'interaction sont de même signe. Ceci est en accord avec les résultats des *spin rings* qui seront évoqués en 4.B, et en désaccord avec l'inversion de polarisation linéaire dans le régime de mélange à quatre ondes, 5.C.2. Nous reviendrons sur ce point plus tard, dans la partie 4.C.

Les simulations reproduisent donc de manière convaincante nos résultats expérimentaux lorsque α_2 est positif. Les défauts artificiels considérés sont donc toujours des barrières de potentiel et non des puits, puisque les conditions choisies sont toujours telles que la

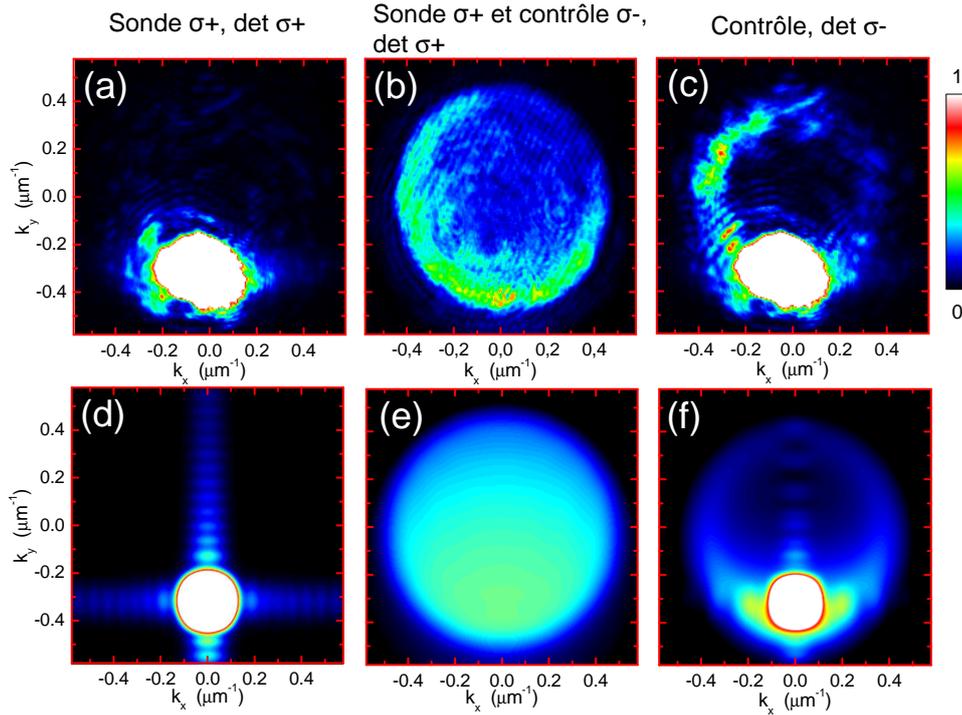


FIGURE 3.23 – Images expérimentales et simulations dans l'espace réciproque de la sonde σ^+ (a et d) détectée en σ^+ , de la sonde σ^+ et du champ de contrôle σ^- ensemble détectés en σ^+ (b et e), et enfin du champ de contrôle σ^- seul détecté en σ^- (c et f). Même conditions d'excitation que dans la figure 3.22. On remarque que l'espace réciproque de la sonde (a et d) consiste en une zone définie d'extension relativement faible du fait de la grande extension spatiale du spot de sonde, contrairement à l'espace réciproque du champ de contrôle qui présente une grande extension du fait de la petite taille dans l'espace réel de ce champ.

densité de population dans le champ de contrôle est bien plus importante que la densité de population dans la sonde.

Visibilité du phénomène en fonction de la profondeur du défaut

Comme nous l'avons vu sur l'image 3.21, la hauteur de la barrière de potentiel induite par le champ de contrôle se contrôle facilement via l'intensité du spot de contrôle. Les images 3.24 montrent que plus la hauteur de la barrière de potentiel est grande, plus les franges d'interférences dues à la diffusion des polaritons sur cette barrière sont visibles, indiquant que la diffusion est alors plus forte. En effet un bon contraste des franges est lié à des valeurs proches des amplitudes des ondes qui interfèrent. Or la quantité de polaritons diffusés est d'autant plus importante (et donc proche de la quantité de polaritons incidents) que la barrière de potentiel est franche et imposante.

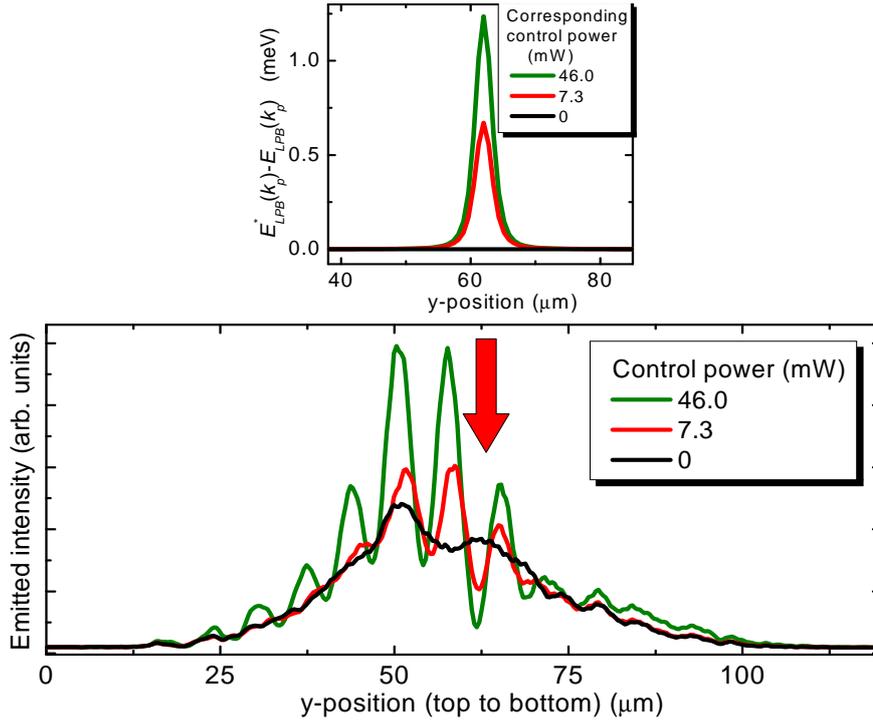


FIGURE 3.24 – Panneau haut : même image que 3.21. Panneau bas : Profil d'intensité transmise selon la coordonnée spatiale Oy pour trois puissances différentes du champ de contrôle (les mêmes que celles utilisée pour calculer la hauteur de la barrière de potentiel en 3.21. La flèche rouge indique la position du défaut induit. On remarque les franges d'interférences sont de plus en plus marquées à mesure que la hauteur de la barrière induite (et donc la puissance d'excitation du champ de contrôle, cf interprétation de la figure 3.21, augmente).

Défaut linéique

Ces observations sur des défauts artificiels ponctuels ouvrent la voie à la création de défauts artificiels de toutes profondeurs et de formes, les seules limitations étant la puissance maximale du laser de contrôle et le façonnage de son profil d'intensité.

Nous avons par exemple choisi de réaliser ces mêmes expériences décrites précédemment avec un spot de contrôle de forme linéique d'extension de presque $100 \mu\text{m}$ (et de largeur quelques microns). La sonde est envoyée sur l'échantillon avec un vecteur d'onde $k = k_y = -0.33 \mu\text{m}^{-1}$. La ligne induite par le champ de contrôle est placée successivement perpendiculaire à la direction de propagation des polaritons de sonde, figure 3.25, puis avec une inclinaison de 45° , figure 3.26.

Ici, la sonde est polarisée TM, le champ de contrôle TE et la détection est TM, parallèle à la sonde.

La diffusion des polaritons de la sonde sur cette barrière de potentiel de forme linéique

induit des franges d'interférence différentes de celles obtenues avec un défaut artificiel ponctuel. En effet, le défaut induit est ressenti comme un mur par les polaritons de la sonde. Il y a donc interférences entre les polaritons de la sonde incidents sur la ligne de vecteur d'onde k_y et les polaritons réfléchis par la ligne. Dans le cas d'une ligne perpendiculaire à la direction de propagation des polaritons de sonde, voir figure 3.25, le vecteur d'onde des polaritons réfléchis devrait donc être $-k_y$: on appelle cette diffusion particulière selon le vecteur d'onde opposé à l'excitation, le *back-scattering*. L'espace réciproque présente deux points (aux dispersions près autour des valeurs moyennes) : l'un de coordonnées $(0, -0.4\mu m^{-1})$ qui est le vecteur d'onde des polaritons incidents, et l'autre de coordonnées $(0, +0.4\mu m^{-1})$ qui est le vecteur d'onde des polaritons réfléchis : il y donc bien accord avec nos prévisions. L'espace réel présente des franges d'interférences entre ces deux ondes de polaritons linéiques, parallèles à la ligne induite.

Dans le cas d'une ligne inclinée à 45° par rapport à la direction de propagation des polaritons de la sonde, l'espace réel présente également des franges d'interférences linéiques parallèles à la ligne induite, et l'espace réciproque présente deux points : l'un de coordonnées $(0, -0.4\mu m^{-1})$ qui est le vecteur d'onde des polaritons incidents, et l'autre de coordonnées $(0.4\mu m^{-1}, 0.2\mu m^{-1})$ qui est le vecteur d'onde des polaritons réfléchis. Dans une hypothèse de réflexion type billard parfaitement élastique, et également en supposant que la ligne induite est parfaitement inclinée à 45° , les coordonnées du vecteur d'onde des polaritons réfléchis devraient logiquement être $(0.4\mu m^{-1}, 0)$.

Les expériences de création d'un défaut linéique ont été réalisées avec deux lasers Ti :Sa distincts et de longueurs d'onde différentes distantes de 1 meV, l'un jouant le rôle de contrôle, l'autre celui de sonde, afin d'annihiler tout effet d'interférence optique entre ces lasers. Ceci est une mesure de précaution non forcément nécessaire car les polarisations de ces deux faisceaux étant opposées, ils ne devraient pas être capables d'interférer. De plus, si les franges observées avaient été le résultat d'interférences optiques entre les photons de la sonde et ceux du spot de contrôle, et non d'interférences entre les polaritons incidents et polaritons réfléchis, elles n'auraient pas été orientées de la même manière dans le cas de la ligne inclinée. En effet, les polaritons de contrôle sont créés au niveau de la ligne et se propagent dans des directions perpendiculaires à la ligne. Les franges résultantes d'interférence entre des fronts d'onde faisant un angle 45° entre eux sont des franges de direction perpendiculaire à la bissectrice des ces fronts d'onde. Ce que nous observons dans l'image 3.26 sont des franges inclinées de 45° par rapport à la direction des polaritons incidents (sonde) : elles ne peuvent être le résultat que d'interférences entre fronts d'onde à 90° l'un de l'autre (donc les fronts d'onde qui interfèrent avec les polaritons incidents sont ceux des polaritons réfléchis par la ligne). La figure 3.27 est une série d'images obtenues en faisant tourner la ligne induite, les polaritons de sonde injectés allant toujours dans la même direction, de haut en bas. Ces images 3.27 montrent d'ailleurs que quelle que soit l'inclinaison de la ligne vis à vis de la direction d'injection des polaritons, les franges

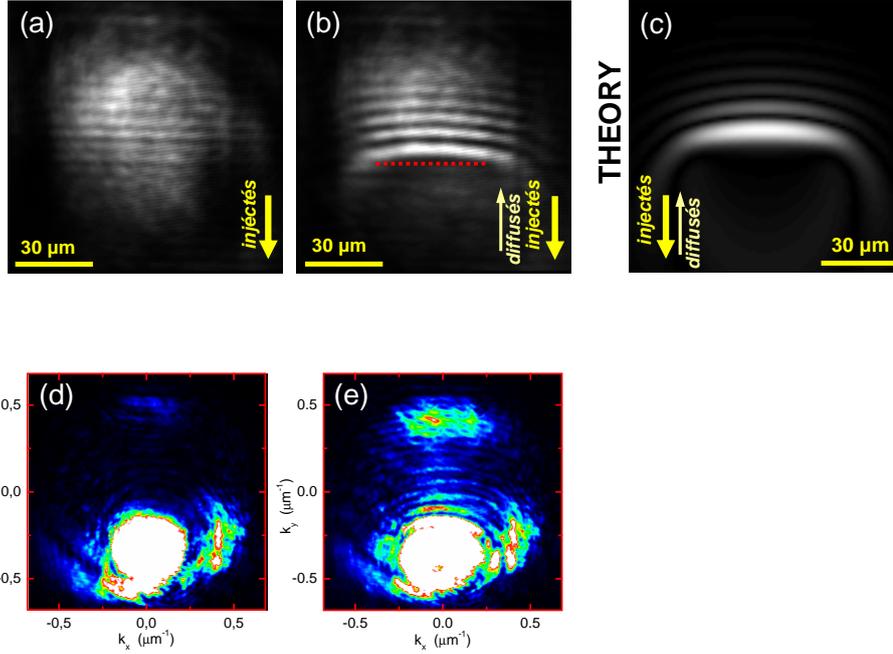


FIGURE 3.25 – Distribution d'intensité transmise dans l'espace réel (a, b, c) et réciproque (d et e) pour un défaut induit linéique horizontal : en a et d, seule la sonde TM est présente, en b et e, la sonde TM et le champ de contrôle TE de forme linéique sont allumés et détectés selon TM : on voit alors dans l'espace réel l'apparition de franges d'interférence parallèles à la ligne induite, représentée par les pointillés rouges (le champ de contrôle est en effet non visible sur l'image puisque la détection est selon la polarisation orthogonale au champ, seul son effet sur le spot de sonde est visible). L'image c est une simulation correspondant à l'image b. En champ réciproque, le *back-scattering* est fortement amplifié lorsque le champ de contrôle est présent (image e). Il existe un décalage de 1 meV entre les deux champs. La sonde est à faible puissance d'excitation.

d'interférences sont toujours parallèles à la ligne. Seule la dernière image où la direction des polaritons de sonde injectés est parallèle à la ligne diffère : dans ce cas les polaritons de sonde voient la ligne comme un défaut ponctuel (au vu de la forme parabolique des franges d'interférences résultantes, cf 3.B.3).

Nous voyons grâce à ces expériences que nous pouvons contrôler optiquement le vecteur d'onde de la lumière émise par la microcavité.

De plus, l'interfrange semble être de plus en plus grand à mesure que l'angle entre la direction d'injection des polaritons et la ligne se réduit dans la série d'images 3.27. En effet, dans l'hypothèse d'une réflexion de type "billard" et en incidence normale par rapport à la ligne, pour simplifier, l'amplitude de l'onde résultante, somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchie, est de la forme :

$$\Psi_{tot} \propto \cos\left(\frac{k_i x - k_r x}{2}\right) \cos\left(\frac{k_i x + k_r x}{2}\right) \quad (3.32)$$

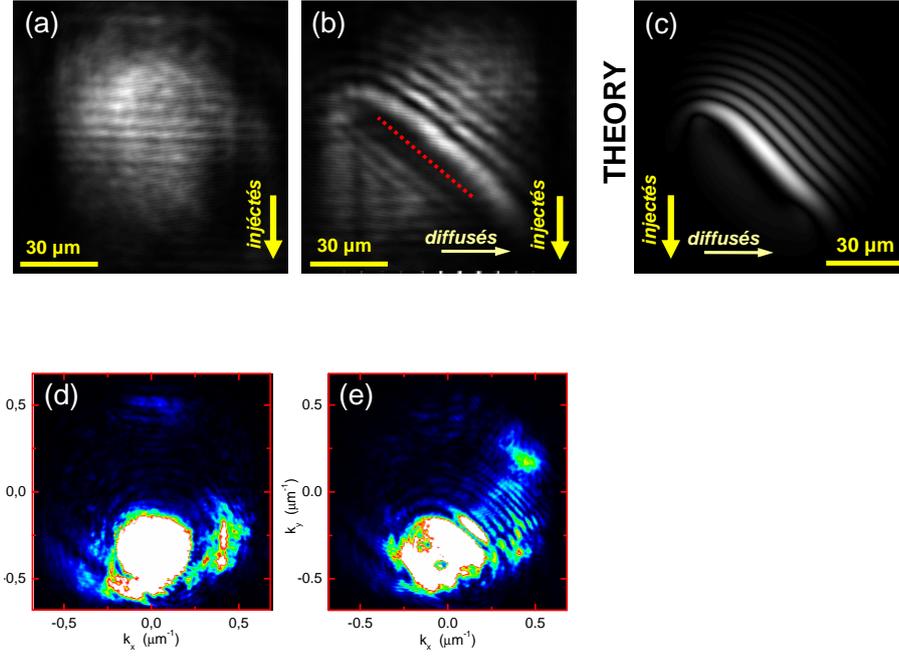


FIGURE 3.26 – Distribution d'intensité transmise dans l'espace réel (a, b, c) et réciproque (d et e) pour un défaut induit linéique diagonal : en a et d, seule la sonde TM est présente, en b et e, la sonde TM et le champ de contrôle TE de forme linéique selon la direction diagonale sont allumés et détectés selon TM : on voit alors dans l'espace réel l'apparition de franges d'interférence parallèles à la ligne induite, représentée par les pointillés rouges. L'image c est une simulation correspondant à l'image b. En champ réciproque, un spot aux coordonnées particulières (résultant de l'interférence de deux fronts d'onde à 90° l'un de l'autre) apparaît lorsque le champ de contrôle est présent (image e) confirmant l'hypothèse de réflexion type billard. Il existe un décalage de 1 meV entre les deux champs. La sonde est à faible puissance d'excitation.

Donc l'intensité totale est une fonction doublement périodique, l'interfrange le plus petit valant

$$i_1 = \frac{2\pi}{k_i + k_r} \quad (3.33)$$

tandis que l'interfrange le plus grand vaut

$$i_2 = \frac{2\pi}{k_i - k_r} \quad (3.34)$$

Dans l'hypothèse d'une diffusion élastique, ne reste qu'un seul interfrange, $i_1 = \frac{2\pi}{2k_i} = \frac{\pi}{k_i}$, l'intensité est alors homogène sur une grande échelle ie de l'ordre de $\frac{1}{k_i - k_r}$.

Les images en champ réel de la figure 3.28 montrent clairement que l'interfrange grandit quand la valeur du vecteur d'onde incident diminue. Dans l'espace réciproque, cela se traduit par une quantité $|k_{incident} + k_{reflechi}|$ qui diminue.

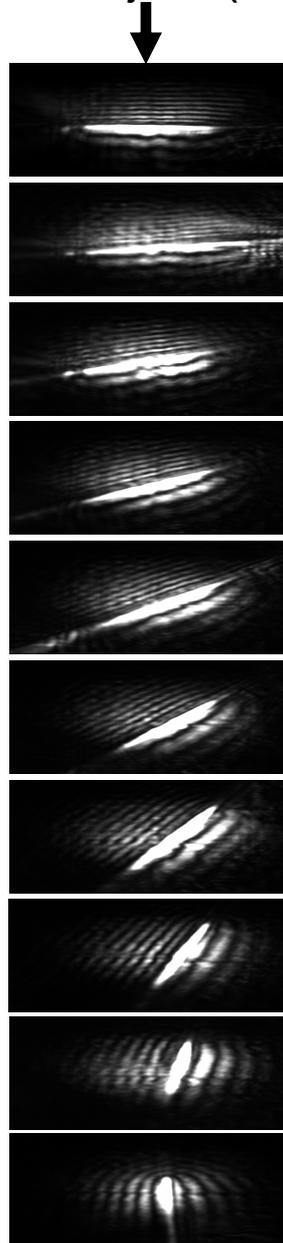
Polaritons injectés (sonde)

FIGURE 3.27 – Série d'images de l'espace réel détectées selon la polarisation TM lorsque un spot de sonde (de faible puissance d'excitation, à incidence non normale et de polarisation TM) et un champ de contrôle (de polarisation TE) induisant un défaut linéique de direction tournante su 90° sont allumés. Les franges d'interférences sont toujours parallèles à la ligne induite. Le cas particulier de la ligne induite parallèle au mouvement des polaritons de sonde est expliqué dans le texte.

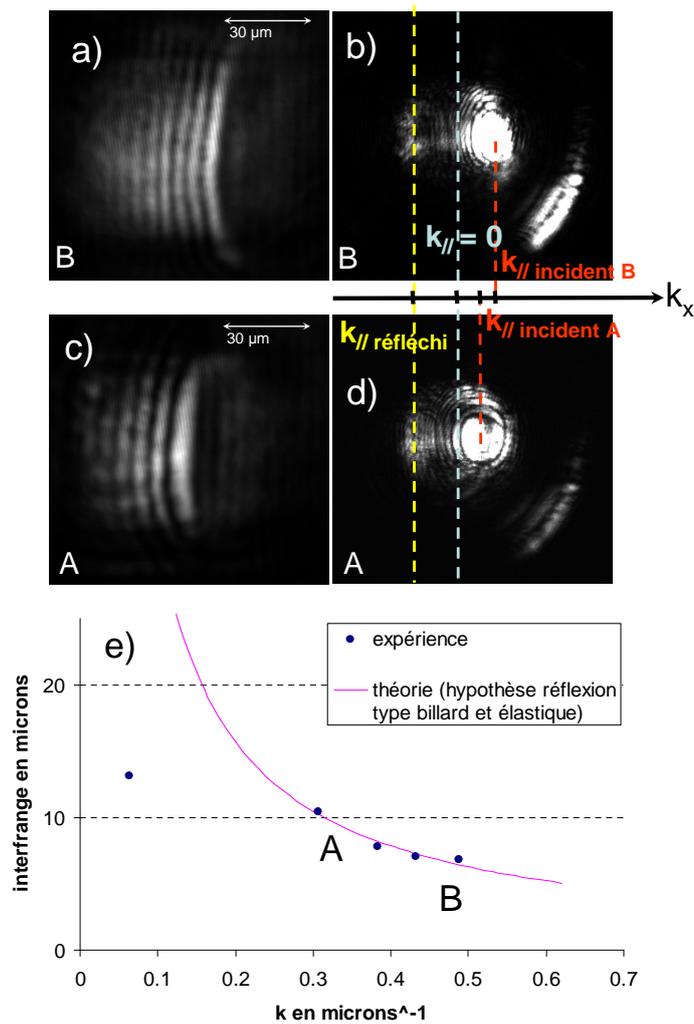


FIGURE 3.28 – Les images (expérimentales) a et b (c et d) donnent la distribution d'intensité transmise en champ réel et espace réciproque respectivement, pour un champ de contrôle TE à incidence normale de forme linéique verticale et une sonde TM se déplaçant perpendiculairement à la ligne induite de gauche à droite avec un vecteur d'onde transverse noté $k_{incident,A}$ ($k_{incident,B}$) en rouge. Le $k_{réfléchi}$ marqué en jaune représente le vecteur d'onde des polaritons réfléchis par la barrière, tandis qu'est noté en bleu clair le vecteur d'onde transverse nul. En e, est représentée graphiquement la variation de l'interfrange mesuré expérimentalement et calculé d'après le modèle de diffusion élastique en fonction du vecteur d'onde incident, voir l'explication du modèle dans le texte. Les points A et B correspondent aux images présentées en a, b, c, et d.

On remarque cependant que la position du $k_{réfléchi}$ ne change pas : le modèle de réflexion type "billard" n'est donc pas a priori parfaitement approprié. Cette position préférentielle du vecteur d'onde réfléchi, plus grand que ce qu'il devrait être en réflexion type "billard", s'explique par le fait que les polaritons de sonde sont décalés vers le bleu par rapport à la

LPB, la diffusion se fait donc avec un vecteur d'onde k vérifiant $E_{LPB}(k) = E(k_{incident})$, c'est-à-dire sur l'anneau Rayleigh résonant (RRS), et de plus tel que $\mathbf{k}_{incident} \cdot \mathbf{k}_{reflechi} \leq 0$ (puisque les polaritons réfléchis se déplacent toujours dans le sens inverse aux polaritons incidents suivant la direction normale à la ligne induite). Ceci est en accord avec la remarque faite plus tôt au sujet de la coordonnée du point, dans l'espace réciproque, représentant les polaritons réfléchis (cf figure 3.25).

Le graphe présenté sur le figure 3.28 montre l'évolution de l'interfrange mesuré expérimentalement et calculé théoriquement d'après le modèle de diffusion élastique en fonction du module du vecteur d'onde incident, de direction perpendiculaire à la ligne induite. Malgré la limitation, énoncée précédemment, au modèle de diffusion élastique (à savoir le fait que le vecteur d'onde réfléchi apparaît toujours positionné sur le RRS, et donc toujours plus grand que celui prévu par une réflexion type billard, à cause du *blue-shift* de la sonde par rapport à la LPB), on voit que pour des vecteurs d'onde plus grands que $0.2\mu m^{-1}$, le modèle s'ajuste tout de même convenablement aux valeurs expérimentales. En-dessous de cette valeur, d'une part les incertitudes de mesure sont très grandes : en effet, l'interfrange devenant très grand, il y a moins de franges visibles sur le spot (de taille finie) et donc la moyenne des interfranges trouvés est réalisée sur un moindre nombre de valeurs. D'autre part, le modèle de diffusion type "billard" qui n'est pas parfaitement adapté à la situation, devient très critique aux petits vecteurs d'onde, car l'écart entre le vecteur d'onde réfléchi sur le RRS et le vecteur d'onde prévu par la théorie de la réflexion type "billard" (en incidence normale à la ligne induite, ce vecteur d'onde est juste l'opposé au vecteur d'onde des polaritons de sonde incidents) devient trop important. En réalité donc, l'interfrange ne devient pas aussi grand que prévu puisque le vecteur d'onde réfléchi reste toujours sur le RRS, ce qui explique la position du point à petit vecteur d'onde sur le graphe 3.28.

Enfin, pour expliquer l'observation faite sur la série d'images 3.27 où la ligne induite est tournée sur 90° tout en maintenant une unique direction des polaritons injectés par la sonde, nous pouvons nous aider des commentaires faits à propos de la dépendance de l'interfrange en fonction du vecteur d'onde incident lorsque ce-dernier et la ligne sont perpendiculaires. Nous avons en effet observé que l'interfrange augmentait avec l'angle ζ que fait le vecteur d'onde des polaritons de sonde et la normale à ligne induite. Les franges d'interférence étant parallèles à la ligne dans toutes les situations (sauf à $\zeta = 90^\circ$), l'interfrange à considérer est la distance entre les franges selon la direction perpendiculaire à ces franges. On a donc

$$i_1^\zeta = \frac{\pi}{k_i \cos(\zeta)} \quad (3.35)$$

On retrouve alors bien que i_1 augmente lorsque ζ augmente. A $\zeta = 90^\circ$, la formule n'est plus définie : la dernière image de la figure 3.27 montre en effet que dans ce cas l'interfrange n'obéit pas à l'évolution typiquement observée pour les autres inclinaisons. Comme il l'a été suggéré plus tôt, il semblerait que les polaritons de la sonde qui rencontrent la ligne suivant son côté le moins étendu, voient cette barrière de potentiel comme un défaut ponctuel.

Visibilité du phénomène en fonction de l'énergie du champ de contrôle

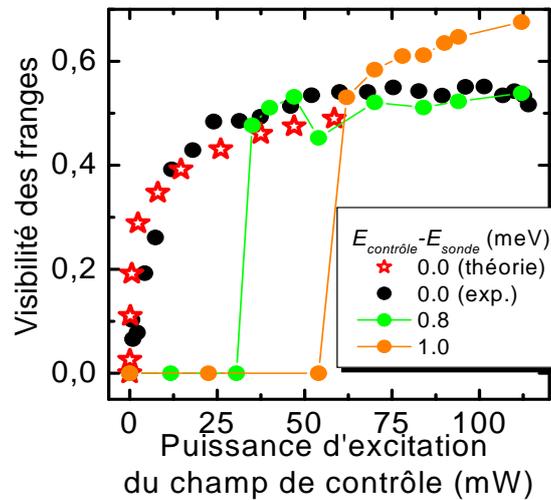


FIGURE 3.29 – Visibilité des franges d'interférences mesurée (ronds pleins noirs, verts et oranges) et calculés (étoiles rouges) en fonction de la puissance du champ de contrôle et pour différentes énergies du champ de contrôle (et donc différents désaccords du champ de contrôle par rapport à la sonde et à la LPB). La visibilité des franges est obtenue par mesure des intensités des deux maxima et des deux minima selon une direction perpendiculaire aux franges d'interférences derrière le défaut induit.

Enfin, ayant à disposition deux lasers $\text{Ti}:\text{Sa}$, l'un nous servant à créer le défaut induit (contrôle) et l'autre les polaritons de sonde, nous avons pu étudier la visibilité des franges d'interférence entre les polaritons de sonde incidents et diffusés par le défaut induit par le champ de contrôle, en fonction du désaccord entre l'énergie du champ de contrôle et l'énergie de la sonde, comme le montre la figure 3.29. La configuration en polarisation est celle adoptée dans les expériences montrées en figures 3.25 et 3.26, c'est -à-dire que les polarisations de sonde et de contrôle sont linéaires et orthogonales, la détection étant parallèle à la sonde. Nous observons que pour chaque désaccord, il existe un seuil de puissance d'excitation du champ de contrôle à partir duquel la visibilité passe de 0 à une valeur non nulle. Cela montre qu'en-dessous de ce seuil de densité du champ de contrôle, il n'y a pas de diffusion des polaritons de sonde, ce qui implique qu'il n'y a pas de création de défaut artificiel dans ce domaine de densités. Ceci s'explique aisément en considérant le fait que la renormalisation à l'origine de la barrière de potentiel est un phénomène non-linéaire apparaissant au-delà d'un certain seuil de densité d'excitation, ce seuil étant d'autant plus élevé que le désaccord entre le laser de contrôle et le laser de sonde (et donc aussi la branche basse des polaritons) est grand. Enfin, la visibilité des franges augmente légèrement avec le désaccord entre l'énergie du champ de contrôle et celle de la sonde.

3.C.3 Applications

Superfluidité

Avec un tel défaut créé artificiellement, il est possible de réaliser toutes les expériences nécessitant la présence d'un défaut pour tester le comportement d'un fluide polaritonique à la rencontre d'un obstacle. Nous pouvons notamment retrouver le régime de superfluidité, que l'on atteint en augmentant la densité d'excitation de la sonde. La configuration de polarisation utilisée ici est celle où l'excitation et la détection sont linéaires : la sonde et le champ de contrôle sont de polarisations opposées, la détection est parallèle à la sonde.

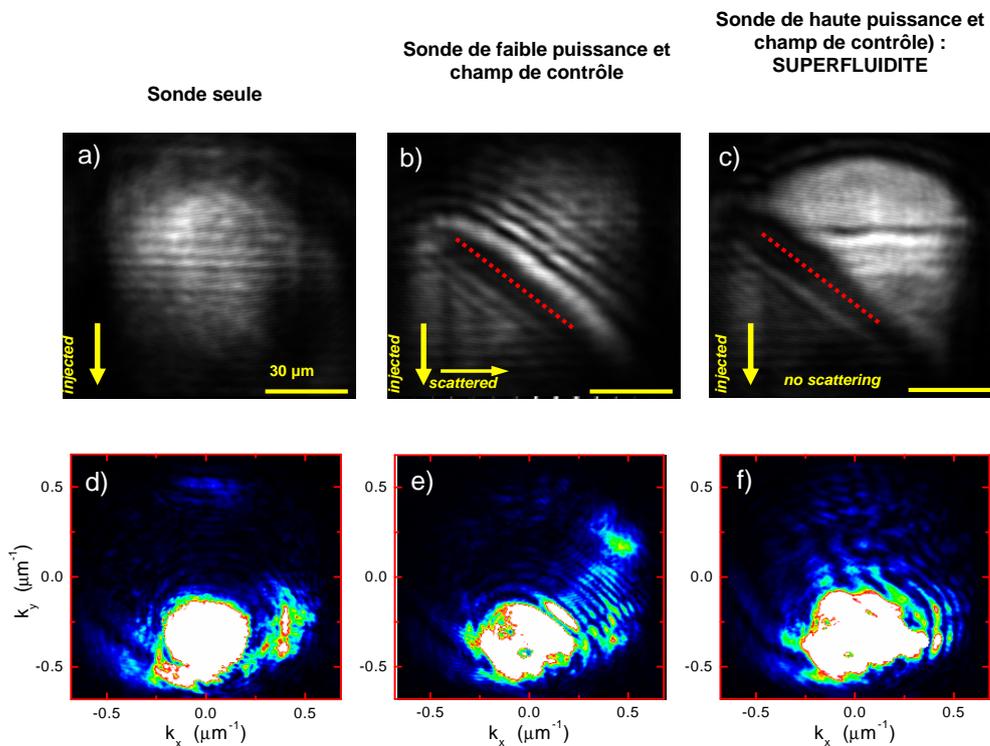


FIGURE 3.30 – Distribution d'intensité transmise en espace réel (a, b et c) et en espace réciproque (d, e, f) dans la polarisation TM. En a et d, sonde seule. En b et e, la sonde crée un défaut induit linéique diagonal polarisé TE et la sonde de faible puissance envoyée sur le défaut induit diffuse, faisant apparaître les franges d'interférence parallèles à la ligne induite et le second spot (de coordonnée différente de l'excitation sonde) dans l'espace réciproque. En c et f, la sonde et le champ de contrôle sont présents, mais la puissance d'excitation de la sonde est importante. L'absence de franges d'interférence en c, remarquées dans la figure b, et la disparition du second vecteur d'onde (différent de l'excitation sonde) en f témoignent du passage au régime superfluide.

Jonction Josephson

Une jonction Josephson, comme l'expliquent Serge Haroche dans son cours du collège de France 2011 [haroche11] ainsi que les auteurs du papier [pitaevskii99], est un système de deux supraconducteurs, séparés par une barrière isolante, entre lesquels apparaît un flux de paires de Cooper créant un courant électrique continu - ou alternatif - dont l'intensité dépend de la différence de phase entre les deux gaz - et la fréquence dépend de la tension appliquée aux bornes de la jonction s'il y a. Les paires de Cooper traversent la barrière par effet tunnel. Au-delà d'une certaine valeur du courant s'établissant entre les deux gaz de paires de Cooper, le déséquilibre de charge crée, par effet capacitif, une différence de potentiel V , laquelle produit un effet Josephson alternatif : il se bâtit une dynamique couplée de la charge et de la phase, et la jonction se comporte comme un résonateur (circuit LC), qui, à petites oscillations de la phase, est linéaire. Outre sa fonction de résonateur, un intérêt des jonctions Josephson réside dans leur utilisation pour l'informatique quantique, puisque l'anharmonicité aux grandes oscillations de la phase sépare les niveaux d'énergie de la particule fictive représentant la jonction, les deux premiers niveaux étant très éloignés des suivants, ce qui permet de les manipuler indépendamment des autres. Ce système à deux niveaux est un qubit, et intégré dans un circuit il permet de réaliser des opérations utiles en codage informatique, cf [haroche11].

Un gaz de paires de Cooper étant décrit comme un BEC en interaction, il a donc été imaginé de transposer cette expérience dans les atomes, en piégeant deux condensats de Bose-Einstein dans un double puits. Les travaux sur les jonctions Josephson dans les atomes sont présentés dans le papier [oberthaler07], [raghavan99] et les premiers résultats expérimentaux en [albiez05].

Les polaritons de cavité sont également de bons candidats, et une première observation de l'effet Josephson dans les micropiliers semiconducteurs couplés a été effectuée par Lagoudakis [lagoudakis10]. L'équipe de J. Bloch au LPN travaille également sur ce sujet.

Il est important de remarquer que la fréquence d'oscillation des jonctions Josephson en régime linéaire est principalement déterminée par la hauteur de la barrière qui sépare les deux supraconducteurs et la force des interactions entre particules. L'avantage de la configuration que notre équipe propose (mais qui n'a pas encore été mise en oeuvre) réside dans la possibilité d'ajuster la hauteur de la barrière de potentiel séparant les deux superfluides par méthode optique, grâce à la création de défaut induit, afin de concevoir un résonateur entièrement contrôlable optiquement.

Chapitre 4

Effets de spin

Sommaire

4.A	Interrupteur optique de spin	113
4.A.1	<i>Spin switch</i> non local tout optique	113
4.A.2	<i>Spin switch</i> non-local avec bistabilité	139
4.B	Anneaux de spin	144
4.B.1	Motivation	144
4.B.2	Principe et méthode expérimentale de confinement du spin	144
4.B.3	Contrôle de la taille des anneaux de spin	147
4.B.4	Mise en évidence du rôle non négligeable de α_2	150
4.B.5	Signe positif de α_2	153
4.B.6	Dépendances en ellipticité d'excitation et notion de mul- tistabilité	155
4.C	Commentaires sur α_2	166

Les interactions dépendantes du spin entre particules sont à l'origine de nombreux effets dans le domaine de l'optique non-linéaire, comme le montrent les papiers [kitano81] et [cecchi82] sur la tristabilité dans des vapeurs atomiques pompées optiquement sur leurs niveaux Zeeman, ainsi que [stenger98] sur la formation de domaines de spin dans un BEC piégé optiquement.

Dans les semi-conducteurs, intégrables et contrôlables optiquement, des puces réalisant des opérations logiques grâce aux excitons ont donné des résultats satisfaisants [grosso09], puisque les excitons présentent des interactions à bas seuil et dépendantes du spin. En revanche, les vitesses de commutation de tels systèmes sont faibles car les excitons se propagent lentement. Par exemple pour les transistors excitoniques, les temps typiques de *switch* sont de l'ordre de 0.4 ns [high07].

Les polaritons de cavité au sein des hétérostructures semi-conductrices en régime de couplage fort combinent les effets dus à leur partie excitonique (fortes non-linéarités, dépendance en spin de ces non-linéarités) et à leur partie photonique (propagation rapide), ce qui est une amélioration importante pour l'intégration à l'échelle du micromètre de portes logiques codées en intensité et en spin à haut taux de répétition (domaine de la picoseconde) et à bas seuil (de l'ordre du $fJ/\mu m^2$).

Nous allons dans cette partie étudier deux effets que nous avons pu observer, qui sont basés sur la dépendance en spin des interactions entre polaritons se manifestant par des renormalisations de la branche basse des polaritons dépendantes du spin [martin02] et par le phénomène de la multistabilité [gippius07], [paraiso10], mais également sur le bas seuil de ces interactions ([amo09-lkb]), de leur contrôle tout-optique et de leur réponse ultra-rapide ([amo09-lkb], [amo09-uam] et [freixanet00]). Ces propriétés ont ainsi permis le fonctionnement d'un interrupteur optique de spin d'action non-locale et très performant, d'autant plus intéressant que les microcavités présentent l'avantage d'être intégrables au sein de systèmes de traitement de l'information optique ultra-rapide ([wada04] et [obrien09]), et notamment dans des architectures logiques codées sur l'état de spin [liew08], [nishikawa96], [takahashi00], [yildirim05], [yamamoto05], [johnston07] et [zutic04].

Egalement, nous montrons la possibilité de contrôler spatialement le spin des polaritons sur des zones bien plus petites que le spot optique d'excitation, et nous avons formé des "anneaux de spin", ainsi que le prévoyait le papier [shelykh08]. Nous mettons alors en évidence le rôle souvent négligé des interactions entre polaritons de spins opposés, représentées par la constante α_2 , et abordons la question de la multistabilité.

4.A Interrupteur optique de spin

4.A.1 *Spin switch* non local tout optique

Présentation de l'effet

Les fortes non-linéarités à bas seuil et dépendantes du spin que présentent les polaritons nous ont incité à réaliser une expérience d'interrupteur basé sur l'état de spin et contrôlé optiquement. La grande vitesse de propagation des polaritons de cavité, de l'ordre de 1% la vitesse de la lumière pour des désaccords cavité-exciton et des vecteurs d'onde accessibles expérimentalement, nous a permis de concevoir un tel interrupteur optique de réponse très rapide et d'action non-locale. Deux expériences ont été menées : la première en régime continu, avec le laser $Ti :Sa$ tel que décrit en 2.C, la seconde résolue en temps avec un laser $Ti :Sa$ pulsé. J'ai réalisé cette dernière expérience à la Universidad Autonoma de Madrid dans l'équipe de Luis Vina, avec Dolores Martin, Carlos Anton, Alberto Amo et Daniele Sanvitto. Cette expérience fut d'une grande aide pour comprendre le mécanisme du *switch* optique de spin non-local. Les résultats de l'expérience de Paris sont parus dans l'article [amo10], ceux de Madrid font l'objet de l'article [adrados11].

Pour comprendre l'expérience réalisée ici, considérons tout d'abord un laser polarisé circulairement. Celui-ci excite des états polaritoniques purs. Nous avons vu que les fortes non-linéarités des polaritons, dues au caractère composite des excitons, induisent un effet de renormalisation des énergies. Ainsi, si l'on excite la branche basse des polaritons avec un laser de pompe légèrement décalé vers le bleu et que l'on augmente la puissance d'excitation, il apparaît un seuil au-delà duquel la branche basse des polaritons se retrouve en résonance avec l'excitation et la transmission par la cavité est très élevée. Il y a donc un saut abrupt d'un état éteint, l'état OFF, à un état allumé, l'état ON. Nous avons alors pensé exciter le système avec un laser de pompe légèrement décalé vers le bleu, à une puissance en-dessous du seuil de renormalisation, et ajouter une perturbation, que nous appellerons sonde, qui amène le système de l'état OFF à l'état ON : dans cette configuration, la sonde apporte la quantité d'énergie suffisante pour franchir le seuil. La figure 4.1 explique cette transition de l'état OFF à l'état ON.

Les polaritons de la sonde ayant un vecteur d'onde k_p non nul, ils se propagent à une vitesse $v_p = \frac{\hbar k_p}{m_{LP}}$, cf équation (3.17). Et nous allons voir que cette propagation induit le *switch* sur la totalité du spot de pompe.

Nous discuterons les propriétés de spin, et donc le *spin switch* à proprement parler, après avoir décrit l'action non-locale.

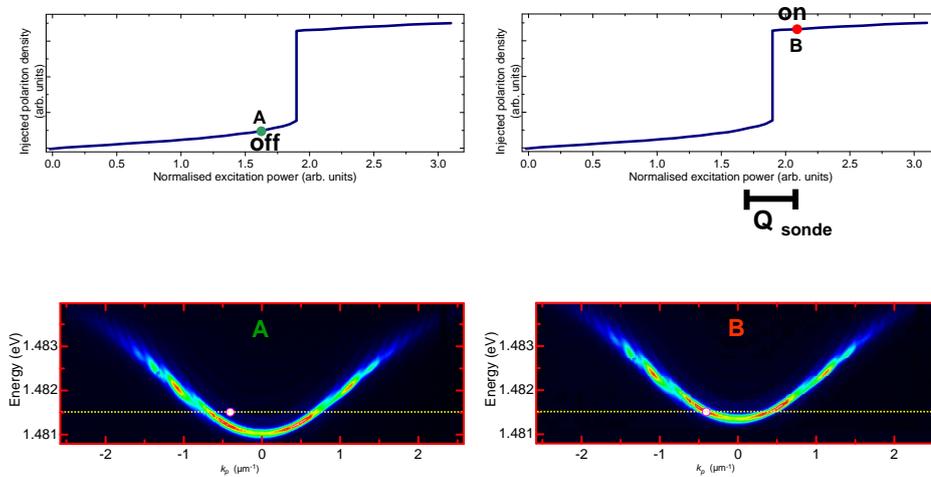


FIGURE 4.1 – Gauche : Courbe schématique de transmission non-linéaire en fonction de la densité d'excitation. Le point A représente un point de densité d'excitation faible, dans l'état OFF. La dispersion de la LPB est montrée en-dessous, où le point A marque la position de la pompe : celle-ci est légèrement décalée vers le bleu par rapport à la LPB. Droite : Courbe schématique de transmission non-linéaire en fonction de la densité d'excitation. Le point B représente un point de densité d'excitation importante, au-delà du seuil de renormalisation donc dans l'état ON. La dispersion de la LPB est montrée en-dessous, où le point B marque la position de la pompe : la LPB s'étant renormalisée, elle est maintenant à résonance avec la pompe. Q représente la quantité en terme de densité d'excitation, qui permet de passer de A (OFF) à B (ON).

Action non-locale

Hypothèse sur le mécanisme de propagation du *switch*. Dans l'expérience faite à Paris, en régime continu, nous avons divisé le laser Ti :Sa en deux faisceaux, créant ainsi un spot de grande taille (60 microns), la pompe, et un spot de plus petite taille (6 microns), la sonde. Ces deux faisceaux tombent sur la microcavité avec un même angle d'incidence de 3.8° , soit un vecteur d'onde transverse de $0.49 \mu\text{m}^{-1}$. Les polaritons de la sonde et ceux de la pompe se propagent donc à la même vitesse. Provenant d'un même faisceau laser, la pompe et la sonde ont la même longueur d'onde 836.95 nm et sont décalées vers le bleu de 0.16 meV de la branche basse des polaritons, permettant une renormalisation des énergies à haute puissance d'excitation. **Pour commencer, les deux faisceaux ont la même polarisation (circulaire).**

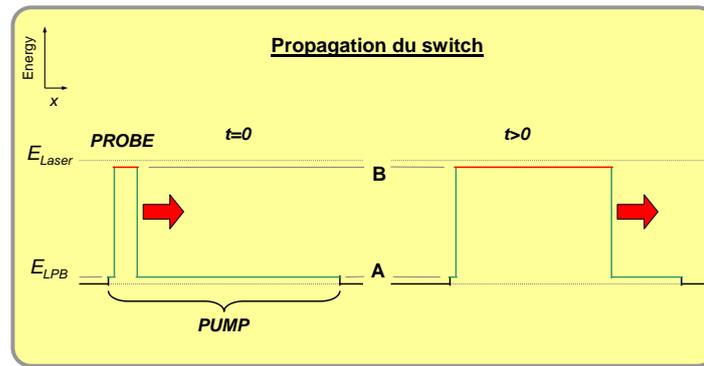


FIGURE 4.2 – Schéma expliquant l'hypothèse de propagation du *switch* que nous avançons et voulons vérifier.

Le spot de sonde est placé à l'intérieur de celui de la pompe. Selon si on le place en amont ou en aval du spot de pompe, le *switch* sur l'ensemble du spot de pompe a lieu ou pas. Cela traduit le fait que les polaritons de la sonde induisent le *switch* à l'endroit du spot de pompe où ils arrivent. Puis, si cette zone est en amont du spot de pompe, ils se propagent à l'intérieur du spot de pompe et augmentent la densité polaritonique localement sur leur passage, amenant les différentes zones traversées à passer le seuil. Les polaritons de pompe ainsi allumés grâce à la sonde qui se propage, se propagent également et induisent eux-aussi le *switch* dans les régions qu'ils traversent : l'effet est donc non-local dans le sens qu'il apparaît loin de la zone d'initiation du *switch*. Dans le cas contraire où la sonde est positionnée en aval de la pompe, les deux faisceaux se propagent dans la même direction, il paraît alors logique de ne pas avoir le *switch* sur l'ensemble du spot. Il en est de même si la sonde est positionnée en amont de la pompe mais dans le cas où les vecteurs d'onde des deux faisceaux sont de signes opposés. La figure 4.3 présente une série d'images expérimentales dans lesquelles la zone d'incidence de la sonde a été changée : les polaritons de la pompe et de la sonde allant dans le même sens, le *switch* n'a lieu que si la sonde arrive en amont du spot de pompe. La figure 4.2 explique de manière schématique l'hypothèse du mécanisme de propagation du *switch* proposée ici.

Polariton flow (pump and probe)

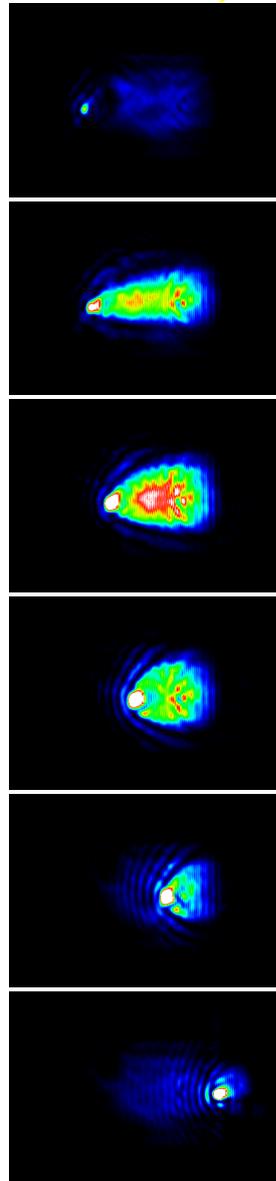


FIGURE 4.3 – Série d'images en champ réel dans la situation d'une pompe et d'une sonde copolarisées et ayant le même vecteur d'onde, dans la direction horizontale de gauche à droite. D'une image à l'autre, la zone d'incidence de la sonde (petite) est déplacée de gauche à droite. Le *switch* a lieu seulement si la sonde tombe à l'intérieur du spot de pompe et s'il existe une région de coexistence des polaritons de sonde s'étant déplacés et des polaritons de la pompe, autrement dit si le spot de sonde n'est pas à l'extrémité droite de la pompe.

Ce mécanisme de "propagation du *switch*" engendré par la sonde puis relayé par la pompe semble indépendant du temps de vie des polaritons. Cela a donc été notre hypothèse de départ lors des expériences menées à Paris. L'expérience résolue en temps faite à Madrid a permis de confirmer partiellement cette théorie.

Expériences résolues en temps. La configuration pompe-sonde de même vecteur d'onde non nul est donc propice à l'observation d'un *switch* non-local. Avec un système de détection lent, telle qu'une caméra CCD, voir 2.D, ou plus simplement nos yeux, nous ne pouvons observer que le résultat de l'action non-locale du *switch*. Afin de vérifier l'hypothèse précédemment établie sur son mécanisme de propagation, nous avons utilisé un laser pulsé picoseconde décrit en 2.F.1 en tant que sonde et une caméra rapide, *streak camera* décrite en 2.F.2, résolvant jusqu'à 5 ps, et permettant de suivre les polaritons durant leur trajet.

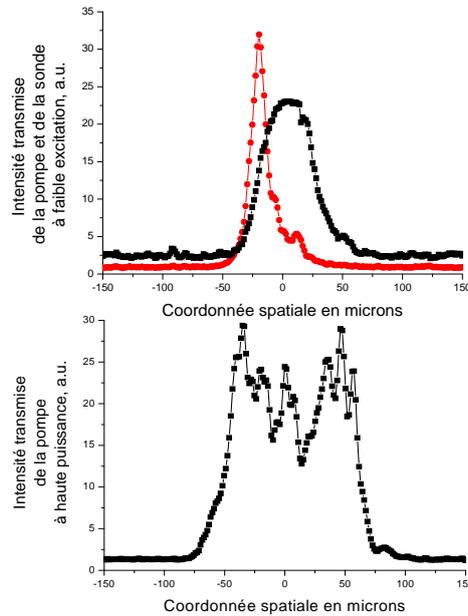


FIGURE 4.4 – Haut : Coupes transversales des spots de pompe et sonde, avec une pompe de faible puissance. Coupe transversale du spot de pompe à haute puissance : la renormalisation de la LPB combinée à la saturation de la transition optique élargit le faisceau et l'aplatit, cf partie 1.E.

Les spots de pompe et de sonde sont de tailles différentes, comme le montre la figure 4.4 : la pompe ($55\mu m$) est environ trois fois plus grande que la sonde ($20\mu m$) à faible puissance. L'énergie d'excitation ($E_p=836.46$ nm) est choisie plus élevée que la branche basse des polaritons pour le vecteur d'onde de pompe utilisé ($E_{LP}(k_p)=836.7$ nm) afin de permettre le phénomène de renormalisation des énergies au-dessus d'un seuil de densité d'excitation. Ainsi, à haute puissance, la pompe mesure environ $110\mu m$. La sonde est

multimode (Ti :Sa pulsé, 2ps) de largeur 1 nm environ autour de 836.5 nm. Les graphes 4.4 montrent également la disposition du spot de sonde par rapport au spot de pompe dans l'espace réel : comme dans l'expérience à Paris, la sonde est placée à l'intérieur et en amont (par rapport au sens de propagation donné par le vecteur d'onde d'excitation) de la pompe. Nous avons étudié quatre vecteurs d'onde d'excitation pour la pompe et la sonde (identiques pour les deux faisceaux) dont deux sont particulièrement développés par la suite : $0.96 \mu\text{m}^{-1}$ et $0.58 \mu\text{m}^{-1}$.

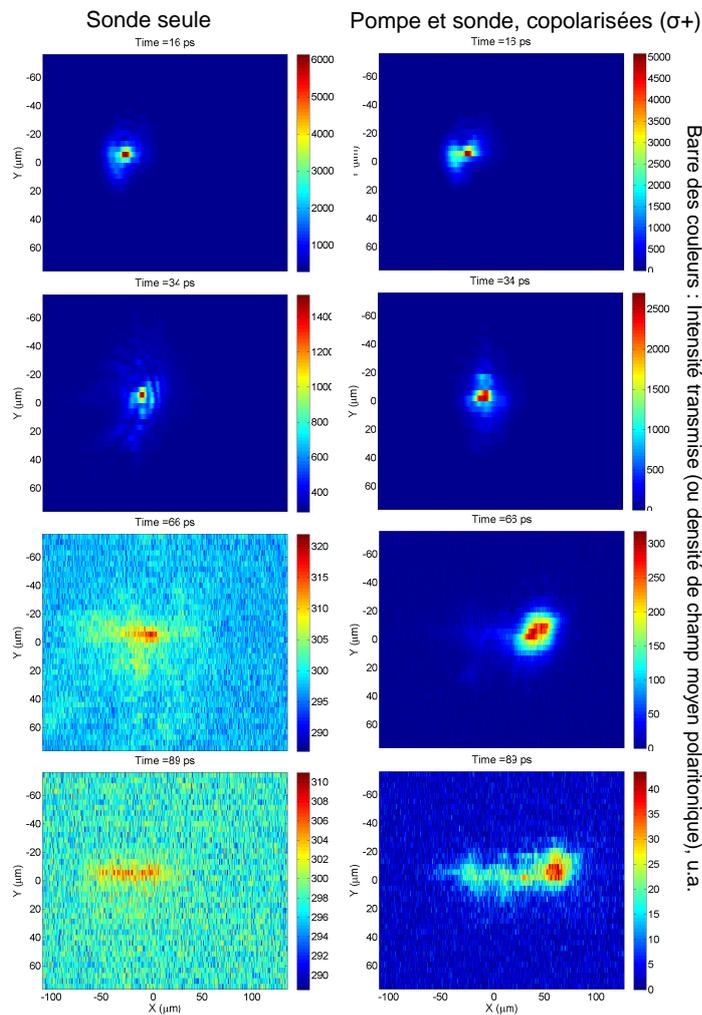


FIGURE 4.5 – Série d'images présentant la distribution d'intensité dans le champ réel à différents temps, lorsque pompe et sonde sont présentes et copolarisées, à droite. A comparer avec la série témoin présentée à gauche où seule la sonde est présente. Les vecteurs d'onde de pompe et de sonde sont pris égaux à $k=0.96 \mu\text{m}^{-1}$

La figure 4.5 montre sur le pan de gauche la propagation de la sonde (pulsée) seule, et sur le pan de droite le comportement des polaritons lorsque la pompe (continue) et la sonde (pulsée) sont présentes (et copolarisées circulaires), pour un vecteur d'onde incident égal à $0.96 \mu\text{m}^{-1}$. Nous voyons que dans un laps de temps de 90 ps (temps pendant lequel le rapport signal sur bruit est appréciable) la sonde seule se propage sur 30 microns environ tandis que la configuration pompe-sonde montre une propagation sur environ 90 microns.

Cette observation prouve deux choses :

- le signal de *switch* se propage pendant bien plus longtemps (~ 60 ps) que la temps de vie des polaritons (~ 10 ps) et la durée du pulse de sonde (2 ps). Cela va dans le sens de l'hypothèse selon laquelle les polaritons de la pompe, qui est continue, prendraient le relai pour propager le *switch*.
- le signal de *switch* se propage sur une large distance similaire à la taille de la pompe à haute puissance (environ 100 microns).

Il est intéressant de remarquer que 60 ps est environ le temps qu'il faut pour traverser le spot de pompe à haute intensité ($100 \mu\text{m}$) à une vitesse de $1.81 \mu\text{m.ps}^{-1}$, qui correspond à la vitesse de groupe associée (dans ces conditions) au vecteur d'onde transverse $k=0.96 \mu\text{m}^{-1}$.

Je souhaiterais attirer l'attention du lecteur sur le fait que la sonde vit durant 30 ps d'après ces images. Ceci s'explique par le fait qu'en excitation pulsée, un réservoir excitonique n'a pas le temps de se former, et donc la relaxation des modes polaritoniques par couplage au réservoir excitonique, qui est la contribution principale à la relaxation des excitons à 5K, est négligeable. L'exciton vit donc "longtemps" lorsque l'excitation est pulsée, comme le montre [sermage96] qui trouve des temps de vie pouvant atteindre plusieurs centaines de picosecondes pour un pulse d'excitation de 3 ps. Or la définition de l'élargissement de la raie polaritonique donnée en (1.49) nous enseigne que le temps de vie d'un mode polaritonique de grand vecteur d'onde, comme c'est le cas dans ces images, est donné essentiellement par l'élargissement excitonique (le terme d'élargissement du mode de cavité est négligeable à grand vecteur d'onde). Par conséquent, la durée de vie de ces polaritons est allongée par rapport à une excitation à k plus faible, cf 2.A.4, ou une excitation continue.

Les figures 4.6a et b sont des images brutes issues de la streak camera et leur simulation est montrée en c et d, présentant le temps en ordonnée et la coordonnée spatiale, disons x , selon laquelle se propage le fluide polaritonique ($k_p = k_{p,x}$) en abscisse. Ces images correspondent à deux vecteurs d'onde, $k = 0.96 \mu\text{m}^{-1}$ et $k = 0.58 \mu\text{m}^{-1}$. Nous voyons dans chaque cas une trace composée d'une partie de haute intensité, à savoir la sonde, et d'une "traînée", partie visible seulement dans le cas où la pompe et la sonde sont présentes (et copolarisées comme nous le verrons plus tard). Nous appellerons "signal" l'ensemble de la trace observée.

Les vitesses du signal obtenues en calculant la pente de chaque trace sont égales à

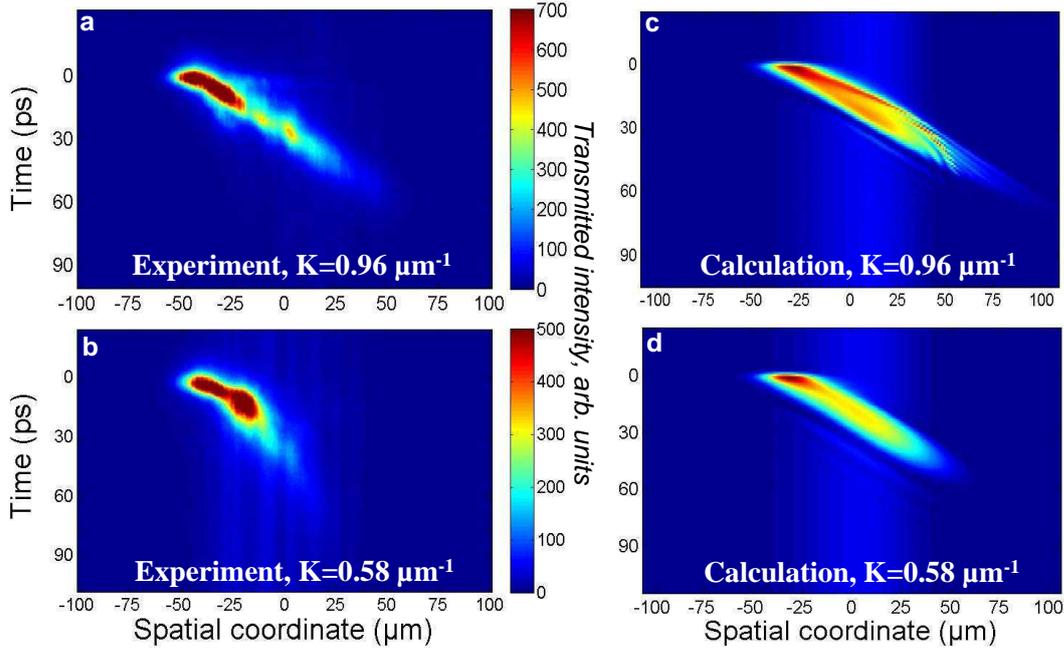


FIGURE 4.6 – Images brutes issues de la streak camera montrant la densité polaritonique en fonction de l'espace et du temps, pour des vecteurs d'onde d'excitation $0.96\mu\text{m}^{-1}$ (a) et $0.58\mu\text{m}^{-1}$ (b). La résolution temporelle de la streak camera est de 5ps. En (c) et (d) sont présentées les images théoriques issus des équations de Gross-Pitaevskii.

$1.81 \pm 0.07\mu\text{m}\cdot\text{ps}^{-1}$ pour $k = 0.96\mu\text{m}^{-1}$ et $1.23 \pm 0.35\mu\text{m}\cdot\text{ps}^{-1}$ pour $k = 0.58\mu\text{m}^{-1}$. On remarque que pour les faibles vecteurs d'onde tels que $k = 0.58\mu\text{m}^{-1}$, la trace se propage sur une plus petite distance et elle est difficilement distinguable (le rapport signal sur bruit devient rapidement trop petit) - ceci s'explique par le fait que les non-linéarités sont plus faibles aux petits vecteurs d'onde à cause de la partie excitonique réduite des polaritons. Nous verrons en effet que la décroissance exponentielle de l'intensité le long du signal donne des temps typiques dépendant essentiellement du temps de vie des polaritons. Ainsi, à temps de vie fixé, le rapport signal sur bruit de la trace est suffisant pour un temps fixé (temps typique de décroissance exponentielle de l'intensité le long de la trace), et à vitesse de propagation plus petite, la distance parcourue est réduite - ce modèle est légèrement simplifié par rapport à la réalité puisqu'il ne tient pas compte du fait que le temps de vie varie lui-aussi avec le vecteur d'onde.

En première approximation, nous observons une forte similitude entre la vitesse de groupe des polaritons excités à différents vecteurs d'onde et les vitesses mesurées des signaux de *switch* pour ces différents vecteurs d'onde d'incidence de la pompe (et de la sonde). La vitesse de groupe est calculée grâce à nos différents paramètres expérimentaux (mesurés) : $E_{LPB}(0) = 837.00 \text{ nm}$, $E_p = 836.46 \text{ nm}$, $E_{UPB}(0) = 834.23 \text{ nm}$, $E_{excitons} = 835.55 \text{ nm}$. Ces renseignements permettent d'accéder au désaccord cavité-exciton au point considéré de l'échantillon et donc à la masse effective des polaritons dans ces conditions. La vitesse

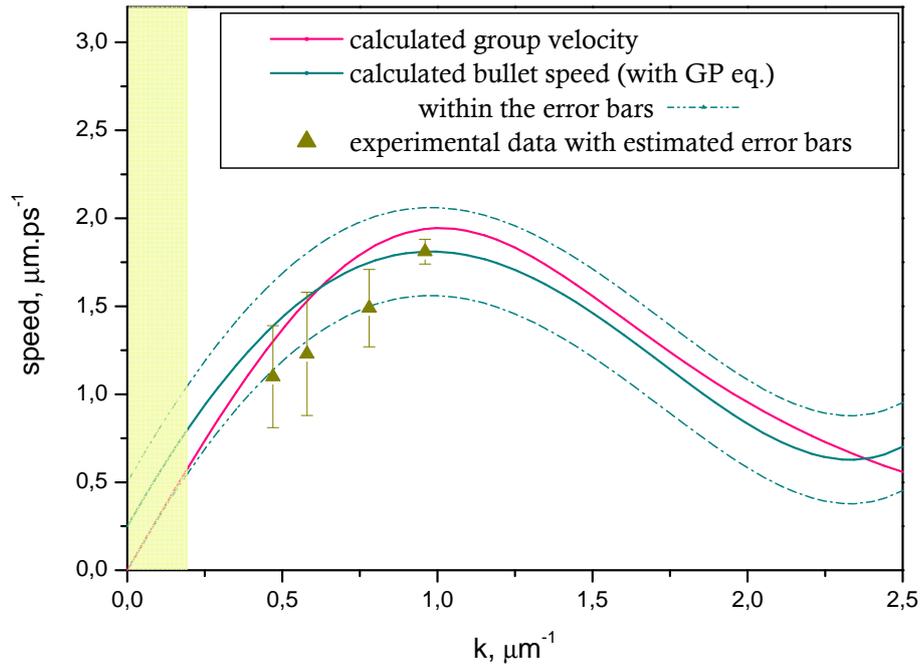


FIGURE 4.7 – Dépendance de la vitesse de propagation du signal avec le vecteur d'onde transverse. Les carrés verts correspondent aux points mesurés expérimentalement. La courbe rose montre la vitesse de groupe des polaritons, donnée par le gradient de la dispersion des polaritons bas, $v_g(k) = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dk} E_{\text{LPB}}(k)$. La courbe bleue montre la vitesse de propagation du signal correspondant aux solutions des équations de Gross-Pitaevskii avec les paramètres utilisés dans l'expérience. Les courbes bleues en pointillés correspondent aux barres d'erreur de l'estimation théorique. La zone jaune correspond à une zone où il est très difficile de mesurer la vitesse du signal (via la pente dans les images brutes en espace et temps de la streak camera). Les valeurs estimées dans cette zone ne sont donc pas très fiables.

de groupe se déduit de la dispersion des polaritons bas par l'expression :

$$v_g(k) = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dk} E_{LPB}(k) \quad (4.1)$$

qui peut être approximée aux petits vecteurs d'onde comme suit :

$$v_g(k) = \frac{\hbar k}{m} \quad (4.2)$$

avec m la masse effective des polaritons bas de petits vecteurs d'onde. Le résultat de ce calcul est montré en rose sur la figure 4.7 - nous voyons au passage que nous sortons de la partie linéaire (en k) de la vitesse de groupe pour les vecteurs d'onde étudiés au désaccord cavité-exciton considéré.

En calculant les vitesses de propagation de *switch* prévues par les équations de Gross-Pitaevskii, les théoriciens Tim Liew et Alexey Kavokin ont démontré l'existence de deux régimes de propagation du *switch* et d'une action non-locale du *switch* à vecteur d'onde incident nul et donc à vitesse de groupe des polaritons nulle. Ils expliquent ce phénomène, mis en évidence par les simulations, grâce au mécanisme suivant : nous savons que la renormalisation est causée par une augmentation locale, par le spot (petit) de sonde, de la densité polaritonique n , amenant la zone d'incidence de la sonde (au centre du spot de pompe) de l'état OFF à l'état ON et modifiant le potentiel polaritonique localement. L'énergie gagnée $\hbar g_{LP} n$ par cette renormalisation locale se transformerait en énergie cinétique, donnant aux polaritons "allumés" des vecteurs d'onde non nuls, de répartition isotrope. Le mécanisme de propagation décrit auparavant pour des polaritons de pompe et de sonde mobiles prendrait alors le relais.

Dans le cadre de leur modèle, la vitesse de propagation du signal dépend donc du désaccord laser de pompe-LPB. Cela se comprend aisément lorsque l'on considère l'équation de conversion de l'énergie potentielle en énergie cinétique : $\hbar g_{LP} n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{LP}}$ où $\hbar g_{LP} n = E_p - E_{LP}(0)$ au niveau du seuil, c'est-à-dire en $\Delta_p = 0$ (cf 1.E.4). Ainsi une plus large zone de la pompe serait allumée en un temps T dans le cas d'un grand désaccord laser de pompe-LPB. Les résultats de leurs simulations sont présentés en figure 4.8 dans le cas de faisceaux pompe et sonde copolarisés, avec une pompe continue d'extension infinie et une sonde pulsée 2ps de quelques μm de diamètre.

Ce mécanisme donnerait donc une vitesse de propagation du *switch* plus grande que la vitesse de groupe des polaritons. Nous appelons ce régime le *régime d'interactions*, par opposition au *régime balistique* observé à grands k . Dans ce régime, la vitesse maximale de propagation pour un k donné est donc égale, dans ce régime, à :

$$v = v_g(k) + \sqrt{\frac{2\Delta}{m}} \simeq \frac{\hbar k}{m} + \sqrt{\frac{2\Delta}{m}} \quad (4.3)$$

l'approximation venant du fait que nous considérons de faibles vecteurs d'onde dans le régime d'interactions. En réalité, la vitesse calculée à partir des équations de Gross-Pitaevskii

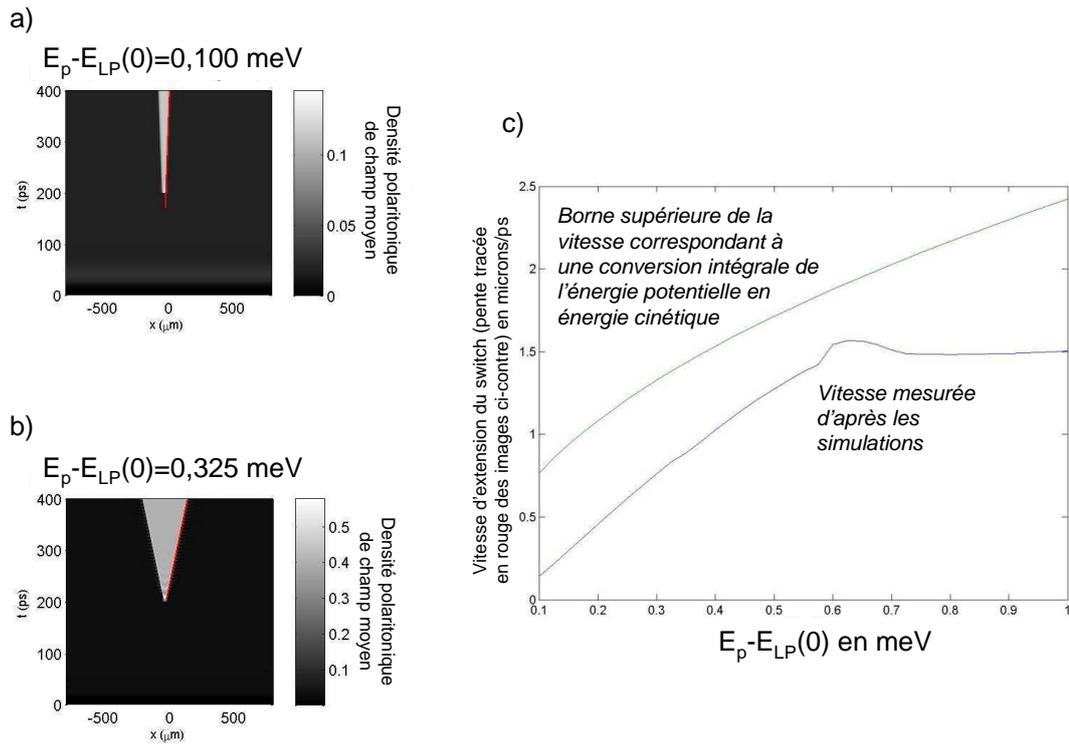


FIGURE 4.8 – Simulations de l'expérience pompe (continue, large) - sonde (pulsée, petite) dans le cas particulier de l'incidence normale. a) Temps vs coordonnée spatiale pour un désaccord initial pompe-LPB égal à 0.1 meV. b) Temps vs coordonnée spatiale pour un désaccord initial pompe-LPB égal à 0.325 meV. c) Evolution de la vitesse du signal (donnée par la pente tracée en rouge en a et b) en fonction du désaccord pompe-LPB.

(présentée dans le graphe 4.7) est plus petite que cette vitesse maximale, car le transfert de l'énergie de renormalisation en énergie cinétique n'est pas parfaitement efficace. Les solutions aux équations de Gross-Pitaevskii pour un désaccord laser de pompe-LPB de $+0.24 \text{ meV}$ donnent la courbe tracée en bleu sur le graphe 4.7. Y sont également représentées en vert les données expérimentales obtenues sur quatre points à grand k et faible k .

Les deux régimes identifiés par les solutions aux équations de Gross-Pitaevskii se différencient par une surestimation par rapport à la vitesse de groupe de la vitesse du signal aux faibles vecteurs d'onde, cohérents avec la théorie présentée précédemment, et une sous-estimation par rapport à la vitesse de groupe aux grands vecteurs d'onde, la transition entre ces deux régimes étant estimée au niveau du vecteur d'onde $0.7 \mu\text{m}^{-1}$, voir 4.7. Il est difficile expérimentalement d'identifier clairement ces deux régimes, les barres d'erreur étant trop importantes à faible vecteur d'onde.

Par conséquent, dans le régime balistique, le signal de *switch* se propage sur une distance que l'expérimentateur peut ajuster à sa guise (en changeant la taille de la pompe) à durée de propagation fixée par la vitesse de groupe des polaritons dans ces conditions d'excitation. Dans le régime d'interactions, nous pouvons tout de même suivre et contrôler la distance de propagation du signal en changeant le désaccord initial pompe-LPB : une plus grande distance étant obtenue pour un *blue-shift* plus important. Un compromis est cependant à trouver puisqu'un désaccord pompe-LPB initial plus important donne des seuils de renormalisation plus élevés. Il est cependant possible de compenser cela en travaillant à désaccord cavité-exciton positif afin de privilégier la partie excitonique des polaritons excités.

Afin de construire un interrupteur optique non-local performant, il faut s'intéresser, en plus de la rapidité d'allumage, à la rapidité d'extinction du *switch*, afin d'obtenir un fort taux de répétition. Dans cette expérience, la sonde ne crée pas des polaritons en permanence, seulement durant 2 ps toutes les 12 ns. Les polaritons ayant un vecteur d'onde non nul, les polaritons ne gardent pas en mémoire l'état antérieur (cf 3.A.2). Ces deux remarques expliquent pourquoi les zones anciennement allumées (état ON) retombent dans l'état OFF. Avec une sonde continue comme dans l'expérience réalisée à Paris, même sans hystérésis, l'ensemble du spot de pompe en aval de la sonde reste dans l'état ON, comme vu figure 4.3. Nous avons vu que dans le régime balistique, le temps de propagation est essentiellement donné par la taille du spot de pompe et le vecteur d'onde d'excitation, tandis que dans le régime d'interactions, le temps de propagation est essentiellement donné par le vecteur d'onde d'excitation et le désaccord pompe-LPB initial : dans les deux cas, le temps de propagation du signal ne dépend pas du temps de vie des polaritons, ni de la durée du pulse de sonde. Le temps de transition de l'état ON vers l'état OFF en revanche est limité par le temps de vie des polaritons et la durée du pulse de sonde. En effet, une région donnée reste dans l'état ON tant que la sonde l'alimente, directement ou indirectement via les polaritons de sonde servant de relai. Ainsi, lorsque les polaritons de cette région s'en vont ou relaxent, cette région retombe dans l'état OFF, pourvu que le pulse de sonde soit fini.

Cette transition de l'état ON vers l'état OFF peut être examinée en traçant la décroissance de l'intensité sur le signal en fonction de temps, comme présenté en 4.9a et b, pour les vecteurs d'onde $k = 0.96\mu\text{m}^{-1}$ et $k = 0.58\mu\text{m}^{-1}$ respectivement. L'évolution de cette intensité est en exponentielle décroissante de temps typique ~ 16 ps (trouvé par fit), durant lequel le signal a parcouru $30\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$ respectivement depuis la zone d'incidence de la sonde. Comme expliqué précédemment, ce temps de décroissance qui reflète le temps d'extinction du signal, est censé varier avec le temps de vie des polaritons, comme montré en 4.9c pour les vecteurs d'onde considérés. En particulier, des temps de swich ON

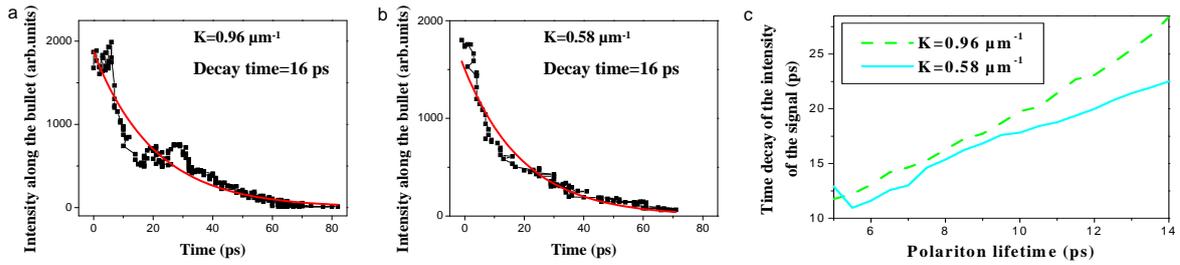


FIGURE 4.9 – (a/b) Dépendance en temps de l'intensité du signal au cours de sa propagation mesurée d'après les résultats expérimentaux pour $k=0.96 \mu\text{m}^{-1} / 0.58 \mu\text{m}^{-1}$. La courbe rouge est un fit des données expérimentales en exponentielle décroissante, montrant que le temps de vie du signal excède le temps de vie des polaritons. c) Dépendance théorique du temps de vie du signal en fonction du temps de vie des polaritons pour les deux vecteurs d'onde étudiés.

vers OFF plus courts sont attendus pour des durées de vie polaritoniques plus petites, et donc dans des cavités de moindre facteur de qualité. On pourrait par exemple réduire la finesse de la cavité de manière à ce que le temps de transition ON vers OFF soit égal à la durée du pulse de sonde (à savoir 2 ps), ce qui permettrait de réaliser un interrupteur optique de taux de répétition maximal à durée de pulse de sonde fixée. Le prix à payer pour cette amélioration de la rapidité de réponse de notre interrupteur serait une élévation des seuils de *switch*. Ce problème peut cependant être contourné en travaillant à désaccord cavité-exciton positif où la fraction excitonique des polaritons à vecteur d'onde donné est plus grande. De plus, réduire le temps de vie des polaritons résulterait en des distances de propagation visibles (avec un rapport signal sur bruit suffisant) raccourcies. Un compromis reste évidemment à faire entre le taux de répétition, les puissances d'excitation nécessaires ainsi que les distances parcourues par le signal.

Par conséquent, le temps de décroissance de l'intensité du signal et donc le taux de répétition de l'interrupteur ainsi créé dépend, dans le régime balistique comme dans le régime d'interactions, du temps de vie des polaritons et de la durée du pulse de sonde, le facteur limitant (pour un taux de répétition élevé) étant le plus long de ces deux temps, donc la durée de vie des polaritons dans notre échantillon et dans ces expériences.

Contrôle tout optique du spin

Ce *switch* optique non-local est aussi dépendant de la polarisation de la lumière incidente. Cela est dû au fait que, comme dit en 1.F, les interactions entre excitons sont plus favorables entre deux excitons de même spin laissant l'état final inchangé, selon les processus (1.63). On a donc, pour les constantes d'interaction entre polaritons, la relation $\alpha_1 \gg |\alpha_2|$, cf (1.66). Ainsi, dans la limite $\alpha_2 \rightarrow 0$, avec une lumière excitatrice polarisée rectilignement (50% de lumière polarisée σ^+ et 50% de lumière polarisée σ^-), les courbes de transmission non-linéaire pour la polarisation σ^+ et pour σ^- sont théoriquement iden-

tiques, c'est-à-dire qu'elles ont entre autres la même valeur de seuil comme le montrent les courbes théoriques de la figure 4.10. Dans le cas d'une excitation de polarisation elliptique avec majorité de σ^+ , la valeur de seuil en σ^+ est inférieure à celle en σ^- . Les deux modes propres (polaritons de spin up engendrés par une lumière excitatrice σ^+ et polaritons de spin down engendrés par une lumière excitatrice σ^-) "ne se voient pas".

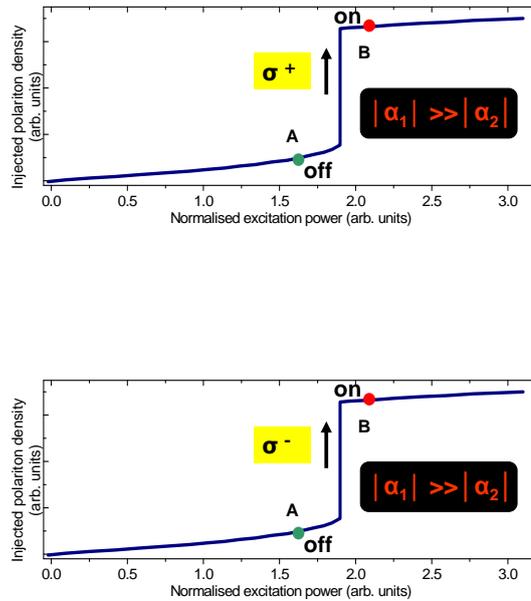


FIGURE 4.10 – Courbes schématiques de transmission non-linéaire en fonction de la densité d'excitation, pour une polarisation d'excitation linéaire et une détection σ^+ en haut et σ^- en bas : une polarisation linéaire étant une combinaison linéaire équitable des polarisations σ^+ et σ^- , on observe que les seuils de renormalisation sont indentiques dans les deux cas.

Considérons maintenant la configuration pompe-sonde décrite précédemment : à faible excitation, si la sonde est de polarisation opposée à la pompe, les polaritons de la sonde n'interagissent pas (dans la limite $|\alpha_2| \rightarrow 0$) avec ceux de la pompe. La densité d'excitation dans chacune des polarisations n'est pas suffisante pour engendrer la renormalisation des énergies et le *switch* n'a pas lieu. Il y a *switch* seulement si suffisamment de polaritons de la sonde sont de même spin que la pompe, le terme "suffisamment" faisant référence à la densité d'excitation seuil, et le *switch* se propage alors tel que décrit précédemment.

Excitation résolue en polarisation. Les différentes polarisations de la sonde en excitation sont obtenues grâce à une lame $\frac{\lambda}{4}$ placée sur le chemin optique de la sonde et tournée d'un angle β par rapport à la polarisation linéaire horizontale (nommée TE) du laser. Le champ électrique, d'amplitude A_0 et oscillant à la pulsation ω a donc pour composantes

selon les directions TE et TM (TM est la direction perpendiculaire à TE dans une cavité planaire) :

$$\begin{aligned} E_{TM} &= A_0 \cos(\beta) \sin(\beta) [\cos(\omega t) + \sin(\omega t)] \\ E_{TE} &= A_0 [\cos^2(\beta) \cos(\omega t) - \sin^2(\beta) \sin(\omega t)] \end{aligned} \quad (4.4)$$

Ainsi, la sonde est σ^+ lorsque $\beta = -\frac{\pi}{4}$, σ^- lorsque $\beta = \frac{\pi}{4}$.

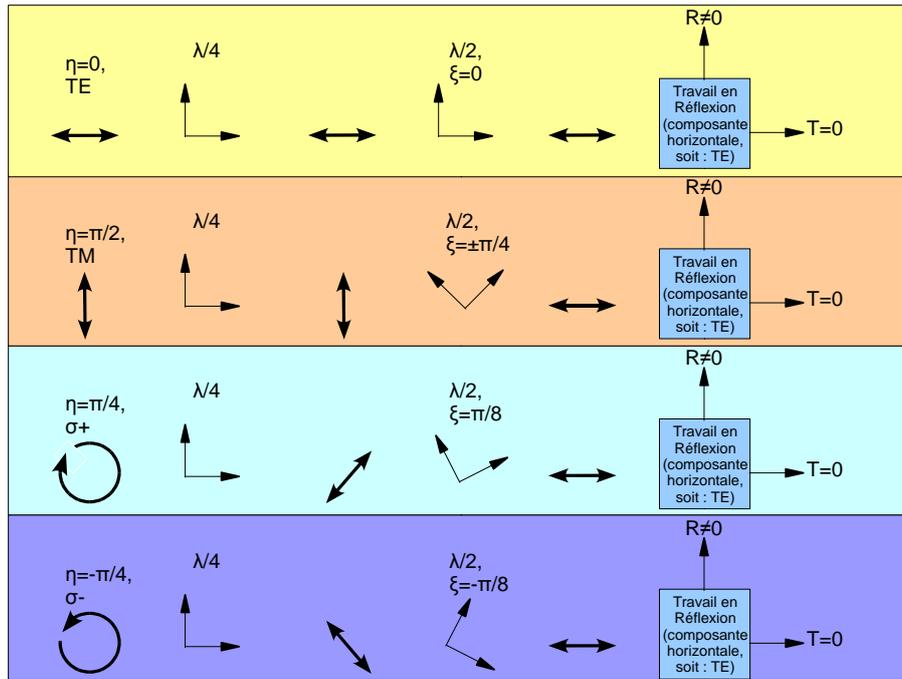


FIGURE 4.11 – Fonctionnement schématique de la détection résolue en polarisation utilisée dans les expériences dans le cas d'un travail en réflexion après le cube. Ce dispositif, comme expliqué dans le texte, permet de résoudre toutes les polarisations de la lumière émise. Ici, seules les quatre polarisations principales sont représentées.

Détection résolue en polarisation. La résolution en polarisation est réalisée par la combinaison d'une lame $\frac{\lambda}{4}$ suivie d'une $\frac{\lambda}{2}$ tournée d'un angle ξ et enfin d'un cube polariseur, tous trois placés en sortie d'échantillon. Les axes neutres de la lame $\frac{\lambda}{4}$ qui précède la lame $\frac{\lambda}{2}$ coïncident avec les directions horizontale (TE) et verticale (TM) du cube polariseur. Nous allons voir que cette détection nous permet de mesurer l'intensité transmise pour toutes les polarisations de la lumière émise, et en particulier pour les polarisations principales à savoir TE, TM, σ^+ et σ^- .

En effet, les composantes du champ émis par la microcavité selon les directions TE et TM peuvent s'écrire ainsi, où la valeur de η , détermine l'état de polarisation du champ :

$$\begin{aligned} E_{TE} &= A_0 \sin(\omega t) \cos(\eta) \\ E_{TM} &= A_0 \cos(\omega t) \sin(\eta) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Avec ces définitions, une lumière émise est polarisée σ^+ (σ^-) lorsque $\eta = \frac{\pi}{4}$ ($\eta = -\frac{\pi}{4}$), et TE (TM) lorsque $\eta = 0$ ($\eta = \frac{\pi}{2}$). Les valeurs intermédiaires de η décrivent des polarisations de la lumière émise elliptiques.

Après la $\frac{\lambda}{4}$ dont les axes neutres coïncident avec les directions TE et TM du cube polariseur, les composantes du champ selon ces directions s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_{TE} &= -A_0 \cos(\omega t) \cos(\eta) \\ E_{TM} &= A_0 \cos(\omega t) \sin(\eta) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Nous allons maintenant exprimer ces composantes du champ dans la base de la lame $\frac{\lambda}{2}$ dont les axes neutres sont tournés de l'angle ξ . Le changement de base $(E_{TE}, E_{TM}) \rightarrow (E_{TE}^\xi, E_{TM}^\xi)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} E_{TE}^\xi &= E_{TE} \cos(\xi) + E_{TM} \sin(\xi) \\ E_{TM}^\xi &= E_{TM} \cos(\xi) - E_{TE} \sin(\xi) \end{aligned} \quad (4.7)$$

La lame $\frac{\lambda}{2}$ induit un retard de π entre les deux composantes du champ. Après la lame, ces-dernières s'expriment comme suit dans la base (E_{TE}^ξ, E_{TM}^ξ) :

$$\begin{aligned} E_{TE}^\xi &= A_0 [-\cos(\omega t - \pi) \cos(\eta) \cos(\xi) + \cos(\omega t - \pi) \sin(\eta) \sin(\xi)] \\ E_{TM}^\xi &= A_0 [\cos(\omega t) \sin(\eta) \cos(\xi) + \cos(\omega t) \cos(\eta) \sin(\xi)] \end{aligned} \quad (4.8)$$

Ainsi en entrée de cube et dans la base (E_{TE}, E_{TM}) du cube, on a :

$$\begin{aligned} E_{TE} &= A_0 \cos(\omega t) [\cos(\eta)(\cos(\xi)^2 - \sin(\xi)^2) - 2\sin(\eta) \cos(\xi) \sin(\xi)] \\ E_{TM} &= A_0 \cos(\omega t) [\sin(\eta)(\cos(\xi)^2 - \sin(\xi)^2) + 2\cos(\eta) \cos(\xi) \sin(\xi)] \end{aligned} \quad (4.9)$$

Supposons que nous travaillons sur le faisceau réfléchi (à 90°) par le cube. La composante TE étant la composante horizontale du champ, nous allons donc mesurer l'intensité de cette composante seulement selon plusieurs valeurs spécifiques de ξ , et comparer ces différentes intensités. Cela nous renseignera donc sur la polarisation de la lumière en sortie de l'échantillon, c'est-à-dire sur η . En effet, il est important de remarquer que pour chaque angle η , il existe un angle ξ qui annule la composante selon TM : l'intégralité du champ émis est réfléchi par le cube, sa transmission est nulle. Il est ainsi possible de détecter toutes les polarisations possibles de la lumière émise par la cavité en ne faisant tourner que la lame $\frac{\lambda}{2}$.

L'amplitude de la composante TM en fonction de l'angle ξ de la lame pour des valeurs de η entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$ (plage balayant toutes les polarisations) est tracée sur la figure 4.12.

Pour $\eta = \frac{\pi}{4}$ ($\eta = -\frac{\pi}{4}$), ie lumière émise polarisée σ^+ (σ^-), $E_{TM} = 0$ lorsque $\xi = -\frac{\pi}{8}$ ($\xi = \frac{\pi}{8}$). Pour $\eta = 0$ ($\eta = \frac{\pi}{2}$), ie lumière polarisée linéairement TE (TM), $E_{TM} = 0$ lorsque $\xi = 0$ ($\xi = \pm\frac{\pi}{4}$). Le graphe 4.13 trace l'amplitude de la composante TM en fonction de l'angle ξ de la lame pour ces valeurs particulières de η .

Un récapitulatif schématique de la détection résolue en polarisation pour les quatre polarisations particulières TE, TM, σ^+ et σ^- de la lumière émise par la cavité est montré figure 4.11.

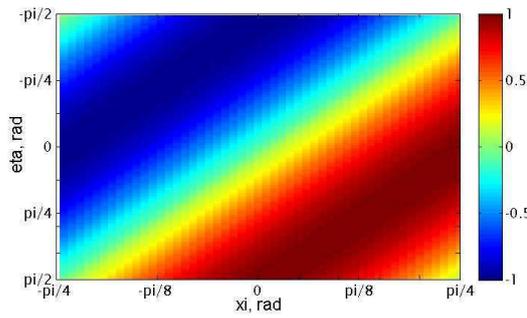


FIGURE 4.12 – Cartographie de l'amplitude de la composante TM en fonction des angles η et ξ . Les zones vertes correspondent à une amplitude nulle de cette composante. On voit qu'il y a toujours une combinaison des angles η et ξ où la totalité de la lumière est seulement TE et donc réfléchi par le cube de la figure 4.11. Autrement dit, pour mesurer l'intensité d'une lumière de polarisation η , il suffit de tourner la lame $\frac{\lambda}{2}$ de l'angle ξ particulier donnant TM=0 (zone verte de la figure).

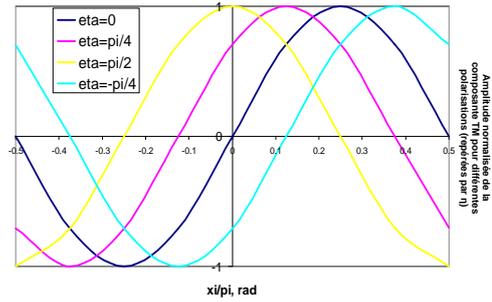


FIGURE 4.13 – Amplitude de la polarisation TM en fonction de l'angle ξ pour les polarisations particulières TE, TM, σ^+ et σ^- données par les angles η valant $0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}$ et $-\frac{\pi}{4}$ respectivement. On retrouve les résultats de la figure 4.12 : en travaillant en réflexion du cube de la figure 4.11, il faut, pour résoudre les quatre polarisations particulières précédemment citées, poser $\xi = 0, \pm\frac{\pi}{4}, -\frac{\pi}{8}, \frac{\pi}{8}$ respectivement.

Switch conditionnel

La figure 4.14 montre les résultats expérimentaux obtenus à Paris (avec une sonde continue donc) et théoriques dans le cas d'une pompe polarisée σ^+ et d'une sonde polarisée tantôt σ^+ tantôt σ^- . L'effet de *switch* conditionnel apparaît clairement, la transmission dans le cas de spots copolarisés étant 6 fois plus grande que dans le cas de spots contrapolarisés, comme le montre les figures 4.15c et 4.15d. En effet, la puissance de la pompe est de 165 mW et donne en transmission (dans l'état OFF) une puissance de 9.6 mW. L'ajout de la sonde copolarisée de puissance 11 mW crée un surplus de polaritons dans l'état de spin de la pompe, ce qui augmente localement la densité de polaritons dans cet état de spin et induit la renormalisation d'abord localement puis sur l'ensemble du spot de pompe, faisant passer la transmission à 54 mW.

Le *switch* se produit à une densité d'excitation seuil de la sonde dans la même polarisation que la pompe (σ^+), autrement dit lorsque suffisamment de polaritons de la sonde sont de même spin que la pompe. En réalisant une analyse résolue en polarisation de l'intensité transmise dans la zone de pompe uniquement (hors zone d'incidence de sonde) en fonction de l'ellipticité de la sonde repérée par le paramètre β , comme montré en figure 4.15b, nous observons clairement cet effet de seuil. La figure 4.15a présente le degré de polarisation circulaire nommé ρ_c de la sonde en fonction du paramètre β repérant son ellipticité. ρ_c est

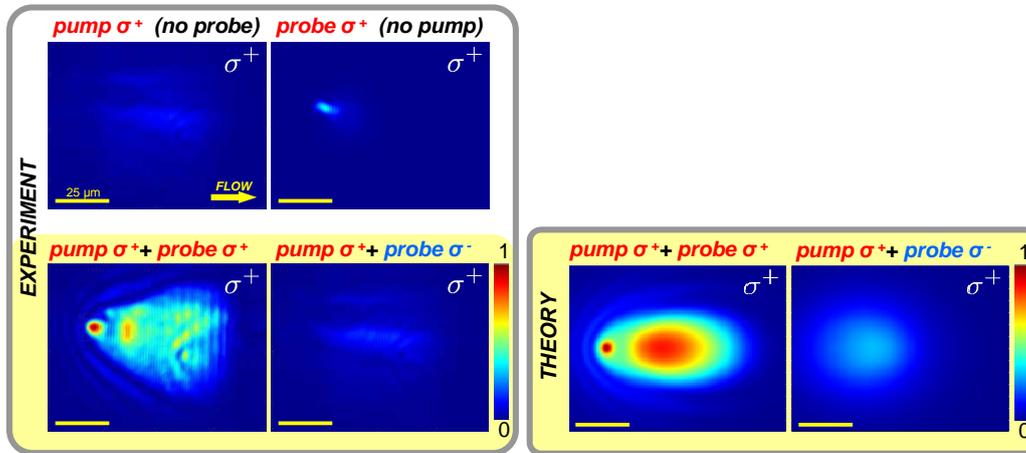


FIGURE 4.14 – Données expérimentales et théoriques de l'espace réel détecté selon la polarisation σ^+ . Panneau haut : spots de pompe (grand) et de sonde (petit) seuls. Panneau bas : les deux images correspondent aux situations où la pompe et la sonde sont copolarisées et contrapolarisées. Les simulations théoriques de ces deux situations sont données à côté.

défini ainsi :

$$\rho_c = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \quad (4.10)$$

ρ_c vaut 1 lorsque la polarisation de la sonde est σ^+ , -1 lorsque la polarisation de la sonde est σ^- , I^+ et I^- étant les intensités dans les polarisations σ^+ et σ^- respectivement. Nous voyons donc que le *switch* a lieu, à cette puissance d'excitation (165 mW pour la pompe, 11 mW pour la sonde), pour un degré de polarisation circulaire de la sonde égal à -0.7 environ. Pour ces puissances d'excitation et ces tailles de spot, il faut donc 30% de polaritons de spin up (qui correspondent à une polarisation σ^+ de la lumière) au sein de la sonde pour atteindre la densité d'excitation seuil de polaritons spin up et induire le *switch*.

L'expérience faite à Madrid confirme cette sélection en polarisation. La figure 4.16 montre en effet que la traînée, définie en 4.A.1, n'apparaît que lorsque la polarisation de la

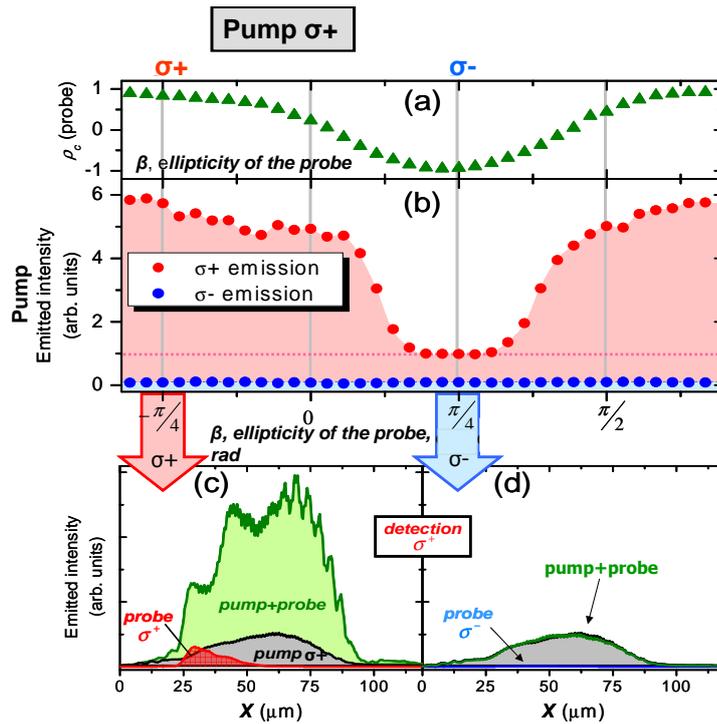


FIGURE 4.15 – a) Variation du degré de polarisation circulaire de la sonde seule en fonction de son ellipticité d'entrée désignée par β . Les polarisations principales à savoir σ^+ et σ^- y sont annotées. b) Intensité transmise intégrée sur la région de la pompe seule, ie hors zone d'incidence de la sonde, pour une pompe σ^+ et en fonction de β . La détection est en σ^+ (points rouges) et en σ^- (points bleus). En détection σ^+ , un gain de 6 est observé entre le cas où la sonde est copolarisée à la pompe ($\beta = -\frac{\pi}{4}$) et le cas contrapolarisé ($\beta = \frac{\pi}{4}$). Plus exactement, il existe une ellipticité de la sonde particulière autour de $\beta = \frac{\pi}{4}$, ie un seuil, pour laquelle un gain est observable : $\beta_{seuil} \simeq \frac{\pi}{4} \pm \frac{\pi}{16}$. c) et d) Emission σ^+ intégrée selon la direction verticale (y) de l'espace réel, en fonction de (x) avec une sonde σ^+ et σ^- respectivement (analyses faites à partir des images 4.14).

pompe et de la sonde sont parallèles, figure 4.16a. Dans le cas où elles sont orthogonales, figure 4.16b, l'image obtenue ressemble fortement à la situation témoin de la sonde seule, figure 4.16c : les polaritons de la sonde "ne voient pas" ceux de la pompe lorsqu'ils sont de spin opposés.

Il est possible de résumer ce résultat de propagation d'un mur de domaine en spin sous forme d'un tableau type porte logique XNOR qui rend compte du potentiel que possèdent les microcavités semi-conductrices pour effectuer des opérations logiques et s'intégrer dans des systèmes de calcul :

pompe	sonde	détection
1	1	1
0	0	1
1	0	0
0	1	0

où 1/0 signifie σ^+/σ^- en entrée (colonnes : pompe et sonde) et lumière/pas de lumière en sortie (colonne : détection).

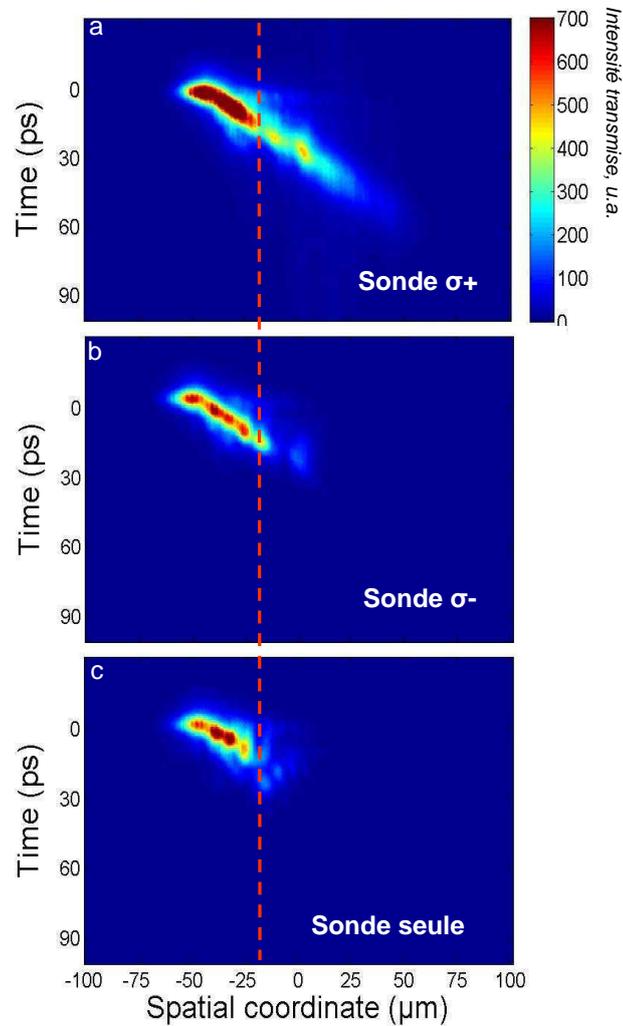


FIGURE 4.16 – Données expérimentales montrant la propagation du signal lorsque la pompe est polarisée σ^+ , avec une sonde σ^+ (a) ou σ^- (b), et sans la pompe (c). La ligne pointillée rouge est un guide pour les yeux, montrant clairement que le *switch* a lieu seulement dans le cas où la pompe et la sonde sont copolarisées. L'image (c) sert ainsi de témoin.

Contrôle de l'émission

Il est également possible de choisir l'état de la polarisation de la lumière émise par la microcavité en prenant une pompe polarisée elliptiquement (superposition des polarisations σ^+ et σ^-) et une sonde polarisée σ^+ ou σ^- : si la polarisation elliptique de la pompe admet suffisamment de polaritons de spin parallèle à ceux de la sonde, alors le *switch* a lieu dans la polarisation de la sonde, à savoir σ^+ ou σ^- . En prenant une polarisation rectiligne de la pompe et une puissance d'excitation suffisante, le *switch* a systématiquement lieu dans la polarisation de la sonde. La figure 4.17 présente les résultats expérimentaux et théoriques obtenus à Paris, donc avec un laser de sonde continu, pour une polarisation rectiligne de la pompe et une polarisation circulaire, tantôt droite, tantôt gauche, de la sonde.

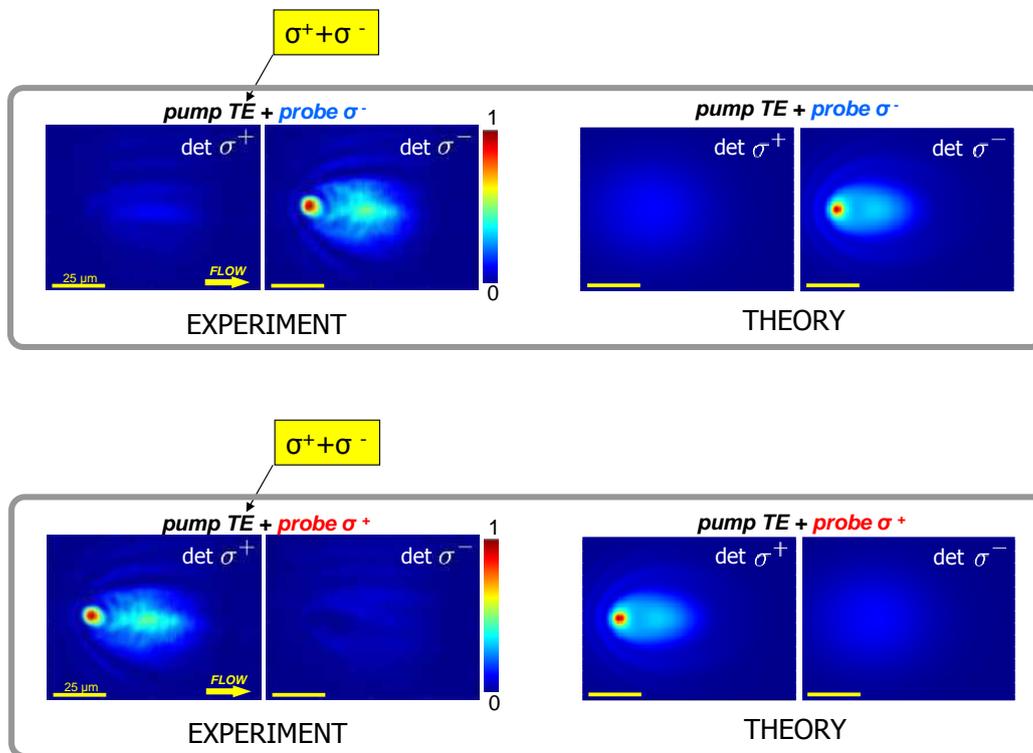


FIGURE 4.17 – Images expérimentales et simulations de l'espace réel montrant l'intensité transmise détectée tantôt σ^+ , tantôt σ^- , dans les cas d'une pompe linéaire et d'une sonde σ^+ (bas) ou σ^- (haut).

Les graphes présentés en figure 4.18 analysent les résultats expérimentaux obtenus en 4.17 : les graphes a et b montrent clairement que le *switch* a lieu dans la polarisation de la sonde pour une polarisation de pompe linéaire (plus exactement le degré de polarisation circulaire vaut 2%). La puissance d'excitation de la pompe est égale à 140 mW et le spot

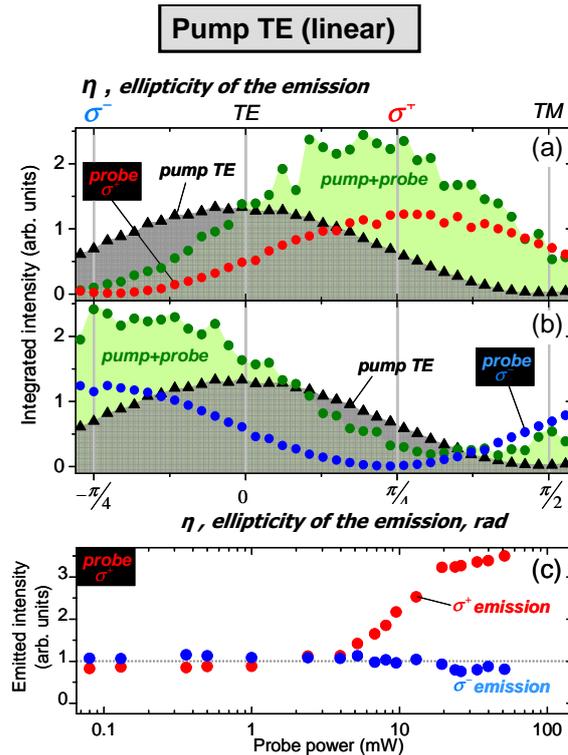


FIGURE 4.18 – a) Intensité transmise dans les cas d'une pompe polarisée TE seule (triangles noirs), d'une sonde σ^+ seule (ronds rouges), et enfin dans le cas d'une pompe TE et d'une sonde σ^+ toutes deux allumées, en fonction de la polarisation de détection repérée par η . b) Idem pour une sonde σ^- . c) Intensité transmise selon les polarisations σ^+ et σ^- dans le cas pompe TE + sonde σ^+ , en fonction de la puissance d'excitation de la sonde. Un seuil est observé à 4.5 mW au-delà duquel l'émission est clairement polarisée σ^+ .

mesure 60 microns de diamètre. La figure 4.18c montre qu'il faut une puissance minimale de 4.5 mW pour la sonde, qui a un diamètre de 6 microns, pour induire le *switch*. Le degré de polarisation circulaire de la lumière émise est égal à 93% après allumage de la pompe linéaire par la sonde σ^+ , comme montré figure 4.18c. Enfin, dans cette dernière figure, nous remarquons une saturation des polarisations à haute puissance. Cela est cohérent avec notre modèle d'interactions polaritons-polaritons présenté en 1.E.

L'expérience résolue en temps faite à Madrid confirme ces résultats comme le montre la figure 4.19, où le degré de polarisation circulaire est positif ($\rho_c = 0.2$) sur la traînée dans le cas d'une sonde σ^+ , en a, et négatif ($\rho_c = -0.6$) sur la traînée dans le cas d'une sonde σ^- , en b. Les zones désignées par "traînée" sont entourées sur la figure pour permettre une observation plus évidente du phénomène. La pompe ici n'est pas parfaitement linéaire, son degré de polarisation circulaire vaut -0.3, c'est pourquoi le background de ces images est bleu (dans la barre des couleurs, "bleu" signifie σ^- comme expliqué dans la légende).

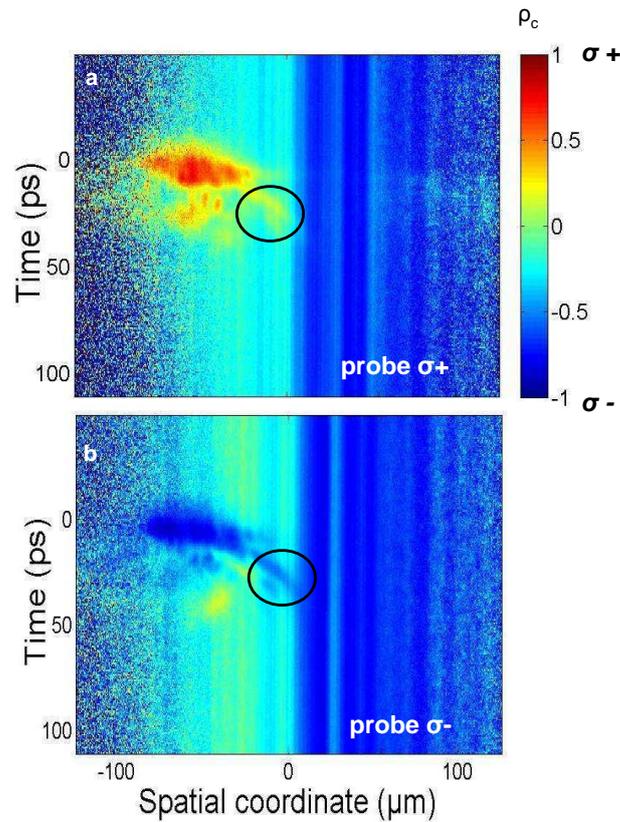


FIGURE 4.19 – Images montrant le degré de polarisation circulaire ρ_c obtenu lorsque la pompe est linéairement polarisée (en réalité, $\rho_c^{excitation} = -0.2$) avec une sonde tantôt σ^+ (d) ou σ^- (e). Les cercles noirs font ressortir la partie du signal due au *switch*, qui est clairement polarisée σ^+ en (d) et σ^- en (e).

Ce résultat est une preuve expérimentale de l'existence de mur de domaine de spin pur et de forte intensité se propageant au sein d'un milieu non-polarisé peu intense.

Performances du *switch* et comparaison avec l'état de l'art des *switch* tout-optiques

Forts d'une courte durée de vie, d'une vitesse de propagation élevée et d'importants coefficients d'interaction dépendants du spin, les polaritons de cavité sont, comme nous l'avons montré, de bons candidats pour la réalisation d'interrupteurs optiques de spin d'action non-locale.

En effet, les seuils de non-linéarités sont de l'ordre du $fJ/\mu m^2$ ce qui est de 2 ordres de

grandeur plus petit que l'état de l'art des *switch* tout optiques. La valeur du seuil peut être changée facilement en faisant varier soit le désaccord pompe-LPB (toujours vers le bleu cependant) soit le désaccord cavité-exciton (plus les polaritons sont excitoniques, plus les seuils sont bas, mais en revanche la quantité de lumière transmise est moindre). De plus, pour un spot de $60 \mu\text{m}$, un angle d'incidence de 3.8° et une durée de vie des polaritons de 10 ps, le taux de répétition est égal à une dizaine de GHz. Ce résultat peut également très facilement être adapté à l'utilisation que l'on veut faire de l'interrupteur optique soit en changeant la taille du spot de pompe (un plus grand spot va cependant nécessiter une puissance d'excitation plus grande pour une même valeur de seuil), soit en changeant l'angle d'incidence de la lumière excitatrice sur la cavité, soit en modifiant lors de la croissance épitaxiale le facteur de qualité de la cavité (en variant le nombre de couches de diélectriques des miroirs de Bragg), soit en changeant l'énergie de la pompe (et de la sonde) en régime d'interactions.

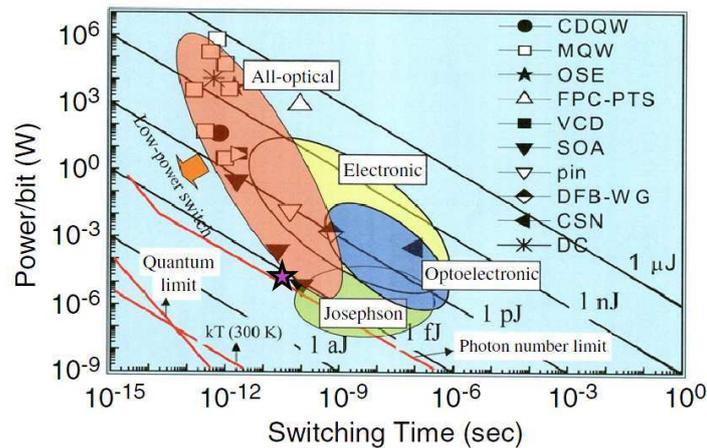


FIGURE 4.20 – Etat de l'art des interrupteurs, classés selon leur temps de *switch* et leur coût en puissance de *switch* par bit (un bit pourrait correspondre ici à une zone spatiale, par exemple $1\mu\text{m}^2$). La zone rouge correspond aux interrupteurs tout-optiques. Notre interrupteur en spin, il se situe au niveau de l'étoile. Cette image (l'étoile a été rajoutée par mes soins) est tirée de [wada00].

La figure 4.20 récapitule les différents interrupteurs (optiques et électroniques) de spin ou non en fonction de leurs performances (taux de répétition et coût des seuils).

Propagation d'un domaine de spin et neurones polaritoniques

[liew08] prévoit une utilisation de l'effet précédemment décrit en 4.A.1 au sein d'un réseau logique de canaux de transmission de l'information. Le codage binaire faisant intervenir

le degré de liberté "spin" et le guidage de l'information peuvent en effet être facilement réalisés par manipulation optique dans un système comme le nôtre ainsi que nous l'avons vu dans cette partie.

4.A.2 *Spin switch* non-local avec bistabilité

Mécanisme du *switch* non-local à $k=0$

Des résultats expérimentaux intéressants de *switch* optique non-local ont également été obtenus à incidence normale. À $k=0$ le système présente de l'hysteresis : la figure 4.21 montre une courbe d'hysteresis obtenue à $k=0$, à un désaccord laser-LPB de 0.1 meV. Les intensités I_1 et I_2 correspondent aux notations employées en 1.E.4 lors de notre premier aperçu du phénomène d'hysteresis : ce sont les intensités de seuil du passage de l'état OFF vers l'état ON et de l'état ON à l'état OFF respectivement. On a avec cette convention de notation, et comme on le voit sur le graphe 4.21, $I_1 > I_2$.

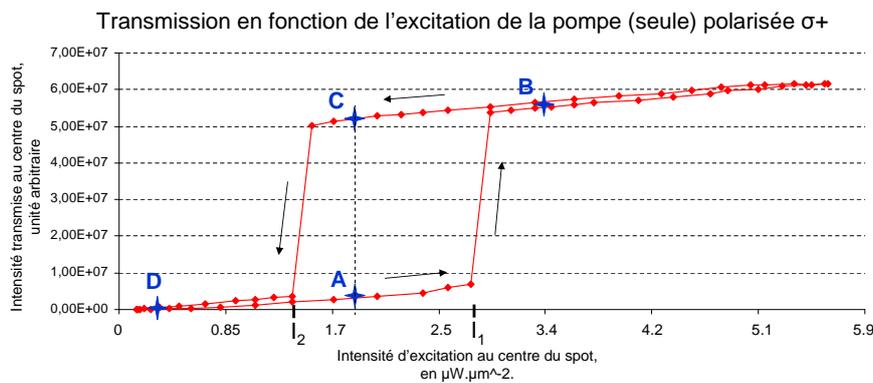


FIGURE 4.21 – Transmission en fonction de l'excitation de la pompe seule polarisée σ^+ . Excitation à incidence normale, avec un désaccord laser-LPB de 0.1 meV. I_1 et I_2 sont les intensités des seuils OFF vers ON et ON vers OFF respectivement. Les points A, B, C et D seront commentés dans la figure 4.22 ainsi qu'en 4.23.

En utilisant le même principe décrit pour l'expérience de l'interrupteur optique de spin, à savoir une configuration pompe-sonde, nous observons également un *switch* du spot entier de pompe (dont la puissance d'excitation à lui seul n'autorise pas le *switch*) grâce à une sonde focalisée au centre du spot de pompe, d'aire 100 fois plus petite.

Le mécanisme de propagation proposé par les théoriciens Tim Liew et Alexey Kavokin dans le régime d'interactions introduit en 4.A.1 par la figure 4.8 explique l'action non-locale du *switch* observée à incidence normale : il y a conversion de l'énergie potentielle de

renormalisation en énergie cinétique, ce qui donne aux polaritons de vitesse de groupe nulle (excitation à incidence normale) une vitesse de propagation non-nulle directement liée au désaccord pompe-LPB.

De plus, grâce à la bistabilité et si l'intensité d'excitation de la pompe se situe entre I_1 et I_2 , c'est-à-dire à l'intérieur du cycle d'hysteresis, l'ensemble du spot de pompe ainsi commuté grâce à une sonde suffisamment focalisée (et/ou suffisamment puissante) reste dans l'état ON même après extinction de la sonde, comme le montre les simulations 4.8. C'est ce que l'on désigne par *perturbation passagère et localisée*.

Allumage de la pompe par perturbation passagère et localisée

Les expériences relatives à cette configuration ont été réalisées à Paris, et donc avec un laser continu unique pour la pompe et la sonde et une caméra CCD de résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de μs , ce qui diffère légèrement des simulations faites et montrées en 4.8 où la sonde est pulsée. L'expérience consiste à préparer la pompe large dans un état d'intensité comprise entre I_2 et I_1 dans l'état OFF, et d'ajouter une sonde copolarisée (cf 4.A.1), petite et centrée, de puissance telle qu'elle permette à la pompe de passer le seuil, puis de l'éteindre. Nous voyons très clairement sur la figure 4.22 que les expériences confirment les prédictions théoriques.

A, B et C de la figure 4.22 font références aux points notés sur le graphe 4.21 de transmission non-linéaire de la pompe.

Extinction de la pompe par interférence destructive

Dans la description du mécanisme de propagation du *switch* (avec une pompe large de faible densité et une sonde très focalisée de haute densité), il n'a pas été mentionné le rôle de la phase relative de la pompe et de la sonde. L'intensité d'excitation est en effet responsable du passage ou non du seuil de renormalisation selon si elle est supérieure ou inférieure à I_1 en ce qui concerne le processus d'allumage. Or les ondes pompe et sonde excitatrice donnent une intensité d'excitation totale en \mathbf{r}_0 égale à :

$$I_{tot,exc}(\mathbf{r}_0) = I_{pompe}(\mathbf{r}_0) + I_{sonde}(\mathbf{r}_0) + 2\sqrt{I_{pompe}(\mathbf{r}_0)I_{sonde}(\mathbf{r}_0)}\cos(S_{pompe}(\mathbf{r}_0) - S_{sonde}(\mathbf{r}_0)) \quad (4.11)$$

où $S_i(\mathbf{r}_0)$ est la phase du spot i (pompe ou sonde) en \mathbf{r}_0 (le paramètre temps n'est pas pertinent en régime permanent). On voit bien que si la pompe et la sonde sont en phase en \mathbf{r}_0 , alors l'intensité d'excitation totale est maximale, si elles sont en opposition de phase, elle est minimale : le seuil de renormalisation est donc plus facile à atteindre si les ondes sont en phase. En réalité, cette relation de phase n'est pas un paramètre contraignant à l'allumage puisque la sonde est choisie suffisamment intense.

Dans le cas où la densité d'excitation de la sonde ne serait pas suffisante pour induire le *switch* lorsque la pompe et la sonde sont en opposition de phase (ce qui n'est jamais

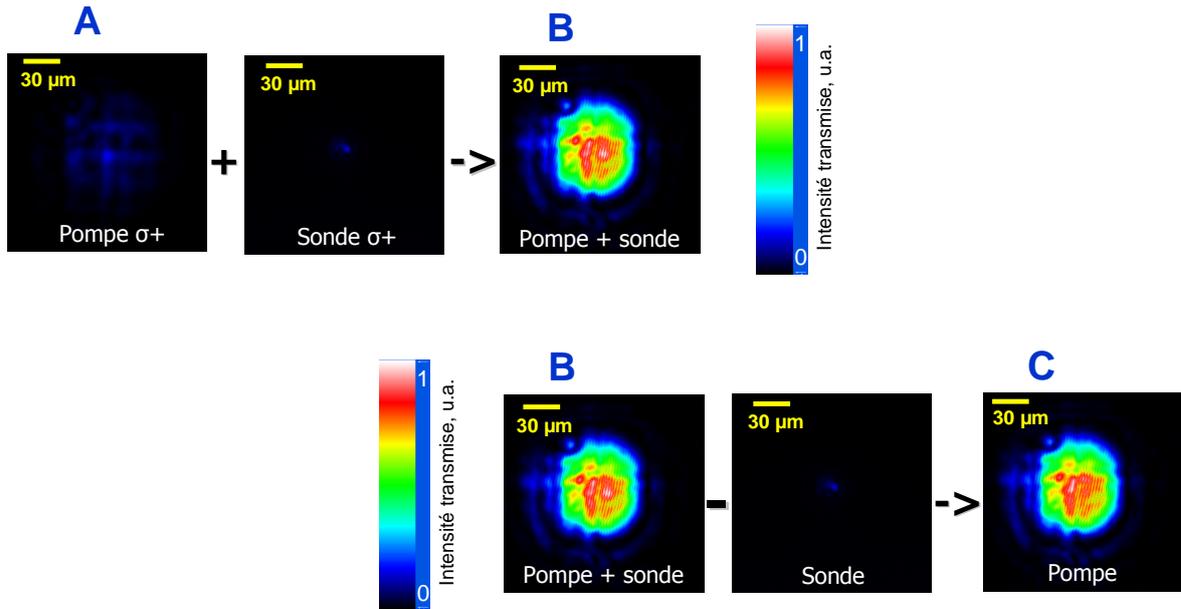


FIGURE 4.22 – A, B et C font référence à la figure 4.21. A correspond à l'état de la pompe (seule) en début d'expérience. L'ajout d'une sonde localisée (100 fois plus petite que le spot de pompe et en son centre) fait passer la pompe de l'état A à l'état B. L'extinction de la sonde laisse le système allumé puisqu'il retombe dans l'état C.

arrivé expérimentalement), il est possible de contrôler l'état de phase en \mathbf{r}_0 en changeant la position d'incidence du faisceau de sonde à l'intérieur du spot de pompe. En effet, le faisceau de sonde tombe sur la microcavité grâce à un montage optique dans lequel l'un des miroirs responsable du positionnement du spot sur l'échantillon est monté sur un piezoélectrique, permettant des déplacements du spot de sonde sur l'échantillon de l'ordre du micron. Notons que pour un vecteur d'onde de $1\mu\text{m}^{-1}$, il faut se déplacer de $6\mu\text{m}$ pour atteindre le même état de phase (puisque le terme spatial de la phase s'écrit localement $\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$ où \mathbf{k} et \mathbf{r} sont dans le plan des couches). Ainsi, si le *switch* n'a pas lieu lors de l'incidence de la petite sonde dans le spot de pompe, il faut soit focaliser davantage la sonde ou augmenter sa puissance (afin d'augmenter la densité et forcer le *switch* sans souci de cohérence de phase), soit bouger de quelques microns le faisceau de sonde (de taille une dizaine de microns) au sein du spot de pompe (de taille plusieurs dizaines de microns).

Cette remarque nous a permis d'envisager un moyen tout optique pour éteindre le spot de pompe au moyen d'interférences destructives entre pompe et sonde. Considérons un spot de pompe dans l'état ON et ajoutons une sonde déphasée de π par rapport à la pompe et d'intensité telle qu'il y ait compensation des termes $I_{pompe}(\mathbf{r}_0) + I_{sonde}(\mathbf{r}_0)$ et $2\sqrt{I_{pompe}(\mathbf{r}_0)I_{sonde}(\mathbf{r}_0)}$. Dans ce cas, le système passe dans l'état OFF puisque $I_{tot,exc}$ vaut 0. Expérimentalement, déphaser la sonde par rapport à la pompe revient à décaler

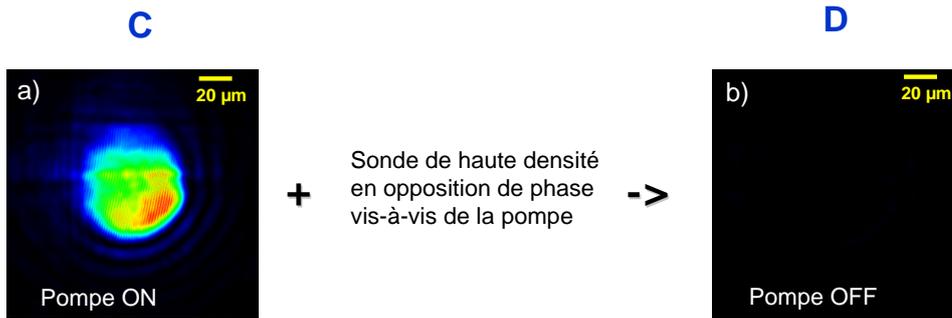


FIGURE 4.23 – C et D font référence aux points notés sur la figure 4.21 : C est l'état dans lequel est la pompe après allumage et extinction de la sonde (on rappelle que l'état de départ de la pompe est à l'intérieur du cycle sur la branche OFF). L'image D est obtenue par déphasage (lui-même obtenu par déplacement transverse) d'un spot de sonde de même taille que la pompe : le système tombe alors dans la branche OFF, cf 4.21.

spatialement l'une par rapport à l'autre comme expliqué dans le paragraphe précédent. Nous avons donc réalisé cette manipulation, et nos observations sont montrées sur les images 4.23 où a) correspond à l'état C du graphe 4.21, et b) correspond à l'image obtenue après que l'on a ajouté la sonde en opposition de phase, c'est-à-dire à l'état D du graphe 4.21.

Quatre remarques cependant :

- L'extinction de la pompe par la sonde déphasée n'est possible que si les spots sont de même taille (les images 4.23 ont été obtenues dans ce cas-là). La perturbation pour l'extinction n'est donc pas similaire à celle pour l'allumage, l'extinction par une petite sonde n'étant pas possible dans nos conditions d'expérience. En effet, imaginons que nous utilisons, pour faire l'expérience d'extinction, une sonde très focalisée, placée, comme pour l'allumage, au centre du spot de pompe (initialement dans l'état ON). Sur la zone d'incidence de la sonde, il peut effectivement y avoir une intensité d'excitation nulle pourvu que les conditions de phase soient bien choisies. Les polaritons passent donc localement dans l'état OFF. Le modèle de conversion de l'énergie potentielle gagnée en énergie cinétique ne prévoit alors pas une propagation des polaritons de sonde hors de leur zone d'incidence. Ce retour à l'état OFF ne peut donc pas se répandre sur l'ensemble du spot de pompe. Si l'on considère que le déplacement du spot de sonde sur l'échantillon, introduit pour avoir la condition d'opposition de phase, confère un petit vecteur d'onde aux polaritons de sonde, on peut alors imaginer que ces polaritons dans l'état OFF se propagent de la zone d'incidence de la sonde vers le reste du spot de pompe (qui est dans l'état haut après la perturbation). Mais ce mécanisme n'a pour autant pas l'effet souhaité (extinction de l'ensemble du spot par une petite sonde) puisque un afflux de polaritons de faible densité dans des zones de haute densité ne modifie pas la densité polaritonique totale : la pompe reste donc dans l'état ON,

sauf en son centre (au niveau de l'incidence de la sonde).

- Il serait intéressant de réaliser cette expérience avec un laser pulsé afin d'obtenir un *switch* tout optique réellement performant. Le problème réside dans le processus d'extinction où il est difficile (même impossible) d'avoir une cohérence de phase entre une laser continu (pompe) et un laser pulsé (sonde).

- Evidemment, ce *switch* fonctionne dans certaines conditions de spin telles que décrite en 4.A.1, ce qui permet d'envisager un interrupteur optique de spin à mémoire.

- Afin d'éteindre le spot de pompe sans souci de la cohérence de phase entre pompe et sonde, il serait intéressant d'exploiter la constante d'interactions entre polaritons de spins opposés. En effet, si celle-ci est négative, elle peut permettre d'éteindre le spot de pompe par ajout d'une sonde contrapolarisée et suffisamment intense (pour compenser l'effet du rapport $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ défavorable à α_2). En 4.B.4 nous écrivons l'énergie d'une population de polaritons donnée à $k=0$ comme suit :

$$E_{up(down)} = E_{LP}(0) + \alpha_1 n_{up(down)} + \alpha_2 n_{down(up)} \quad (4.12)$$

Si les populations en spin up et down le permettent, il peut y avoir compensation des termes $\alpha_1 n_{up(down)}$ et $\alpha_2 n_{down(up)}$, ce qui fait redescendre les polaritons de spin up (down), initialement dans l'état ON, dans l'état OFF. Nous verrons par la suite que dans nos conditions d'expérience, la constante α_2 ressentie est positive, interdisant le processus précédemment décrit.

4.B Anneaux de spin

4.B.1 Motivation

La référence [shelykh08] envisage la réalisation de zones très localisées à mémoire de spin, ce qui serait une avancée considérable dans le domaine du stockage de l'information. C'est ce que nous avons démontré expérimentalement et qui sera commenté dans la partie qui suit.

4.B.2 Principe et méthode expérimentale de confinement du spin

En jouant avec la structure transverse du faisceau incident, nous allons créer au sein d'un faisceau de pompe de polarisation quelconque des zones de spin up ou down purs dont nous pourrions contrôler la taille. Ceci sera possible grâce au phénomène d'hysteresis qui a été observé à $k=0$ pour des lasers décalés vers le bleu par rapport à la branche basse des polaritons, et également grâce à la dépendance en spin des interactions polaritons-polaritons.

Nous avons à notre disposition un faisceau laser de profil gaussien de largeur à mi-hauteur $38 \mu m$ que nous envoyons sur la cavité en incidence normale à une énergie décalée vers le bleu de $0,124 \text{ meV}$ par rapport à la LPB. La polarisation de ce laser est elliptique d'ellipticité repérée par le paramètre θ correspondant au déphasage entre les composantes du champ selon TE et TM. Lorsque $\theta = -\frac{\pi}{2}$, l'excitation est polarisée σ^- et les polaritons excités sont de spin down, lorsque $\theta = +\frac{\pi}{2}$, l'excitation est polarisée σ^+ et les polaritons excités sont de spin up. Pour une onde incidente polarisée σ^+ , l'intensité transmise expérimentale par la cavité (non discriminée en polarisation) en fonction de la densité d'excitation totale est donnée en figure 4.24. Nous obtenons la même courbe de transmission non-linéaire (et avec bistabilité) pour une onde purement σ^- . Notamment, les seuils d'aller I_1 et de retour I_2 sont les mêmes pour les deux polarisations.

Nous avons vu que les polaritons interagissent plus fortement s'ils sont de même spin. C'est ce que signifie l'inégalité $\alpha_1 \gg |\alpha_2|$. Dans le cas limite où $\alpha_2 \rightarrow 0$, on peut considérer que les polaritons de spin opposés ne se voient pas, c'est-à-dire que les polaritons de spin up ne contribuent pas à l'énergie des polaritons de spin down, et vice-versa. En réalité, nous avons vu qu'il existe un ordre de grandeur entre les deux constantes d'interaction, donc ce cas limite est faux, mais la tendance est bonne. Ainsi, si nous avons une polarisation rectiligne, c'est-à-dire pour $\theta = 0$, les courbes d'intensité transmise dans la polarisation σ^+ et dans la polarisation σ^- sont identiques. En prenant maintenant une polarisation strictement elliptique pour le faisceau d'excitation ($\theta \in]-\frac{\pi}{2}, 0[\cup]0, \frac{\pi}{2}[$), les courbes obtenues en analysant la lumière émise polarisée σ^+ et la lumière émise polarisée σ^- n'ont pas les mêmes seuils : si $\theta \in]-\frac{\pi}{2}, 0[$, la population σ^- est majoritaire, le seuil dans cette polarisation de détection est plus bas que pour la polarisation de détection σ^+ . De même si $\theta \in]0, \frac{\pi}{2}[$, le

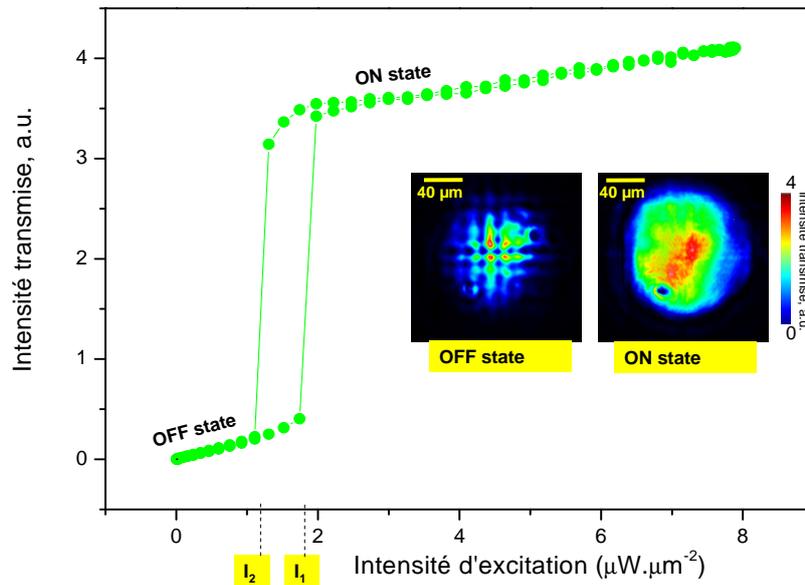


FIGURE 4.24 – Intensité transmise dans la polarisation σ^+ intégrée sur une région centrale du spot en fonction de la densité d'excitation, pour un faisceau d'excitation purement σ^+ . I_1 et I_2 sont les intensités d'excitation seuils respectivement pour le passage de l'état OFF à l'état ON et vice-versa. Les images donnent la distribution de l'intensité transmise en champ en réel pour une puissance d'excitation inférieure à I_2 (état OFF) et une puissance d'excitation supérieure à I_1 (état ON).

seuil en σ^+ est plus bas qu'en σ^- .

Sachant que nous avons un faisceau gaussien, l'intensité d'excitation n'est pas homogène sur l'ensemble du spot : l'intensité est plus forte au centre et décroît à mesure que l'on s'éloigne du centre, la décroissance étant donnée par une fonction gaussienne. Lorsque l'on augmente la puissance d'excitation, le seuil de renormalisation I_1 est donc atteint au centre du spot avant d'être atteint par la périphérie du spot.

La représentation du profil d'intensité d'un faisceau gaussien de polarisation elliptique ($\theta = -0.2\pi$ rad : 70% de σ^- et 30% de σ^+) selon les polarisations σ^+ et σ^- à deux puissances totales d'excitation données est montrée en figure 4.25a. I_1 correspond à l'intensité d'excitation du seuil $OFF \rightarrow ON$ pour une population de polaritons purs (spin up OU spin down).

Nous observons que le rayon de la zone d'intensité d'excitation supérieure à I_1 est plus grand pour la polarisation σ^- (rayon r^-) que pour la polarisation σ^+ (rayon r^+). Cette remarque est valable pour les deux puissances totales d'excitation.

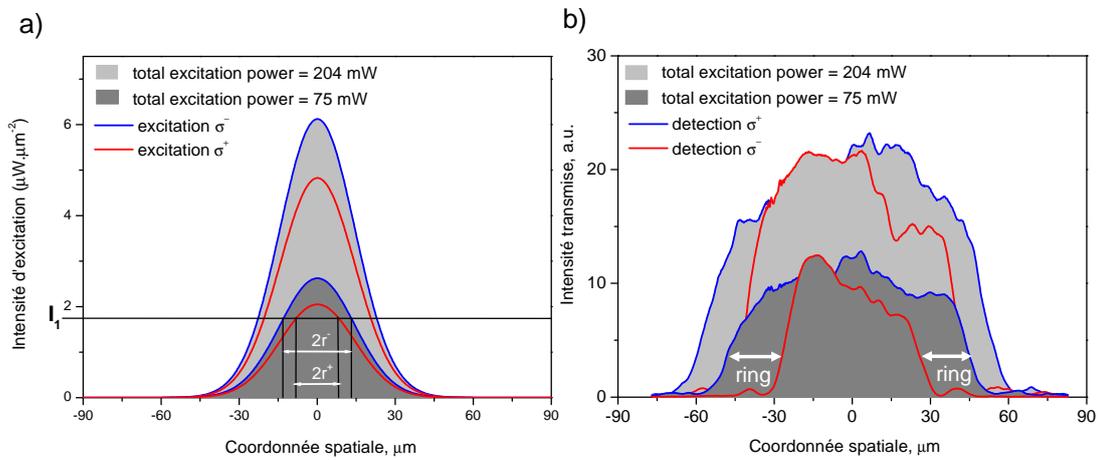


FIGURE 4.25 – a) Sections latérales calculées des faisceaux gaussiens d'excitation σ^+ et σ^- selon le milieu de l'extension spatiale selon une direction, en fonction de la deuxième, pour un spot d'excitation de polarisation elliptique $\theta = -0.2\pi\text{rad}$ à deux puissances différentes. b) Profils expérimentaux de l'intensité transmise selon les polarisations σ^+ et σ^- pour les deux puissances d'excitation de la figure a et la même ellipticité : on observe la formation d'anneaux de spin purement circulaire en périphérie des spots, comme indiqué par la notation "ring".

En transmission, les zones du faisceau gaussien d'intensité d'excitation inférieure à I_1 émettent peu de lumière (car elles sont hors résonance : le laser d'excitation est en effet décalé vers le bleu de 0.124 meV par rapport à la LPB), tandis que les zones du faisceau gaussien d'intensité d'excitation supérieure à I_1 émettent beaucoup de lumière car elles sont entrées en résonance lors de la renormalisation.

L'ellipticité du laser gaussien d'excitation se traduit alors, à une puissance d'excitation suffisante, par l'apparition d'anneaux de spin purement down (polarisation σ^- de la lumière émise) qui correspondent aux zones où seule l'intensité d'excitation σ^- est supérieure à I_1 . Au centre du spot la lumière transmise est de polarisation quasi-linéaire. En effet, grâce à la saturation à haute puissance excitatrice, la valeur de l'intensité transmise (ou densité polaritonique de champ moyen) est plafonnée, cf 1.E. Ainsi à haute intensité d'excitation,

comme c'est le cas au centre du spot gaussien d'excitation, l'intensité transmise dans la polarisation σ^+ est comparable à celle transmise dans la polarisation σ^- (bien qu'en excitation il y ait 70% de σ^- et 30% de σ^+).

4.B.3 Contrôle de la taille des anneaux de spin

Le rayon de l'anneau de spin varie avec la puissance d'excitation, comme nous pouvons le voir sur les images de la figure 4.25. En effet, imaginons que l'on augmente la puissance d'excitation, à ellipticité fixée. Dès que le centre du spot atteint la densité d'excitation seuil I_1 avec la population minoritaire (disons σ^+), l'anneau de spin se forme, d'épaisseur $r^- - r^+$ et de rayon $\frac{r^- + r^+}{2}$ (r^- et r^+ sont notés sur la figure 4.25a). Au centre, la polarisation est quasi-linéaire. En continuant d'augmenter la puissance d'excitation, les rayons r^+ et r^- augmentent eux aussi (en effet, pour que l'aire sous la gaussienne, c'est-à-dire la puissance d'excitation, soit plus grande, il faut que le maximum de la gaussienne soit plus élevé, ce qui impose, à intensité d'excitation fixée, une plus grande largeur), sans que la différence $r^- - r^+$ change notablement, comme nous pouvons le voir en figure 4.25b.

L'épaisseur de l'anneau, elle, varie avec l'ellipticité θ de l'excitation comme le montrent les images expérimentales et théoriques de la figure 4.26. En effet, dans le cas d'une polarisation rectiligne de la lumière excitatrice, 50% des polaritons créés sont de spin up, 50% sont de spin down. Comme nous l'avons dit plus tôt, les deux populations atteignent le seuil non-linéaire pour la même puissance d'excitation. Il n'y a donc pas formation d'un anneau de spin de polarisation purement circulaire puisque $r^+ = r^-$. Dans le cas d'une polarisation d'excitation purement circulaire, la totalité du spot transmis est dans l'état de polarisation de l'excitation, donc purement circulaire. Il n'y a donc pas à proprement parler d'*anneau de spin*. Dans les cas intermédiaires de polarisation d'excitation elliptique strictement, il y a formation d'un anneau de spin pur. Plus θ s'approche de $\pm\frac{\pi}{2}$, plus une population de spin est défavorisée par rapport à l'autre, et donc plus les largeurs respectives des gaussiennes (en excitation) représentant la population de spin up et celle de spin down sont différentes. Inversement, plus θ s'approche de 0, plus la proportion de polaritons de spin up et de polaritons de spin down est équitable, et donc plus les rayons r^+ et r^- sont similaires. L'épaisseur des anneaux de spin pur augmente lorsque $|\theta| \rightarrow \frac{\pi}{2}$. Les images expérimentales présentées sur la figure 4.26a) correspondent à une puissance d'excitation de 77.4 mW. Elles montrent la répartition spatiale des polaritons de spin up (rouge) et down (bleu), puisque les couleurs correspondent au degré de polarisation circulaire ρ_c . Elles ont été formées par soustraction (puis normalisation) des images obtenues en détection σ^+ et des images obtenues en détection σ^- . Les différentes images sont numérotées I, II, III, IV, V et VI et réfèrent au graphe présenté à côté d'elles. Nous voyons que le degré de polarisation circulaire atteint au niveau des anneaux est très élevé : à peu près égal à ± 1 , ce qui prouve que nous créons de zones de spin pur. A une ellipticité quasi-nulle (en vérité,

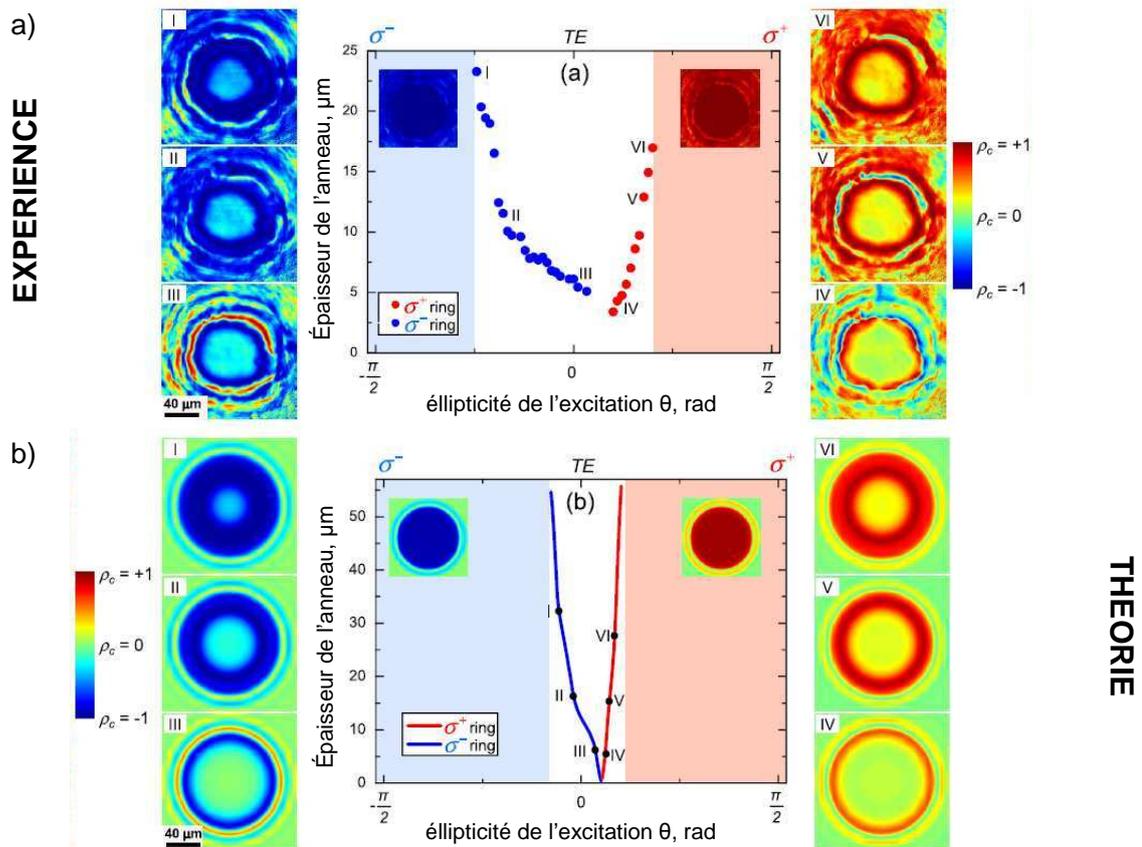


FIGURE 4.26 – a) Le graphe montre l'évolution de l'épaisseur des anneaux de spin en fonction de l'ellipticité d'excitation repérée par θ . Les images sont les distributions expérimentales du degré de polarisation circulaire pour les différentes ellipticités I, II, III, IV, V et VI notée sur le graphe. Les régions colorées correspondent aux ellipticités pour lesquelles le spot entier est de polarisation purement circulaire droite ou gauche. b) Simulations se rapportant aux données expérimentales.

comme vu sur le graphe : légèrement positive), l'épaisseur de l'anneau atteint $3 \mu\text{m}$, ce qui est 13 fois plus petit que la largeur à mi-hauteur du spot à basse puissance ($38 \mu\text{m}$) et 33 fois plus petit que la taille du spot à 77.4 mW (environ $100 \mu\text{m}$). L'asymétrie que l'on voit sur ce graphe et le fait que le minimum d'épaisseur de l'anneau ne soit pas obtenu pour $\theta = 0$ strictement proviennent de la levée de dégénérescence intrinsèque à notre échantillon entre les polarisations TE et TM, cf 1.F.2. Les simulations présentées en 4.26b ont été réalisées par Tim Liew et Alexey Kavokin en tenant compte de cet effet, et elles reproduisent quantitativement nos résultats expérimentaux.

Les images présentées sur la figure 4.27 sont des coupes transversales selon une coordonnée spatiale de certaines images de la figure 4.26. On y voit clairement que la zone de spin circulaire pur (caractérisée par un $|\rho_c|$ élevé) grossit avec la valeur absolue du déphasage θ .

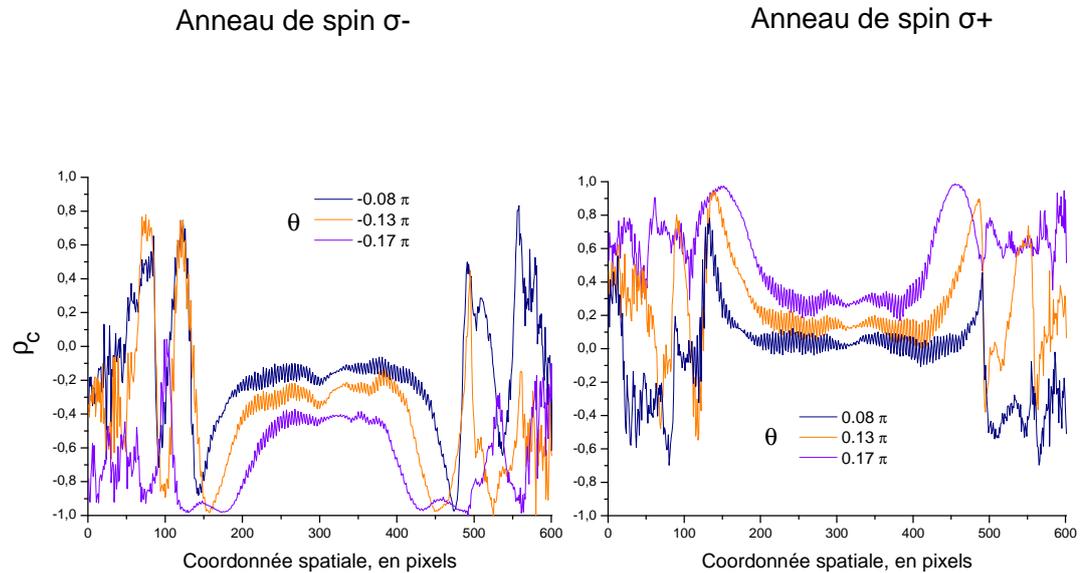


FIGURE 4.27 – Profils transverses de certaines images (correspondant à différentes ellipticités) présentées en 4.26 : degré de polarisation circulaire selon la direction horizontale au centre du spot selon la direction verticale. On retrouve que l'épaisseur des anneaux augmente avec la valeur absolue de θ (on rappelle que $\theta = 0$ correspond à une polarisation linéaire).

De plus, nous remarquons, comme sur les images de 4.26, l'existence de plusieurs anneaux concentriques de haut $|\rho_c|$ à la périphérie du spot, c'est-à-dire dans les zones de faible intensité d'excitation. Ces anneaux apparaissent à cause de la méthode de calcul de ρ_c : en effet le degré de polarisation circulaire est la différence des intensités dans les polarisations circulaires droite et gauche, qui est ensuite normalisée à l'intensité totale (donc la somme des intensités dans ces deux polarisations). Ainsi, peu importe que l'intensité totale transmise soit faible et donc non significative, le degré de polarisation circulaire peut atteindre ses valeurs extrêmes ± 1 . Cependant, l'intérêt physique de ces anneaux additionnels est moindre puisqu'ils correspondent à des zones non renormalisées pour aucune des deux polarisations circulaires (il faut donc toujours regarder simultanément les images montrant le degré de polarisation circulaire et les images non traitées à savoir celles montrant l'intensité transmise dans chacune des polarisations circulaires).

Enfin, les simulations ont été réalisées dans l'hypothèse que la constante d'interaction entre les polaritons de spin opposés, ie α_2 est négligeable devant α_1 .

Nous allons voir par la suite que d'une part, le rapport $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ n'est pas aussi petit que nous l'aurions imaginé, et d'autre part que ce rapport est positif.

4.B.4 Mise en évidence du rôle non négligeable de α_2

La figure 4.28a montre l'intensité résolue en polarisations σ^+ et σ^- qui est transmise au centre du spot en fonction de l'ellipticité de l'excitation pour une puissance d'excitation plus élevée que les seuils non-linéaires. Le degré de polarisation circulaire, tracé en b) et résultant de l'analyse faite en a), montre clairement trois régions distinctes pour la polarisation du centre du spot (purement σ^+ , purement σ^- et une zone intermédiaire proche de la polarisation linéaire), ainsi que des cycles d'hysteresis notés "régions bistables". Ces différents régimes rencontrés lorsque l'on change l'ellipticité d'excitation pour cette puissance d'excitation élevée donnent des répartitions spatiales du degré de polarisation circulaire (sur le spot entier) comme présenté sur les images 4.29.

Sur le graphe 4.28a est représentée en gris l'évolution avec l'ellipticité d'excitation de l'intensité transmise selon σ^+ et σ^- que nous devrions observer avec une valeur nulle de α_2 . Ce que nous observons est différent des prévisions avec $\alpha_2 = 0$. En effet, l'énergie des polaritons de spin down (up) semble affectée par une grande densité de polaritons de spin up (down).

Suivons en détail l'évolution de la courbe σ^- (courbe bleue du graphe). Le raisonnement serait le même pour la courbe σ^+ (courbe rouge du graphe).

Quand θ est proche de $-\frac{\pi}{2}$, l'excitation est purement σ^- . Comme la puissance d'excitation est importante (77.4 mW), telle que la densité d'excitation en σ^- sur cette zone d'analyse (au centre du spot) est plus grande I_1 , les polaritons de spin down sont dans l'état ON : l'énergie des polaritons des spin down est renormalisée pour être en résonance avec l'énergie d'excitation. Cela se caractérise expérimentalement par une transmission élevée. L'excitation étant σ^- , la population des polaritons de spin up est quasi-inexistante (si θ est égal strictement à $\frac{\pi}{2}$), il n'y a pas de polaritons de spin up), c'est pourquoi le degré de polarisation circulaire est alors égal à -1.

Lorsque l'ellipticité de l'excitation augmente, la densité de population de spin down diminue tandis que celle de spin up augmente, jusqu'à atteindre un seuil ($\theta = -0.21\pi$) où il y a renormalisation de l'énergie des polaritons de spin up. La composante σ^+ saute donc elle aussi dans l'état ON, ce qui a pour conséquence d'augmenter la transmission dans cette polarisation. Nous nous attendrions à ce que la transmission atteigne la valeur que la composante σ^- avait lorsque θ valait $-\frac{\pi}{2}$, mais ce n'est pas ce que l'on observe. L'intensité transmise est inférieure à cette valeur, ce qui indique que l'énergie des polaritons de spin up n'entre pas parfaitement en résonance avec le laser d'excitation. Simultanément,

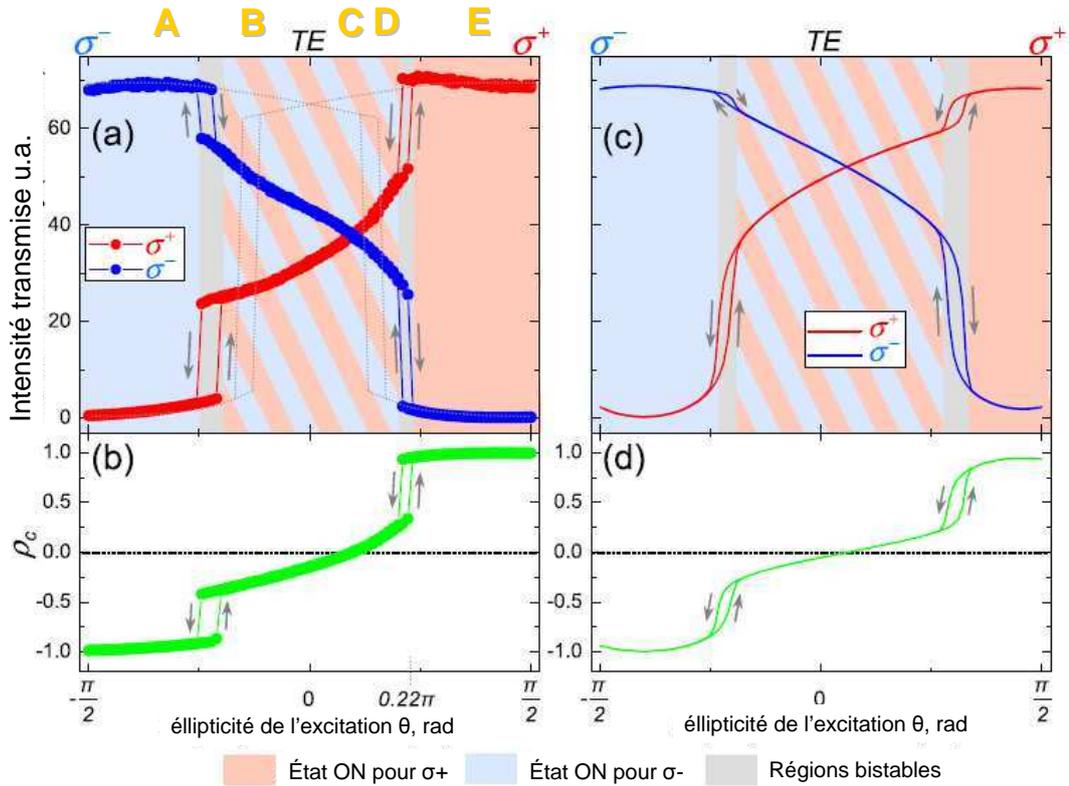


FIGURE 4.28 – a) Intensité résolue en polarisations σ^+ et σ^- , transmise sur une petite région de $13\mu\text{m}\times 13\mu\text{m}$ au centre du spot en fonction de l'ellipticité de l'excitation, paramétrée par θ . b) Degré de polarisation circulaire résultant de l'analyse faite en a). Les figures c) et d) sont les simulations réalisées à partir des paramètres expérimentaux utilisés, qui sont les mêmes que pour la figure 4.26.

l'intensité transmise dans la polarisation σ^- diminue de manière significative, indiquant que les polaritons de spin down sortent de la résonance. Par conséquent le *switch* vers l'état ON d'une des deux populations modifie l'énergie de l'autre population. Et plus généralement, la présence des deux populations (spin up et spin down) en quantité importante affecte leur énergie de manière non-indépendante l'une de l'autre. Ceci est la signature du couplage entre polaritons de spin opposés et prouve donc que α_2 est non nul.

L'énergie des polaritons de spin up (down) à $k=0$ (condition dans laquelle nous sommes ici) s'écrit

$$E_{up(down)} = E_{LP}(0) + \alpha_1 n_{up(down)} + \alpha_2 n_{down(up)} \quad (4.13)$$

La renormalisation des énergies telle que nous l'avons vue dans la partie 1.E est un blue-shift de l'énergie d'une population polaritonique et donc impose une quasi-résonance avec l'énergie du laser d'excitation E_p (p comme pompe). Cette quasi-résonance induit

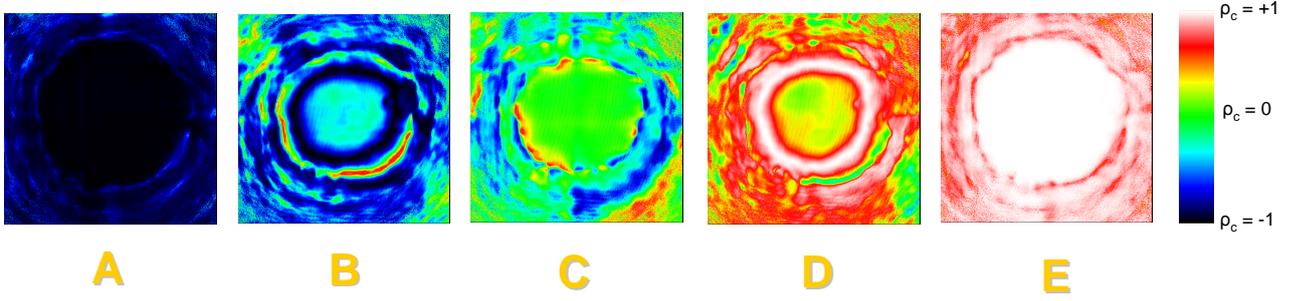


FIGURE 4.29 – Répartition spatiale (sur spot entier) du degré de polarisation circulaire aux différents points A, B, C, D et E mentionnés sur la figure 4.28.

une haute intensité transmise par la cavité, ce qui traduit une haute densité de population polaritonique (de champ moyen).

Dans le régime où l'image A a été prise, on a donc :

$$\begin{aligned}
 E_{down} &\simeq E_{LP}(0) + \alpha_1 n_{down} \simeq E_p \\
 E_{up} &\simeq E_{LP}(0) < E_p \\
 E_p - E_{up} &\simeq Q
 \end{aligned}
 \tag{4.14}$$

D'où une grande transmission de la polarisation σ^- et une faible transmission de la polarisation σ^+ . La quantité Q correspond au *blue-shift* initial de la pompe par rapport à la branche basse des polaritons à faible densité d'excitation.

Lorsque l'ellipticité augmente, la densité d'excitation en spin down diminue ce qui entraîne une diminution de la densité polaritonique de spin down, ie n_{down} . En même temps, l'augmentation de l'ellipticité entraîne une hausse de la densité d'excitation en spin up, jusqu'à atteindre son seuil de renormalisation. Alors la densité polaritonique en spin up, ie n_{up} , augmente brutalement. Dans le régime où l'image B a été prise, on a donc :

$$\begin{aligned}
 E_{down} &= E_{LP}(0) + \alpha_1 n_{down} + \alpha_2 n_{up} \neq E_p \\
 E_{up} &= E_{LP}(0) + \alpha_1 n_{up} + \alpha_2 n_{down} \neq E_p \\
 |E_p - E_{down}| &< Q \\
 |E_p - E_{up}| &< Q
 \end{aligned}
 \tag{4.15}$$

D'où des transmissions importantes mais non maximales des polarisations σ^- et σ^+ .

A θ proche de 0, la polarisation d'excitation est linéaire. Il y a donc équipartition des composantes σ^+ et σ^- de la lumière injectée. Les courbes de transmission non-linéaires

étant équivalentes pour σ^+ en présence d'une quantité x de σ^- et pour σ^- en présence d'une quantité x de σ^+ , on a donc une équiproportion de polaritons de spin up et de polaritons de spin down. Les termes $\alpha_1 n_{down} + \alpha_2 n_{up}$ et $\alpha_1 n_{up} + \alpha_2 n_{down}$ sont donc égaux. Ainsi, dans le régime où l'image C a été prise,

$$\begin{aligned} E_{down} &= E_{LP}(0) + \alpha_1 n_{down} + \alpha_2 n_{up} \neq E_p \\ E_{up} &= E_{LP}(0) + \alpha_1 n_{up} + \alpha_2 n_{down} \neq E_p \\ |E_p - E_{down}| &= |E_p - E_{up}| < Q \end{aligned} \quad (4.16)$$

D'où des transmissions importantes (mais non maximales) et égales des polarisations σ^- et σ^+ .

Lorsque l'ellipticité est égale à $+0.22\pi$, on assiste à un changement important, similaire à ce que nous avons observé en $\theta = -0.21\pi$: il n'y a plus suffisamment de polaritons de spin down, et cette population retourne dans l'état OFF, ce qui se traduit par une baisse considérable de l'intensité transmise dans la polarisation σ^- . Et simultanément, l'énergie des polaritons de spin up se rapproche de la résonance avec E_p , résultant en une importante transmission en σ^+ (comparable à celle que nous avons pour θ proche de $-\frac{\pi}{2}$ en σ^-).

En diminuant l'ellipticité, nous observons qualitativement les mêmes phénomènes, mais les seuils sont différents ($\theta = -0.25\pi$ et $\theta = +0.2\pi$), à cause de l'hysteresis de notre système.

Le graphe 4.28b traçant l'évolution du degré de polarisation circulaire montre que même avec une constante d'interaction entre polaritons de spins opposés non nulle, le système se comporte comme un émetteur efficace de populations polaritoniques pures (nous rappelons que les modes propres du système sont les polaritons de spin ± 1).

Nous pouvons donc conclure que les interactions entre polaritons de spins opposés ne sont pas négligeables lorsque les densités d'excitation, pour chaque population, sont grandes. Nous avons alors vu que le passage de l'état OFF à l'état ON pour une population s'accompagne d'un changement de l'énergie de l'autre population dans l'état ON (alors en quasi-résonance avec la pompe), et lui impose un désaccord avec l'énergie de la pompe. Si la nouvelle énergie acquise par cette population est plus grande que E_p , cela signifie que α_2 est positif, et inversement si elle est plus petite, cela signifie que α_2 est négatif.

4.B.5 Signe positif de α_2

Pour répondre à la question posée précédemment, nous avons effectué une expérience type pompe-sonde, en utilisant une sonde polarisée σ^- , décalée vers le bleu de 0.2 meV par rapport à la LPB à $k=0$, dont la transmission non-linéaire avec hysteresis est montrée dans l'encadré de la figure 4.30. Nous posons la puissance d'excitation de la sonde à la valeur entourée : cette puissance choisie est plus basse que le plus petit seuil du cycle d'hysteresis, si bien que la sonde seule ne peut renormaliser les polaritons de spin down. Nous ajoutons alors une pompe polarisée σ^+ et nous faisons varier sa densité d'excitation.

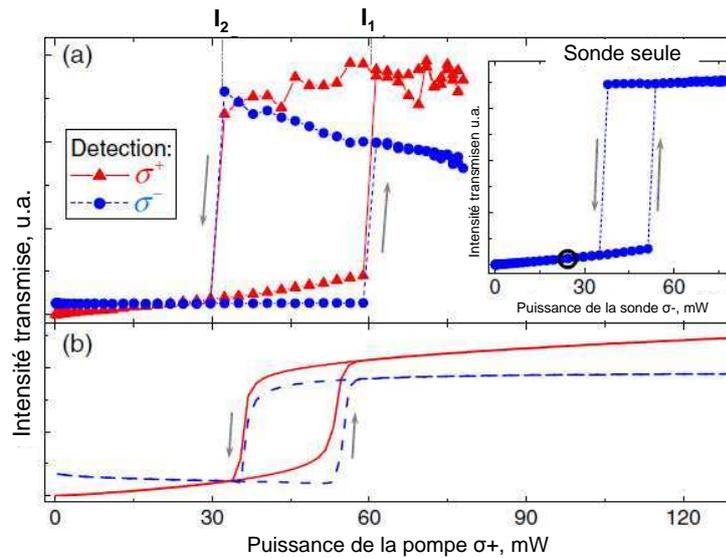


FIGURE 4.30 – Intensités transmises selon les polarisations σ^+ et σ^- en fonction de la puissance de la pompe σ^+ pour une puissance de sonde σ^- fixée à la valeur entourée du graphe dans l’encadré. L’encadré montre l’intensité transmise détectée σ^- en fonction de la puissance de la sonde σ^- .

Nous voyons alors qu’en I_1 , la densité d’excitation dans la population de spin up atteint la densité seuil de renormalisation, ce qui se caractérise par une haute transmission en polarisation σ^+ . Il est alors intéressant de noter qu’au niveau du saut de la polarisation σ^+ , se produit simultanément un saut vers les hautes transmissions de la polarisation σ^- , indiquant que l’énergie des polaritons de spin down s’est rapprochée de E_p . Comme E_p était plus haute en énergie de 0.2 meV par rapport à la LPB en début d’expérience, cela implique que l’énergie des polaritons de spin down s’est décalée vers le bleu par action de $\alpha_2 n_{up}$. Ceci est donc la preuve que α_2 est positif. En réalisant cette expérience plusieurs fois pour différentes puissances de pompe (une très basse, trop basse pour que la renormalisation des polaritons de spin down puisse se faire, une avant le cycle d’hysteresis, comme montré en figure 4.30, une à l’intérieur du cycle d’hysteresis, et enfin une à très haute puissance au-delà du cycle), le signe positif de cette constante est confirmé, voir les graphes 4.31.

Les théoriciens ont fitté chacun de ces graphes en utilisant l’équation (4.13) et ces simulations ont abouti à une valeur de α_2 égale à $+0.15\alpha_1$, qui est la valeur utilisée pour les simulations présentées en figure 4.28c et 4.28d.

Nous remarquons une chose surprenante : à très haute densité d’excitation de la sonde, les cycles d’hysteresis semble être supprimés. Nous expliquerons cela lorsque nous détaillerons les expériences de dépendance en ellipticité d’excitation dans la partie qui suit.

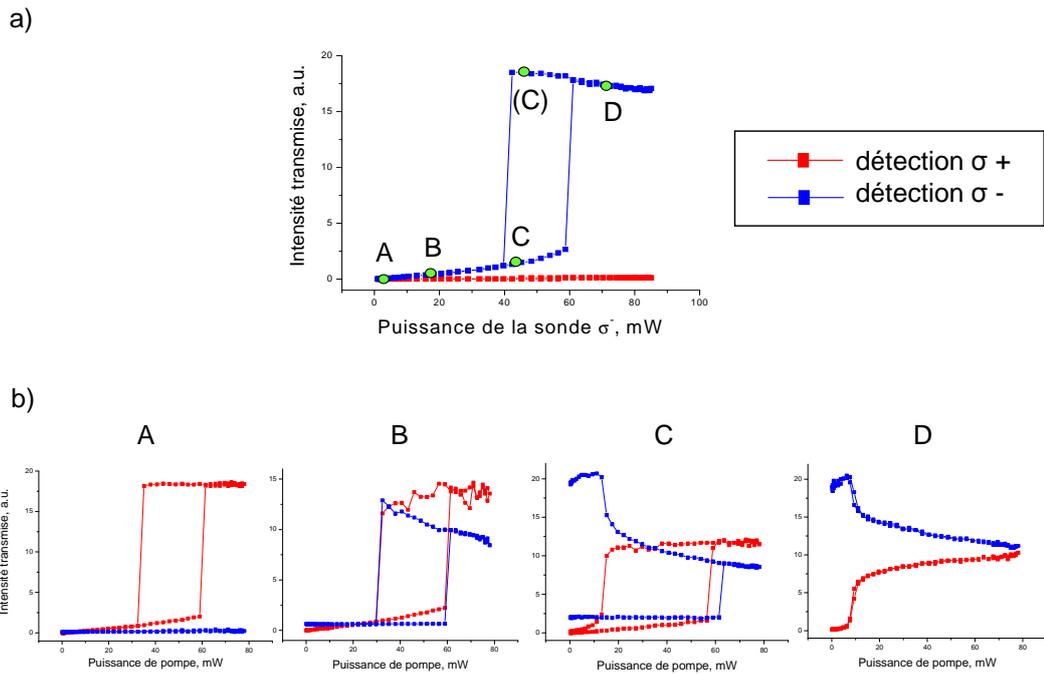


FIGURE 4.31 – Intensités transmises selon les polarisations σ^+ et σ^- . a) Dépendance en puissance de la sonde σ^- . b) Dépendances en puissances de la pompe σ^+ à différentes puissances fixes de sonde notées A, B, C et D sur la figure a.

4.B.6 Dépendances en ellipticité d'excitation et notion de multistabilité

Tracer la courbe de transmission non-linéaire dans le cas d'une polarisation elliptique en fonction de la puissance d'excitation totale ou de l'intensité d'excitation dans chaque polarisation circulaire pure ne revient bien évidemment pas à la même chose. Pour atteindre le seuil de non-linéarité il faut que l'intensité d'excitation dans la polarisation détectée atteigne le seuil I_1 pour se renormaliser. Pour une polarisation d'excitation linéaire, la renormalisation dans chaque polarisation se produit pour une intensité d'excitation dans chaque polarisation égale à I_1 mais pour une puissance totale double en excitation que nous noterons $2P_1$. Pour une polarisation d'excitation elliptique, la puissance totale requise pour avoir la renormalisation de la composante majoritaire est comprise entre P_1 et $2P_1$, et la puissance totale requise pour avoir la renormalisation de la composante minoritaire est plus grande que $2P_1$. Nous allons alors analyser la dépendance du degré de polarisation circulaire de la lumière émise par la microcavité en fonction de l'ellipticité de l'excitation pour différentes puissances d'excitation.

La figure 4.32 montre la courbe de bistabilité en intensité transmise en fonction de la puissance d'excitation pour une polarisation d'excitation circulaire pure (σ^+ ici). Nous avons noté P_1 et P_2 les puissances des seuils respectivement de l'état OFF à l'état ON et de l'état ON à l'état OFF. On a donc $P_1 > P_2$. Le cycle mesure 16 mW, $P_1 = 45mW$ et $P_2 = 29mW$.

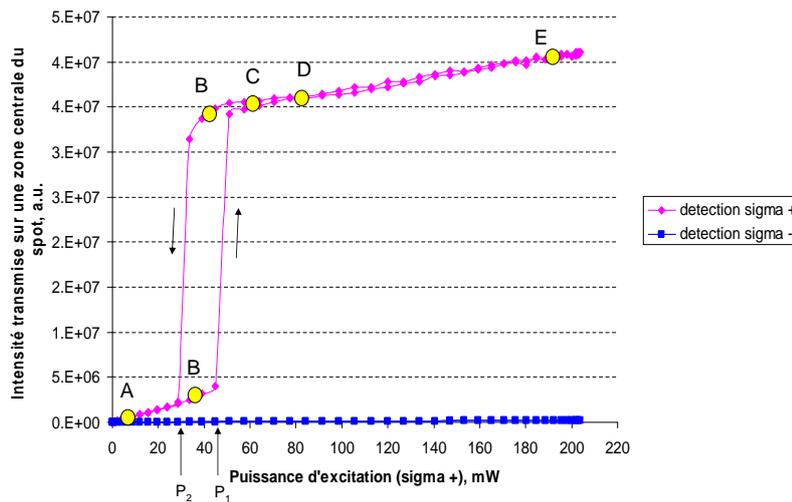


FIGURE 4.32 – Courbe de bistabilité en intensité transmise en fonction de la puissance d'excitation pour une polarisation d'excitation circulaire pure σ^+ . P_1 et P_2 sont les puissances des seuils respectivement de l'état OFF à l'état ON et de l'état ON à l'état OFF. Le cycle d'hysteresis mesure 16 mW : $P_1 = 45mW$ et $P_2 = 29mW$. Les points notés A, B, C, D et E seront détaillés par la suite.

Les différents cas à étudier sont les suivants (avec P =puissance d'excitation) :

- A : $P \ll P_2$
- B : $P_2 < P < P_1$
- C : $P_1 < P < P_1 + P_2$
- D : $P \approx P_1 + P_2$
- E : $P \gg 2P_1$

Les expériences qui suivent ont toujours été réalisées en changeant la polarisation d'excitation de σ^+ vers σ^- , puis dans l'autre sens.

Le cheminement de pensée à faire pour envisager chacun des cas est basé sur le fait qu'à puissance fixée, changer l'ellipticité consiste à changer la proportion de polaritons de spin up créés et de polaritons de spin down créés. Il consiste en cela : au départ, toute la lumière de puissance d'excitation P est polarisée σ^+ , et 0 mW sont dans l'état σ^- . Lorsque l'on change

l'ellipticité, on diminue la puissance de σ^+ et on augmente celle de σ^- d'une même quantité. On peut alors suivre sur la courbe de transmission en fonction de la puissance d'excitation en excitation circulaire pure, figure 4.32, la quantité de lumière transmise dans chaque polarisation en fonction de la proportion de chacune d'elle en excitation : par exemple, pour connaître la quantité de lumière transmise en σ^+ pour toute ellipticité de l'excitation, il suffit de partir du point sur la courbe de puissance P et de parcourir la courbe dans le sens qui diminue la puissance d'excitation (puisque cela revient à diminuer la proportion $\frac{\sigma^+}{\sigma^-}$ à puissance d'excitation fixée). Simultanément il faut faire la même opération pour σ^- en partant de la puissance nulle et parcourir la courbe dans le sens qui augmente la puissance. Il est notamment intéressant de voir quelle est la quantité de lumière transmise pour $\frac{P}{2}$ en σ^+ et en σ^- , puisqu'à ellipticité nulle $\frac{P}{2}$ mW d'excitation est σ^+ et $\frac{P}{2}$ mW d'excitation est σ^- . Cela nous permet de savoir s'il est possible d'avoir l'une ou les deux ou aucune des populations dans l'état ON pour chaque ellipticité d'excitation.

Cas A : $P \ll P_2$. A très faible puissance d'excitation, aucune des deux populations n'est capable de se renormaliser (quelle que soit l'ellipticité). Nous restons donc pour les deux populations dans le régime linéaire, comme le montre la figure 4.33.

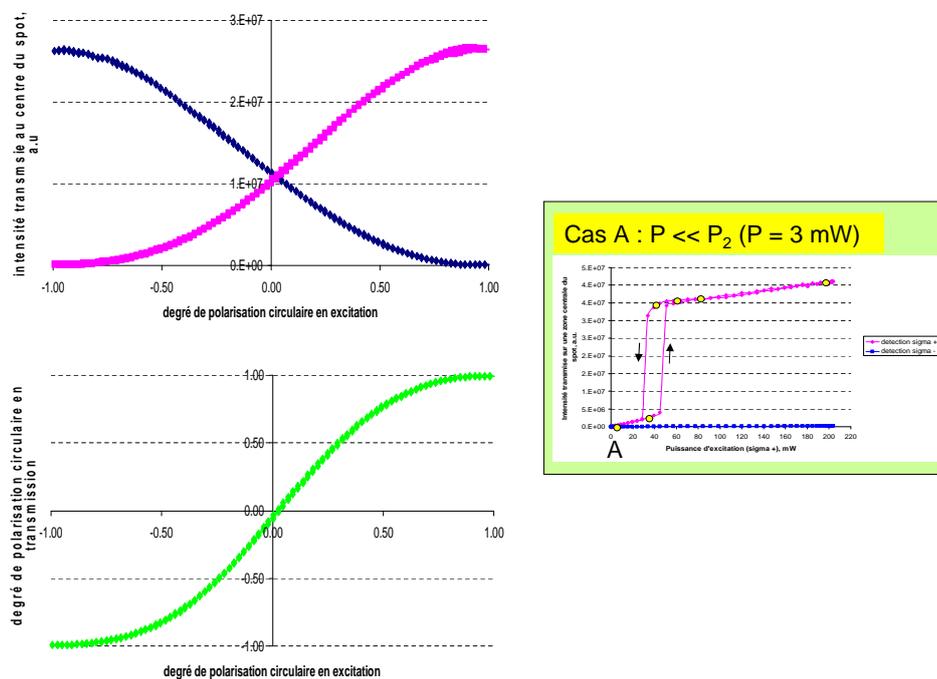


FIGURE 4.33 – Cas A.

Cas B : $P_2 < P < P_1$. Dans le cas B présenté en figure 4.34, la puissance d'excitation est à l'intérieur du cycle d'hysteresis de la figure 4.32. Nous commençons la prise de données avec une excitation purement σ^+ dans l'état ON, puis nous changeons l'ellipticité de σ^+ vers σ^- . A une certaine ellipticité, la population de spin up n'est pas suffisamment importante et retourne dans l'état bas. Puis nous parcourons l'ellipticité dans l'autre sens, de σ^- vers σ^+ , et comme la puissance d'excitation est plus petite que P_1 , la population de spin up ne retourne jamais dans l'état ON. La population de spin down, elle, commence nécessairement dans l'état bas, puisque au début de l'expérience la polarisation de l'excitation est purement σ^+ . Et celle-ci reste dans l'état bas puisque la puissance d'excitation est plus petite que P_1 , donc même lorsque la polarisation d'excitation est exclusivement σ^- elle ne dépasse pas le seuil requis.

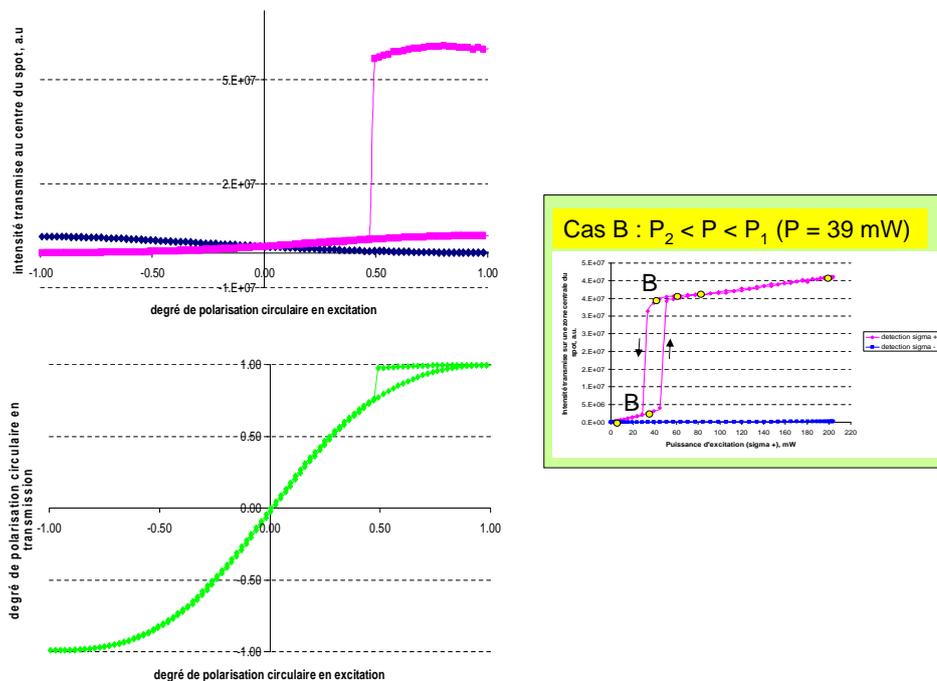


FIGURE 4.34 – Cas B.

Cas C : $P_1 < P < P_1 + P_2$. Le cas C présenté sur la figure 4.35 correspond à une puissance d'excitation légèrement supérieure à P_1 ce qui permet la renormalisation des deux populations. Cependant il n'existe pas d'ellipticité pour laquelle les deux populations sont toutes les deux dans l'état ON. En effet, lorsqu'il y a équipartition de σ^+ et σ^- , l'intensité de chaque population est à peu près égale à $\frac{I_1}{2}$ c'est-à-dire plus petite que I_2 (cf valeurs des puissances de seuils observées sur le graphe de transmission non linéaire en excitation purement circulaire 4.32). La population de spin up et la population de spin

down sont donc toutes les deux dans l'état OFF, comme le montre le graphe en intensités lorsque l'ellipticité est nulle (sur le graphe en ρ_c , il n'est pas possible de tirer cette conclusion puisque $\rho_c = 0$ ne donne que la valeur relative des intensités dans les deux polarisations, c'est pourquoi il est intéressant de regarder simultanément le graphe en intensité et le graphe en degré de polarisation circulaire).

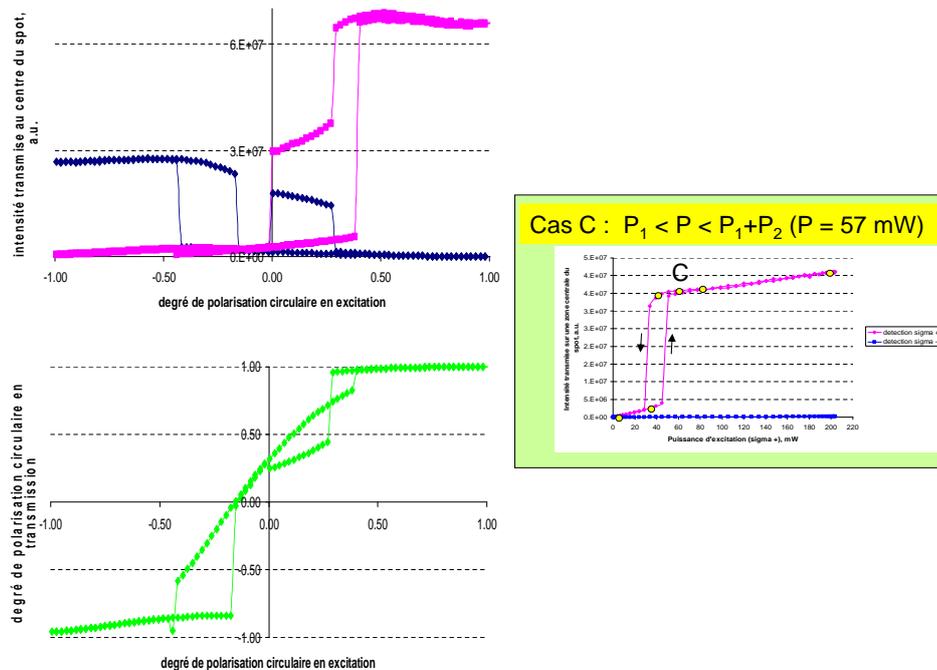


FIGURE 4.35 – Cas C.

Cas D : $P \approx P_1 + P_2$. Le cas D (présenté de manière similaire aux autres cas sur la figure 4.36) correspond à la figure 4.28 sur laquelle nous avons travaillé dans la partie 4.B.4. La puissance d'excitation était alors égale à 77.4 mW, ce qui correspond à une puissance à peu près égale à $P_1 + P_2$. Dans ce cas, lorsqu'il y a équiproportion de σ^+ et σ^- , l'intensité de chaque population est à peu près égale à $\frac{I_1 + I_2}{2}$ ce qui correspond au centre du cycle d'hysteresis. Donc si nous supposons que les populations sont indépendantes ($\alpha_2 = 0$), nous devrions observer que lorsque l'une des populations est dans l'état OFF, l'autre est dans l'état ON, et inversement. En balayant la polarisation d'excitation de σ^- vers σ^+ , la population de spin up est au départ dans l'état ON et la population de spin down dans l'état OFF, et à cette puissance particulière $P_1 + P_2$, le saut de la population spin up de l'état ON vers l'état OFF devrait se produire au même moment que le saut de la population spin down de l'état OFF vers l'état ON, ie pour l'ellipticité nulle où il a équiproportion des deux populations. C'est ce qui est représenté par la courbe grise de la figure 4.28.

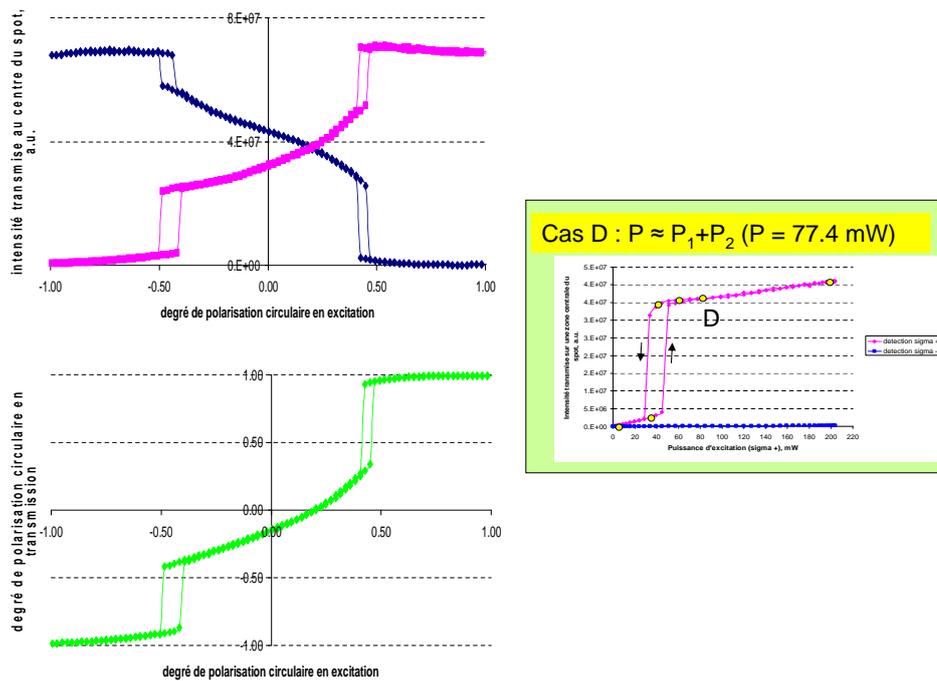


FIGURE 4.36 – Cas D.

Cette situation a été très exploitée par les théoriciens N. A. Gippius et I. A. Shelykh car elle présente potentiellement l'avantage d'avoir trois états de polarisations accessibles pour le système, à une puissance donnée d'excitation et pour une ellipticité d'excitation donnée. En effet à l'aller (ie on balaye la polarisation d'excitation de σ^+ à σ^-), à ellipticité nulle, la population de spin up devrait être ON tandis que la population de spin down devrait être OFF, au retour (ie on balaye dans l'autre sens l'ellipticité d'excitation) la population de spin down devrait être ON tandis que la population de spin up devrait être OFF. Enfin, les cas où les deux populations sont dans l'état ON (OFF) à ellipticité nulle donnent une polarisation linéaire de haute (faible) transmission.

Or nous avons vu qu'il ne se produisait pas ce qui était attendu, car les polaritons de *spin up* "voient" les polaritons de *spin down* et inversement, ce qui signifie que la constante α_2 n'est pas nulle (bien qu'elle soit plus petite que α_1), et nous avons montré qu'elle est de signe positif dans notre expérience. Ainsi, la forte population de spin up pour les ellipticités positives proches de $\frac{\pi}{2}$ force les polaritons de spin down à se renormaliser avant d'atteindre la densité d'excitation I_1 : ceci est une preuve que α_2 est positif. A ellipticité nulle, nous avons alors les deux populations dans l'état ON résultant en une polarisation linéaire. Cet état ON est cependant différent de l'état ON d'une population circulaire pure seule puisque la renormalisation de l'autre population induit un décalage en énergie la faisant sortir de la résonance avec le laser de pompe. Ainsi, toujours en balayant de σ^+ vers σ^- , le premier

saut vers le bas de l'intensité σ^+ est donc causé par la renormalisation de la population de spin down, tandis que le deuxième saut est celui qui correspond au passage de l'état ON à l'état OFF. De même, le premier saut vers le haut de l'intensité σ^- correspond au passage anticipé de l'état OFF vers l'état ON pour la population de spin down, tandis que le deuxième est causé par le retour à l'état OFF de la population de spin up.

Dans notre cas donc, le régime de multistabilité n'apparaît pas à ellipticité d'excitation nulle car les seuils sont modifiés par les interactions entre populations. Il y a cependant sur le graphe du degré de polarisation circulaire en fonction de l'ellipticité d'excitation deux zones (à l'intérieur des cycles d'hysteresis, donc pour $\theta \in]-0.25\pi, -0.21\pi[$ et $\theta \in]0.20\pi, -0.22\pi[$) pour lesquelles deux états stables de polarisation coexistent : $\rho_c = \pm 0.9$ et $\rho_c = \pm 0.3$.

Les théoriciens cités précédemment avaient pris pour valeur de α_2 celle communément prise dans les microcavités semi-conductrices, à savoir $\alpha_2 = -0.1\alpha_1$, ce qui ne correspond pas à nos conditions expérimentales. Le comportement théorique du système qu'ils avaient prévu est présenté dans la figure 4.37 tirée de leur papier [gippius07]. Les cycles d'hysteresis ne sont pas modifiés sous l'effet d'interactions attractives entre polaritons de spin opposés, puisque la renormalisation d'une population a tendance à décaler vers le rouge l'énergie de l'autre population et donc à l'éloigner de l'énergie de la pompe, ce qui diminue sa transmission.

L'évolution du degré de polarisation circulaire en fonction de la puissance d'excitation de polarisation elliptique, majoritairement σ^+ ($\rho_c = 0.33$) est présentée en figure 4.38b (réalisée à partir de 4.38a et équivalente à la figure théorique 4.37a). La taille de nos cycles d'hysteresis étant modifiée par les interactions non négligeables entre populations de spin opposés (α_2 dans nos conditions a été estimé à $+0.15\alpha_1$), il n'existe pas de cas de multistabilité comme prédit et présenté sur la figure 4.37b. Cette figure montre l'évolution du degré de polarisation circulaire de la lumière émise en fonction du degré de polarisation circulaire de l'excitation (équivalent à l'ellipticité) à une puissance comprise entre $2I_2$ et $2I_1$, c'est-à-dire de l'ordre de $I_1 + I_2$.

La modification des cycles d'hysteresis observée dans le cas d'une constante répulsive entre polaritons de spins opposés est schématisée et comparée à la multistabilité théorique calculée avec une interaction attractive sur la figure 4.39.

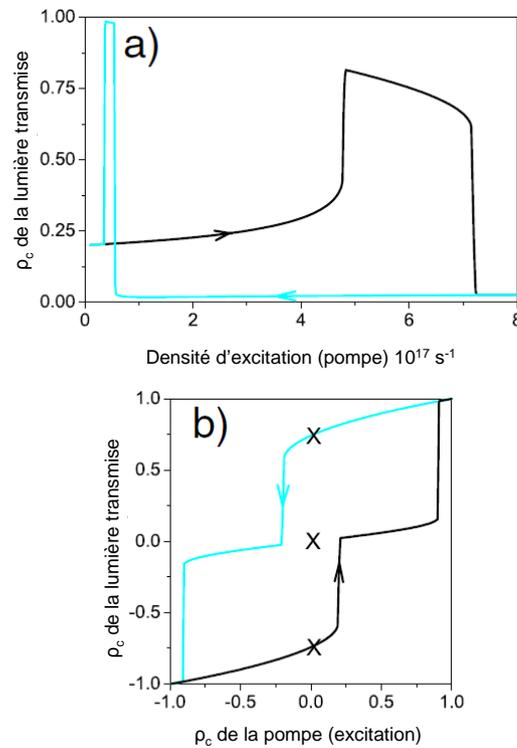


FIGURE 4.37 – Image tirée de [gippius07]. a) Degré de polarisation circulaire de la lumière transmise en fonction de l'intensité de pompe pour une ellipticité d'excitation elliptique ($\rho_c(\text{pompe}) = 0.2$). Les flèches montrent la direction dans laquelle l'intensité de pompe est changée. La couleur noire correspond au sens aller, tandis que le bleu correspond au sens retour. b) Degré de polarisation circulaire de l'intensité transmise en fonction de l'ellipticité (degré de polarisation circulaire) de la pompe, pour une intensité de pompe juste au-dessus de I_1 . Les flèches montrent la direction dans laquelle l'ellipticité de la pompe est changée, et de même en noir est indiqué le sens aller tandis qu'en bleu est indiqué le sens retour. Les croix marquent les points de stabilité en polarisation d'excitation linéaire.

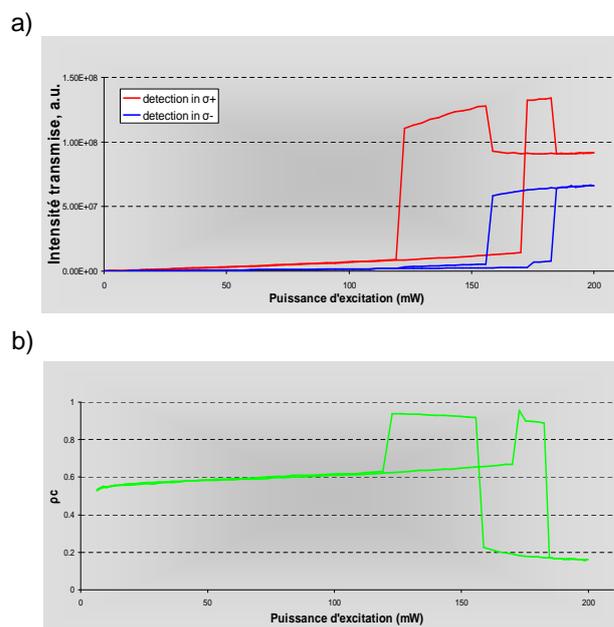


FIGURE 4.38 – Evolution des intensités transmises en σ^+ et σ^- (a) et du degré de polarisation circulaire (b) en fonction de la puissance d'excitation pour une ellipticité d'excitation positive (analyse faite au centre du spot).

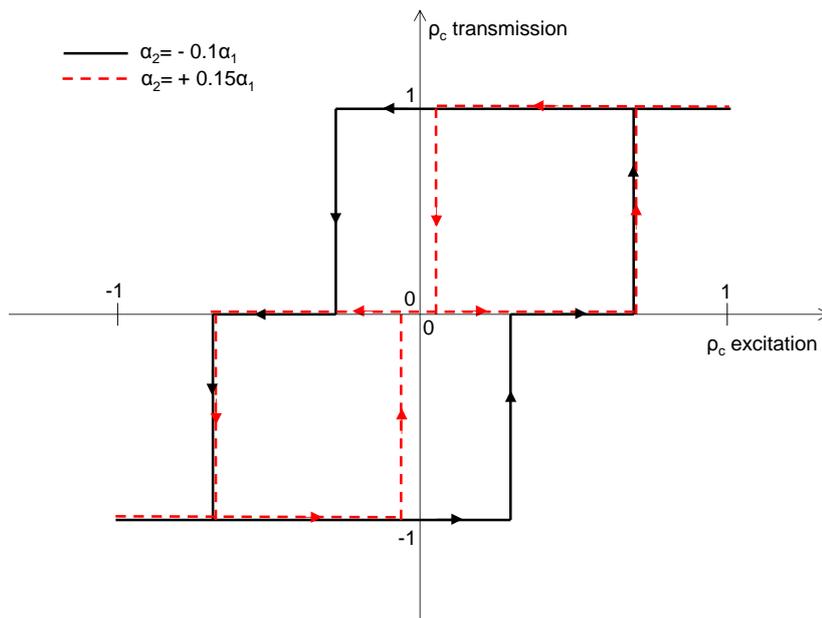


FIGURE 4.39 – Représentation schématique de la variation du degré de polarisation circulaire en transmission en fonction du degré de polarisation circulaire de la pompe (autrement dit l'ellipticité d'excitation). En noir est représenté le cas où la constante α_2 est négative prise égale à $-0.1\alpha_1$, valeur prise dans le papier [gippius07], tandis qu'en rouge est représenté le cas où α_2 est positive et égale à $0.1\alpha_1$, comme mesuré dans notre échantillon. Les flèches indiquent le sens de variation de degré de polarisation circulaire de l'excitation.

Cas E : $P \gg 2P_1$. Ce dernier cas présenté en figure 4.40 correspond à une très haute puissance d'excitation ($P \gg 2P_1$). L'équiproportion des populations de spin up et de spin down est donnée pour une puissance très supérieure à P_1 , ce qui signifie que pour l'ellipticité nulle les deux populations dépassent la densité seuil I_1 . Il existe donc une plage d'ellipticités pour lesquelles les populations de spin up et de spin down sont toutes les deux dans l'état ON, peu importe l'approximation faite sur α_2 . Nous voyons cependant l'effet de la renormalisation d'une population sur l'autre (puisque nous voyons deux sauts à l'aller et deux sauts au retour pour chaque polarisation).

Ce que nous remarquons également, et que nous avons déjà observé sur la figure 4.31, est la suppression des cycles d'hysteresis lorsque la puissance d'excitation est très importante. Or nous avons vu que les interactions entre polaritons de spins opposés ont tendance modifier les cycles d'hysteresis et à réduire leur taille. A très forte puissance on peut donc imaginer que les interactions sont alors tellement importantes que les cycles sont réduits à néant. S'ajoute à cela la précision expérimentale : en effet, à haute puissance totale d'excitation, un changement de l'ellipticité induit un changement conséquent de la proportion entre les populations. La résolution est donc moindre qu'à faible puissance et ce qui nous paraît être une largeur nulle (du cycle d'hysteresis) ne l'est peut être pas.

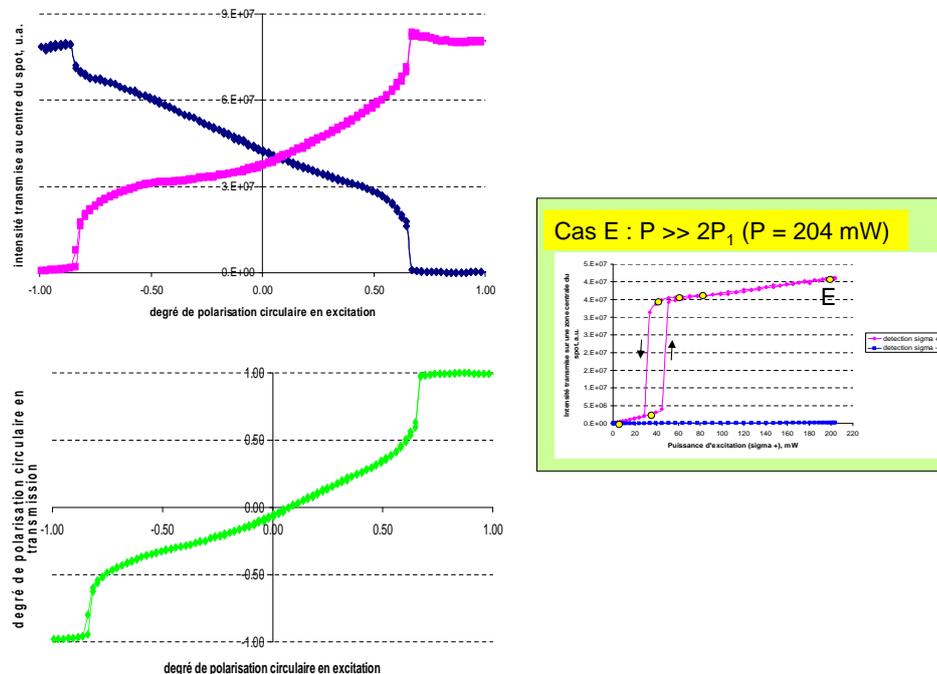


FIGURE 4.40 – Cas E.

4.C Commentaires sur α_2

Nous trouvons dans les expériences citées précédemment ainsi que dans les expériences de création de défaut artificiel, une valeur positive de α_2 .

Les calculs théoriques de α_2 dans une microcavité semiconductrice, [ciuti98], [glazov09] et [renucci05], donnent généralement un rapport $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ négatif. Les interactions entre polaritons de spins opposés seraient donc théoriquement attractives. Certaines expériences : [vladimirova10], [lecomte11], [romanelli07] et [leyder07-gate], montrent expérimentalement des effets attribués à une constante α_2 négative.

Ce sujet est donc actuellement sensible au sein de la communauté des polaritons de cavité. Je vais donc essayer ici de répertorier les différents points de vue et d'en montrer les aspects qui convergent, ainsi que ceux qui divergent.

La principale contribution aux interactions entre polaritons de spin opposés est attribuée à des processus à deux photons, faisant intervenir des états excitoniques noirs, comme introduits dans la partie 1.F. Ce sont des états excitoniques de spin ± 2 , qui ne sont pas couplés à la lumière : ils servent alors d'états intermédiaires. De tels processus via des états intermédiaires sont envisageables si le décalage en énergie entre les états excitoniques brillants ($J_{exc} = 1$) et noirs ($J_{exc} = 2$) est suffisamment grand devant la largeur des raies. C'est le cas dans les microcavités dans lesquelles nous travaillons, en couplage fort, puisque ce décalage est de l'ordre du dédoublement de Rabi, [glazov09]. Les travaux présentés dans la référence précédemment citée montrent de plus que la contribution à α_2 via les états noirs est négative si ces derniers sont plus hauts en énergie que les états brillants, ce qui est toujours le cas lorsque l'on considère les polaritons de la branche basse (cette condition est également indispensable dans un modèle faisant intervenir des états intermédiaires). Enfin, [renucci05] montre que les processus d'interactions via les états noirs sont a priori limités par la relaxation du pseudospin du système (cf 1.F.2), mais qu'en excitation de polarisation linéaire, ces processus restent le mécanisme dominant.

Cependant, les interactions via les états noirs ne sont pas a priori les seules contributions à α_2 . D'après [vladimirova10] et [wouters07], les biexcitons jouent également un rôle dans les interactions entre polaritons de spins opposés.

Les biexcitons sont des molécules d'excitons de spin opposés qui se couplent afin de minimiser leur énergie totale : lors de ce couplage, le système gagne l'énergie de liaison $2E_X - E_{biexciton}$, qui est positive. Les travaux de Wouters [wouters07] au sujet des biexcitons montrent que la renormalisation induite par les interactions via les biexcitons sont dépendantes de l'énergie des biexcitons (par rapport à la LPB et à l'énergie de la pompe). Cela signifie, à désaccord cavité-exciton fixé, que α_2 dépend du vecteur d'onde, ou, à vecteur d'onde fixé, que α_2 dépend du désaccord cavité-exciton. Ainsi, dans certaines conditions, [wouters07] montre que α_2 serait positif. Enfin, il est intéressant de remarquer que la

formation de biexcitons, et donc les interactions entre polaritons de spin opposés via les biexcitons, n'est significative que s'il existe un réservoir excitonique au sein du système. Et pour cela il faut que l'excitation soit longue (relativement au temps de vie des excitons dans le réservoir).

En conclusion de l'ensemble de ces papiers théoriques, il existe deux principales contributions à α_2 : les interactions via les états noirs et les interactions via les biexcitons. Le premier processus donne toujours une contribution négative à α_2 , et il semble robuste, par rapport aux divers processus de relaxation du pseudospin, en excitation de polarisation linéaire. Le processus via les biexcitons ne peut être pris en compte que si un réservoir excitonique a le temps de se créer (donc en excitation longue, relativement à la durée de vie des excitons dans le réservoir). Ce processus envisage des valeurs positives de α_2 pour certaines conditions d'énergie de pompe, de LPB, de l'énergie de liaison des biexcitons, de vecteur d'onde et de désaccord cavité-exciton. Il y a donc compétition entre ces deux processus selon les paramètres d'excitation choisis.

Du point de vue expérimental, α_2 a été trouvée négative dans

- les expériences du groupe de Masha Vladimirova [[vladimirova10](#)] : les expérimentateurs de ce groupe partent du principe que α_1 est bien plus grand que $|\alpha_2|$, ce qui est communément admis (et à vrai dire démontré expérimentalement dans toutes les équipes actuellement) et ils mesurent la renormalisation induite sur la branche basse des polaritons lorsque l'excitation, légèrement décalée vers le bleu par rapport à la LPB, est tantôt circulaire, donc proportionnelle à α_1 , tantôt linéaire, donc proportionnelle à $\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$. Par comparaison de l'évolution des valeurs de renormalisation obtenues dans les deux cas en fonction de la puissance d'excitation, ils montrent que la constante α_2 est négative. Cette expérience a été réalisée par une excitation pulsée de durée quelques fs. Une étude en fonction du désaccord cavité-exciton montre que α_2 augmente avec le désaccord, mais reste négatif : ceci a été testé sur des désaccords cavité-exciton allant de -2 meV à 1 meV.
- les expériences de Timothée Lecomte du LPA [[lecomte11](#)] : elles consistent à mesurer le rapport des constantes α_1 et α_2 par une expérience d'amplification paramétrique dans le régime de mélange à quatre ondes. L'étude en fonction du désaccord cavité-exciton a également montré que α_2 est négatif dans ces conditions sur la plage de désaccords sondée : de -2 meV à 4 meV.
- les expériences en régime paramétrique qui montrent une inversion de la polarisation linéaire (dans les cavités simples en excitation dégénérée), cf [[dasbach06](#)], [[romanelli07](#)] et [[leyder07-gate](#)]. L'inversion de la polarisation linéaire est en effet, selon les papiers théoriques [[k-kavokin05](#)], [[renucci05](#)] et [[shelykh06](#)], une signature d'interactions attractives entre polaritons de spin opposés ; l'état final de la diffusion de deux polaritons polarisés linéairement selon l'axe x est donné par

$$H_{fwm,spin}(|x \rangle_1 \otimes |x \rangle_2) = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)|x \rangle_3 \otimes |x \rangle_4 + \frac{1}{2}(\alpha_1 - \alpha_2)|y \rangle_3 \otimes |y \rangle_4 \quad (4.17)$$

où $H_{fwm,spin}$ est le hamiltonien non-linéaire de mélange à quatre ondes (*Four-Wave Mixing*) contenant l'action sur le degré de liberté "spin", les états $|x \rangle_i$ ($|y \rangle_i$) sont les états polaritoniques de vecteur d'onde k_i de polarisation linéaire selon la direction x (y respectivement), 1 et 2 sont les états de pompe, 3 et 4 sont les états générés au cours du processus de mélange à quatre ondes. Les expériences montrent que la diffusion selon les états de polarisation opposée à la polarisation initiale (ie l'état final $|y \rangle_3 \otimes |y \rangle_4$ ici) est privilégiée, c'est-à-dire que l'intensité transmise selon la polarisation désignée par y est plus importante que selon x. Ceci n'est possible que si α_2 est négatif.

α_2 a été trouvée positive dans :

- les expériences présentées en 4.B et en 3.C ayant donné lieu aux papiers [adrados10], [adrados11] et [amo10-defect],
- les expériences de bistabilité similaires aux nôtres réalisées dans des MESA par Taofiq Paraïso à l'EPFL de Lausanne, [paraiso10],
- les expériences du groupe de Dimitri Krizhanovskii à Sheffield, cf [sarkar10], similaires aux nôtres, d'observation d'anneaux de spin.

Ces informations montrent que dans les expériences basées sur l'observation directe de la renormalisation de la LPB, telles que les expériences de *spin switch*, de *spin rings* et celles de génération de défaut artificiel, chez nous, à Lausanne et à Sheffield, les biexcitons ainsi que le réservoir excitonique incohérent jouent un rôle dominant dans les *blue-shifts* observés (signature d'interactions répulsives entre polaritons de spin opposés), ce que confirme la théorie avancée par le groupe de Krizhanovskii. Cela dit, il est nécessaire que l'excitation soit suffisamment longue pour permettre la formation d'un réservoir excitonique, ce qui n'est pas le cas dans les expériences de Masha Vladimirova. Nous avons d'ailleurs réalisé les mêmes expériences faites en figure 4.31 sur l'échantillon de Masha Vladimirova (échantillon utilisé dans le papier [vladimirova10]), et nous avons observé sur cet échantillon le même comportement que sur notre échantillon, ce qui montre que le signe positif de α_2 est dû à nos conditions d'excitation, à savoir un laser continu en quasi-résonance avec la LPB. L'équipe de Masha Vladimirova a ainsi pour projet de réaliser une série d'expériences similaires à celle présentée en [vladimirova10], dans laquelle on ferait varier la durée du pulse. Cependant leurs résultats ne nous ont pas encore été communiqués.

Dans les expériences de génération paramétrique, il semblerait en revanche que ce soit les états noirs qui prennent le relais et constituent alors le canal dominant d'interactions entre polaritons de spin opposés, donnant donc une constante α_2 négative. Il est possible que cela soit dû au fait que ces expériences se font en excitation de polarisation linéaire, et nous avons vu qu'alors le processus via les états noirs est robuste. Pourquoi ce mécanisme serait privilégié par rapport au processus via les biexcitons dans ces conditions ? Personne n'a d'explication à cela.

L'hypothèse que je privilégie dans cette thèse consiste à considérer les interactions des polaritons de la LPB avec le réservoir excitonique peuplé de 50% d'excitons de spin up et de 50% d'excitons de spin down (le processus de relaxation ne garde pas à priori l'état de spin). Si l'on imagine deux polaritons de la LPB ayant des signes opposés, ces-derniers interagissent avec le réservoir via la constante de couplage prédominante α_1 . Il en résulte une interaction indirecte entre le polariton de spin up et le polariton de spin down de la LPB. Le couplage effectif ressenti est donc un couplage α_2 , et il est positif, bien que la constante α_2 intrinsèque soit prévue négative.

Enfin, la valeur absolue du rapport $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ dépend du désaccord cavité-exciton, [vladimirova10], ainsi que du nombre de puits dans la microcavité, comme le suggère [liew08]. En effet, selon cette référence, ce rapport devrait augmenter avec le nombre de puits : considérant que l'interaction désignée par α_1 concerne une interaction de contact entre deux excitons situés dans le même puits, cette interaction devrait être de moindre efficacité en présence de plusieurs puits quantiques. Or la valeur généralement prise de 0.1 (calculée par [ciuti98]) a été calculée avec un seul puits, ce qui laisse penser que le rapport trouvé égal à 0.15 dans notre échantillon contenant trois puits est convenable.

J'aimerais également mentionner le projet intéressant suggéré par les théoriciens Jacopo Carusotto, Thomas Volz et Ataç Imamoglu [carusotto10] qui consiste à ajuster l'énergie des biexcitons à celle des polaritons, afin d'atteindre une résonance de Feshbach, ce qui permettrait de contrôler la valeur et le signe de α_1 .

Chapitre 5

Mesures de bruit en régime d'oscillation paramétrique

Sommaire

5.A	Notions d'optique quantique et définitions	172
5.A.1	Quanta du champ électromagnétique libre	172
5.A.2	Notion empirique de bruit	173
5.A.3	Inégalités d'Heisenberg : états cohérents et états comprimés	174
5.A.4	Opérateur enveloppe pour un champ non rigoureusement monomode temporel	175
5.A.5	Détection homodyne	177
5.A.6	Critère théorique de multimodocité spatiale d'un faisceau	185
5.A.7	Corrélations quantiques entre deux faisceaux	187
5.A.8	Effet de la multimodocité dans les mesures de bruit	188
5.A.9	Fluctuations du champ polaritonique intra-cavité et du champ électromagnétique extra-cavité. Evolution du <i>squeezing</i> extra-cavité en fonction du désaccord cavité-exciton	189
5.B	Etude du bruit en intensité en régime superfluide ou effet Kerr	192
5.C	Régime d'oscillation paramétrique	195
5.C.1	Présentation et historique	195
5.C.2	Théorie du mélange à quatre ondes (FWM)	196
5.C.3	Corrélations dans les cavités triples	200
5.C.4	Critère expérimental de multimodocité spatiale	208
5.D	Micropiliers	229
5.D.1	Structure et motivation	229
5.D.2	Mesures de bruit en régime Kerr	231

5.A Notions d'optique quantique et définitions

Il est important de s'intéresser au bruit des faisceaux optiques que l'on manipule pour la raison simple qu'une mesure est toujours soumise à la précision de sa méthode d'obtention. Si nous voulons mesurer un effet qui met en jeu 10 photons par seconde et que la précision de notre source est de 50 photons par seconde, l'effet ne sera pas mesurable. Aller au-delà de la limite classique/quantique permet d'atteindre des régimes où la variation du nombre de photons mis en jeu par seconde est très réduite, ce qui ouvre la voie vers des dispositifs de mesure de très haute précision ([[gea-banacloche87](#)]). Les fortes non-linéarités présentes au sein des microcavités semi-conductrices en font des candidates convenables pour la génération de faisceaux lumineux dits "faisceaux jumeaux" ie quantiquement corrélés ([[leyder07-these](#)], [[diederichs06](#)]), propriété utile pour les protocoles de cryptographie quantique ([[braunstein05](#)]), ainsi que pour une émission de lumière compressée en bruit ([[karr03](#)]), ce en quoi consiste l'ANR Gemini regroupant les équipes de J. Bloch au laboratoire LPN, de J Tignon au LPA, de C. Ciuti au MPQ et la nôtre. Les corrélations entre signal et complémentaire issus du mélange à quatre ondes que l'on observe dans les microcavités planaires sont importantes mais elles restent classiques à cause des nombreuses pertes que nous avons évoquées en 2.A.5. Nous étudierons de manière approfondie ces limitations, notamment la multimodalité des faisceaux émis. Enfin, les techniques avancées de croissance cristalline (réalisées en salle blanche au LPN) ont permis la fabrication de nouvelles structures, de confinement supérieur préservant les polaritons des différentes sources de dissipation (réservoirs excitoniques, phononiques...). Nous étudierons ces structures particulièrement prometteuses pour les domaines cités ci-dessus ([[ferrier10](#)], [[bajoni07](#)]) dans la partie 5.D.

5.A.1 Quanta du champ électromagnétique libre

Le champ électromagnétique libre est dans la théorie quantique des champs considéré comme un bain d'oscillateurs harmoniques chacun décrit par les opérateurs de création a^\dagger_ω et d'annihilation a_ω d'un quantum du champ dans l'état d'énergie $\hbar\omega$. Ces quanta d'énergie, qui correspondent aux modes propres du champ électromagnétique libre, sont les photons. Ces opérateurs vérifient la relation de commutation des bosons, à savoir

$$[a_\omega, a^\dagger_{\omega'}] = \delta(\omega - \omega') \quad (5.1)$$

L'hamiltonien décrivant ce bain d'oscillateurs s'écrit comme suit :

$$H_{EM,libre} = \sum_{\omega} \hbar\omega (a^\dagger_\omega a_\omega + \frac{1}{2}) \quad (5.2)$$

Les observables utiles (car accessibles expérimentalement) de la théorie quantique des champs sont

- l'opérateur intensité : $I_{tot} = \sum_{\omega} \hbar\omega a_{\omega}^{\dagger} a_{\omega}$
- l'opérateur nombre de photons : $N_{tot} = \sum_{\omega} a_{\omega}^{\dagger} a_{\omega}$
- l'opérateur champ électrique : $\mathbf{E}(t) = \sum_{\omega,j} iE_0^{\omega} (a_{\omega} e^{-i\omega t} - a_{\omega}^{\dagger} e^{i\omega t}) \mathbf{e}_j$ où $E_0^{\omega} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}}$ avec V le volume de quantification. \mathbf{e}_j est le vecteur unitaire donnant la direction d'oscillation du champ électrique (l'indice j donne donc la polarisation de la lumière). Il est intéressant de remarquer que E_0^{ω} donne l'ordre de grandeur du champ électrique correspondant à un photon dans le volume de quantification V .

On a alors aussi la relation : $I_{tot}(t) = \sum_{\omega} \frac{\hbar\omega}{(E_0^{\omega})^2} \mathbf{E}_{\omega}^{\dagger}(t) \mathbf{E}_{\omega}(t)$

5.A.2 Notion empirique de bruit

Nous avons défini l'opérateur N , nombre de photons. Cet opérateur est important dans les expériences que nous pratiquons puisque les photodétecteurs que nous utilisons sont sensibles au nombre de photons qu'ils reçoivent, comme rapidement vu en partie 2.E. Une source de lumière "classique" envoie un nombre de photons par unité de temps constant aux fluctuations classiques près. On définit alors la valeur moyenne $\langle N \rangle$ du nombre de photons reçus par unité de temps ainsi que l'écart à la moyenne δN dont on tire la variance, notée ΔN et définie comme égale à $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$. Au premier ordre en fluctuations on peut montrer que $\Delta N = \langle \delta N^2 \rangle$. Pour résumer on a donc :

$$\begin{aligned} N &= \langle N \rangle + \delta N \\ \Delta N &= \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 \simeq \langle \delta N^2 \rangle \end{aligned} \quad (5.3)$$

Ces définitions des fluctuations et de la variance ont ici été données pour l'opérateur nombre de photons, mais elles sont généralisables pour tout opérateur X .

Afin d'introduire simplement la notion de bruit quantique, il est intéressant de considérer deux sortes de sources de lumière au vu de la remarque précédente : celles dont les fluctuations sur le nombre de photons sont petites, en-dessous ou égale à un seuil que l'on appelle le *bruit de grenaille* ou *shot noise*, qui délimite les domaines classique/quantique, et celles dont les fluctuations sur l'observable nombre de photons dépassent ce seuil, qui sont alors des sources bruyantes selon l'opérateur nombre de photons.

En régime de variables continues, plusieurs observables du champ sont accessibles, que l'on appelle les *quadratures*. L'intensité (reliée à l'opérateur nombre de photons) et la phase en sont des exemples. La définition de la phase étant arbitraire et donc nécessitant une référence, il est facilement possible de tourner dans l'espace des phases afin de s'intéresser aux fluctuations des différentes quadratures du champ. Nous verrons que le bruit selon ces diverses quadratures du champ vérifie une condition, l'*inégalité d'Heisenberg*, permettant d'identifier les champs bruyants et les champs non-bruyants, et définissant un autre type de champs, compressés en bruit.

5.A.3 Inégalités d'Heisenberg : états cohérents et états comprimés

On introduit les opérateurs dits de *quadrature*, qui sont les équivalents en optique classique des opérateurs utilisés pour la représentation de Fresnel à savoir l'amplitude et la phase du champ :

$$\begin{aligned} X_a &= \sum_{\omega,j} E_0^\omega (a_\omega + a_\omega^\dagger) \\ Y_a &= \sum_{\omega,j} iE_0^\omega (a_\omega - a_\omega^\dagger) \end{aligned} \quad (5.4)$$

Le champ électrique se réécrit alors :

$$\mathbf{E}(t) = \sum_{\omega,j} (X_a \sin(\omega t) + Y_a \cos(\omega t)) \mathbf{e}_j \quad (5.5)$$

Les opérateurs X_a et Y_a ne commutent pas :

$$[X_a, Y_a] = 2iE_0^2 \quad (5.6)$$

Par contre les variances de ces quadratures vérifient l'inégalité

$$\Delta X_a \Delta Y_a \geq E_0^2 \quad (5.7)$$

Pour une quadrature particulière caractérisée par θ telle que

$$\begin{aligned} X_a^\theta &= \sum_{\omega,j} E_0^\omega (a_\omega e^{i\theta} + a_\omega^\dagger e^{-i\theta}) \\ Y_a^\theta &= \sum_{\omega,j} iE_0^\omega (a_\omega e^{i\theta} - a_\omega^\dagger e^{-i\theta}) \end{aligned} \quad (5.8)$$

on a donc l'inégalité suivante :

$$\Delta X_a^\theta \Delta Y_a^\theta \geq E_0^2 \quad (5.9)$$

Bien que le choix d'un couple de quadratures soit arbitraire (puisqu'il dépend de la phase de référence choisie), on privilégie en général les quadratures dites d'amplitude et de phase, définies en prenant comme référence de phase celle du champ moyen φ tel que $\langle a_\omega \rangle = A_\omega e^{i\varphi}$. Dans ce cas, la quadrature X_a^φ s'interprète géométriquement comme l'amplitude moyenne du champ dans la direction qui fait l'angle φ avec l'axe des abscisses et ΔX_a^φ s'interprète géométriquement comme l'amplitude des fluctuations dans cette même direction. Quant à Y_a^φ , cette quadrature donne la valeur moyenne de la phase du champ, et ΔY_a^φ donne les fluctuations de cette phase, qui se lisent géométriquement dans la direction perpendiculaire à X_a^φ . On écrira par la suite X pour X_a^φ et Y pour Y_a^φ pour le φ particulier défini ci-dessus.

Pour des champs suffisamment intenses ($A_\omega^2 \gg 1$), les fluctuations du nombre de photons sont alors proportionnelles aux fluctuations de la quadrature amplitude et celles de la phase

à la quadrature de phase selon :

$$\begin{aligned}\delta N &= \delta(a^\dagger_\omega a_\omega) = A_\omega \delta X \\ \delta\varphi &= \frac{\delta X}{2A_\omega}\end{aligned}\tag{5.10}$$

Et l'inégalité (5.9) peut se réécrire ainsi :

$$\Delta N \Delta\varphi \geq \frac{1}{2}\tag{5.11}$$

Les états cohérents sont alors les états minimaux, c'est-à-dire tels que l'aire des fluctuations prend la valeur minimale autorisée par les inégalités d'Heisenberg. Ces états définissent la *limite quantique standard*. L'aire des fluctuations est alors un disque dans le repère de Fresnel, ce qui veut dire que les fluctuations ont des amplitudes identiques sur toutes les quadratures. Un état cohérent est caractérisé par le fait que l'amplitude de ses fluctuations δN selon la quadrature "nombre de photons" (et donc selon toutes ses quadratures) est proportionnelle à $\sqrt{\langle N \rangle}$, avec $\langle N \rangle$ le nombre moyen de photons dans l'état cohérent considéré. Au premier ordre des fluctuations, on a donc :

$$\Delta N = \langle N \rangle\tag{5.12}$$

Cette propriété est caractéristique des *distributions poissonniennes* qui décrivent les états cohérents. Par exemple, le vide est un état cohérent. Le champ qui sort de notre laser est aussi un état cohérent. Nous en verrons d'ailleurs la preuve expérimentale en 5.3d.

Un champ est dans un état comprimé si une de ses quadratures a des fluctuations inférieures à la limite quantique standard. L'inégalité d'Heisenberg impose donc que la quadrature conjuguée ait des fluctuations qui dépassent la limite quantique standard. Prenons par exemple un signal de grande intensité. Il y a donc un grand nombre de photons dans ce champ. Si le nombre de photons est parfaitement défini, le signal de photodétection, sensible au nombre de photons détectés, n'a aucune fluctuation. L'inégalité d'Heisenberg fait que l'on ne possède alors aucune information sur la phase de ce champ.

5.A.4 Opérateur enveloppe pour un champ non rigoureusement monomode temporel

Evidemment la description précédente d'un champ libre monomode est idéale. Un laser véritable émet une lumière de fréquence précise ω_l à $\delta\omega$ près. Néanmoins, les autres modes temporels, bien que vides, présentent des fluctuations au moins à la limite quantique standard. Une description complète de l'état quantique du champ nécessite donc de prendre en considération les modes du champ à toutes les fréquences. En pratique, on se contente de modéliser le champ comme la superposition d'un champ moyen à la fréquence optique ω_l et de fluctuations dont les fréquences sont contenues dans une bande étroite $\delta\omega$ de fréquences

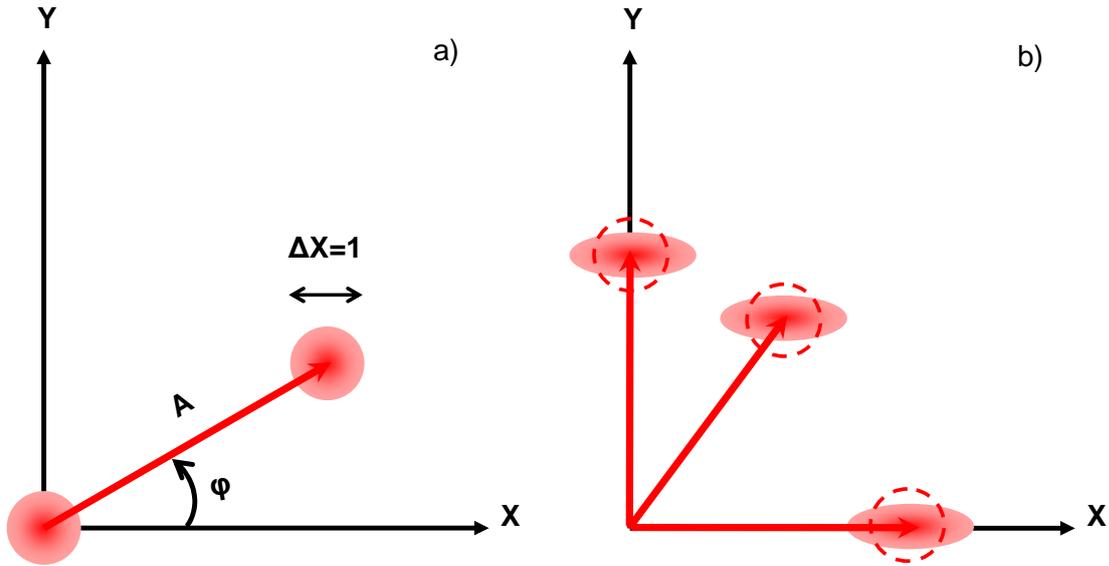


FIGURE 5.1 – a) Etats cohérents vide et non-vide dans le repère de Fresnel. b) Etats comprimés pour différents quadratures.

autour de ω_l (p.40 de [fabre95]). Cette description rend compte de l'aspect multimode temporel (longitudinal) du champ mais ne tient pas compte de sa structure spatiale transverse. Ce problème étant abordé ultérieurement, on se limitera ici à considérer une onde d'extension finie sur une section S , dont on néglige les variations d'amplitude dans le plan transverse.

Un champ libre monomode réel tel que délivré par un laser et de polarisation définie (linéaire selon e_j) s'écrit donc :

$$E_j(t) = \int_{\omega_l - \delta\omega}^{\omega_l + \delta\omega} iE_0^\omega (a_\omega e^{-i\omega t} - a_\omega^\dagger e^{i\omega t}) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (5.13)$$

Comme $\delta\omega \ll \omega_l$, on peut considérer que E_0^ω ne dépend pas de ω sur l'intervalle $\delta\omega$. En faisant le changement de variable $\Omega = \omega - \omega_l$, l'expression (5.13) s'écrit :

$$E_j(t) = iE_0^{\omega_l} e^{-i\omega_l t} \left(\int_{-\delta\omega}^{+\delta\omega} (a_{\omega_l + \Omega} e^{-i\Omega t} - a_{\omega_l - \Omega}^\dagger e^{i\Omega t}) \frac{d\Omega}{2\pi} \right) \quad (5.14)$$

En posant $A(\Omega) = a_{\omega_l + \Omega}$ et $A^\dagger(\Omega) = a_{\omega_l - \Omega}^\dagger$, on peut réécrire l'opérateur champ comme suit :

$$E_j(t) = iE_0^{\omega_l} e^{-i\omega_l t} (A(t) e^{-i\Omega t} - A^\dagger(t) e^{i\Omega t}) \quad (5.15)$$

où $A(t) = \mathcal{TF}^{-1}\{A(\Omega)\}$ et $A^\dagger(t) = \mathcal{TF}^{-1}\{A^\dagger(\Omega)\}$ avec \mathcal{TF} l'opérateur transformée de Fourier.

L'opérateur $A(t)$ est appelé *opérateur enveloppe* et il est lentement variable autour de la fréquence ω_l . On remarque que cette forme du champ réel monomode est similaire à la forme d'un champ monomode idéal. Par la suite, on utilisera donc la notation introduite dans le cas idéal pour alléger l'écriture, mais il sera simple de retourner au cas concret par l'expression (5.15).

5.A.5 Détection homodyne

Principe théorique

Afin d'avoir accès à toutes les quadratures du champ, on utilise habituellement une *détection homodyne*. La mesure du bruit d'un faisceau par une photodiode nous donne le bruit en nombre de photons (ou intensité). Afin de pouvoir comparer ce bruit au *shot noise*, il est nécessaire d'utiliser un montage à deux photodiodes. Enfin, pour avoir le bruit selon toutes les quadratures, il nous faut un faisceau auxiliaire de référence qui soit cohérent, de même fréquence que le signal, de polarisation orthogonale au signal et de phase variable, que nous appellerons *oscillateur local* et que nous noterons OL.

L'élément crucial d'un tel montage est une lame semi-réfléchissante. Cette lame permet de mélanger le champ mesuré avec le champ de l'OL. En effet, soient $E_1(t)$ et $E_2(t)$ les champs sortants de la lame, et $E_s(t)$ et $E_{OL}(t)e^{i\varphi(t)}$ les champs entrants (respectivement le champ mesuré ou signal et le champ de l'OL déphasé de $\varphi(t)$ par rapport au signal). Les relations entre champs entrants et sortants de la lame sont les suivantes :

$$\begin{aligned} E_1(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{OL}(t)e^{i\varphi(t)} + E_s(t)) \\ E_2(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{OL}(t)e^{i\varphi(t)} - E_s(t)) \end{aligned} \quad (5.16)$$

L'opérateur photocourant $J(t)$ est l'observable par excellence des photodiodes et de tout détecteur de lumière. $J(t)$ est proportionnel au nombre de photons N via un coefficient q appelé rendement quantique, qui dépend du matériel utilisé (ceci grâce à l'effet photoélectrique). Le nombre q détermine le nombre d'électrons générés par paquet de photons reçus. Dans l'idéal, un photon reçu crée un électron : $q=1$ dans ce cas. Evidemment l'efficacité quantique d'une photodiode dépend de l'énergie des photons incidents. Nous devrions donc écrire q_ω . Pour un faisceau monomode longitudinal de pulsation ω ,

$$\begin{aligned} J_\omega(t) &= q_\omega N_\omega(t) = \frac{q_\omega}{\hbar\omega} I_\omega(t) \\ &= \frac{q_\omega}{(E_0^\omega)^2} \mathbf{E}_\omega^\dagger(t) \mathbf{E}_\omega(t) \end{aligned} \quad (5.17)$$

Comme toutes les observables précédemment introduites, $J_\omega(t)$ se décompose en une valeur moyenne et en des fluctuations autour de cette valeur moyenne. On montre facilement

que les fluctuations de $J_\omega(t)$ sont proportionnelles aux fluctuations de $I_\omega(t)$, qui sont elles-mêmes proportionnelles aux fluctuations de la quadrature amplitude X du champ.

En effet, en définissant l'opérateur intensité comme suit : $I_\omega = A_\omega^\dagger A_\omega$, on a, au premier ordre des fluctuations :

$$\begin{aligned}\delta I_\omega &= (\langle A_\omega^\dagger \rangle + \delta A_\omega^\dagger)(\langle A_\omega \rangle + \delta A_\omega) \\ &\simeq \langle A_\omega^\dagger \rangle \delta A_\omega + \langle A_\omega \rangle \delta A_\omega^\dagger \\ &\simeq_{\langle A \rangle_{reel}} \langle A_\omega \rangle (\delta A_\omega + \delta A_\omega^\dagger) = \langle A_\omega \rangle \delta X\end{aligned}\quad (5.18)$$

En combinant cette équation à l'équation (5.10), on trouve :

$$\delta J_\omega = q_\omega \delta N_\omega = q_\omega \langle A_\omega \rangle \delta X \quad (5.19)$$

Ainsi, les fluctuations quantiques du champ sont déterminées à partir de la mesure des fluctuations des photocourants visualisés sur l'analyseur de spectre.

Les champs E_1 et E_2 sont envoyés sur deux photodiodes générant des photocourants $J_1(t)$ et $J_2(t)$. On suppose d'une part que le rendement quantique pour la photodiode 1 est égal à celui pour la photodiode 2 et on suppose aussi qu'il est égal à l'unité pour la fréquence ω considérée.

Par la suite on considèrera un champ monomode longitudinal et on omettra l'indice ω afin d'alléger l'écriture.

Calculons alors la différence des photocourants $J_1(t)$ et $J_2(t)$:

$$J_-(t) = J_1(t) - J_2(t) = (A_{OL}(t)e^{i\varphi(t)} A_s^\dagger(t) + A_s(t)A_{OL}^\dagger(t)e^{-i\varphi(t)}) \quad (5.20)$$

où $A_{OL}(t) = \frac{E_{OL}(t)}{(E_0^\omega)^2}$ et $A_s(t) = \frac{E_s(t)}{(E_0^\omega)^2}$.

La variance de $J_-(t)$ vérifie alors, en faisant l'hypothèse que les fluctuations sont petites devant la valeur moyenne (on rappelle aussi que l'OL est un état cohérent et donc que ses fluctuations ne dépendent pas de la quadrature observée, déterminée par φ ici) :

$$\Delta J_-(t) = J_{OL}(t) \langle \delta r_{s,\varphi}^2 \rangle + J_s(t) \langle \delta r_{OL,-\varphi}^2 \rangle \quad (5.21)$$

où

$$\delta r_{n,\varphi} = \delta A_n^\dagger e^{-i\varphi} + \delta A_n e^{i\varphi} \quad (5.22)$$

avec $n = OL$ ou s : $\delta r_{n,\varphi}$ représente donc les fluctuations de la quadrature caractérisée par φ (modulo 2π) du champ n d'amplitude A_n . On a donc aussi

$$\langle \delta r_{n,\varphi}^2 \rangle = \Delta A_n^\dagger e^{-i\varphi} + \Delta A_n e^{i\varphi} \quad (5.23)$$

Dans l'expression de la variance de la différence des photocourants, le premier terme contient les fluctuations de la quadrature désignée par φ du signal multipliées par l'intensité

de l'OL. On voit alors qu'en faisant varier la phase φ de l'OL (cela revient à effectuer une rotation dans l'espace de Fresnel), il est possible de mesurer toutes les quadratures du signal, pour une intensité moyenne J_{OL} . Le second terme est négligeable devant le premier dans le cas d'un OL de forte intensité devant le champ signal. Nous veillerons à toujours garder au moins un ordre de grandeur entre l'intensité de ces champs. On a alors :

$$\Delta J_-(t) = J_{OL}(t) \langle \delta r_{s,\varphi}^2 \rangle \quad (5.24)$$

Si la phase de l'OL varie selon une fonction triangle de 0 à 2π entre un temps t et un temps $t+T$, alors sur un analyseur de spectre en balayage temporel, il est possible de visualiser la valeur des fluctuations du signal selon toutes ses quadratures. L'amplitude de la modulation de l'OL doit alors être choisie de manière à être suffisante pour sonder toutes les quadratures du champ (il faut que la phase fasse au moins un tour de π), et sa fréquence doit être choisie de manière à pouvoir à la fois résoudre le signal d'oscillation (donc ne pas être trop rapide) et permettre une mesure sans que les autres paramètres (par exemple l'intensité d'excitation) puissent varier (donc ne pas être trop lent). **Les signaux visualisés sur l'analyseur de spectre sont les fluctuations du photocourant différence.**

Ainsi, si l'état mesuré est cohérent, les fluctuations ne dépendent pas de la quadrature, et donc le signal mesuré sur l'analyseur de spectre est constant, tandis que si le signal est dans un état comprimé, nous observerons sur l'analyseur de spectre des variations d'amplitude importantes.

Enfin, les signaux mesurés seront considérés comme classiques si leurs fluctuations sont toujours au-dessus du *shot noise*, et comme quantiques si leurs fluctuations sur une quadrature descendent en-dessous du *shot noise*. Nous comparerons donc toujours les fluctuations du signal d'intensité I au *shot noise* correspondant à cette intensité I , afin de savoir si le signal présente des réductions de bruit en-dessous de la limite quantique standard.

Un faisceau dont les fluctuations sont à la limite quantique standard, que l'on notera LQS, correspond à un faisceau de même intensité moyenne avec les fluctuations du vide. Ainsi :

$$\begin{aligned} LQS_{N_{OL}} &= J_{OL} \langle \delta r_{vide}^2 \rangle \\ LQS_{N_s} &= J_s \langle \delta r_{vide}^2 \rangle \end{aligned} \quad (5.25)$$

Par conséquent, l'expression du bruit normalisé du signal est obtenue en faisant le quotient du bruit du signal sur la limite quantique. En utilisant (5.21), et dans l'approximation où l'OL est très intense devant le signal, on obtient :

$$\begin{aligned} B_s(\varphi) &= \frac{\langle \delta r_{s,\varphi}^2 \rangle}{\langle \delta r_{vide,\varphi=0}^2 \rangle} = \frac{\langle \delta r_{s,\varphi}^2 \rangle}{\langle \delta r_{OL,\varphi=0}^2 \rangle} \\ &= \frac{\Delta J_- - \Delta J_{-N_{OL}=0}}{\Delta J_{-N_s=0}} \\ &\approx \frac{\Delta J_-}{\Delta J_{-N_s=0}} \end{aligned} \quad (5.26)$$

schémas de la figure 5.3. Les photodiodes ont été testées séparément et présentent des déviations de réponses très négligeables, de l'ordre du %, comme le montrent les graphes 5.3b et 5.3c. Leur efficacité quantique (q) est donc presque identique, et égale à 88% (donnée constructeur). En 5.3d est présenté le graphe montrant l'évolution du bruit de l'oscillateur local (indépendant de la quadrature puisque cohérent) en fonction de son intensité (DC mesurée par les photodiodes) dans les régimes de réponse linéaire en basses fréquences et hautes fréquences des photodiodes.

L'oscillateur local est une partie du faisceau excitateur qui n'a pas été envoyé sur l'échantillon. Les différentes lames à retard servent à choisir les divers états de polarisation : le signal est envoyé sur l'échantillon avec une polarisation circulaire, la polarisation du signal est ensuite changée avant le PBS en polarisation linéaire horizontale (de manière à être réfléchi par le PBS), l'OL est polarisé verticalement (de manière à être transmis par le PBS). On a donc bien le signal et l'OL polarisés orthogonalement entre le PBS et la lame semi-réfléchissante.

Dans notre montage, nous n'avons pas utilisé une lame semi-réfléchissante (pas suffisamment précise et non ajustable) mais une lame à retard $\frac{\lambda}{2}$ suivie d'un PBS. La lame à retard tournée judicieusement d'un angle $\frac{\pi}{8}$ par rapport à la verticale permet d'avoir après le cube un mélange du signal et de l'OL de même proportion selon la voie 1 et selon la voie 2. Dans la suite on écrira "lame semi-réfléchissante" pour désigner ce dispositif.

Il est important dans un tel montage que l'OL et le champ signal aient un bon recouvrement spatial (et donc modal) afin de ne pas rajouter de pertes et donc de réduire l'éventuel *squeezing*. Ce recouvrement est déterminé à partir du champ d'interférences entre les deux faisceaux après la "lame semi-réfléchissante" (avant cet élément, les états de polarisation ne permettent pas d'interférences). La sortie basses fréquences des photodiodes, c'est-à-dire leur signal électronique DC, donne l'intensité moyenne du faisceau mesuré. Or dans le cas d'un recouvrement idéal, l'intensité optique résultante au niveau des photodiodes est de la forme :

$$I_{tot} = I_{OL} + I_s + 2\sqrt{I_{OL}I_s}\cos(\varphi) \quad (5.27)$$

puisque φ représente le déphasage dû à la différence de chemin optique entre les deux faisceaux signal et OL imposée par le piezoélectrique. Le contraste idéal de ces interférences est donc $2\frac{\sqrt{I_{OL}I_s}}{I_{OL}+I_s}$. Les intensités optiques peuvent se déduire des voltages affichés sur les sorties DC en multipliant par le rendement quantique. Donc on obtient une expression similaire à (5.27) pour les DC. Et donc le contraste idéal est donné par $2\frac{\sqrt{V_{OL}V_s}}{V_{OL}+V_s}$. Afin de savoir si le recouvrement est bon, il faut donc comparer la quantité $\frac{V_{tot}^{max}-V_{tot}^{min}}{V_{tot}^{max}+V_{tot}^{min}}$ au contraste idéal. Expérimentalement nous avons un écart à l'idéalité de l'ordre de 10%.

Pour les autres caractéristiques du montage de détection de bruit, j'invite le lecteur à relire la partie 2.E.

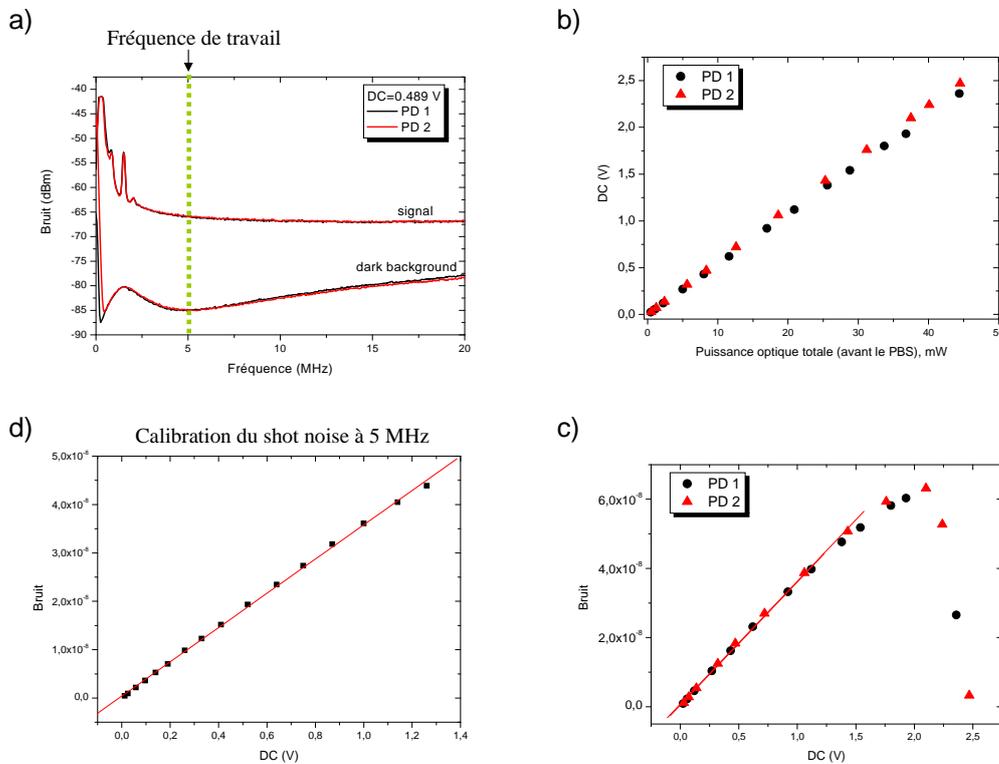


FIGURE 5.3 – Courbes de caractérisation des photodiodes. a) Spectre large (0-20 MHz) de bruit des photodiodes excitées par le faisceau de notre laser (signal) et sans excitation lumineuse (dark background). La ligne pointillée verte indique la fréquence à laquelle nous avons choisi de travailler. b) Vérification de la linéarité Basses Fréquences des photodiodes à la fréquence d'analyse choisie. Cette courbe permet de plus de vérifier que les photodiodes sont équilibrées (en effet : un même coefficient directeur indique une même efficacité quantique). c) Vérification de la linéarité Hautes Fréquences des photodiodes. Au-delà de 1.5 V de DC, les photodiodes ne sont plus fiables. d) Même courbe que c, dans les conditions de linéarité BF et HF des photodiodes, et toujours à la fréquence d'analyse choisie, à savoir 5 MHz. Cette droite est une calibration du bruit quantique standard. C'est une mesure très utile, dont le principe et l'intérêt sont commentés en partie 5.A.5. Le bruit s'exprime ici en V/\sqrt{Hz} .

Bruit électronique des détecteurs

Le graphe 5.3a présente le spectre de bruit des photodiodes pour des fréquences de l'ordre du MHz, sur la plage de fréquences accessibles (1-20 MHz, cf 2.E du chapitre 2). La courbe signal correspond à la réponse donnée lorsque les photodiodes sont éclairées par un faisceau optique d'environ 10 mW. La courbe "dark background" donne le bruit électronique des appareils de mesure (photodiodes, système d'amplification et analyseur de spectre). Elle s'obtient par mesure du spectre de bruit alors que les photodiodes sont obturées.

Dans les expériences d'optique quantique, les mesures de bruit doivent s'effectuer à des fréquences plus basses que la bande passante de la cavité afin de ne pas dissocier, à cause de l'imperfection des miroirs de la cavité, deux photons jumeaux et donc afin de préserver les effets quantiques. Supposons par exemple que, par un processus de conversion paramétrique tel que nous les verrons plus tard, deux photons jumeaux soient créés simultanément au sein du milieu non-linéaire. Ces photons oscillent indépendamment l'un de l'autre un certain nombre de fois dans la cavité optique avant de s'en échapper. Ces multiples réflexions puis au final la transmission via le miroir de couplage ne maintiennent pas la simultanéité d'émission des photons jumeaux. Si le temps d'intégration des détecteurs est trop court (donc fréquence d'analyse trop élevée), les deux photons ne seront pas détectés simultanément, ce qui entraîne une augmentation du bruit. Il faut donc que le temps d'intégration des détecteurs soit plus long que le temps de vie des photons dans la cavité. Dans notre cas ce critère n'est pas restrictif, puisque cela impose de travailler à des fréquences plus basses que quelques GHz, or la bande passante des détecteurs est 1-20 MHz.

Nous choisissons alors de travailler à la fréquence où le bruit électronique est minimal afin d'avoir un rapport bruit du signal optique sur bruit électronique le plus grand possible : 5 MHz paraît être la fréquence d'utilisation la plus pertinente.

Nous mesurerons donc toujours le bruit électronique lors de nos expériences et les calculs de bruit normalisé se présenteront donc comme suit :

$$B_s(\varphi) \approx \frac{\Delta J_- - B_{elec}}{\Delta J_{-N_s=0} - B_{elec}} \quad (5.28)$$

Dans les introductions théoriques des concepts, nous n'écrivons pas la contribution du bruit électronique, mais il est évident que l'analyse des résultats expérimentaux en 5.C.4 et 5.C.3 en tiendra compte : toute mesure de bruit sera complétée d'une mesure du bruit électronique et tout calcul de bruit normalisé se fera en soustrayant ce bruit électronique selon l'équation (5.28).

Détection équilibrée

Elle consiste à mesurer les fluctuations d'amplitude du faisceau. Elle ne nécessite donc pas d'oscillateur local puisque la seule quadrature mesurée est le nombre de photons. Dans

le schéma 5.2, on a donc le signal sur une entrée de la lame et le vide sur l'autre entrée. On mélange donc le signal avec le vide (et ses fluctuations).

L'expression du bruit normalisé du signal dans ce cas où $N_{OL} = N_{vide} = 0 \ll N_s$ et $\varphi = \text{constante} = 0$ est donnée par :

$$B_s(\varphi = 0) = \frac{\langle \delta r_{s,\varphi=0}^2 \rangle}{\langle \delta r_{vide,\varphi=0}^2 \rangle} = \frac{\Delta J_+}{\Delta J_-} \quad (5.29)$$

Selon les expériences à faire, nous utiliserons l'un ou l'autre des montages : détection homodyne ou détection équilibrée.

Pour plus de détails sur les méthodes théoriques et expérimentales d'optique quantique, j'invite le lecteur à se référer à [fabre97].

Calibration du bruit quantique standard

Contrairement à la détection équilibrée ou à la détection homodyne, il est possible de mesurer directement le bruit des faisceaux. Cette technique présente l'inconvénient qu'elle ne donne pas accès au bruit quantique standard de référence. Il est donc nécessaire de calibrer le bruit quantique standard correspondant à une puissance optique donnée. Ceci nous permet de comparer le bruit d'un faisceau quelconque de puissance optique donnée au bruit quantique standard. Cet étalonnage s'effectue de la manière suivante : notre source laser est divisée en deux faisceaux de même intensité envoyés respectivement sur chacune des photodiodes. Le bruit de la somme des photocourants est alors proportionnel au bruit d'intensité de la source à la fréquence d'analyse (ici 5 MHz) tandis que le bruit de la différence est proportionnel au bruit quantique standard, le facteur de proportionnalité étant l'intensité lumineuse totale, voir (5.21) et (5.25). En faisant varier l'intensité totale, on obtient la calibration du bruit quantique standard en fonction de l'intensité lumineuse totale (c'est-à-dire, dans la zone de linéarité BF des photodiodes, en fonction de la DC totale des photodiodes). Cette méthode permet en outre de s'assurer que le bruit d'intensité de la source lumineuse est bien à la limite quantique standard. En effet, dans le cas d'un faisceau cohérent :

- le niveau de bruit de la somme et de la différence des photocourants doit être égal,
- le bruit d'intensité est proportionnel à l'intensité, cf figure 5.3. Le coefficient directeur de la droite, appelé *densité spectrale de bruit* $/\mu W$, multiplié par la valeur en μW de la puissance optique incidente, donne le bruit quantique standard correspondant à cette puissance optique, à la fréquence d'analyse choisie. Sur la figure précédemment citée, l'abscisse donne la DC en Volts, il suffit donc pour obtenir la puissance optique correspondante lire le graphe b de cette même figure.

Il est essentiel d'effectuer cette procédure de calibration du bruit quantique standard dans les mêmes conditions que lors des mesures expérimentales, ce qui signifie que l'ensemble de la chaîne électronique, des photodiodes à l'analyseur de spectre, doit être identique dans

les deux cas. Les paramètres de l'analyseur de spectre doivent également être identiques et, en tout premier lieu, la RBW. En effet, nous avons vu en partie 2.E que lorsqu'on mesure la densité spectrale de bruit à une fréquence fixe, l'analyseur filtre le signal avec un filtre en créneau centré sur la fréquence d'analyse et dont la largeur correspond à la RBW choisie. Le *shot noise* ayant un spectre plat en fréquence, le niveau de référence mesuré est proportionnel à la largeur de la bande de fréquence sur laquelle on intègre. Il est donc essentiel d'utiliser toujours la même largeur ou de normaliser les mesures à la bande passante choisie, sans quoi la comparaison des niveaux de bruit (entre bruit quantique standard et bruit du signal d'intérêt) devient fautive.

5.A.6 Critère théorique de multimodalité spatiale d'un faisceau

Cette section est largement inspirée du papier [trops05]. Un champ classique monomode longitudinal selon l'axe Oz peut se décomposer sur plusieurs bases de modes transverses $u_j(\rho, z)$ où ρ est le vecteur polaire qui repère la position d'un photon dans le plan transverse $z = \text{constante}$. Un mode de cavité est par exemple décrit dans la base des modes transverses d'Hermite-Gauss, notés TEM_{mn} où m est le nombre de noeuds selon l'axe Ox et n le nombre de noeuds selon l'axe Oy. Une telle base $u_j(\rho)$ vérifie

- la relation d'orthogonalité :

$$\int u_i^*(\rho, z)u_j(\rho, z)d^2\rho = \delta_{i,j} \quad (5.30)$$

- la relation de complétude :

$$\sum_j u_j^*(\rho, z)u_j(\rho', z) = \delta(\rho' - \rho) \quad (5.31)$$

- l'équation de propagation du champ dans le vide :

$$\Delta(u_j e^{ikz}) + \frac{\omega_0^2}{c^2}u_j = 0 \quad (5.32)$$

On peut donc écrire la composante électrique de fréquences positives d'un champ comme suit

$$E_z^\omega(t, \rho, z) = E_z^\omega(t)\sum_j \alpha_j u_j(\rho, z) \quad (5.33)$$

où les α_j sont des coefficients complexes tels que $|\alpha_j|^2$ donne la probabilité que le mode transverse du champ soit le mode u_j . Il paraît logique de dire qu'un champ est parfaitement monomode s'il n'existe qu'un seul α_j non nul, sinon il serait multimode.

Cette définition est limitée puisque si les coefficients α_j sont fixés (plus exactement si leur phase relative ne fluctue pas dans le temps), on peut toujours trouver une base de décomposition spatiale du champ dans laquelle la condition énoncée précédemment se vérifie. Le caractère monomode ou multimode spatial d'un champ classique ne semble pas

être une propriété intrinsèque au champ, puisque cette propriété semble dépendre de la base dans laquelle le champ est décomposé.

En optique quantique, on associe à chaque mode de la base transverse un opérateur de création et d'annihilation. Ainsi, les coefficients α_j et α_j^* sont remplacés par les opérateurs a_j et a_j^\dagger . Le théorème suivant, énoncé et démontré dans la référence [treps05], définit sans ambiguïté les propriétés d'un champ monomode : "Un champ quantique est monomode si et seulement si, pour toute base de l'espace, toutes ses projections selon les vecteurs de base sont proportionnelles entre elles."

Par exemple, soit un champ monomode $|\Psi\rangle$ que l'on décompose sur une base $\{u_j\}$ et tel que $u_0|\Psi\rangle = |\Psi_0\rangle$ et $u_j|\Psi\rangle = 0$ pour tout $j \neq 0$. Dans cette base $|\Psi\rangle$ s'écrit :

$$|\Psi\rangle = |\Psi_0\rangle \otimes |0\rangle \otimes |0\rangle \dots \otimes |0\rangle \quad (5.34)$$

Soit une autre base v telle que $v = \sum_j c_j u_j$. Alors $v|\Psi\rangle = \sum_j c_j u_j |\Psi\rangle = c_0 |\Psi_0\rangle$: les projections du champ sur les vecteurs de ces deux bases sont proportionnelles entre elles via le coefficient c_0 .

Un champ multimode est alors défini comme étant non monomode, c'est-à-dire que pour s'assurer du caractère multimode d'un champ, il suffit de montrer que dans au moins une base de modes transverses, le théorème précédemment énoncé ne s'applique pas.

En principe, il est impossible de vérifier qu'un champ est monomode car il faudrait alors essayer toutes les bases transverses. En pratique donc, ce que l'on fait consiste à tester le champ dans la base transverse dans laquelle on pourrait s'attendre (par des considérations géométriques) à ce qu'il soit multimode. Si le champ présente un caractère monomode dans cette base, cela indique très fortement son caractère monomode. Cette vérification est couramment acceptée comme une preuve, bien qu'elle ne soit pas parfaitement rigoureuse. En revanche si dans une base transverse quelconque, le champ présente un caractère multimode, alors ce champ est multimode. Nous verrons en 5.C.4 en quoi consiste expérimentalement un caractère monomode et un caractère multimode.

Enfin, une remarque d'approfondissement : le mode présenté en 5.34 est un exemple simple illustrant un champ monomode où l'un des vecteurs de base est parallèle au champ et les autres lui sont bien évidemment orthogonaux. Il est cependant tout à fait possible de décomposer ce champ suivant une autre base qui donnerait par exemple :

$$|\Psi\rangle = |\Psi_1\rangle \otimes |\Psi_2\rangle \otimes |\Psi_3\rangle \dots \otimes |\Psi_n\rangle \quad (5.35)$$

où les modes $|\Psi_i\rangle$ pour i de 1 à n ne sont pas nécessairement vides. Si ces modes $|\Psi_i\rangle$ sont tous cohérents, alors toutes les projections de ce champ sont proportionnelles au champ lui-même. Ce champ est donc bien monomode, il est juste décomposé selon une base non pertinente, la base "pertinente" étant celle où seul un mode de la base est non-vide. Finalement, un champ quantique est monomode s'il existe une base dans laquelle

il peut être exprimé comme en 5.34 avec $|\Psi_0\rangle$ qui est un mode cohérent (les modes vides suivants sont des états cohérents).

5.A.7 Corrélations quantiques entre deux faisceaux

Supposons que l'on ait à mesurer les corrélations d'intensité entre deux spots distincts 1 et 2, chaque spot comportant un nombre de photons N_1 et N_2 . Pour cela, nous allons faire apparaître deux critères qui seront accessibles directement par mesure de la variance de la différence des photocourants 1 et 2, notée ΔJ_- , qui est proportionnelle à la variance de la différence du nombre de photons ΔN_- entre les deux spots.

Cette quantité s'écrit :

$$\begin{aligned}\Delta J_- \propto \Delta N_- &= \Delta(N_1 - N_2) = \langle (N_1 - N_2)^2 \rangle - \langle (N_1 - N_2) \rangle^2 \\ &= \Delta N_1 + \Delta N_2 + 2 \langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle - \langle N_1 N_2 + N_2 N_1 \rangle \\ &= \Delta N_1 + \Delta N_2 - \langle \delta N_1 \delta N_2 + \delta N_2 \delta N_1 \rangle \\ &= \Delta N_1 + \Delta N_2 - 2C_{norm}^{1,2} \sqrt{\Delta N_1 \Delta N_2}\end{aligned}\quad (5.36)$$

où $C_{norm}^{1,2}$ est la fonction de corrélation normalisée d'intensité entre les spots 1 et 2. Si $C_{norm}^{1,2} = 0$, il n'existe pas de corrélation entre le spot 1 et le spot 2. Si $C_{norm}^{1,2} > 0$, il existe des corrélations entre les deux spots, si $C_{norm}^{1,2} < 0$ il s'agit d'anti-corrélations. $C_{norm}^{1,2}$ varie entre -1 et 1, décrivant respectivement des anti-corrélations parfaites et des corrélations parfaites. Expérimentalement, il est très facile de savoir si le système présente des corrélations ou anti-corrélations entre les deux spots émis par oscillation paramétrique, par comparaison de la variance de la somme des photocourants avec la variance de leur différence, puisque la variance de la somme des photocourants s'écrit :

$$\begin{aligned}\Delta J_+ \propto \Delta N_+ &= \Delta(N_1 + N_2) \\ &= \Delta N_1 + \Delta N_2 + 2C_{norm}^{1,2} \sqrt{\Delta N_1 \Delta N_2}\end{aligned}\quad (5.37)$$

Ainsi, si le signal de somme est moins/plus important que celui de différence, c'est qu'il s'agit de anti-/corrélations, si les deux signaux sont superposés c'est que les spots ne sont pas corrélés. Le paramètre $C_{norm}^{1,2}$ ne permet cependant pas d'indiquer la nature, classique ou quantique de ces corrélations.

En revanche, dans le cas où les spots présentent des corrélations, ce qui est attendu dans les expériences que nous allons mener, en comparant le bruit de différence des photocourants avec le *shot noise*, c'est-à-dire le bruit de grenaille correspondant à un faisceau d'intensité $J_1 + J_2$ (qu'il faut mesurer indépendamment, cf partie 5.A.5), il est alors possible de différencier les faisceaux présentant des corrélations quantiques et les faisceaux présentant des corrélations classiques :

$$\begin{aligned}
\text{Si } \frac{\Delta J_-}{LQS} > 1 &\implies \text{corrélations classiques} \\
\text{Si } \frac{\Delta J_-}{LQS} < 1 &\implies \text{corrélations quantiques}
\end{aligned}
\tag{5.38}$$

Ces résultats seront très utiles dans l'étude des corrélations entre le faisceau signal et le faisceau complémentaire générés par des processus de conversion paramétrique, de nombreuses équipes ayant montré théoriquement ou expérimentalement la possibilité de produire des *faisceaux jumeaux* dans des configurations type Oscillateur Paramétrique Optique [burnham70, friberg85, mollow73, hong85, reynaud87, giacobino87, heidmann87] ainsi que dans des guides d'onde semiconducteurs [lanco06].

5.A.8 Effet de la multimodalité dans les mesures de bruit

Considérons un faisceau bimode. Supposons que l'un des deux modes, noté 1, soit comprimé en bruit selon la quadrature amplitude. Supposons que l'autre mode, numéro 2, soit bruité ou au *shot noise*. [giacobino87] montre que la mesure du bruit d'intensité de cette superposition de modes par une détection équilibrée donne une compression de bruit plus petite que ne l'est celle du mode 1 mesuré indépendamment (mesure possible par exemple si les modes sont différentiables en polarisation). Le faisceau bimode peut même présenter un excès de bruit. Ainsi, la présence de plusieurs modes (non-vides et au *shot noise* ou bruités, ou vides et bruités) au sein d'un faisceau peut gommer une éventuelle compression de bruit d'un des modes, par exemple ici le mode 1, voire introduire sur l'ensemble du faisceau un excès de bruit.

L'effet de la multimodalité sur les propriétés de bruit se comprend aisément en imaginant la superposition de ces deux modes (1 et 2) comme un mélange de deux faisceaux monomodes (1 et 2) via une lame semi-réfléchissante qui répartit aléatoirement les photons. En effet, prenons un faisceau monomode 1 comprimé sur la quadrature intensité : en appelant e_1 l'excès de bruit normalisé, on a par exemple $e_1 = -0.5$ pour un *squeezing* de 50% sur la quadrature intensité du mode 1. Mélangeons-le à un autre faisceau monomode 2 non-vide et au *shot noise* : $e_2 = 0$. En supposant que les modes soient équitablement répartis en intensité (et donc en nombre de photons), le bruit quantique standard (étant proportionnel à l'intensité lumineuse) est donc multiplié par 2, tandis que le bruit de différence des signaux est égal au bruit du faisceau 1 puisque le faisceau 2 est à la limite quantique standard : le *squeezing* est donc "dilué" d'un facteur 2.

En équation cela donne :

$$\begin{aligned}
 B_{norm}^{diff} &= \frac{\Delta J_-}{LQS} = \frac{J_1 \delta r_2^2 + J_2 \delta r_1^2}{\alpha(J_1 + J_2)} \\
 &= \frac{\delta r_2^2 + \delta r_1^2}{2\alpha} \\
 &= \frac{e_1 + e_2}{2} \\
 &= \frac{e_1}{2}
 \end{aligned} \tag{5.39}$$

où α est le coefficient de proportionnalité entre le *shot noise* et l'intensité du faisceau.

Le problème de la diffusion Rayleigh se pose alors au sein des microcavités semiconductrices : en effet, l'émission d'une microcavité s'accompagne toujours (sauf dans le cas superfluide) de diffusion Rayleigh. Or la diffusion Rayleigh est un phénomène aléatoire et incohérent, sans excès de bruit néanmoins. C'est donc un faisceau non-vide au *shot noise* qui s'ajoute systématiquement aux signaux que nous voudrions analyser, pouvant détruire les éventuelles compressions de bruit sur ces faisceaux : c'est pourquoi les mesures en régime de comptage de photons (où les valeurs moyennes des observables sont faibles) sont difficiles à réaliser. Nous nous placerons toujours dans le régime des variables continues (où les faisceaux sont intenses), de manière à ce que le Rayleigh soit un phénomène négligeable.

5.A.9 Fluctuations du champ polaritonique intra-cavité et du champ électromagnétique extra-cavité. Evolution du *squeezing* extra-cavité en fonction du désaccord cavité-exciton

Il est important de se rendre compte que dans le cas des microcavités semi-conductrices en régime de couplage fort, l'observation d'une réduction de bruit de la lumière émise par la microcavité ne représente que partiellement la réduction de bruit sur le système polaritonique intra-cavité, puisque les polaritons sont des particules mixtes matière-lumière. Une bonne manière d'imaginer cet effet est de considérer que mesurer la lumière émise par la microcavité revient à regarder un mode polaritonique au travers d'un beam splitter de coefficient de transmission en amplitude égal à C_0 (le coefficient de Hopfield photonique), cf [romanelli10].

Les fluctuations du champ émis par la microcavité ont été mises en relation dans les références [leyder07-these] et [romanelli10] avec les fluctuations du champ polaritonique intra-cavité via les élargissements des raies photoniques et excitoniques et les coefficients de Hopfield. La démarche utilisée consiste à écrire d'une part la relation de passage au niveau du miroir de couplage de sortie, c'est-à-dire A_k^{extra} en fonction de a_k (a_k est un mode photonique k à l'intérieur de la cavité et A_k^{extra} est le champ électromagnétique de vecteur d'onde k mesuré en sortie de cavité) :

$$A_k^{extra} = \sqrt{2\gamma_C} a_k - A^{input} \tag{5.40}$$

où A^{input} est le champ électromagnétique d'excitation. En excitation quasi-résonante avec la branche basse des polaritons, a_k est proportionnel à p_k , cf relations (1.33), on a donc :

$$A_k^{extra} = \sqrt{2\gamma_C} p_k - A^{input} \quad (5.41)$$

En termes de fluctuations, cette dernière expression donne :

$$\delta X_A^{extra} = \sqrt{2\gamma_C} \delta X_p - \delta X_A^{input} \quad (5.42)$$

où $X_Z = Ze^{-i\varphi} + Ze^{i\varphi}$ est la quadrature amplitude d'un champ Z.

D'autre part les fluctuations δX_p du mode polaritonique considéré doivent être exprimées en fonction des fluctuations introduites par le réservoir excitonique et le réservoir photonique. Il faut donc exprimer δX_p en fonction des sources de bruit de Langevin $\delta(F_k^A + F_k^B)$ (cf 1.42 et 1.43 dans la partie 1.D.5).

En combinant ces relations, on montre que le bruit normalisé de différence obtenu en sortie peut s'écrire simplement en fonction de deux paramètres :

$$s = \frac{\gamma_C C_k^2}{\gamma_X X_k^2} \quad (5.43)$$

qui dépend donc surtout du désaccord cavité-exciton, et

$$E = \frac{\langle (\delta X_b)^2 \rangle}{LQS} - 1 \quad (5.44)$$

avec $X_b = b^\dagger e^{-i\varphi} + b e^{i\varphi}$ la quadrature amplitude du champ excitonique b . E est donc l'excès de bruit (ie bruit normalisé auquel on soustrait la valeur 1 correspondant à la LQS) introduit par le réservoir excitonique.

Le bruit normalisé du réservoir photonique est considéré égal à l'unité (donc pas d'excès de bruit par rapport au *shot noise*), car les modes extra-cavité sont vides.

Le bruit de différence normalisé (à la LQS) des corrélations entre signal et complémentaire s'écrit alors, cf [romanelli10] :

$$B_{norm}^{diff} = 1 + \frac{s}{(1+s)^2} E - \frac{s}{1+s} \quad (5.45)$$

En l'absence d'excès de bruit excitonique, ce modèle prévoit donc un *squeezing* pour toutes valeurs de désaccord cavité-exciton, ie toute valeur de s , puisque $\frac{s}{1+s}$ est toujours positif.

En présence d'excès de bruit excitonique ($E > 0$), il est possible d'avoir des corrélations quantiques (bruit normalisé de différence plus petit que l'unité) dans la condition :

$$s > E - 1 \quad (5.46)$$

Cette condition signifie physiquement que si une importante quantité de bruit est introduite par le réservoir excitonique, un mode polaritonique avec une fraction photonique

suffisamment grande (donc un désaccord cavité-exciton plutôt négatif) peut donner lieu à du *squeezing* sur la lumière émise en sortie de microcavité. Il est cependant intéressant de noter que E peut à priori varier avec le désaccord cavité-exciton, puisque le réservoir excitonique est plus ou moins proche des modes polaritoniques (induisant plus ou moins de dissipation) selon le désaccord cavité-exciton. L'hypothèse consistant à laisser E fixe tend finalement à rendre plus délicate l'obtention d'un *squeezing*, puisque lorsque le désaccord cavité-exciton diminue (pour aller vers les valeurs négatives et privilégier la fraction photonique des polaritons), s augmente et E diminue : en effet, pour un vecteur d'onde usuel entre 0 et l'angle magique, diminuer le désaccord cavité-exciton fait s'éloigner la branche basse des polaritons du réservoir excitonique, ce qui réduit l'efficacité des canaux de relaxations excitoniques (donc γ_{exc}) et la force des sources de bruit (donc E). De plus, lorsque le désaccord cavité-exciton diminue, les non-linéarités sont plus coûteuses à obtenir, puisque les seuils, directement liés à la valeur de la composante excitonique des polaritons, augmentent.

Ainsi, le *squeezing* mesuré en sortie est d'autant plus fidèle au *squeezing* intra-cavité (non mesurable directement) que les polaritons sont photoniques, c'est-à-dire pour $C_k^2 > X_k^2$, et donc pour un détuning cavité-exciton plutôt négatif. De plus, la réduction de bruit observée en sortie de cavité dépend de manière cruciale du rapport des largeurs de raies $\frac{\gamma_C}{\gamma_X}$. En général la largeur excitonique excède de loin la largeur photonique. Dans le cas de notre échantillon, nous avons $\gamma_X \approx 2\gamma_C$, on a donc à désaccord cavité-exciton nul et en incidence normale, $s = \frac{1}{2}$. Il est donc possible d'observer du *squeezing* seulement si $E < 1.5$, et la réduction maximale de bruit (obtenue pour $E=0$) que nous pouvons espérer observer en sortie de cavité dans ce cas est seulement de 33%.

Pour résumer :

- un compromis est à faire sur le choix du désaccord cavité-exciton : en effet, si ce dernier est positif, les modes ne sont pas assez photoniques (ce qui réduit le *squeezing* observé en sortie de cavité), s'il est trop négatif, cela fait considérablement augmenter les seuils d'oscillation et donc les puissances d'excitation mises en jeu. Précisons que des puissances d'excitation trop importantes génèrent des élévations de températures locales entraînant des effets thermiques indésirables et des couplages excitons-phonons plus forts. Nous choisirons souvent de nous placer à un désaccord cavité-exciton proche de 0 ou légèrement négatif.
- des progrès sont à réaliser afin de diminuer l'excès de bruit ainsi que la largeur de raie excitoniques : des structures de plus haut confinement ou une excitation ultra-rapide limitant la formation de réservoirs excitoniques sont des solutions envisageables.

5.B Etude du bruit en intensité en régime superfluide ou effet Kerr

Sous certaines conditions, les polaritons de cavité se comportent comme des condensats de Bose-Einstein, cf partie 3. Suivant ce parallèle, de manière analogue à l'expérience faite sur les atomes froids [estevé08, johnsson07], dans laquelle un BEC atomique présente des fluctuations du nombre d'atomes en-dessous du *shot noise* grâce aux interactions inter-atomiques, nous avons étudié ce même phénomène au sein des polaritons de cavité. Il suffit pour cela de mesurer le bruit d'intensité du superfluide avec une détection équilibrée. Nous présentons ici les résultats d'une étude faite en incidence normale.

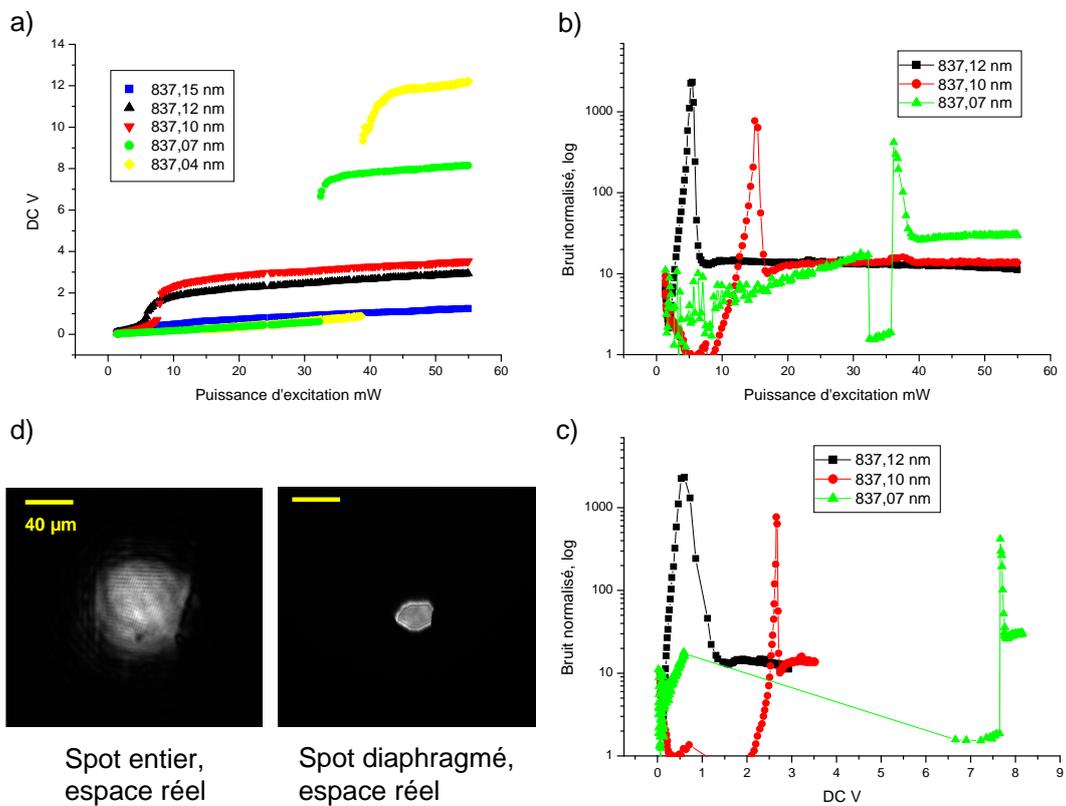


FIGURE 5.4

En excitant la branche des polaritons bas avec un laser de pompe légèrement décalé vers le bleu et en incidence normale, nous avons observé un seuil de non-linéarité lié, comme nous l'avons vu plusieurs fois, à la renormalisation de la branche basse qui entre alors en résonance avec le laser de pompe. Ce seuil (accompagné de bistabilité), visible en analysant l'intensité transmise en fonction de la puissance d'excitation, se manifeste par un pic important lors de l'analyse du bruit normalisé en fonction de la puissance d'excitation. La figure 5.4 montre

en effet que ces pics de bruit suivent les seuils de transmission non-linéaire à mesure que le *blue-shift* initial laser de pompe-LPB change : les deux phénomènes semblent liés. Ces analyses ont été faites sur une partie du faisceau seulement, au centre, afin que les zones périphériques du spot (gaussien), qui sont de moins grande intensité, ne perturbent pas, par des effets de diffusion élastique ou autres, la zone propice à l'émergence de la compression de bruit. Nous verrons dans la partie consacrée à la multimodalité spatiale des champs 5.C.4, que cette analyse sur une zone réduite du spot n'est valable que dans le cas où le spot est monomode, ce que nous avons supposé ici. S'il est multimode, les pertes imposées par le diaphragme peuvent ne pas avoir les mêmes conséquences sur les différents modes spatiaux, et les potentielles corrélations entre ces modes peuvent affecter les mesures de bruit que nous voulons réaliser. Cette hypothèse de monodocité est raisonnable ici puisque nous étudions le signal émis par une cavité excitée à angle nul par un faisceau gaussien TEM_{00} : il est vraisemblable que le mode sortant à $k=0$ soit aussi un mode TEM_{00} , d'autant plus que la densité d'états dans la cuvette de la dispersion polaritonique est assez faible.

L'augmentation soudaine du bruit au niveau des seuils s'explique par l'instabilité aux points tournants du cycle d'hysteresis, à cause de la compétition entre modes oscillants.

En régime superfluide, donc au-delà du seuil, le bruit normalisé redescend à des valeurs proches de l'unité. Nous n'atteignons cependant pas, dans nos expériences, le régime *sub-shot noise* comme dans les atomes, à cause des diverses pertes évoquées en 5.A.9.

Par conséquent, bien qu'une réduction des fluctuations sur le nombre d'atomes ait été observée au sein de condensats de Bose-Einstein non-idéaux, nous n'avons pu rendre compte d'un phénomène similaire au sein d'un superfluide polaritonique à cause des couplages à l'environnement, essentiellement excitonique.

Notons cependant le résultat prometteur de J. Ph. Karr, qui s'est attelé durant son doctorat à réaliser cette même expérience avec une détection homodyne, en filtrant spatialement les faisceaux afin d'obtenir un meilleur recouvrement. Il a alors observé des réductions de bruit au sein du champ polaritonique (intra-cavité) qui ont été estimées à 9% en dessous de la limite quantique standard [karr03], sur une quadrature autre que la quadrature intensité (cette valeur de *squeezing* intra-cavité a été calculée à partir du *squeezing* de la lumière extra-cavité mesuré, en appliquant la relation entre les fluctuations intra et extra cavité (cf partie 5.A.9).

L'expérience que nous avons menée en 5.4 a ici été volontairement présentée comme une expérience de mesure de bruit dans le régime particulier de superfluidité, régime proche d'un BEC atomique. Les interactions entre polaritons comme elles ont été présentées en 1.E sont des interactions faisant intervenir quatre modes polaritoniques. Dans ce qui nous a intéressé pour l'instant, nous ne considérons que l'action d'un faisceau de pompe sur lui-même ou sur la branche basse des polaritons. Ces processus font partie d'une famille large de processus d'annihilation de deux particules et de création simultanée de deux autres

particules, respectant l'accord de phase (conservation du vecteur d'onde) et la conservation de l'énergie : ce sont les processus de mélange à quatre ondes. En régime de superfluidité, on peut parler d'effet Kerr, en référence à l'optique non-linéaire dans les cristaux, car il s'agit d'un processus sur un seul mode. Nous allons voir par la suite d'autres processus de mélange à quatre ondes, faisant intervenir des états polaritoniques différents. Nous ferons une description de ces processus, chose qui n'a pas été faite en détail pour l'effet Kerr, mais il est bien évident que l'on peut transposer les raisonnements qui vont suivre au cas de l'effet Kerr en considérant un processus tout dégénéré en énergie et vecteur d'onde.

5.C Régime d'oscillation paramétrique

5.C.1 Présentation et historique

Dans les années 2000, l'équipe de Jeremy Baumberg à Southampton a démontré expérimentalement l'existence d'un processus très efficace d'amplification paramétrique de polaritons [savvidis00]. Ces expériences ont été réalisées dans une configuration de type "pompe-sonde" : la branche basse de polaritons est pompée de manière résonante par une impulsion laser. Une autre impulsion beaucoup plus faible vient alors sonder l'état de plus basse énergie de la branche basse à l'incidence normale. La réponse du système est étudiée en faisant varier l'angle d'incidence du faisceau pompe ce qui, en vertu de la conservation de la composante transverse de l'impulsion dans l'interaction excitons-photons, équivaut à faire varier l'état polaritonique créé. Ces expériences ont démontré l'existence d'un angle particulier, que l'on appelle couramment l'*angle magique*, pour lequel le faisceau sonde réfléchi est amplifié d'un facteur 100. Cette amplification a lieu pour une plage angulaire d'un à deux degrés autour de l'angle magique. De plus, lorsque l'excitation a lieu à l'angle magique, on détecte l'apparition d'un troisième faisceau réfléchi formant un angle double par rapport à la pompe.

Le processus à l'origine de ce phénomène d'amplification paramétrique est un processus d'interaction non-linéaire mettant en jeu quatre modes polaritoniques, on parle d'ailleurs de mélange à quatre ondes : deux polaritons du mode pompe ayant un vecteur d'onde transverse \mathbf{k}_p et une énergie $E(\mathbf{k}_p)$ donnent ainsi naissance à deux polaritons de vecteur d'onde respectifs $\mathbf{0}$ et $2\mathbf{k}_p$ et d'énergies respectives $E(\mathbf{0})$ et $E(2\mathbf{k}_p)$, ce qui confirme l'expérience montrant une amplification paramétrique significative pour un vecteur d'onde de pompe réalisant l'accord de phase du processus ($2E(\mathbf{k}_p) = E(\mathbf{0}) + E(2\mathbf{k}_p)$). Cette condition ne peut être remplie que si le système est décrit en terme de polaritons : c'est en effet la courbe de dispersion des polaritons, profondément modifiée par le couplage fort entre excitons et photons, qui permet l'existence d'un tel processus respectant l'accord de phase et la conservation de l'énergie.

Peu de temps après la découverte de l'*amplification paramétrique* au sein des polaritons, des expériences réalisées avec un pompage continu ont montré que la diffusion paramétrique, encore appelée *fluorescence paramétrique*, est suffisamment efficace pour déclencher une *oscillation paramétrique* sur deux modes $\mathbf{0}$, $2\mathbf{k}_p$, appelés respectivement signal (celui de plus basse énergie, donc à $k=0$) et complémentaire, et ceci même en l'absence de sonde [stevenson00, messin01] (on rappelle que dans l'expérience pompe-sonde, la sonde envoyée à $k=0$ stimule la diffusion vers cet état "signal" et, par conservation de l'énergie, engendre l'apparition du complémentaire). Au-niveau du seuil de transition entre fluorescence paramétrique et oscillation paramétrique, il y a l'égalité *perte = gain* sur le couple de modes où se fera l'oscillation. Si plusieurs modes sont présents en régime de fluorescence paramétrique, il y a compétition entre ces différents couples. Celui dont le gain non-linéaire excède

en premier les pertes passe le seuil d'oscillation, comme dans un laser. La référence [ciuti03] étudie en détail les différents régimes d'interaction paramétrique (amplification paramétrique d'une sonde, fluorescence paramétrique en dessous du seuil, oscillation paramétrique au dessus du seuil) au sein des microcavités en régime de couplage fort spécifiquement.

Dans les expériences qui vont suivre, seuls les régimes de fluorescence paramétrique (sous le seuil d'oscillation) et d'oscillation paramétrique (au-dessus du seuil d'oscillation) vont être abordés. Nous commenterons, partie 5.C.3, en particulier le choix du couple (signal et complémentaire) d'oscillation parmi les différents couples de fluorescence paramétrique présents.

Nous allons dans un premier temps introduire la notion de non-linéarité de type $\chi^{(3)}$, en empruntant les idées de l'optique non-linéaire, et cela nous permettra notamment de démontrer que théoriquement les faisceaux "signal" et "complémentaire" ainsi générés devraient être corrélés quantiquement, ainsi que l'ont montré, avec un Oscillateur Paramétrique Optique, les équipes [burnham70], [friberg85], [mollow73], [hong85], [reynaud87], [giacobino87] et [heidmann87].

Une remarque cependant : en dépit de l'intérêt de la configuration à l'angle magique décrite précédemment, celle-ci se révèle peu adaptée aux mesures de corrélations quantiques, le complémentaire étant d'intensité beaucoup trop faible pour d'une part être détecté par une photodiode et d'autre part permettre des mesures de corrélations avec le signal (qui lui est très intense). Cela est dû au fait que la composante photonique $|C_k|^2$ des états polaritoniques est d'autant plus faible que le vecteur d'onde est grand, comme le montre la figure 5.5. Or, les corrélations quantiques se dégradent fortement lorsque les faisceaux sont fortement déséquilibrés. Il apparaît donc nécessaire de trouver une configuration dans laquelle le signal et le complémentaire soient équilibrés. Dans les microcavités simples (telles que nous les avons décrites dans cette thèse), une telle configuration ne peut résulter d'une excitation à une pompe. En revanche nous verrons qu'un mélange à quatre ondes avec deux faisceaux pompes contra-propageants permet de contourner ce problème, selon un processus tout dégénéré du type $(k_p, -k_p \rightarrow k, -k)$. De même, l'utilisation de microcavités multiples sera d'un intérêt considérable, avec un processus tout dégénéré du type $(0, 0 \rightarrow k, -k)$. Ces travaux sur les microcavités simples et triples en configuration dégénérée sont présentés en 5.C.2, 5.C.3 et 5.C.4, faisant suite aux premières expériences menées par Gaetan Messin, Jean-Philippe Karr, Augustin Baas, Marco Romanelli et Charles Leyder, en collaboration avec le groupe de J. Tignon (Carole Diederichs et Timothée Leconte) au Laboratoire Pierre Aigrain.

5.C.2 Théorie du mélange à quatre ondes (FWM)

Les non-linéarités du troisième ordre mettent en jeu des phénomènes de type mélange à quatre ondes dans lesquels deux photons pompes p_1 et p_2 donnent naissance à une autre

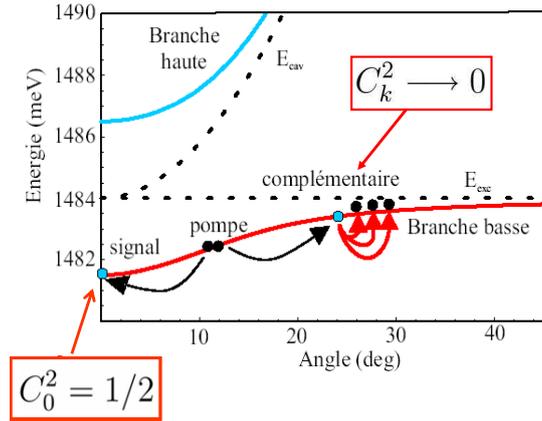


FIGURE 5.5

paire de photons a et b au sein d'un milieu avec une non-linéarité de type $\chi^{(3)}$. C'est d'ailleurs dans ce type de milieu (une vapeur de sodium) et en utilisant un processus de mélange à quatre ondes qu'on a, en 1985 aux Bell Labs, observé expérimentalement pour la première fois des fluctuations comprimées [slusher85]. L'ensemble du processus doit conserver à la fois l'énergie et l'impulsion totale du système.

Au sein des microcavités semi-conductrices, il existe plusieurs moyens de réaliser l'accord de phase et la conservation de l'énergie, ainsi que nous l'avons rapidement vu en introduction.

A l'angle magique, les polaritons de pompe sont co-propageant et de même énergie. On a alors, grâce au point d'inflexion présent sur la branche basse des polaritons :

$$\begin{aligned} 2E_{pompe} &= E_{signal} + E_{complémentaire} \\ 2\mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_{signal} + \mathbf{k}_{complémentaire} \end{aligned} \quad (5.47)$$

Comme mentionné dans l'introduction, ce processus résulte en un grand déséquilibre d'intensité entre le signal et le complémentaire, puisque les polaritons du signal et du complémentaire ont des coefficients de Hopfield photoniques très différents, cf figure 5.5, ce qui nuit aux mesures de corrélations quantiques.

Une seconde configuration est envisageable où les polaritons de pompe sont contra-propageants et de même énergie. On a alors :

$$\begin{aligned} E_{pompe} &= E_{signal} = E_{complémentaire} \\ \mathbf{k}_{pompe1} &= -\mathbf{k}_{pompe2} \\ \mathbf{k}_{signal} &= -\mathbf{k}_{complémentaire} \end{aligned} \quad (5.48)$$

C'est ce processus dégénéré en énergie que nous utilisons au sein des microcavités triples (avec $\mathbf{k}_{pompe1} = \mathbf{k}_{pompe2} = 0$) et des microcavités simples (avec $|\mathbf{k}_{pompe1}| = |\mathbf{k}_{signal}| = |\mathbf{k}_{pompe2}| = |\mathbf{k}_{complémentaire}|$).

Le hamiltonien d'interactions non-linéaires entre quatre polaritons (1.54) dans le processus dégénéré en énergie décrit l'annihilation de deux photons pompe de fréquence ω et la création d'un photon signal de fréquence ω et d'un photon complémentaire de fréquence ω . Il existe une forte analogie entre ce hamiltonien et celui associé à un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO) décrivant l'annihilation d'un photon de fréquence ω et la création de deux photons de fréquences inférieures (et telles que la somme est égale à ω). Nous allons donc utiliser les équations de l'OPO pour aborder l'Oscillation Paramétrique des Polaritons, OPP.

En traitant classiquement les pompes (ce sont en effet des états cohérents très intenses, on peut donc remplacer la notation d'opérateur p_i par une notation de type champ d'amplitude P_i oscillant à la fréquence ω), on obtient [leyder07-these] :

$$H_{\chi^{(3)},degenerate} = \hbar\omega a^\dagger a + \hbar\omega b^\dagger b + \hbar g_{LP}(\chi^{(3)})(P_1 P_2 e^{-2i\omega} a^\dagger b^\dagger + P_1^* P_2^* e^{2i\omega} ab) \quad (5.49)$$

Les équations d'évolution des opérateurs lentement variables $\alpha = a e^{i\omega t}$ et $\beta = b e^{i\omega t}$ donnent donc :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\alpha &= -i\kappa\beta^\dagger \\ \frac{d}{dt}\beta &= -i\kappa\alpha^\dagger \end{aligned} \quad (5.50)$$

où $\kappa = \hbar g_{LP}(\chi^{(3)})P_1 P_2$ peut s'écrire de la forme $|\kappa|e^{i\varphi}$.

Les solutions à ces équations d'évolution s'écrivent :

$$\begin{aligned} \alpha(t) &= \alpha(0)\cosh(|\kappa|t) + i\beta(0)e^{i\varphi}\sinh(|\kappa|t) \\ \beta(t) &= \beta(0)\cosh(|\kappa|t) - i\alpha(0)e^{-i\varphi}\sinh(|\kappa|t) \end{aligned} \quad (5.51)$$

En recombinant les faisceaux signal et complémentaire sur une lame semi-réfléchissante, et en introduisant un déphasage δ variable entre les deux champs, comme nous l'avons décrit pour la détection homodyne, nous allons pouvoir mesurer une éventuelle compression de bruit sur une des quadratures, sachant qu'une compression de bruit sur deux faisceaux distincts ou deux zones d'un même faisceau est la signature de corrélations quantiques entre ces deux "objets" étudiés [keller].

Les champs obtenus après mélange via la lame semi-réfléchissante sont des combinaisons linéaires des modes signal et complémentaire, cf 5.16. Voici l'un d'entre eux :

$$\begin{aligned} s^\delta(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha(t) + e^{i\delta}\beta(t)) \\ s^{\delta\dagger}(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha^\dagger(t) + e^{-i\delta}\beta^\dagger(t)) \end{aligned} \quad (5.52)$$

Les opérateurs de quadrature correspondants s'écrivent, cf 5.4 :

$$\begin{aligned} X_s^\delta(t) &= \frac{1}{2}(s^\delta(t) + s^{\delta\dagger}(t)) \\ Y_s^\delta(t) &= \frac{1}{2}(s^\delta(t) - s^{\delta\dagger}(t)) \end{aligned} \quad (5.53)$$

On remarque qu'en choisissant $\delta = \varphi - \frac{\pi}{2}$, on obtient :

$$X_s^{\delta=\varphi-\frac{\pi}{2}}(t) = \frac{1}{2\sqrt{2}}[(\alpha(0) + \alpha^\dagger(0)) - i(\beta(0)e^{i\phi} - \beta^\dagger(0)e^{-i\phi})]e^{-|\kappa|t} \quad (5.54)$$

dont on peut déduire la variance :

$$\Delta X_s^{\delta=\varphi-\frac{\pi}{2}}(t) = \frac{1}{4}e^{-2|\kappa|t} \quad (5.55)$$

Ainsi, on peut théoriquement observer une compression de bruit sur la quadrature X^δ telle que $\delta = \text{Arg}(\hbar g_{LP}(\chi^{(3)})P_1P_2) - \frac{\pi}{2} = \varphi - \frac{\pi}{2}$. Cette compression de bruit s'accompagne, d'après les inégalités d'Heisenberg, d'une augmentation du bruit selon la quadrature Y^δ . Cette compression est la signature, cf 5.A.7, de l'existence de corrélations quantiques entre le signal et le complémentaire. Théoriquement, la compression est sans limite puisqu'elle est en exponentielle décroissante du temps, avec un facteur de décroissance lié à la force des non-linéarités de troisième ordre ainsi qu'à la puissance des pompes, ce qui signifie que le signal et le complémentaire sont théoriquement parfaitement corrélés.

Cette étude théorique a été réalisée pour des états pompes d'occupation macroscopique, sans hypothèse sur l'occupation des modes signal et complémentaire. Elle est donc a priori applicable pour des puissances d'excitation en-dessous et au-dessus du seuil d'oscillation.

En particulier, en-dessous du seuil, les OPO présentent la possibilité de générer du vide comprimé, cf [gigan], tandis qu'au-dessus du seuil, les faisceaux signal et complémentaire sont intenses et présentent des corrélations d'intensité : on les appelle des *faisceaux jumeaux*. Prévoir des corrélations quantiques dans un processus d'optique non-linéaire est intuitivement convaincant : en effet, ces processus consistent en la création et l'annihilation simultanées de photons (polaritons dans notre système) respectant la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Nous étudierons donc par la suite les corrélations d'intensité entre signal et complémentaire au-dessus du seuil d'oscillation paramétrique des modes polaritoniques. Il serait également intéressant de voir si un vide comprimé peut être créé, par analogie à l'OPO, au sein d'une microcavité semi-conductrice en régime de fluorescence paramétrique, c'est-à-dire en-dessous du seuil d'oscillation, mais la conception d'une expérience en régime de comptage de photons, qui serait appropriée ici, s'avère ardue à cause de la diffusion Rayleigh, cf 5.A.8. Nous nous en tiendrons donc principalement à une étude au-dessus du seuil, où l'on espère observer la génération de faisceaux jumeaux (ie corrélés en intensité).

Enfin, l'analogie OPO-OPP a ses limites. Principalement, la compression de bruit mesurée sur la lumière sortante d'une microcavité semi-conductrice ne reflète pas quantitativement la compression de bruit intra-cavité, comme expliqué en 5.A.9, à cause du fait que les polaritons sont des entités lumière-matière (le choix du désaccord cavité-exciton est d'ailleurs crucial, nous le verrons) ce qui interdit d'avoir des faisceaux signal et complémentaire parfaitement corrélés. De plus, nous verrons que les champs émis par les microcavités semi-conductrices peuvent présenter une grande multimodalité, ce qui, nous l'avons vu en 5.A.8 et nous le vérifierons en 5.C.4, nuit à l'observation des corrélations quantiques entre signal et complémentaire. Par conséquent, l'OPP présente de grandes qualités d'intégrabilité et il fonctionne à très bas seuil. Il soulève cependant certaines difficultés de réalisation quant à la génération d'états non-classiques.

5.C.3 Corrélations dans les cavités triples

Nous avons mentionné dans l'introduction la difficulté d'étudier les corrélations dans le cas d'un mélange à quatre ondes au sein des microcavités simples, à cause du déséquilibre entre le signal et le complémentaire. Marco Romanelli a étudié dans les cavités simples les corrélations entre signal et complémentaire issus du processus dégénéré en énergie (5.48), en excitation à 8° et -8° . Ses résultats montrent de fortes corrélations entre signal et complémentaire, mais celles-ci restent classiques puisque le bruit de différence des photocourants reste 10 fois au-dessus du *shot noise*. Par la suite, Charles Leyder a continué cette étude en excitant les cavités avec un angle plus petit, ce qui a réduit le bruit de différence de photocourants, tout en restant au-delà du *shot noise*.

Nous allons maintenant nous intéresser à la configuration dégénérée en énergie avec excitation à angle nul à laquelle nous pouvons accéder dans les cavités triples cf (5.48), et y étudier les corrélations entre signal et complémentaire suivant la quadrature intensité, à l'aide d'une détection équilibrée. Ceci continue le travail de Charles Leyder et de Carole Diederichs.

Présentation des cavités triples

La structure des microcavités triples, conçues au LPA et fabriquées au LPN, permet l'observation d'oscillations paramétriques de géométries variées. Ce système consiste en un empilement de trois microcavités planaires couplées : c'est donc une alternance de miroirs de Bragg (BM) et de puits quantiques (QW) soit : BM/QW/BM/QW/BM/QW/BM, tel que le montre la figure 5.6a. Le couplage entre les différentes cavités donne lieu à un dédoublement des états photoniques, comme le montre la figure 5.6b. Au sein de chaque cavité, des puits quantiques ont été crûs par épitaxie aux maxima (ventres) des champs électromagnétiques. Cela donne lieu, en couplage fort, à trois branches de polaritons bas représentées en figure 5.6c et bien sûr à trois branches de polaritons hauts. Au cours de

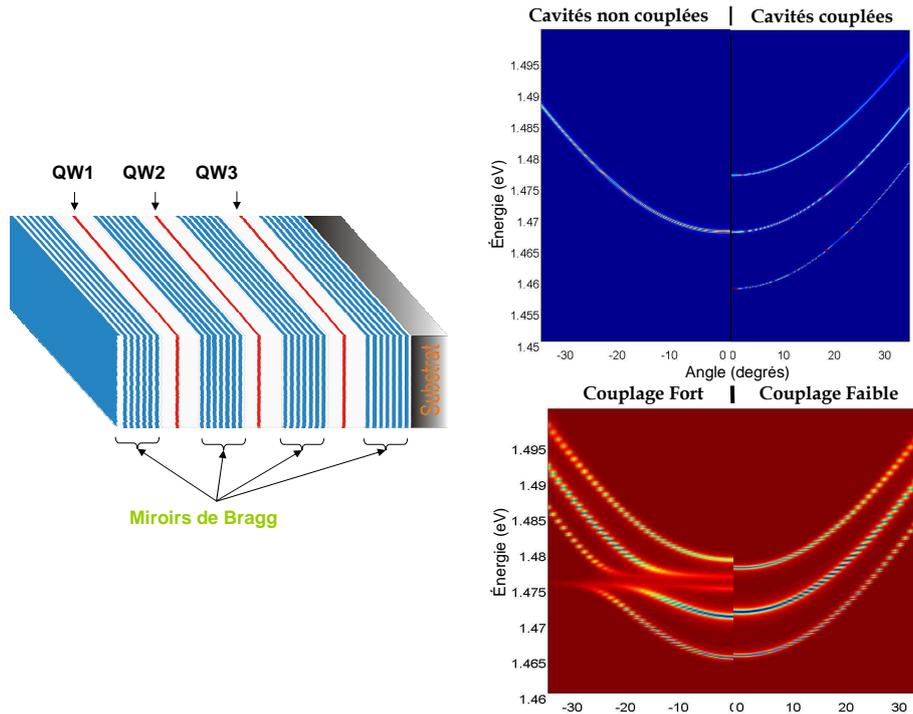


FIGURE 5.6 – A gauche : schéma d'une microcavité triple, avec un puits quantique au maximum du champ électrique dans chaque cavité optique. En haut à droite : Dispersions photoniques dans une cavité simple et dans une structure à trois cavités couplées. En bas à droite : Dispersions polaritoniques (couplage fort) et dispersions photoniques (couplage faible) dans une microcavité triple. Images calculées.

son doctorat, C. Diederichs, [diederichs07], a expérimenté les divers processus de mélange à quatre ondes pouvant être réalisés dans ce type de cavité.

- Le processus à l'angle magique, comme rencontré dans les cavités simples, qui peut avoir lieu sur chacune des trois branches de polariton bas. Ce processus comme nous l'avons dit résulte en un grand déséquilibre entre le signal et le complémentaire, gênant aux mesures de corrélations.

- Le processus vertical qui pour une excitation à $k_p = 0$ et $E_p(0)$ donne un signal et un complémentaire à $k_{signal} = k_{complémentaire} = 0$ et à $E_{signal} + E_{complémentaire} = 2E_p(0)$. Ce processus fait intervenir les trois branches. L'avantage de cette oscillation est d'avoir un signal et un complémentaire dégénérés en vecteur d'onde ce qui rend plus facilement concevable l'intégrabilité du système. De plus, l'écart en énergie dépend essentiellement du couplage entre cavités, donc il est facilement contrôlable. Quant aux inconvénients, le principal est la différence de nature des polaritons signal et complémentaire, puisque l'un est très excitonique et l'autre très photonique (problème similaire à celui rencontré pour l'excitation à l'angle magique).

- Le processus horizontal qui pour une excitation à $k_p = 0$ et $E_p(0)$ donne un signal à k_{signal} , $E_{signal}(k_{signal})$ et un complémentaire à $k_{complémentaire}$, $E_{complémentaire}(k_{complémentaire})$ tels que $k_{signal} = -k_{complémentaire}$ et $E_{complémentaire} = E_{signal} = E_p$.

Le processus horizontal, sur lequel nous travaillerons, est représenté schématiquement en figure 5.7.

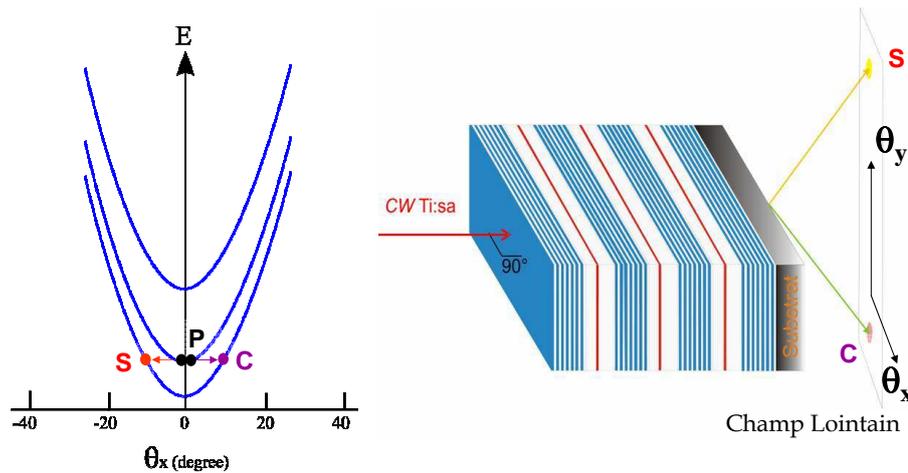


FIGURE 5.7 – Principe du mélange à quatre ondes dans une microcavité triple : excitation à angle nul et génération du signal et complémentaire selon un processus horizontal réalisant l'accord de phase et la conservation de l'énergie.

Corrélations d'intensité entre signal et complémentaire

Choix du désaccord cavité-exciton. Tout d'abord soulevons l'importance du choix du désaccord cavité-exciton ici (ce problème a déjà été abordé en 5.A.9). Nous reprenons donc les points essentiels rapidement et concluons sur le choix :

- d'une part, afin d'observer de bas seuils pour le passage en régime d'oscillation, il est recommandé de choisir des conditions telles que les polaritons soient plus excitoniques, donc un désaccord positif.
- cependant, ce que nous collectons en sortie est de la lumière, donc il est primordial que les polaritons aient une composante photonique non-négligeable, ce qui est en faveur d'un désaccord négatif.

- la formule donnée en 5.A.9 montre que le *squeezing* est plus facilement obtenu, compte tenu du bruit introduit par le réservoir excitonique, lorsque les polaritons sont plutôt photoniques, donc lorsque le désaccord est négatif.

- enfin, cette même formule montre également que le *squeezing* est plus facilement obtenu lorsque la largeur de raie excitonique est fine. Or, pour un même *blue-shift* du laser d'excitation, le vecteur d'onde de diffusion est plus petit (en valeur absolue) dans le cas d'un désaccord négatif. Or le temps de vie radiatif (inverse de la largeur de raie) des polaritons diminue quand $|k|$ augmente à cause du couplage au réservoir excitonique (car la LPB s'approche de la dispersion des excitons aux grands $|k|$) et les corrélations s'en retrouvent affaiblies.

De ces remarques il ressort qu'il est préférable de choisir un désaccord cavité-exciton négatif quitte à élever le seuil d'oscillation.

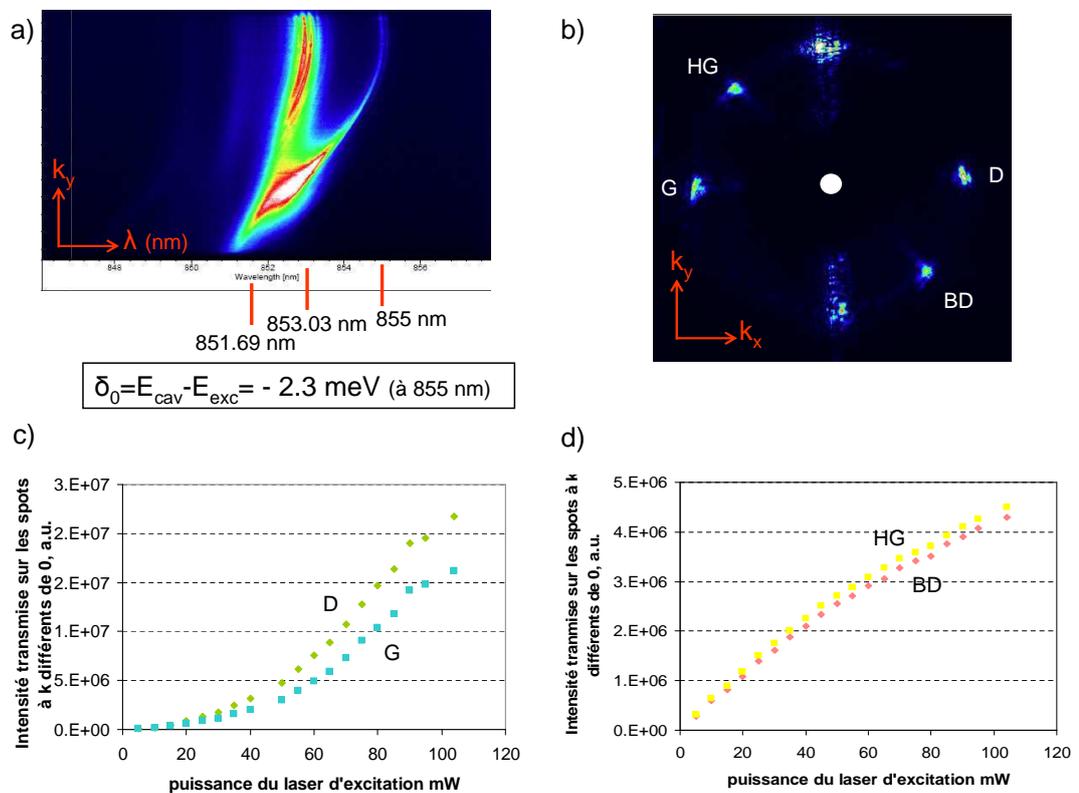


FIGURE 5.8 – a) Extrait de courbe de dispersion de la microcavité triple en régime de couplage fort, dans les conditions d'excitation notées sur la figure et donnant les résultats expérimentaux présentés en b, c, et d. b) Espace réciproque : les spots générés par la pompe à $k=0$, cachée pour ne pas surexposer le détecteur et remplacée par le rond blanc, sont notés G, D, HG et BD. c) et d) Transmission en fonction de la puissance de pompe pour les spots HG et BD, et G et D respectivement.

Compétition entre modes oscillants. En régime de faible excitation lumineuse, la diffusion Rayleigh entraîne le peuplement d'états polaritoniques respectant la conservation de l'énergie. La courbe de dispersion des polaritons bas en régime linéaire étant identique selon toutes les directions de vecteurs d'onde transverses, ce processus de diffusion élastique devrait être isotrope. Cependant les inhomogénéités de notre échantillon (nombreux défauts, mosaïcité, cf 2.A.5) provoquent de la diffusion dans des directions bien particulières. En particulier, les axes cristallographiques de l'échantillon constituent des directions privilégiées sur l'anneau Rayleigh. Dans nos échantillons (cavité simple et cavité triple), ces axes sont les directions verticales et horizontales, auxquelles s'ajoute dans les cavités triples une mosaïcité selon la direction qui fait un angle de 30° avec la verticale [diederichs07]. Il est important de remarquer que, bien que sur l'anneau en faible excitation lumineuse il apparaisse quatre spots diamétralement opposés deux à deux, ces derniers ne constituent pas des "couples", puisqu'ils sont en réalité issus d'un processus à un photon (diffusion élastique).

Il est souvent efficace de considérer que la diffusion Rayleigh agit comme un *seed* à l'oscillation paramétrique, à la manière des expériences type pompe-sonde courantes en optique non-linéaire, cf [boyd], les spots ainsi privilégiés par les axes du cristal étant supposés présenter un gain plus important que les autres couples possibles sur l'anneau Rayleigh et donc avoir plus de chances d'atteindre la contrainte "gain = perte" indispensable à une oscillation paramétrique. En réalité, le gain à considérer est le gain non-linéaire. Or la transmission des spots Rayleigh en fonction de la puissance P de la pompe présente un seuil à très basse puissance, [lecomte11], puis varie linéairement en P , ce qui est logique puisque le processus Rayleigh ne fait pas intervenir les interactions entre particules. Dans un processus d'oscillation paramétrique au contraire, les interactions sont primordiales puisqu'il s'agit d'un mélange à quatre ondes. La transmission de ces couples oscillants en fonction de la puissance de pompe est alors en racine carrée, [ciuti03], [romanelli05] et [lecomte11]. Il y a donc un moyen non-ambigu de vérifier si nous avons affaire à un couple issu d'une génération paramétrique ou à deux spots "Rayleigh" indépendants l'un de l'autre.

Malgré tout, il n'est pas interdit que des couples type "Rayleigh" entrent dans un processus d'oscillation paramétrique au-delà d'une certaine puissance de pompe à cause de cet effet de *seed*, comme nous le verrons en 5.8c. Il est alors intéressant de remarquer que la mosaïcité et les nombreux défauts présents dans l'échantillon peuvent être bénéfiques s'ils abaissent les seuils d'oscillation et inhibent la phase des grandes fluctuations induites lors de la compétition entre couples oscillants, cf 5.B. En contre partie, ces défauts sont d'importantes sources de bruit et peuvent donc nuire à l'observation des corrélations quantiques entre signal et complémentaire, cf 5.A.9.

Par conséquent, nous ne savons pas exactement expliquer le choix spontané d'un couple oscillant, sauf dans le cas où ce couple présente une diffusion Rayleigh importante pouvant alors servir de *seed* au processus d'oscillation. Dans le cas où le couple entrant en phase d'oscillation n'est pas particulièrement privilégié par le Rayleigh, la compétition entre modes

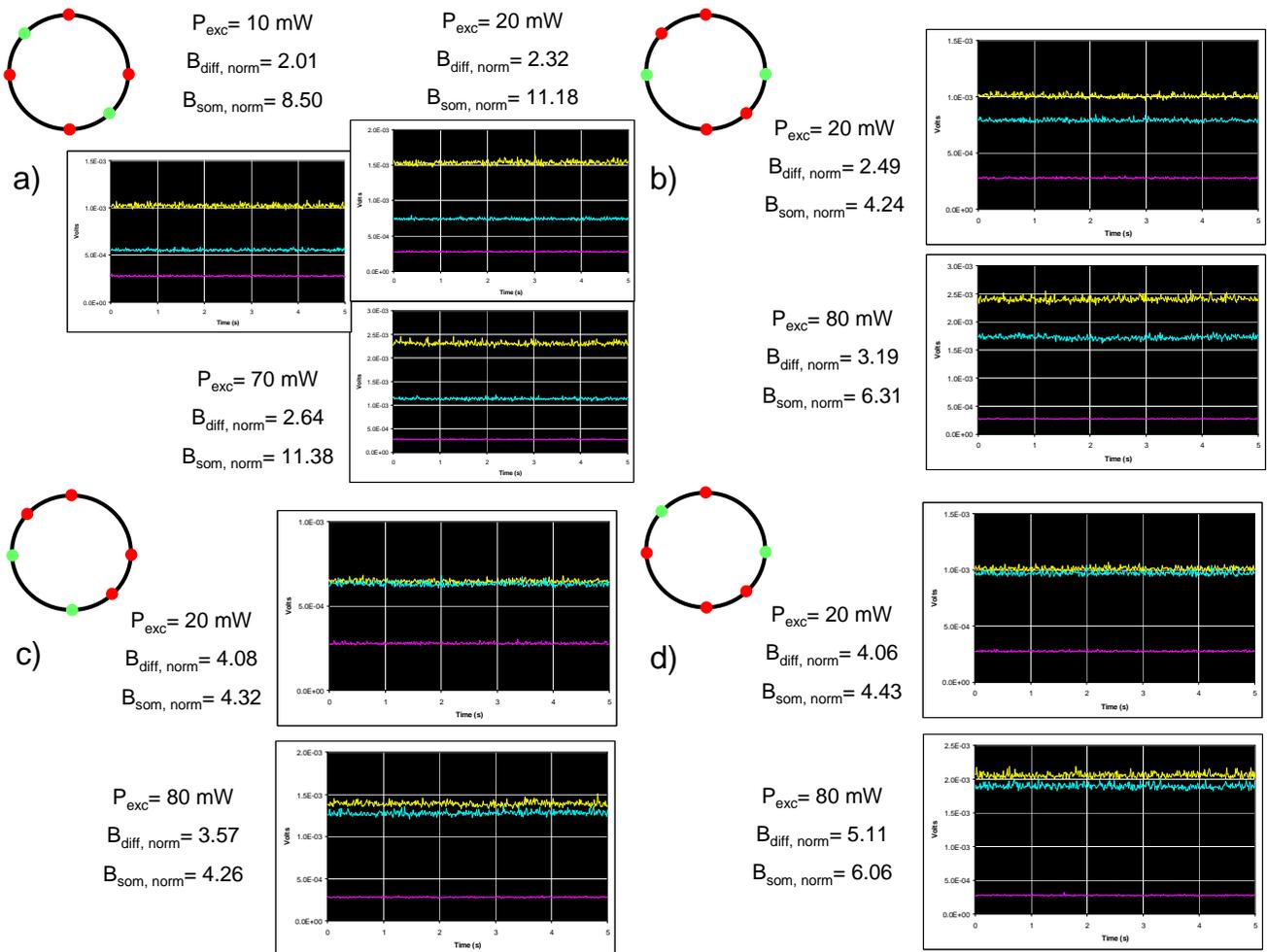


FIGURE 5.9 – Analyse des corrélations entre les différents spots générés par la pompe à $k=0$. L'espace réciproque est représenté schématiquement par un cercle, où les différents spots sont indiqués par des points. Les couples de spots analysés sont en vert. Les graphes représentent le bruit (non normalisé) de somme (trace jaune) et de différence (trace bleue) des intensités des spots du couple étudié, à différentes puissances de pompe. Si somme et différence ne sont pas superposés, cela indique l'existence de corrélations. Si le bruit de différence est plus grand que celui de somme, il s'agit d'anti-corrélations (jamais le cas ici, ce qui paraît logique dans un processus de mélange à quatre ondes). La trace violette est le bruit électronique des détecteurs.

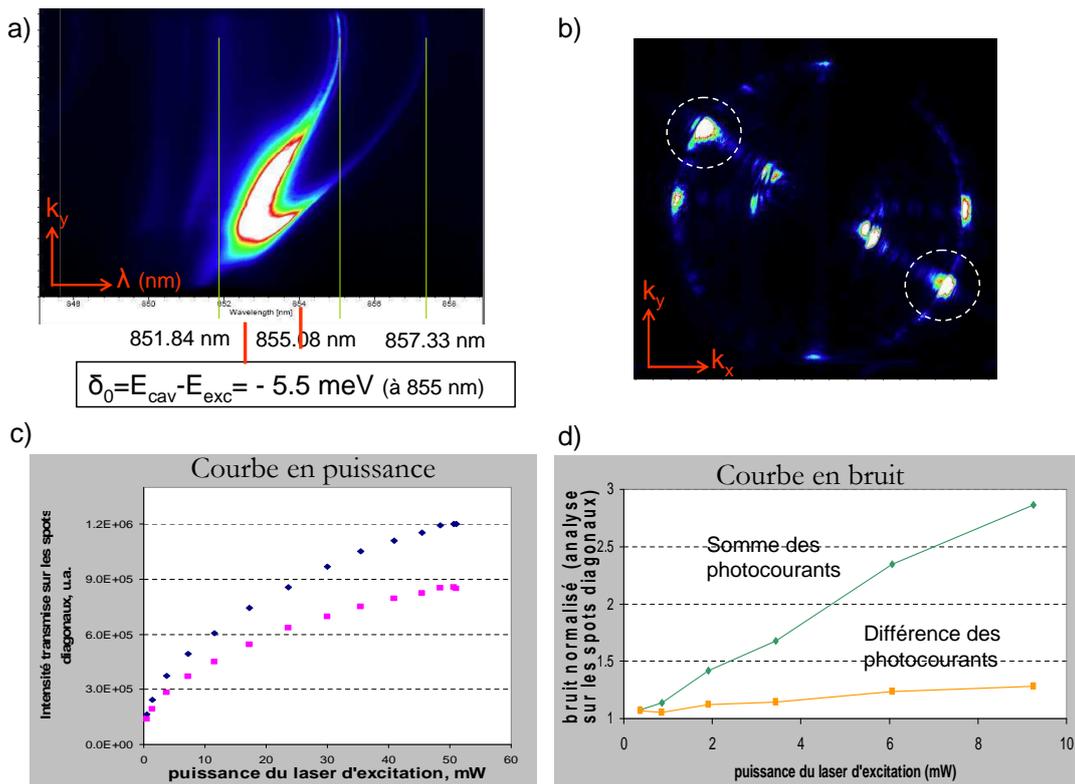


FIGURE 5.10 – a) Extrait de courbe de dispersion de la microcavité triple en régime de couplage fort, dans les conditions d'excitation notées sur la figure et donnant les résultats expérimentaux présentés en b, c, et d. b) Espace réciproque : les spots générés par la pompe auxquels nous nous intéressons sont entourés. c) Transmission en fonction de la puissance de pompe pour les spots entourés. d) Bruits de somme et de différence normalisés des spots entourés en fonction de la puissance d'excitation de la pompe.

peut provoquer de fortes fluctuations au niveau du seuil, cf 5.B. Cependant au-delà du seuil, les corrélations entre faisceaux ainsi générés par couple ont plus de chances d'être quantiques puisqu'elles ne sont pas diluées dans la diffusion Rayleigh.

Corrélations classiques entre spots diamétralement opposés. Pour un désaccord de -2.3 meV, les couples (HG, BD) et (D,G) sont émis avec une importante intensité, croissante avec la puissance de pompe.

Seul le couple (HG,BD) présente une courbe de transmission en racine carrée de la puissance de pompe, voir 5.8d : ce couple est donc généré par le processus d'oscillation paramétrique.

Le couple (D,G) présente quant à lui une courbe particulière avec un seuil, puis une

transmission croissante avec la puissance de pompe, et enfin une saturation aux hautes intensités, voir 5.8c.

Au début du processus paramétrique, le couple (HG, BD) semble donc être privilégié et oscille, tandis que le couple (B, D) présente seulement de la diffusion élastique Rayleigh, qui est un processus à un photon. Lorsque l'on augmente la puissance de la pompe, le couple (B, D) semble alors lui aussi entrer dans un régime d'oscillation paramétrique, puisqu'il présente une courbe de transmission en racine carrée de la puissance de pompe. Il y a donc pour ce couple superposition des deux processus. De plus, au vu des valeurs de bruit normalisé (somme et différence) inscrites sur les graphes 5.9a et 5.9b, les corrélations entre les spots (BD, HG) (graphe a) sont plus importantes que celles entre les spots (D, G) (graphe b), ce qui confirme l'hypothèse d'une oscillation paramétrique privilégiée sur le couple diagonal, le couple horizontal étant principalement issu d'un processus à un photon (diffusion Rayleigh résonante) auquel se superpose le processus d'oscillation paramétrique.

Nous voyons d'après les images 5.9a, 5.9b et 5.10d, qu'il existe de fortes corrélations entre spots diamétralement opposés sur l'anneau Rayleigh (qui sont les seuls pouvant respecter l'accord de phase durant le processus de conversion paramétrique), le bruit de la somme et celui de la différence n'étant pas superposés. Cependant ces corrélations restent classiques puisque le bruit normalisé reste toujours au-dessus du *shot noise* (le bruit normalisé vaut 1 lorsque le faisceau est à la LQS). Je renvoie le lecteur à l'étude théorique menée dans la partie 5.A.7, où le critère de corrélation est défini.

Entre spots non diamétralement opposés, les corrélations, quelles qu'elles soient, sont inexistantes ou extrêmement faibles, comme nous pouvons le voir en 5.9c et 5.9d. L'absence de corrélations entre deux spots ne vérifiant pas l'accord de phase est une preuve que le processus en jeu est un processus paramétrique.

Conclusion

Nous n'observons pas de corrélations quantiques entre signal et complémentaire dans notre échantillon (cavité triple). Voici quelques hypothèses pouvant expliquer ce résultat négatif :

- il est difficile de satisfaire le compromis sur le choix du désaccord, cf 5.C.3, et il se peut donc que les polaritons ne soient pas suffisamment photoniques.
- le réservoir excitonique est très bruyant, ce qui empêche, aux désaccords cavité-exciton choisis, de vérifier la relation (5.46).
- au-dessus du seuil, le signal et le complémentaire sont trop intenses et subissent de la pollution due au bruit thermique (réservoir de phonons). En-dessous du seuil, la diffusion Rayleigh dilue les photons nés de la fluorescence paramétrique.
- l'éventuelle multimodalité (que nous étudierons en 5.C.4), nuit à la compression de bruit, cf 5.A.8.

5.C.4 Critère expérimental de multimodalité spatiale

La plupart des modèles décrivant l'oscillation paramétrique de polaritons ne font intervenir que 3 ou 4 modes polaritons distincts $(0, k_p, 2k_p)$ [karr01, baas03] ou (k_p, k_p, q, q) [romanelli05]. Ceci est une simplification communément admise lorsque l'on souhaite mettre en évidence les propriétés classiques de l'oscillation paramétrique (comportement de la puissance de sortie des modes signal et complémentaire en fonction de la puissance d'excitation, effets de seuil, polarisations des faisceaux d'entrée et de sortie, etc.). En revanche une telle description omet le fait que ces quelques modes sont nécessairement couplés à un ensemble d'autres modes très faiblement peuplés, voire vides, par l'intermédiaire des interactions excitons-excitons ou excitons-phonons. La présence de ces autres modes, bien qu'elle n'affecte que très peu les propriétés classiques, est d'une importance considérable en ce qui concerne les propriétés quantiques du système.

Un des intérêts de la description quantique du champ est que pour un champ monomode, la structure transverse de l'intensité du champ ainsi que ses fluctuations dans le plan transverse sont déterminées, puisque un tel champ est défini par un seul degré de liberté, ce qui n'est pas le cas pour un champ multimode. La description quantique nous permet donc à priori de différencier par des mesures de bruit un champ monomode d'un champ multimode.

Lorsque le champ est monomode, la répartition des photons dans le plan transverse est aléatoire. Ainsi, filtrer spatialement le faisceau revient à une atténuation globale en intensité du signal. Cette répartition aléatoire des photons conduit à des fluctuations "homogènes" du mode. Par conséquent, mesurer le bruit d'un faisceau monomode dont on cache la moitié est équivalent à mesurer le bruit du faisceau entier devant lequel on place une densité optique de facteur 2.

Pour un faisceau monomode donc, le bruit normalisé $B_{monomode, norm.}$ s'écrit :

$$B_{monomode, norm.} = 1 + eT \quad (5.56)$$

où T est la transmission : c'est le rapport de l'intensité I transmise sur l'intensité du faisceau entier. On a donc $T=1$ lorsque le faisceau passe sans atténuation, $T=0$ le faisceau est entièrement masqué. e est l'excès de bruit : lorsque $T=0$, $B_{monomode, norm.} = 1$ puisque le vide est un état cohérent donc ses fluctuations sont à la LQS, lorsque $T=1$, le bruit normalisé est égal à $1 + e$ et donc l'excès de bruit (au-delà du *shot noise*) du faisceau entier est e . Celui-ci peut être positif ou négatif, selon si le champ considéré est bruité ou compressé selon cette quadrature.

La démonstration de la linéarité du bruit normalisé avec la transmission sera faite en 5.C.4.

Nous allons alors utiliser la *technique du rasoir* pour connaître la multimodalité des faisceaux optiques qui sortent de nos échantillon. Dans tous les cas, le faisceau excitateur est un mode gaussien TEM_{00} à la LQS (provenant d'un laser). Cette technique consiste à

mesurer le bruit du signal à mesure qu'on le coupe à l'aide d'une lame de rasoir (ou éventuellement d'un diaphragme centré sur le spot). Une seule photodiode est alors suffisante. Pour connaître le bruit normalisé, il suffit de mesurer le *shot noise* indépendamment ("mesurer le *shot noise*" consiste à tracer la courbe 5.3d) puis de diviser le bruit du signal pour chaque intensité (position de rasoir) par le bruit quantique standard à cette même intensité (position de rasoir). Dans un premier temps, il est nécessaire de connaître les modes peuplés présents dans nos faisceaux. Pour cela, une analyse de l'intensité transmise en fonction de la position du rasoir est suffisante. Nous verrons qu'il existe un mode principalement peuplé, les autres modes présents sont quasiment vides, mais peuvent présenter des excès de bruit. Dans un second temps nous effectuerons des mesures de bruit en fonction de la position de la lame de rasoir afin de déceler l'existence de modes corrélés au mode principalement peuplé.

Les conclusions que l'on pourra en tirer sont les suivantes :

- Si le bruit normalisé est linéaire en transmission d'ordonnée à l'origine 1 suivant tous les vecteurs de la base choisie : cela peut vouloir dire que le champ est monomode. Une conclusion hâtive sur le caractère monomode d'un tel champ serait cependant erronée car ce résultat est également possible si l'on mesure un champ composé de plusieurs modes de structures transverses différentes telles que l'introduction de la lame génère autant de pertes dans tous les modes transverses. Nous verrons qu'il faut pour cela que les modes soient orthogonaux suivant les vecteurs de base choisis.
- Si le bruit normalisé est linéaire en transmission d'ordonnée à l'origine 1 suivant un seul des vecteurs de base ou aucun : cela signifie de manière certaine que le champ est multimode.

Ainsi, et comme précisé auparavant, il n'est possible de conclure que dans le cas multimode puisqu'il suffit de trouver une base dans laquelle le bruit normalisé n'est pas linéaire en T . Pour conclure que le champ est monomode, cela est plus épineux puisqu'en pratique il est impossible de tester toutes les bases transverses. Nous allons considérer par la suite la base des modes transverses d'Hermite-Gauss, qui est la base par excellence des modes de cavité, suivant les directions (x,y) qui sont les axes cristallographiques de notre microcavité semi-conductrice. Un rappel sur la forme des modes transverses d'Hermite-Gauss est présenté en figure 5.11.

En 5.C.4, nous démontrerons ces raisonnements évoqués précédemment grâce à la formule analytique du bruit dans le cas multimode.

Bruit d'un champ quelconque à deux modes non-vides

Dans cette partie nous présentons les étapes du calcul du bruit d'intensité transverse d'un faisceau dans un traitement linéaire des fluctuations. Nous nous donnons une base de modes transverses $u_j(\rho, z)$. Dans toute la suite nous supposerons que deux modes au plus sont non vides. Tous les autres modes seront considérés comme étant dans des états vides du rayonnement avec des fluctuations isotropes à la limite quantique standard. La

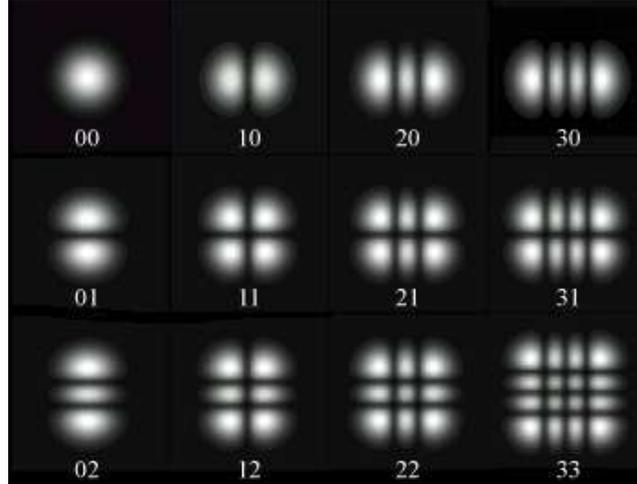


FIGURE 5.11 – Profils transverses d'intensité des modes d'Hermite-Gauss, notés TEM_{mn} où m est le nombre de noeuds dans la direction x (horizontale) et n est le nombre de noeuds dans la direction y (verticale).

composante électrique de fréquences positives du champ peut s'écrire :

$$E_z^\omega(t, \rho, z) = E_z^\omega(t) \sum_j a_j u_j(\rho, z) \quad (5.57)$$

avec :

$$N_0 = \langle a_0^\dagger a_0 \rangle \quad (5.58)$$

$$N_1 = \langle a_1^\dagger a_1 \rangle \quad (5.59)$$

$$\langle a_i^\dagger a_i \rangle = 0 \quad \forall i \geq 2 \quad (5.60)$$

$$a_0 = \sqrt{N_0} + \delta a_0 \quad (5.61)$$

$$a_1 = \sqrt{N_1} + \delta a_1 \quad (5.62)$$

où on a supposé que la phase relative entre $\langle a_0 \rangle$ et $\langle a_1 \rangle$ est nulle.

Dans les expériences que nous avons effectuées, le faisceau est coupé par une lame de rasoir. L'intensité détectée par la photodiode dépend donc de la position de la lame au cours du temps. Cette position sera repérée par la coordonnée x en coupe horizontale et par la coordonnée y en coupe verticale. Bien qu'en pratique les détecteurs soient de taille finie, on considérera de taille infinie car ils sont grands par rapport à la taille du faisceau. Dans ces conditions l'intensité à la fréquence ω mesurée par le photodétecteur s'écrit (on omet l'indice ω) :

$$I(x) = \hbar\omega \int_{-\infty}^x a^\dagger(\rho)a(\rho)d\rho \quad (5.63)$$

En linéarisant l'expression de $I(x)$ au premier ordre, les fluctuations d'intensité s'écrivent :

$$\begin{aligned} \delta I(x) = & \sqrt{N_0}C_{00}(x)(\delta a_0 + \delta a_0^\dagger) + \sqrt{N_1}C_{11}(x)(\delta a_1 + \delta a_1^\dagger) \\ & + \sqrt{N_1}(C_{10}(x)\delta a_0 + C_{10}(x)^*\delta a_0^\dagger) + \sqrt{N_0}(C_{01}(x)\delta a_1 + C_{01}(x)^*\delta a_1^\dagger) \\ & + \sqrt{N_0} \sum_{i=2}^{\infty} (C_{0i}(x)\delta a_i + C_{0i}(x)^*\delta a_i^\dagger) + \sqrt{N_1} \sum_{i=2}^{\infty} (C_{1i}(x)\delta a_i + C_{1i}(x)^*\delta a_i^\dagger) \end{aligned} \quad (5.64)$$

où $C_{ij}(x) = \int_x^\infty u_i(\rho)^*u_j(\rho)d^2\rho$ est l'intégrale de recouvrement des modes i et j . On supposera les $\{C_{ij}\}$ réels (il suffit de prendre les $\{u_j\}$ réels ce qui sera toujours le cas en pratique).

Le bruit d'intensité s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Delta I = \langle \delta I^2 \rangle(x) = & (N_0C_{00}^2(x) + N_1C_{01}^2(x) + \sqrt{N_0N_1}C_{00}(x)C_{01}(x))\langle \delta r_0^2 \rangle \\ & + (N_1C_{11}^2(x) + N_0C_{01}^2(x) + \sqrt{N_0N_1}C_{11}(x)C_{01}(x))\langle \delta r_1^2 \rangle \\ & + 2(\sqrt{N_0}C_{00}(x) + \sqrt{N_1}C_{01}(x))(\sqrt{N_1}C_{11}(x) + \sqrt{N_0}C_{01}(x))\langle \delta r_0\delta r_1 \rangle \\ & + \sum_{i=2}^{\infty} (\sqrt{N_0}C_{0i}(x) + \sqrt{N_1}C_{1i}(x))^2\langle \delta r_i^2 \rangle \end{aligned} \quad (5.65)$$

Bruit normalisé d'un champ monomode

Dans ce paragraphe nous nous intéresserons à un champ de la forme 5.34. Supposons que le mode $|\Psi_0\rangle$ soit lui aussi dans un état vide du rayonnement avec des fluctuations à la limite quantique standard. D'après la définition donnée par [treps05], un tel champ est monomode. Le bruit d'intensité transverse vaut alors :

$$\Delta I(x)_{monomode} = N_0(C_{00}^2(x)\langle \delta r_0^2 \rangle) + \sum_{i=1}^{\infty} C_{0i}^2(x)\langle \delta r_i^2 \rangle \quad (5.66)$$

Soit T le coefficient de transmission. Il s'agit du rapport de l'intensité transmise sur l'intensité totale du faisceau. Dans le cas d'un faisceau monomode, on a simplement :

$$T(x) = C_{00}(x) \quad (5.67)$$

La relation de complétude de la base $u_j(\rho, z)$ permet d'obtenir la relation de fermeture suivante pour les C_{0i} :

$$\begin{aligned}
\sum_{i=1}^{\infty} C_{0i}^2(x) &= \sum_{i=1}^{\infty} \int_x^{\infty} \int_x^{\infty} u_0(\rho)u_0(\rho')u_i(\rho)u_i(\rho')d\rho d\rho' \\
&= \int_x^{\infty} \int_x^{\infty} u_0(\rho)u_0(\rho') \left(\sum_{i=1}^{\infty} u_i(\rho)u_i(\rho') \right) d\rho d\rho' \\
&= \int_x^{\infty} \int_x^{\infty} u_0(\rho)u_0(\rho') (\delta(\rho - \rho') - u_0(\rho)u_0(\rho')) d\rho d\rho' \\
&= \int_x^{\infty} u_0^2(\rho) d\rho - \left(\int_x^{\infty} u_0^2(\rho) d\rho \right)^2 \\
&= T - T^2
\end{aligned} \tag{5.68}$$

Le bruit d'intensité se réécrit donc

$$\Delta I_{monomode} = N_0(T^2 \langle \delta r_0^2 \rangle + (T - T^2) \langle \delta r_{vide}^2 \rangle) \tag{5.69}$$

L'intensité totale reçue par la photodiode est N_0T . La limite quantique standard correspondant à cette intensité vaut donc $\langle \delta r_{vide}^2 \rangle N_0T$. En divisant l'équation précédente par cette valeur on obtient le bruit d'intensité transverse normalisé :

$$B_{monomode, norm.} = \Delta I_{monomode, norm.} = 1 + eT \tag{5.70}$$

où $e = \langle \delta r_0^2 \rangle / \langle \delta r_{vide}^2 \rangle - 1$ représente l'écart des fluctuations d'amplitude du champ par rapport à la limite quantique standard. Pour les simulations numériques on utilisera le dB comme unité de bruit. On pose donc $e_i = 10^{\frac{B_{i,dB}}{10}} - 1$ où $B_{i,dB}$ est le bruit normalisé en décibels du mode i .

Nous avons donc démontré que le bruit d'intensité normalisé d'un champ monomode varie linéairement avec la transmission.

Cas multimode

Fonctions de Hermite. Les modes d'Hermite-Gauss dans un plan (x,y) sont les modes TEM_{mn} déjà introduits. Un mode TEM_{mn} s'exprime comme le produit du mode $u_m(x)$ avec le mode $u_n(y)$, les modes $u_m(x)$ (et $u_n(y)$) s'expriment comme suit, dans le plan défini par z :

$$\begin{aligned}
u_0(x) &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{w(z)}} e^{-\frac{x^2}{w(z)}} h_0\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right) \\
u_1(x) &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{w(z)}} e^{-\frac{x^2}{w(z)}} h_1\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right)
\end{aligned} \tag{5.71}$$

où

- les $h_i(t)$ sont les polynomes de Hermite et on a en particulier : $h_0(t) = 1$, $h_1(t) = 2t$,

$h_2(t) = 4t^2 - 2$ etc. d'après [siegman86],

- $w(z)$ est la taille du faisceau, appelée *waist*, dans le plan transverse à la coordonnée z .

Transmission du mode TEM_{00} . Comme nous l'avons précisé plus tôt, un champ peut être multimode bien que la totalité de la population du champ soit contenue dans un seul mode : il suffit que le mode peuplé et/ou les modes vides suivants présentent un excès (ou une réduction) de bruit par rapport au *shot noise*. Il est donc utile de distinguer au sein des champs dits multimodes, ceux dont un ou plusieurs modes sont peuplés. En prenant comme convention que lorsque $x \rightarrow -\infty$ la lame laisse passer entièrement le faisceau et donc $T=1$, et lorsque $x \rightarrow \infty$ la lame cache entièrement le faisceau donc $T=0$, il est alors utile de tracer T en fonction de x lorsque l'on coupe horizontalement le faisceau (et T en fonction de y lorsque l'on coupe verticalement le faisceau). Il suffit de mesurer l'intensité transmise pour chaque position x de la lame, puis de normaliser cette intensité à l'intensité totale lorsque $x \rightarrow -\infty$. Si le champ est monomode gaussien TEM_{00} qui est le mode le plus courant au sein de cavités, la transmission en fonction de x s'exprime à l'aide de la fonction $Erf(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$:

$$\begin{aligned}
 T(x) &= C_{00}(x) = \int_{x'}^{\infty} u_0^2(x') dx' \\
 &= \int_{x'}^{\infty} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{w} e^{-2\frac{x'^2}{w^2}} dx' \\
 &= \frac{2^{\frac{1}{2}}}{\pi} \frac{1}{w} \left(\int_0^{\infty} e^{-2\frac{x'^2}{w^2}} dx' - \int_0^x e^{-2\frac{x'^2}{w^2}} dx' \right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\int_0^{\infty} e^{-t^2} dt - \int_0^{\frac{\sqrt{2}x}{w}} e^{-t^2} dt \right) \\
 &= \frac{1 - Erf\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right)}{2}
 \end{aligned} \tag{5.72}$$

Et donc :

$$x = \frac{w}{\sqrt{2}} InverseErf(1 - 2T(x)) \tag{5.73}$$

Pour un mode TEM_{00} , on obtient évidemment la même forme de transmission lorsque l'on coupe selon y (coupe verticale) : $T(y) = \frac{1 - Erf\left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right)}{2}$ et $y = \frac{w}{\sqrt{2}} InverseErf(1 - 2T(y))$.

Nous pouvons donc à présent comparer toute évolution de transmission d'un faisceau en fonction de la position de la lame de rasoir avec le cas d'un unique mode peuplé TEM_{00} et savoir si un autre mode du champ étudié est peuplé.

Bruit normalisé dans le cas du mode 1 vide mais bruité. Nous supposons à présent que le mode 1 est vide mais que ses fluctuations ne sont pas à la limite quantique

standard. Le bruit d'intensité s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Delta I(x) = & N_0(C_{00}^2(x)\langle\delta r_0^2\rangle + C_{01}^2(x)\langle\delta r_1^2\rangle + 2C_{00}(x)C_{01}(x)\langle\delta r_0\delta r_1\rangle \\ & + \sum_{i=2}^{\infty} C_{0i}^2(x)\langle\delta r_i^2\rangle) \end{aligned} \quad (5.74)$$

En utilisant la relation de fermeture sur les C_{ij} , l'expression précédente devient :

$$\Delta I(x) = N_0T(1+T(\langle\delta r_0^2\rangle - \langle\delta r_{vide}^2\rangle) + \frac{C_{01}^2(x)}{T}(\langle\delta r_1^2\rangle - \langle\delta r_{vide}^2\rangle) + 2C_{01}(x)\langle\delta r_0\delta r_1\rangle) \quad (5.75)$$

L'intensité totale reçue par la photodiode reste égale à N_0T . La normalisation du bruit s'effectue donc de manière identique au cas monomode :

$$B_{norm.}(x) = 1 + Te_0 + \frac{C_{01}^2(x)}{T}e_1 + 2C_{01}(x)\sqrt{(e_0 + 1)(e_1 + 1)}Corr_{01} \quad (5.76)$$

avec $Corr_{01} = \langle\delta r_0\delta r_1\rangle/\sqrt{(e_0 + 1)(e_1 + 1)}$ est le coefficient de corrélations entre le mode 0 et le mode 1. Les coefficients e_0 et e_1 sont définis de manière similaire à e (voir équation (5.70)). L'expression obtenue en (5.76) est identique à celle de la référence [hermier99] où est étudiée la distribution transverse du bruit d'intensité dans le champ lointain de l'émission de lasers à semi-conducteurs. Dans le cas où plusieurs autres modes vides entrent en jeu, il suffit d'ajouter les contributions analogues à celles du mode (1) présentes dans (5.76) de chacun des modes supplémentaires au bruit normalisé.

L'expression générale du bruit normalisé en fonction de la transmission dans le cas où un seul mode j est non vide et les autres modes sont bruités s'écrit :

$$B_{norm.}(x) = 1 + Te_j + \sum_i \left(\frac{C_{ji}^2(x)}{T}e_i + 2C_{ji}(x)\sqrt{(e_j + 1)(e_i + 1)}Corr_{ji} \right) \quad (5.77)$$

Les images 5.12c et 5.12d représentent le bruit normalisé d'intensité en fonction de la transmission selon x pour un mode principal (0) TEM_{00} et respectivement un mode secondaire (1) TEM_{10} pour la courbe c et TEM_{20} pour la courbe d.

Après calcul à partir des formes des modes $u_0(x)$, $u_1(x)$ et $u_2(x)$ données en (5.71), de la définition des $C_{ij}(x)$ (5.64) et enfin l'équivalence $T \longleftrightarrow x$ donnée en (5.72), les expressions de $C_{01}(T)$ et $C_{02}(T)$ sont :

$$C_{01}(T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-InverseErf(-2T+1)^2} \quad (5.78)$$

$$C_{02}(T) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{1}{\sqrt{2}}InverseErf(-2T+1)}^{\infty} (4t^2 - 1)e^{-2t^2} dt \quad (5.79)$$

En 5.12a et 5.12b sont présentées les intégrales de recouvrement entre les modes (0) et (1), et (0) et (2).

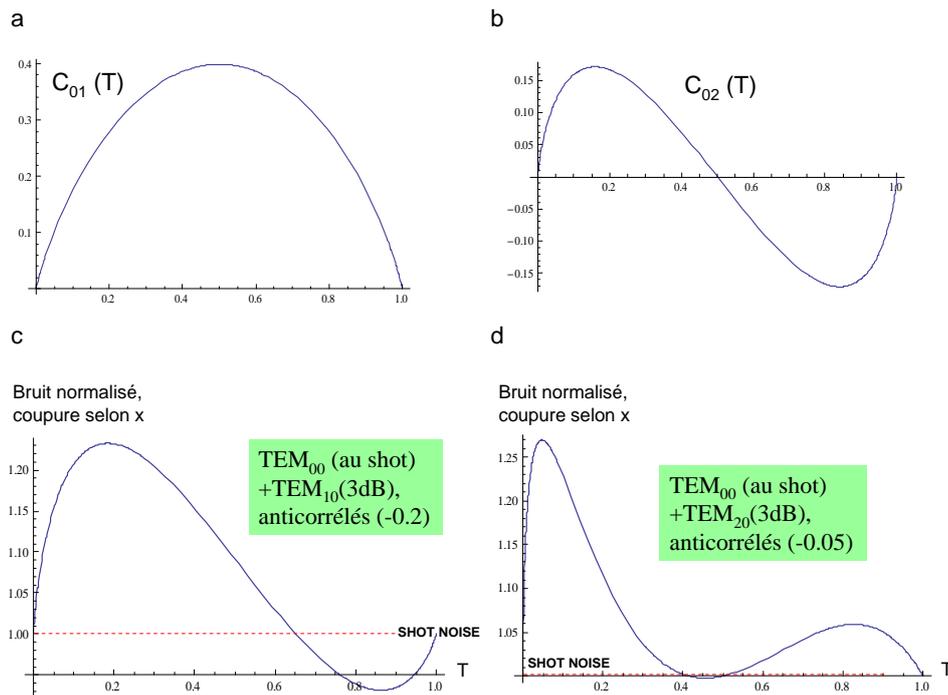


FIGURE 5.12 – Simulations. a) et b) Intégrales de recouvrement entre les modes (0) TEM_{00} et (1) TEM_{10} , et (0) et (2) TEM_{20} , en fonction de la transmission variant selon x (coupure selon x). c) et d) Bruit normalisé d'intensité en fonction de la transmission selon x pour un mode principal (0) et respectivement un mode secondaire (1) pour la courbe en c et (2) pour la courbe en d.

Les figures présentées en 5.12 sont surprenantes, puisqu'elles montrent que le bruit normalisé peut descendre en-dessous du *shot noise* lorsque l'on filtre un faisceau multimode. Cela montre qu'il est très important de connaître la forme des modes des faisceaux sondés pour effectuer des mesures de bruit ou de corrélations, puisque si une sélection spatiale est effectuée (avec un diaphragme par exemple) elle peut radicalement changer les résultats ; la sélection spatiale par diaphragme n'altère pas les résultats si les faisceaux sont monomodes TEM_{00} .

Bruit normalisé dans le cas du mode 1 non-vide et bruité. Lorsque le mode 1 est non vide, l'intensité transmise contient les contributions du mode 0, du mode 1 et du recouvrement de ces deux modes. La transmission a alors pour expression :

$$T(x) = \frac{N_0 C_{00}(x) + N_1 C_{11}(x) + 2\sqrt{N_0 N_1} C_{01}(x)}{N_0 + N_1} \quad (5.80)$$

Or, lorsque $N_1 \ll N_0$ alors $\sqrt{N_1/N_0} \gg N_1/N_0$. Nous développons donc l'expression précédente au premier ordre en $\sqrt{N_1/N_0}$ et cela donne :

$$T(x) \simeq C_{00}(x) + 2\sqrt{\frac{N_1}{N_0}}C_{01}(x) \quad (5.81)$$

En développant à présent l'expression du bruit (5.65) au premier ordre en $\sqrt{N_1/N_0}$ et après division par la transmission, on obtient :

$$\begin{aligned} B_{norm.}(x) = & 1 + C_{00}(x)e_0 + \frac{C_{01}^2(x)}{C_{00}(x)}e_1 + 2C_{01}(x)\sqrt{(e_0+1)(e_1+1)}Corr_{01} \\ & + \sqrt{\frac{N_1}{N_0}}(2C_{11}(x)\sqrt{(e_0+1)(e_1+1)}Corr_{01} + \frac{C_{01}(x)}{C_{00}(x)} \left[C_{11}(x) - \frac{C_{01}^2(x)}{C_{00}(x)} \right] e_1) \end{aligned} \quad (5.82)$$

On peut identifier deux contributions dans l'équation précédente : l'une provient d'"effets de champs", autrement dit du recouvrement et des corrélations entre le mode principal et le mode secondaire. L'autre contribution fait également intervenir des "effets d'intensité" car elle est proportionnelle à la racine carrée du rapport entre le nombre de photons dans le mode principal et le nombre de photons dans le mode secondaire.

Extension à deux dimensions. Les modes TEM_{mn} étant les produits des fonctions $u_m(x)$ et $u_n(y)$, les C_{ij} sont donc eux aussi le produit d'une fonction de x par une fonction de y . On peut donc réécrire le bruit normalisé (5.77) (cas où un seul mode est non vide, le mode j , et les autres sont vides et bruités) comme une fonction des deux variables x et y , ainsi :

$$B_{norm.}(x, y) = 1 + T(x)T(y)e_j + \sum_i \left(\frac{C_{ji}^2(x)C_{ji}^2(y)}{T(x)T(y)} e_i + 2C_{ji}(x)C_{ji}(y)\sqrt{(e_j+1)(e_i+1)}Corr_{ji} \right) \quad (5.83)$$

Lorsqu'on coupe le faisceau suivant la direction x , le bruit d'intensité transverse normalisé mesuré est donné par la limite lorsque y tend vers $-\infty$ dans l'expression ci-dessus, et vice-versa. En passant donc à la limite, on obtient :

$$\begin{aligned} B_{norm.}(x, y \rightarrow -\infty) = & 1 + T(x)e_j + \sum_i \left(\frac{C_{ji}^2(x)C_{ji}^2(y \rightarrow -\infty)}{T(x)} e_i \right. \\ & \left. + 2C_{ji}(x)C_{ji}(y \rightarrow -\infty)\sqrt{(e_j+1)(e_i+1)}Corr_{ji} \right) \end{aligned} \quad (5.84)$$

car $\lim_{y \rightarrow -\infty} T(y) = 1$.

L'expression (5.84) fait clairement apparaître le découplage des deux coordonnées de l'espace. Nous nous mettons dans la situation où il y a totale dégénérescence en fréquence et la polarisation est bien définie (on suppose en effet que même si l'émission est multimode, ces différents modes sont copolarisés).

Limitons-nous au cas d'un mode peuplé (0) et d'un seul mode vide bruité (1) (les autres modes sont au *shot noise*), nous allons alors retrouver les résultats entrevus dans l'introduction de cette partie (5.C.4).

Si $B_{norm}(x, y \rightarrow -\infty)$ est linéaire en T, on a forcément $C_{ji}(x)C_{ji}(y \rightarrow -\infty) = 0$. Il y a donc deux possibilités :

- soit $C_{ji}(x) = 0 \forall x$ et $C_{ji}(y \rightarrow -\infty) \neq 0$: les modes i et j ne sont pas orthogonaux selon y.
- soit $C_{ji}(x) \neq 0 \forall x$ et $C_{ji}(y \rightarrow -\infty) = 0$: les modes i et j sont orthogonaux selon y.

En coupant selon x maintenant, si l'on trouve $B_{norm}(x \rightarrow -\infty, y)$ linéaire en T, cela implique que

- soit les modes i et j sont orthogonaux selon x et y (par exemple les modes TEM_{00} et TEM_{11}),
- soit les modes i et j ne sont ni orthogonaux selon x ni selon y (le champ est alors considéré comme monomode puisqu'il ne présente pas de multimodalité dans la base choisie censée être pertinente),

ce qui signifie que l'on ne peut pas vraiment déterminer la nature du champ dans ce cas. Une coupe selon l'une des bissectrices des directions (Ox) et (Oy) permettrait de conclure (en effet dans le cas d'un champ monomode TEM_{00} , une coupe selon une bissectrice donnerait un bruit normalisé linéaire avec la transmission, le mode TEM_{00} étant de structure isotrope, tandis que dans le cas des modes TEM_{00} et TEM_{11} , le recouvrement des modes en l'infini ne serait pas nul et donc le bruit normalisé ne serait pas linéaire en transmission).

Plus convaincant, envisageons le cas où l'une ou les deux coupes donnent un bruit normalisé non linéaire en T .

Si le long de y le mode (0) et le mode (1) sont des modes orthogonaux (par exemple les modes TEM_{00} et TEM_{01}), alors $C_{01}(y \rightarrow -\infty) = 0$. Dans ce cas, la mesure du bruit transverse normalisé d'intensité suivant x ne permet pas de montrer que le champ est multimode. En revanche, si ces modes ne sont pas orthogonaux suivant x, une coupe selon y prouverait le caractère multimode du champ puisque le bruit normalisé ne serait pas linéaire selon T. Des simulations permettraient alors d'identifier les modes en question.

Ainsi, en mesurant le bruit transverse normalisé d'intensité le long de deux directions orthogonales de l'espace, on peut déterminer la forme du mode (1) connaissant celle du mode (0) donnée par la mesure de la transmission.

Résultats expérimentaux d'analyse modale transverse en FWM dans une microcavité triple

Les expériences présentées en 5.C.3 n'ont pas montré de corrélations quantiques entre signal et complémentaire, et nous ne retrouvons donc pas la possibilité de générer des faisceaux jumeaux comme [diederichs07] et [leyder07-these] l'ont prédit. Nous avons évoqué

pour expliquer ces résultats la présence des pertes et d'excès de bruit dus au couplage avec les différents réservoirs, cf 5.A.9. Nous avons également vu que la multimodalité peut masquer les éventuelles compressions de bruit d'un mode principal, si les modes l'accompagnant sont bruités, cf partie 5.A.8. Une étude approfondie de la multimodalité spatiale des faisceaux émis va donc nous permettre de mieux appréhender les futures mesures de corrélations quantiques entre signal et complémentaire.

Nous avons réalisé les expériences et les simulations décrites précédemment à savoir des analyses du bruit des faisceaux émis en fonction de la transmission en intensité, à mesure que l'on coupe le faisceau. Pour cela, nous avons utilisé une lame de rasoir montée sur deux platines de translation, l'une permettant un mouvement vertical, noté y , et l'autre permettant un mouvement horizontal, noté x .

Dans le cas où la courbe de bruit normalisé n'était pas linéaire en transmission, nous avons réalisé des simulations qui ont été ajustées aux courbes expérimentales, afin d'identifier les différents modes mis en jeu. Afin de ne pas avoir trop de paramètres libres, nous sommes limités à des études faisant intervenir les modes TEM_{00} , TEM_{01} , TEM_{10} et TEM_{11} seulement. Au préalable une étude des modes peuplés a été réalisée, en mesurant la transmission en fonction de la position du rasoir.

Les résultats présentés en figures 5.13 et 5.14 concernent des mesures de bruit sur les cavités triples excitées à incidence normale (en configuration dégénérée) à des désaccord cavité-exciton négatifs, pour deux puissances d'excitation. Les seuils d'oscillation ne sont pas atteints aux puissances de pompe dont nous disposons. Nous sommes donc en régime de fluorescence paramétrique. Ce choix d'un désaccord si négatif empêchant l'étude au-dessus du seuil est motivé par le fait que le processus horizontal utilisé au sein des cavités triples donne naissance à un signal et un complémentaire de vecteurs d'onde d'autant plus grands que le désaccord cavité-exciton est positif. Or à grand vecteur d'onde, les polaritons sont plus excitoniques que photoniques, ce qui diminue le paramètre s introduit en 5.A.9 et donc réduit le *squeezing* observé en sortie de cavité.

Les analyses présentées en 5.13 et 5.14 ont été effectuées sur le faisceau signal (les deux faisceaux : signal et complémentaire, sont parfaitement analogues puisqu'ils correspondent à des états polaritoniques équivalents) montrent plusieurs choses :

- en a et b des deux figures, l'analyse de la transmission en fonction de la position du rasoir montre que le mode TEM_{00} est le mode principalement peuplé. Le rapport du nombre de photons dans le mode (1) N_1 sur le nombre de photons dans le mode (0) N_0 est complètement négligeable, estimé, d'après les simulations réalisées grâce à l'expression (5.81), à moins de 0.05% (et bien moins dans certains cas). Les waists de nos faisceaux sont trouvés égaux à environ 3 mm avec cependant une légère dissymétrie entre la coupe verticale et la coupe horizontale. Cette observation est déjà un élément preuve de la non-monomodalité des faisceaux.

- les analyses de bruit en c et d des deux figures, ont été réalisées en négligeant les popu-

lations de modes transverses autres que le mode TEM_{00} . En effet, les termes correctifs, cf (5.82) sont proportionnels à $\frac{N_1}{N_0}$ et donc sont de plus de 4 ordres de grandeur plus petits que les termes où seul le mode TEM_{00} est peuplé. Ces figures montrent une dépendance linéaire en coupe horizontale. Ceci laisse suggérer que soit le faisceau est monomode, soit que c'est une superposition des modes TEM_{00} et TEM_{01} ou des modes TEM_{00} et TEM_{11} . En coupe verticale, la dépendance n'est pas linéaire : le faisceau n'est donc pas monomode et ce n'est pas non plus une superposition des modes TEM_{00} et TEM_{11} . Le deuxième mode mis en jeu est le mode TEM_{01} .

- Pour la puissance d'excitation la plus faible, cf 5.14, le mode TEM_{00} présente un excès de bruit de 4.03 dB, le mode TEM_{01} présente un excès de bruit de 4.89 dB, et ces deux modes sont anticorrélés.

- Pour la puissance d'excitation la plus grande (mais toujours en-dessous du seuil d'oscillation on rappelle) 5.14, le mode TEM_{00} présente un excès de bruit de 5.32 dB, le mode TEM_{01} présente un excès de bruit de 4.85 dB, et ces deux modes sont corrélés.

Cette propriété, à savoir la multimodalité, permet d'expliquer pourquoi les corrélations entre signal et complémentaires ne sont pas des corrélations quantiques. En effet au moment du mélange du signal et du complémentaire, les modes secondaires, bien qu'ayant une intensité très faible comparée à celle du mode principal de chaque faisceau, introduisent un excès de bruit sur le bruit de différence qui masque une éventuelle compression, comme expliqué en 5.A.8.

Il est étrange que les modes soient certaines fois corrélés, d'autres fois anti-corrélés. Dans un processus paramétrique, l'hypothèse de corrélations ($Corr_{ij} > 0$) est raisonnable. Des mesures similaires avec une lame de rasoir ont été réalisées sur les VCSELs, cf [bramati99] et [hermier00], où les différents modes issus des faisceaux émis sont parfaitement anti-corrélés à cause de l'élargissement homogène du gain et de la compétition entre les modes secondaires et le mode principal, les premiers cités se sacrifiant au profit de ce-dernier. Nous n'avons pas d'explication concernant le comportement observé ici en régime paramétrique. Le modèle d'ajustement des données expérimentales est peut-être le responsable ici : il se pourrait qu'il ne soit pas parfaitement adapté, comme nous le remarquerons dans ce qui suit.

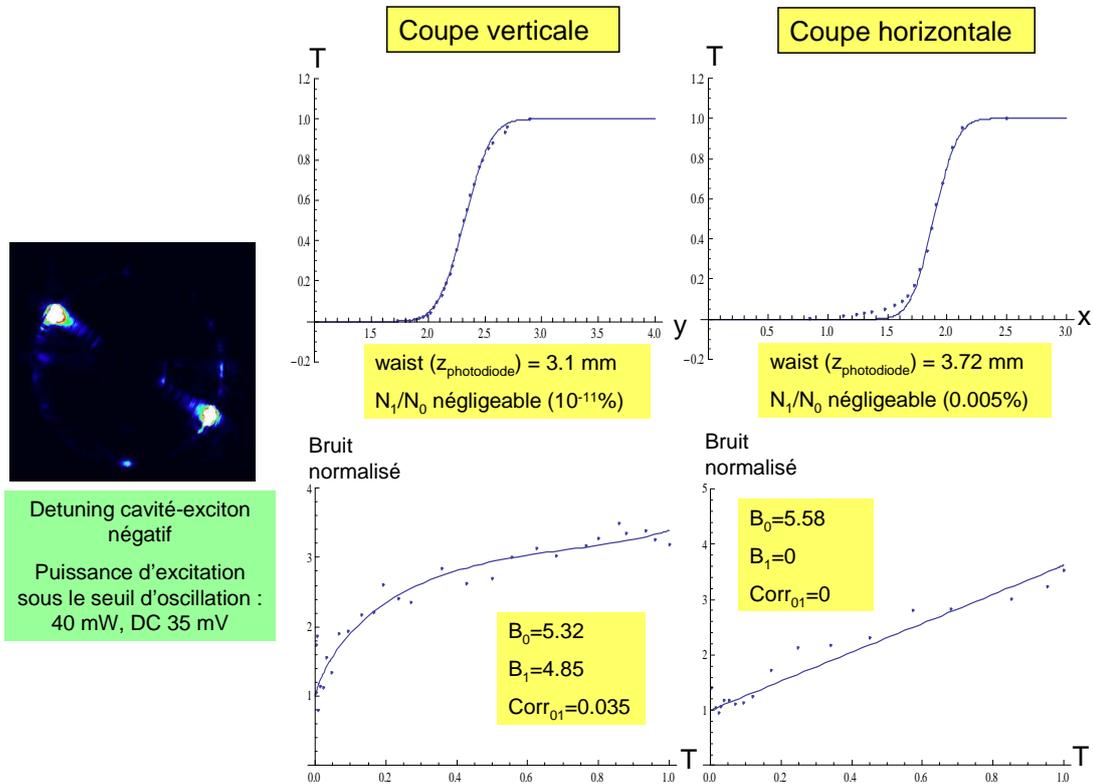


FIGURE 5.13 – Analyse du bruit normalisé généré par une cavité triple excitée en incidence normale en configuration dégénérée, en-dessous du seuil d'oscillation. A gauche : Image expérimentale de l'espace réciproque obtenu dans les conditions énoncées sur la figure elle-même. En haut : Variation de la transmission en fonction des coordonnées x et y de position de la lame de rasoir. Les points correspondent aux données expérimentales tandis que la ligne pleine est un fit de ces données d'équation (5.81) qui nous permet d'obtenir la quantité $\frac{N_1}{N_0}$ et une estimation du waist. En bas : Bruit normalisé en fonction de la transmission selon x et y (coupes horizontale et verticale respectivement). Les points sur les graphes sont les données expérimentales tandis que les lignes pleines sont les fits nous permettant d'obtenir le bruit (en dB) du mode (0), noté B_0 , celui du mode (1) noté B_1 , et la quantité Corr_{01} .

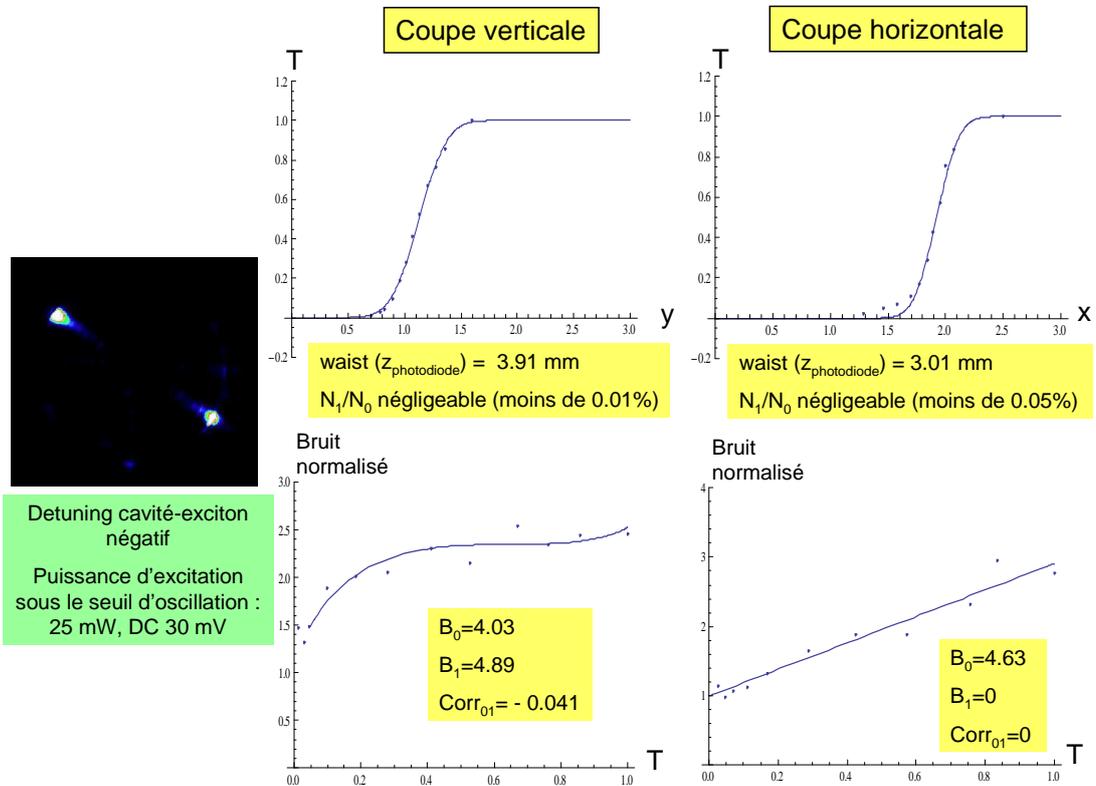


FIGURE 5.14 – Analyse du bruit normalisé généré par une cavité triple excitée en incidence normale en configuration dégénérée, en-dessous du seuil d'oscillation. A gauche : Image expérimentale de l'espace réciproque obtenu dans les conditions énoncées sur la figure elle-même. En haut : Variation de la transmission en fonction des coordonnées x et y de position de la lame de rasoir. Les points correspondent aux données expérimentales tandis que la ligne pleine est un fit de ces données d'équation (5.81) qui nous permet d'obtenir la quantité $\frac{N_1}{N_0}$ et une estimation du waist. En bas : Bruit normalisé en fonction de la transmission selon x et y (coupes horizontale et verticale respectivement). Les points sur les graphes sont les données expérimentales tandis que les lignes pleines sont les fits nous permettant d'obtenir le bruit (en dB) du mode (0), noté B_0 , celui du mode (1) noté B_1 , et la quantité $Corr_{01}$.

Résultats expérimentaux d'analyse modale transverse en FWM dans une microcavité simple

Cette étude de la multimodalité des modes issus de la génération d'un signal et d'un complémentaire par processus de mélange à quatre ondes dans les cavités triples nous a poussé à étudier les propriétés transverses des faisceaux générés par l'oscillation paramétrique (au-dessus du seuil) des cavités simples dans lesquelles nous travaillons le plus souvent. Au-delà de la performance recherchée sur la génération de photons quantiquement corrélés, il reste en effet intéressant de connaître les caractéristiques des faisceaux émis par un tel système.

Nous avons donc poursuivi l'étude de Charles Leyder sur la multimodalité du signal et du complémentaire issus du processus de mélange à quatre ondes par excitation à angle faible en configuration dégénérée. La figure 5.15 est un schéma explicatif de la configuration d'excitation et du processus observé.

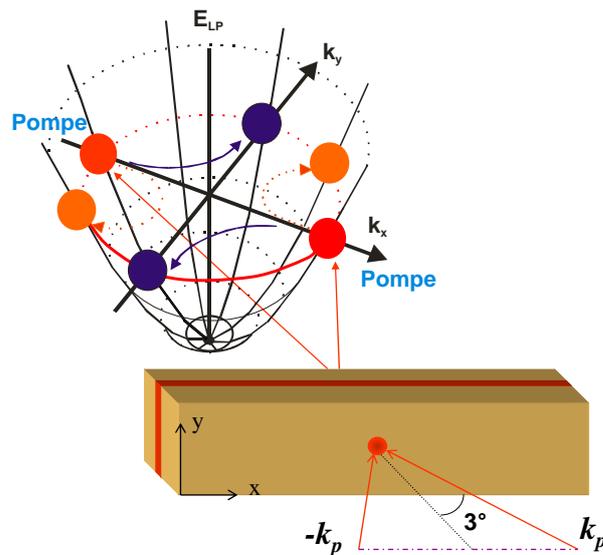


FIGURE 5.15 – Schéma de principe de génération paramétrique dans les cavités simples en configuration dégénérée à petit angle d'excitation (3°).

Ces résultats sont présentés en 5.16 et montrent plusieurs choses :

- le bruit dans les cavités simples est plus important que dans les cavités triples. Cela est sûrement dû au filtrage fréquentiel plus prononcé au sein des cavités triples, puisqu'il s'agit de trois cavités optiques couplées. De plus nous étudions ici les signaux émis au-delà du seuil

d'oscillation : ils sont donc plus intenses que les faisceaux en fluorescence paramétrique, et donc à priori plus bruyants.

- les faisceaux sont clairement multimodes. L'analyse a été poussée jusqu'aux modes TEM_{mn} avec $m, n \leq 2$ dans les panneaux bas de la figure. Les modes mis en jeu semblent être le mode TEM_{00} évidemment, les modes TEM_{01} et TEM_{10} , et enfin les modes TEM_{02} et TEM_{20} . Les modes TEM_{11} et TEM_{22} peuvent également être présents mais il est impossible de le dire avec une telle analyse, puisque leur contribution au bruit normalisé en fonction de la transmission est toujours nulle (étant orthogonaux avec le mode TEM_{00} selon x et y).

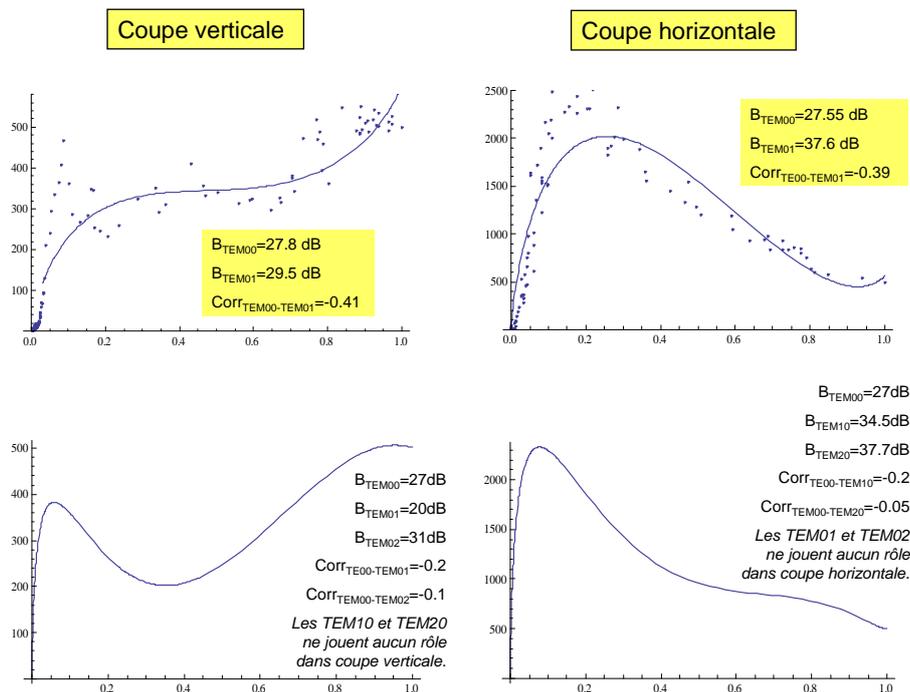


FIGURE 5.16 – Bruit normalisé généré par une cavité simple excitée à petit angle en configuration dégénérée, au-dessus du seuil d'oscillation, en fonction de la transmission au cours d'une coupe horizontale (côté droit) et d'un coupe verticale (côté gauche). Les points sont les résultats expérimentaux tandis que les lignes pleines sont les simulations ajustées aux données expérimentales nous permettant d'estimer les différents paramètres : bruits des différents modes et corrélations entre ces différents modes. Une étude préalable a été menée éliminant l'hypothèse de plusieurs modes peuplés : seul le mode TEM_{00} l'est. Par contre les simulations ont été effectuées avec les trois paramètres libres B_0 , B_1 et $Corr_{01}$, en haut, tandis qu'en bas sont présentées les simulations lorsque l'on pousse jusqu'au deuxième mode secondaire laissant ainsi cinq paramètres libres.

Ces analyses ont été faites à angle faible, 3° , car le processus d'inversion de polarisation linéaire [leyder07-these] y est quasi-total (à 99%) comme le montre l'image 5.17, ce qui

évite aux modes étudiés d'être pollués par la diffusion Rayleigh (qui ajoute du bruit dans la polarisation des pompes et non dans la polarisation perpendiculaire).

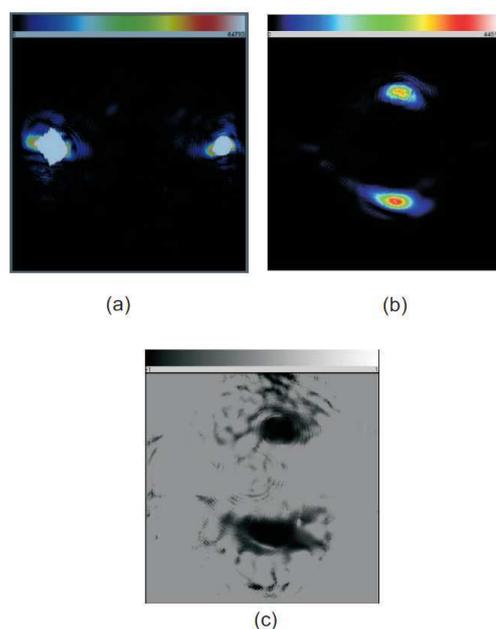


FIGURE 5.17 – Image tirée de [leyder07-these] représentant l'espace réciproque de la lumière transmise au-dessus du seuil d'oscillation : a) en détection linéaire parallèle à la polarisation des pompes (les pompes sont copolarisées entre elles) et b) en détection linéaire perpendiculaire aux pompes. c) Degré de polarisation linéaire de l'espace réciproque de l'émission. Les valeurs positives ont été mises à 0 pour mettre en évidence les zones où le degré de polarisation linéaire est négatif. L'inversion est quasiment totale dans les zones noires. L'échelle des gris est linéaire (de -1 à 1).

La figure 5.18 explique schématiquement l'expérience faite plus récemment durant ma thèse : il s'agit de la même configuration que celle présentée précédemment, mais avec un angle d'excitation supérieur, environ égal à 8° . L'inversion de polarisation y est importante mais moindre qu'à 3° . Les figures 5.19 et 5.20 montrent les courbes obtenues lors de l'analyse du bruit normalisé en fonction de la transmission. Ces figures correspondent à un désaccord cavité-exciton négatif et à différentes puissances d'excitation, au-delà du seuil d'oscillation. Les coupes ont été effectuées sur le signal et sur le complémentaire, bien que les états polaritoniques signal et complémentaire soient symétriques, car il nous a semblé à l'oeil que les couples présentaient certaines différences de formes, d'intensités et de puissance de bruit.

Le panneau haut de la figure 5.19 montre une forte asymétrie, visible à l'oeil, entre le waist du faisceau dans la coupe verticale et celui dans la coupe horizontale (un facteur au moins 3 entre les deux valeurs), le faisceau étant plus étendu dans la direction horizontale.

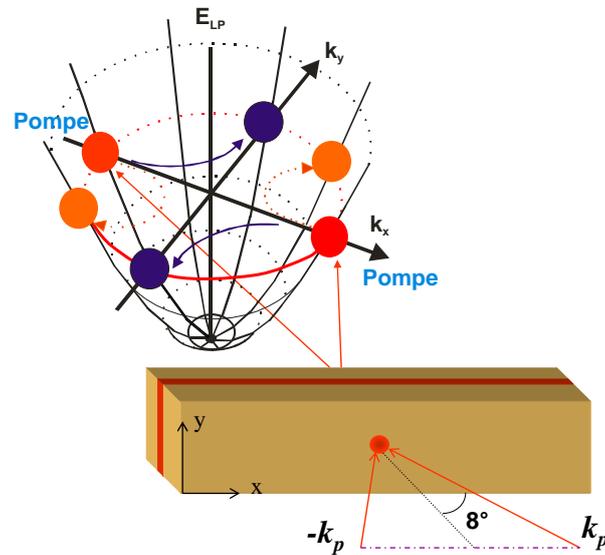


FIGURE 5.18 – Schéma de principe de génération paramétrique dans les cavités simples en configuration dégénérée à grand angle d'excitation (8°).

Nous verrons que cette forte assymétrie est un élément clé dans les conclusions que l'on devra tirer des expériences qui suivent.

Ensuite, les analyses de bruit normalisé montrent clairement que les faisceaux sont multimodes puisque les coupes selon x et y ne sont pas linéaires. Les modes TEM_{00} , TEM_{01} et TEM_{10} semblent être présents, et peut être également (mais il est impossible de le dire avec une telle analyse) le mode TEM_{11} .

Les simulations ne semblent pas parfaitement fitter les courbes expérimentales. Certaines parties des graphes expérimentaux ne sont pas répétées par les simulations, par exemple le panneau bas de la figure 5.20, et certaines fois les résultats trouvés sont aberrants comme la quantité $Corr_{01}$ trouvée égale à 1 en 5.20. Par conséquent, il serait imprudent de tirer des conclusions sur la multimodalité à partir de ces mesures.

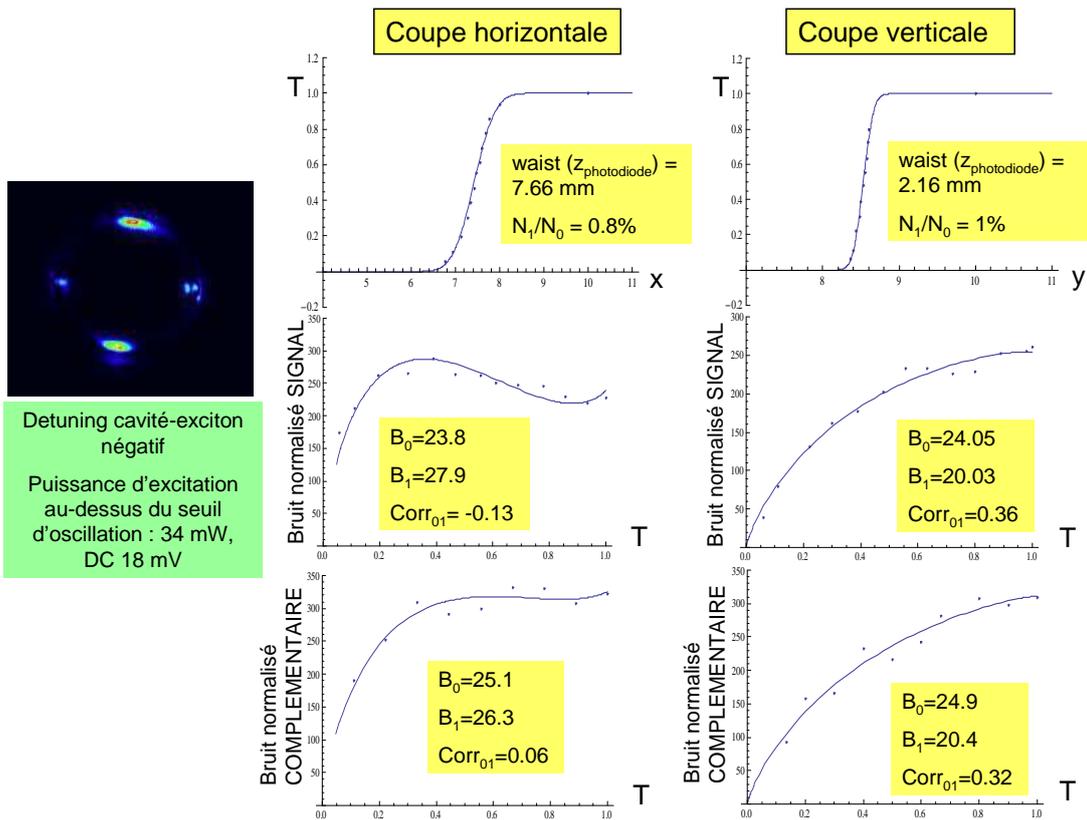


FIGURE 5.19 – Bruit normalisé généré par une cavité simple excitée à grand angle en configuration dégénérée, au-dessus du seuil d'oscillation, à une puissance de pompe de 34 mW. En haut : transmission en fonction de la position du rasoir dans une coupe verticale et une coupe horizontale. Données expérimentales et simulations du bruit normalisé en fonction de la transmission selon x et y . Analyses faites pour le faisceau signal et le faisceau complémentaire. Estimation des paramètres $\frac{N_1}{N_0}$, waist, B_0 , B_1 et $Corr_{01}$, selon les directions x et y .

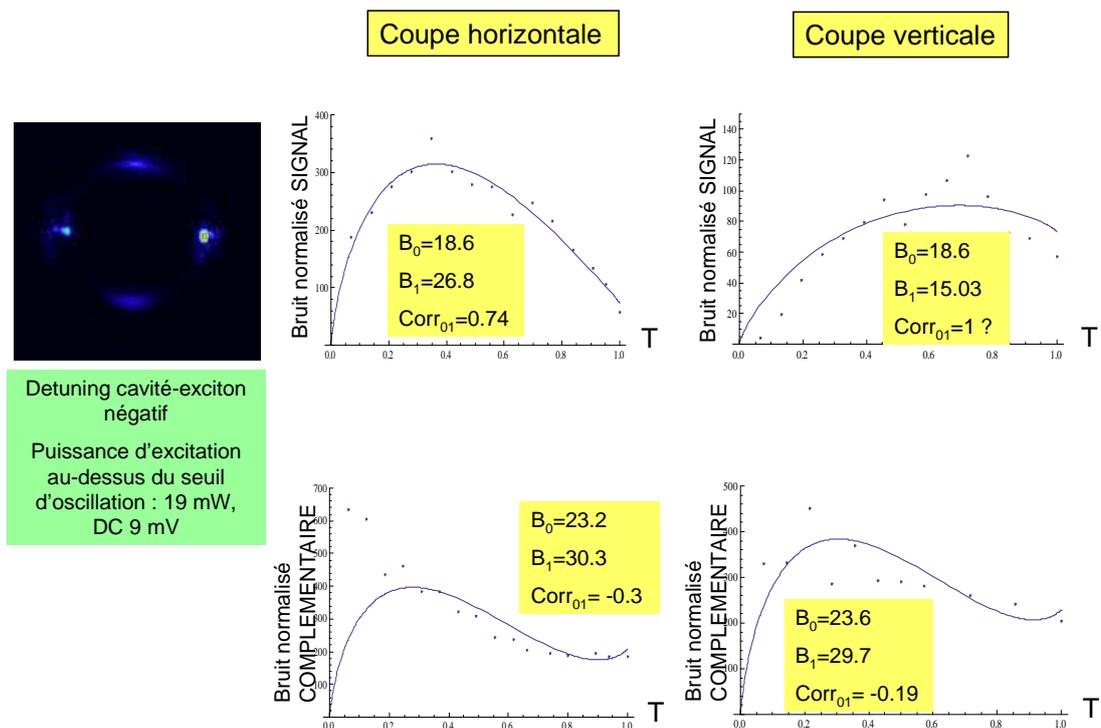


FIGURE 5.20 – Bruit normalisé généré par une cavité simple excitée à grand angle en configuration dégénérée, au-dessus du seuil d'oscillation, à une puissance de pompe de 19 mW. En haut : transmission en fonction de la position du rasoir dans une coupe verticale et une coupe horizontale. Données expérimentales et simulations du bruit normalisé en fonction de la transmission selon x et y . Analyses faites pour le faisceau signal et le faisceau complémentaire. Estimation des paramètres $\frac{N_1}{N_0}$, waist, B_0 , B_1 et $Corr_{01}$, selon les directions x et y .

Conclusion sur la multimodalité.

L'analyse dans les cavités simples au-delà du seuil à différents angles nous a permis de voir que la décomposition sur la base des modes de Hermite-Gauss n'est pas judicieuse à grand angle d'excitation. Les faisceaux semblent alors s'étirer le long de l'anneau Rayleigh, et la différence de waist entre les directions verticale et horizontale en est une preuve. Les modes issus de notre cavité excitée à grand angle peuvent en première approche être décrits comme des modes gaussiens modulés par une enveloppe de largeur à mi-hauteur égale à la dispersion en vecteur d'onde de l'anneau Rayleigh (c'est-à-dire la largeur de l'anneau). Les travaux présentés dans la thèse [chalopin09] peuvent servir de modèle pour une étude théorique approfondie de la forme des modes transverses sortant de notre cavité. Il serait en effet très intéressant de continuer cette étude, puisque la recherche de compression de bruit est plus efficace dans un montage type détection homodyne permettant de mesurer les fluctuations selon toutes les quadratures. Or un bon recouvrement de l'OL avec le signal requiert une mise en forme de l'OL et donc une connaissance de la distribution transverse de l'intensité du signal. Sans cela, nous devons nous contenter de mesurer le bruit selon la quadrature intensité uniquement.

A plus petit angle dans les cavités simples au-dessus du seuil ou dans les cavités triples en-dessous du seuil, les simulations basées sur les modes d'Hermite-Gauss semblent convenir. Cependant, le bruit n'est jamais linéaire en transmission ce qui est la preuve du caractère multimode des faisceaux émis. Or nous avons vu en 5.A.8 que les corrélations quantiques souffrent de la présence d'excès de bruit dans les différents modes transverses (mêmes vides) des faisceaux signal et complémentaire.

Pour ces raisons (recouvrement spatial OL et signal en détection homodyne, excès de bruit dans les modes transverses), la multimodalité spatiale, qui apparaît spontanément dans un système désordonné, est néfaste pour la génération de faisceaux quantiquement corrélés. C'est ce qui nous a incité à étudier le régime de mélange à quatre ondes, et plus précisément le régime Kerr, cf 5.B, dans des structures présentant un confinement plus important, afin de limiter les couplages à l'environnement (et donc diminuer les largeurs de raies ainsi que les fluctuations des réservoirs) et de garder des faisceaux monomodes transverses. La partie suivante est consacrée à des mesures de bruit dans des micropiliers.

5.D Micropiliers

5.D.1 Structure et motivation

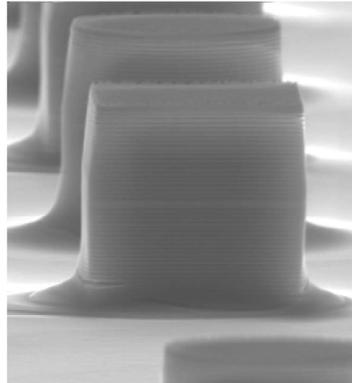


FIGURE 5.21 – Image d'un micropilier (encore appelé plot) obtenue grâce à un microscope électronique à balayage. Taille selon la direction horizontale du plot : $5 \mu m$. Hétérostructure réalisée au LPN.

L'image 5.21 a été obtenue par un microscope électronique à balayage. Elle montre une microcavité semiconductrice en forme de plot ou encore de pilier. Cet élément est ici carré de côté $5 \mu m$. Le confinement dans la direction de croissance z , qui correspond à la direction verticale sur la figure est assuré, comme pour les microcavités planaires, par des miroirs de Bragg. Dans les directions x et y c'est la discontinuité de l'indice optique qui permet de confiner, avec une efficacité certes moindre qu'avec les miroirs de Bragg, la lumière dans le pilier. Cela donne naissance à des états photoniques discrets suivant les trois directions. L'espacement des niveaux obtenus dépend essentiellement de la taille du pilier (plus le pilier est petit plus les niveaux sont espacés).

Les plots que nous utilisons par la suite ont été gravés au LPN : après la croissance épitaxiale du substrat et du miroir de Bragg inférieur, une lithographie électronique (ou optique) est réalisée puis les plots sont montés par attaque chimique [wertz10-these, kaitouni06].

Le confinement dans le plan peut également être réalisé par croissance sélective, c'est-à-dire en déposant un masque sur le substrat et le premier miroir de Bragg, permettant aux jets moléculaires de n'atteindre que certaines zones de formes définies par le masque, puis il s'agit de finaliser en effectuant la croissance du second miroir de Bragg, ce qui permet d'obtenir des résonances différentes selon la position.

Un confinement latéral peut également être obtenu à l'aide d'une onde acoustique [cerda-mendez10], ou d'une pression locale exercée sur la cavité [balili07], ou encore par dépôt de bande métallique en surface de la cavité [lai07].

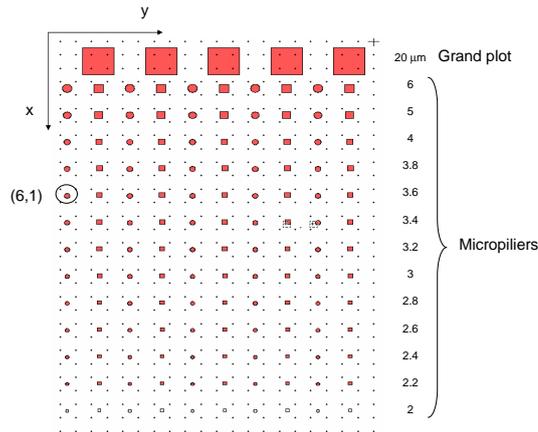


FIGURE 5.22 – Plan schématique de notre échantillon de micropiliers : on voit des plots de différentes tailles et formes, positionnés de telle manière qu'il existe un pilier de taille et de forme bien précises pour un désaccord cavité-exciton donné. En haut de la structure, des piliers sont présents, de tailles plus importantes ($20 \mu m$) que les piliers étudiés (quelques μm). Ces grand plots nous servent à nous rendre compte, dans des conditions similaires, des effets de confinement par comparaison aux piliers micrométriques voisins.

L'échantillon réalisé par le LPN présente des piliers de différentes formes (ronds et carrés) et de différentes tailles (de quelques microns à 20 microns). Sur une telle cavité, comme pour les microcavités planaires, un léger angle a été introduit entre les miroirs de Bragg afin de pouvoir changer le désaccord cavité-exciton, les différents plots correspondent donc à des désaccords différents selon leur position. La figure 5.22 est un plan de l'échantillon.

L'équipe de Jacqueline Bloch au LPN composée d'Esther Wertz, doctorante, et de Lydie Ferrier, post-doctorante, a entre autres étudié, avec l'aide de Simon Pigeon, doctorant théoricien au MPQ chez Cristiano Ciuti, la structure transverse des modes issus de la photoluminescence des micropiliers. Ils ont montré [ferrier10] que le mode fondamental est un mode gaussien TEM_{00} . En travaillant sur cet état fondamental, nous devrions nous affranchir de la multimodalité spatiale et donc faciliter les mesures de bruit par détection homodyne. De plus, le grand confinement permet d'isoler les états polaritoniques de différents réservoirs limitant ainsi l'excès de bruit.

Ces caractéristiques promettent la génération d'états comprimés en bruit [bamba10]. Nous avons donc focalisé notre pompe excitatrice sur un des piliers, et réalisé ces mesures en réflexion grâce à une détection homodyne (à la manière de Jean-Philippe Karr dans sa thèse [karr01] au sein des microcavités planaires). Nous verrons que le choix du pilier à exciter est important, compte tenu du désaccord cavité-exciton et du recouvrement des faisceaux de l'oscillateur local OL et du signal émis. La théorie de Jean-Philippe Karr sur les microcavités planaires [karr01] prévoit des réductions de bruit aux alentours des points

de bistabilité, donc les conditions d'excitation idéales sont en incidence normale avec un décalage vers le bleu de l'énergie d'excitation par rapport au mode fondamental du piliier considéré. Nous étudierons cependant le système sous diverses conditions d'excitation et selon toutes les quadratures définies par la phase de l'OL.

Le dispositif expérimental est celui présenté en 5.2.

5.D.2 Mesures de bruit en régime Kerr

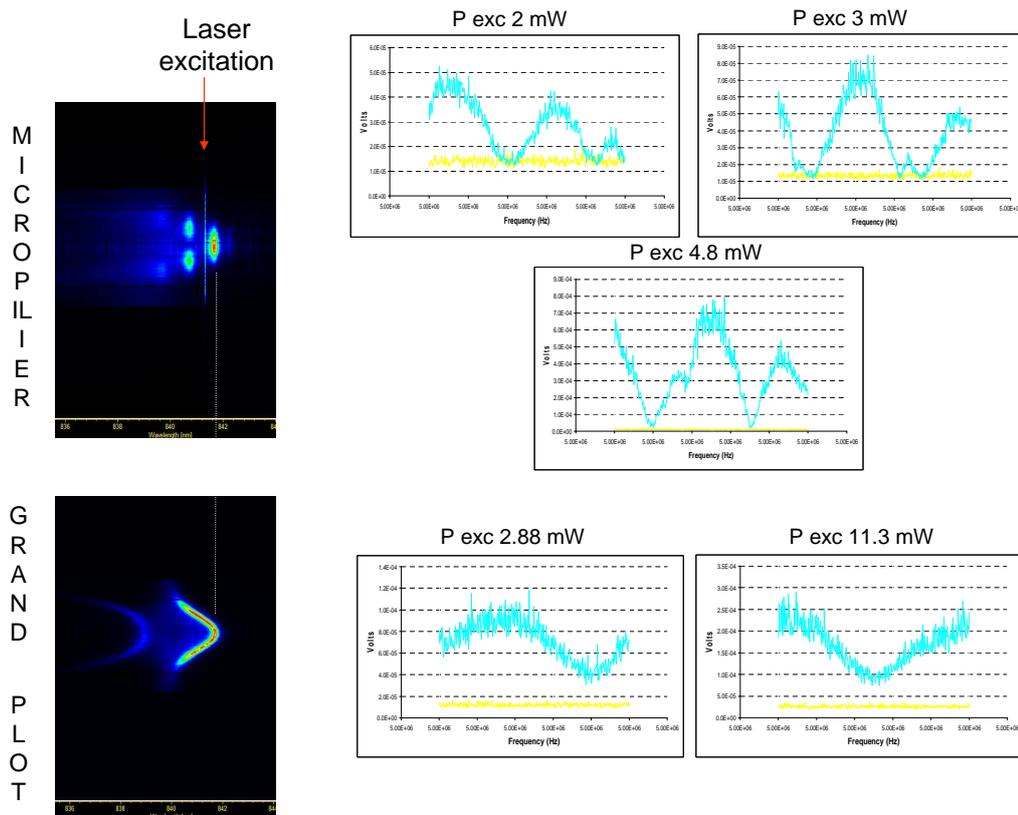


FIGURE 5.23 – Mesures de bruit en détection homodyne à différentes puissances réalisées sur un grand plot et sur un micropilier choisis tels qu'ils aient la même énergie de mode fondamental. L'excitation est légèrement décalée vers le bleu. Sur les graphes en bruit, la trace du *shot noise* est en jaune, tandis que la trace du signal de différence des photocourants, scanné selon toutes les quadratures, est en bleu.

Remarquons tout d'abord l'effet engendré par le confinement selon les trois dimensions. La figure 5.23 montre des mesures de bruit réalisées sur le grand plot de $20 \mu\text{m}$ et sur un micropilier rond, de quelques microns. Le grand plot n'est pas assez étroit pour assurer le confinement transversal des polaritons et une dispersion 2D apparaît comme dans les

microcavités planaires. Le grand plot et le micropilier ont été choisis afin que le mode fondamental du micropilier soit à la même énergie que le bas de la LPB du grand plot. Or à un même désaccord cavité-exciton (et donc une même zone de l'échantillon), le confinement dans les trois directions que l'on rencontre au sein du micropilier fait monter les niveaux d'énergie, ces deux structures choisies ne sont donc pas dans une même zone d'échantillon, et donc le désaccord cavité-exciton n'est pas le même (il est cependant négatif pour les deux structures). Ce choix de paramètres réside dans la nécessité de comparer l'effet du confinement dans les mêmes conditions d'excitation. Les deux structures ont en effet été excitées en incidence normale avec un laser légèrement décalé vers le bleu par rapport au mode fondamental du micropilier et au bas de la branche basse des polaritons du grand plot. Nous voyons alors clairement que le bruit issu de ces structures présente de fortes variations selon la quadrature considérée, mais le faisceau issu du grand plot est bien plus bruyant que celui issu du micropilier, ce qui légitime notre expérience consistant à espérer une réduction de bruit dans ces structures OD.

La figure 5.24 montre la section transverse, issue de la photoluminescence de l'échantillon excité hors résonance par une diode laser (à 730 nm), du mode fondamental pour trois piliers ronds de différentes tailles et la section transverse du faisceau laser de pompe. Le recouvrement des faisceaux OL et signal semble meilleur pour le micropilier de taille 5 μm . Les résultats devraient donc être plus convaincants pour ce-dernier micropilier. Nous réaliserons cependant des expériences sur les deux micropiliers considérés dans cette figure (5 μm et 3.2 μm), afin d'établir une comparaison.

Toujours dans l'idée de respecter le compromis entre de faibles valeurs de seuils non-linéaires (d'autant plus basses que les polaritons excités sont excitoniques et donc que le désaccord cavité-exciton est positif) et une grande quantité de lumière émise par l'échantillon (d'autant plus importante que les polaritons sont photoniques et donc que le désaccord cavité-exciton est négatif), nous choisissons des désaccords nuls ou légèrement négatifs, quitte à augmenter la puissance d'excitation nécessaire. Les figures 5.25 et 5.26 montrent les résultats obtenus pour les micropiliers de taille 5 μm et 3.2 μm respectivement, à désaccord cavité-exciton nul, pour différentes énergies d'excitations et différentes puissances d'excitation. La figure 5.27 montre les résultats obtenus pour le pilier le plus petit à désaccord cavité-exciton négatif pour différentes énergies et puissances d'excitation.

Plusieurs choses sont à remarquer :

- il n'y a pas de différence notable entre les bruits issus des deux micropiliers : le meilleur recouvrement des modes existant pour le pilier de 5 μm est peut être contrebalancé par le meilleur confinement existant avec le pilier de 3.2 μm .
- dans toutes les figures, le bruit présente d'importantes arches à mesure que l'on balaye

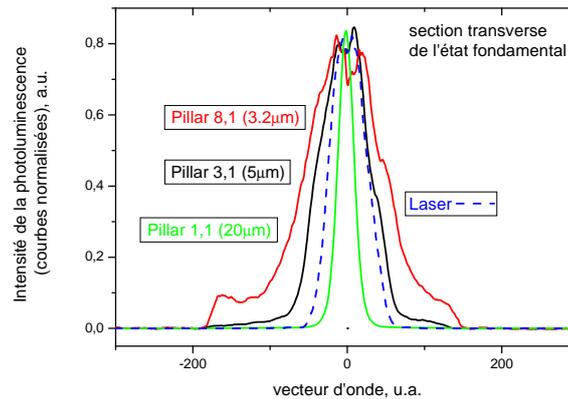


FIGURE 5.24 – Sections latérales des faisceaux de photoluminescence émis par le mode fondamental de différents piliers ($20 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $3.2 \mu\text{m}$) et par le laser d'excitation.

la phase de l'OL. Il y a donc bien une importante réduction de bruit selon une quadrature et une grande augmentation de bruit suivant la quadrature opposée. Cependant, le bruit normalisé semble tout juste atteindre le niveau du *shot noise* (qui correspond à la valeur 1 sur les graphes), mais ne passe pas en-dessous de cette valeur, en tous cas pas de manière significative. Nous n'arrivons donc pas à un niveau de compression quantique.

- cette étude correspond à un mélange à quatre ondes tout dégénéré (en vecteur d'onde, $k=0$, et en énergie), c'est-à-dire que l'on est en régime Kerr. Nous y observons de la bistabilité (nous rappelons que l'étude se fait en réflexion et donc que l'arrivée à la résonance s'accompagne d'une augmentation de la transmission et d'une DIMINUTION de l'intensité réfléchie), comme montré en figure 5.28, et il est intéressant de mesurer le bruit selon toutes les quadratures en-dessous du seuil de renormalisation (seuil à l'aller), au seuil, et au-dessus du seuil. Nous voyons en A de 5.25, en A de 5.26 et en A de 5.27, qu'il n'y a pas clairement de puissance d'excitation plus favorable.

- n'ayant pas de résultat convenable, nous avons mesuré le bruit des faisceaux issus des micropiliers lorsqu'excités avec un laser décalé vers le rouge par rapport au mode fondamental, pour différentes puissances d'excitation. Les résultats sont comparables au cas d'un décalage vers le bleu du laser de pompe, comme le montrent les figures B de 5.25 et de 5.26 et la figure C de 5.27. En excitation résonante, B de 5.27, idem.

Conclusion

Le processus paramétrique a des conséquences indéniables sur le bruit mesuré puisque nous observons de grandes différences d'amplitude du bruit selon la quadrature mesurée.

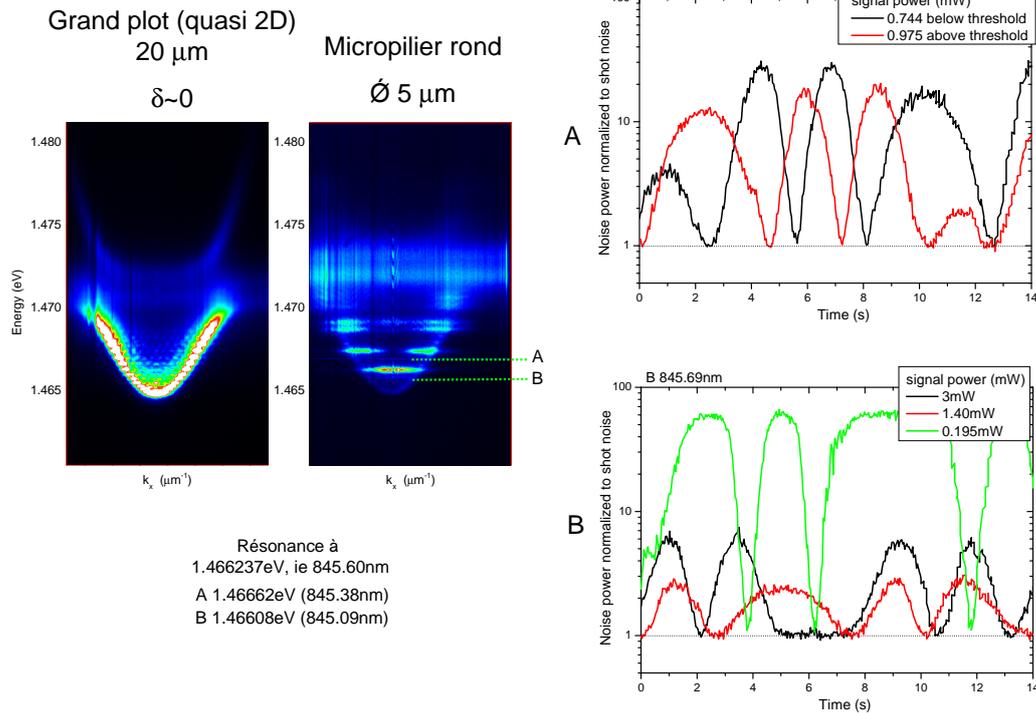


FIGURE 5.25 – Mesures de bruit en détection homodyne à désaccord cavité-exciton quasi-nul, à différentes puissances et énergies d'excitation (repérées par A et B), réalisées sur un grand plot et sur un micropilier ($5 \mu m$). Sur les graphes en bruit normalisé, le *shot noise* vaut 1, tandis que les traces des signaux de différence des photocourants, scannés selon toutes les quadratures, sont en noir, rouge et vert selon les puissances d'excitation (annotées sur la figure).

Il y a en effet de fortes réductions de bruit pour certaines quadratures. Cependant, nous n'atteignons pas encore des valeurs de bruit en-dessous de la limite quantique standard. Une amélioration possible du dispositif consisterait en une sélection spatiale du faisceau émis par le micropilier sondé - il a été vérifié par Esther Wertz du LPN [[wertz10-these](#)] qu'il s'agissait bien d'un faisceau monomode TEM_{00} , et nous avons vu en 5.C.4 que la sélection spatiale d'un faisceau monomode, par exemple via un diaphragme centré sur un mode TEM_{00} , engendre des variations de bruit proportionnelles à la transmission. Cette sélection spatiale par un diaphragme centré sur le spot permettrait de se préoccuper seulement des zones de très forte intensité (au centre) qui sont susceptibles de présenter des effets non-linéaires marqués, tout en s'affranchissant des zones de plus faible intensité en périphérie de faisceau qui atteignent les seuils non-linéaires pour des densités d'excitation plus élevées. La limitation des sources de bruit que peuvent représenter ces zones de faible intensité a de bonnes chances de nous amener vers des bruit sub-*shot noise*. C'est d'ailleurs un dispositif

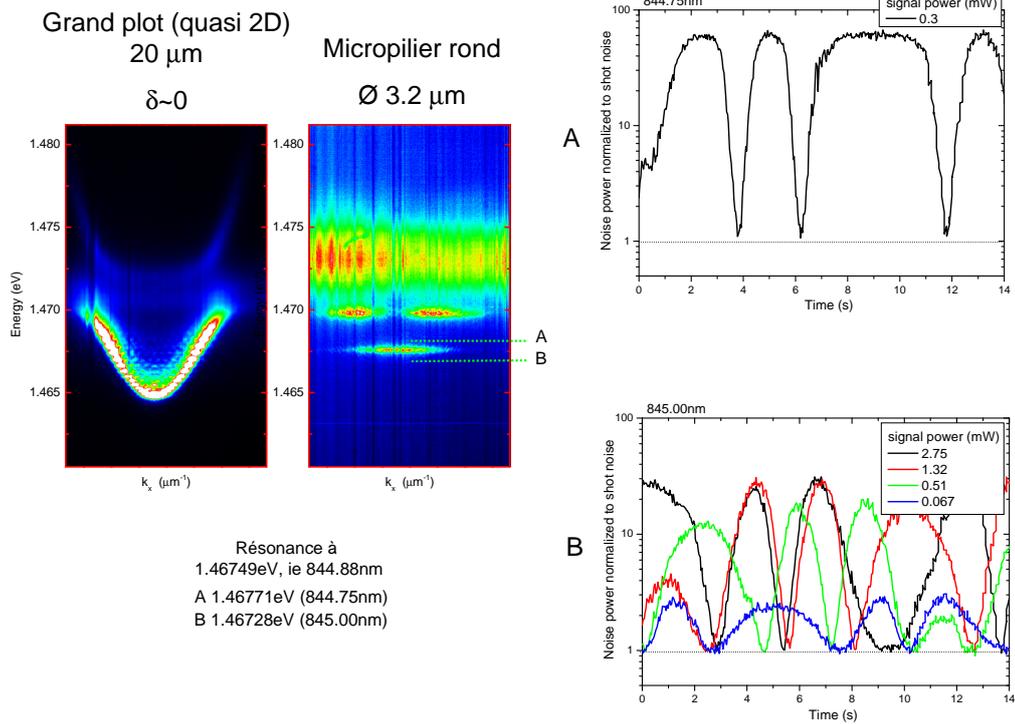


FIGURE 5.26 – Mesures de bruit en détection homodyne à désaccord cavité-exciton quasi-nul, à différentes puissances et énergies d'excitation (repérées par A et B), réalisées sur un grand plot et sur un micropilier ($3.2 \mu\text{m}$). Sur les graphes en bruit normalisé, le *shot noise* vaut 1, tandis que les traces des signaux de différence des photocourants, scannés selon toutes les quadratures, sont en noir, rouge, vert et bleu selon les puissances d'excitation (annotées sur la figure).

similaire qu'a utilisé Jean-Philippe Karr dans la référence [karr03] afin d'obtenir du *squeezing* en régime Kerr dans les microcavités planaires.

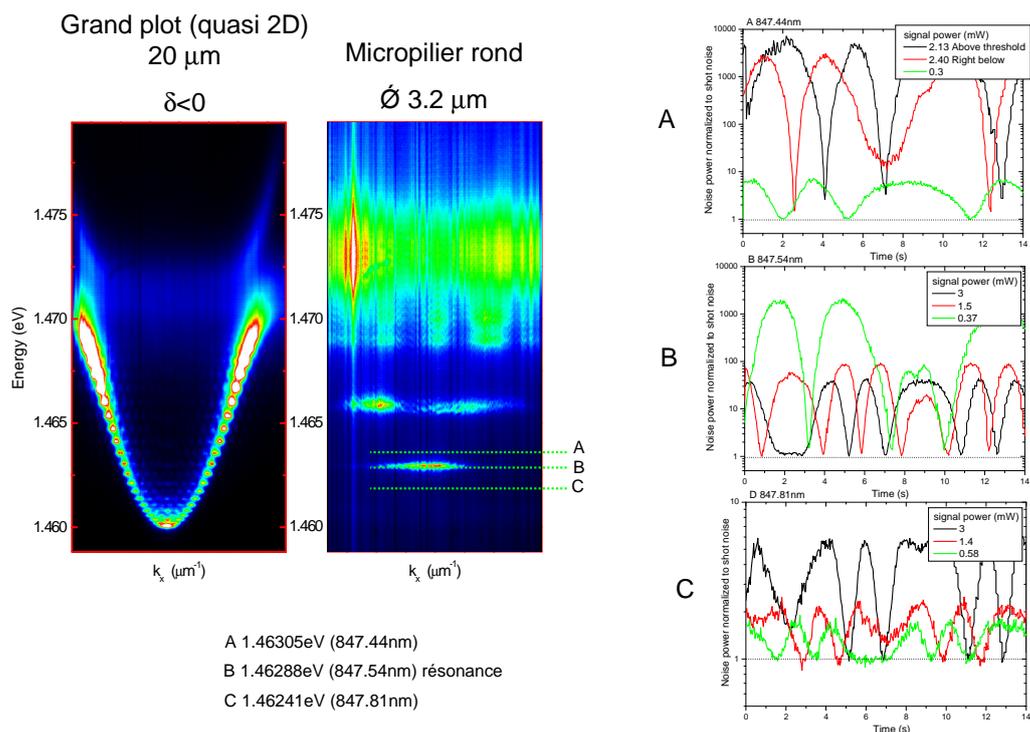
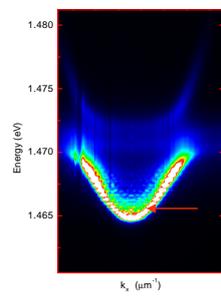


FIGURE 5.27 – Mesures de bruit en détection homodyne à désaccord cavité-exciton négatif, à différentes puissances et énergies d'excitation (repérées par A, B et C), réalisées sur un grand plot et sur un micropilier ($3.2 \mu\text{m}$). Sur les graphes en bruit normalisé, le *shot noise* vaut 1, tandis que les traces des signaux de différence des photocourants, scannés selon toutes les quadratures, sont en noir, rouge et vert selon les puissances d'excitation (annotées sur la figure).

$$\delta \approx 0$$

Grand plot 20 μm



Micropilier (3,1)
rond 5 μm

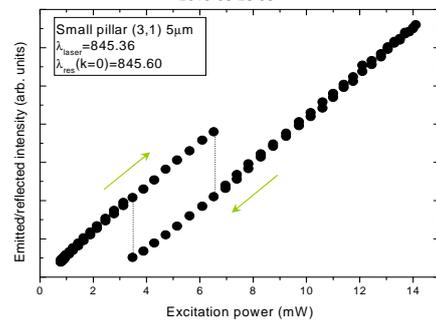
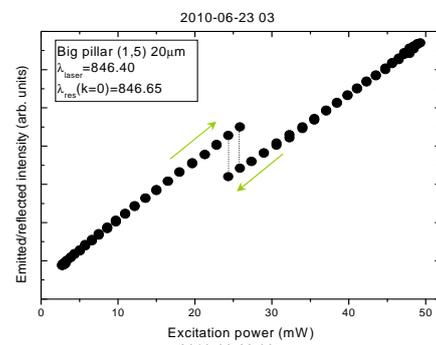
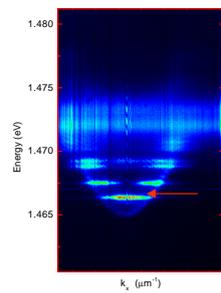


FIGURE 5.28 – Courbes de bistabilité obtenues par excitation légèrement décalée vers le bleu (en énergie) du grand plot et d'un micropilier.

Conclusion Générale

Dans cette thèse nous avons abordé divers domaines de la physique, tels l'optique dans les semi-conducteurs, le formalisme de l'atome habillé, les notions d'électrodynamique quantique en cavité, les phénomènes de cohérence macroscopique, les effets de spin, les interrupteurs optiques, les fondements de l'optique quantique, les processus d'oscillation paramétrique, l'effet du confinement des états quantiques sur leur couplage à l'environnement, etc. Tous ces sujets ont été étudiés au sein du système particulier des polaritons de cavité. Nous avons donné une démonstration expérimentale de la superfluidité, ainsi que prouvé la possibilité de créer une architecture de transmission guidée de l'information à base de portes logiques contrôlées optiquement via le spin des polaritons. Nous avons toutefois des progrès à réaliser en ce qui concerne la génération de faisceaux compressés en bruit dans des structures telles que les micropiliers en régime Kerr, et la génération de faisceaux jumeaux issus des mélanges à quatre ondes.

Ces résultats ont été obtenus grâce, notamment, à la forte collaboration entre notre groupe et les équipes de Jacqueline Bloch du *Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures*, de Jérôme Tignon du *Laboratoire Pierre Aigrain*, de Cristiano Ciuti du *Laboratoire des Matériaux et Phénomènes Quantiques*, de Jacopo Carusotto du *BEC-CNR-INFN* et du *Dipartimento di Fisica, Università di Trento*, de Alexey Kavokin de la *Physics and Astronomy School* à Southampton, de Luis Viña du Département de *Física Materiales de la Universidad Autónoma de Madrid*, mais aussi grâce à la fabrication réussie de notre échantillon par Romuald Houdré de l'*Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*. Le financement de cette thèse a été pris en charge par l'*Ecole Doctorale 389* dirigée au début de ma thèse par Anne-Marie Cazabat, remplacée plus tard par Jean Hare, quant au financement du matériel expérimental et des conférences, il est incombé à l'*Agence Nationale pour la Recherche GEMINI*, l'*Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids*, le *Laboratoire Kastler Brossel* qui m'a accueillie, l'*Ecole Normale Supérieure* et l'*Université Pierre et Marie Curie*.

Bibliographie

- [adrados11] C. Adrados, T. C. H. Liew, A. Amo, M. D. Martín, D. Sanvitto, C. Antón, E. Giacobino, A. Kavokin, A. Bramati, and L. Viña, "Motion of spin polariton bullets in semiconductor microcavities", *Phys. Rev. Lett.* **107**, 146402 (2011).
- [adrados10] 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", *Phys. Rev. Lett.* **105**, 216403 (2010).
- [albiez05] Michael Albiez, Rudolf Gati, Jonas Fölling, Stefan Hunsmann, Matteo Cristiani, and Markus K. Oberthaler, "Direct Observation of Tunneling and Nonlinear Self-Trapping in a Single Bosonic Josephson Junction", *Phys. Rev. Lett.* **95**, 010402 (2005).
- [allen38] Allen, J. F. et Misener, A. D., "Flow of liquid helium II", *Nature* **141**, 75 (1938).
- [amo09] A Amo, T C H Liew, C Adrados, E Giacobino, A V Kavokin, and A Bramati, "Anisotropic Optical Spin Hall Effect in Semiconductor Microcavities", *PRB vol.80 n°16* (2009).
- [amo09-lkb] Alberto Amo, Jérôme Lefrère, Simon Pigeon, Claire Adrados, Cristiano Ciuti, Iacopo Carusotto, Romuald Houdré, Elisabeth Giacobino et Alberto Bramati "Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities", *Nature Phys.* **5**, 805 à 810 (2009).
- [amo09-uam] A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, E. del Valle, M. D. Martin, A. Lemaître, J. Bloch, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, C. Tejedor et L. Viña "Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity", *Nature* **457**, p. 291 à 295 (2009).
- [amo10] A. Amo, T. C. H. Liew, C. Adrados, R. Houdré, E. Giacobino, A. V. Kavokin & A. Bramati, "Exciton-polariton spin switches", *Nature Photonics* **4**, 361 - 366 (2010).
- [amo10-defect] A. Amo, S. Pigeon, C. Adrados, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, and A. Bramati, "Light engineering of the polariton landscape in semiconductor microcavities", *Phys. Rev. B* **82**, 081301(R) (2010).
- [amo11] A. Amo, S. Pigeon, D. Sanvitto, V. G. Sala, R. Hivet, I. Carusotto, F. Pisanello, G. Lemenager, R. Houdre, E. Giacobino, C. Ciuti, A. Bramati, "Hydrodynamic solitons in polariton superfluids", *arXiv :1101.2530v1* (2011).

- [anderson95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, et E. A. Cornell, "Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor", *Science*, vol. 269, p. 198-201, (1995).
- [andrews97] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, "Observation of interference between two Bose condensates", *Science* 275, p. 637-641 (1997).
- [annett03] J.F. Annett, "Superconductivity, Superfluids and Condensates", *Oxford University Press*, (2003).
- [ashcroft76] N. W. Ashcroft et N. D. Mermin, "Solid State Physics", *édition Holt, Rinehart and Winston*, (1976).
- [baas03] Augustin Baas, Thèse de doctorat, "Amplification paramétrique et réduction du bruit quantique dans des microcavités semiconductrices", LKB (2003).
- [bajoni07] D. Bajoni, E. Peter, P. Senellart, J.-L. Smir, I. Sagnes, A. Lemaître, J. Bloch, "Polariton parametric luminescence in a single micropillar", *Appl. Phys. Lett.* 90, 051107 (2007).
- [balili07] Balili, R., V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, et K. West, "Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap", *Science*, 316 :1007 (2007).
- [bamba10] Motoaki Bamba, Simon Pigeon, et Cristiano Ciuti, "Quantum Squeezing Generation versus Photon Localization in a Disordered Planar Microcavity", *Phys. Rev. Lett.* 104, 213604 (2010).
- [blatt62] John M. Blatt, K. W. Böer and Werner Brandt, "Bose-Einstein Condensation of Excitons", *Phys. Rev.* 126, p. 1691 à 1692 (1962).
- [boitier09] Boitier, F., Godard, A., Rosencher, E. et Fabre, C. "Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors", *Nature Phys.* 5, 267-270 (2009).
- [bouwmeester00] Dirk Bouwmeester, Artur K. Ekert, Anton Zeilinger, "The physics of quantum information", ed. *Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. K* (2000).
- [boyd] R. W. Boyd, "Non-linear Optics", *Academic Press*.
- [bradley95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett et R. G. Hulet, "Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions", *PRL* vol 75, n°9 (1995).
- [bramati99] A. Bramati, J.-P. Hermier, A. Z. Khoury, E. Giacobino, P. Schnitzer, R. Michalzik, K. J. Ebeling, J.-Ph. Poizat et Ph. Grangier, "Spatial distribution of the intensity noise of a vertical-cavity surface-emitting semiconductor laser", *Optics Letters*, vol. 24, n°13 (1999).

- [braunstein05] S. Braunstein et P. Van Loock, "Quantum information with continuous variables", *Rev. of Mod. Phys.*, 77 :513-565, (2005).
- [burnham70] David C. Burnham and Donald L. Weinberg, "Observation of Simultaneity in Parametric Production of Optical Photon Pairs", *Phys. Rev. Lett.* 25, 84-87 (1970).
- [butov01] L. V. Butov, A. L. Ivanov, A. Imamoglu, P. B. Littlewood, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, K. L. Campman, and A. C. Gossard, "Stimulated scattering of indirect excitons in coupled quantum wells : Signature of a degenerate Bose-gas of excitons", *Phys. Rev. Lett.* 86, p. 5608 à 5611 (2001).
- [carusotto10] Iacopo Carusotto, Thomas Volz and Atac Imamoglu, "Feshbach blockade : single-photon nonlinear optics using resonantly enhanced cavity-polariton scattering from biexciton states", *arXiv :1002.2613v1* (2010).
- [cassabois99] Thèse de doctorat de Guillaume Cassabois, "Relaxation de cohérence dans les hétérostructures de semi-conducteurs, LPMC, 1999. Cité p. 183.
- [cecchi82] S. Cecchi, G. Giusfredi, E. Petriella, and P. Salieri, "Observation of Optical Tristability in Sodium Vapors", *Phys. Rev. Lett.* 49, 1928 (1982).
- [cerda-mendez10] Cerda-Méndez, E. A., D. N. Krizhanovskii, M. Wouters, R. A. Bradley, K. Biermann, K. Guda, R. Hey, P. V. Santos, D. Sarkar, et M. S. Skolnick, "Polariton Condensation in Dynamic Acoustic Lattices", *Phys. Rev. Lett.*, 105 :116402 (2010).
- [chalopin09] Thèse de doctorat de Benoît Chalopin, "Optique quantique multimode : des images aux impulsions", LKB, 2009.
- [ciuti98] C. Ciuti, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann, "Role of the exchange of carriers in elastic exciton-exciton scattering in quantum wells", *Phys. Rev. B*, vol. 58, p. 7926, (1998).
- [ciuti03] C. Ciuti, P. Schwendimann et A. Quattropani, "Theory of polariton parametric interactions in semiconductor microcavities", *Semicond. Sci. Technol.*, 18, p 279-293, (2003).
- [ciuti05] C. Ciuti et I. Carusotto, "Quantum fluid effects and parametric instabilities in microcavities", *Phys. Stat. Sol. (b)* 242, n°11, p 2224-2245, (2005).
- [cohen-tannoudji96] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, "Processus d'interaction entre photons et atomes", *CNRS Editions et EDP Sciences, collection Savoirs Actuels*, (1996).
- [cohen-tannoudji97] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, "Mécanique Quantique", vol. 1 et 2, Editeur Hermann, (1997).
- [combescot06] M ; Combescot et O. Betbeder-Matibet, "Coherent effects in the physics of composite excitons", *PRB* 74, 045110 (2006).

- [dasbach06] Dasbach, G., Diederichs, C., Tignon, J., Ciuti, C., Roussignol, P., Delalande, C., Bayer, M. et Forchel, A., "Polarization inversion via parametric scattering in quasi-one-dimensional microcavities", *Phys. Rev. B*, 71(16) : 161308 (2005).
- [davis95] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* 75, p. 3969 à 3973 (1995).
- [deng10] H. Deng, H. Haug et Y. Yamamoto, "Exciton-polariton Bose-Einstein condensation", *Rev. Mod. Phys.* 82, p.1489 à 1537 (2010).
- [deveaud91] B. Deveaud, F. Clérot, N. Roy, K. Satzke, B. Sermage, and D. S. Katzer, "Enhanced radiative recombination of free excitons in GaAs quantum wells", *Phys. Rev. Lett.* 67, 2355-2358 (1991).
- [diederichs07] Thèse de doctorat de Carole Diederichs, "Oscillation paramétrique optique et génération de photons jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs", LPA (2007).
- [diederichs06] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, A. Lemaître, J. Bloch, P. Roussignol, C. Delalande, "Parametric oscillation in vertical triple microcavities", *Nature* 440, 904 (2006).
- [doan05] T. D. Doan, Huy Thien Cao, D. B. Tran Thoai and H. Haug, "Condensation kinetics of microcavity polaritons with scattering by phonons and polaritons", *Phys. Rev. B* 72, 085301 (2005).
- [estève08] J. Estève, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi et M. K. Oberthaler, "Squeezing and entanglement in a Bose-Einstein condensate", *arXiv :0810.0600v2 cond-mat.other*, (2008).
- [fabre97] C. Fabre, A. Aspect, G. Grynberg, "Introduction aux lasers et à l'optique quantique", ed. *Ellipse* (1997).
- [fabre95] C. Fabre, "Quantum fluctuations in light beams", *Elsevier Science Publisher B.V., Les Houches, session LXIII* (1995).
- [ferrier10] L. Ferrier, S. Pigeon, E. Wertz, M. Bamba, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, C. Ciuti, J. Bloch, "Polariton parametric oscillation in a single micropillar cavity", *Appl. Phys. Lett.* 97, 031105 (2010).
- [ferrier11] L. Ferrier, E. Wertz, R. Johne, D. D. Solnyshkov, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, G. Malpuech, et J. Bloch, "Interactions in Confined Polariton Condensates", *Phys. Rev. Lett.* 106, 126401 (2011).
- [freixanet00] Freixanet, T., Sermage, B., Tiberj, A. et Planel, R. "In-plane propagation of excitonic cavity polaritons", *Phys. Rev. B* 61, 7233 à 7236 (2000).
- [friberg85] S. Friberg, C. K. Hong, and L. Mandel, "Measurement of Time Delays in the Parametric Production of Photon Pairs", *Phys. Rev. Lett.* 54, 2011-2013 (1985).

- [gea-banacloche87] J. Gea-Banacloche et G. Leuchs, "Applying squeezed states to nonideal interferometers", *J. Opt. Soc. Am. B*, 4 :1667, (1987).
- [giacobino87] E. Giacobino, C. Fabre, A. Heidmann, R. Horowicz et S. Reynaud, "Fundamentals of quantum optics II", ed. F. Ehlotzky (Springer-Verlag, NY, 1987).
- [gigan] Thèse de doctorat de Sylvain Gigan, "Amplification paramétrique d'images en cavité : Effets classiques et quantiques", LKB 2004.
- [gippius07] N.A. Gippius, I. A. Shelykh, D.D. Solnyshkov, S.S. Gavrilov, Yuri G. Rubo, A. V. Kavokin, "Polarization multistability of cavity polaritons", *PRL* 98, 236401 (2007).
- [glazov09] M. M. Glazov, H. Ouerdane, L. Pillozzi, G. Malpuech, A. V. Kavokin et A. D'Andrea, "Polariton-polariton scattering in microcavities : a microscopic theory", *PRB* 80, 155306 (2009).
- [griffin95] A. Griffin, D. W. Snoke et S. Stringari, "Bose-Einstein condensation", *Cambridge Univ. Press*, (1995).
- [grosso09] Grosso, G. et al. "Excitonic switches operating at around 100 K", *Nature Photon.* 3, 577 à 580 (2009).
- [hadjar98] Thèse de doctorat de Yassine Hadjar, "Etude du couplage optomécanique dans une cavité de grande finesse. Observation du mouvement Brownien d'un miroir.", LKB, (1998).
- [haroche11] Cours du Collège de France 2011.
- [heidmann87] A. Heidmann, R. J. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino et C. Fabre, "Observation of quantum noise reduction on twin laser beams", *PRL* vol. 59, n°22 (1987).
- [hermier99] J. P. Hermier, A. Bramati, A. Khoury, E. Giacobino, J. Ph. Poizat, T. J. Chang et Ph. Grangier, "Spatial quantum noise of semiconductor lasers", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol 16, n°11, (1999).
- [hermier00] Jean Hermier, "Etude du bruit quantique dans les microlasers semi-conducteurs à cavité verticale (VCSELs) et les lasers à solide $Nd : YVO_4$ ". Thèse de doctorat, Laboratoire Kastler Brossel, (2000).
- [high07] High, A. A., Hammack, A. T., Butov, L. V., Hanson, M. et Gossard, A. C. "Exciton optoelectronic transistor", *Opt. Lett.* 32, 2466 à 2468 (2007).
- [hong85] C. K. Hong and L. Mandel, "Theory of parametric frequency down conversion of light", *Phys. Rev. A* 31, 2409-2418 (1985).
- [houdre95] 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 semi-conductor microcavity : free-carrier bleaching of cavity polaritons", *Phys. Rev. B.*, 52,p 7810, (1995).

- [houdre00] Houdré, R., Weisbuch, C., Stanley, R. P., Oesterle, U. and Illegems, M., "Coherence effects in light scattering of two-dimensional photonic disordered systems : Elastic scattering of cavity polaritons", *Phys. Rev. B* 61, R13333-R13336 (2000).
- [imamoglu96] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau et Y. Yamamoto, "Nonequilibrium condensates and lasers without inversion : Exciton-polariton lasers" *Phys. Rev. A*, vol. 53, no. 6, pages 4250 à 4253, (1996).
- [johnsson07] Mattias T. Johnsson et Simon A. Haine, "Generating quadrature squeezing in an atom laser through self-interaction", *Phys. Rev. Lett.* 99, 010401 (2007).
- [johnston07] Johnston, W. J., Prineas, J. P. et Smirl, A. L. "Ultrafast all-optical polarization switching in Bragg-spaced quantum wells at 80 K", *J. Appl. Phys.* 101, 046101 (2007).
- [kaitouni06] Kaitouni, R. I., O. E. Daïf, A. Baas, M. Richard, T. Paraiso, P. Lugan, T. Guillet, F. Morier-Genoud, J. D. Ganière, J. L. Staehli, V. Savona, et B. Deveaud, "Engineering the spatial confinement of exciton polaritons in semiconductors", *Phys. Rev. B*, 74 :155311 (2006).
- [kapitza38] Kapitza, P. , "Viscosity of liquid helium below the l-point", *Nature* 141, 74 (1938).
- [karr01] Thèse de doctorat de J.P. Karr, "Effets non-linéaires et quantiques dans les microcavités semi-conductrices", LKB, décembre 2001.
- [karr03] J. Ph. Karr, A. Baas, R. Houdré et E. Giacobino, "Polariton squeezing in semiconductor microcavities", *arXiv : cond-mat/0305106* (2003).
- [kasprzak06-these] Thèse de doctorat de Jacek Kasprzak, "Condensation of exciton polaritons", 2006.
- [kasprzak06] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymanska, R. André, J.L. Staehli, P.B. Littlewood, B. Deveaud et Le Si Dang, "Bose-Einstein condensation of exciton-polaritons", *Nature*, vol 443, p 409-414, (2006).
- [kavokin04] K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and P. Bigenwald, "Quantum Theory of Spin Dynamics of Exciton-Polaritons in Microcavities", *Phys. Rev. Lett.* 92, 017401 (2004).
- [kavokin05] Kavokin, A., Malpuech, G. et Glazov, M., "Optical spin hall effect", *Phys. Rev. Lett.*, 95 :136601 (2005).
- [kavokin03] A. Kavokin, G. Malpuech, and F. P. Laussy, "Polariton laser and polariton superfluidity in microcavities", *Phys. Lett. A*, 306, 187 (2003).
- [k-kavokin05] K.V. Kavokin, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart, J. Bloch, B. Sermage, "Linear polarization inversion : a signature of Coulomb scattering of cavity polaritons with opposite spins", *Phys. Stat. Sol. (c)* 2, 763 (2005).

- [keeling07] Keeling, J., Marchetti, F. M., Szymańska, M. H. et Littlewood, P. B., "Collective coherence in planar semiconductor microcavities", *Semicond. Sci. Technol.* **22**, (2007).
- [keldysh68] Keldysh, L. V. et Kozlov, A. N., "Collective properties of excitons in semiconductors", *Sov. Phys. JETP* **27**, p. 521 à 528 (1968).
- [keller] Thèse de doctorat de Gaëlle Keller, "Génération et caractérisation d'états intriqués en variables continues", LKB (2008).
- [kitano81] M. Kitano, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, "Optical Tristability", *Phys. Rev. Lett.* **46**, 926 (1981)
- [koyama89] Koyama, F., Kinoshita, S., Iga, K., "Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser", *Applied Physics Letters* **55**, 221 (1989).
- [lagoudakis09] K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. André, B. Deveaud-Plédran, "Observation of half-quantum vortices in an exciton-polariton condensate", *Science*, vol 326, p 974-976, (2009).
- [lagoudakis10] K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André, and B. Deveaud-Plédran, "Coherent Oscillations in an Exciton-Polariton Josephson Junction", *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120403 (2010).
- [lai07] Lai, C. W., N. Y. Kim, S. Utsunomiya, G. Roumpos, H. Deng, M. D. Fraser, T. Byrnes, P. Recher, N. Kumada, T. Fujisawa, et Y. Yamamoto, "Coherent zero-state and π -state in an exciton-polariton condensate array" *Nature*, **450** :529 (2007).
- [lanco06] L. Lanco, S. Ducci, J.-P. Likforman, X. Marcadet, J. A.W. van Houwelingen, H. Zbinden, G. Leo, and V. Berger, "Semiconductor Waveguide Source of Counterpropagating Twin Photons", *PRL* **97**, 173901 (2006).
- [landau84] Landau & Lifchitz, *Statistical Mechanics*, (1984).
- [laussy06] F. P. Laussy, I. A. Shelykh, G. Malpuech, and A. Kavokin, "Effects of Bose-Einstein condensation of exciton polaritons in microcavities on the polarization of emitted light", *Phys. Rev. B*, **73**, 035315 (2006).
- [laussy10] Fabrice P. Laussy, Alexey V. Kavokin, and Ivan A. Shelykh, "Exciton-Polariton Mediated Superconductivity", *Phys. Rev. Lett.* **104**, 106402 (2010).
- [lecomte11] Thèse de doctorat de Timothée Lecomte, "Microcavités semiconductrices structurées pour la génération paramétrique optique", LPA, mars 2011.
- [levy00] R. Lévy et J.M. Jonathan, "L'Optique non linéaire et ses matériaux", *collection Société Française d'Optique*, édition EDP Science, 2000.
- [leyder07-these] Thèse de doctorat de Charles Leyder, "Optique quantique et dynamique de spin dans les microcavités semiconductrices", LKB, juillet 2007.

- [leyder07] C. Leyder, M. Romanelli, J. Ph. Karr, E. Giacobino, T. C. H. Liew, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. Malpuech et A. Bramati, "Observation of the Optical Spin Hall Effect", *Nature Physics* 3, 628 - 631 (2007).
- [leyder07-gate] C. Leyder, T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, M. Romanelli, J.-Ph. Karr, E. Giacobino and A. Bramati, "Interference of coherent polariton beams in microcavities : polarization-controlled optical gates", *PRL* 99, 196402 (2007).
- [liew08] T. C. H. Liew, A. V. Kavokin et I. A. Shelykh, "Optical circuits based on polariton neurons in semiconductor microcavities", *PRL* 101, 016402 (2008).
- [lugiato97] L. A. Lugiato et Ph. Grangier, Improving quantum-noise reduction with spatially multimode squeezed light", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol 14, n°2, (1997)
- [maialle93] Maialle, Z., de Andrada e Silva, E. et Sham, L., "Exciton spin dynamics in quantum wells", *Phys. Rev. B*, 47(23) :15776 (1993).
- [malpuech03] G. Malpuech, A. Kavokin, and F. P. Laussy, "Polariton Bose condensation in microcavities", *Phys. Stat. Sol. A*, 195, 568 (2003).
- [marchetti04] F. M. Marchetti, B. D. Simons, and P. B. Littlewood, "Condensation of Cavity Polaritons in a Disordered Environment", *arXiv :cond-mat/0405259v2* (2004).
- [martin02] Martin, M. D., Aichmayr, G., Vina, L. et Andre, R. "Polarization control of the nonlinear emission of semiconductor microcavities", *Phys. Rev. Lett.* 89, 077402 (2002).
- [messin00] Gaétan Messin, Thèse de doctorat, "Luminescence, bruit et effets non-linéaires dans les microcavités semi-conductrices", LKB, (2000).
- [messin01] G. Messin, J. Ph. Karr, A. Baas, G. Khitrova, R. Houdré, R. P. Stanley, U. Oesterle, and E. Giacobino, "Parametric Polariton Amplification in Semiconductor Microcavities", *Phys. Rev. Lett.* 87, 127403 (2001).
- [mollow73] B. R. Mollow, "Photon Correlations in the Parametric Frequency Splitting of Light", *Phys. Rev. A* 8, 2684-2694 (1973).
- [moskalenko00] S. A. Moskalenko et D. W. Snoke, "Bose-Einstein condensation of excitons and biexcitons and coherent nonlinear optics with excitons", *Cambridge University Press*, (2000).
- [nelson83] D. Nelson, "Phase Transitions and critical phenomena", vol. 7, n°2 (1983).
- [nishikawa96] Nishikawa, Y., Tackeuchi, A., Yamaguchi, M., Muto, S. et Wada, O. "Ultrafast all-optical spin polarization switch using quantum-well etalon", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2, 661 à 667 (1996).
- [nozieres85] P. Nozières et S. Schmitt-Rink, "Bose Condensation in an attractive fermion gas : From weak to strong coupling superconductivity", *J. Low Temp. Phys.* 59, 195 (1985).

- [oberthaler07] R. Gati et M. K. Oberthaler, "A bosonic Josephson junction", *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* 40 (2007).
- [obrien09] O'Brien, J. L., Furusawa, A. et Vuckovic, J. "Photonic quantum technologies", *Nature Photon.* 3, 687 à 695 (2009).
- [paraiso10] T. K. Paraïso, M. Wouters, Y. Léger, F. Morier-Genoud et B. Deveaud-Plédran, "Multistability of a coherent spin ensemble in a semiconductor microcavity", *Nature Materials* 9, 655 (2010).
- [pigeon11] Simon Pigeon, "Fluides quantiques et dispositifs à polaritons", *Laboratoire MPQ*, 28 février 2011.
- [pitaevskii99] F. Dalfovo, S. Giorgini, L.P. Pitaevskii et S. Stringari, "Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases", *Reviews of Modern Physics*, 71, p 463-512, (1999).
- [raghavan99] S. Raghavan, A. Smerzi, S. Fantoni, et S. R. Shenoy, "Coherent oscillations between two weakly coupled Bose-Einstein condensates : Josephson effects, π oscillations, and macroscopic quantum self-trapping", *PRA vol 59, n°1*, (1999).
- [renucci05] P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Sellenart, J. Bloch, B. Sermage, K. V. Kavokin, "Microcavity polariton spin quantum beats without a magnetic field : a manifestation of Coulomb exchange in dense and polarized polariton systems", *PRB* 72, 075317 (2005).
- [reynaud87] Serge Reynaud, "Generation of Twin Photon Beams by a Nondegenerate Optical Parametric Oscillator", *Europhys. Lett.* 4 427 doi : 10.1209/0295-5075/4/4/008 (1987).
- [rochat00] G. Rochat, C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, P. Schweinidmann, "Excitonic Bloch equations for a twodimensional system of interacting excitons", *Phys. Rev. B* 61, 13856 (2000).
- [romanelli05] Thèse de doctorat de Marco Romanelli, "Mélange à quatre ondes de polaritons dans des microcavités semi-conductrices", LKB (2005).
- [romanelli07] M. Romanelli, C. Leyder, J. Ph. Karr, E. Giacobino, and A. Bramati, "Four wave-mixing oscillation in a semiconductor microcavity : Generation of two correlated polaritons populations", *Physics Review Letter* 98 (10), 106401 (2007).
- [romanelli10] M. Romanelli, J. Ph. Karr, C. Leyder, E. Giacobino, et A. Bramati, "Two-mode squeezing in polariton four-wave mixing", *PRB* 82 155313 (2010).
- [sanvitto10] D. Sanvitto, F. M. Marchetti, M. H. Szyman'ska, G. Tosi, M. Baudisch, F. P. Laussy, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, L. Marrucci, A. Lemaître, J. Bloch, C. Tejedor & L. Viña, "Persistent currents and quantized vortices in a polariton superfluid", *Nature Physics Vol.6, P.527* (2010).

- [sarkar10] 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", *Phys. Rev. Lett.* **105**, 216402 (2010) .
- [savona98] V. Savona, "Linear optical properties of semiconductor microcavities with embedded quantum wells", *H. Benisty, J.M. Gérard, R. Houdré, J. Rarity and C. Weisbuch "Confined Photon Systems, Fundamentals and Applications", Summerschool of Carthage, Corse, (1998).*
- [savvidis00] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, "Angle-resonant Stimulated polariton amplifier", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1547-1550 (2000)
- [schwendimann06] P. Schwendimann and A. Quattropani, "Amplification and quantum statistics of microcavity polaritons under non-resonant excitation", *PRB* **74**, 045324 (2006).
- [senellart03] P. Senellart, "Polaritons de microcavité : relaxation spontanée et stimulée", *Annales de Physique, vol. 28, n°4, p 1-182, (2003)*, edition EDP Science.
- [sermage96] 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", *Phys. Rev. B* **53**, 16516 (1996).
- [shelykh04] Shelykh, I., Malpuech, G., Kavokin, K., Kavokin, A. et Bigenwald, P., "Spin dynamics of interacting exciton polaritons in microcavities", *Phys. Rev. B*, **70(11) :115301(12), (2004).**
- [shelykh05] I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, and G. Malpuech, "Spin dynamics of exciton polaritons in microcavities", *Phys. Stat. Sol. (b)* **242, No. 11, 2271-2289 (2005).**
- [shelykh06] Shelykh, I. A., Rubo, Y. G., Malpuech, G., Solnyshkov, D. D. et Kavokin, A., "Polarization and propagation of polariton condensates", *Phys. Rev. Lett.*, **97(6) :066402 (2006).**
- [shelykh08] I. A. Shelykh, T. C. H. Liew, and A.V. Kavokin, "Spin rings in semiconductor microcavities", *Phys. Rev. Lett.* **100**, 116401 (2008).
- [siegman86] A. E. Siegman, "Lasers", *University Science Book, (1986).*
- [slusher85] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley, "Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity", *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2409 (1985).
- [snoke90] D. W. Snoke, J. P. Wolfe et A. Mysyrowicz, "Evidence for Bose- Einstein condensation of a two-component exciton gas", *Phys. Rev. Lett.*, **vol. 64, no. 21, p. 2543-2546, (1990).**

- [snoke02] David Snoke, "Spontaneous Bose Coherence of Excitons and Polaritons", *Science*, vol. 298, no. 5597, pages 1368 à 1372, (2002).
- [soda79] Soda, H. , Motegi, Y. , Iga, K. , "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers", *Japanese Journal of Applied Physics* 18, 2329-2330 (1979).
- [stenger98] J. Stenger, S. Inouye, D.M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A.P. Chikkatur, and W. Ketterle, "Spin domains in ground state spinor Bose-Einstein condensates", *Nature (London)* 396, (1998).
- [stevenson00] 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", *PRL* vol 85 n°17, (2000).
- [szymanska06] M. H. Szymanska, J. Keeling, and P. B. Littlewood, "Non-equilibrium quantum condensation in an incoherently pumped dissipative system", *Phys. Rev. Lett.* 96, 230602 (2006).
- [takahashi00] Takahashi, R., Itoh, H. et Iwamura, H. "Ultrafast high-contrast all-optical switching using spin polarization in low-temperature-grown multiple quantum wells", *Appl. Phys. Lett.* 77, 2958 à 2960 (2000).
- [tassone99] F. Tassone and Y. Yamamoto, "Exciton-exciton scattering dynamics in a semiconductor microcavity and stimulated scattering into polaritons", *PRB* vol 59 nb 16 (1999).
- [treps02] N. Treps, U. Andersen, B. Buchler, P.K. Lam, A. Maître, H.A. Bachor et C. Fabre, "Surpassing the standard quantum limit for optical imaging using nonclassical multimode light", *PRL* vol 88, n°20 (2002).
- [treps05] N. Treps, V. Delaubert, A. Maître, J.M. Courty and C. Fabre, "Quantum Noise in multipixel image processing", *Phys. Rev. A* 71, 013820 (2005).
- [usui60] T. Usui, "Excitations in a high density electron gas", *Progr. Theor. Phys.* 23, 787 (1960).
- [vladimirova10] M. Vladimirova, S. Cronenberg, D. Scalbert, K. V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaître, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech, A. V. Kavokin, "Polariton-Polariton interaction constants in microcavities", *Phys. Rev. B* 82, 075301 (2010).
- [wada00] Wada, O., *Opt. Quantum Electron.* 32 453 (2000).
- [wada04] O. Wada, "Femtosecond all-optical devices for ultrafast communication and signal processing", *New J. Phys.* 6, 183 (2004).
- [weisbuch92] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, "Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity", *Phys. Rev. Lett.*, 69 :3314, (1992).

- [wertz10-these] "Formation spontanée de condensats de polaritons dans des microcavités à base de GaAs", Thèse de doctorat effectuée au LPN et soutenue en décembre 2010.
- [wertz10] E. Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov, R. Johne, D. Sanvitto, A. Lemaître, I. Sagnes, R. Grousson, A. V. Kavokin, P. Senellart, G. Malpuech et J. Bloch, "Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates", *Nature Physics*, *6*, 860-864 (2010).
- [wouters07] Michiel Wouters, "Resonant polaritons-polaritons scattering in semiconductor microcavities", *PRB* *76*, 045319 (2007).
- [wouters/carusotto07] Wouters, M. et Carusotto, I, "Excitations in a nonequilibrium Bose-Einstein condensate of exciton polaritons", *Phys. Rev. Lett.* *99*, 140402 (2007).
- [yamamoto05] Yamamoto, N., Matsuno, T., Takai, H. et Ohtani, N. "Circular polarization control in a silicon-based all-optical switch", *Jpn J. Appl. Phys.* *44*, 4749 à 4751 (2005).
- [yildirim05] Yildirim, M., Prineas, J. P., Gansen, E. J. et Smirl, A. L. "A near-room-temperature all-optical polarization switch based on the excitation of spin-polarized 'virtual' carriers in quantum wells", *J. Appl. Phys.* *98*, 063506 (2005).
- [zhu95] Zhu, X., Littlewood, P. B., Hybertsen, M. et Rice, T., "Exciton condensate in semiconductor quantum well structures", *Phys. Rev. Lett.* *74*, p. 1633 à 1636 (1995).
- [zutic04] Zutic, I., Fabian, J. et Das Sarma, S. "Spintronics : fundamentals and applications", *Rev. Mod. Phys.* *76*, 323 à 410 (2004).

Liste des publications

Motion of spin polariton bullets in semiconductor microcavities, Phys. Rev. Letters 107, 146402 (2011)

Spin rings in bistable planar semiconductor microcavities, Phys. Review Letters 105, 216403 (2010)

Exciton-polariton spin switches, Nature Photonics 4, 361 - 366 (2010)

Light engineering of the polariton landscape in semiconductor microcavities, Phys. Rev. B 82, 081301(R) (2010)

Superfluidity in polariton condensates, Journal of physics : Conference series, 210 (2010), 012060

Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities, Nature Physics 5, 805 - 810 (2009)

Anisotropic Optical Spin Hall Effect in semiconductor microcavities, Phys. Rev. B 80, 165325 (2009)

RÉSUMÉ

Ce travail est consacré à l'étude des propriétés des polaritons, particules mi-lumière mi-matière, en microcavité semi-conductrice. Leur caractère bosonique autorise l'accès à des régimes de cohérence macroscopique tels la condensation de Bose-Einstein et la superfluidité que nous avons démontrée expérimentalement. Nous avons également développé une technique permettant de modifier optiquement l'environnement polaritonique par création de défauts artificiels, ce qui facilite l'obtention de comportements particuliers du fluide polaritonique comme la turbulence. Les fortes interactions dépendantes du spin entre ces particules, alliées à des vitesses de propagation très élevées du fait de leur composante photonique, nous ont permis de réaliser un interrupteur performant contrôlé optiquement, codé en polarisation et en intensité. Nous avons également réussi à manipuler la distribution spatiale en spin d'un faisceau de polaritons, et notamment à confiner des états de spin pur sur des zones de quelques microns. Le phénomène de bistabilité présent dans le système nous a amené à reconsidérer le signe de la constante d'interaction entre polaritons de spin opposés. Enfin, en régime d'oscillation paramétrique par mélange à quatre ondes, nous avons poursuivi l'étude de génération de photons jumeaux grâce à des mesures de corrélations et des analyses en bruit de la distribution modale transverse, dans différents types de cavités planaires puis dans des micropiliers (0D).

Mots-clés : polariton, microcavité semi-conductrice, exciton, laser, couplage fort, spin, interactions, bistabilité, superfluidité, oscillation paramétrique, bruit quantique.

ABSTRACT

This work is devoted to the study of the properties of polaritons, half-matter/half-light particles, in a semiconductor microcavity. Their bosonic behaviour enables to reach macroscopic coherence regimes such as Bose-Einstein condensation and superfluidity which we have experimentally demonstrated. We also developed a way to optically engineer the polariton landscape by creating artificial defects on the sample, which will help finding some fancy behaviours such as turbulence. Thanks to the strong spin-dependant interactions between polaritons and the very high propagation speeds due to their photonic component, we could build an all-optical, ultra-fast spin switch device operating at low injected power. We managed to control the spatial distribution in spin of the polaritonic beam and confine a pure spin state within a micrometer-sized region. The bistability of the system led us to reconsider the sign of the interaction constant between cross-polarized polaritons. Finally, we carried on investigating the possibility of generating twin photons in the parametric oscillation regime by four-wave mixing, with correlations measures and transverse-mode noise distribution analysis, in different planar cavity types and in micropillars (0D).

Keywords : polariton, semiconductor microcavity, exciton, laser, strong coupling, spin, interactions, bistability, superfluidity, parametric oscillation, quantum noise.