



HAL
open science

Quasi-condensation de polaritons sous excitation incohérente dans les microcavités II-VI à base de CdTe

Maxime Richard

► **To cite this version:**

Maxime Richard. Quasi-condensation de polaritons sous excitation incohérente dans les microcavités II-VI à base de CdTe. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT: . tel-00009088

HAL Id: tel-00009088

<https://theses.hal.science/tel-00009088>

Submitted on 25 Apr 2005

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

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

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'université Joseph Fourier – Grenoble 1

Spécialité : physique de l'interaction matière-rayonnement

présentée et soutenue publiquement par

Maxime Richard

le 6 décembre 2004

Quasi-condensation de polaritons sous excitation incohérente dans les microcavités II-VI à base de CdTe

Composition du jury

<i>Président :</i>	M. Vallade
<i>Rapporteurs :</i>	B. Deveaud-Plédran M. S. Skolnick
<i>Examineurs :</i>	J. Y. Marzin W. Langbein
<i>Directeurs de thèse :</i>	R. Romestain Le Si Dang

Mis en page avec la classe thloria.

A Robert Romestain

Remerciements

Voici une liste non-exhaustive de personnes qui, de près ou de loin, ont participé à ce travail de recherche, et qui mérite donc, pour faire simple, toute ma gratitude.

Roland Hérino et par la suite Benoît Boulanger m'ont respectivement accueilli et hébergé au LSP, et je les en remercie.

Je souhaite donner à mon directeur de thèse Robert Romestain une place majeure dans ces remerciements. Nos rapports ont été fort tendus durant notre première année d'interaction, mais une volonté commune de s'entendre a finalement permis l'installation entre nous d'une entente véritablement cordiale et détendue, moteur d'une collaboration scientifique très efficace. Aujourd'hui je ne suis pas peu fier d'avoir été initié à la recherche par cet homme particulièrement brillant. Et je rends aussi hommage à ses qualités humaines exceptionnelles qui survivront longtemps à sa disparition brutale.

Deux autres personnes ont constitué pour moi un soutien essentiel tant du point de vue scientifique que du point de vue humain : Lesi Dang, chef de groupe, et suppléant de Robert pour ma troisième année, et Régis André le créateur génial des microcavités CdTe. Merci pour la confiance que vous m'avez accordée. Un grand merci aussi à Jacek Kasprzak mon successeur direct sur ce sujet affolant, pour son aide précieuse (en particulier pour les expériences réalisées sous excitation continue). Jacek, La Brique te revient de droit. Fais-en bon usage comme nos pères et les pères de nos pères l'ont fait avant nous.

Plusieurs collaborations ont permis à ce travail de progresser je voudrais notamment remercier Joël Bleuse qui m'as prêté son saphir-titane pendant un mois, permettant ainsi l'obtention des premières observations significatives. Je voudrais aussi remercier Benoît Deveaud-Plédran directeur du Laboratoire d'optique quantique à l'EPFL, Stefan Kundermann et Michele Saba pour leur aide précieuse à ma tentative acharnée et infructueuse de mesure du temps de cohérence par interférométrie spectrale. Je voudrais enfin remercier Patrick Baldeck de m'avoir lui aussi prêté son saphir-titane pendant plusieurs mois.

Je voudrais maintenant semer à tout vent, telle madame Larousse en ses grandes inspirations, une nuée de mercis à toutes les bonnes âmes que j'ai rencontrées dans ce labo. Il y en a de diverses teintes : des mercis attendris, des mercis sérieux, des mercis riantes, des mercis extravagants, et même parfois des mercis émus. Je laisse le soin à chacun de vous, Julien B., Isabelle, Nicolas, Cyril, Chris-

tophe, Benjamin, Julien D., Maud-Alix, Stéphane, Michaël, Philippe, Frederico, Pascale, Malika, Ivan-Christophe, Sophie, et pour les non-thésards : Fabrice D., David F., Jean-Claude V., de reconnaître le sien.

Je voudrais consacrer ces dernières lignes à distribuer des mercis en métaux précieux, en commençant un grand merci familial. */InsertGoogolplexNumber* de mercis en platine massif à Ben Juan et Richi, d'être. Merci à mes frangins Ludo, Olive, Olive (c'est malin), et Pauline. De grandioses mercis en Diamants incrustés de saphir et saupoudrés d'orichalque à tous mes meilleurs grenoblois : les sortes de Goush, Soja, manettes, les espèces de Méghane, Doches (encore à moitié Rey à ce jour), faf, Cyril, Lorraine, Val. Et merci à Carine, ma petite perle du nord qui s'est glissé au dernier moment dans dans les méandres de mon destin.

Table des matières

Introduction	1
I De la particule de Bose au polariton excitonique en microcavité	5
Chapitre 1 Propriétés des bosons	6
1.1 Attraction bosonique	6
1.2 Condensation de Bose-Einstein	8
1.2.1 Rappel	8
1.2.2 Gaz de polaritons	10
1.2.3 Effet de stimulation	12
1.3 Limite de validité de la nature bosonique de l'exciton	14
Chapitre 2 Le polariton excitonique	15
2.1 Couplage fort	15
2.2 États propres en régime de couplage fort	18
2.2.1 Modèle des oscillateurs parfaits couplés	18
2.2.2 Modèle des oscillateurs amortis couplés	20
2.3 Propriétés optiques d'un puits quantique	22
2.3.1 Excitation élémentaire d'un semiconducteur	22
2.3.2 Modèle plus réaliste : naissance de l'exciton	23
2.3.3 Propriété optique de l'exciton dans les matériaux massifs	25
2.3.4 L'exciton de puits quantique	27
2.4 Polariton excitonique en microcavité	30
2.4.1 Cavité Fabry-Perot	30
2.4.2 Miroir de Bragg	31
2.4.3 Couplage fort en microcavité	34
II Optique en microcavité : méthodes et réalisations ex-	

périmentales	41
Chapitre 3 Optique de Fourier	42
3.1 Imagerie de Fourier en cohérence quelconque	44
3.2 Cas particulier	45
3.2.1 Trou d'Young de cohérence mutuelle quelconque	45
3.2.2 Imagerie de Fourier en lumière cohérente	46
3.2.3 Imagerie de Fourier en lumière incohérente	47
Chapitre 4 Échantillons et outils expérimentaux	49
4.1 Microcavités de semiconducteurs II-VI	49
4.2 Outils de caractérisation	53
4.2.1 Spectroscopie résolue en angle : méthode simple	53
4.2.2 Montage multi-tache	55
III Caractérisation optique dans le régime linéaire	61
Chapitre 5 Modes de Bragg en couplage fort : conséquences et applications	62
5.1 Modes propres du champ dans un miroir de Bragg	63
5.2 Du miroir de Bragg à la microcavité	66
5.3 Couplage fort exciton-modes de Bragg	68
5.3.1 Luminescence du polariton de Bragg	71
5.4 Couplage du champ avec les états noirs	72
5.5 Conséquences et applications	75
5.5.1 Relaxation polariton de Bragg - polariton de cavité	75
5.5.2 Estimation du taux d'occupation	77
5.5.3 Application à la modulation du temps de vie radiatif	79
Chapitre 6 Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire	81
6.1 Distribution de population le long de la courbe de dispersion	81
6.1.1 Mécanisme de relaxation	81
6.1.2 Variation de la distribution en température	85
6.2 Mise en évidence et influence du désordre	87
6.2.1 Diffusion Rayleigh dans un système bidimensionnel	87
6.2.2 Analyse de la diffusion Rayleigh observée en champ lointain	89
6.3 Autre caractérisation du désordre	90

IV Apparition spontanée d'une phase cohérente dans le régime de couplage fort 93

Chapitre 7 Effet de stimulation : rappels et discussions 94

7.1	Contexte historique	95
7.1.1	Microcavités GaAs	95
7.1.2	Microcavités CdTe	97
7.2	Discussions sur les caractéristiques connues	99
7.2.1	Non-linéarité de l'émission	99
7.2.2	Discussion sur le temps de cohérence	100
7.2.3	Comparaison des régimes de stimulation et de couplage faible	102

Chapitre 8 Étude de l'émission dans le plan de Fourier en régime stimulé 104

8.1	Caractéristique du seuil de stimulation	104
8.1.1	Reproductibilité	107
8.1.2	Emission stimulée non-dispersive : confrontation à plusieurs hypothèses	108
8.2	Influence de l'extension spatiale de l'excitation	110
8.2.1	Localisation par effet Kerr ?	111
8.2.2	Localisation dans des fluctuations de potentiel ?	114
8.2.3	Très grande surface d'excitation : condensation en $k_{\parallel} = 0$	117
8.3	Évolution selon la puissance d'excitation	119
8.3.1	Mesures réalisées sous excitation impulsionnelle avec une petite surface d'excitation	119
8.3.2	Mesures réalisées en excitation continue avec une très grande surface d'excitation : condensation en $k_{\parallel} = 0$	123

Chapitre 9 Étude de l'émission dans l'espace réel 126

9.1	Propagation de polaritons	126
9.1.1	Observation de la tache d'émission dans le plan réel	127
9.2	Structuration de l'émission au seuil dans le plan réel	130
9.2.1	...Avec une petite surface d'excitation	130
9.2.2	...Avec une grande surface d'excitation	132
9.2.3	Conclusion sur le mécanisme de stimulation	135

Chapitre 10 Analyse du speckle dans le plan de Fourier 136

10.1	Observations	138
10.1.1	Comparaison de l'anneau Rayleigh en excitation résonnante et non-résonnante stimulée	138
10.1.2	Formation d'une cohérence spatiale	139
10.2	Effet seuil de la cohérence spatiale	140

Table des matières

Chapitre 11 Corrélations dans le plan de Fourier	142
11.1 Interféromètre de Billet	142
11.1.1 Sélection des interférences dégénérées dans le plan de Fourier	144
11.1.2 Lecture du plan de Fourier résolu spectralement	146
11.2 Formation de corrélations au seuil de stimulation	149
11.2.1 Mesures	149
11.2.2 Théorème de Van Cittert et Zernike	151
11.2.3 Conclusion	153
Conclusion générale	154
Bibliographie	156

Introduction

Le postulat de Louis de Broglie concernant la nature ondulatoire de la matière trouve une première application en 1925 à travers une intuition audacieuse d'Einstein : en s'appuyant sur la statistique des photons que formule S. N. Bose en 1924 [1], il comprend qu'un gaz d'atome peut manifester une brutale condensation dans l'espace des phases en dessous d'une température critique finie.

Cette affirmation est d'abord rejetée par la communauté scientifique. 13 ans plus tard, London observe une transition de phase très étrange dans l' He^4 liquide refroidi [2]. London comprend rapidement que cette observation est liée d'une manière ou d'une autre à l'idée d'Einstein. D'ailleurs, la température critique de transition qu'il mesure est assez proche de la valeur théorique prévue par Einstein.

Cependant, cette observation soulève une difficulté : Einstein prévoyait cette condensation dans un gaz de bosons sans interaction. Or ce n'est certes pas le cas d'un liquide ! En fait, une description satisfaisante de cette transition appelé 'superfluide' à cause de ces propriétés hydrodynamique, ne viendra que vers la fin des années 60 avec le modèle de Gross-Pitaevskii.

Les gazs dilués d'atome en revanche, constituent les systèmes écoles par excellence pour tester la condensation de Bose-Einstein, mais les difficultés expérimentales permettant d'atteindre les paramètres thermodynamiques (température de l'ordre du nanoKelvin) de la condensation sont énormes. C'est finalement en 1995, 70 ans après la publication de l'article d'Einstein, qu'est créé le premier condensat de Bose à partir d'un gaz dilué de Rubidium-87 [3].

Entre temps, en 1962, Moskalenko [4] et Blatt [5] réalisent que cette condensation pourrait aussi bien avoir lieu dans les solides. En effet, un gaz d'excitons a toutes les apparences d'un gaz de bosons dilués quasi-libres, le réseau cristallin étant là uniquement pour fournir le matériau source (électron-trou), et pour sé-

Introduction

lectionner certains modes d'excitations parmi les modes de l'espace libre. Cette idée possède un immense avantage sur le gaz d'atomes froids : le rayon de Bohr de l'exciton étant beaucoup plus grand que celui d'un atome, la température de transition s'en trouve fortement relevée. Les estimations donnent cette température T_c au-dessus de celle de l'hélium liquide ($T_c > 4.2K$) [5].

Grâce à cette remarque, il devient théoriquement possible de créer un condensat de Bose avec un cryostat standard, un laser, et un petit morceau de semiconducteur. Malheureusement, ce système pose deux gros problèmes : au contraire de l'atome, l'exciton n'a pas un temps de vie infini, et la faiblesse de son énergie de liaison le rend sujet à la perte de son caractère bosonique au delà d'une certaine densité.

Ces deux défauts ont empêché jusqu'à aujourd'hui la formation d'un condensat d'excitons convaincant, malgré le développement de nombreuses astuces expérimentales (séparation spatiale de l'électron et du trou, emploi d'exciton non-radiatif...).

Vient alors l'apparition des microcavités en couplage fort [6]. Le regain d'espoir est instantané [7] : le couplage fort déforme la courbe de dispersion et réduit ainsi la masse des quasi-particules de quasiment cinq ordre de grandeur ! Cette propriété permet théoriquement l'obtention d'un condensat pour une densité de particules très faible, permettant ainsi la conservation du caractère bosonique de l'exciton, tout en conservant une température critique de l'ordre du Kelvin.

Le polariton excitonique, issu du couplage fort en microcavité, se révèle donc un candidat particulièrement performant pour réaliser un condensat de Bose dans les solides.

De nombreux essais ont été effectués dans ce sens, et des résultats spectaculaires ont été obtenus dans des cavités GaAs sous excitation résonante. Mais afin de recoller au modèle d'Einstein, le vrai cas d'école serait une condensation de polariton spontanée, c'est à dire sans l'aide de la cohérence du laser d'excitation.

Dans ce cadre, le polariton de microcavité GaAs s'est pour l'instant révélé trop fragile à haute densité pour atteindre le régime de condensation spontanée. Dans CdTe en revanche, la forte énergie de liaison de l'exciton lui permet de conserver son caractère bosonique pour des densités dix fois plus élevées ! Ce facteur nous laisse une marge confortable pour observer une condensation spontanée

de polaritons.

Un premier indice fort de condensation spontanée de polaritons est observé en 1998 par Le Si Dang et al. [8] sous la forme d'une non-linéarité violente de l'émission, accompagnée d'un affinement spectral marqué. Dans le même temps, Markus Müller note un bouleversement du temps de déclin de la luminescence au seuil d'émission non-linéaire [9].

Ces indices sont encourageants mais ne constituent pas une preuve en soi. Dans ce travail de thèse nous rapportons l'observation directe d'une condensation de polariton dans l'espace réciproque, dans une microcavité à base de CdTe, sous excitation non-résonante. Nous étudions dans un premier temps les caractéristiques du condensat dans le plan de Fourier et dans le plan réel. Nous mettons notamment en lumière la sensibilité de ce dernier au désordre interne de l'échantillon, ainsi qu'aux dimensions caractéristiques du système. Dans un deuxième temps nous montrons que le condensat de polaritons présente comme il se doit une grande cohérence macroscopique, tant dans le plan de Fourier que dans le plan réel.

Introduction

Première partie

De la particule de Bose au polariton
excitonique en microcavité

Chapitre 1

Propriétés des bosons

Le polariton de cavité est un boson, et c'est celui qui à ce jour à le plus de chance de manifester des effets caractéristiques des bosons, telle que la condensation de Bose, et la stimulation. Ces effets semblent parfois un peu magiques : pourquoi les bosons se regroupent-ils en l'absence d'interaction ? Pourquoi doit-on ajouter un terme de stimulation aux équations d'évolution ? Nous allons aborder ces questions de la manière la plus intuitive possible dans ce chapitre.

1.1 Attraction bosonique

On sait souvent que les bosons ont spontanément 'tendance' à se regrouper dans le même état. Mais d'où cela vient-il exactement ? Pour l'expliquer il faut retourner à un postulat de base de la mécanique quantique : l'indiscernabilité des particules (Voir les ouvrages de références [10, 11] pour plus de détails). Il implique que toutes les observables d'un système constitué par un ensemble de particules demeurent inchangées par permutation des particules entre elles. Ce postulat a des conséquences remarquables : soit \hat{p} l'opérateur réalisant la permutation de deux particules. En remarquant que la fonction d'onde globale d'un système de plusieurs particules doit aussi être inchangée par double permutation de deux particules : $\hat{p}^2(1, 2) = \hat{p}(2, 1) = (1, 2)$, on en déduit que les valeurs propres de l'opérateurs de permutation \hat{p} peuvent valoir ± 1 . On fait ainsi apparaître deux classes de particules : celle pour lesquelles cette valeur propre vaux 1 sont les bosons, celle pour lesquelles cette valeur propre vaux -1 sont les fermions.

Prenons l'exemple d'un ensemble de deux particules chacune décrite par leur fonctions d'onde individuelles $\phi_1(k_1)$ et $\phi_2(k_2)$. La fonction d'onde ψ_{12} de l'ensemble s'écrit d'après ce que nous avons dit plus haut :

$$\begin{cases} \psi_{12}^B(k_1, k_2) = \phi_1(k_1)\phi_2(k_2) + \phi_1(k_2)\phi_2(k_1) & \text{pour des bosons} \\ \psi_{12}^F(k_1, k_2) = \phi_1(k_1)\phi_2(k_2) - \phi_1(k_2)\phi_2(k_1) & \text{pour des fermions} \end{cases} \quad (1.1)$$

où le deuxième terme de la somme correspond à l'échange des deux particules. Continuons notre exemple en prenant une base d'onde plane normalisée $\phi_i(k) = 1/\sqrt{L}e^{ik_i x_i}$ pour les fonctions d'onde individuelles. La probabilité de trouver le système dans l'état (k_1, k_2) s'écrit alors après simplification

$$\begin{cases} P_{12}^B = |\psi_{12}^B(k_1, k_2)|^2 = 1/L^2 (1 + \cos[(k_1 - k_2)(x_1 - x_2)]) \\ P_{12}^F = |\psi_{12}^F(k_1, k_2)|^2 = 1/L^2 (1 - \cos[(k_1 - k_2)(x_1 - x_2)]) \end{cases} \quad (1.2)$$

On voit que ces expressions incluent un terme d'interférence quantique qui module la probabilité dans l'espace des états : ainsi, pour les bosons, on voit que la probabilité pour que deux particules aient le même nombre quantique $k_1 = k_2$ est maximale : c'est l'*attraction de Bose*. A l'opposé, cette probabilité est nulle pour un fermion : c'est le *principe d'exclusion de Pauli*.

Maintenant, si on rajoute des particules dans le système de manière à en avoir n , on peut montrer que la probabilité P_n d'avoir tous les nombres quantiques égaux ($k_1 = k_2 = \dots = k_n$) augmente linéairement avec n . C'est en effet une propriété majeure de la condensation de Bose qu'on appelle effet de stimulation. Ce qui est remarquable dans ce phénomène, c'est qu'il est le résultat d'un effet d'interférence quantique, et qu'il ne nécessite donc *aucune interaction* entre les particules !

Cependant il y a certaines conditions à l'établissement de ces interférences : il faut d'une part que les fonctions d'onde individuelles se recouvrent l'une l'autre, sinon le terme d'interférence s'annule, d'autre part il faut que les fonctions d'onde individuelles soient cohérentes entre elles (comme en optique). Cette dernière condition est la plus difficile à atteindre : dans la réalité tous système est couplé à son environnement qui est source de décohérence. C'est la raison pour laquelle ces propriétés attractives des bosons ne se manifestent qu'à très basse température. Par exemple la condensation d'atomes n'est réalisée qu'à des températures typiques de l'ordre de la dizaine de nanoKelvin [3].

En l'absence de cohérence, ou lorsque les fonctions d'onde ne se recouvrent pas, le terme d'interférence s'annule et il ne reste que la somme des probabilités

telle qu'on l'obtient à l'aide d'un raisonnement classique (probabilité d'avoir la particule 1 dans l'état k_1 que multiplie multiplié par la probabilité d'avoir la particule 2 en k_2) :

$$\begin{cases} P_{12}^B(k_1, k_2) = 1/L^2 \\ P_{12}^F(k_1, k_2) = 1/L^2 \end{cases} \quad (1.3)$$

Comme les effets collectifs de bosons sont les produits de ces interférences, tous ces effets s'annulent en l'absence de cohérence.

1.2 Condensation de Bose-Einstein

1.2.1 Rappel

Une manifestation spectaculaire de ce phénomène d'attraction bosonique a été prévu théoriquement par Bose [1] et Einstein [12] en 1924 pour un gaz de boson sans interaction et à l'équilibre thermodynamique. Ce phénomène a donc pris le nom de 'condensation de Bose-Einstein'. Le principe est le suivant : considérons un gaz de boson libre à l'équilibre thermodynamique contenu dans un volume fini $V = L^3$. Dans ce volume l'impulsion \mathbf{p} est quantifié :

$$\mathbf{p} = \frac{2\pi\hbar}{L}(n_x, n_y, n_z) \quad (1.4)$$

(cette section est largement inspiré la référence [13]). Un état quantique dans l'espace des impulsions est donc déterminé par la donnée des trois nombres entiers n_x , n_y , et n_z , et occupe un volume de l'espace des phases $v_p = (2 * \pi\hbar/L)^3$. A l'équilibre thermodynamique, le taux d'occupation f_p de l'état p d'énergie ϵ_p est donné par

$$f_p = \frac{1}{e^{(\epsilon_p - \mu)/kT} - 1} \quad (1.5)$$

où ϵ_p est l'énergie de l'état p qui s'écrit pour un gaz de particule libre

$$\epsilon_p = \frac{p^2}{2m^*} \quad (1.6)$$

m^* étant la masse effective ¹ de la particule. μ est le potentiel chimique, k la constante de Boltzmann, et T la température. On choisit l'énergie du niveau

¹l'emploi d'une masse effective souligne le fait que ce raisonnement est aussi valable pour un boson libre dans un solide

1.2. Condensation de Bose-Einstein

fondamental à $\epsilon_0 = 0$. On peut remarquer que comme f_p doit être positif quelque soit p , le potentiel chimique μ est nécessairement négatif.

Si l'on souhaite maintenant calculer la répartition de la population sur les niveaux d'énergies, il nous faut calculer μ , en prenant comme donnée du problème le nombre total n de particules du gaz. n s'écrit comme la somme du taux d'occupation sur tous les états :

$$n = \sum_p f_p \quad (1.7)$$

Afin de réaliser ce calcul, il est commode de passer à la limite continue : comme f_p ne dépend que de l'énergie la somme peut s'écrire :

$$n = \int_0^\infty \rho(\epsilon) d\epsilon f_p(\epsilon) \quad (1.8)$$

où $dn = \rho(\epsilon) d\epsilon$ est le nombre d'états inclus dans la coquille de l'espace des phases de rayon ϵ , et d'épaisseur $d\epsilon$. Ce nombre s'écrit comme le rapport du volume de la coquille sur le volume d'un état dans l'espace des phases :

$$dn = \frac{4\pi p^2 dp}{v_p} \quad (1.9)$$

qui se réécrit à l'aide de l'énergie

$$dn = \frac{4\pi m^{*3/2} \sqrt{2\epsilon}}{(2\pi\hbar/L)^3} d\epsilon \quad (1.10)$$

On voit donc que $dn \rightarrow 0$ quand $\epsilon \rightarrow 0$ ce qui revient à négliger l'occupation de l'état de plus basse énergie ϵ_0 . Si on continue le calcul de cette manière, on se rend compte qu'on ne trouve pas de solution pour un nombre de particule n excédant un certain nombre critique. Ceci vient du fait qu'au delà de cette valeur critique, une fraction importante de la population s'accumule dans l'état fondamental. Il faut donc réaliser un calcul qui ne néglige pas l'occupation de cet état. Pour ce faire on sépare la somme en deux contribution :

$$n = n_0(\mu, T) + \int_{\epsilon_1}^\infty \rho(\epsilon) d\epsilon f_p(\epsilon) \quad (1.11)$$

n_0 est le taux d'occupation de l'état fondamental, et ϵ_1 est l'énergie du premier niveau excité. La résolution de cette intégrale conduit à l'existence d'une valeur critique de la température

$$T_c = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} \left(\frac{n}{2.612L^3} \right)^{2/3} \quad (1.12)$$

Chapitre 1. Propriétés des bosons

en dessous de laquelle, le premier terme de la somme commence à contribuer de manière non-négligeable à la somme. C'est à dire qu'à $T < T_c$, une fraction macroscopique de la population se 'condense' dans l'état fondamental.

On voit que cette valeur de T_c ne dépend que de la densité de particules, et que ce résultat est donc valable pour un nombre infini de particules dans une boîte de dimension infinie (passage à la limite thermodynamique).

1.2.2 Gaz de polaritons

L'identification des effets collectifs de boson observés en microcavité en terme de condensation de Bose pose à la fois un problème de définition et un problème physique. En terme de définition, la condensation de Bose fait référence comme on vient de la rappeler au phénomène d'attraction bosonique survenant en régime d'équilibre thermodynamique. Le terme convient donc bien à la description des effets d'attraction bosonique survenant dans un gaz d'atomes alcalins refroidi [3]. Par contre, le gaz de polariton excitonique ne rentre pas exactement dans ce cadre pour plusieurs raisons.

Temps de vie fini du polariton

Premièrement, le gaz de polaritons est constitué de particules dont le temps de vie est fini, et court devant les temps caractéristiques de relaxation thermique [14]. Ce gaz ne parvient donc jamais à l'équilibre thermodynamique². Heureusement, l'équilibre thermodynamique n'est pas une condition nécessaire à l'existence d'effets collectifs de bosons. Néanmoins, en dehors de l'équilibre thermodynamique, ces phénomènes, bien que très similaires, ne peuvent cependant pas prendre l'appellation de 'condensation de Bose'.

Le phénomène de 'condensation' attendu dans le gaz de polaritons est en fait très similaire à un effet laser, par son caractère dynamique. Ce caractère est schématisé fig.(1.1) : Tandis que le condensat de Bose est un objet statique, le condensat de polaritons est sujet à un entretien dynamique constant. Les pola-

²Porras *et al.* [15] montrent cependant qu'à haute densité, une sorte d'équilibre thermodynamique, peut être atteint dans les états de basses énergies du polariton, avant l'apparition du condensat, grâce aux collisions exciton-exciton.

1.2. Condensation de Bose-Einstein

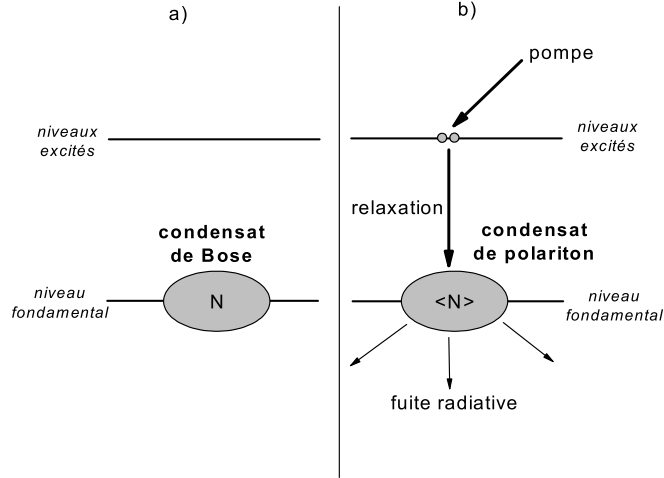


FIG. 1.1: *Comparaison de deux effets d'attraction bosonique. (a) : condensat de Bose classique contenant N particules. (b) : condensat de polaritons contenant $\langle N \rangle$ polaritons (en moyenne temporel dans le régime stationnaire) alimenté par la pompe et dépeuplé par les fuites radiatives.*

ritons qui disparaissent du condensat par désexcitation radiative sont aussitôt remplacés grâce à la pompe optique.

Caractère 2D du gaz de polariton

Le traitement de la condensation de Bose présenté précédemment, est réalisé pour un gaz tridimensionnel. L'extension à deux dimensions pose certains problèmes [13] : le nombre d'états dn contenus dans la couronne s'écrit maintenant :

$$dn = \frac{2\pi m^*}{(2\pi\hbar/L)^2} d\epsilon \quad (1.13)$$

L'intégrale (1.11) ne peut se résoudre analytiquement avec cette nouvelle valeur de dn que si L est finie. Dans ce cas on trouve une température critique

$$T_c \propto \frac{n}{L^2 \ln n} \quad (1.14)$$

On voit que T_c ne dépend cette fois pas que de la densité de particules n/L^2 . A cause du terme en $\ln(n)$ au dénominateur, T_c tend vers 0 lorsque on augmente la taille de la boîte à densité constante. Il n'y a donc pas de condensation de Bose dans un gaz à deux dimensions à la limite thermodynamique. Par contre la

condensation est bien possible pour une boîte bidimensionnelle de taille finie. On parle alors de quasi-condensation de Bose [16].

Transition superfluide de Kosterlitz et Thouless

En revanche, dans une boîte bidimensionnelle infinie, Kosterlitz et Thouless ont prédit la possibilité d'une transition de phase bosonique de type superfluide [17]. Ce liquide superfluide présente les mêmes caractéristiques que le condensat de Bose du point de vue de la cohérence interne, cependant, il n'y a pas de contrainte sur ses dimensions. En effet le condensat de Bose est nécessairement infiniment étendu et homogène dans l'espace réel, alors que la phase superfluide peut être d'extension spatiale finie, et même structurée sous la forme de gouttelette indépendantes (du point de vue de la phase), susceptible éventuellement de coalescer.

En particulier, cette transition de phase est possible et prévue théoriquement dans les microcavités en régime de couplage fort [16, 18]. On peut montrer cependant qu'en général dans une microcavité CdTe sans défauts, et à basse température, la quasi-condensation de boson plus facile à obtenir que la transition superfluide [18, 19]. Ce calcul ne tient cependant pas compte de l'influence du désordre qui peut éventuellement renverser cette donnée.

1.2.3 Effet de stimulation

Nous avons vu au début du chapitre que le phénomène de condensation s'accélérait avec l'augmentation du nombre de particules dans le condensat. Il est possible de quantifier cet effet de la manière suivante. Considérons un système de bosons à deux niveaux E_0 et E_1 , couplés entre eux par un potentiel V . Le Hamiltonien H du système s'écrit dans la base des états de Fock $|n_0, n_1\rangle$ sous la forme

$$H = E_0 a^\dagger a + E_1 b^\dagger b + V(a^\dagger b + ab^\dagger) \quad (1.15)$$

où a et b sont les opérateurs d'annihilation de boson dans l'état $|0\rangle$ et $|1\rangle$ respectivement. Prenons la situation suivante : le système est dans l'état excité $|n, N\rangle$, la probabilité P_n de transition par unités de temps vers l'état $|n+1, N-1\rangle$ s'écrit

$$P_n \propto |\langle n+1, N-1 | H | n, N \rangle|^2 \quad (1.16)$$

1.2. Condensation de Bose-Einstein

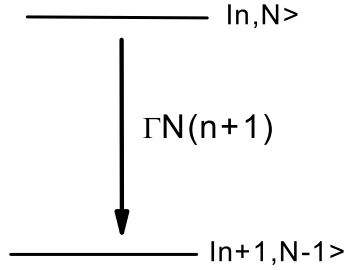


FIG. 1.2: Taux de relaxation à une particule dans un système à deux niveaux contenant N particules dans l'état excité, n particules dans l'état fondamental. Γ est le taux de relaxation lorsque le système ne contient qu'une particule ($n = 0, N = 1$).

en appliquant H à l'état excité, les valeurs propres des opérateurs bosonique de création et d'annihilation conduisent à :

$$P_n \propto N(n+1) \quad (1.17)$$

C'est à dire que la probabilité de transition par unité de temps augmente linéairement avec la population de l'état final. L'équation d'évolution de la population dans l'état fondamental s'écrit finalement :

$$\frac{dn}{dt} = \Gamma P_n = \Gamma(n+1)N \quad (1.18)$$

où N , est la population de l'état excité, et Γ la probabilité de transition³ quand $n = 0$, et $N = 1$. Cette équation met en lumière la violente non-linéarité que subit le peuplement de l'état fondamental : plus il est peuplé, et plus vite il se peuple !

Dans le cas d'une population de fermions, les valeurs propres des opérateurs de création et d'annihilation valent ± 1 , la probabilité de transition est donc simplement égale à Γ .

³ Γ est donné par la règle d'or de Fermi lorsque un continuum d'états finaux est accessible.

1.3 Limite de validité de la nature bosonique de l'exciton

Un exciton est un boson au même titre qu'un atome alcalin. C'est à dire qu'il est constitué de sous-composants fermioniques, dont la somme des spins est un entier. Cependant la grande différence est l'énergie de liaison de ses composants : $13.6eV$ pour l'atome d'hydrogène, contre $\sim 25meV$ pour l'exciton confiné dans un puits quantique de CdTe dans CdMgTe. Soit trois ordres de grandeur de différence. L'exciton est donc un boson beaucoup plus fragile, jusqu'à quel point peut on le considérer comme un boson ?

Comme on le rappellera plus loin, un état d'exciton est distribué sur la totalité des états d'électrons avec un taux d'occupation infime sur chacun de ces états. Ainsi, on comprend bien que le principe d'exclusion de Pauli n'interdit pas à un état excitonique d'être peuplé de manière macroscopique, conformément à la statistique de Bose.

C'est à haute densité que commencent à surgir les problèmes : en accumulant des excitons, on fait croître le taux d'occupation de chaque état d'électron, ce faisant, on réduit la place disponible dans l'espace des phases à cause du principe d'exclusion de Pauli, et la création d'un exciton supplémentaire devient alors de plus en plus difficile. C'est à ce moment que les déviations à la statistique de Bose deviennent non-négligeables.

On peut évaluer cette déviation d'une manière simple : le commutateur de l'opérateur de création b^\dagger et d'annihilation b d'un boson parfait vaut 1. En réécrivant les opérateurs d'exciton sur la base des opérateurs d'électrons et de trous, on montre que le commutateur peut s'approximer par [20]

$$[b, b^\dagger] \sim 1 - O(na_B^2). \quad (1.19)$$

où a_B est le rayon de Bohr de l'exciton. La densité limite n_B au delà de laquelle l'exciton ne peut plus être considéré comme un boson est donc de l'ordre de $n_B \sim 1/a_B^2$. Dans un puits de CdTe dans CdMgTe, le rayon de Bohr est de l'ordre de $a_B = 3.5nm$, il vient que $n_B \sim 8.10^{12}cm^{-2}$.

Chapitre 2

Le polariton excitonique

2.1 Couplage fort

Lorsque deux états quantiques $|i\rangle$ et $|f\rangle$ sont couplés par un potentiel $W(t) = W_0 \sin(\omega t)$ oscillant dans le temps, on distingue deux types de situation : la première est le cas, où l'un des deux états est noyé dans un continuum d'état. La seconde est le cas où le système se restreint à ces deux états seulement.

Désintégration irréversible

Dans le premier cas, considérons la probabilité de transition de l'état $|i\rangle$ vers le continuum d'état C_f . Pour comprendre l'évolution temporelle de la transition, il suffit de comparer les deux probabilités suivantes : la probabilité P_{iC_f} de transition de l'état $|i\rangle$ est naturellement la somme des probabilités de la transition vers chacun des états du continuum :

$$P_{iC_f} = \sum_{|j\rangle \in C_f} |\langle j|i\rangle|^2 \quad (2.1)$$

où $|j\rangle$ balaye tous les états du continuum satisfaisant aux diverses règles de sélection du couplage. Supposons qu'il y ait N de ces états. Maintenant, supposons que la transition ait conduit vers l'état $|f\rangle$ du continuum. La probabilité P_{fi} pour que la transition se refasse en sens inverse s'écrit alors

$$P_{fi} = |\langle i|f\rangle|^2. \quad (2.2)$$

Chapitre 2. Le polariton excitonique

En faisant l'approximation que tous les états finaux sont équiprobables, on aboutit à la relation :

$$P_{fi} = \frac{1}{N} P_{iC}. \quad (2.3)$$

En général N est un nombre très grand. On voit donc clairement que $P_{iC_f} \gg P_{fi}$, ce qui signifie que la transition de l'état $|i\rangle$ vers le continuum est irréversible. On peut montrer de manière un peu plus formelle à l'aide d'une méthode perturbative que la probabilité $P_{ii}(t)$ pour que le système reste dans l'état initial suit en fait une loi de décroissance exponentielle

$$P_{ii}(t) = \exp(-\Gamma t) \quad (2.4)$$

dont la constante de temps Γ est donnée par la règle d'or de Fermi [21].

Les couplages de cette nature sont les plus fréquemment observés dans la nature : par exemple, si un atome est placé dans un état excité d'énergie E_i , et se désexcite vers le niveau fondamental E_f par couplage aux modes électromagnétiques de l'espace libre, la règle de sélection lui impose deux conditions : premièrement le photon émis doit avoir une énergie $E_g = E_i - E_f$ (conservation de l'énergie), deuxièmement, la transition doit fournir une différence de moment cinétique égale au spin $s = 1$ du photon (conservation du moment cinétique). Il n'y a par contre pas de conditions sur le vecteur d'onde, puisque les états atomiques sont complètement localisés (la conservation de la quantité de mouvement est assurée par un mouvement de recul de l'atome lors de l'émission du photon). Il s'ensuit que dans l'espace libre, le photon émis par la transition a à sa disposition un continuum d'états finaux dégénérés C_f qui décrit une sphère de diamètre $|\mathbf{k} = \frac{E_g}{\hbar c}|$ dans l'espace réciproque à trois dimensions. La désexcitation est donc irréversible.

Pour des raisons analogues, ce type de couplage s'applique aussi aux cas des puits quantiques ou des boîtes quantiques couplées au champ électromagnétique de l'espace libre.

Oscillations de Rabi : couplage fort entre deux états discrets

Dans le cas du couplage entre deux états discrets, la probabilité P_{if} et P_{fi} pour que la transition ait lieu entre $|f\rangle$ et $|i\rangle$ dans un sens ou dans l'autre sont égales. La situation est donc radicalement différente de la précédente : il faut

2.1. Couplage fort

maintenant considérer que la désexcitation est réversible. On peut montrer que la probabilité par unité de temps P_{ii} pour que le système se trouve dans l'état initial s'écrit [21]

$$P_{ii}(t) = \cos^2\left(\frac{W_0 t}{2\hbar}\right). \quad (2.5)$$

Le système oscille donc indéfiniment entre les deux états avec une pulsation $\Omega = W_0/2\hbar$ qui est la pulsation de Rabi. Cette oscillation entre $|i\rangle$ et $|f\rangle$ constitue le nouvel état stationnaire du système, que l'on peut finalement décrire comme un état mixte constitué à la fois de $|f\rangle$ et de $|i\rangle$.

Lorsque les états $|i\rangle$ et $|f\rangle$ ne sont pas infiniment stationnaires mais présentent un temps de cohérence τ_i , et τ_f fini, les oscillations de Rabi ne peuvent survivre que si la période $\tau_r = \frac{2\pi}{\Omega}$ de l'oscillation de Rabi vérifie

$$\tau_r \ll \min(\tau_i, \tau_f). \quad (2.6)$$

Ce régime de couplage est donc en pratique difficile à atteindre : il requiert d'une part que les temps de décohérence soient longs (utilisation de basse température, mise en cavité...), et d'autre part que la période de l'oscillation soit courte, c'est à dire que l'intensité V_0 du couplage soit grande. Cette dernière exigence a conduit naturellement à désigner ce régime de couplage sous l'appellation de 'couplage fort'. Par opposition le régime précédent qui ne requiert aucune exigence particulière est désigné par 'couplage faible'.

Couplage fort d'un état discret avec un continuum

Il est important de préciser que le couplage de type un-pour-un cité précédemment est une condition suffisante mais pas nécessaire au couplage fort. En effet, on peut montrer que dans le cas où un état discret $|i\rangle$ est couplé à un continuum C_f , et lorsque ce dernier présente un spectre moins large que l'intensité de couplage V , alors le couplage fort est possible [22].

Ainsi, par exemple il n'y a pas d'interdiction fondamentale à obtenir le couplage fort entre l'exciton massif et le mode de cavité d'une microcavité. En effet, le continuum formé par les états d'exciton susceptible de se coupler au mode de cavité présente un spectre très fin grâce à la masse de dispersion élevée de l'exciton.

2.2 États propres en régime de couplage fort

2.2.1 Modèle des oscillateurs parfaits couplés

On peut montrer que le système en couplage fort peut se décrire à l'aide du modèle suivant [23] : soit deux oscillateurs possédant chacun un état excité et un état fondamental. L'état excité du premier correspond à une oscillation d'énergie E_x (par exemple : un exciton). Cet oscillateur est couplé à un second oscillateur (par exemple le champ électromagnétique) avec une énergie de couplage V_0 (le couplage entre les deux oscillateurs peut s'imaginer à l'aide d'un troisième oscillateur reliant les deux autres). Ce deuxième oscillateur présente un état excité d'énergie E_g . On part du principe que l'un des deux oscillateurs est dans un état excité tandis que l'autre est dans son état fondamental, et on laisse le système évoluer librement. On va noter $|ex\rangle$ l'état du système où le premier oscillateur est excité (par exemple un exciton et zéro photon), et l'autre au repos, et $|eg\rangle$ la situation inverse (zéro exciton et un photon). Le Hamiltonien H décrivant ce système s'écrit dans cette base sous la forme matricielle suivante :

$$H = \begin{pmatrix} E_x & V_0 \\ V_0^* & E_g \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$|ex\rangle, |eg\rangle$ ne sont pas les états propres de ce système puisqu'ils ne sont pas laissés inchangés par l'application de l'opérateur d'évolution temporel H . Les états $|lp\rangle$ et $|up\rangle$ qui sont laissés stationnaires par H peuvent être exprimés dans la base d'origine en diagonalisant H . Il vient alors :

$$\begin{aligned} |up\rangle &= \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|ex\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|eg\rangle \\ |lp\rangle &= -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|ex\rangle + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|eg\rangle \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\tan \theta = \frac{2V_0}{E_x - E_g}$$

Les énergies propres correspondantes E_{lp} et E_{up} s'écrivent à l'aide de l'énergie des états de départ et de l'intensité de couplage V_0 sous la forme

$$E_{lp}^{up} = \frac{1}{2}(E_g + E_x) \pm \hbar\Omega(\delta) \quad (2.9)$$

2.2. États propres en régime de couplage fort

où $\delta = E_g - E_x$ est le désaccord entre l'énergie des états de départ, et Ω est la pulsation de Rabi, qui s'écrit

$$\Omega(\delta) = \sqrt{\delta^2 + 4V_0^2}. \quad (2.10)$$

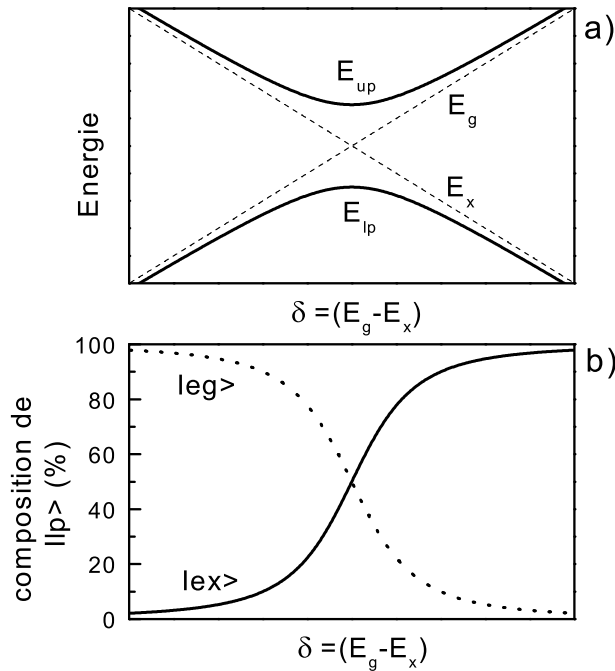


FIG. 2.1: a) anticroisement des modes $|lp\rangle$ et $|up\rangle$ (ligne continue). Les modes non-couplés sont représentées en pointillés. b) projection de la fonction d'onde de $|lp\rangle$ dans la base des états non couplés $|ex\rangle$ et $|eg\rangle$.

Les énergies E_{lp} et E_{up} sont tracées fig.(2.1.a) en fonction du désaccord $\delta = E_g - E_x$. L'une est toujours inférieure à l'énergie des états de départ (E_{lp}), c'est un état dit 'liant'. L'autre est toujours supérieure (E_{up}), c'est un état dit 'anti-liant'. Le comportement de type anti-croisement de l'énergie des modes couplés que montre (2.1.a) est une caractéristique du couplage fort. C'est en général de cette manière que ce régime de couplage est identifié expérimentalement.

Au point de dégénérescence entre les états purs ($\delta = 0$) les deux niveaux sont séparés d'une valeur $\Delta = E_{up} - E_{lp} = 2V_0$: c'est le cas pour lequel le couplage

est maximal. D'un point de vue temporel, c'est aussi le cas pour lequel la totalité de l'énergie est portée alternativement par l'un puis l'autre des états de départ.

2.2.2 Modèle des oscillateurs amortis couplés

Pour affiner ce modèle, il convient de tenir compte du caractère fini du temps de vie des états de départ. Ceci peut se faire en ajoutant simplement un terme imaginaire $-i\Gamma$ à l'énergie. En effet l'évolution temporelle d'un état stationnaire $|\psi(t)\rangle$ d'énergie E pour un système quelconque, s'écrit

$$|\psi(t)\rangle = e^{-\frac{iEt}{\hbar}} |\psi(0)\rangle \quad (2.11)$$

Si on impose une énergie propre complexe, de la forme $\mathbf{E} = E - i\Gamma$, cette expression devient :

$$|\psi(t)\rangle = e^{-\frac{\Gamma t}{\hbar}} e^{-\frac{iEt}{\hbar}} |\psi(0)\rangle \quad (2.12)$$

La variable Γ provoque donc une décroissance exponentielle de l'état propre, qui correspond à un élargissement Lorentzien (élargissement homogène) de l'énergie de l'état $|\psi\rangle$. Il caractérise son amortissement en tant qu'oscillateur imparfait. $|\psi\rangle$ est alors un état dit 'quasi-stationnaire'.

On pose donc Γ_x , et Γ_g comme étant les largeurs homogènes des deux états de base $|ex\rangle$ et $|eg\rangle$. Le Hamiltonien du système s'écrit alors simplement :

$$H = \begin{pmatrix} E_x - i\Gamma_x & V_0 \\ V_0^* & E_g - i\Gamma_g \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Les deux énergies propres de cet Hamiltonien s'écrivent maintenant

$$E_{\substack{up \\ lp}} = \frac{1}{2}(E_g + E_x) - \frac{i}{2}(\Gamma_g + \Gamma_x) \pm \hbar\Omega(\delta) \quad (2.14)$$

et la pulsation de Rabi amortie Ω s'écrit

$$\Omega(\delta) = \sqrt{[\delta - i(\Gamma_g - \Gamma_x)]^2 + 4V_0^2}. \quad (2.15)$$

E_{up} et E_{lp} sont des énergies complexes, dont la partie imaginaire représente la largeur homogène des états couplés $|up\rangle$ et $|lp\rangle$. Plaçons nous maintenant pour simplifier à $\delta = 0$, on voit alors que la pulsation Ω présente deux régimes distincts : lorsque

$$4V_0^2 > |\Gamma_x - \Gamma_g|^2, \quad (2.16)$$

2.2. États propres en régime de couplage fort

Ω est un réel pur, qui constitue la pulsation de l'oscillation de Rabi entre les deux états de base. C'est le régime de couplage fort. Dans le cas contraire, Ω est imaginaire pur, et caractérise une désintégration irréversible du système vers l'état final. C'est le couplage faible.

Ce critère semble un peu différent du critère (2.6), puisqu'il ne fait intervenir que la différence des largeurs. Cependant il faut être prudent en raisonnant avec cette condition : on pourrait croire en effet que quelque soit les largeurs, il est possible d'atteindre le régime de couplage fort si elles ont des valeurs identiques. Bien sur, il n'en est rien, puisque la valeur de V_0 est intimement liée aux deux valeurs de l'élargissement Γ_x et Γ_g , et de manière générale, croit lorsque ceux-ci décroissent. Il faut donc plutôt écrire :

$$4V_0^2(\Gamma_x, \Gamma_g) > |\Gamma_x - \Gamma_g|^2. \quad (2.17)$$

ou bien retenir la condition (2.6) qui est plus explicite.

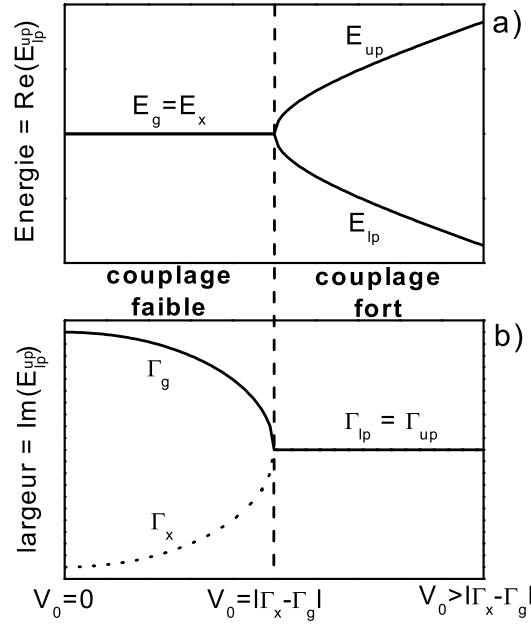


FIG. 2.2: a) spectre et b) Largeur homogène des états propres en fonction de l'intensité du couplage V_0 . La largeur des états purs est choisie à $\Gamma_x = 0.01\text{meV}$ et $\Gamma_g = 1\text{meV}$. Le trait vertical en pointillés matérialise la transition de couplage faible à couplage fort.

Chapitre 2. Le polariton excitonique

Les parties réelles et imaginaires des énergies propres E_{ip}^{up} sont tracées pour $\delta = 0$ en fonction de l'intensité du couplage V_0 sur la fig.(2.2.a) et (2.2.b) respectivement. Ce modèle permet de visualiser de manière continue la transition entre le couplage faible et le couplage fort. En couplage faible, les largeurs de raie sont perturbées, tandis que les énergies restent dégénérées. A la transition en couplage fort, un gap s'ouvre entre les niveaux d'énergie, tandis que la largeur homogène des nouveaux états propres se fixe à la valeur moyenne des deux largeurs des états de départ.

Le régime de couplage fort existe de manière naturelle dans les matériaux massifs, il a été prévu théoriquement en 1958 [24, 25] et établi de manière expérimental en 1965 [26]. En microcavités solide [6], ce régime de couplage s'est révélé particulièrement intense et riche du point de vue physique. Nous allons dans ce qui va suivre décrire et discuter ce régime de couplage dans les microcavités à base de matériaux semiconducteurs.

2.3 Propriétés optiques d'un puits quantique

2.3.1 Excitation élémentaire d'un semiconducteur

Un matériau semiconducteur est caractérisé par sa périodicité cristalline. Lorsqu'un électron évolue dans ce milieu, il subit donc le potentiel périodique créé par les ions du cristal. Le théorème de Bloch spécifie alors que les états stationnaires $\phi_{\mathbf{k}}$ de l'électron dans le cristal ne diffèrent des états dans le vide que par une modulation $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ de même période a que le cristal.

$$\phi_{\mathbf{k}} = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (2.18)$$

L'énergie propre correspondante présente une dispersion parabolique comme dans le vide, sauf lorsque la condition de Bragg $k = \pm n\pi/a$ est vérifiée. A l'énergie correspondante s'ouvre un gap E_g , dans lequel l'électron n'as pas de solution stationnaire pour se propager. Dans l'espace réciproque cela conduit à un diagramme d'énergie en structure de bande : dans l'état fondamental, les électrons occupent la bande de valence, caractérisée par une fonction d'onde $\phi_{v\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ plutôt localisée sur les ions du cristal (électron lié aux ions). Dans l'état excité, les électrons occupent la bande de conduction caractérisée par une fonction d'onde $\phi_{c\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ plutôt

2.3. Propriétés optiques d'un puits quantique

localisée entre les ions du cristal (électron quasi-libre).

Afin de décrire le cristal dans son ensemble, on admet alors que le système composé de N électrons peut être décrit par N états propres à un électron. Dans le cadre de cette approximation, et comme l'électron est un fermion, l'état fondamental du système ϕ_0 s'écrit de manière analogue à la deuxième ligne de l'expression (1.1) :

$$\phi_0(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \det\{\phi_{v\mathbf{k}_1}(\mathbf{r}_1) \cdots \phi_{v\mathbf{k}_N}(\mathbf{r}_N)\} \quad (2.19)$$

où 'det' est l'opérateur prenant le déterminant de Slater du produit de fonctions d'onde à un électron (i.e. la somme des permutations anti-symétrique du produit de fonction d'onde à un électron). Le premier état excité s'écrit en plaçant un électron dans la bande de conduction :

$$\phi_{\mathbf{k}_n}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \det\{\phi_{v\mathbf{k}_1}(\mathbf{r}_1) \cdots \phi_{c\mathbf{k}_n}(\mathbf{r}_n) \cdots \phi_{v\mathbf{k}_N}(\mathbf{r}_N)\} \quad (2.20)$$

Lorsqu'un photon d'énergie supérieure à celle du gap d'énergie E_g pénètre le cristal, son absorption crée un électron dans la bande de conduction, et un trou dans la bande de valence, de vecteur d'onde opposé (le vecteur d'onde du photon étant négligeable). L'énergie de ce premier état excité par rapport à l'énergie du fondamental est donnée par

$$E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k}) = E_{gap} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_t^*} \quad (2.21)$$

où m_t^* et m_e^* sont respectivement les masses effectives du trou et de l'électron, et k la norme du vecteur d'onde de l'électron et du trou.

2.3.2 Modèle plus réaliste : naissance de l'exciton

La description précédente est une approximation. En effet, l'électron et le trou créés par l'excitation optique sont liés par une interaction coulombienne qui se concrétise par une force de rappel subie par l'électron de la part des centres positifs du cristal. Dans le cadre du modèle de Wannier, où on admet que la paire électron-trou peut être traitée de façon indépendante des autres particules, cette correction se concrétise par l'ajout d'un terme d'interaction coulombienne dans le Hamiltonien à deux particules. On aboutit ainsi à l'Hamiltonien d'un problème

Chapitre 2. Le polariton excitonique

hydrogénoïde dont on les solutions sont bien connues. En substituant la masse effective du trou m_h^* à la masse du proton de l'atome d'hydrogène et la masse effective m_e^* à la masse m_0 de l'électron, on obtient un spectre discret $\{E_n^X\}_{\mathbf{K}}$ correspondant aux états propres de l'exciton dont le centre de masse est animé d'une quantité de mouvements $\hbar\mathbf{K}$. $E_n^X(\mathbf{K})$ s'écrit

$$E_n^X = E_{gap} - E_n^l + \frac{\hbar^2\mathbf{K}^2}{2M^*}. \quad (2.22)$$

où M^* la somme des masses effectives de la paire, E_n^l est l'énergie de liaison de la paire électron-trou du niveau excitonique n . E_n^l s'exprime en fonction de l'énergie de liaison de l'atome d'hydrogène $E_{Ry} = 13.6eV$ sous la forme

$$E_n^l = \frac{E_{Ry}}{n} \frac{\mu}{m_0\epsilon^2} \quad (2.23)$$

où $\mu = m_i^*m_e^*/(m_i^* + m_e^*)$ est la masse réduite de l'exciton, et ϵ est la constante diélectrique du milieu. Dans GaAs et CdTe l'énergie de liaison de l'exciton 1s ($n = 1$) est de $5.5meV$ et $10.9meV$ respectivement.

Ces excitons présentent donc une faible énergie de liaison devant E_g et un rayon de Bohr grand devant le paramètre de maille a du cristal. Ce sont des excitons de Mott-Wannier, par opposition aux excitons de Frenkel, très petits et de très grande énergie de liaison que l'on peut trouver par exemple dans les cristaux organiques.

La fonction d'onde de l'exciton ϕ_X établie par ce modèle se trouve distribuée sur tous les états fermioniques ϕ_k décrit plus haut. Soit :

$$\phi_X = \sum_{\mathbf{k}} A(\mathbf{k})\phi_{\mathbf{k}}. \quad (2.24)$$

où $A(\mathbf{k})$ est la contribution de chaque états de fermions à ϕ_X . $A(\mathbf{k})$ est donc un nombre infime devant 1. Or ce nombre représente aussi le taux d'occupation de l'état fermionique \mathbf{k} dû à un exciton. C'est cette propriété qui permet a l'exciton de ne pas ressentir l'effet de l'exclusion de Pauli, chaque état de fermions étant occupé de manière infime par l'état d'exciton. C'est cette propriété qui lui permet de suivre une statistique bosonique à faible densité.

2.3.3 Propriété optique de l'exciton dans les matériaux massifs

La transition électron-trou, autant que l'exciton, est couplés aux modes électromagnétiques de l'espace libre. Il existe cependant deux types d'excitons selon le moment orbital de l'électron ($J_e = \pm 1/2$) et du trou (lourd) ($J_t = \pm 3/2$) : le premier type est de moment orbital total $J = \pm 2$ et ne présente donc pas de couplage radiatif. Ce sont les excitons dit 'noirs'. Le deuxième type est de moment orbital total $J = \pm 1$, et sont donc couplés au champ électromagnétique. L'élément de matrice $V_{x\gamma}$ décrivant ce couplage s'écrit :

$$V_{x\gamma} = \langle \phi_0(\mathbf{r}) | H_{x\gamma} | \phi_x(\mathbf{r}) \rangle = A_{\mathbf{k}_\gamma} M_{cv} \frac{e}{m_0} F(0) \delta_{\mathbf{K}\mathbf{k}_\gamma} \quad (2.25)$$

où $A_{\mathbf{k}_\gamma}$ est le potentiel vecteur du champ de vecteur d'onde \mathbf{k}_γ , M_{cv} est l'élément de matrice dipolaire entre les états de la bande de valence et les état de la bande de conduction, $F(0)$ caractérise le recouvrement spatial entre l'électron et le trou au sein de l'exciton, et \mathbf{k}_γ est le vecteur d'onde du photon.

Le dernier facteur de cette expression constitue la règle de sélection du couplage. Or la donnée des trois composantes du vecteur d'onde pour un exciton ou un photon détermine un état quantique pour chacun. Cette règle de sélection stipule donc qu'un état de photon ne peut se coupler qu'à un seul état d'exciton. Comme on l'a expliqué précédemment, ce régime de couplage 'un-pour-un' est une condition suffisante au régime de couplage fort, et ce dernier est en règle générale atteint dans les matériaux massifs semiconducteurs courants, sans effort particulier. Le polariton excitonique est donc un état stationnaire dans les matériaux massifs [24, 25].

Remarquons ici que cette règle de sélection ne conduit pas du tout au même type de couplage dans le cas d'une transition bande à bande. Dans ce cas le mouvement relatif de la paire électron-trou n'est plus quantifié par l'interaction coulombienne. La règle de sélection devient alors : $\mathbf{k}_\gamma = \mathbf{k}_t + \mathbf{k}_e$ où \mathbf{k}_t et \mathbf{k}_e sont les vecteurs d'onde de l'électron et du trou. On voit que pour la donnée d'un \mathbf{k}_γ , un continuum non-dégénéré de couple $(\mathbf{k}_t, \mathbf{k}_e)$ satisfait cette relation. On est donc toujours dans la situation de couplage faible. Le même type de raisonnement est valable en microcavité. C'est la raison pour laquelle la transition de Mott pour laquelle l'exciton est ionisé, implique toujours la perte du régime de couplage fort.

Mais alors quel est l'intérêt des microcavités s'il est si facile de réaliser un polariton dans le matériau massif ?

L'intérêt est multiple : notamment, l'intensité du couplage est bien supérieure en microcavités que dans le massif, grâce aux effets du confinement (voir section suivante). On peut citer aussi une difficulté qui caractérise la manipulation et l'observation du polariton 3D : la courbe de dispersion du polariton bas, n'est pas couplée directement aux modes électromagnétiques de l'espace libre, à cause précisément du couplage fort qui abaisse l'énergie des polaritons en dessous du cône de lumière. Si bien que ces états ne sont visibles en luminescence qu'à l'aide de processus à deux particules (ex : diffusion Raman) [26], ou bien en optimisant le couplage de leur partie évanescente avec les modes de l'espace libre.

Mais la raison principale est la suivante : si l'on espère réaliser une condensation de Bose de polaritons, le polariton massif possède deux graves défauts : premièrement, sa dispersion s'annule à vecteur d'onde nul, si bien que l'énergie de l'état fondamental est nulle. Aucun effet collectif de bosons n'est donc envisageable dans un tel système. Deuxièmement, une relation de dispersion linéaire implique de toute façon une température critique de condensation nulle. En microcavités, la situation est toute autre : d'une part le polariton admet un état d'énergie minimum finie, d'autre part, sa dispersion est quasi-parabolique au voisinage de l'état fondamental.

Force d'oscillateur

La force d'oscillateur par unité de volume f_x est une grandeur physique qui permet de caractériser la capacité du milieu actif à réagir à une excitation optique. Elle peut s'exprimer simplement en fonction de $V_{x\gamma}$ sous la forme

$$V_{x\gamma}^2 = \frac{e^2}{2m_0} A_{\mathbf{k}\gamma}^2 \hbar \omega_x f_x \delta_{\mathbf{K}\mathbf{k}\gamma}. \quad (2.26)$$

En fait La susceptibilité diélectrique χ macroscopique du milieu est une donnée très similaire à la force d'oscillateur. Dans le cadre d'un modèle de dispersion linéaire, et en supposant que la transition excitonique est la seule contribution à χ on peut les relier l'un à l'autre par l'expression

$$\chi(\omega) = \frac{f_x}{\omega^2 - \omega_x^2} \quad (2.27)$$

2.3. Propriétés optiques d'un puits quantique

où $\hbar\omega_x$ est l'énergie de la transition excitonique. Cette remarque est à la base du traitement semi-classique du polariton excitonique : ayant établi χ , il ne reste plus qu'à l'injecter dans les équations de Maxwell, puis à en trouver les solutions stationnaires [27]. Ces traitements suffisent à mettre à jour les modes polaritoniques et leur dispersion en régime linéaire.

2.3.4 L'exciton de puits quantique

Il est possible de confiner l'exciton dans un plan (x, y) de manière à ce qu'il se comporte comme une particule bidimensionnelle. Ce confinement est réalisé dans des structures appelées puits quantiques. Elles consistent en une fine couche de matériau semiconducteur (épaisseur typique de l'ordre du rayon de Bohr) sandwiché entre deux matériaux de gap supérieur, appelé matériaux barrières.

Dans ces structures le mouvement de l'exciton selon l'axe de confinement z se trouve quantifié, si bien que le vecteur d'onde décrivant un état d'exciton dans le puits est donné par l'ensemble (p, k_x, k_y) , où p est un nombre entier strictement positif. Dans la limite des barrières de hauteur infinie, ce confinement a pour effet d'augmenter l'énergie de la transition excitonique d'une valeur

$$E_{conf} = \frac{p^2 \hbar^2}{8M^* L_z^2} \quad (2.28)$$

où M^* est la masse de dispersion de l'exciton dans le plan (x, y) , et L_z est l'épaisseur du puits.

D'autre part le confinement a aussi pour effet de comprimer l'exciton. Cette compression se traduit par une augmentation considérable de l'énergie de liaison E_n^{2D} par rapport au cas tridimensionnel. L'exciton est à ce titre un 'matériau' plutôt étrange dont le module de poisson est négatif : plus on le comprime selon un axe, plus il se comprime selon les deux autres axes.

Dans la limite où L_z tend vers zéro, l'énergie de liaison dans l'état fondamental de l'exciton est *quatre* fois plus grande que dans le cas tridimensionnel. Dans la pratique cependant ce facteur quatre n'est jamais atteint : les barrières étant de hauteur finie, la fonction d'onde bave dans les barrières, réduisant l'énergie de liaison de l'exciton, et ce, d'autant plus que l'énergie de confinement est grande puisqu'alors la particule se rapproche du sommet du puits. Il existe donc une

Chapitre 2. Le polariton excitonique

valeur de $L_z \neq 0$ qui permet de confiner la fonction d'onde au mieux, et par là de maximiser l'énergie de liaison excitonique.

Propriétés optiques

L'énergie d'interaction $V_{x\gamma}$ entre l'exciton de puits quantique et le champ s'écrit de manière analogue à l'eq.(2.25) sous la forme

$$V_{x\gamma} = A_{\mathbf{k}_{\parallel}} M_{cv} \frac{e}{m_0} F_{2D}(0) \delta_{\mathbf{K}_{\parallel} \mathbf{k}_{\parallel}} I_{xg} \quad (2.29)$$

Où \mathbf{k}_{\parallel} est la projection dans le plan du puits du vecteur d'onde du photon, et K_{\parallel} est le vecteur d'onde de l'exciton dans le puits. I_{xg} est l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'onde du champ et de l'exciton.

Il est important de bien prendre conscience de l'influence de chacun des termes sur la force du couplage $V_{x\gamma}$:

- $V_{x\gamma}$ est proportionnel à l'amplitude du champ électromagnétique à travers le terme $A_{\mathbf{k}_{\gamma}}$. On peut notamment réaliser la transition du couplage faible au couplage fort dans un puits quantique nu sous excitation optique résonante très intense [28]. Il faut bien réaliser que $A_{\mathbf{k}_{\gamma}}$ est le potentiel vecteur dans le seul état \mathbf{k}_{γ} . Il est donc très petit et doit être quantifié. Dans ce cadre, on peut montrer que de manière analogue au nombre d'exciton [29], $V_{x\gamma}$ croît en $\sqrt{N_{g\mathbf{k}_{\parallel}}}$ du nombre de photon, ce qui est consistant avec la dépendance en $A_{\mathbf{k}_{\gamma}}$ de l'expression (2.25) établie de manière semi-classique. Dans les microcavités à couplage fort, l'état fondamental du champ ($N_{g\mathbf{k}_{\parallel}} = 0$ photons) se trouve être suffisamment intense pour générer le couplage fort (d'où l'expression 'vacuum Rabi splitting').
- Dans le massif, le recouvrement I_{xg} entre les fonctions d'onde du champ et de l'exciton est total, soit $I_{xg} = 1$. Cependant en microcavité, ce recouvrement n'est pas total selon l'axe de croissance z à cause de la longueur caractéristique de confinement optique, qui est de deux ordres de grandeurs supérieure à celle de l'exciton. Ainsi, le volume total du mode du champ doit être le plus petit possible et le plus intense possible sur les puits quantiques afin de maximiser l'intensité du couplage.
- $V_{x\gamma}$ est proportionnel au degré de recouvrement entre l'électron et le trou donné par la quantité $F_{2D}(0)$. Or $F_{2D}(0) \propto a_b^{-1}$, le couplage est donc

2.3. Propriétés optiques d'un puits quantique

meilleur lorsque le rayon de Bohr est petit (i.e. l'énergie de liaison excitonique est grande). C'est la raison pour laquelle le couplage est meilleur dans un puits quantique que dans le matériau massif.

- $V_{x\gamma}$ n'est non-nul que si $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{K}_{\parallel}$.

Cette dernière condition montre que le couplage de l'exciton 2D au mode du champ 3D n'est en général pas de même nature que dans le matériau massif. En effet, un état d'exciton est déterminé par la donnée du vecteur d'onde dans le plan \mathbf{K}_{\parallel} , ce dernier est couplé aux états du champ de vecteur d'onde $(\mathbf{K}_{\parallel}, k_z)$, où la valeur de k_z est indifférente. Un état d'exciton est donc couplé à un continuum d'états de photon non-dégénéré et caractérisé par la variable continue k_z . On a vu que cette situation conduisait au régime de couplage faible. Le polariton n'existe donc pas naturellement dans un puits quantique nu.

Densité de saturation

On a déjà vu qu'à haute densité, l'exciton perdait son caractère bosonique. Cette situation survient lorsque l'espace des états fermioniques commence à être occupé de manière importante par la population d'excitons. Cet effet rend la création d'excitons supplémentaires de plus en plus difficile à cause du principe d'exclusion de Pauli.

Un autre effet vient s'ajouter à celui-là : à haute densité, l'interaction coulombienne affaiblit l'énergie de liaison entre la paire électron-trou. Cette diminution de l'énergie de liaison est responsable d'un affaiblissement de l'énergie de liaison, et donc d'une diminution de la force d'oscillateur [30]. On peut montrer que la force d'oscillateur de la transition excitonique est réduite de moitié pour une densité [31, 32]

$$n_s = \frac{1}{8.51\pi a_B^2}. \quad (2.30)$$

où a_B est le rayon de Bohr de l'exciton à faible densité. Cette densité limite est le bon critère pour déterminer la transition de couplage fort à couplage faible : en effet, la réduction de la force d'oscillateur implique aussi la réduction du terme de couplage exciton-champ V_{xg} (eq.2.26) à travers le terme $F(0) \propto \frac{1}{a_B}$. Dans un puits de CdTe de $8nm$, le rayon de Bohr est de l'ordre de $a_B = 3.5nm$. La densité de saturation vaut donc $n_s = 3 \times 10^{11} cm^{-2}$. Dans un puits de GaAs, le rayon de Bohr est de l'ordre de $a_B = 7nm$, ce qui donne une densité de saturation de

Chapitre 2. Le polariton excitonique

$n_s = 7 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ (mesuré à $n_s = 4.3 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ dans la référence [30]).

Ces valeurs montrent la grande robustesse de l'exciton dans CdTe par rapport à GaAs. Cette comparaison essentielle du point de vue de l'obtention d'un condensat de polariton a constitué la motivation originale du projet microcavité CdTe à Grenoble en 1996 [33].

2.4 Polariton excitonique en microcavité

Pour réaliser un polariton bidimensionnel, il faut confiner le photon aussi bien que l'exciton. Ce confinement du champ électromagnétique est une propriété de la cavité Fabry-Perot. Ainsi, lorsqu'un puits quantique est inséré à l'intérieur d'une telle cavité, toutes les conditions nécessaires au couplage fort sont réunies. L'état propre du système ainsi constitué est le polariton excitonique en cavité.

2.4.1 Cavité Fabry-Perot

Une cavité Fabry-Perot la plus simple possible est constituée d'une couche de matériau diélectrique enserrée entre deux miroirs. La description du champ dans la cavité ainsi formée est très similaire à la description de l'exciton dans un puits quantique. Afin que l'analogie soit correcte, il faut considérer que le photon est plongé dans un puits dont les barrières s'étendent sur l'épaisseur du miroir, et dont la hauteur est représentée par la réflectivité. Contrairement à l'exciton le champ électromagnétique peut tunneler vers l'extérieur de la cavité pour se coupler aux modes du champ dans l'espace libre. L'exciton dans un puits quantique est en général environné de barrière largement plus étendue que la partie évanescente de sa fonction d'onde, et reste donc un état parfaitement stationnaire du puits (tant que l'on ne tient pas compte de son couplage au champ électromagnétique).

De la même manière que pour l'exciton nous avons donc une quantification du vecteur d'onde du photon en cavité selon l'axe z normal au plan de la cavité. Cette quantification sélectionne les états du champ pour lesquelles la phase reste identique lors d'un aller retour de la lumière dans la cavité. Ce qui s'écrit

$$k_z L = p\pi \tag{2.31}$$

2.4. Polariton excitonique en microcavité

où p est un nombre entier, et L la longueur de la cavité. Un état propre du champ est donc décrit par la donnée des trois quantités (p, k_x, k_y) . En général on dit que la donnée de p sélectionne un 'mode', puis la donnée du couple (k_x, k_y) sélectionne un état dans ce mode. On peut facilement déduire de la condition 2.31 la dispersion des états de photons selon $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$:

$$E_g = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_z^2} = \sqrt{E_0^2 + \left(\frac{\hbar c k_{\parallel}}{n_c}\right)^2} \quad (2.32)$$

où n_c est l'indice optique de la cavité, E_0 est l'énergie du photon du mode p en $k_{\parallel} = 0$, analogue de l'énergie de confinement pour l'exciton de puits.

Temps de vie intra-cavité

Le temps de vie τ_{γ} du photon dans la cavité est un paramètre important pour l'obtention du couplage fort d'une part, et pour garantir un temps de vie élevé au polariton d'autre part. Ce dernier dépend de trois paramètres : la réflectivité R des miroirs, la longueur de la cavité, et l'incidence θ de la lumière dans l'état choisi. La relation s'écrit

$$\tau_{\gamma} = \frac{n_c L \cos(\theta)}{2c} \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}. \quad (2.33)$$

ce temps de vie est long Lorsque R est proche de 1, et permet au champ de s'accumuler dans la cavité. L'intensité du champ I_{in} est ainsi beaucoup plus grande dans la cavité qu'à l'extérieur I_{out} . Ce rapport s'écrit à la résonance et à incidence nulle :

$$\frac{I_{in}}{I_{out}} = \frac{1 - \sqrt{R}}{1 + \sqrt{R}}. \quad (2.34)$$

Lorsqu'on place un matériau actif dans la cavité optique, on obtient donc une interaction matière-rayonnement beaucoup plus intense que dans l'espace libre.

2.4.2 Miroir de Bragg

Dans la pratique, la cavité Fabry-Perot est constitué par des miroirs de Bragg. L'utilisation de ce type de miroir au lieu de miroirs métalliques s'impose pour plusieurs raisons :

Chapitre 2. Le polariton excitonique

Tout d'abord, l'effet miroir est assuré par interférences destructives dans la direction transmise : le miroir de Bragg est constitué par un empilement périodique de deux couches diélectriques successives d'épaisseurs e_1 et e_2 , d'épaisseur optique identiques $L = n_1 e_1 = n_2 e_2$ et d'indices optiques différents $n_1 \neq n_2$. Lorsque le champ se propage à travers cette structure, il rencontre périodiquement une interface. Ainsi, à l'interface du matériau 1 vers 2, une partie

$$t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (2.35)$$

du champ est transmis, et l'autre partie

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.36)$$

est réfléchi (relations données à incidence normale). Le point de fonctionnement particulier est le cas où les couches sont d'épaisseur optique $\lambda/4$ pour le champ (condition de Bragg). Dans ce cas, le long de la propagation, le champ initial se voit superposer des champs se propageant dans le même sens et déphasés d'un aller retour dans une ou plusieurs couches. Le déphasage résultant est destructif dans le sens transmis et constructif dans le sens réfléchi.

L'effet miroir n'a pas lieu qu'à la condition de Bragg exactement mais sur une bande d'énergie de largeur

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{4}{\pi} \arcsin(|r|) \quad (2.37)$$

centrée autour de la condition de Bragg (remplie en E_0). Cette bande prend habituellement le nom de 'stop-band' ou 'photonic bandgap' à cause de son analogie avec le 'gap' électronique dans les solides. Cette largeur finie nous est notamment très utile pour transmettre efficacement un faisceau pompe d'énergie supérieure au 'gap photonique' au coeur de la structure.

Une grande différence avec les miroirs métalliques est le fait que le champ pénètre profondément dans le corps du miroir. Il y pénètre d'autant plus profondément que le contraste d'indice entre les couches est faible. La profondeur de pénétration L_B du champ dans le miroir peut s'estimer par (valable à la condition de Bragg)

$$L_B = \frac{\lambda}{2n_{ext}} \frac{n_1 n_2}{|n_1 - n_2|} \quad (2.38)$$

2.4. Polariton excitonique en microcavité

Ce résultat est important : il signifie que dans une cavité à miroir de Bragg, le volume du mode occupe selon l'axe z une longueur effective

$$L_{eff} = L_c + 2L_B \quad (2.39)$$

où L_c est la longueur réel de la cavité, alors que dans une cavité à miroir métallique cette longueur se limite à L_c . Le couplage exciton-champ s'en trouve donc amoindri par rapport à une cavité à miroir métallique (cf. eq. 2.41).

En revanche, le champ ne subit en théorie aucune absorption dans le miroir. Cette propriété est d'autant plus importante que le champ intra-cavité total est très intense. Ainsi, avec de simples réflecteurs métalliques, dont l'effet miroir est assuré par la mise en mouvement des charges surfaciques, l'effet Joule résultant de ce mouvement et de l'intensité du champ serait susceptible de détruire le métal.

Un autre avantage du miroir de Bragg est que sa réflectivité R peut théoriquement approcher infiniment l'unité au centre du 'gap photonique'. R peut s'approximer au centre du 'gap' par l'expression

$$R = 1 - 4 \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N} \quad (2.40)$$

où $n_1 < n_2$, et N est le nombre de période du miroir. La réflectivité peut donc être bien meilleure que celle des meilleurs miroirs métalliques si l'on empile un grand nombre de période⁴. Mais en réalité les interfaces entre chaque couche sont imparfaites et diffusent une partie de la lumière en dehors du mode. Il existe donc un nombre optimal de paires donnant le meilleur compromis entre les deux effets.

Les miroirs de Bragg ont tout de même un défaut assez gênant : ce sont des structures épaisses spatialement, et transparentes qui peuvent donc abriter des modes propres du champ. Cette caractéristique a de nombreuses conséquences plus ou moins plaisantes que nous discuterons en détail dans le chapitre 5.

⁴Les cavités à couplage fort atomes-photons sont réalisées à l'aide de miroirs supraconducteurs ayant une réflectivité égale à l'unité aux défauts de surface près, mais cela est possible uniquement grâce à la très basse énergie de la transition atomique utilisée (domaine micro-onde), celle-ci est en effet inférieure à l'énergie de liaison de la paire de Cooper et ne détruit donc pas la phase supraconductrice.

2.4.3 Couplage fort en microcavité

Tous les ingrédients sont réunis pour réaliser le polariton excitonique de cavité : il suffit maintenant de placer un ou plusieurs puits quantiques à la position des ventres du mode de cavité choisi. En général les modes $p = 1 \dots 4$ sont utilisés, l'intérêt des modes d'ordre élevé est le nombre de ventres du champ dans la cavité dont chacun peut accueillir jusqu'à 4 puits quantiques. La longueur de la cavité est choisie de telle manière que la transition excitonique soit résonante avec le mode de cavité choisi.

Dans de telles structures le couplage fort est possible puisque cette fois, autant pour l'exciton que pour le photon, l'interaction matière rayonnement ne conserve que la composante dans le plan du vecteur d'onde. On se retrouve donc dans une situation de couplage un-pour-un comme dans le cas de l'exciton massif couplé aux modes du champ de l'espace libre. Et le polariton excitonique peut donc être un état propre du système.

En microcavité, l'intensité du couplage entre l'exciton de puits et le mode de cavité V_{xg} peut s'écrire d'après l'eq. 2.29 [34] :

$$V_{xg} = \frac{(1 + \sqrt{R})^2}{2\sqrt{R}} \frac{c}{n_c L_{eff}} \frac{2\pi \omega_x}{n_c \hbar c} |F(0)|^2 |M_{cv}|^2. \quad (2.41)$$

On peut remarquer qu'en faisant l'approximation que la fonction d'onde de l'exciton selon l'axe de croissance est une fonction de dirac $\delta(z)$ par rapport à l'extension du champ, I_{xg} se réduit à l'intensité du champ normalisé sur le puits quantique. Donc $I_{xg} \propto 1/L_{eff}$ où L_{eff} est la longueur effective du mode de cavité selon z . On retrouve le fait que l'intensité du couplage dépend d'une part du volume du champ (à 2D il ne dépend que de sa longueurs selon z , puisque le recouvrement champ-puits est total dans le plan), d'autre part de la position du matériau actif par rapport à la distribution spatiale de ce mode.

Dispersion polaritonique : propriétés

La dispersion des polaritons⁵ peut s'évaluer à l'aide du modèle des deux oscillateurs couplés : E_x est l'énergie de l'exciton, et E_g est l'énergie du mode de

⁵Dans la suite nous utiliserons le raccourci 'polariton', pour désigner le polariton excitonique de cavité

2.4. Polariton excitonique en microcavité

cavité (2.32), et $V_0 = V_{xg}$ est l'intensité de couplage. Les expressions 2.8 nous donnent l'énergie E_{lp}^{up} des états de polaritons haut et bas. Quelques courbes de dispersion typiques sont représentées fig.(2.3) en fonction de k_{\parallel} pour plusieurs désaccords $\delta = E_g(k_{\parallel} = 0) - E_x(k_{\parallel} = 0)$.

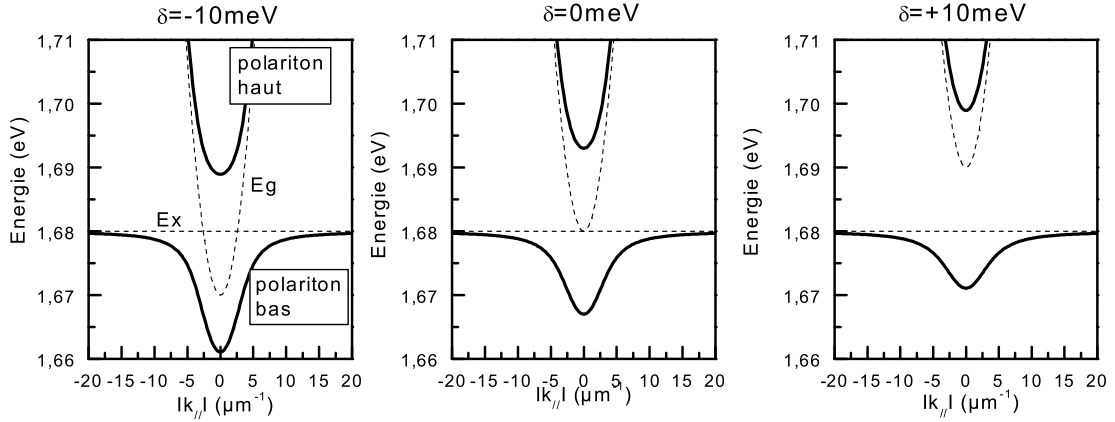


FIG. 2.3: *ligne pleine : dispersion $E(k_{\parallel})$ des états de polaritons haut et bas. En pointillés : dispersion des états d'exciton (E_x) et de photons de cavité (E_g) non-couplés. Les paramètres du calcul sont les suivants : $2V_{xg} = 26\text{meV}$, $E_x = 1,68\text{eV}$, $n_c = 2,8$, désaccord exciton-champ de a) $\delta = -10\text{meV}$ b) $\delta = 0\text{meV}$ c) $\delta = +10\text{meV}$.*

Il faut cependant bien garder en tête que les états de polariton occupent le plan (k_x, k_y) . La courbe de dispersion complète est donc une nappe tridimensionnelle obtenue par rotation des courbes de la fig.(2.3) autour de l'axe des énergies. La branche basse du polariton ressemble ainsi à un chapeau mexicain à l'envers, la branche haute à un paraboloïde de révolution.

Cette dispersion présente des caractéristiques tout à fait exceptionnelles : premièrement, la nature du polariton change le long de cette courbe : à $k_{\parallel} = 0$, le composante photonique est maximum, puis décroît au fur et à mesure que k_{\parallel} croît. A grand k_{\parallel} le polariton s'apparente de plus en plus à l'exciton.

Deuxièmement cette courbe présente un minimum d'énergie non-nulle en $k_{\parallel} = 0$, ce qui n'était pas le cas du polariton tridimensionnel.

Troisièmement, grâce à sa composante photonique, le polariton présente une densité d'état par niveau d'énergie en centre de zone de quatre ordres de grandeur plus faible que celle de l'exciton pur. Cette propriété est un énorme avantage sur

Chapitre 2. Le polariton excitonique

l'exciton pour l'obtention d'effets collectifs de bosons.

Quatrièmement, la dispersion n'est pas parabolique : elle présente notamment un creux profond au voisinage du centre de zone. Ce creux constitue un piège thermodynamique pour les polaritons qui s'y accumulent sans pouvoir relaxer plus bas [35] (effet aussi observé en 3D).

D'autre part l'existence d'un point d'inflexion autorise des effets de collision inélastique entre les polaritons d'un même état. Cet effet est exploité notamment dans le cadre de la conversion paramétrique de polaritons [36]. Ce type de collisions est impossible pour une particule bidimensionnelle de dispersion parabolique (comme

Coupe

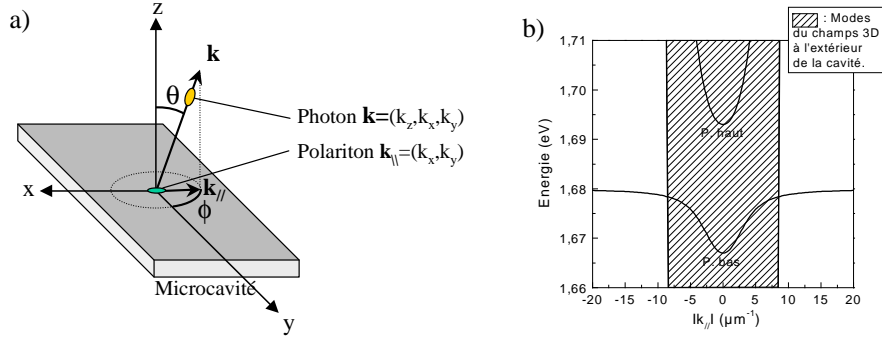


FIG. 2.4: (a) Orientation des angles d'émission (θ, ϕ) . (b) dispersion des modes de polaritons, et des modes 3D du champ à l'extérieur de la cavité dans le plan (k_{\parallel}, E) . Les modes 3D du champ occupent la zone hachurée.

Contrairement au cas tridimensionnel, les polaritons sont directement couplés aux modes du champ extérieur à la cavité, et peuvent donc relaxer naturellement par cette voie. Ces modes peuvent se représenter dans le même plan de dispersion (k_{\parallel}, E) que les polaritons : il s'agit de la zone hachurée de la fig.(2.4.b) d'équation

$$E = \hbar c \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}. \quad (2.42)$$

Cette zone est contenue dans un cône appelé 'cône de lumière' dont la limite est donnée par les états de photons de $k_z = 0$.

2.4. Polariton excitonique en microcavité

Les trois composantes de l'impulsion du photon extérieur auquel est couplé un état de polariton sont déterminées par la conservation de la composante (k_x, k_y) de l'impulsion et la conservation de l'énergie : d'après l'eq.2.42 la composante k_z du photon s'écrit en fonction des composantes (k_x, k_y) du polariton et de son énergie E_p

$$\hbar^2 c^2 k_z^2 = E_p^2 - \hbar^2 c^2 k_{\parallel}^2. \quad (2.43)$$

Si on définit l'angle θ comme représenté sur la fig.(2.4.a), on voit que $\tan \theta = k_{\parallel}/k_z$, ce qui d'après l'équation 2.43 peut se réécrire

$$k_{\parallel} = \frac{E_p}{\hbar c} \sin(\theta). \quad (2.44)$$

D'autre part, la conservation de (k_x, k_y) détermine la direction azimutale ϕ du photon. Cette direction est identique à la direction ϕ du polariton dans le plan de l'échantillon.

On obtient donc une correspondance directe entre le couple d'angle (θ, ϕ) donnant la direction du photon à l'extérieur de la cavité, et le vecteur d'onde (k_x, k_y) du polariton auquel il est couplé [37]. Cette correspondance s'écrit en coordonnées polaire de la manière suivante :

$$\begin{cases} k_{\parallel} = \frac{E_g}{\hbar c} \sin(\theta) \\ \phi = \phi_g \end{cases} \quad (2.45)$$

où E_g est l'énergie du photon émis à l'extérieur de la cavité, et ϕ_g est l'angle azimutal. Cette propriété essentielle est aujourd'hui couramment utilisée pour l'étude optique des microcavités, afin de sonder individuellement chaque état (k_x, k_y) de polariton. Nous allons nous aussi l'exploiter extensivement tout au long de cet travail de thèse.

Cette propriété ne se limite d'ailleurs pas au cas du polariton, elle est valable pour toutes les particules bidimensionnelles dont le vecteur d'onde dans le plan est un bon nombre quantique (état délocalisé dans le plan). C'est notamment le cas de l'exciton de puits quantique nu. Cependant cette propriété n'est dans son cas d'aucune utilité puisque sa dispersion est complètement négligeable à l'intérieur du cône de lumière.

Largeur homogène du polariton

On a vu au paragraphe 2.2.2 comment on pouvait inclure le caractère fini du temps de cohérence des états purs afin de modéliser celui des états couplés. Dans notre cas particulier, la source de décohérence de l'exciton est principalement liée aux vibrations du cristal. A $4K$ ce temps est de $\tau_x \sim 100ps$. Le temps de cohérence du photon est donné par l'expression 2.33 et est de $\tau_g \sim 0.5ps$. Ainsi, on peut déduire la largeur homogène des modes de polariton le long de la courbe de dispersion à l'aide de l'expression 2.14. La figure 2.5 présente le résultat de ce calcul pour des modes usuels de polariton dans CdTe. En désaccord $\delta = 0$, à la résonance (en $k_{\parallel} = 0$), le polariton est exactement moitié photon et moitié exciton. La largeur des deux modes de polariton vaut donc la moitié de celle du photon pur (celle de l'exciton étant négligeable).

Il faut bien préciser que ces largeurs sont des largeurs directement observables dans une expérience de spectroscopie classique. En effet, une propriété importante du couplage fort est le fait que, tant que l'intensité du couplage V_{Xg} est supérieur à l'élargissement inhomogène des états purs, ce dernier n'as pas d'influence sur la largeur des états couplés [29]. On observe ainsi directement en spectroscopie les largeurs *homogènes* des polaritons.

2.4. Polariton excitonique en microcavité

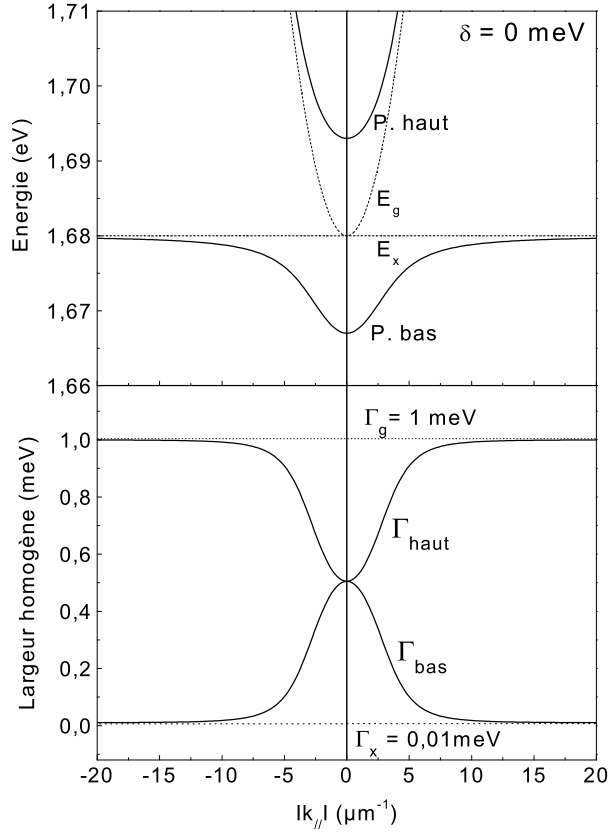


FIG. 2.5: *En haut* : dispersion des états de polaritons. *En bas*, largeur homogène des états de polaritons en fonction de k_{\parallel} . Les paramètres du calcul sont les mêmes que pour la figure 2.3 à désaccord nul. La largeur homogène de l'exciton est choisi à $\Gamma_x = 0.01\text{meV}$, et celle du photon à $\Gamma_g = 1\text{meV}$.

Chapitre 2. Le polariton excitonique

Deuxième partie

Optique en microcavité : méthodes
et réalisations expérimentales

Chapitre 3

Optique de Fourier

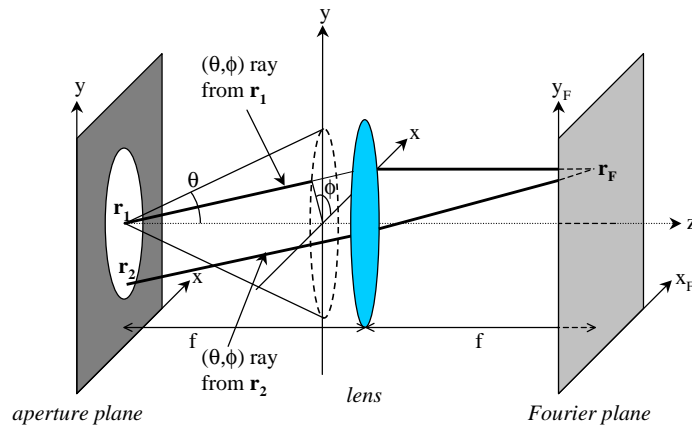


FIG. 3.1: Principe du montage de transformée de Fourier optique. \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 sont deux points de l'ouverture. Les rayons de même directions (θ, ϕ) convergent en un même point \mathbf{r}_F du plan de Fourier.

Ce chapitre est consacré à quelques rappels sur la notion de plan de Fourier et sur l'optique de Fourier en général que nous avons utilisée extensivement dans ce travail à cause de la relation 2.45 unique existant entre le couple d'angle (θ, ϕ) d'émission à l'extérieur de la microcavité, et les états de polaritons. Dans son déroulement, nous nous appuyons essentiellement sur l'ouvrage de M. Born et E. Wolf [38]. Cette technique repose sur un montage optique simple, tel que celui représenté fig.(3.1). Ce montage permet en fait d'observer dans un plan appelé "plan de Fourier", l'émission en champ lointain tel qu'on l'observerait à

une distance infinie. Le grand intérêt pour nous de ce type d'observation est le suivant : chaque point du plan situé à l'infini est conjugué avec une direction donnée du champ émis par la source étendue. Autrement dit, un point du plan de Fourier $\mathbf{r}_F = (r_F, \phi_F)$ "regroupe" toute la lumière émise par tous les points de la source dans une direction (θ, ϕ) précise. Le plan de Fourier est donc le plan des angles d'émission. Un petit calcul d'optique géométrique réalisé dans l'approximation des lentilles minces permet de formaliser cette correspondance :

$$(r_F, \phi_F) = (\gamma f \tan(\theta), \phi). \quad (3.1)$$

où f est la focale de la lentille, et γ le grandissement éventuel du à une seconde lentille reprenant l'image du plan de Fourier (voir montage expérimental 4.4). Comme le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_{\parallel}, \phi_k)$ est lui même relié à l'angle d'émission (θ, ϕ) par la relation 2.45. Il vient donc que le plan de Fourier est en correspondance bijective avec le plan des états de polariton. Cette correspondance s'écrit :

$$(r_F, \phi_F) = \left(\gamma f \left[\left(\frac{E(k_{\parallel})}{\hbar c k_{\parallel}} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}, \phi_k \right) \quad (3.2)$$

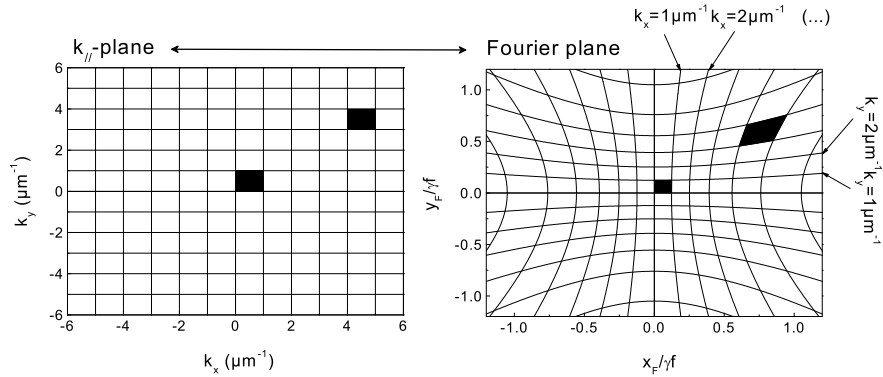


FIG. 3.2: *Bijection entre le plan de Fourier et le plan des états de vecteur d'onde dans le plan donné par la relation 3.2. Les lignes continues matérialisent un pavage régulier du plan (k_x, k_y) . Elles sont séparés entre elles de $1\mu\text{m}^{-1}$ dans la direction x ou y . Les surfaces noires représentent des surfaces identique de $1\mu\text{m}^2$ proportionnel au nombre d'états quantiques dans le plan (k_x, k_y) .*

L'interprétation de l'intensité $I(\mathbf{r}_F)$ de la lumière mesurée en chaque point du plan de Fourier mérite toute notre attention. En effet, selon le degré de cohérence

spatiale de la lumière dans le plan de l'ouverture, la focalisation de la lumière en chaque point de plan de Fourier selon sa direction, peut constituer une interférence (carré de la somme des amplitudes), une somme d'intensité, ou quelque chose d'intermédiaire. Dans les trois cas et pour une même source, l'intensité observée pourra être très différente. Nous allons donc discuter ces trois possibilités. On considérera que la source peut être modélisée par un trou dans un écran (ou une diapositive) éclairé par derrière et caractérisé par sa fonction de transmission $t(x, y)$ dans le plan.

3.1 Imagerie de Fourier en cohérence quelconque

De manière générale, la lumière que nous étudions présente un degré de cohérence spatiale quelconque. Qu'observons nous alors dans le plan de Fourier ? Le degré de cohérence spatiale dans le plan de l'ouverture est caractérisé par les corrélations du champ entre deux points de l'ouverture \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 :

$$J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\langle E(\mathbf{r}_1)E^*(\mathbf{r}_2) \rangle}{\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}} \quad (3.3)$$

Cette fonction que l'on appelle aussi degré de cohérence entre les points \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 possède une largeur caractéristique d_{coh} correspondant à la distance séparant deux points au delà de laquelle la corrélation entre ces deux points devient négligeable. Pour une source à deux dimensions, cette largeur est une surface que l'on appelle surface de cohérence S_{coh} . En l'absence de cohérence, $J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$. C'est à dire que seuls des points de l'ouverture infiniment voisins présentent une corrélation non-nulle. En cohérence absolue, au contraire, $J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1$ (c'est le cas de l'onde plane parfaite). C'est à dire que deux points de distance quelconque présentent toujours une corrélation parfaite. En cohérence partielle, deux points de l'ouverture \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 présentent une corrélation partielle, et n'interfèrent donc que partiellement dans le plan de Fourier. L'intensité de la lumière en un point $\mathbf{r}_F = (x_F, y_F)$ du plan de Fourier s'écrit en sommant les interférences causées par toutes les paires de points dans le plan de l'ouverture :

$$I(\mathbf{r}_F) = I_0 \iint t(\mathbf{r}_1)t(\mathbf{r}_2)J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)e^{ik(s_1-s_2)}dS_1dS_2 \quad (3.4)$$

S est la surface de l'ouverture. La grandeur $s_1 - s_2$ représente la différence de chemin optique entre les deux chemins $\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}_F$ et $\mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{r}_F$. I_0 est l'intensité

3.2. Cas particulier

de l'éclairement de l'ouverture par unités de surface. $t(\mathbf{r})$ est la transmission de l'ouverture au point \mathbf{r} .

3.2 Cas particulier

3.2.1 Trou d'Young de cohérence mutuelle quelconque

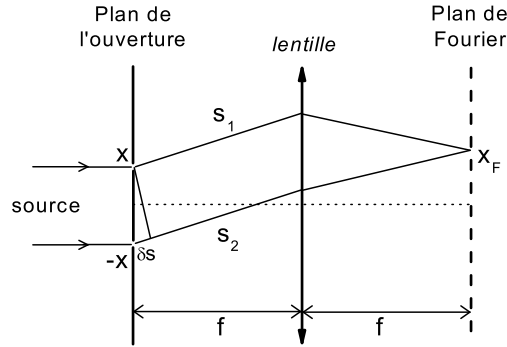


FIG. 3.3: *Expérience des trous d'Young émettant dans le plan de Fourier. Les trous sont percés en x et en $-x$*

Afin de bien comprendre la physique que sous-tend l'eq. (3.4), nous allons l'appliquer au cas d'une ouverture constituée de deux trous infiniment fins situés en $r = x$ et en $r = -x$ (le problème n'est plus qu'à une dimension d'espace), ce qui s'écrit $t(r) = \delta(r - x) + \delta(r + x)$. On impose par ailleurs une corrélation quelconque entre les champs issus de ces deux trous : $J(x, -x) = J(-x, x) = j(x)$. L'expression de l'intensité (3.4) dans le plan de Fourier se réduit alors à quatre termes :

$$I(x_F) = I_0 j(x) e^{ik(s_1 - s_2)} + I_0 j(x) e^{ik(s_2 - s_1)} + I_0 + I_0 \quad (3.5)$$

au premier ordre en x/f où f est la distance focale de la lentille entre l'ouverture et le plan de Fourier, l'expression se simplifie en

$$I(x_F) = 2I_0(1 + j(x) \cos(\sigma x x_F)) \quad (3.6)$$

Chapitre 3. Optique de Fourier

où $\sigma \equiv 2k/f$ et $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde. Le contraste $c(x) = \frac{I_{max}(x) - I_{min}(x)}{I_{max}(x) + I_{min}(x)}$ de la figure d'interférence s'écrit après simplification

$$c(x) = j(x). \quad (3.7)$$

où encore de manière plus générale si les deux points sources n'ont pas la même intensité $I_1 \neq I_2$

$$c(x) = j(x) \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (3.8)$$

On voit donc que dans cette configuration particulière, il suffit de mesurer le contraste des franges d'interférence pour obtenir directement le degré de cohérence entre les deux points sources. Ce résultat nous sera très utile au pour déterminer simplement les corrélations entre différents états de polaritons (cf. chapitre 11).

3.2.2 Imagerie de Fourier en lumière cohérente

Lorsque l'ouverture est éclairée en lumière parfaitement cohérente, les corrélations dans le plan de l'ouverture sont totales ; c'est à dire $J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1$. L'expression 3.4 se simplifie alors pour aboutir aux lois de la diffraction de Fraunhofer : la distribution du champ à grande distance de la source et à faible incidence est donnée par la transformée de Fourier de cette ouverture

$$I(\mathbf{r}_F) = I_0 \left| \int t(\mathbf{r}_1) e^{iks_1} dS_1 \right|^2. \quad (3.9)$$

Où dS_1 est un petit élément de surface de la source. C'est la raison pour laquelle ce type d'imagerie prend le nom d'optique de Fourier. Cette somme exprime par ailleurs le fait simple que l'intensité en chaque point du plan de Fourier est le résultat de l'interférence des champs émis par chaque point de l'ouverture.

Il s'agit d'une transformée de Fourier spatiale : ainsi par exemple, si l'ouverture est constituée d'un réseau de traits verticaux périodiques de période a , l'image dans le plan de Fourier présentera un trait vertical correspondant à la composante de Fourier $k_x = \frac{2\pi}{a}$ (ces harmoniques sont aussi visibles si a est grand devant la longueur d'onde). Les variables conjuguées à la position dans le plan \mathbf{r} est le vecteur d'onde \mathbf{k}_{\parallel} , associé aux longueurs d'ondes spatiales composant l'ouverture.

3.2. Cas particulier

La longueur d'onde spatiale est elle même reliée à la direction (θ, ϕ) de la lumière émise, par la relation

$$(k_{\parallel}, \phi_k) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta), \phi \right) \quad (3.10)$$

Cette relation peut se comprendre de la manière suivante : une composante de Fourier \mathbf{k}_{\parallel} correspond à une distribution harmonique du champ dans le plan de l'ouverture caractérisée par sa période spatiale et sa direction. Or on peut obtenir une telle distribution en intersectant le plan de l'ouverture avec une onde plane dont la direction par rapport au plan de l'ouverture est choisie judicieusement. La figure 3.4 décrit ce principe dans le cas unidimensionnel. Cette méthode conduit à l'expression 3.10 reliant la direction de l'onde plane et les caractéristiques de la distribution harmonique dans le plan de l'ouverture

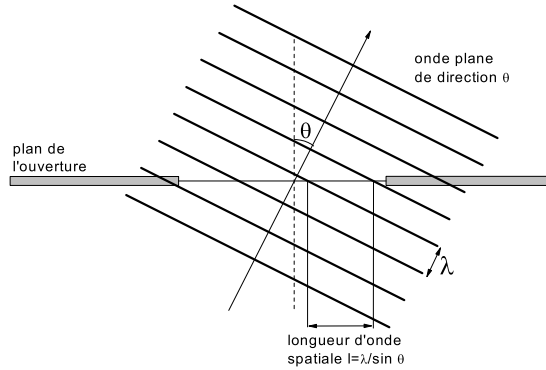


FIG. 3.4: *principe à une dimension de la génération d'une fréquence spatial $1/l$ à l'aide d'une onde plane de longueur d'onde λ de direction θ .*

Finalement, il faut retenir qu'en lumière cohérente, l'intensité d'un point du plan de Fourier contient le carré de la somme des amplitudes de tous les champs émis dans la même direction (θ, ϕ) , et représente aussi la transformée de Fourier de la transmission évaluée pour cette direction :

$$I(\mathbf{r}_{\mathbf{F}}) = I_0 \left| \int t(\mathbf{r}_1) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_{\mathbf{F}}|} dS_1 \right|^2. \quad (3.11)$$

3.2.3 Imagerie de Fourier en lumière incohérente

Lorsque l'ouverture est éclairée en lumière complètement incohérente, les corrélations ne sont non-nulles que pour deux points infiniment voisins, soit

Chapitre 3. Optique de Fourier

$J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$. L'expression 3.4 se simplifie en

$$I(\mathbf{r}_F) = I_0 \int t^2(r_1) dS_1. \quad (3.12)$$

On retrouve la règle bien connue qu'en lumière incohérente, il faut sommer les intensités à la place des amplitudes.

Chapitre 4

Échantillons et outils expérimentaux

4.1 Microcavités de semiconducteurs II-VI

Une microcavité à couplage fort, est un empilement complexe de couches d'alliages constituant les miroirs, la cavité, et les puits quantiques. Toute cette structure, miroirs inclus, est réalisée en croissance épitaxiale par jet moléculaire d'alliages semi conducteurs . L'épaisseur totale de l'échantillon est de l'ordre de $6\mu m$. Ce qui représente parfois plus de $12h$ de croissance, pendant laquelle les flux de matériaux ne doivent pas fluctuer à plus de 1%! L'immense avantage de cette technique sur des techniques type MOCVD (Metal oxide chemical vapor deposition) est la qualité ultime des interfaces entre chaque couche de la structure. Par contre le choix des alliages est une étape délicate puisqu'ils doivent à la fois présenter tous un paramètre de maille quasi-identique et posséder les propriétés physiques utiles à la structure (bon contraste d'indice optique pour les matériaux du miroir, gaps important des couches miroirs et cavités par rapport au puits quantique pour la transparence à la transition polaritonique). Un léger désaccord de paramètre de maille, a pour conséquence la propagation de dislocations dans la structure. Ces dislocations constituent des zones de recombinaison non-radiative pour le puits quantique, et des centres de diffusion pour la lumière. Ces deux effets réduisent ou détruisent facilement le couplage fort, et doivent être absolument minimisé.

Chapitre 4. Échantillons et outils expérimentaux

Pour les microcavités à base de GaAs, la solution conciliant toute ces contraintes est assez évidente puisque le paramètre de maille est identique pour tous les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quelque soit x . Pour les microcavités à base de CdTe, la solution est plus complexe. Tout d'abord, les puits doivent être réalisés en CdTe pur. En effet un puits d'alliage ternaire de matériau II-VI serait beaucoup plus désordonné, et donc beaucoup plus inhomogène d'un point de vue réponse optique. Ces puits sont entourés de barrières de $\text{Cd}_{40\%}\text{Mg}_{60\%}\text{Te}$ assurant une profondeur du puits de 1.1eV . Les miroirs de Bragg sont constitués d'alternance de couches quart d'onde de $\text{Cd}_{40\%}\text{Mg}_{60\%}\text{Te}$ et de $\text{Cd}_{75\%}\text{Mn}_{25\%}\text{Te}$ d'indice optique respectif 2.52 et 2.82 à 740nm [33]. Ces alliages présentent à la fois un excellent accord de maille avec les uns avec les autres, et un gap largement supérieur à CdTe pur. D'autre part le contraste d'indice $\Delta n/n = 11\%$ de ces matériaux est suffisant pour obtenir des miroirs de Bragg de haute réflectivité avec un minimum de période. En effet, bien que l'accroissement du nombre de période augmente théoriquement la réflectivité, il augmente aussi le nombre d'imperfections vues par le champ aux interfaces entre les couches. Il existe donc un nombre de périodes optimal (entre 15 et 25 pour nos microcavités) constituant le meilleur compromis entre ces deux contraintes.

On pourra remarquer que l'alliage choisi pour la cavité, est d'indice moindre par rapport aux deux premières couches de part et d'autre de la cavité. De cette manière, la cavité ne constitue pas un guide d'onde (couche d'indice fort sandwiché entre des matériaux d'indices faibles) susceptible de piéger la lumière dans le plan, la découplant ainsi de l'extérieur.

Enfin, l'échantillon est disposé pendant la croissance dans une zone à fort gradient de flux. De cette manière, l'épaisseur des couches varie de manière homothétique d'un bout à l'autre de l'échantillon. Le résultat est une forte variation du mode de cavité selon le point d'observation de l'échantillon (de l'ordre de $9\text{meV}/\text{mm}$). Le puits quantique subit lui aussi ce gradient, mais il y est par contre peu sensible, puisque celle-ci n'influence que l'énergie de confinement qui s'ajoute à celle - beaucoup plus grande - de la transition excitonique dans le matériau massif. La variation de l'énergie de l'exciton est donc à peine perceptible.

4.1. Microcavités de semiconducteurs II-VI

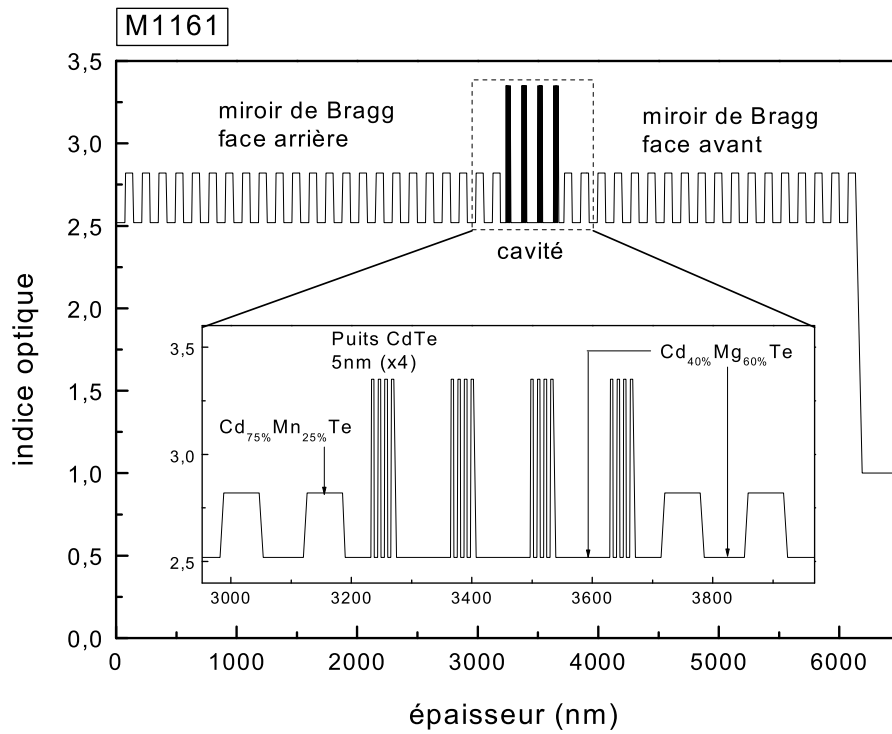


FIG. 4.1: Coupe de l'échantillon M1161 représentée sur une échelle d'indice optique. L'insert représente un zoom de la zone cavité. L'épaisseur total est de l'ordre de $6\mu\text{m}$.

Nom	cavité	Nb. PQ	Rabi(meV)
M1161	2λ	16	26
M1264	2λ	16	25
M1192(S4)	2λ	4	13
M904CD	1.5λ	6	16

TAB. 4.1: Principaux échantillons utilisés dans avec leurs caractéristiques.

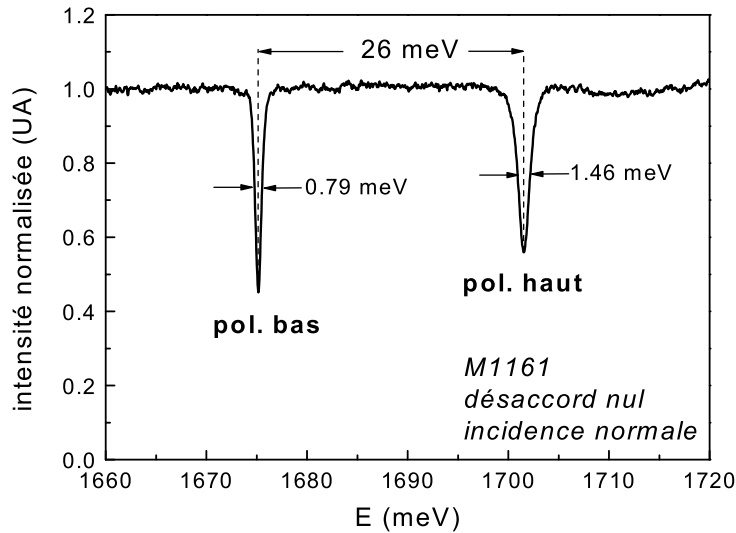


FIG. 4.2: Spectre de réflectivité de l'échantillon M1161 à basse température et à incidence normale. Les pleines largeur à mi-hauteur sont de 0.79meV pour le polariton bas, et 1.46meV pour le polariton haut.

M1161 : structure et réponse optique

La structure de la microcavité M1161 qui est extensivement utilisée dans ce travail est présentée figure 4.1 sur une échelle d'indice optique. La cavité d'épaisseur 2λ contient 16 puits quantiques disposés par paquets de 4 au maxima du champ du mode de cavité. Le miroir de la face avant comprend 17.5 périodes, et 23 en face arrière. La différence entre le nombre de période sert simplement à compenser la différence d'indice des deux milieux de sortie : l'air en face avant, et le substrat ($\text{Cd}_{88\%}\text{Zn}_{12\%}\text{Te}$) en face arrière.

Comme le montre l'image 4.5, la surface de l'échantillon (Miroir face avant) présente de nombreuses aspérités et rayures, dues à une utilisation intensive et à la

fragilité mécanique de ces matériaux par rapport à GaAs par exemple. Certaines de ces aspérités (trous, cratères) ont aussi pour origine une puissance d'excitation trop élevée, notamment dans le cas du pompage continu lorsque le faisceau n'est pas découpé (chopper) avec un rapport temps d'allumage/temps d'extinction minimal.

La réponse optique en réflectivité de l'échantillon M1161 obtenue à $5K$ est représenté fig.(4.2) à désaccord exciton-champ nul. Les deux pics d'absorption des polaritons haut et bas sont situés de part et d'autre des modes découplés, et séparés l'un de l'autre de $26meV$. Un rapport dédoublement-largeur de raie très confortable de 26 est atteint dans cet échantillon. Il faut noter qu'un tel dédoublement de Rabi rapproche fortement le mode de polariton haut du continuum des états de porteur libre du puits. Ainsi, lors de mesure de réflectivité résolue angulairement, on ne voit pas comme le prévoit la théorie une largeur identique pour les deux modes de polaritons. Ceci est du au fait que le système n'est pas un système à deux niveaux. En effet, le mode de polariton haut se trouve à une énergie proche des états excités du puits, qui lui cause un fort élargissement spectral.

4.2 Outils de caractérisation

On a expliqué au paragraphe 2.4.3.0 l'intérêt fondamental que recèle la résolution angulaire. Afin de réaliser cette résolution angulaire nous avons utilisé deux techniques. La première consiste à sonder directement le champ lointain à l'aide d'une fibre optique. La seconde, plus riche, plus précise, mais plus limitée en angle de détection, utilise les propriétés de l'optique de Fourier.

4.2.1 Spectroscopie résolue en angle : méthode simple

Le schéma de principe du montage est représenté fig.(4.3). L'excitation, lumière blanche ou laser, est injectée dans une fibre mono-mode. La sortie de la fibre est fixée à l'extrémité d'un bras mobile. Sur ce bras, à la suite de la fibre se trouvent deux lentilles plan-convexes permettant de prendre l'image de l'extrémité de la fibre. Ce bras est disposé sur un goniomètre nommé 'gonio.' sur la figure 4.3 dont l'axe de rotation passe par la surface de l'échantillon. Les lentilles sont alors réglées de manière à ce que l'image de la fibre soit projetée sur l'échan-

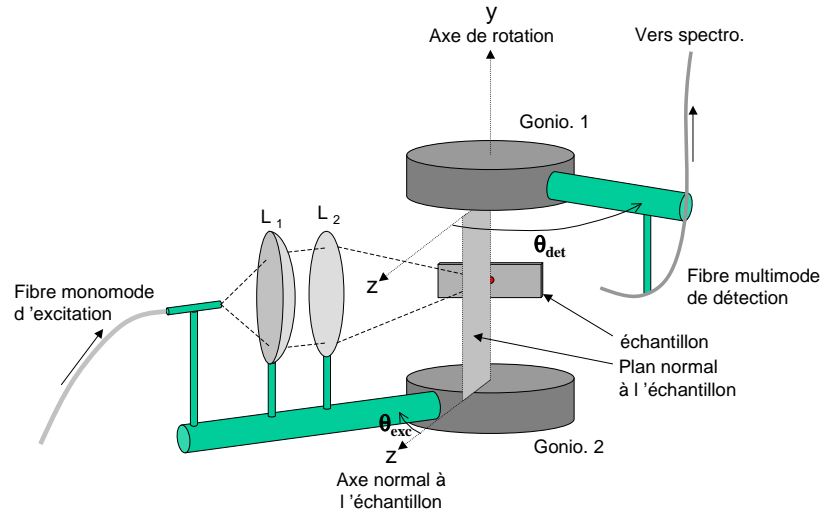


FIG. 4.3: Schéma du montage fibré de détection résolue en angle.

tillon avec une incidence θ_{exc} que l'on peut faire varier entre -60° et $+60^\circ$. La détection est faite directement en champ lointain à l'aide d'une fibre multimode de 500_mum de diamètre de coeur. Cette fibre est solidaire d'un deuxième goniomètre nommée 'gonio. 1' sur la figure 4.3. Ce deuxième goniomètre est coaxial avec le premier, les angles de détection θ_{det} sont eux aussi compris entre -60° et $+60^\circ$. La résolution angulaire atteinte par ce montage est de 1° .

Ce dispositif est particulièrement utile pour les mesures de réflectivité résolue en angle, puisqu'on peut aisément faire varier l'angle d'excitation. D'autre part, il permet de sonder des états de polaritons correspondant à des angles élevés. À l'aide de plusieurs spectres obtenus à différents angles, on peut reconstruire une image de la luminescence dans un plan (θ_{det} , longueur d'onde).

Nombre d'états de polaritons sondés

Nous aurons souvent besoin de connaître le nombre d'états de polaritons observés dans les expériences résolues en angle, afin notamment d'évaluer le nombre d'occupation de chaque état. Le nombre d'état dn contenu dans un élément de surface $ds = k_{\parallel} dk_{\parallel} d\phi_k$ du plan réciproque est constant. Il s'écrit :

$$dn = \frac{S}{4\pi^2} k_{\parallel} dk_{\parallel} d\phi_k \quad (4.1)$$

4.2. Outils de caractérisation

Or d'après l'éq.(2.45), et en négligeant les variations de l'énergie E_p devant les variations de θ , il vient

$$k_{\parallel} dk_{\parallel} = \left(\frac{E_p}{\hbar c} \right)^2 \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta. \quad (4.2)$$

Or dans ce montage, la fibre optique de surface ds sonde le cône d'angle d'émission défini par $ds = r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi$ où r est la distance entre l'entrée de la fibre et le spot d'émission. dn s'écrit donc en fonction de ds :

$$dn = \frac{S}{4\pi^2} \left(\frac{E_p}{\hbar c} \right)^2 \cos(\theta) d\Omega \quad (4.3)$$

où $d\Omega = ds/r^2$ est le petit angle solide correspondant à la surface de collection ds vue depuis le spot d'émission. Cette expression montre que la densité d'état n'est pas constante dans l'espace des angles (θ, ϕ) , mais diminue en $\cos(\theta)$ lorsque θ augmente.

4.2.2 Montage multi-tache

Excitation

Le montage (4.4) nous permet d'utiliser deux sources d'excitation : lumière blanche ou laser. Le laser est un saphir-titane qu'on utilisera par défaut en régime impulsionnel (pulse de $150fs$) afin d'obtenir des densités de puissance importante. Le faisceau passe par un télescope afin de pouvoir contrôler son diamètre et sa divergence. Le faisceau ainsi collimaté frappe une lame 50/50 et la partie réfléchie est focalisée sur l'échantillon par un objectif de microscope de $9mm$ de focale pour une ouverture numérique de 0.4.

Par ailleurs une lame de verre est disposée juste avant l'objectif afin de pouvoir éclairer l'échantillon en lumière blanche, pour faire des mesures de réflectivité, ou simplement pour l'illuminer et observer sa surface.

Détection

La lumière émise ou réfléchie par l'échantillon est collectée par le même objectif et une moitié est transmise à travers la lame 50/50. A partir de là, il est possible

Chapitre 4. Échantillons et outils expérimentaux

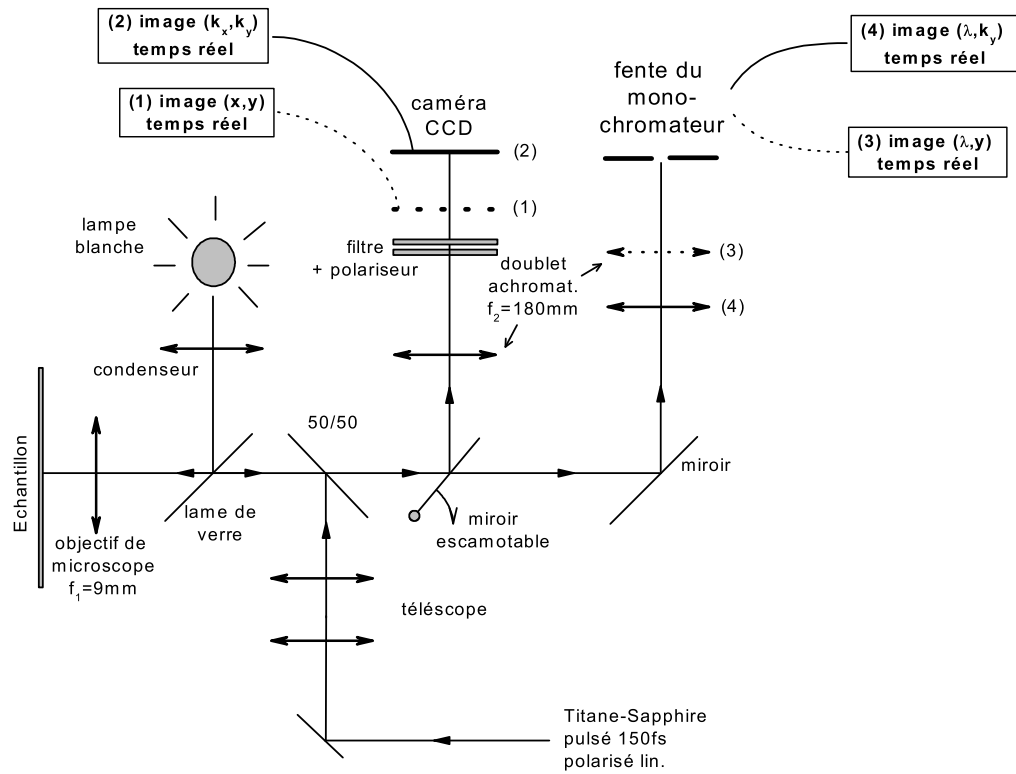


FIG. 4.4: Schéma du montage de détection multi-tâche. Les réglages (i) où $i = 1 \dots 4$ permettent de réaliser quatre types d'expériences différentes sans bouleverser le montage.

de réaliser quatre types d'imageries différentes. En mettant en place un miroir escamotable, on sélectionne une voie qui permet de faire des mesures intégrées spectralement : après le miroir, la lumière est filtrée du laser d'excitation à l'aide d'un polariseur (le laser est fortement polarisé linéairement), et d'un miroir de Bragg à base d'oxyde métallique utilisé en transmission (l'émission passe à travers le premier maxima de transmission du côté basse énergie). Une fois débarrassé du laser (le rapport luminescence/laser mesuré est supérieur à 10), la lumière est re focalisée par une lentille achromatique de $180mm$ de focale. Ensuite le choix est laissé à l'expérimentateur de placer la caméra CCD dans la position (1), auquel cas, il observe l'image réelle de l'échantillon, ou dans la position (2), permettant l'observation du plan de Fourier.

Lorsque le miroir escamotable est retiré, la lumière suit un autre trajet : après la lame 50/50, elle atteint une autre lentille achromatique de $180mm$ de focale, qui focalise la lumière à l'entrée du monochromateur. Encore une fois deux possibilités sont offertes à l'expérimentateur : s'il place la lentille dans la position (3), l'image réelle de l'échantillon est projetée sur les fentes. En position (4), le plan de Fourier est projeté sur les fentes.

Détails des quatre voies de détection

- La voie (1) nous permet d'observer l'image de l'échantillon (plan réel (x, y)) grossi $f_2/f_1 = 20$ fois. Il peut s'agir soit d'une image en lumière blanche permettant de contrôler l'état de surface de l'échantillon ou la forme du spot d'excitation (voir exemple fig.(4.5)), soit d'une image en luminescence.
- la voie (2) permet de prendre l'image du plan de Fourier 2D. Cette image est réduite par rapport à l'originale qui est située juste après l'objectif de microscope d'un facteur

$$\gamma = \frac{f_2}{L - f_1 - f_2} \quad (4.4)$$

où L est la distance entre l'objectif et le doublet achromatique. Ceci nous permet d'adapter sa taille à celle du capteur CCD. L'image originale est un disque dont le rayon r_F^{max} est fixé par l'ouverture numérique $O = \sin(\theta_M)$ de l'objectif à

$$r_F^{max} = f_1 \tan(\theta_M). \quad (4.5)$$

comme $O = 0.4$, $\theta_M = 23.57^\circ$, et $r_F = 3.93mm$.

Chapitre 4. Échantillons et outils expérimentaux

- (3) En lumière blanche, cette configuration nous permet de réaliser des spectres de réflectivité résolue spatialement selon une coupe de l'image réelle définie par les fentes (soit un plan (λ, y)). En luminescence, cela nous permet de réaliser le même type de spectre mais en émission (micro photoluminescence).
- En (4), l'image du plan de Fourier est projetée sur les fentes du monochromateur. En luminescence, cela nous permet d'observer une coupe du plan de Fourier résolue spectralement. Le plan d'observation correspondant est le plan très utile de la dispersion (λ, k_y) . Pour les mêmes raisons que précédemment, la dispersion obtenue est limitée à $\pm\theta_M$ de part et d'autre de l'image. Précisons que, d'après la taille des pixels de la CCD et la relation 3.1, la précision de la détection angulaire atteint 0.13° .

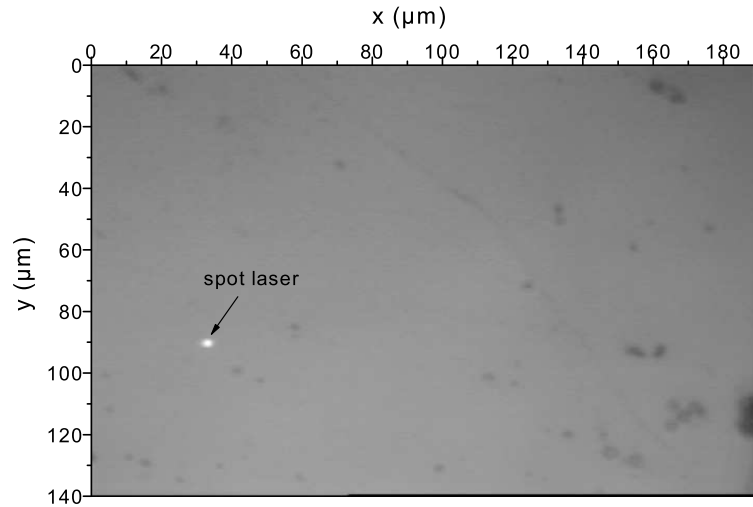


FIG. 4.5: image de la surface de l'échantillon M1161 en lumière blanche. L'image mesure $190 \times 140 \mu\text{m}^2$. Le spot en quasi-limite de diffraction (moins de $2 \mu\text{m}$ de diamètre) est la tâche blanche en bas à gauche de l'image

Nombre d'états sondés

Pour ce montage, il est utile de connaître le nombre d'états dn de polaritons qui illumine chaque pixels de la caméra CCD. Pour ce faire on procède comme

4.2. Outils de caractérisation

pour le montage précédent. En différenciant l'expression 3.2, il vient :

$$\frac{dr_F}{r_F^3} = \left(\frac{E_p}{\gamma f_1 \hbar c} \right)^2 \frac{dk}{k^3} \quad (4.6)$$

Or le petit élément de surface en coordonnées polaire s'écrit $ds_F = r_F dr_F d\phi_F$, dn s'écrit donc

$$dn = \frac{S}{4\pi^2} \left(\frac{\gamma f_1 E_p}{\hbar c (\gamma^2 f_1^2 + r_F^2)} \right)^2 ds_F \quad (4.7)$$

Comme dans le cas du montage précédent, à ds_F constant, on observe de moins en moins d'états quand on s'éloigne du centre du plan de Fourier. Ceci peut se voir sur la fig.(3.2) : dans le plan de Fourier, la surface englobant un nombre constant d'états (surface noire sur la figure) grandit quand on s'éloigne du centre.

Chapitre 4. Échantillons et outils expérimentaux

Troisième partie

Caractérisation optique dans le
régime linéaire

Chapitre 5

Modes de Bragg en couplage fort : conséquences et applications

De manière très générale le polariton excitonique est le produit de l'oscillation cohérente entre un nombre quelconque d'états du champ et un nombre quelconque d'états excitoniques dont le couplage est permis par les règles de sélection. Par exemple, pour augmenter la force d'oscillateur, on dispose couramment plusieurs puits dans la cavité. Ce faisant, on ajoute un état supplémentaire d'exciton par puits, tous dégénérés, et tous couplés au même état du champ. Mais qu'en est-il du nombre d'états de champ couplés simultanément au même état d'exciton ? Cette question est légitime étant donnée la nature des miroirs utilisés : en effet, ces miroirs sont structurés périodiquement, et suffisamment épais pour abriter leurs propres modes du champ.

Ces modes additionnels existent effectivement et sont appelés parfois "modes de fuite"⁶ ou "modes de Bragg". Les conséquences de leur existence ont été étudiées théoriquement par V. Savona *et al.* [39]. Ils remarquent que ces modes influencent de manière significative le temps de vie radiatif des états de polaritons résonants avec eux. La dynamique de la relaxation s'en retrouve influencée puisque ces modes constituent des canaux de fuite radiative des polaritons à grand k_{\parallel} , les estimations théoriques prédisent en effet que 80% de l'émission passe par

⁶Cette appellation fait référence au fait que ces modes piègent les polaritons en dehors du canal de relaxation souhaité (couplage fort exciton- mode de cavité). Cette appellation est un peu restrictive aux phénomènes polaritoniques et nous lui préférons l'appellation "mode de Bragg" faisant directement référence à son origine physique.

5.1. Modes propres du champ dans un miroir de Bragg

ces modes [23], et donc seule une faible proportion des excitons créés par la pompe non-résonnante relaxe dans la zone centrale des états de polaritons.

Dans ce chapitre, nous allons nous attacher à mettre en lumière l'origine physique des modes de Bragg et montrer l'émergence du mode de cavité en tant que mode localisé dans un défaut de périodicité du miroir. Pour ce faire nous allons construire théoriquement une microcavité à partir d'un miroir de Bragg dont nous élargirons une couche centrale afin de former une cavité. Nous allons présenter ensuite des résultats expérimentaux et théoriques montrant que dans les microcavités à grand Rabi comme les échantillons II-VI à multipuits quantiques, le couplage avec les modes de Bragg est suffisamment intense pour atteindre le régime de couplage fort. Dans ce cas les modes de Bragg ne doivent plus être envisagés comme une perturbation et font partie intégrante du mélange cohérent exciton-champ. Les conséquences sur les états noirs d'excitons sont détaillées dans le cadre du couplage fort exciton-mode de Bragg. Enfin, nous présentons une application potentielle de cet effet dans le cadre des expériences de conversion paramétrique à l'angle magique [36].

5.1 Modes propres du champ dans un miroir de Bragg

Nous allons ici détailler les caractéristiques des modes de Bragg. L'équation de propagation du champ électromagnétique s'écrit de manière générale :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (5.1)$$

où \mathbf{H} est l'induction magnétique $\epsilon(\mathbf{r})$ la constante diélectrique du milieu au point \mathbf{r} . Or un miroir de Bragg présente une périodicité pour ϵ selon l'axe de croissance z (période a) et reste constant dans le plan du miroir (xy) , on peut donc séparer la dépendance spatiale du champ en une onde plane dans le plan (xy) fois une fonction $U(z)$:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = U(z) \exp(ik_{\parallel} r_{\parallel}) \mathbf{e}_{\mathbf{p}} \quad (5.2)$$

où $\mathbf{e}_{\mathbf{p}}$ est le vecteur directeur de la polarisation, k_{\parallel} et r_{\parallel} sont respectivement le vecteur d'onde et la position dans le plan (xy) .

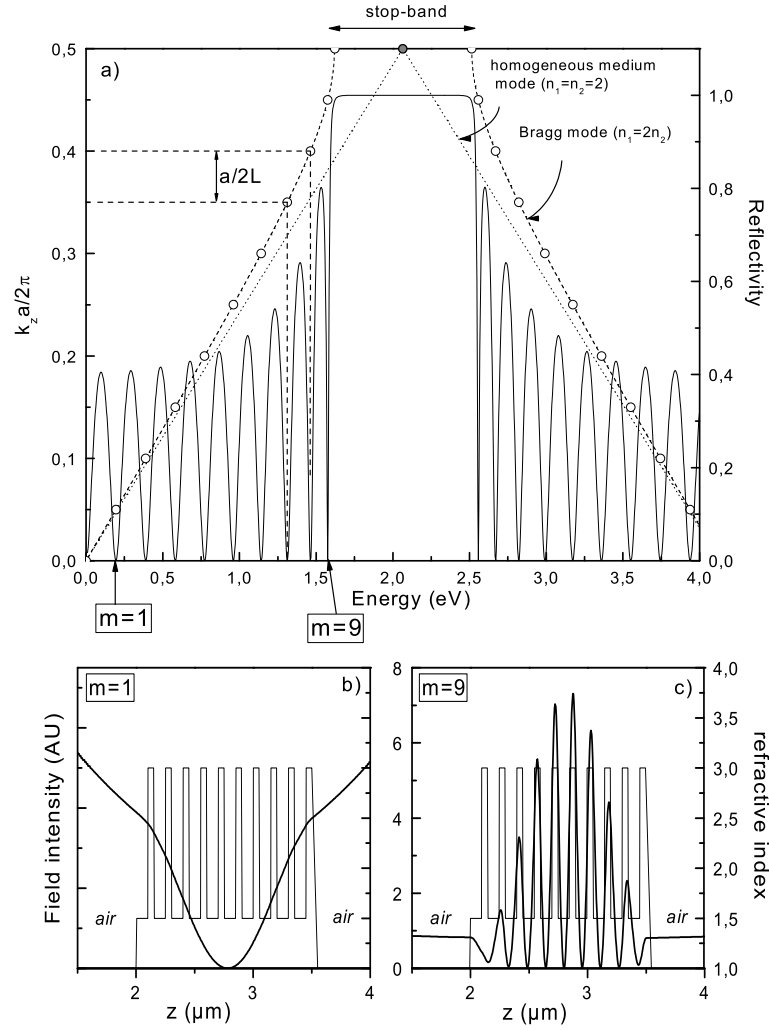


FIG. 5.1: (a) : Calculs des modes du miroir de Bragg suivant : $n_1 = 3, n_2 = 1.5, l_1 = 100\text{nm}, l_2 = 50\text{nm}$, longueur d'onde centrale : $\lambda_0 = 600\text{nm}$ (2066meV) épaisseur infinie. Tiret long : structure de bande $E(k_z)$. Tiret court : structure de bande dans le cas d'un contraste d'indice nul (structure homogène d'indice $n_1 = n_2 = 2$). Ronds ouverts : modes de Bragg discrets U_m qui subsistent dans la structure d'épaisseur finie (10 paires). En trait continu : réflectivité de la structure finie, calculée à l'aide de la méthode matricielle. (b) : en gras, champ propre (intensité) du mode $m = 1$. (c) : (en gras) champ propre (intensité) du mode $m = 9$. La structure calculée est représentée dans un plan (indice, position) en trait normal. Les champs calculés divergent en dehors de la structure en raison de leur temps de vie finis : en effet le champ existant à une distance L du miroir a été généré dans la structure à un instant où il était $\exp(2\Gamma L/c)$ plus intense.

5.1. Modes propres du champ dans un miroir de Bragg

En réinjectant cette expression dans l'équation d'onde (5.1) on obtient une équation sur $U(z)$ dont les solutions peuvent être calculées numériquement et représentées dans un plan (ω, k_z) . Un tel calcul est réalisé fig.(5.1) (tiret long) : lorsque ω augmente, la solution s'écarte du cas homogène (i.e. contraste d'indice nul : droites en pointillés) puis présente un gap (appelé plutôt bande d'arrêt ou bande interdite en photonique) lorsque les couches de la structure approchent l'épaisseur optique $\lambda/4$ pour le champ. C'est cette bande d'arrêt qui est responsable de l'effet miroir de la structure ; sa largeur dépend du contraste d'indice Δn (eq.(2.37)). Jusqu'ici nous avons considéré une structure d'épaisseur infinie, générant un ensemble continu de solutions ; pour un miroir réel d'épaisseur totale L des conditions aux limites supplémentaires sont à ajouter, elles opèrent une sélection parmi l'ensemble continu de solutions obtenues dans le cas infini. De manière analogue aux Fabry-Perot (miroir de Bragg de contraste d'indice nul) cette sélection donne un ensemble discret de modes

$$U_m(z) = u_m(z) \exp(im \frac{\pi}{L} z) \quad (5.3)$$

où m est un entier. Chacun de ces modes constitue donc par définition un état quasi-stationnaire du champ, et confiné dans le corps du miroir ; le calcul du champ propre à l'aide de la méthode matricielle montre la distribution d'intensité de deux de ces modes dans le miroir (fig.(5.1.a) et (5.1.b)) : un mode basse énergie ($m = 1$) localisé sur les bords du miroir est représenté fig.(5.1.a), et un mode proche du gap ($m = 9$) (5.1.b) localisé au centre du miroir dans les couches d'indice fort. Il est intéressant de remarquer que le nombre de ces modes \mathcal{N} dans la première demi-zone de Brillouin est directement lié au nombre de paires n_p du miroir : en effet cette zone est délimitée par l'inégalité $0 \leq k_z \leq \frac{\pi}{a}$ où a est la longueur d'une paire, d'autre part k_z est quantifié par les conditions aux limites : $k_z^m = m \frac{\pi}{L}$; or $L = n_p a$, il vient donc que le nombre de modes s'écrit : $\mathcal{N} = n_p + 1$. Cependant un de ces modes, le mode $k_z = \frac{\pi}{a}$ (rond grisé) est à éliminer puisqu'il se trouve au milieu de la bande d'arrêt et vérifie donc rigoureusement la condition de Bragg du miroir. Il reste donc un nombre

$$\mathcal{N} = n_p. \quad (5.4)$$

modes. Ces modes se manifestent par exemple par des pics d'absorption dans un spectre de réflectivité comme le montre la figure (5.1) où un spectre de réflectivité est calculé à l'aide de la méthode matricielle [40]. Il suffit donc par exemple de

compter le nombre de pics entre deux bandes d'arrêt pour retrouver le nombre de paires d'un miroir. Pour les microcavités à base de tellure utilisées dans de ce travail de thèse, les miroirs ont généralement entre 17 et 23 paires et donc autant de modes de Bragg de part et d'autre de la bande d'arrêt.

5.2 Du miroir de Bragg à la microcavité

On s'intéresse ici à la microcavité optique en l'absence de milieu actif. Une microcavité optique est un miroir de Bragg dont une couche centrale a été élargie. Ce faisant un défaut est créé dans la périodicité du miroir, qui peut abriter un mode localisé du champ. Ce résultat est très analogue aux états électroniques d'un réseau cristallin unidimensionnel [41] : les états propres dans le cristal sont des états délocalisés (ex : exciton libre, bande de conduction ou de valence) sur l'ensemble du cristal, tandis que des états localisés existent au niveau des défaut de périodicité (ex : centre profond, niveau donneur ou accepteur). Le bilan des analogies est résumé ci-dessous :

- bandes de conduction \rightleftharpoons modes de Bragg occupant les couches d'indice faible.
- centre profond \rightleftharpoons mode de cavité.
- bande de Valence \rightleftharpoons mode de Bragg occupant les couches d'indice fort.

L'opération consistant à créer un défaut dans un miroir de Bragg est simulée fig.(5.2) (un calcul similaire est réalisé dans [42]) à l'aide de la méthode des matrices de transfert. L'augmentation d'épaisseur de la couche "défaut" provoque les changements suivants : premièrement, les modes de Bragg glissent vers les basses énergies et se resserrent à cause du fait que la longueur totale de la structure augmente, ils traversent ainsi un par un le plateau de Bragg pour se transformer de manière continue en mode de cavité : cavité $\lambda/2$ d'abord puis λ etc... Deuxièmement, Le glissement d'un mode de Bragg vers le centre du plateau s'accompagne d'une augmentation du temps de vie associé : la distribution spatiale du mode est en effet de plus en plus localisée au centre de la structure dans la cavité et donc de mieux en mieux isolée de l'extérieur. Lorsque le mode de Bragg se trouve exactement au centre du plateau de Bragg, son épaisseur est un nombre entier n_c de fois la longueur optique d'une paire du miroir, le champ est confiné de manière maximale autour de la couche défaut, on lui donne alors le nom de mode de cavité.

5.2. Du miroir de Bragg à la microcavité

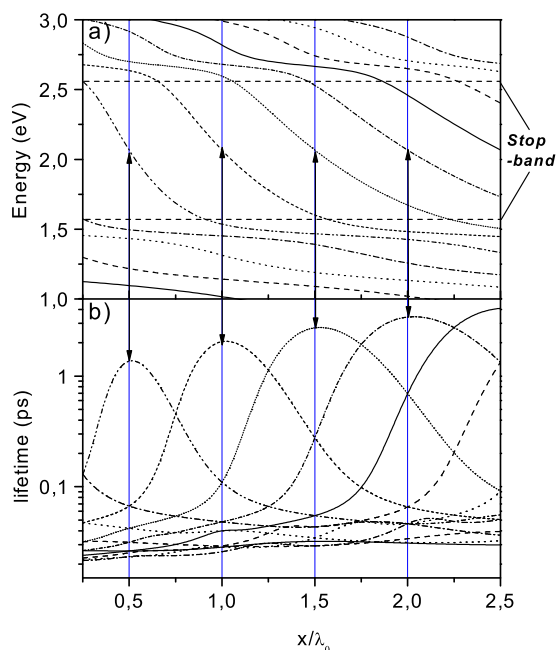


FIG. 5.2: Calcul de l'énergie des modes de Bragg à incidence nulle en fonction de l'épaisseur de la couche centrale. Les caractéristiques du miroir sont les mêmes que pour la figure (5.1) mais avec une demi-paire retirée de manière à obtenir une structure symétrique par rapport à la cavité. a- énergie, b- temps de vie. L'axe des abscisses représente l'épaisseur de la cavité normalisée à la longueur d'onde centrale du miroir $\lambda_0 = 600\text{nm}$.

Le glissement des modes de Bragg vers les basses énergies s'accompagne d'une réduction de l'intervalle les séparant, ceci vient du fait que la longueur totale de la structure augmente, comme on le verrait dans une cavité Fabry- Perot standard ou dans une couche diélectrique épaisse. On voit clairement à l'aide de ce procédé que le mode de cavité n'est pas un objet physique différent des modes de Bragg, ils font tous partie de l'ensemble des modes propres de la microcavité, et sont différenciés entre eux seulement par leur énergie, leur distribution spatiale, et leur temps de vie.

Remarquons que le nombre de modes \mathcal{N} de la microcavité passive est modifié par rapport au miroir de Bragg d'origine à cause de l'épaississement de la couche défaut : la longueur totale de la structure s'écrit en effet $L = (n_p + n_c)a$; à l'aide

d'un raisonnement similaire à celui de la section précédente, il vient :

$$\mathcal{N} = n_p + n_c \quad (5.5)$$

Ainsi, pour une cavité " 2λ " ouverte au centre d'un miroir de Bragg de 10 paires, le nombre de modes est $\mathcal{N} = 10 + 4$, mode de cavité inclus.

5.3 Couplage fort exciton-modes de Bragg

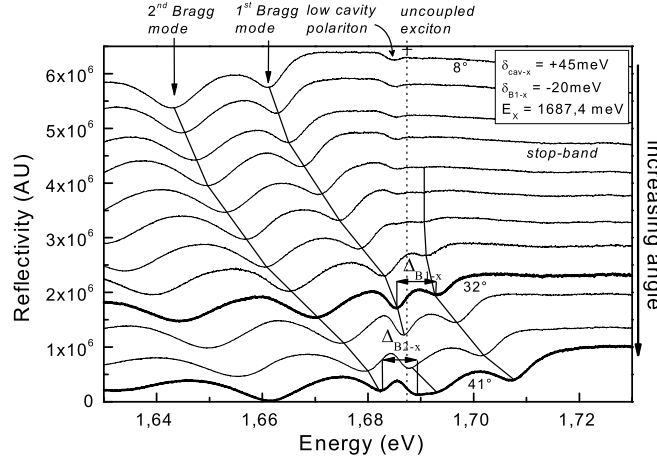


FIG. 5.3: Réflectivité résolue en angle de 8° (en haut) à 41° (en bas). Le désaccord exciton/cavité est de $\delta_{X-cav} = +45\text{meV}$, soit un désaccord exciton/premier mode de Bragg $\delta_{B1-X} = -20\text{meV}$. A 32° a lieu la résonance exciton/premier mode de Bragg, le dédoublement de Rabi vaut $\Delta_{B1-X} = 7.5\text{meV}$. A 41° a lieu la résonance exciton/second mode de Bragg, le dédoublement de Rabi vaut $\Delta_{B2-X} = 7.2\text{meV}$. La ligne continue sert de guide pour l'oeil.

Afin de caractériser le couplage existant entre les modes de Bragg et l'exciton, nous avons placé le premier mode de Bragg basse énergie et l'exciton proche de la résonance grâce au gradient d'épaisseur de l'échantillon, puis nous avons réalisé une mesure de réflectivité résolue en angle par pas de 3° de 8° à 41° . Le schéma de principe de l'expérience est représenté figure (4.3) : une source blanche est injectée dans la fibre d'excitation ($50\mu\text{m}$ de diamètre), et la lumière réfléchiée est sondée par la fibre de collection à l'angle spéculaire. L'expérience est réalisée à

5.3. Couplage fort exciton-modes de Bragg

5K avec l'échantillon M1161. Le résultat est représenté fig.(5.3) : lorsque l'exciton rentre en résonance avec les premiers modes de Bragg un anti croisement a lieu, témoignant du régime de couplage fort réalisé entre l'exciton et les deux premiers modes de Bragg. Le dédoublement de Rabi réalisé est de $7.5meV$ avec le premier mode de Bragg, $7.2meV$ avec le second. La simulation de cette expérience basée sur la méthode matricielle est représentée en fig.(5.4), la dispersion des modes et l'anti-croisement avec le niveau excitonique sont reproduits quantitativement sans paramètres ajustables. Les grandeurs nécessaires à ce calcul sont en effet les dimensions et indices caractéristiques de l'échantillon et la force d'oscillateur de la transition excitonique.

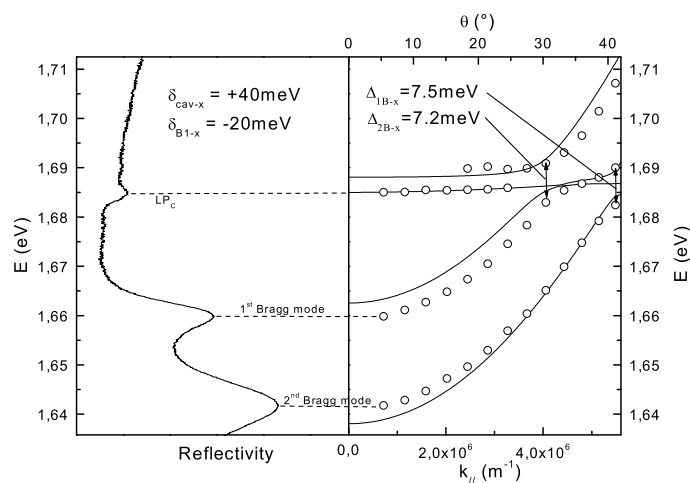


FIG. 5.4: à gauche : Spectre de réflectivité à 8° (l'axe d'énergie est vertical). A droite : les cercles représentent la position expérimentale des pics d'absorption des spectres de réflectivité en fonction de l'angle (extraite de la fig.(5.3)) ; les lignes continues figurent le calcul matriciel

Il est important de noter que la dispersion d'indice $n(\lambda)$ doit être incluse dans le calcul de manière à reproduire fidèlement la dispersion des modes du champ [43], ceux-ci y étant en effet très sensibles. Nous utilisons pour ce faire la donnée des paramètres de Sellmeyer dont des valeurs approchées sont disponibles dans la littérature pour les alliages que nous utilisons [33]. Les écarts subsistant entre le calcul et l'expérience proviennent vraisemblablement du manque de précision de ces valeurs.

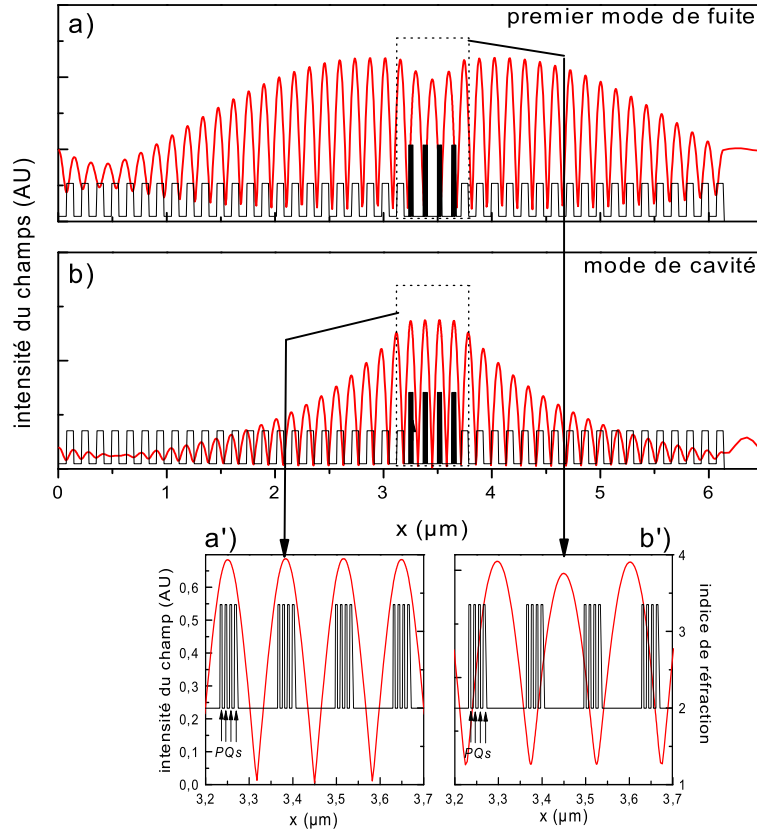


FIG. 5.5: Calcul de la distribution spatiale du mode de cavité (a) et du premier mode de Bragg basse énergie (b) dans une structure réelle : le M1161. Les figures (a') et (b') sont des zooms de la distribution dans la partie cavité de la structure pour le mode de cavité et le premier mode de Bragg respectivement.

5.3. Couplage fort exciton-modes de Bragg

L'intensité du couplage entre un mode de Bragg et l'exciton est donc bien plus faible que celle du couplage avec le mode de cavité, ce pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, le temps de vie des modes de Bragg est en général moindre que celui du mode de cavité, ce dernier étant moins bien confiné au centre de la structure; cette caractéristique n'est cependant pas très marquée dans nos échantillons où le premier mode de Bragg présente une largeur que l'on trouve même parfois inférieure à celle du mode de cavité (comparer par exemple fig.(4.2) et fig.(5.3) : $2 \times 0.75 meV$ pour le mode de cavité, contre $1.2 meV$ pour le premier mode de Bragg.)

Ensuite, comme le montre la simulation de la figure (5.5) l'extension spatiale L_B du mode de Bragg est bien plus importante que l'extension du mode de cavité, or d'après l'eq.(2.41) l'élément de matrice V couplant l'exciton et le champ s'en trouve réduit d'un facteur $\sqrt{\frac{L_{eff}}{L_B}}$.

Enfin, comme on l'a déjà fait remarquer au chapitre 2, l'intensité du couplage est proportionnelle à l'amplitude du mode du champ sur chaque puits. Or les modes de Bragg sont comme on l'a vu des modes stationnaires du miroir, et donc plutôt localisés dans ce dernier, le champ est donc globalement moins intense dans la cavité qu'il ne l'est dans le mode de cavité. C'est ce que montre la figure (5.5.a) et (5.5.b) où l'on voit le calcul de la distribution du champ des deux modes pour la structure réelle M1161. D'autre part les puits sont disposés dans la cavité à un maximum du champ dans le mode de cavité; dans un autre mode, les maxima du champ se trouvent déphasés par rapport à la position des puits, comme le montrent les fig.(5.5.a') et fig.(5.5.b') : on y voit clairement que les puits quantiques sont mieux "éclairés" dans le mode de cavité que dans le premier mode de Bragg.

5.3.1 Luminescence du polariton de Bragg

A l'aide du même montage que précédemment (cf. fig.(4.3)) nous avons étudié la luminescence des états de polariton de Bragg. Pour ce faire on se place comme précédemment en désaccord très positif sur l'échantillon. La luminescence de l'échantillon est excitée par un laser He-Ne continu, et collectée à différents angles d'émission avec une résolution de 1° . On peut par ailleurs changer la source devant la fibre d'excitation ce qui nous permet de mesurer la réflectivité au même

point et au même angle qu'en luminescence. Le résultat est représenté fig.(5.6) pour des angles de collection allant de 4° à 40° . En luminescence (fig.(5.6.b)), la raie dominante de ces spectres est celle du polariton bas de cavité. Malgré un très fort désaccord positif, ce dernier présente une dispersion encore mesurable de 0.8meV entre 4° et 40° .

La luminescence du polariton de Bragg est visible dans l'épaule basse énergie de cette raie et seulement au voisinage de la résonance exciton-mode de Bragg. Cette observation est consistante avec l'existence d'un fort effet 'bottleneck' sur cette branche du polariton de Bragg : en effet, le dédoublement de Rabi étant relativement faible devant le désaccord $\delta \sim -20\text{meV}$ entre l'exciton et le mode de Bragg, on a des états à dominante photonique (dû au Bragg) à petit angle, qui sont donc difficilement peuplés. Au voisinage de la résonance, on obtient par contre le bon compromis entre population et temps de vie radiatif pour observer de l'émission. On observe par ailleurs que de la luminescence survit à grand angle dans l'épaule basse énergie de la raie de polariton de cavité à cause du couplage avec les modes de Bragg suivants.

5.4 Couplage du champ avec les états noirs

L'existence de ce couplage fort est une particularité des matériaux II-VI : en effet la grande force d'oscillateur de l'exciton par rapport au matériau III-V permet dans les structures à multipuits de compenser les différentes sources d'affaiblissement du couplage décrit plus haut. Ainsi, même avec un désaccord important entre l'exciton et le premier mode de Bragg, ce dernier peut contribuer de manière significative à la composante radiative des états de la branche basse contenue dans le cône de lumière. Il est donc nécessaire d'inclure les modes de Bragg dans le Hamiltonien de couplage exciton-champ. La situation à décrire est maintenant la suivante : n puits quantiques apportent chacun un état d'exciton de même vecteur d'onde k_{\parallel} et de même énergie. Les \mathcal{N} modes de Bragg apportent eux aussi chacun un état du champ de même vecteur d'onde, mais étagés en énergie. On peut écrire le Hamiltonien \mathcal{H}' de cette situation de manière très générale à l'aide d'une matrice de dimension $(n+\mathcal{N}) \times (n+\mathcal{N})$ dans la base des états de Fock pour le photon et l'exciton de chaque mode : $\{|0\gamma, 1X_1\rangle, \dots, |0\gamma, 1X_n\rangle, |1\gamma_1, 0X\rangle \dots, |1\gamma_{\mathcal{N}}, 0X\rangle\}$ où l'état $|0\gamma_i, 1X_j\rangle$ représente 0 photon dans le mode i et 1 exciton dans le mode

5.4. Couplage du champ avec les états noirs

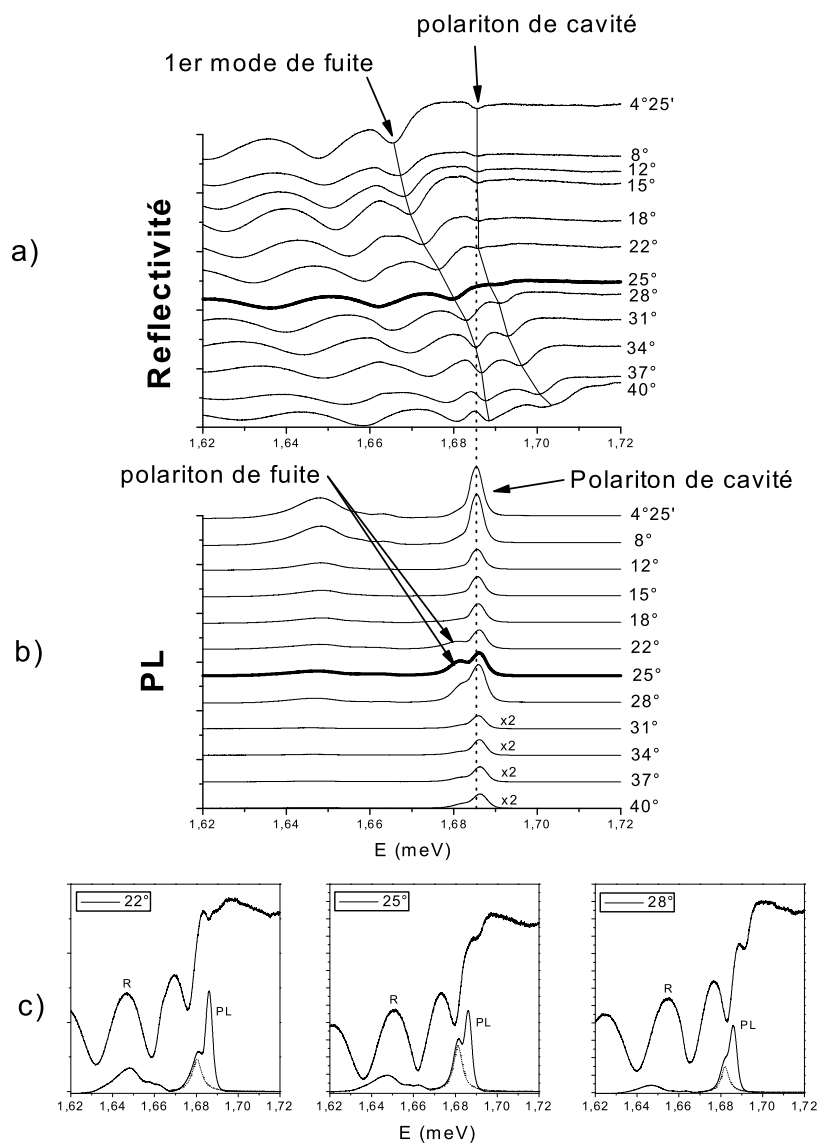


FIG. 5.6: a) Spectres de réflectivité pour des angles croissant de haut en bas. b) Spectres de luminescence correspondant. c) détail des spectres de réflectivité et luminescence au voisinage de la résonance exciton-premier mode de Bragg ($\theta = 22^\circ, 25^\circ$ et 28°). En pointillés sont représentés les ajustements Lorentziens de la raie du polariton de fuite.

j :

$$\mathcal{H}' = \begin{pmatrix} E_X & 0 & \dots & 0 & V_{11} & V_{12} & \dots & V_{1\mathcal{N}} \\ 0 & E_X & & 0 & V_{21} & V_{22} & \dots & V_{2\mathcal{N}} \\ \vdots & & \ddots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & & E_X & V_{n1} & V_{n2} & \dots & V_{n\mathcal{N}} \\ V_{11} & V_{21} & \dots & V_{n1} & E_1 & 0 & \dots & 0 \\ V_{12} & V_{22} & \dots & V_{n2} & 0 & E_2 & & \\ \vdots & & & \vdots & \vdots & & \ddots & \\ V_{1\mathcal{N}} & V_{2\mathcal{N}} & \dots & V_{n\mathcal{N}} & 0 & 0 & & E_{\mathcal{N}} \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

La diagonalisation de cet Hamiltonien est une tâche ardue, on va plutôt en discuter un cas particulier : deux puits quantiques ($n = 2$) et deux modes du champ ($\mathcal{N} = 2$), incluant le mode de cavité et le premier mode de Bragg basse énergie (un calcul similaire est réalisé dans la référence [43] afin de décrire le couplage entre deux modes de cavité couplés et deux puits quantiques). Comme l'illustre la figure (5.5.a') on s'arrange toujours pour que les puits d'une microcavité soient éclairés avec la même intensité dans le mode de cavité, l'élément de matrice V_C de ce mode avec les deux puits est donc identique. Ce n'est par contre jamais le cas dans le premier mode de Bragg, celui-ci n'étant pas à la même énergie que le mode de cavité. Ce mode présente en effet des ventres déphasés par rapport à la position des puits, et on a donc $V_{1f} \neq V_{2f}$. \mathcal{H}' se simplifie alors en :

$$\mathcal{H}' = \begin{pmatrix} E_X & 0 & V_C & V_{1f} \\ 0 & E_X & V_C & V_{2f} \\ V_C & V_C & E_C & 0 \\ V_{1f} & V_{2f} & 0 & E_f \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Dans un premier temps il est intéressant de réécrire \mathcal{H}' dans la base des états blancs (superposition symétrique) et noirs d'excitons (superposition antisymétrique) afin de mettre en valeur les nouveaux termes de couplage :

$$\mathcal{H}' = \begin{pmatrix} E_X & 0 & 0 & \frac{V_{1f}-V_{2f}}{\sqrt{2}} \\ 0 & E_X & \sqrt{2}V_C & \frac{V_{1f}+V_{2f}}{\sqrt{2}} \\ 0 & \sqrt{2}V_C & E_C & 0 \\ \frac{V_{1f}-V_{2f}}{\sqrt{2}} & \frac{V_{1f}+V_{2f}}{\sqrt{2}} & 0 & E_f \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

On voit que par opposition à la situation de couplage multipuits-un seul mode du champ, l'état d'exciton noir possède un élément de matrice non-nul tant que

5.5. Conséquences et applications

$V_{1f} \neq V_{2f}$, ce qui est toujours le cas comme on l'a vu. L'exciton noir possède donc une composante radiative *intrinsèque*, provenant de l'existence des modes de Bragg. Cette diagonalisation met à jour deux couples de polaritons :

Un couple issu du couplage entre l'exciton blanc et les deux modes du champ (sous-matrice de \mathcal{H}' obtenue en supprimant la première colonne et la première ligne) est le couple "habituel" de polariton. La contribution du mode de cavité à sa composante radiative étant en général dominante, on lui donne le nom de polariton haut/bas *de cavité*.

Le deuxième couple provient du couplage de l'exciton noir avec le premier mode de Bragg (sous-matrice de \mathcal{H}' obtenu en supprimant la deuxième colonne et la deuxième ligne), on lui donnera donc le nom de polariton haut/bas *de Bragg*.

Dans les III-V cet effet reste négligeable : le couplage étant trop faible devant le désaccord exciton-premier mode de Bragg. Ce n'est cependant pas le cas dans les II-VI, pour lesquels l'expérience montre que ce couplage est fort et comparable au désaccord exciton-premier mode de Bragg. L'effet s'en fait notamment ressentir pour les expériences de collection à grand angle comme on le verra plus loin.

On peut diagonaliser numériquement cette matrice, avec par exemple des paramètres proches de l'expérience (5.3) : $V_C = 8.4meV$, $V_{1f} = 4meV$, $V_{2f} = 0.5meV$, on choisit un désaccord $\delta_{cx} = 0$ entre l'exciton et le mode de cavité et un désaccord $\delta_{fx} = +60meV$. L'indice effectif du mode de cavité et du mode de Bragg sont $n_C = 2.9$ et $n_f = 2.85$ respectivement. Le résultat est représenté en fonction de l'angle extérieur θ sur la figure (5.7). Les courbes de la fig (5.7.b) montrent une première conséquence importante : à grand angle (50°) la contribution du mode de Bragg domine la partie radiative de la fonction d'onde, on ne peut donc pas la négliger sans faire une erreur importante.

5.5 Conséquences et applications

5.5.1 Relaxation polariton de Bragg - polariton de cavité

Dans le paragraphe traitant du couplage multipuits-un mode du champ, on a vu que tout état d'exciton noir était orthogonal à tout état de polariton. La branche d'états noirs est donc d'après ce point de vue complètement isolée du reste

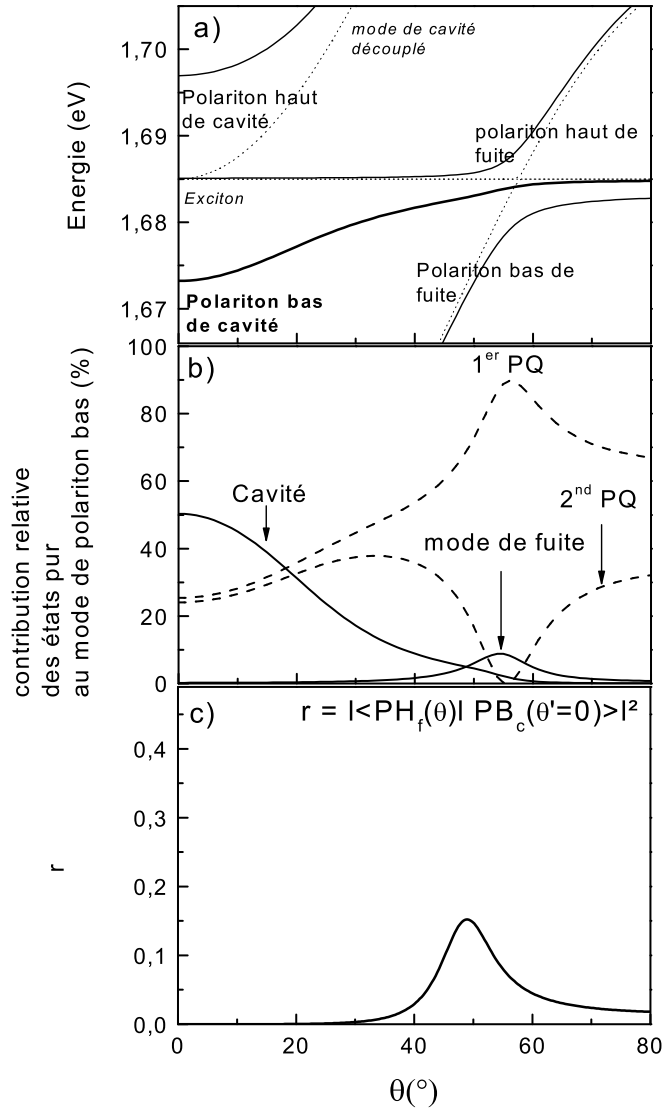


FIG. 5.7: a- Dispersion des 2 couples de polaritons calculée d'après la diagonalisation de la matrice (5.7) avec les paramètres donnés dans le texte. En pointillés sont représentés la dispersion des mode découplés. b- Contribution relative des états purs exciton et champ au mode du polariton bas de cavité. c- Probabilité de trouver un polariton haut de Bragg à l'angle θ dans l'état polariton bas de cavité en $\theta = 0$

5.5. Conséquences et applications

du système, et les transitions état noir-polariton sont donc interdites. Lorsqu'on tient compte des modes de Bragg, cette interdiction se trouve levée, en effet, on peut calculer numériquement le recouvrement $\langle PH_f|PB_c\rangle$ polariton haut de Bragg et polariton bas de cavité toujours d'après la matrice (5.7) : il suffit d'écrire le produit scalaire des vecteurs propres de ces deux états dans la base des états découplés :

$$\begin{aligned} \langle PH_f|PB_c\rangle = & \langle PH_f|X1\rangle\langle X1|PB_c\rangle + \langle PH_f|X2\rangle\langle X2|PB_c\rangle + \\ & \langle PH_f|f\rangle\langle f|PB_c\rangle + \langle PH_f|c\rangle\langle c|PB_c\rangle \end{aligned} \quad (5.9)$$

Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure (5.7.c) pour la projection d'un état de polariton haut de Bragg vers un état de polariton bas de cavité en $\theta = 0$. On voit que cette probabilité n'est pas nulle et présente un maximum de 15% à grand angle. Cette transition n'est donc plus interdite et on peut donc imaginer des processus alimentant la branche basse du polariton à partir d'une population "d'exciton noir" à grand angle ou plus précisément de polariton haut de Bragg. Il faut cependant garder en tête que cette population qui serait grande en l'absence du mode de Bragg, fuit fortement à cause précisément de son couplage avec ce mode.

5.5.2 Estimation du taux d'occupation

L'objet de ce travail de thèse est l'étude des effets collectifs de polaritons, il est donc crucial de pouvoir mesurer et déduire le taux d'occupation de la branche basse de polaritons. On peut déduire cette donnée d'une expérience de luminescence résolue en angle. En effet connaissant le nombre d'états dn sondés par la fibre de collection, et le nombre dI de photons qu'ils émettent par unité de temps, on peut remonter au taux d'occupation $s(\theta)$:

$$s(\theta) = \tau_p \frac{dI}{dn}. \quad (5.10)$$

dI est le nombre de photons par unité de temps collectés à l'angle θ à $d\theta$ près, τ_p est le temps de vie radiatif, dn est le nombre d'état de polaritons compris dans l'anneau angulaire d'épaisseur $d\theta$. Ce nombre est donné par les expressions (4.3) ou (??) selon le montage expérimental choisi. Le paramètre crucial dans cette expression est le temps de vie radiatif τ_p . Pour l'estimer correctement, il faut impérativement prendre en compte l'existence des modes de Bragg. La figure (5.8)

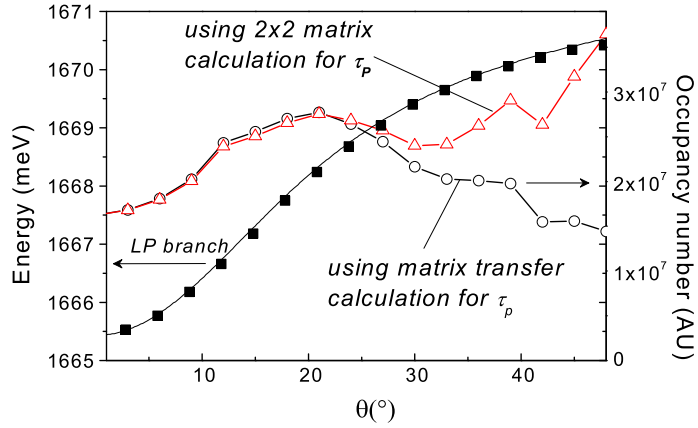


FIG. 5.8: Expérience de photoluminescence résolue en angle avec l'échantillon M904CD pour un désaccord $\delta = +5\text{meV}$. Les symboles carrés représentent la dispersion $E(\theta)$ mesurée. Les symboles triangulaires représentent le taux d'occupation (unité relative) obtenu à l'aide du modèle à deux oscillateurs amortis. Les symboles ronds représentent le taux d'occupation (unité relative) obtenu à l'aide du modèle semi-classique.

présente le résultat d'une expérience de luminescence résolue en angle sous faible excitation de l'échantillon M904. On extrait le taux d'occupation de l'intensité à l'aide de l'expression (5.10), en utilisant un temps de vie radiatif obtenu de deux manières différentes :

- les symboles triangulaires montrent le résultat obtenu sans tenir compte des modes de Bragg, à l'aide du modèle à deux oscillateurs amortis. Le résultat présente une distribution surestimée à grand angle : en effet l'approche du premier mode de Bragg à grand angle réduit notablement le temps de vie radiatif de ces états, alors que ce modèle prévoit une augmentation de ce dernier. On a donc l'impression de voir plus de polaritons puisqu'on estime la fuite radiative moindre.
- Les symboles circulaires montrent le résultat obtenu lorsqu'on tient compte des modes de Bragg, à l'aide de la méthode des matrices de transferts [40]. Dans ce cas le temps de vie présente bien une réduction à grand angle due à l'approche du premier mode de Bragg, et la distribution de population résultante ne diverge plus à grand angle.

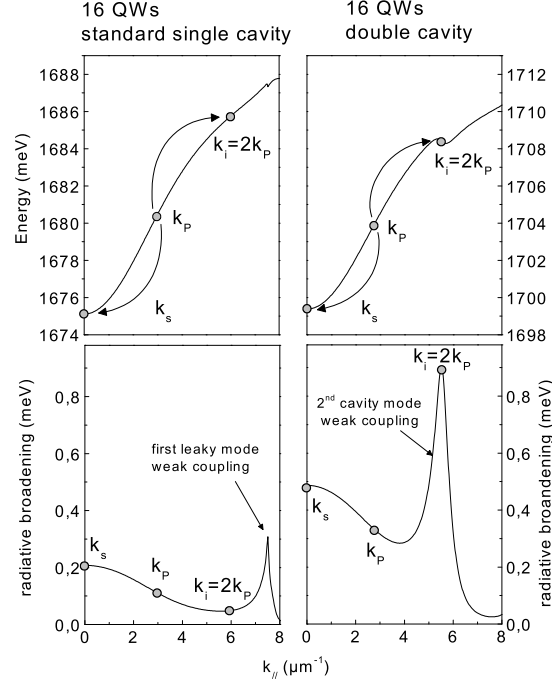


FIG. 5.9: *Processus de collision paramétrique pour deux échantillons simulés, en grisé sont représentés les états signal k_s pompe k_p et idler k_i . : a1- Dispersion pour un 16 puits standard (M1161). b1- Largeur radiative pour un 16 puits standard (M1161). a2- Dispersion pour la version double cavité. b2- Largeur radiative pour la version double cavité.*

5.5.3 Application à la modulation du temps de vie radiatif

D'un point de vue plus général, il est possible d'utiliser cet effet pour favoriser l'émission d'un état de polariton donné. Par exemple, dans les expériences de conversion paramétrique [36] on utilise le fait que la courbe de dispersion présente un point d'inflexion pour réaliser des collisions non-dégénérées $(E_p, E_p) \rightarrow (E_s, E_i)$ qui sont normalement interdites pour une dispersion parabolique : deux polaritons d'un état "pompe" k_p à l'énergie E_p interagissent de manière cohérente pour former un polariton dans l'état "signal" $k_s \sim 0$ à l'énergie E_s , et un polariton dans l'état "idler" $k_i \sim 2k_p$ à l'énergie E_i . C'est le processus schématisé fig.(5.9.a1). Cette expérience présente au moins deux caractéristiques très originales : premièrement le temps caractéristique du processus peut être rac-

courci de manière spectaculaire grâce à la présence d'un ou plusieurs polaritons dans l'état final [44] (effet de stimulation bosonique). Deuxièmement, l'interaction étant cohérente, on s'attend à observer de fortes corrélations entre le polariton de l'état idler et celui de l'état signal. Dans ce dernier cas, la mesure des corrélations se heurte à une difficulté pratique : en général l'état idler se trouve à un angle tel que le couplage au mode de cavité et au premier mode de Bragg est minimal, la lumière émise par cet état est donc très peu intense et difficile à exploiter.

La figure (5.9.a1) et (5.9.b1) présente la schématisation de cette expérience avec des données réalistes obtenues à l'aide de la méthode matricielle pour un échantillon CdTe standard à 16 puits (M1161) : en haut la dispersion avec les trois états impliqués dans le processus de collision, en bas la largeur radiative le long de la courbe de dispersion où l'on voit la faiblesse radiative de l'état idler.

Afin de renforcer le couplage radiatif de l'état idler, il est par exemple possible de rajouter un mode du champ qui soit résonant avec cet état, et faiblement couplé afin de ne pas trop déformer la courbe de dispersion. Nous avons donc légèrement modifié l'échantillon standard en rajoutant simplement une cavité $\lambda/2$ avant les quatre dernières paires du miroir extérieur. Le couplage entre les deux cavités génère deux modes du champ séparés de 53meV . Le premier à haute énergie est fortement couplé aux puits quantiques et constitue le mode de cavité habituel, le second constitue le mode secondaire faiblement couplé aux puits quantiques et résonant avec l'état idler. La dispersion de cet échantillon est représentée fig.(5.9.a2) avec le schéma du processus de collision. La largeur radiative des trois états est représentée fig.(5.9.b2) où l'on voit que grâce au mode secondaire, l'état idler est fortement enrichi d'un point de vue radiatif.

Chapitre 6

Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques des microcavités CdTe dans le régime de faible excitation. Nous nous intéressons dans un premier temps, à la distribution de la population dans le plan réciproque et à l'effet d'accumulation que cette distribution manifeste. Nous nous attachons aussi à décrire son évolution en température. Nous présentons finalement une caractérisation du désordre subi par les états de polariton dans le plan de l'échantillon.

6.1 Distribution de population le long de la courbe de dispersion

6.1.1 Mécanisme de relaxation

Le mécanisme de relaxation généralement admis, sous excitation non-résonante et en régime linéaire, se déroule de la façon suivante : le laser crée des porteurs libres dans le puits. Ces derniers ont alors à disposition deux canaux de relaxation : l'émission de phonons optiques ou de phonons acoustiques.

Les premiers ont un temps caractéristique d'interaction très court ($\sim 100fs$) [45] et constituent donc le canal de relaxation dominant dans les premiers instants. Leur dispersion $E_{op}(\mathbf{k})$ est pratiquement plate, ils ne permettent que des

Chapitre 6. Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire

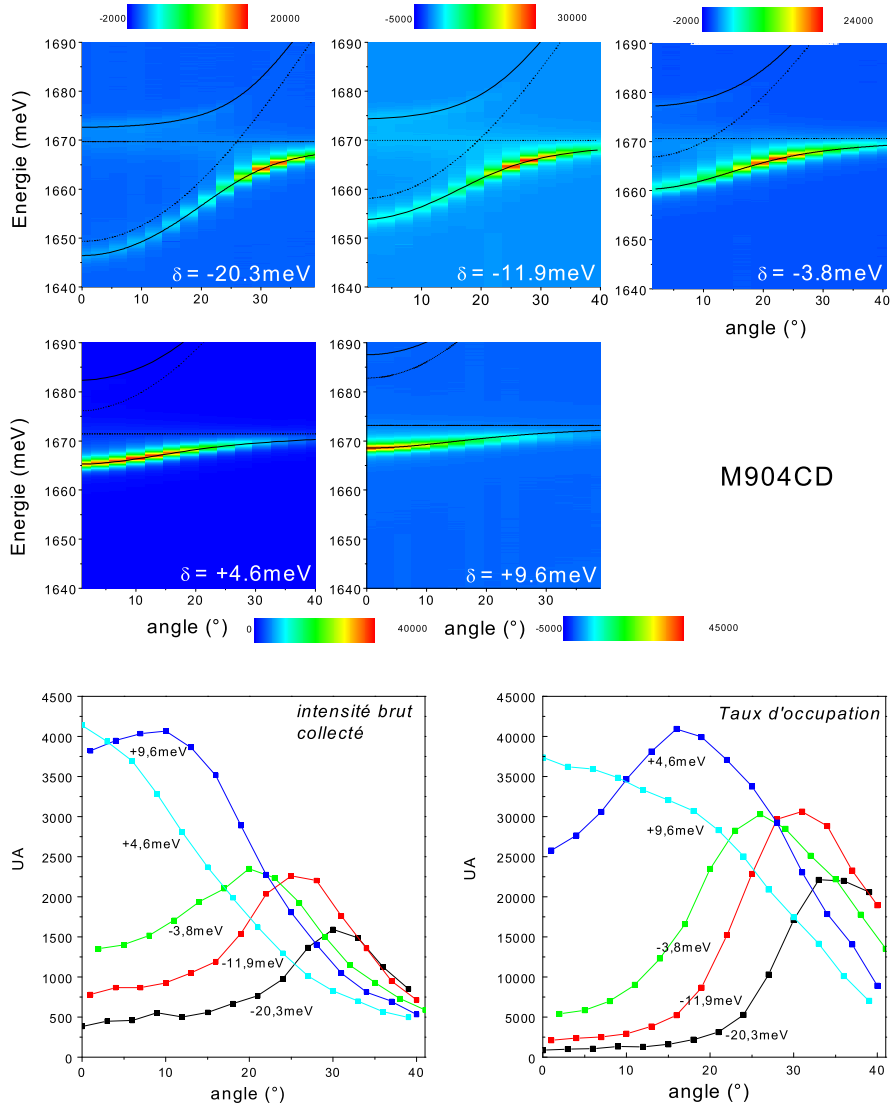


FIG. 6.1: Échantillon M904, excitation : laser He-Ne, température 5K. Chaque image représente une mesure de la luminescence sous faible excitation dans le plan (E,θ) pour un désaccord donné. La mesure est réalisée avec le montage fibré 4.3. L'échelle de couleur est linéaire, et symbolise le nombre de coups sur la CCD du monochromateur. En bas à gauche est représentée la distribution d'intensité correspondante le long de la courbe de dispersion. En bas à droite est représenté le taux d'occupation en valeurs relatives calculé d'après ces données et la relation 5.10.

6.1. Distribution de population le long de la courbe de dispersion

transitions d'énergie fixe ($E_{LO} = 21.3meV$ dans CdTe), et de vecteur d'onde quelconque. Ainsi, leur contribution cesse dès lors que l'énergie restant à relaxer est inférieure à E_{LO} .

Les phonons acoustiques en revanche, sont caractérisés par un temps d'interaction long, de l'ordre de plusieurs picosecondes, et par une dispersion $E_{ac}(\mathbf{q})$ quasi-linéaire, dont la pente est fixée par la vitesse du son v_g dans le matériau :

$$E_{ac} = \hbar v_g q. \quad (6.1)$$

Les transitions par émission ou absorption de phonons n'ont pas besoin de conserver la composante q_z du vecteur d'onde perpendiculaire au puits, grâce au confinement de l'exciton. De ce fait un continuum d'états de phonons est disponible pour la relaxation des porteurs dans le puits, puisque pour un échange d'impulsion q_{\parallel} donné, il existe un continuum de valeurs de q_z vérifiant :

$$E_{ac}^q = \hbar v_g \sqrt{q_z^2 + q_{\parallel}^2}. \quad (6.2)$$

Ce résultat implique qu'une transition $(\Delta E, q_{\parallel})$ par émission de phonons acoustiques ne peut avoir lieu que si

$$\frac{\Delta E}{\hbar q_{\parallel}} > v_g \quad (6.3)$$

D'autre part, l'épaisseur finie du puits selon l'axe z , et l'extension finie de l'exciton dans le plan du puits ne nous permettent pas un échange d'impulsion q_{\parallel} arbitrairement grand. On peut montrer en effet que l'intégrale de recouvrement entre la fonction d'onde de l'exciton et l'onde plane du phonon s'annule lorsque $q_z > 2\pi/L_z$ ou $q_{\parallel} > a_B^{-1}$ [46]. Ces coupures imposent une valeur limite ΔE à l'énergie de la transition excitonique que peut fournir l'émission d'un phonon. Cette limite est en général de l'ordre de $\Delta E \sim 2meV$ et se réduit pour un puits de plus en plus épais. Ce canal de relaxation prend donc le relais des phonons optiques lorsque l'énergie de ce dernier devient trop grand. Il amène les excitons par petits sauts successifs vers les états de polaritons contenus dans le cône de lumière.

Dans les dernières étapes de la relaxation vers le centre de zone, le poids excitonique des états de polaritons devient faible et réduit la probabilité d'interaction avec le réseau. La population se retrouve donc accumulée au bord de la partie parabolique de la dispersion sans pouvoir relaxer plus bas [14, 35]. Cet

Chapitre 6. Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire

effet est illustré fig.(6.1) pour l'échantillon M904 : en désaccord négatif, l'émission domine à grand angle, témoignant d'une forte accumulation de population dans cette zone. La population parvient à descendre plus bas en augmentant le désaccord (vers les plus positifs). Le bas de la bande est atteint complètement pour un désaccord positif d'une dizaine de meV. L'occupation résultant de ces processus de relaxation est assez inattendue et joue un rôle fondamental dans les phénomènes de forte excitation reportés dans la suite de ce travail. Le taux d'occupation par état est représenté en régime de faible excitation sur la figure 6.1. On y voit clairement que malgré la très faible densité d'état en centre de zone, le taux d'occupation n'y est maximal que pour des désaccords très positifs (+9meV pour l'échantillon M904). Le pic de taux d'occupation, conformément à l'effet 'bottleneck' décrit plus haut, se situe sur un large anneau d'état (largeur de l'ordre de 10° pour M904, 15° pour M1161), et de diamètre décroissant avec le désaccord. Au seuil non-linéaire, on verra que sous certaines conditions expérimentales, c'est dans cette zone qu'ont lieu les effets de stimulation.

Luminescence dans le plan de Fourier : anneau d'accumulation

Les images 6.2 illustrent le fait que l'effet 'bottleneck' se manifeste sous forme d'une accumulation annulaire de population dans le plan des états de polariton. Ces images sont prises dans le plan de Fourier bidimensionnel à l'aide du montage 4.4 en configuration (2), sous excitation faible et non-résonante. Le cercle en pointillés figure l'angle θ_B de l'anneau d'accumulation, tandis que le cercle en trait plein figure l'ouverture angulaire de collection de l'objectif. Les deux cercles ne sont pas coaxiaux car l'échantillon présente une légère inclinaison par rapport au plan objet de l'objectif.

D'autre part, sur toutes ces images, la distribution de l'intensité lumineuse est caractérisée par une symétrie cylindrique de l'illumination (le contraste de ces images est artificiellement amplifié, les fluctuations le long de l'angle azimutal sont en fait inférieures à 5%). Cette symétrie a deux origines : d'une part la diffusion Rayleigh dans le régime incohérent (voir section suivante), d'autre part les mécanismes de relaxation, qui ne conservent pas le vecteur d'onde. Pour la première, notamment, l'absence de modulation d'intensité le long de l'angle azimutal, témoigne de la nature incohérente de chaque sous-population dégénérée.

Dans GaAs ces anneaux sont observés par exemple dans la première partie

6.1. Distribution de population le long de la courbe de dispersion

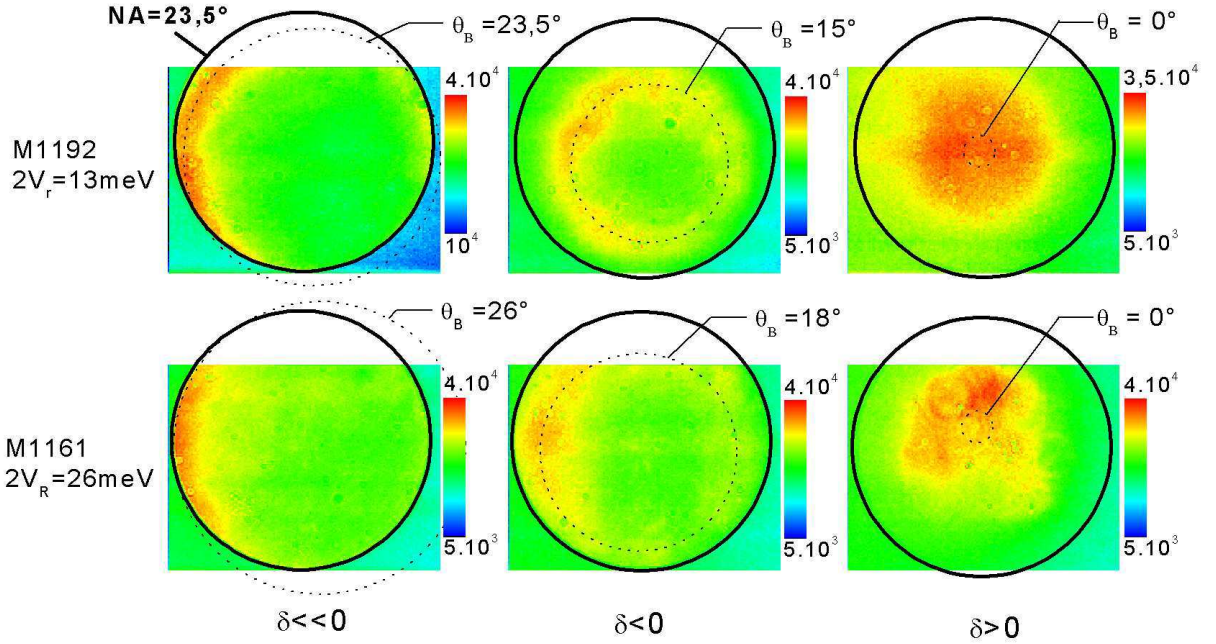


FIG. 6.2: Visualisation de l'anneau d'accumulation dans le plan de Fourier 2D. La mesure est réalisée avec les échantillons M1161 (première ligne) de 26meV de Rabi, et M1192 de 16meV de Rabi (deuxième ligne). L'anneau est observé pour trois désaccord, négatif nul et positif. Le contraste de ces images est augmenté par rapport aux données d'origine.

de la référence [47]. Ils apparaissent beaucoup plus fins angulairement que dans CdTe à cause du Rabi plus faible, mais ils présentent les même caractéristiques du point de vue symétrie et homogénéité de l'éclairage.

6.1.2 Variation de la distribution en température

La figure 6.3 montre une étude en température de l'effet d'accumulation. On voit que le réservoir de population accumulée à grand angle se thermalise lorsque la température augmente. En effet, le taux de relaxation par émission de phonons est de manière générale exalté par l'importance de la population du bain de phonons. Ainsi, lorsque le temps caractéristique de relaxation devient inférieur au temps de vie radiatif des polaritons du réservoir, ces derniers peuvent relaxer vers le bas de la bande.

Chapitre 6. Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire

Il est important de rappeler que la population de polaritons présente un caractère fortement hors équilibre d'un point de vue thermodynamique à cause de l'effet d'accumulation (population 'bottleneck') que nous avons déjà évoqué. Il suffit pour s'en convaincre de comparer la distribution de population mesurée fig.(6.3) (ronds pleins, images du bas) et la distribution de Maxwell-Boltzmann calculé (courbe en pointillés, image du bas).

C'est ce caractère dynamique qui autorise l'existence de distribution de populations aussi fantaisiste que celle causée par l'effet d'accumulation. C'est aussi ce qui autorise le fait - au premier abord paradoxal - que la température thermodynamique du gaz de polaritons est abaissée (la population descend à plus basse énergie) par la montée en température du thermostat !

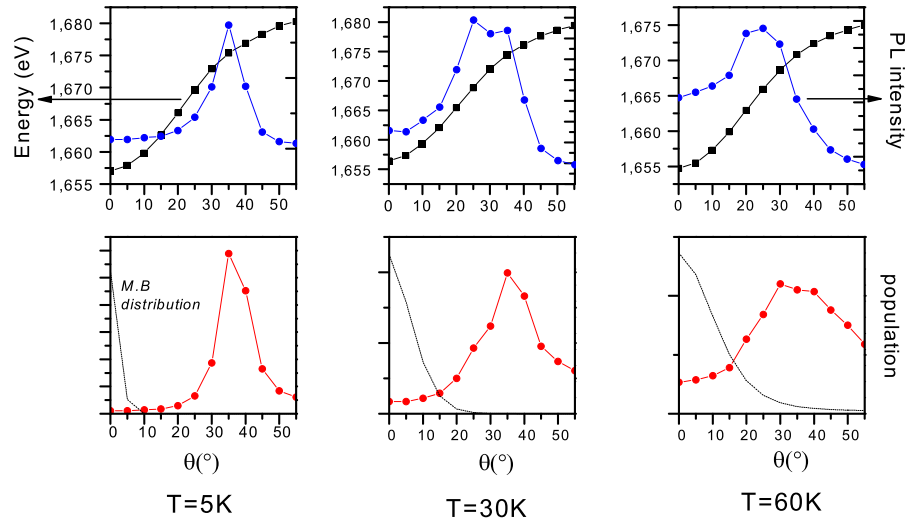


FIG. 6.3: *Échantillon M1161, excitation : He-Ne. Chaque colonne correspond à une mesure de luminescence résolue en angle, réalisée à une température donnée : à gauche à 5K, au milieu à 30K, à droite à 60K. En haut, les symboles carrés représentent l'énergie de la raie de luminescence, les symboles ronds représentent l'intensité intégrée. En bas, les ronds représentent le taux d'occupation des polaritons. La courbe continue représente la distribution de Maxwell-Boltzmann pour comparaison.*

6.2 Mise en évidence et influence du désordre

6.2.1 Diffusion Rayleigh dans un système bidimensionnel

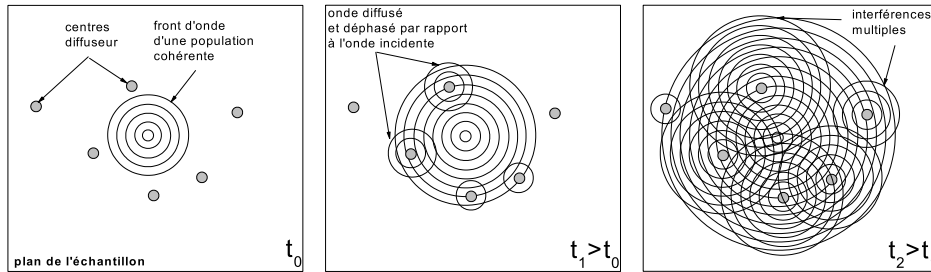


FIG. 6.4: Schéma de principe de la diffusion Rayleigh dans le régime cohérent : le champ cohérent se propage dans le plan de l'échantillon. Il est alors diffusé par les défauts dans toutes les directions. Ces diffusions multiples le font interférer avec lui-même.

Dans un système purement bidimensionnel, les collisions élastiques causées par un désordre interne occasionnent une distribution aléatoire de l'angle azimutal ϕ du vecteur d'onde dans le plan, sans changer sa norme, puisqu'il n'y a pas d'échange d'énergie. Lorsque cet effet survient sur une population dégénérée incohérente, on s'attend à ce que l'émission de cette population soit distribuée dans le plan de Fourier sur un anneau homogène (anneau Rayleigh).

Lorsque la population est cohérente, il existe une relation de phase entre les différents chemins aboutissant au même vecteur d'onde (voir fig.(6.4)) : chaque centre rediffuse le front d'onde dans toutes les directions, avec une phase de référence ϕ_i qui lui est propre, si bien que dans une direction \mathbf{k}_{\parallel} donnée, le champ de polarisation total est donné par l'interférence des champs diffusés par chaque centre. Cet effet se reflète directement sur l'image obtenue en luminescence par une modulation de l'intensité (speckle effect) le long de l'anneau Rayleigh [48].

Des expériences ont été réalisées afin de mettre à jour ce phénomène. Par exemple dans la référence [49] les auteurs excitent un puits quantique de manière résonante, ils observent alors une émission isotrope au lieu d'être distribuée sur un anneau. La cause de cette isotropie est la trop grande masse de dispersion de l'exciton : la largeur homogène de l'exciton est en effet bien plus grande que sa dispersion en énergie à l'intérieur du cône de lumière. Il s'ensuit qu'une collision,

Chapitre 6. Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire

bien qu'élastique, peut diffuser l'exciton vers un état où les deux composantes du vecteur d'onde changent. Les auteurs observent cependant bien l'effet d'interférence décrit plus haut, témoignant de la cohérence de la population d'exciton, et du désordre interne vu par cette population.

Une microcavité en couplage fort est aussi un système parfaitement bidimensionnel, avec l'avantage supplémentaire que le polariton possède une masse de dispersion de quatre ordres de grandeur inférieure à celle de l'exciton. Cette fois la largeur de cohérence du polariton est bien plus petite que sa dispersion à l'intérieur du cône de lumière, et un anneau est observé dans le plan de Fourier. L'expérience menée par Houdré et al. dans une microcavité GaAs [48] montre que cet anneau présente une structuration de l'intensité tant que le temps de cohérence (réduit soit en montant la température, soit en passant en désaccord positif, afin de maximiser l'interaction avec le réseau cristallin) est suffisamment grand devant la différence des temps de parcours apparaissant dans l'interférence.

Observation sous excitation résonante

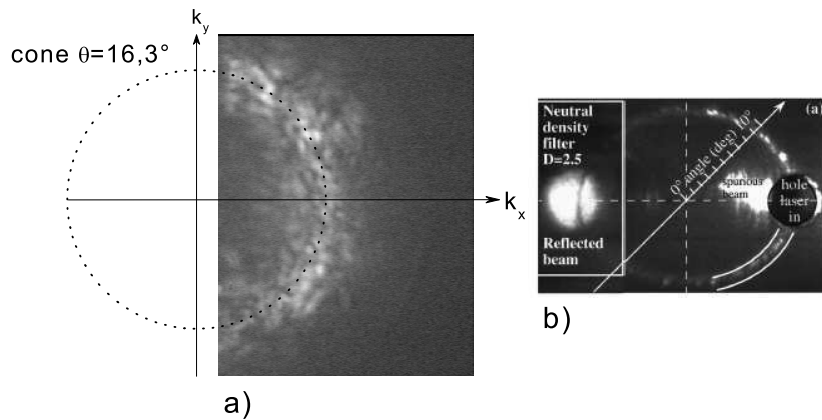


FIG. 6.5: a) Anneau Rayleigh obtenu dans le plan de Fourier en excitation résonante. La moitié gauche contenant le spot d'excitation est occultée. b) La même expérience dans une microcavité GaAs (d'après R. Houdré et al. [48])

Nous avons réalisé une expérience similaire à celle d'Houdré de manière à comparer nos résultats obtenus avec une microcavité CdTe. Le saphir titane en mode impulsif excite la branche basse de polariton à un angle de 16.3° et sur

6.2. Mise en évidence et influence du désordre

une ouverture de 2° . Le désaccord est de $\sim 0\text{meV}$. On observe l'émission dans le plan de Fourier. L'image obtenue est représentée fig.(6.5) : de manière identique aux observations de Houdré nous observons l'anneau Rayleigh en régime cohérent. Cette expérience confirme de manière directe et sans surprise, l'existence d'un désordre important dans nos microcavités.

Du point de vue de la cohérence, il sera particulièrement stupéfiant de comparer ce résultat ainsi que ceux de la référence [48] avec les images obtenues en régime de stimulation sous excitation *non-résonante*.

Désordre et couplage fort

On peut se demander au passage comment peut survivre le couplage fort dans un système désordonné. En effet la règle de sélection pour le couplage entre l'exciton et le champ électromagnétique impose la conservation des deux composantes du vecteur d'onde. Or comme on l'a vu précédemment, le désordre conduit à la relaxation rapide de la direction du vecteur d'onde des excitons [48]. Pour garantir la conservation du couplage fort, il faut que la période de l'oscillation de Rabi soit courte devant les temps de cohérence des états couplés. C'est en général heureusement le cas : le système a le temps d'osciller plusieurs fois avant un processus de diffusion.

6.2.2 Analyse de la diffusion Rayleigh observée en champ lointain

L'anneau Rayleigh est modulé par une figure d'interférence statistique. C'est à dire qu'elle est constituée de grains lumineux et sombres. On a tendance à croire que la taille des grains reflète la taille ou le nombre des diffuseurs. On va montrer qu'il n'en est rien. On a vu que de manière générale on observait dans le plan de Fourier, la transformée de Fourier $\tilde{t}(\mathbf{k})$ de la fonction de transmission $t(\mathbf{r})$ (complexe) de l'émetteur. \mathbf{k} et \mathbf{r} sont respectivement le vecteur d'onde et le position dans le plan.

Lorsque cet émetteur est irrégulier, $t(\mathbf{r})$ peut se séparer en deux contributions :

$$t(\mathbf{r}) = P(\mathbf{r}) \times n(\mathbf{r}) \quad (6.4)$$

Chapitre 6. Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire

où $P(\mathbf{r})$ matérialise les bords de l'objet, c'est par exemple une fonction de Heaviside $\Theta(r_0 - r)$ pour un objet circulaire de diamètre r_0 . $n(\mathbf{r})$ est une fonction contenant l'information sur le désordre à l'intérieur de l'ouverture. En prenant la transformée de Fourier de la relation précédente, $\tilde{t}(\mathbf{k})$ s'écrit

$$\tilde{t}(\mathbf{k}) = \tilde{P}(\mathbf{k}) \otimes \tilde{n}(\mathbf{k}) \quad (6.5)$$

où $\tilde{P}(\mathbf{k})$, et $\tilde{n}(\mathbf{k})$ sont les transformées de Fourier de $P(\mathbf{r})$, et $n(\mathbf{r})$ respectivement.

Taille d'un motif dans le plan de Fourier

Afin de comprendre l'image de speckle, commençons par établir ce qui détermine la taille des 'grains' dans le plan de Fourier. Soit $\mathcal{I}_k(\mathbf{k})$ la fonction d'auto-corrélation de $\tilde{t}(\mathbf{k})$. D'après la propriété que l'on a déjà invoqué, on peut écrire

$$TF[t^2(\mathbf{r})] = \mathcal{I}_k(\mathbf{k}) = TF[n^2(\mathbf{r}) \times P^2(\mathbf{r})]. \quad (6.6)$$

Supposons dans un premier temps que l'objet soit bruité et infiniment étendu, c'est à dire $P(\mathbf{r}) = 1$. Cela implique d'après la relation précédente que $\mathcal{I}_k(\mathbf{k})$ est infiniment piqué. Or la largeur de cette fonction de corrélation caractérise la largeur moyenne d'un motif dans le plan de Fourier. On a donc dans ce cas une taille de grain qui tend vers 0.

Si maintenant on réduit la taille de l'objet à l'aide d'une pupille circulaire par exemple, d'après la relation 6.5, il vient que chaque grain infiniment fin hérite maintenant de la largeur occasionné par $\tilde{P}(\mathbf{k})$. On vient donc de montrer que la taille des motifs dans le plan de Fourier ne dépendait que de la taille de la pupille.

6.3 Autre caractérisation du désordre

Afin de comprendre un peu mieux la nature du désordre présent dans nos échantillons, nous avons réalisé des mesures de réflectivité et de luminescence résolues spatialement et spectralement. Ces mesures sont réalisées à l'aide du montage 4.4 en configuration (3) : l'axe vertical est un axe d'espace, tandis que l'axe horizontal est l'axe des longueurs d'ondes. L'image de gauche est la luminescence observée en régime de faible excitation et sous excitation non-résonante.

6.3. Autre caractérisation du désordre

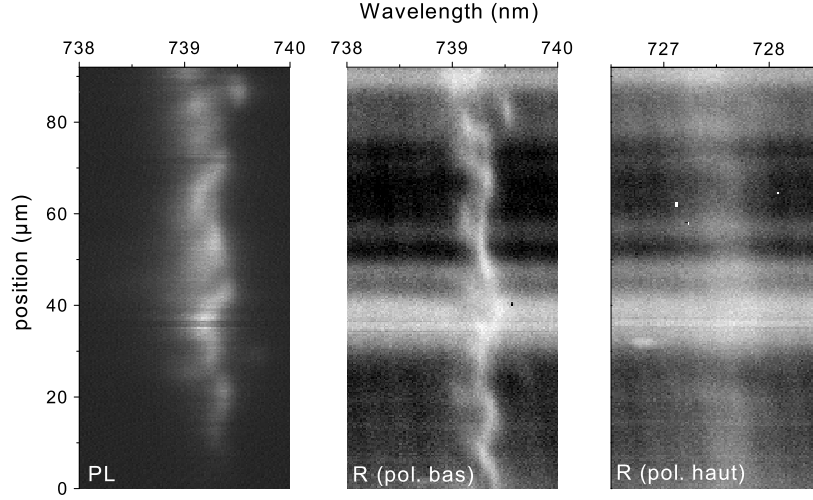


FIG. 6.6: *Mesure de luminescence (image de gauche), et de réflectivité (image du milieu pour le polariton bas et image de droite pour le polariton haut) résolue spatialement. L'expérience est réalisé sur l'échantillon M1161 à 5K.*

Un masque est disposé devant l'objectif de collection afin de sélectionner les petits angles seulement. L'image du centre est le spectre de réflectivité de la même zone, centré du point de vue spectral sur le polariton bas. L'image de droite est la réflectivité du polariton haut. Ces images rendent compte de la sensibilité du mode de polariton bas au désordre interne de l'échantillon. En effet, l'énergie de ce dernier fluctue d'environ 0.5nm sur une distance caractéristique $d_{car} \sim 10\mu\text{m}$.

On peut faire une première remarque importante : ces fluctuations sont identiques en réflectivité et en luminescence ce qui nous garanti que le désordre observé est intrinsèque à l'échantillon.

Deuxièmement, en régime spontané, le mode de polariton, bien que perturbé par le désordre présente un caractère fortement délocalisé. Ce caractère est garanti par la finesse angulaire $\Delta\theta \sim 1 - 2^\circ$ de la dispersion (voir par exemple la fig.(8.1.b)). Il n'est donc pas surprenant que d_{car} soit aussi grande que plusieurs microns. Sur de telles distances, il est très probable que le désordre observé ait pour origine la partie photonique du polariton plutôt que la partie excitonique. On verra plusieurs arguments forts dans ce sens.

Troisièmement, le gradient d'épaisseur G de la microcavité présente une valeur moyenne $G = 7\%/cm$ ce qui implique une variation du mode de cavité de

Chapitre 6. Caractéristique de l'émission dans le régime linéaire

0.05nm sur 10 μ m. Les fluctuations locales dominant donc largement le gradient d'épaisseur locale.

Enfin, dans l'hypothèse où les fluctuations spectrales $\delta\lambda$ du mode de cavité sont reliées aux fluctuations d'épaisseur ΔL de la cavité, elles vérifient la relation

$$\Delta\lambda = \frac{2n_{eff}}{n_m} \Delta L \quad (6.7)$$

où n_{eff} est l'indice optique effectif du mode de cavité. n_m est l'ordre du mode de cavité choisi ($n_m = 4$ pour une cavité 2λ). On trouve $\Delta L = 0.3nm$, et cette valeur correspond précisément à l'épaisseur d'une mono-couche atomique. Ces fluctuations représentent la tolérance courante de la croissance par MBE. Elles sont donc très probablement responsables des fluctuations spectrales que l'on observe.

Quatrième partie

Apparition spontanée d'une phase
cohérente dans le régime de
couplage fort

Chapitre 7

Effet de stimulation : rappels et discussions

L'observation d'effets collectifs de bosons dans les solides constitue un défi particulièrement difficile à relever. Ces effets sont prévus théoriquement depuis 1962 avec l'exciton [4, 5, 50] mais la réalisation expérimentale de tels condensats n'a toujours pas été clairement obtenue [51, 52]. En effet, l'exciton est loin d'être aussi conciliant que l'atome : il a un temps de vie fini et court devant le temps de thermalisation. C'est un composé fermionique d'énergie de liaison cent fois moindre que celle de l'atome, ce qui le rend beaucoup plus fragile à haute densité.

L'apparition des microcavités à couplage fort [6] a alors amené un regain d'espoir dans ce sens. Le polariton à l'instar de l'exciton présente des caractéristiques beaucoup plus propices à l'obtention de condensats [7]. Notamment, sa densité d'état par niveau d'énergie est de cinq ordres de grandeur moindre que celle de l'exciton. Cette propriété associée au fait que le caractère bosonique du polariton est conservé pour des densités aussi élevées que celle de l'exciton, facilite clairement l'obtention de taux d'occupation élevés. Cependant, l'interprétation des non-linéarités observées dans les microcavités en couplage fort [8, 53, 54], a donné lieu depuis leur observation à un débat nourri [55]. Le point d'achoppement principal qui oppose les détracteurs est le fait que la sous-structure fermionique de l'exciton en fait un boson imparfait à haute densité. Nous allons donc dans ce chapitre présenter les résultats principaux obtenus en régime de forte excitation, afin de situer l'évolution du débat, et le contexte actuel.

7.1 Contexte historique

7.1.1 Microcavités GaAs

Historiquement, c'est dans les microcavités GaAs qu'a été observé le couplage fort pour la première fois [6]. Par la suite la communauté scientifique, s'est rapidement rendue compte de la potentialité du polariton des microcavités à couplage fort pour l'obtention d'effets collectifs de bosons dans les semi-conducteurs [7]. De nombreuses tentatives ont été réalisées dans ce sens en excitation non-résonante, et notamment, en premier par Yamamoto et al. [53]. Ce dernier observa de violentes non-linéarités qui furent interprétées trop rapidement en terme de stimulation bosonique. Il fut démontré rapidement après que ces résultats pouvaient s'expliquer en terme d'effet laser sur un plasma électron-trou [55]. Plus tard P.Sennelart et al. présentèrent une expérience similaire [54]. Cette fois une non-linéarité quadratique est observée et assimilée à un effet de stimulation [56]. Pourtant, cette croissance quadratique fut en fin de compte très bien expliquée par un processus de collisions polariton-polariton sans effet de stimulation.

La communauté scientifique s'accorde aujourd'hui à reconnaître que la difficulté à obtenir un condensat de polaritons dans les microcavités GaAs, réside dans la trop faible densité de saturation de l'exciton dans ce matériau. Le seuil de déclenchement des effets de stimulation se trouvent en effet trop proche de la densité de saturation. Il reste cependant quelques espoirs d'obtenir le régime de stimulation en excitation non-résonante avec les microcavités GaAs : outre la possibilité de multiplier le nombre de puits afin de faire baisser la densité de saturation apparente, une solution consiste à doper les puits quantiques avec des porteurs libres afin de fournir aux polaritons un canal de relaxation vers l'état fondamental par collision polariton-électron (ou trou) [57].

Une expérience déterminante est présentée en 2000 par Savvidis et al. en pompage résonnant [36]. L'excitation résonante permet de créer une population de polaritons très mono-mode, permettant ainsi d'obtenir des forts taux d'occupation pour de faibles densités de population. Dans cette référence, une configuration pompe-sonde est réalisée : la pompe peuple un état k_p proche du point d'inflexion de la courbe de dispersion, tandis que la sonde est alignée sur l'état $k_s = 0$. Cette configuration est décrite par la fig.(7.1.a) Les auteurs observent alors que le gain de la sonde présente un comportement exponentiel en fonction de la puissance

de la pompe (fig.(7.1.b)). D'autre part, la largeur de la raie d'émission de l'état k_s présente un affinement spectaculaire [58] en régime non-linéaire. Enfin, le caractère fortement cohérent de la population dans l'état signal k_s est démontré à l'aide d'une expérience de contrôle cohérent [59]. C'est la première signature non-ambiguë d'un effet de stimulation bosonique dans les III-V. Ce processus de conversion paramétrique stimulé a ouvert la voie à de nombreuses et fructueuses investigations confirmant toute la validité de cette interprétation [44, 60].

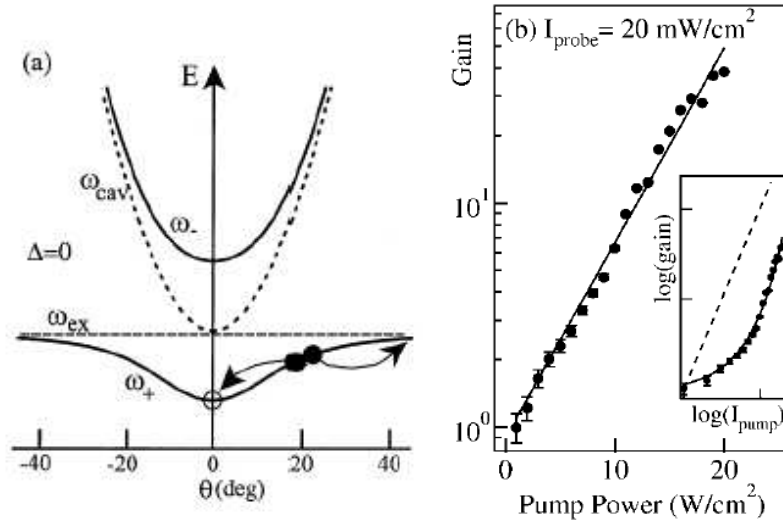


FIG. 7.1: *Expérience pompe-sonde résonante réalisé par Savvidis et al. dans la référence [36]. La figure de gauche schématise le principe de la conversion paramétrique de polariton dans le plan de la dispersion. La figure de droite présente la gain fortement non-linéaire de la sonde envoyé en $k_{\parallel} = 0$ en fonction de la puissance de pompe.*

En excitation non-résonante, il faut citer l'expérience réalisée par H. Deng *et al.* [61]. Les auteurs excitent une cavité de 12 puits de manière résonante à grand angle. Ils caractérisent ensuite les corrélations temporelles en intensité $g_2(t=0)$. On s'attend à voir cette valeur chuter de $g_2 = 2$ dans le régime d'émission spontanée à $g_2 = 1$ en régime d'émission cohérente. Une diminution est effectivement observée, témoignant d'une transition vers un régime cohérent. Néanmoins, la puissance à laquelle cette diminution devient notable est 17 fois la puissance au seuil, et donc sans doute très proche du régime laser.

7.1.2 Microcavités CdTe

En 1996 est réalisée la première Microcavité à base de CdTe par Régis André *et al.* [33]. On rappelle que l'intérêt de ce matériau par rapport aux GaAs est la plus grande force d'oscillateur de l'exciton ($\sim 10^{13}cm^{-2}$ contre $\sim 10^{12}cm^{-2}$ dans GaAs) permettant d'une part un dédoublement de Rabi plus grand, et d'autre part une densité de saturation excitonique plus élevée ($n_s = 5.10^{11}cm^{-2}$ contre $n_s = 7.10^{10}cm^{-2}$ dans GaAs) grâce à la forte énergie de liaison de l'exciton. Cette dernière propriété est bien entendu cruciale pour l'obtention d'effets collectifs de polaritons, puisque le polariton conserve son caractère bosonique pour des densités dix fois plus élevées que dans GaAs.

Ainsi dès 1998, Le si Dang *et al.* [8] rapporte l'observation dans une microcavité CdTe d'une émission fortement sur-linéaire sous excitation non-résonante pour des valeurs de la puissance d'excitation cent fois inférieures au seuil laser. Cette émission présente par ailleurs un affinement spectral important au seuil non-linéaire par rapport au régime de faible excitation ($0.8meV$ contre $2meV$ respectivement).

Le couplage fort est clairement conservé dans cette expérience, puisque deux seuils distincts sur la puissance d'excitation sont observés : le premier survient à l'énergie du polariton avec les caractéristiques données plus haut. Le second survient pour une puissance cent fois plus élevée, et à une énergie correspondante au mode de cavité découplé. Cette dernière transition survient donc en régime de couplage faible et correspond clairement à l'effet laser sur un plasma électron-trou en couplage faible comme dans un VCSEL [55].

Les caractéristiques du premier seuil sont très consistantes avec un effet de stimulation impliquant la nature bosonique des polaritons [7]. L'affinement de la raie a alors pour origine la nature fortement monomode de l'émission du 'condensat' de polaritons, et la non-linéarité est due à la stimulation de la relaxation des polaritons vers les états du bas de la bande. Le léger décalage vers le bleu de la raie de stimulation ($1meV$) est attribué à la forte interaction coulombienne entre polaritons à haute densité. On verra au chapitre suivant que d'autres effets peuvent produire ce décalage spectral.

Simultanément, des mesures de temps de déclin sont réalisées par M. Müller *et al.* [9] au seuil de stimulation, les auteurs observent une réduction spectaculaire du

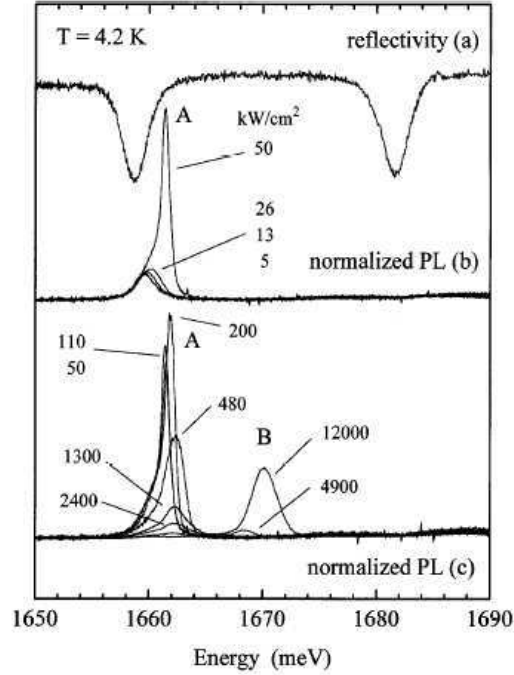


FIG. 7.2: *Expérience de luminescence sous forte excitation non-résonante dans une microcavité CdTe, réalisée par Le Si Dang et al. dans la référence [8]. (a) réflectivité, (b) et (c) : spectre de luminescence normalisé à la puissance d'excitation.*

temps de déclin pour les états du bas de la bande. En régime de faible excitation un temps de déclin de $100ps$ est mesuré en $k_{\parallel} = 0$. Ce temps caractérise le temps total de relaxation des porteurs chauds vers les états de polariton. La contribution du temps de vie radiatif de l'ordre de la picoseconde est largement négligeable. En régime de forte excitation au dessus du seuil de stimulation, ce temps est réduit à $3ps$. Une telle réduction est encore une fois très caractéristique d'un effet de stimulation par l'état final : puisque le temps de relaxation d'une population de bosons décroît linéairement avec l'occupation de l'état final (eq.(1.18)) et donc exponentiellement avec le temps.

Une interprétation alternative de ces phénomènes est proposée par X. Fan et al. Les auteurs affirment qu'un laser basé sur l'inversion de population d'excitons localisés présente un seuil plus faible que le laser d'excitons libres [62]. Par ailleurs

7.2. Discussions sur les caractéristiques connues

l'énergie de ces transitions est bien-sûr à une énergie notablement plus basse que celle de l'exciton libre. Cependant, un tel mécanisme consiste en l'inversion de la population de chaque puits. En fait on peut montrer que ce mécanisme d'inversion implique une forte variation du seuil avec le nombre de puits [63]. Or F.Boeuf montre que le seuil de stimulation est indépendant du nombre de puits [64]. Ce dernier résultat invalide donc clairement tout mécanisme basé sur une inversion de population.

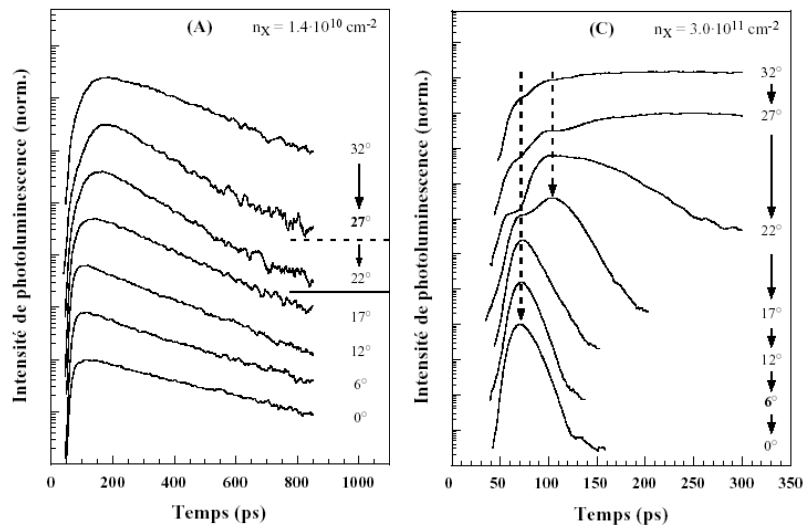


FIG. 7.3: *Mesure du temps de déclin de la luminescence dans une cavité CdTe sous faible excitation (A), et forte excitation (C) réalisé par M. Müller dans la référence [9]. Chaque courbe correspond à un angle différent de détection de 0° en bas à 32° en haut.*

7.2 Discussions sur les caractéristiques connues

7.2.1 Non-linéarité de l'émission

L'émission non-linéaire de dépendance exponentielle à partir d'une puissance d'excitation seuil est une caractéristique forte du phénomène de stimulation. La figure (7.4) présente une mesure de cet effet réalisé avec l'échantillon M1264 à l'aide du montage (4.3), en détection normale ($\theta = 0$). Les symboles pleins

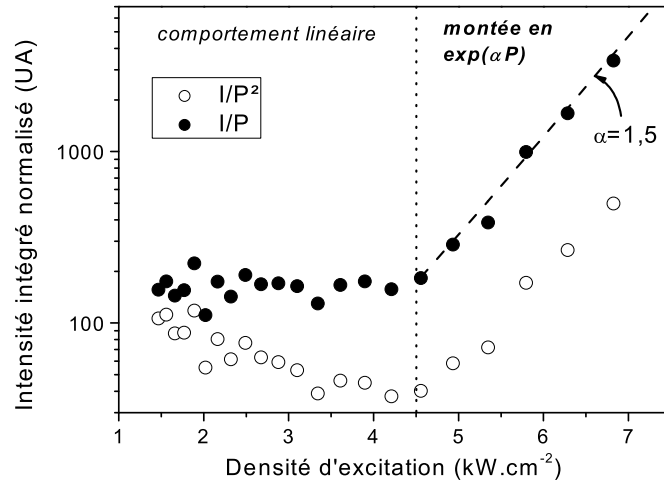


FIG. 7.4: Mesure de l'intensité de luminescence collectée normalisée à la puissance d'excitation (cercles pleins) ou au carré de la puissance d'excitation (cercles ouverts). La luminescence est collectée à incidence normale. L'échantillon est le M1264 placé à une température de 6K. L'excitation est non-résonante. La ligne en pointillés représente la puissance au seuil de l'émission non-linéaire.

correspondent à l'intensité d'émission normalisée à la puissance d'excitation. Les symboles ouverts correspondent à l'intensité d'émission normalisée au carré de la puissance d'excitation.

Cette dernière représentation apporte une garantie importante : elle démontre de manière claire que la surlinéarité qui se manifeste n'est pas quadratique. Les processus collisionnels non-stimulés sont donc mis hors de cause. La non-linéarité suit en revanche une loi exponentielle sur plus d'une décade.

7.2.2 Discussion sur le temps de cohérence

Dans un puits quantique, le spectre d'émission de l'exciton présente un élargissement inhomogène Γ_{inh} important dû par exemple au désordre d'alliage et aux fluctuations d'épaisseur du puits. Mais comme on l'a déjà précisé, cet élargissement inhomogène est exclu de la raie de polariton. Ainsi, une expérience résolue angulairement et spectralement, nous donne directement accès au temps

7.2. Discussions sur les caractéristiques connues

de cohérence grâce à la mesure de la largeur $\Gamma_p(k_{\parallel})$ de l'état observé

$$t_{coh}(k_{\parallel}) = \frac{\hbar}{\Gamma_p(k_{\parallel})}. \quad (7.1)$$

La source de déphasage principale du polariton à basse température est le couplage aux modes externes du champ. On a donc $t_{coh} \sim t_{rad}$ où t_{rad} est le temps de vie radiatif d'un état de polariton.

En régime spontané, le temps de déclin est dominé par le temps de relaxation $t_{relax} \sim 100ps$ [9] car celui-ci est de deux ordres de grandeur plus grand que le temps de vie radiatif $t_{rad} \sim 2ps$ de l'état de polariton.

En régime de stimulation en revanche, le temps de déclin de la photoluminescence chute à moins de $3ps$ [9], ce qui est de l'ordre du temps de cohérence en régime spontané t_{coh} . Cette observation signifie que les fuites radiative des polaritons sont au moins compensées par la vitesse de relaxation des porteurs vers les états de polariton. Cette condition nécessaire à l'obtention d'une accumulation de polaritons est donc remplie.

Cette mesure implique par ailleurs que le temps de vie radiatif t_{rad-s} du condensat de polaritons en régime de stimulation est nécessairement plus petite que ce temps de déclin :

$$t_{rad-s} < 3ps. \quad (7.2)$$

Or, comme on l'a déjà signalé, ce phénomène de stimulation s'accompagne d'un affinement de la raie d'émission [8]. Par exemple les données de la fig.(8.1) donnent $\Gamma_p = 0.6meV$ à 10° , en régime de faible excitation, et $\Gamma_p = 0.15meV$ en régime de stimulation. Cet affinement témoigne d'un allongement du temps de cohérence d'un facteur 4. La valeur de Γ_p correspondante nous conduit à une valeur du temps de cohérence en régime stimulé de

$$t_{coh-s} = 9ps. \quad (7.3)$$

La comparaison des valeurs du temps de vie radiatif (7.2) et du temps de cohérence (7.3) semble à première vue conduire à un paradoxe : il est inhabituel que le temps de cohérence soit plus long que n'importe quel autre temps caractéristique du système. En fait il y a une explication simple : en régime stimulé, la fuite radiative d'un polariton n'implique pas nécessairement le déphasage de l'état observé ! On peut même dire dans ce cas précis que au moins $n = t_{coh-s}/t_{rad-s} > 3$ polaritons peuvent relaxer radiativement sans que la phase du condensat soit perdue.

7.2.3 Comparaison des régimes de stimulation et de couplage faible

Dans les microcavités CdTe, la transition en couplage faible survient à une puissance d'excitation et à une température bien supérieures au seuil de stimulation. Afin de caractériser plus précisément cette transition, nous l'avons observée dans le plan de Fourier. L'échantillon utilisé est le M1192 de $13meV$ de Rabi, et le désaccord exciton-champ varie entre $-3meV$ et $+2.5meV$ selon la température.

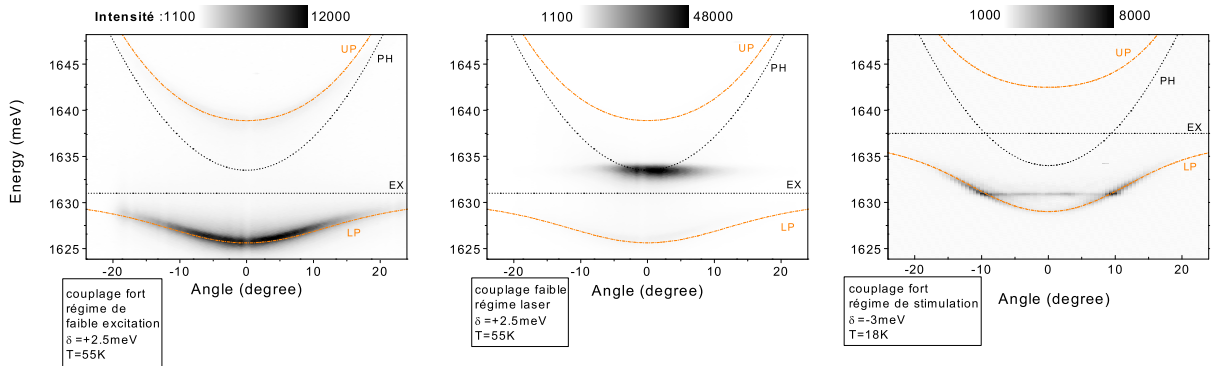


FIG. 7.5: *Expérience de luminescence observée dans le plan de la dispersion. L'intensité de l'émission est symbolisée par le niveau de gris : le plus sombre étant le plus intense. L'échantillon est le M1192. La première image est l'émission dans le régime de faible excitation à $T = 55K$. La deuxième image est l'émission en couplage faible à $T = 55K$ sous très forte excitation. La troisième image est l'émission en régime de stimulation à $T = 18K$.*

Dans un premier temps nous nous plaçons à une température $T = 55K$. En régime de faible excitation, on observe les deux branches de polaritons. Le couplage fort est donc conservé à cette énergie. L'énergie de liaison de l'exciton est cependant affaiblie de $3meV$ par rapport à $T = 5K$.

Dans un deuxième temps, nous augmentons alors la puissance d'excitation. Au delà d'un certain seuil de puissance, on voit apparaître une émission à l'énergie $E_{las} = 1633meV$ du mode de cavité découplée, situé au dessus de la branche polaritonique (voir aussi [8]). Nous sommes dans le régime de couplage faible : l'affaiblissement de la liaison excitonique a abaissé la densité de saturation de l'exciton en dessous du seuil de stimulation. L'émission correspond donc à un effet laser sur le plasma électron-trou [55]. La raie laser présente une largeur spectrale

7.2. Discussions sur les caractéristiques connues

de $2meV$ supérieure à la largeur du polariton en régime de faible excitation. Cette largeur correspond à la largeur du mode de cavité pur. La dispersion de cette raie est celle que prévoit la diffraction due à la petitesse de l'émetteur. Sur cette image, on observe par ailleurs une trace des modes de polariton en couplage fort. Ces traces apparaissent probablement dans les derniers instants de la luminescence, lorsque la densité de porteurs a suffisamment baissé pour rétablir le couplage fort.

Pour la dernière image, nous avons abaissé la température à $T = 18K$, et la puissance d'excitation afin d'atteindre le seuil du régime de stimulation. La raie de stimulation apparaît à une énergie $E_s = 1630.9meV$, soit $3.6meV$ sous le mode de cavité pur. La raie stimulée présente un affinement spectral marqué par rapport à la largeur en régime de faible excitation ($0.3meV$ contre $0.76meV$). Du point de vue de la dispersion les caractéristiques de cette raie sont tout à fait surprenantes. Nous rentrerons dans son étude détaillée au chapitre suivant.

Cette expérience montre que les deux régimes, laser et stimulé, sont aisément distinguables, et ne témoignent pas des mêmes phénomènes physiques. Leur seul point commun est une violente non-linéarité de l'émission.

Chapitre 8

Étude de l'émission dans le plan de Fourier en régime stimulé

Comme nous l'avons entrevu au chapitre précédent, le régime de stimulation qui se manifeste sous excitation non-résonante présente des caractéristiques en émission très surprenantes dans le plan de Fourier. Dans ce chapitre nous allons nous attacher à décrire ces caractéristiques, en dégagant ce qui est systématique et ce qui ne l'est pas. Nous envisagerons plusieurs hypothèses quant à l'interprétation de ces caractéristiques.

Enfin nous verrons que sous certaines conditions expérimentales, nous observons directement une condensation de polaritons dans l'espace réciproque.

8.1 Caractéristique du seuil de stimulation

Commençons tout d'abord par observer dans le plan de Fourier la transition vers le régime stimulé. La fig.(8.1) présente cette expérience réalisée en un point de l'échantillon de désaccord nul. Le spot d'excitation mesure $2\mu m$ de diamètre (cette précision est particulièrement importante comme on va le voir par la suite). L'excitation est pulsée, et la détection continue. Les images et les courbes obtenues sont donc le résultat de l'intégration en temps du processus complet d'émission, depuis l'impact du pulse d'excitation jusqu'à la désexcitation radiative du dernier polariton. Les images (8.1.a) et (8.1.b) présentent le résultat obtenu en régime

8.1. Caractéristique du seuil de stimulation

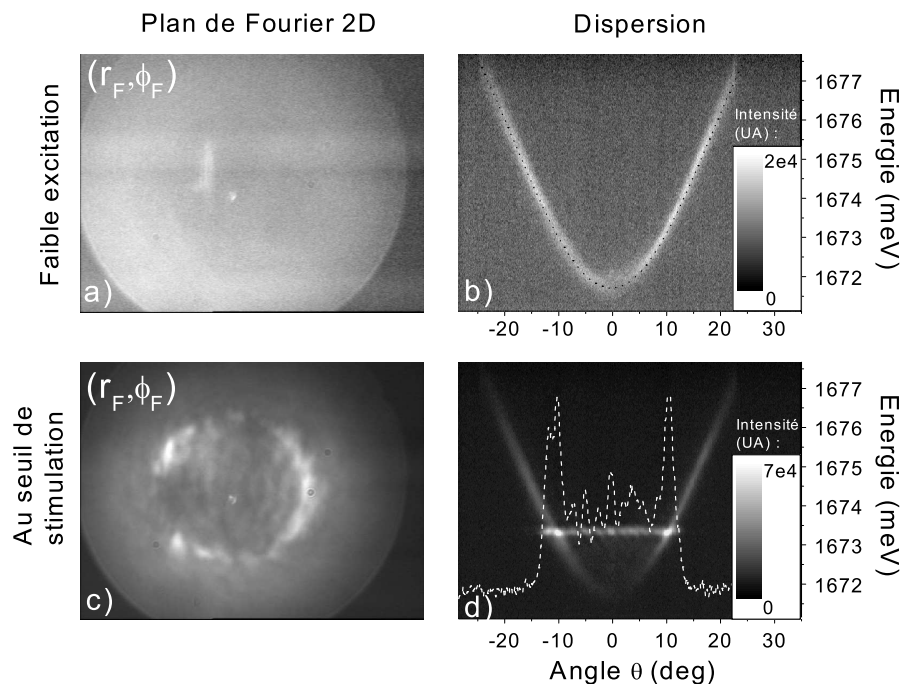


FIG. 8.1: Observation de l'émission dans le plan de Fourier en régime de stimulation. L'échantillon est le M1161 placé à $T = 5K$. (a) et (b) : émission observée sous faible excitation dans le plan de Fourier 2D et dans le plan de la dispersion respectivement. Les petites taches au centre de l'image (a) sont des résidus du laser d'excitation. La courbe en pointillés de l'image (b) figure l'ajustement de la dispersion polaritonique avec le modèle à deux oscillateurs couplés. (c) et (d) : émission observée au seuil de stimulation dans le plan de Fourier 2D et dans le plan de la dispersion respectivement. La courbe blanche présente l'intensité $I(\theta)$ à l'énergie de la raie de stimulation.

Chapitre 8. Étude de l'émission dans le plan de Fourier en régime stimulé

de faible excitation. On reconnaît la partie quasi-parabolique de la courbe de dispersion du polariton bas, à laquelle s'ajuste correctement la courbe théorique (en pointillés) obtenue par la méthode des matrices de transfert [40]. Dans le plan de Fourier bidimensionnel, la luminescence est émise de manière à peu près uniforme par tous les états de polariton (l'effet 'bottleneck' est peu marqué à désaccord nul).

L'image (8.1.d) montre cette même dispersion juste au dessus du seuil de stimulation. On voit sur cette image la coexistence de deux régimes : d'une part la courbe dispersive usuelle de polariton est toujours visible. D'autre part la raie de stimulation vient s'y superposer sous la forme d'un segment brillant et non dispersif. Cette coexistence à deux origines : la première est le fait que l'excitation est impulsionnelle alors que la mesure est intégrée en temps. Or les premiers instants de l'émission après l'arrivée d'un pulse d'excitation sont en régime stimulé, tandis que les derniers instants se font en régime spontané [9]. Deuxièmement, le spot d'excitation présente des inhomogénéités spatiales, et l'échantillon aussi, ainsi si certaines parties du spot d'émission sont en régime de stimulation, d'autres parties moins excitées, ou moins propices à la stimulation restent en régime de faible excitation.

La raie de stimulation présente comme dans la référence [8] une largeur spectrale notablement inférieure à la raie de polariton usuelle de 0.15meV contre 0.6meV à 10° . Elle apparaît dans la gamme d'énergie où l'intensité lumineuse avant le seuil est maximale (ici 1673meV), ce qui correspond généralement à la zone du 'bottleneck' où le taux d'occupation est maximal (voir par exemple fig.(6.1)). Les caractéristiques de sa dispersion sont en revanche assez surprenantes : la raie s'étend au coeur de la courbe dispersive sous forme d'un segment d'énergie constante. Ce segment est contenu exactement entre les deux branches de polaritons. Comme le montre le profil de l'image (8.1.d), l'intensité est dominante aux extrémités du segment, qui est le point de résonance avec la branche dispersive à $\theta = \pm 10^\circ$. Le long du segment entre ces deux points, (à $|\theta| < 10^\circ$) l'émission est beaucoup plus faible mais non-nulle. Par contre au delà de ce segment (à $|\theta| > 10^\circ$), aucune émission n'est détectée.

Ces observations apportent une correction à ce qui était proposé dans [8] : en effet, leur expérience n'étant pas résolue en angle, ils interprétèrent la position spectrale de la raie de stimulation en terme de décalage spectral vers les hautes

8.1. Caractéristique du seuil de stimulation

énergies de l'état $k_{\parallel} = 0$ dû à l'interaction coulombienne entre polariton à haute densité. Notre expérience montre plutôt que la raie de stimulation implique des états de polariton de grand k_{\parallel} , sans décalage spectral.

Dans le plan de Fourier bidimensionnel représenté fig.(8.1.c), on voit que les deux pics d'intensité dominants la courbe de dispersion se manifestent sous la forme d'un anneau de 10° de rayon angulaire, et d'une épaisseur de 2° . Cet anneau présente de fortes structurations d'intensité (ou 'speckled patterning') le long de l'angle azimutale. On reviendra sur cette caractéristique importante dans le chapitre 10. Précisons qu'une émission surlinéaire à grand angle a déjà été signalée dans une microcavité CdTe sous excitation incohérente [65]. Ces auteurs n'observent cependant pas d'affinement spectral, et la non-linéarité, non-quantifiée, semble cependant nettement moins violente que celle que nous observons.

A ce point il est important de bien faire la distinction entre cet anneau et l'anneau de 'bottleneck' qui peut lui aussi se révéler assez fin dans les microcavités à petit Rabi [47]. Le premier n'apparaît qu'au seuil de stimulation, et présente de fortes modulations d'intensité le long de l'angle azimutal. Le second existe sous excitation quelconque, il est beaucoup plus large angulairement (de l'ordre de 15° pour l'échantillon M1161), et très homogène en intensité le long de l'angle azimutal. A l'intérieur du disque délimité par l'anneau se trouve une émission de plus faible intensité (difficilement visible sur l'image (8.1.c) à cause de l'intégration spectrale) correspondant au segment décrit précédemment.

8.1.1 Reproductibilité

Ce que nous venons de décrire est complètement reproductible d'un point de vue qualitatif :

- (i) Le segment non-dispersif de la raie de stimulation est toujours présent, et borné par les points en résonance avec la courbe de dispersion. C'est à dire que ses extrémités $\pm k_M$ dans l'espace réciproque vérifient la relation

$$E_p(k_M) = E_s \quad (8.1)$$

où $E_p(k_p)$ est l'énergie du polariton usuelle en $k_{\parallel} = k_p$, et E_s est l'énergie de la raie de stimulation.

- (ii) L'intensité est toujours dominante à ces extrémités, quelque soit l'énergie de stimulation. En conséquence on observe toujours un anneau dans le

Chapitre 8. Étude de l'émission dans le plan de Fourier en régime stimulé

plan de Fourier bidimensionnel.

- (iii) le contraste entre ces points et le reste du segment augmente avec la distance spectrale entre la raie de stimulation et le bas de la branche.
- (iv) La raie de stimulation apparaît toujours dans la zone d'énergie où les états de polariton présentent le plus haut taux d'occupation⁷.
- (v) L'anneau de stimulation (de rayon k_M) présente toujours une structuration d'intensité très contrastée le long de l'angle azimutal ϕ .

Cependant plusieurs quantités physiques associées à ces phénomènes sont difficilement prévisibles, et varient de manière très sensible selon les conditions expérimentales :

- (vi) L'énergie de la stimulation E_s , et par conséquent le rayon k_M de l'anneau de stimulation, changent avec la position du spot d'excitation sur l'échantillon. De même que la figure de speckle le long de l'anneau.
- (vii) L'énergie et le seuil de stimulation dépendent de la taille du spot d'excitation : plus petit est celui-ci, plus élevée est l'énergie de stimulation. Ce point est discuté dans la section 8.2.

Toutes les caractéristiques listées dans ce paragraphe sont valables quelque soit le désaccord exciton-cavité de l'expérience.

8.1.2 Emission stimulée non-dispersive : confrontation à plusieurs hypothèses

Concernant le segment non-dispersif, et en particulier la faible émission comprise à l'intérieur du segment, nous pouvons émettre et réfuter plusieurs hypothèses que nous présentons de la plus simple à la plus élaborée :

Diffusion de la lumière

On pourrait imaginer que la lumière soit diffusée selon une certaine ouverture à cause des défauts structuraux de l'échantillon. Mais nous pouvons rayer tout de suite cette hypothèse de notre liste, puisque cet effet ne devrait pas être sélectif en

⁷Sauf en désaccord négatif ou nul, en excitation impulsionnelle, et avec une grande surface d'excitation. Voir par exemple fig.(8.6)

8.1. Caractéristique du seuil de stimulation

longueur d'onde. Or en régime de faible excitation, l'émission reste normalement dispersée, et présente une finesse angulaire de l'ordre de $\sim 1^\circ$.

Inhomogénéité du spot d'excitation

On pourrait ensuite incriminer l'effet géométrique suivant, déjà évoqué dans [66] : le spot d'excitation étant inhomogène, il se pourrait que seule la partie centrale de ce spot franchisse le seuil non-linéaire dans un premier temps, créant un spot d'émission de très petite dimension pour le régime stimulé. Dans ce cas, la diffraction causée par une source de petite taille pourrait répartir l'émission sur une grande ouverture angulaire. Cependant deux arguments réfutent complètement cette hypothèse :

D'abord, le profil angulaire d'intensité causé par un tel effet devrait être maximal dans la direction normale, or le profil que l'on obtient fig.(8.1.c) présente deux maxima très piqué à 10° et une faible intensité dans la direction normale.

Ensuite, s'il s'agissait d'un effet de diffraction, il serait surprenant que l'extension angulaire qu'il provoque soit toujours exactement contenue dans les limites de la courbe dispersive usuelle de polariton (caractéristique (8.1.1.i)). Une telle coïncidence est difficilement crédible.

Interférences entre états dégénérés de polaritons

Un éventuel effet d'interférence entre états de polariton de l'anneau est mis directement hors de cause par le fait que nous observons précisément le plan des états (k_x, k_y) . Or dans ce plan là, les champs émis par chaque états sont tous séparés spatialement et ne se recouvrent donc pas pour interférer.

Collision cohérente polariton-polariton

Nous avons envisagé en détail cette possibilité. En effet, il est établi que dans les processus cohérents d'interaction entre deux particules comme par exemple la conversion paramétrique, le couplage entre les deux particules donne lieu à une 'attraction des niveaux d'énergie'. Le cas de la conversion paramétrique de polaritons, a été modélisé en détail dans [67, 68]. Ce modèle prévoit que la courbe

de dispersion des états collectifs de polariton obtenue par couplage paramétrique se trouve alors fortement déformée, et des branches non-dispersives voire inversées (de masse de dispersion négative) peuvent apparaître [60]. Nous avons appliqué ce modèle au couplage paramétrique entre polaritons de l'état $k_{\parallel} = 0$, et avons obtenu effectivement une dispersion plate et limitée dans l'espace réciproque.

Cependant, la confrontation à l'expérience exclut ce modèle pour les raisons suivantes : Premièrement, il prévoit que l'extrémité k_M du segment non-dispersif, ainsi que l'ampleur du décalage vers les hautes énergies sont proportionnelles à la densité de population en $k_{\parallel} = 0$. C'est à dire que ces paramètres doivent augmenter avec la puissance de pompe. Or nous n'observons aucun de ces deux effets : l'énergie de la raie de stimulation apparaît décalée au dessus du bas de la bande, et reste fixe indépendamment de la puissance d'excitation ou se décale éventuellement par saut discret vers les hautes énergies lorsque la puissance augmente. La largeur du segment, elle, vérifie toujours la condition (8.1.1.i) qui n'a aucune raison d'être d'après ce modèle.

D'autre part, pour que ces collisions aient lieu, il faudrait au préalable que l'état $k_{\parallel} = 0$ soit fortement occupé. Or l'expérience montre que l'état $k_{\parallel} = 0$ souffrant de l'effet 'bottleneck', ne présente jamais le taux d'occupation le plus élevé, même juste avant le seuil de stimulation⁸.

Finalement, nous n'avons pas à ce jour d'explication satisfaisante concernant ce caractère non-dispersif de l'émission en régime de stimulation.

8.2 Influence de l'extension spatiale de l'excitation

Nous avons remarqué que le diamètre du spot d'excitation influençait fortement l'énergie de la stimulation. Afin de caractériser cet effet, et étant donnée la grande sensibilité du système à la position du spot d'excitation, nous avons dû trouver une méthode expérimentale qui nous permette de faire varier le diamètre du spot d'excitation de manière concentrique et sans le déplacer avec une précision de l'ordre du micron. Pour ce faire, nous avons placé un diaphragme à la

⁸Sauf en régime d'excitation continue où la population peuple fortement le bas de la bande juste avant le seuil de stimulation (voir fin du chapitre).

8.2. Influence de l'extension spatiale de l'excitation

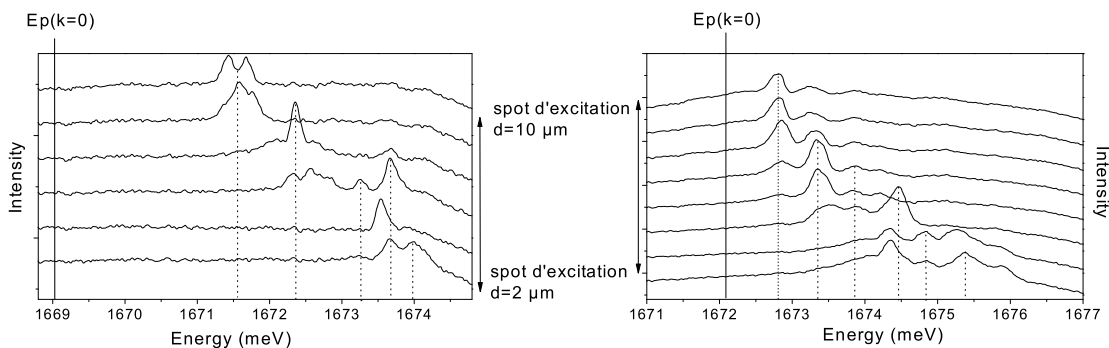


FIG. 8.2: Spectres d'émission intégrés en angle au seuil de stimulation. L'échantillon est le M1161 placé à 5K. Entre chaque spectre, de haut en bas, le diamètre du spot d'excitation est réduit de $10\mu\text{m}$ à $2\mu\text{m}$. Les deux images présentent la même expérience pour deux désaccords différents : $\delta \sim -5\text{meV}$ à gauche, $\delta \sim 0\text{meV}$ à droite. Les lignes en pointillées figurent la position approximative des niveaux de transition lorsque la taille du spot change

sortie du télescope du montage (4.4). Ce diaphragme situé sur le faisceau d'excitation collimaté nous permet d'en réduire le diamètre. Ce faisant, il éclaire une plus faible ouverture de l'objectif, et produit donc une tache focale plus grande. Cette technique nous permet de faire varier le diamètre du spot d'excitation de $2\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$.

Nous avons ainsi pris plusieurs spectres en faisant varier ce diamètre, et en ajustant la puissance d'excitation de manière à être toujours au seuil de stimulation. Un résultat est représenté fig.(8.2). Il apparaît nettement que l'énergie de la raie de stimulation se décale vers les hautes énergies lorsque le diamètre du spot d'excitation diminue. Par ailleurs, indépendamment de la réduction de puissance d'excitation causée par le rétrécissement du diaphragme, on observe une baisse importante de la densité de puissance au seuil de stimulation.

8.2.1 Localisation par effet Kerr ?

Cette dépendance pourrait s'expliquer de la manière suivante : dans les cavités à grande finesse que sont les microcavités, l'extension spatiale du mode de polariton dans le plan de l'échantillon est déterminée par l'extension du mode de cavité. Or meilleur est le confinement du champ, plus étendu est le mode de

Chapitre 8. Étude de l'émission dans le plan de Fourier en régime stimulé

cavité [69]. On peut estimer cette taille en mesurant la finesse angulaire $\Delta\theta$ de l'émission. Cette finesse (demi-largeur) est de $\Delta\theta = 3.9^\circ$ à incidence normale pour l'échantillon M1161. D'après les lois de la diffraction (eq.8.2), cela implique un diamètre du mode de polariton de $13\mu m$.

Le polariton est donc d'extension bien supérieure à notre spot d'excitation habituel dont le diamètre courant est de l'ordre de $2\mu m$ (on confirmera cette donnée dans le chapitre suivant). Bien que l'excitation soit non-résonante, la création locale d'une densité de charges très importante modifie l'indice optique du matériau même à la longueur d'onde du polariton, de manière similaire à un effet Kerr, et crée donc un saut d'indice local. Ce saut d'indice peut empêcher le mode de polariton libre de se développer normalement. Le résultat est alors un effet de confinement latéral qui quantifie le vecteur d'onde des modes de polariton, par réflexion sur le saut d'indice. Le fait que l'on ne voit pas d'effet de confinement en faible excitation est consistant avec ce modèle pour les deux raisons suivantes :

Premièrement, l'effet Kerr est un effet non-linéaire : le contraste d'indice entre la zone éclairée et la zone non-éclairée croît avec l'intensité du champ. Sous faible éclairage, le contraste d'indice est négligeable, et on ne ressent donc pas cet effet.

Deuxièmement, en régime de faible excitation, l'effet 'bottleneck' bloque les excitations pendant un temps de l'ordre de la centaine de picoseconde. Pendant ce temps une partie de la population de porteurs libres et d'excitons chauds a le temps de s'écouler selon les modes de fuite, où les recombinaisons non-radiatives, réduisant la densité de population totale, et réduisant donc l'effet de modification d'indice.

Analogie avec les micropiliers

Selon notre hypothèse, la forme de la 'boîte photonique' induite par l'effet Kerr est probablement assez chaotique. Elle est le résultat à la fois de la distribution d'intensité dans le spot d'excitation, et du désordre interne, comme le montre la caractéristique (8.1.1.vi). Cependant on peut en première approximation modéliser l'effet du confinement latéral causé par le spot en étudiant la géométrie des micro-piliers. Cette étude est réalisée par exemple dans la référence [70]. Les modes propres du champ calculés dans de telles structures sont représen-

8.2. Influence de l'extension spatiale de l'excitation

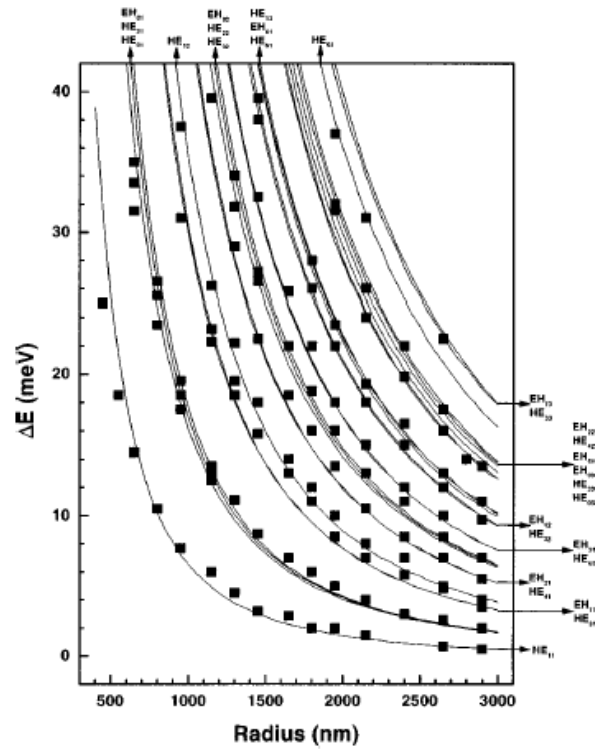


FIG. 8.3: Image tirée de la référence [70] : modes propres électromagnétiques dans un micropilier à miroir de Bragg. L'énergie des modes est donnée en terme de décalage par rapport à l'énergie du mode de cavité planaire. L'abscisse est le rayon de confinement.

tés fig.(8.3) en fonction du rayon de confinement. Ce calcul fait apparaître deux caractéristiques intéressantes :

Premièrement, le spectre des champs propres est de plus en plus large lorsqu'on diminue la taille de confinement, ce qui est consistant avec ce que nous observons fig.(8.2).

Deuxièmement, ces modes se décalent de manière continue vers les hautes énergies lorsque le diamètre du spot diminue. C'est là que ce modèle devient peu compatible avec nos mesures : comme le montre la fig.(8.2) les énergies propres du système semblent fixées une fois pour toute par la position du spot d'excitation sur l'échantillon, et la population semble 'sauter' vers les modes d'énergie plus élevée lorsque le diamètre du spot d'excitation diminue. Cette observation suggère que les modes propres sont donc plutôt déterminés par le désordre local.

S'il y a un effet de confinement, le désordre dans le plan de l'échantillon y joue donc un rôle important. On verra plus loin d'autres arguments appuyant cette conclusion.

8.2.2 Localisation dans des fluctuations de potentiel ?

Ceci nous amène à cette deuxième hypothèse : nous avons montré que nos microcavités sont des systèmes très désordonnés. Le potentiel vu par le polariton est fluctuant spatialement sur des échelles de grandeur de l'ordre du micron. Or si on part du principe que la 'condensation' survenant au seuil de stimulation a lieu dans l'espace réel et non pas dans l'espace réciproque, on peut expliquer un certain nombre des caractéristiques observées :

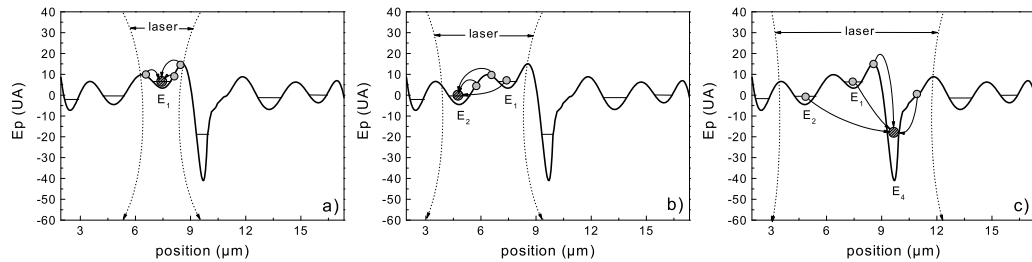


FIG. 8.4: Schéma de principe d'une condensation de polariton dans l'espace réel. La courbe vallonnée symbolise l'énergie des polaritons localisés, les points gris représente des polaritons. Les rayons en pointillés symbolisent le waist du laser d'excitation. De (a) à (c), le waist est agrandi. La stimulation provoque la migration de la population vers l'état de plus basse énergie contenu dans le spot d'excitation.

Premièrement, en régime stimulé, le laps de temps séparant l'impact du pulse d'excitation et la luminescence est très court ($\sim 3ps$) [9], ce qui limite toute propagation spatiale des polaritons (voir chapitre suivant). Donc le potentiel vu par les polaritons est celui qui est situé immédiatement sous le spot d'excitation, qu'il s'agisse d'une zone présentant ou non un minimum profond de potentiel. Lorsqu'on étend la surface du spot on augmente naturellement la chance de trouver un minimum local plus profond. Lorsque ce minimum est inclus dans la surface

8.2. Influence de l'extension spatiale de l'excitation

d'excitation, selon notre hypothèse de condensation spatiale, il devient le lieu de la stimulation : c'est à dire que tous les polaritons créés se condensent à l'intérieur de ce minimum local. Cette idée est schématisée figure 8.4 : en augmentant la surface d'excitation, on verrait l'énergie de la raie 'sauter' de E_1 fig.(8.4.a), à E_2 fig.(8.4.b), puis à E_3 fig.(8.4.c). Ce modèle expliquerait donc bien les mesures de la figure 8.2.

Deuxièmement, on observe que la raie de stimulation saute d'une énergie à une autre lorsqu'on déplace le spot d'excitation sur l'échantillon, comme le montre l'expérience de la figure 8.5. Ce comportement est aussi consistant avec ce mécanisme.

Troisièmement, les polaritons ont une fonction d'onde qui est naturellement délocalisée en l'absence d'effet de stimulation. Cette caractéristique est confirmée par le fait que la luminescence en régime spontané présente une dispersion polaritonique très fine d'un point de vue angulaire (largeur d'un état de l'ordre de 1°). Ce fait n'est pas incompatible avec ce modèle : la fonction d'onde du polariton, et l'énergie propre qui lui est associé incluent sous forme d'un effet de moyenne la présence du désordre [71, 72]. Cet effet est connu sous le terme 'motional narrowing'.

Fluctuations spatiales en régime de forte excitation

Ces deux derniers effets sont illustrés par l'expérience suivante : sur une zone ne présentant pas de défauts de surface visible en imagerie en lumière blanche (pas de rayures ou de cratères) nous avons déplacé le spot d'excitation, de diamètre $d \sim 2\mu m$, par pas de $5\mu m$. A chaque pas nous avons pris un spectre intégré angulairement pour deux valeurs de la puissance fixée une fois pour toute. La première valeur est largement en dessous du seuil de stimulation, la deuxième est juste au dessus. Cette expérience a été réalisée pour deux valeurs de désaccord : $\delta = -12.5meV$ et $\delta = -2meV$. Le résultat est représenté fig.(8.5). La courbe en pointillés figure la valeur moyenne $\langle E_s \rangle$ de l'énergie de la raie de stimulation, tandis que 'sigma' représente sa déviation standard.

Premièrement on observe l'effet du gradient sur les ailes basses énergies des spectres. Ce dernier se manifeste par un glissement linéaire de cette aile vers les basses énergies.

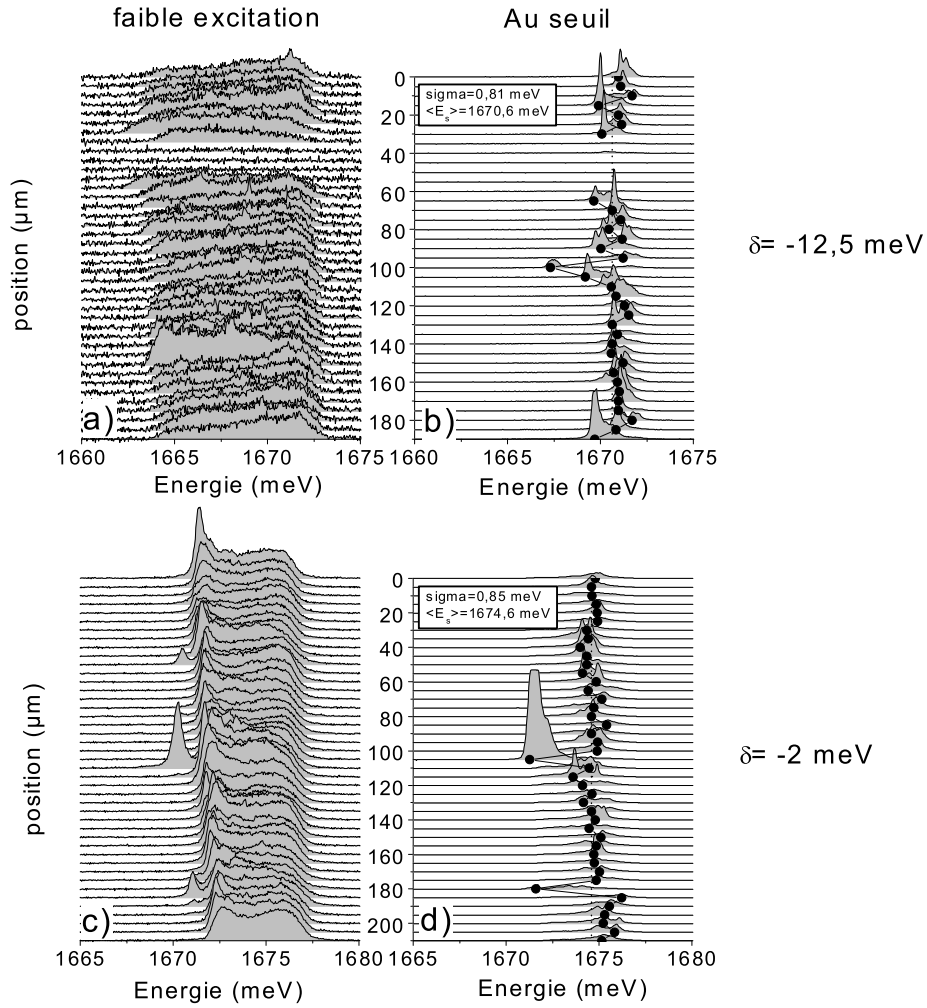


FIG. 8.5: *Expérience d'excitation résolue spatialement : l'échantillon est le M1161 placé à 5K. Le spot laser de diamètre minimal $d \sim 2\mu\text{m}$ est déplacé par pas de $5\mu\text{m}$ à la surface de l'échantillon. Deux spectres de luminescence intégrés en angle sont collectés à chaque fois : le premier (a) et (c) sous faible excitation, le deuxième (b) et (d) sous forte excitation. Les images (a) et (b) sont obtenues pour un désaccord $\delta = -12.5\text{meV}$, les images (c) et (d) pour un désaccord $\delta = -2\text{meV}$.*

8.2. Influence de l'extension spatiale de l'excitation

Deuxièmement, on observe que la raie de stimulation fluctue autour d'une énergie moyenne comprise à l'intérieur de la dispersion usuelle. A désaccord $\delta = -12.5^\circ$, l'énergie moyenne est de $\langle E_s \rangle = 1670.6meV$ qui correspond à un anneau d'angle moyen d'émission $\langle \theta_s \rangle = 21^\circ$. A désaccord $\delta = -2meV$, l'énergie moyenne est de $\langle E_s \rangle = 1674.6meV$ qui correspond à un anneau d'angle moyen d'émission $\langle \theta_s \rangle = 16^\circ$. Dans les deux cas, les fluctuations sont de $\sigma \sim 0.8meV$ correspondant aux fluctuations d'épaisseur de la cavité d'une mono-couche atomique comme nous l'avons déjà signalé.

Troisièmement, on voit que l'émission en régime spontané est moins affectée par le désordre qu'en régime stimulé. Cette observation évoque notre hypothèse de polaritons localisés 8.2.2.

Une dernière remarque concerne les spectres obtenus en faible excitation à désaccord $\delta = -2meV$. Occasionnellement, une raie d'énergie inférieure à la branche polaritonique apparaît. Sous forte excitation, cette raie présente un comportement fortement surlinéaire de manière similaire au régime de stimulation. Ces raies pourraient bien refléter l'existence d'états de polariton localisés plus profonds que les autres. Leur existence serait assez consistante avec le modèle de polaritons localisés décrit en 8.2.2.

8.2.3 Très grande surface d'excitation : condensation en

$$k_{\parallel} = 0$$

Afin de nous affranchir des effets éventuels dus à la taille du spot d'excitation, nous avons réalisé des mesures en régime de stimulation à l'aide d'une surface d'excitation de grand diamètre $d \sim 20\mu m$. Un résultat est représenté fig.(8.6) : cette fois nous avons la surprise d'observer la condensation dans l'état $k_{\parallel} = 0$, et selon une ouverture angulaire totale à mi-hauteur $\Delta\theta_s = 3.6^\circ$ très petite.

Cette finesse angulaire prouve le caractère délocalisé du condensat : en effet, elle implique d'après les lois de la diffraction, et les propriétés du plan de Fourier une source spatialement cohérente de diamètre totale à mi-hauteur

$$d = \frac{4 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda}{\Delta\theta_s} = 10.4\mu m. \quad (8.2)$$

Nous allons voir dans le chapitre suivant que c'est effectivement le cas, mais qu'il

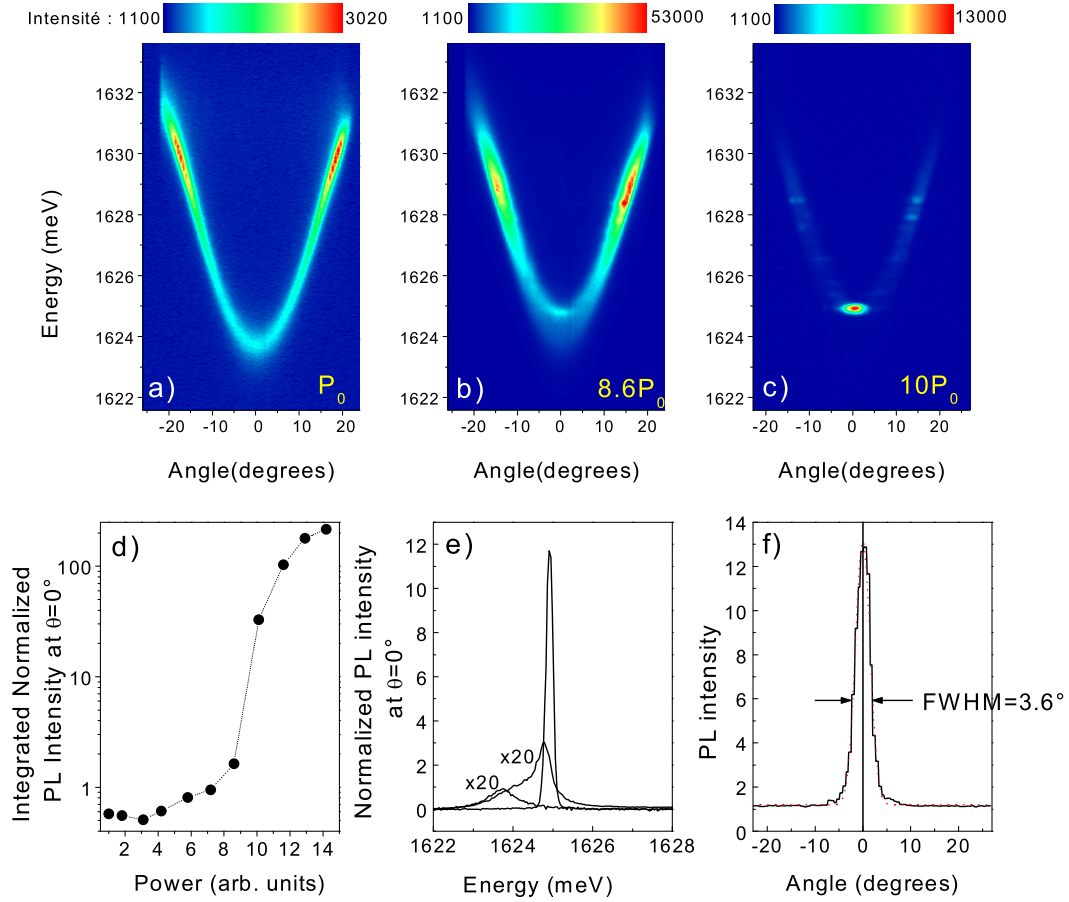


FIG. 8.6: Les trois images du haut présentent la luminescence observée dans le plan de la dispersion. L'échantillon est le M1192 placé à $5K$, et excité par un spot laser de grand diamètre $d \sim 25\mu m$. Le désaccord est de $\delta = -5 \text{ meV}$. De gauche à droite, la puissance d'excitation est augmentée. Le seuil de stimulation est franchi sur l'image c). d) : Intensité d'émission en $k_{\parallel} = 0$ normalisée à la puissance d'excitation en fonction de la puissance d'excitation. e) : Spectres d'émission en $k_{\parallel} = 0$ normalisés à la puissance d'excitation. f) : En bas à droite est représentée la distribution angulaire $I(\theta)$ de la raie de stimulation $E_s = 1624.9 \text{ meV}$.

8.3. Évolution selon la puissance d'excitation

ne s'agit pas d'une source unique de grand diamètre, mais plutôt de plusieurs petits points source inclus dans le spot d'excitation et cohérents entre eux.

On peut noter que la non-linéarité est particulièrement violente dans cette configuration expérimentale comme le montrent les spectres normalisés de la fig.(8.6) : au seuil de stimulation, l'augmentation de la puissance d'excitation de 15% multiplie l'émission par un facteur 100 !

8.3 Évolution selon la puissance d'excitation

En excitation impulsionnelle, le régime précédent la stimulation ne présente pas de bouleversement profond de la population. En excitation continue en revanche, et lorsque la surface d'excitation est grande, on observe une profonde redistribution de la population, avant la stimulation. Cette redistribution est très conforme aux prédictions que Porras *et al.* ont formulées pour une telle configuration expérimentale [15].

8.3.1 Mesures réalisées sous excitation impulsionnelle avec une petite surface d'excitation

Nous avons réalisé des séries d'images dans le plan de Fourier résolu spectralement en fonction de la puissance d'excitation, en régime impulsionnel. Ces mesures permettent de visualiser l'influence de la densité de porteurs initiale déposée par une impulsion du laser, sur la répartition finale de la population de polaritons. Ces mesures sont représentées fig.(8.7) et fig.(8.8) pour des désaccords respectifs $\delta = -5meV$ et $\delta = -15meV$. L'échantillon choisi est le M1161 de 16 PQs, porté à une température de 6K.

Densité de porteurs au seuil

Pour chaque point de mesure, la densité de porteurs n_p créée dans chaque puits est estimée par l'expression

$$n_p = \alpha t_B \frac{P_{in}}{S} \frac{\tau_{las}}{h\nu} \quad (8.3)$$

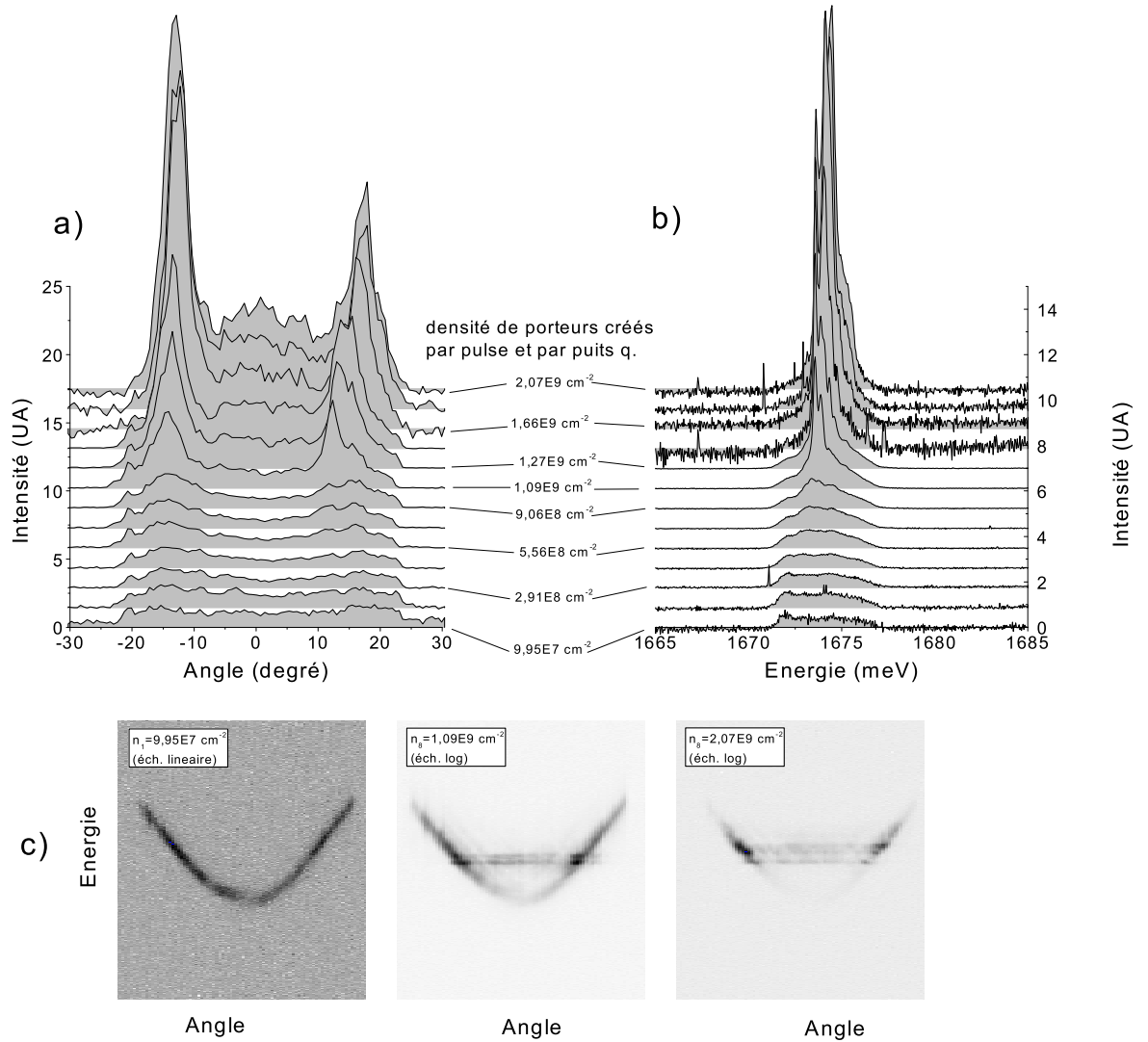


FIG. 8.7: Mesure de luminescence résolue en puissance d'excitation de l'échantillon M1161 placé à $T = 5K$ à désaccord $\delta = -2\text{meV}$. (a) : Distribution $I(\theta)$ intégrée spectralement normalisée à la puissance d'excitation. (b) : Spectres d'émission intégrés en angle (le long de la coupe linéaire réalisé par la fente du monochromateur) et normalisés. (c) : Images brutes de l'émission dans le plan de la dispersion.

8.3. Évolution selon la puissance d'excitation

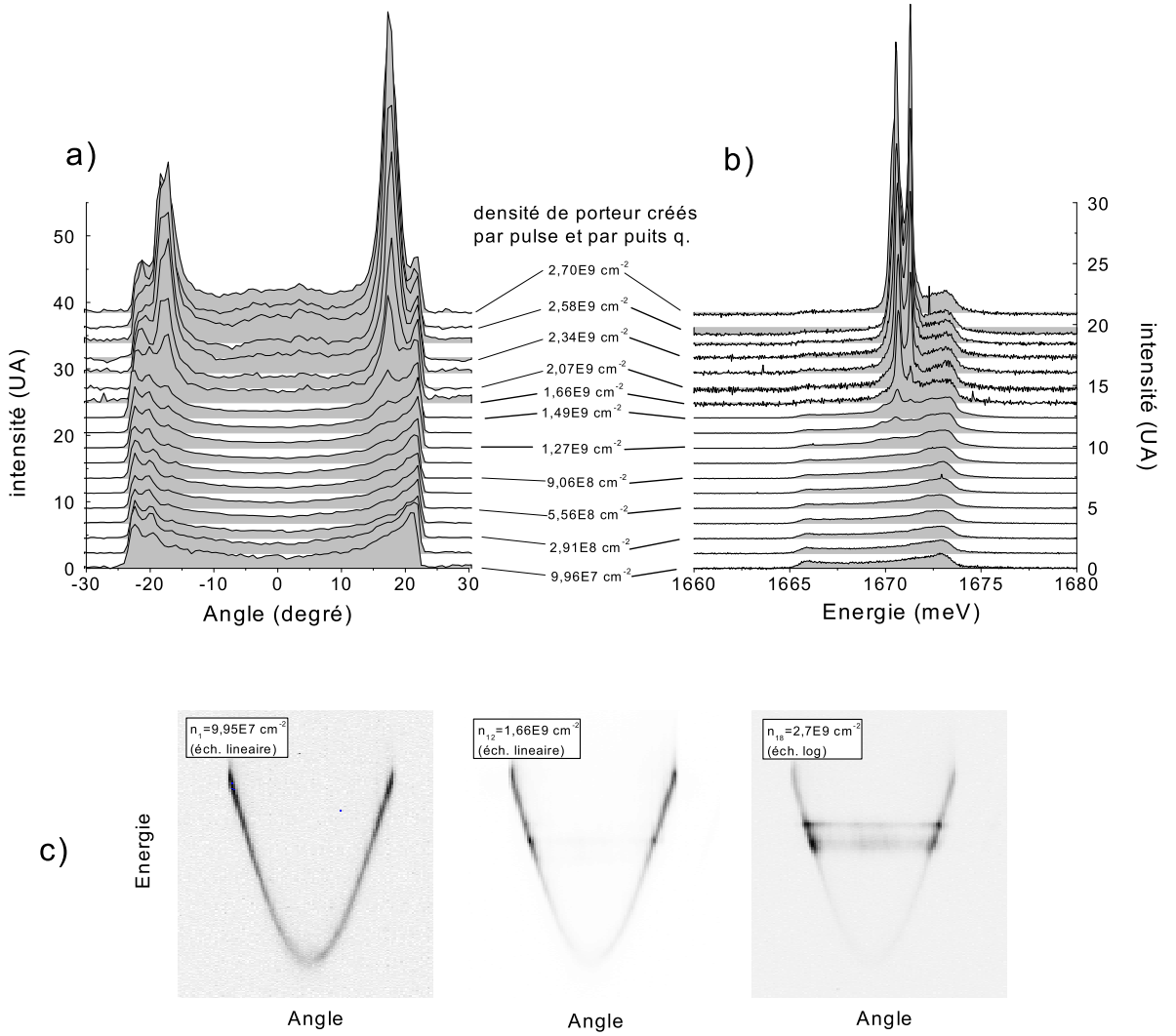


FIG. 8.8: Mesure de luminescence résolue en puissance d'excitation de l'échantillon M1161 placé à $T = 5K$ à désaccord $\delta = -12\text{meV}$. (a) : Distribution $I(\theta)$ intégrée spectralement normalisée à la puissance d'excitation. (b) : Spectres d'émission intégrés en angle (le long de la coupe linéaire réalisé par la fente du monochromateur) et normalisés. (c) : Images brutes de l'émission dans le plan de la dispersion.

Chapitre 8. Étude de l'émission dans le plan de Fourier en régime stimulé

où P_{in} est la puissance moyenne incidente sur le miroir de la microcavité. $t_B \sim 70\%$ est la transmission du premier mode de Bragg à travers lequel est injecté le laser. α est l'absorption de chaque puits quantique. Cette absorption est très faible : de l'ordre de $\alpha = 1\%$, car elle a lieu dans le continuum électron-trou du puits [73]. $S = 5.10^{-8}cm^2$ est la surface du spot d'excitation. $\tau_{las} = 12ns$ est la période de répétition des impulsions du laser. $h\nu$ est l'énergie d'un photon de pompe.

Les figures 8.7.a et 8.8.a représentent l'émission résolue spectralement, intégrée en angle, et normalisée à la puissance d'excitation. On constate tout d'abord que le seuil non-linéaire est franchi pour des densités de porteurs de l'ordre de $n_p = 10^9cm^{-2}$. Cette densité est de deux ordres de grandeurs inférieure à la densité de saturation de la force d'oscillateur $n_s = 3.10^{11}cm^{-2}$. Nous avons donc une fois de plus la garantie que ce phénomène survient en régime de couplage fort.

Distribution de population

Les figures (8.7.b) et (8.8.b) représentent l'émission intégrée spectralement, résolue en angle, et normalisée à la puissance d'excitation. Dans les deux cas, on retrouve le régime stimulé qui démarre sur un anneau de grand angle, caractéristique de l'excitation de petite surface. Par ailleurs on n'observe pas d'importantes modifications de la distribution de population. Les courbes montrent cependant dans les deux cas une très légère surlinéarité de la zone d'accumulation d'où surgit la stimulation.

Il faut bien garder en tête que l'excitation est impulsionnelle, et la détection intégrée en temps. Aussi, l'intensité lumineuse observée ne révèle que l'émission de chaque états moyennée sur le temps, pendant le processus de relaxation. De plus c'est une situation plus difficile à interpréter qu'en excitation continue, puisqu'il n'y a pas de régime stationnaire. Les expériences résolues en temps de M.Müller [9] nous permettent cependant d'affirmer que sur ces images, la raie de stimulation apparaît en premier, environ $3ps$ après l'impact du pulse d'excitation (composante à temps court de la trace temporelle en régime de stimulation). La partie dispersive usuelle visible sur ces images n'apparaît qu'une centaine de picoseconde plus tard (composante à temps long de la trace temporelle en régime de stimulation). Au cours de ce travail de thèse, nous n'avons pas eu les moyens de réaliser de

8.3. Évolution selon la puissance d'excitation

telles images avec une résolution temporelle. Une telle mesure constitue un objectif primordial pour la poursuite de ce travail, et devrait contribuer de manière importante à la compréhension du mécanisme de stimulation.

8.3.2 Mesures réalisées en excitation continue avec une très grande surface d'excitation : condensation en $k_{\parallel} = 0$

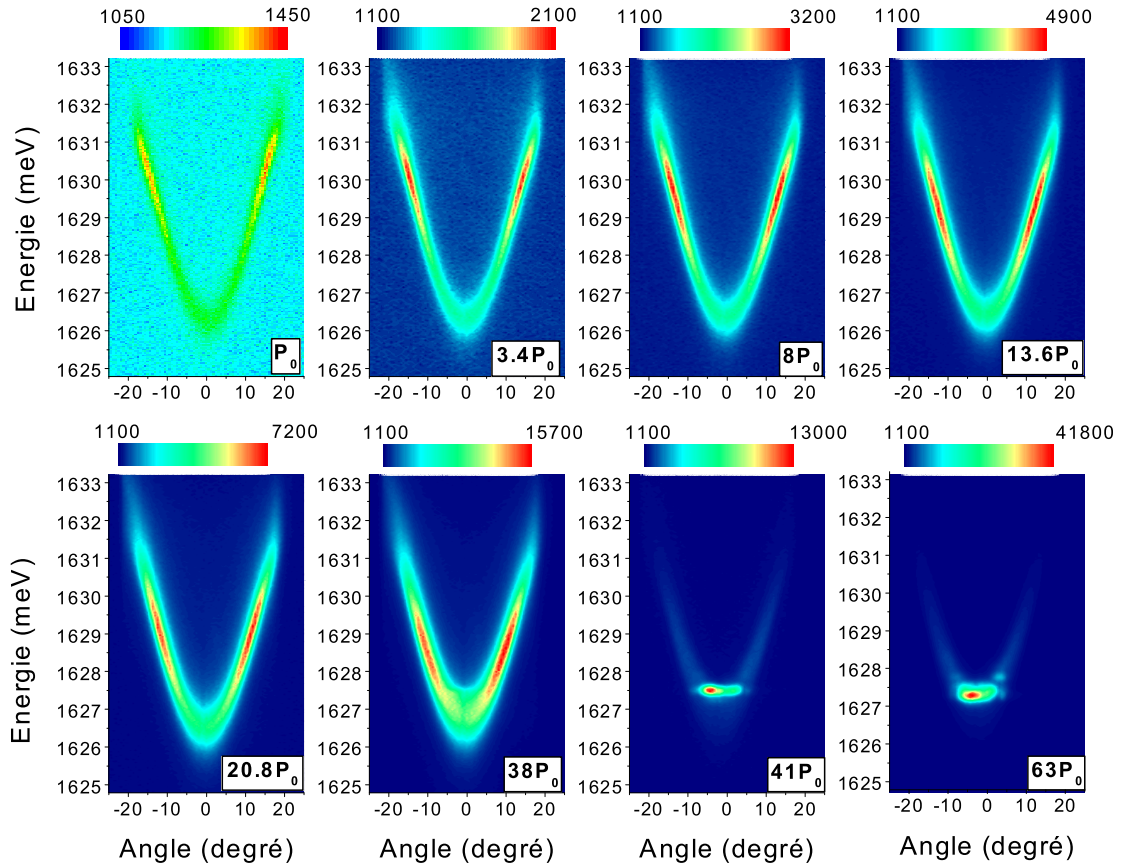


FIG. 8.9: *Mesure de la luminescence dans le plan de la dispersion en régime d'excitation continue. Le spot d'excitation est de grand diamètre $d \sim 25\mu\text{m}$. L'échantillon est le M1192 placé à $T = 5\text{K}$. Chaque image est obtenue pour une valeur de la puissance d'excitation croissante de gauche à droite et de haut en bas. L'intensité de la luminescence est représentée par les niveaux de gris inversés : le plus sombre est le plus intense.*

Les prévisions théoriques concernant la condensation de polaritons sont réalisées en général pour une excitation continue [15]. Il est donc particulièrement

intéressant de réaliser une expérience de stimulation dans ces conditions.

Ce type d'excitation pose cependant de lourds problèmes expérimentaux, c'est pourquoi la majorité des mesures présentées dans ce travail de thèse sont réalisées sous excitation impulsionnelle. Ce régime d'excitation nous permet en effet d'atteindre une densité de puissance par unité de temps très élevées tout en conservant une faible puissance moyenne. Ce régime nous évite donc les problèmes de surchauffe de l'échantillon où les risques de dommages optiques irréversibles que peuvent engendrer le régime d'excitation continue. En effet, pour atteindre la même densité de puissance par unité de temps en régime continu, il faut une puissance de sortie $\tau_{las}/\tau_{pulse} = 1, 2 \cdot 10^5$ fois plus élevée qu'en régime impulsionnel (rapport durée du pulse $\tau_{pulse} = 100fs$ sur période de répétition $\tau_{las} = 12ns$). Il faut donc recourir à un découpage temporel du faisceau selon un très petit rapport de fonctionnement. Une autre difficulté importante est le fait que notre laser saphire-titane n'est pas équipé du filtre biréfringent nécessaire au régime continu monomode.

Nous avons cependant réalisé une série de mesures en régime continu, dont le résultat est présenté fig.(8.9). L'échantillon choisi est le M1192 porté à une température de $7K$. Ces images montrent que lorsque la puissance d'excitation augmente, la zone d'accumulation descend le long de la courbe de dispersion, pour finalement atteindre le bas de la bande, et déclencher la condensation. Ce processus est en très bon accord qualitatif avec le modèle de collisions exciton-exciton stimulées développé par Porras et al [15].

Processus stimulé de collision exciton-exciton

Il est aujourd'hui admis que la population de polaritons ne peut descendre jusqu'en $k_{\parallel} = 0$ si l'on n'inclut comme ingrédient que l'interaction polariton-phonons. Les auteurs de la référence [15] proposent donc un mécanisme de collision entre excitons froids qui permet de créer une population de polaritons jusqu'en bas de la courbe de dispersion. C'est le processus schématisé fig.(8.10.a).

Ce processus est décrit par $N + 1$ équations d'évolutions incluant le terme de stimulation bosonique de l'état final polaritonique : N équations décrivent la population de N états de polaritons, et une équation décrit la population d'excitons froids considérée comme un gaz thermalisé selon la statistique de Maxwell-

8.3. Évolution selon la puissance d'excitation

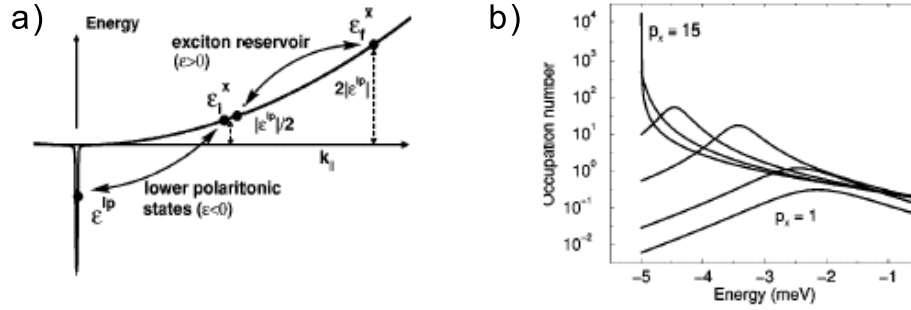


FIG. 8.10: *Modèle de stimulation de la collision excitonique proposé par Porras et al. [15]. (a) : schéma du processus de collision. (b) : calcul de la distribution de population selon l'énergie, pour plusieurs valeurs de la puissance d'excitation p_x .*

Boltzmann.

La figure (8.10.b) présente le résultat de ces calculs : en régime stationnaire, l'énergie de la zone d'accumulation décroît linéairement avec l'augmentation de la puissance d'excitation, jusqu'à atteindre le bas de la courbe de dispersion. Lorsque l'état $k_{||} = 0$ est atteint, et présente un taux d'occupation proche de 1, une singularité y apparaît, correspondant au phénomène de condensation.

Cette description, bien que construite sur la base d'un polariton complètement délocalisé, reproduit très bien notre expérience. Cet accord nous force à nuancer notre hypothèse formulée en 8.2.2 : il semble que le polariton délocalisé joue un rôle important dans le phénomène de condensation. Cette remarque est d'ailleurs validée par l'extrême finesse angulaire de l'émission du condensat de polaritons.

Il faut donc en conclure que des états de polaritons localisés et délocalisés coexistent ou communiquent entre eux. Nous verrons dans le chapitre suivant que les observations du plan réel confirment cette hypothèse de manière assez satisfaisante.

Chapitre 9

Étude de l'émission dans l'espace réel

9.1 Propagation de polaritons

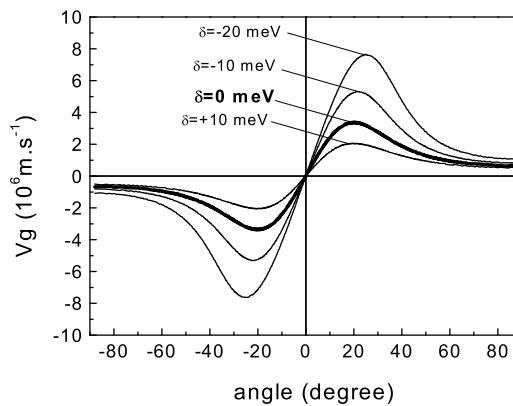


FIG. 9.1: *Vitesse de groupe des polaritons pour une microcavité CdTe typique. Quatre désaccords sont considérés. Paramètres du calcul : $2V_{xg} = 26\text{meV}$, $n_c = 2.8$, $E_x = 1680\text{meV}$.*

L'influence des dimensions spatiales sur les propriétés optiques des microcavités en régime de stimulation nous ont amené à étudier la luminescence dans le plan réel. Notamment, quel est le diamètre de la zone d'émission en régime linéaire ?

en régime stimulé ? comment sont répartis les polaritons dans cette zone ?

Parmi les expériences résolues spatialement, réalisées à ce jour, il faut citer les résultats de T. Freixanet *et al.* [74] et Sermage *et al.* [75]. Dans ces références, les auteurs montrent que dans une microcavité GaAs de grande finesse, on peut observer directement la propagation des polaritons dans le plan de l'échantillon. Cette expérience valide le fait que le polariton peut être vu comme un paquet d'ondes se propageant à une vitesse 'classique'

$$v_g = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_p}{dk_{\parallel}} \quad (9.1)$$

directement reliée à la courbure de la dispersion $E_p(k_{\parallel})$ du polariton. La fig.(9.1) représente la vitesse des polaritons calculée d'après l'eq.(9.1) le long de la courbe de dispersion. Ce calcul est réalisé pour une microcavité CdTe de 26meV de Rabi. Comme on va le voir, cette propagation se manifeste aussi dans nos microcavités, quoique sur des distances plus courte que dans les microcavités GaAs.

9.1.1 Observation de la tache d'émission dans le plan réel

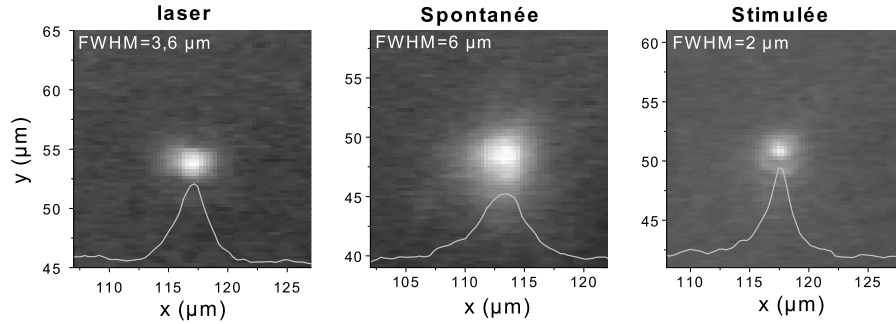


FIG. 9.2: *Imagerie dans le plan réel sur une surface de $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$. Image de gauche : image du spot laser. Image du milieu : image de la tache d'émission en régime spontané. Image de droite : image de la tache d'émission dans le régime stimulé. Les courbes blanches sont des coupes des taches observées.*

La figure 9.2 regroupe les principales caractéristiques de la luminescence dans le plan réel : L'expérience est réalisée sur l'échantillon M1161 à désaccord nul. L'excitation est réalisée à l'aide d'un spot de petit diamètre ($3.6\mu\text{m}$ de diamètre).

Chapitre 9. Étude de l'émission dans l'espace réel

La zone de luminescence intégrée spectralement est observée dans les deux régimes d'émission : image (9.2) du milieu pour le régime spontané, image (9.2) de droite pour le régime stimulé.

Pour le régime spontané, on constate que le diamètre de la zone de luminescence est deux fois plus grand que le diamètre de l'excitation (ici : $6\mu m$ de diamètre). Statistiquement, avec cette expérience, on mesure en fait un diamètre d'émission variant entre $6\mu m$ et $10\mu m$. Ces dimensions sont consistantes avec la finesse angulaire mesurée au paragraphe 8.2.1. Cette extension dans le plan de l'échantillon par rapport à la surface d'excitation peut s'interpréter comme une propagation de polaritons : en effet, les porteurs libres créés par l'excitation non-résonante ne sont pas assez rapide (leur dispersion présente une courbure de plusieurs ordres de grandeur plus faible que celle du polariton), et ne vivent pas assez longtemps ($\tau < 100ps$) pour se propager dans le plan. Seuls les états de polaritons présentent à la fois une dispersion importante grâce au couplage fort, et un temps de vie suffisamment long par rapport à leur vitesse pour se propager dans le plan.

Dans cette hypothèse, ce sont les polaritons au point d'inflexion de la courbe de dispersion qui devraient se propager le plus loin. La distance de propagation correspondante peut s'estimer d'après la donnée de la vitesse de groupe et du temps de vie τ_p à $d = v_g\tau_p \sim 10\mu m$. Cette valeur donne le bon ordre de grandeur pour le diamètre de la tache d'émission, bien que ce modèle soit assez grossier puisqu'on considère une propagation en ligne droite alors que nous avons montré que le système était très désordonné.

En régime stimulé, au contraire, on constate d'une part une forte réduction du diamètre de la tache principale d'émission, et d'autre part l'apparition de structurations dans la zone d'émission sous forme d'anneaux partiels concentriques (voir aussi l'expérience de la fig.(9.4.a)). Nous reviendrons sur cette structuration dans la section suivante.

Résolution spectrale

La figure 9.3 présente l'émission résolue spectralement dans le plan réel (soit le plan (y, λ)). Les conditions expérimentales sont identiques à la mesure précédente, et l'image complète de la zone d'émission est comprise entre les deux lames de la

9.1. Propagation de polaritons

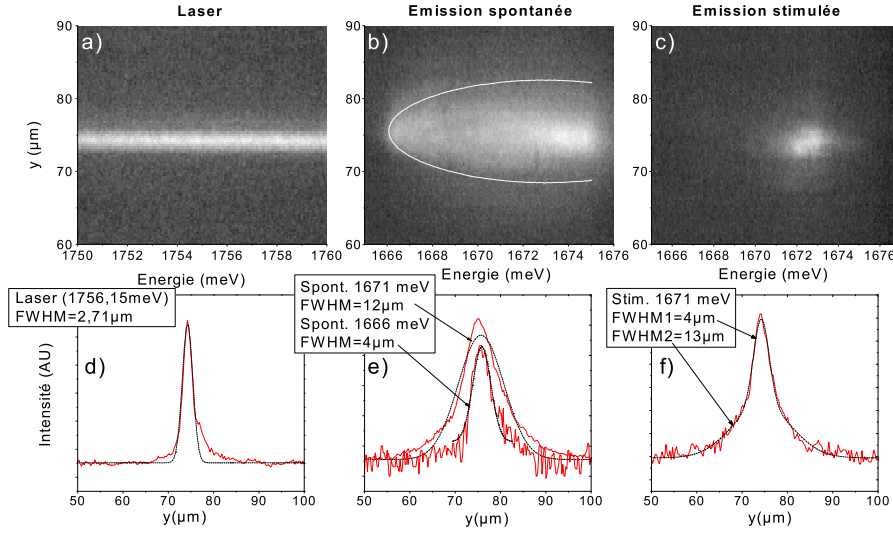


FIG. 9.3: *Imagerie dans le plan réel résolu spectralement (y, λ). L'échantillon est le M1161 à $T = 5K$. (a) Spot laser. (b) Émission en régime spontané. (c) Émission en régime stimulé. (c), (d), et (e) sont des coupes verticales (d'énergie constante) des images (a), (b) et (c) respectivement. En pointillés sont tracés des ajustements gaussiens de ces coupes.*

fente du monochromateur.

En régime spontané, on constate que les polaritons de haute énergie parviennent à voyager plus loin que les polaritons de l'état fondamental. On pourra par exemple comparer les deux courbes de la fig.(9.3.e). Le modèle simple basé sur la propagation en ligne droite des polaritons rend compte de cette caractéristique : la courbe blanche de la fig.(9.3.b) présente le calcul correspondant, incluant les paramètres de l'échantillon M1161, un désaccord de $\delta = -10\text{meV}$, et un temps de vie $\tau_p = 1\text{ps}$.

On peut donc en conclure qu'en régime spontané, bien que leurs temps de vie soient courts, et bien que le système soit fortement désordonné, les polaritons ont le temps de se propager sur plusieurs microns dans le plan de l'échantillon.

En régime stimulé, nous observons encore le fort affinement spatial déjà observé précédemment. Les anneaux éventuels entourant la tache central (fig.9.3) sont masqués par la dispersion spectrale.

9.2 Structuration de l'émission au seuil dans le plan réel...

9.2.1 ...Avec une petite surface d'excitation

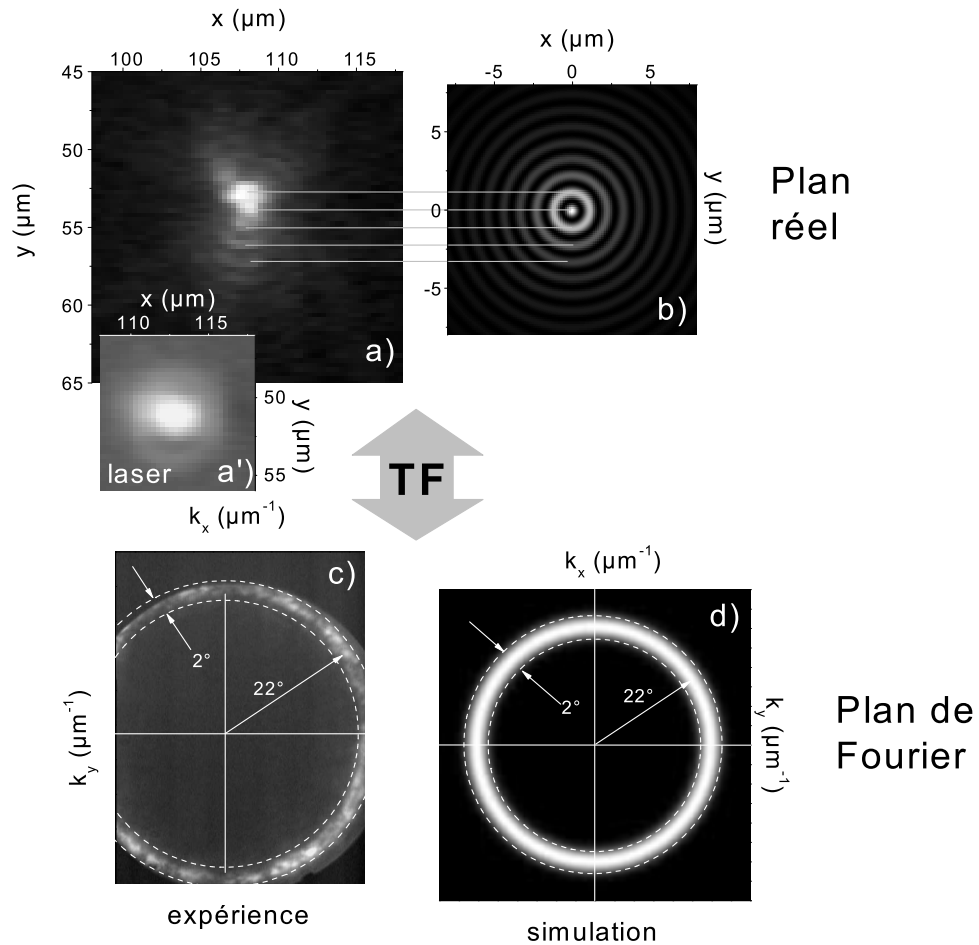


FIG. 9.4: Échantillon M1161 à $T = 5\text{K}$. (a) : Mesure de la luminescence dans le plan réel. (a') : Spot laser d'excitation (image volontairement saturée). (b) : Simulation de la tache d'émission dans le plan réel. (c) : Mesure de la luminescence dans le plan de Fourier 2D. (d) : Reproduction numérique de l'anneau (c).

Comme on l'a rappelé au paragraphe 3.2.2, lorsqu'une source étendue présente une cohérence spatiale élevée, il existe une relation de transformée de Fourier entre l'image dans le plan de Fourier, et la fonction d'éclairage de la source $t(\mathbf{r})$.

9.2. Structuration de l'émission au seuil dans le plan réel...

Nous avons vérifié expérimentalement l'existence d'une telle relation en régime de stimulation en comparant l'émission dans le plan de Fourier, et l'émission dans le plan réel. L'expérience est présentée figure (9.4). Les images (9.4.a) et (9.4.c) sont les images obtenues dans le plan réel et dans le plan de Fourier respectivement, au seuil de stimulation.

Le spot d'excitation est de petit diamètre ($d \sim 2\mu m$). On a déjà observé que dans ce cas, la luminescence dans le plan de Fourier 9.4.c est structurée principalement selon un anneau. Ses caractéristiques sont pour cette expérience : un diamètre angulaire $\theta = 22^\circ$, et une épaisseur $\Delta\theta = 2^\circ$. Comme on l'a déjà vu au début du chapitre, l'image de la luminescence observée dans le plan réel présente des oscillations périodiques selon la direction radiale, qui ressemblent à des anneaux de diffraction (image (9.4.a)). La mesure donne une période spatiale de ces oscillations de $\Delta r = 1\mu m$. L'émission est aussi structurée selon la direction azimutale mais de manière moins bien définie.

Pour vérifier si ces anneaux sont reliés à l'image de la luminescence dans le plan de Fourier par transformée de Fourier, nous avons reproduit numériquement l'image dans le plan de Fourier à l'aide de la fonction

$$u(k_{\parallel}, \phi_k) = e^{-\frac{(k_{\parallel} - k_{\parallel}^0)^2}{\Delta k^2}}. \quad (9.2)$$

k_{\parallel}^0 et Δk sont reliés à θ et $\Delta\theta$ par la relation 2.45. Cette fonction est représentée dans le plan de Fourier en 9.4.d. La transformée de Fourier $\tilde{u}(x, y)$ de cette fonction est obtenue numériquement et est représentée en 9.4.b. On constate que l'image de $\tilde{u}(x, y)$ et l'image 9.4.a sont très similaires : en particulier on a un accord quantitatif entre la période calculée et la période $\Delta x = 1\mu m$ mesurée des oscillations radiales.

Pour garantir la validité de cette mesure nous présentons une image du spot laser d'excitation dans le plan réel fig.(9.4.a'). Cette image est volontairement saturée afin de faire apparaître le premier anneau de diffraction dû à la pupille des optiques que subit le faisceau laser. Cet anneau a un rayon $r_l = 2.5\mu m$ largement supérieur à Δr et ne peut donc en aucun cas être tenu pour responsable des oscillations radiales observées en luminescence.

Nous avons donc montré qu'une relation de type transformée de Fourier existait en régime de stimulation entre l'émission dans le plan réel, et l'émission dans le plan de Fourier. Cette relation est un signe fort de cohérence spatiale qui

n'apparaît qu'en régime de stimulation.

9.2.2 ...Avec une grande surface d'excitation

La situation se complique lorsque l'on utilise un gros spot d'excitation de diamètre $d > 20\mu m$. On se rappelle que dans cette configuration, en régime stimulé, l'émission dans le plan de Fourier n'est plus annulaire, mais centrée en $k_{\parallel} = 0$ avec une faible ouverture Δk . On se rappelle aussi que pour que cette largeur Δk ne viole pas les lois de la diffraction, il fallait nécessairement que la source d'émission soit uniforme et cohérente sur un diamètre de $10\mu m$.

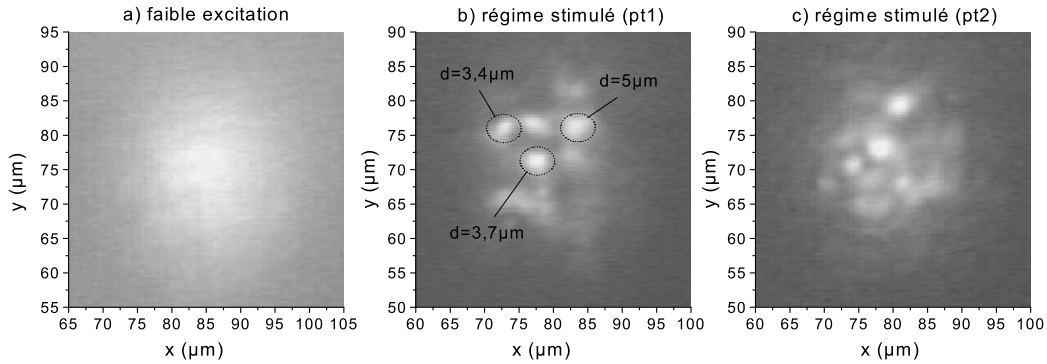


FIG. 9.5: *Echantillon M1161 à $T = 5K$. Tache d'émission dans le plan réel. (a) : en régime de faible excitation. (b) et (c) : en régime stimulé pour deux point voisins de l'échantillon.*

Or la transition dans le régime stimulé fait apparaître comme précédemment une structuration de l'émission dans le plan réel. Mais cette structuration consiste cette fois en l'apparition de plusieurs points d'émission au sein du spot d'excitation, qui constituent la source de la raie stimulé. Le diamètre de ces points est estimé par un ajustement Gaussien à des valeurs de 4 à $5\mu m$, comme le montre la fig.(9.5), soit un facteur 2 inférieures au $10\mu m$ nécessaires.

Corrélations entre les taches d'émissions

Une explication simple permet de résoudre ce paradoxe : ces points doivent présenter une grande cohérence mutuelle. Pour s'en convaincre nous réalisons le

9.2. Structuration de l'émission au seuil dans le plan réel...

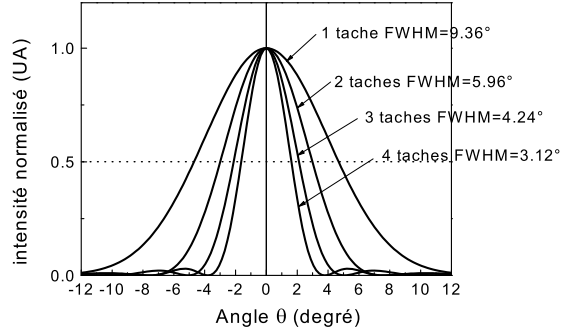


FIG. 9.6: Calcul de la distribution d'intensité $I(\theta)$ émise par des sources corrélées de petites tailles. Paramètre du calcul : diamètre des sources : $4\mu m$, distance entre les sources : $3\mu m$, $\lambda = 0.74\mu m$. On considère entre une et quatre sources.

calcul suivant : sur la figure 9.6 nous traçons d'abord l'intensité $I(\theta)$ pour une source de profil gaussien de $d = 4\mu m$ de diamètre à mi-hauteur à la longueur d'onde $2\pi/k = 0.74\mu m$. $I(\theta)$ s'écrit [38]

$$I(\theta) = \exp\left(-\frac{\pi^2 d^2}{\lambda^2} \sin^2(\theta)\right) \quad (9.3)$$

Le pic central a une largeur de $w = 9.4^\circ$. Nous ajoutons maintenant une deuxième source (tache) de même diamètre à une distance de $3\mu m$ de la première, et nous supposons leurs phases parfaitement corrélées. La distribution d'intensité résultant de l'interférence entre les deux taches est facilement déterminée d'après le problème classique des trous d'Young. Le pic central d'intensité correspondant se réduit alors à une largeur de $w_1 = 5.9^\circ$. Nous continuons ainsi en augmentant le nombre de taches jusqu'à N . On peut montrer que de manière analogue au nombre de traits d'un réseau de diffraction, la largeur angulaire de l'émission suit une loi en $1/N$ qui s'écrit

$$w_N = \frac{2/\pi i}{Nka}, \quad (9.4)$$

et l'intensité en $\theta = 0$ suit une loi en N^2 . Ainsi, seule la corrélation de ces taches peut expliquer la finesse angulaire observée. On peut donc en conclure que ces tâches ne forment qu'un seul état quantique.

Remarquons que ce résultat invalide clairement l'hypothèse de localisation pure de la condensation formulée au paragraphe 8.2.2, puisque la phase cohérente

de polariton à lieu simultanément en plusieurs sites de la tache d'émission.

Caractère intrinsèque des taches d'émissions

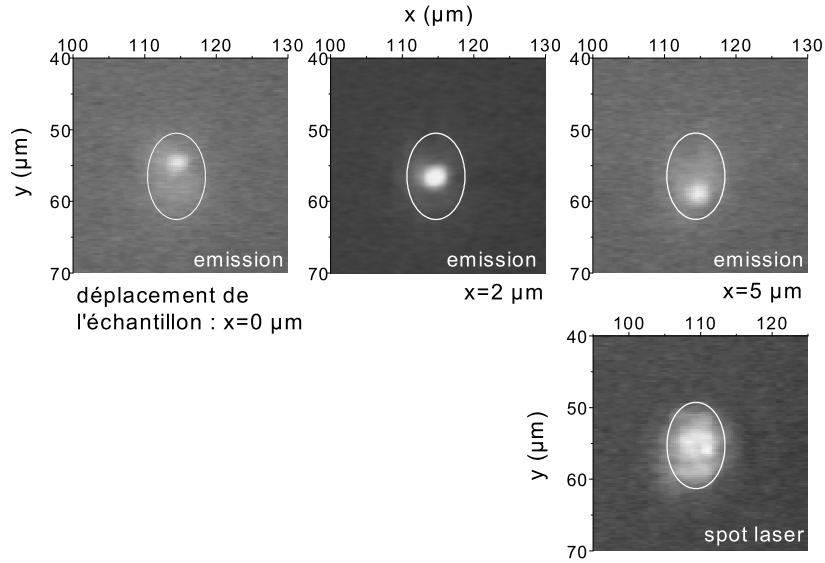


FIG. 9.7: Échantillon M1161 à 4K. Émission en régime stimulé observée dans le plan réel. Images du haut à gauche : image de référence. Au milieu : l'échantillon est déplacé verticalement de $2\mu\text{m}$. A droite : l'échantillon est déplacé verticalement de $5\mu\text{m}$. L'image en bas à droite est l'image du spot d'excitation.

L'origine physique de ces taches est d'une interprétation délicate : On pourrait tout d'abord imaginer qu'elles constituent le mode spatial du système confiné par le désordre local, comme on l'attendrait par exemple dans des micropiliers de grands diamètres. Mais dans ce cas, la position spatiale de ces taches devrait être extrêmement sensible à la position du spot d'excitation, ce dernier favorisant selon sa position l'un ou l'autre mode transverse du système confiné.

Or il n'en est rien : chaque tache a une position bien définie dans le plan de l'échantillon. Leur position reste fixe par rapport à l'échantillon lorsqu'on déplace le spot d'excitation. La fig.9.7 présente cette expérience : la microcavité M1161 est excitée dans le régime stimulé, et le spot d'excitation est réduit à un diamètre de $10\mu\text{m}$, de manière à ne sélectionner qu'une tache dans le plan

9.2. Structuration de l'émission au seuil dans le plan réel...

réel. Nous translatons alors l'échantillon de quelques microns, le spot d'excitation restant fixe entre les trois images, et il apparaît que la tache suit exactement le mouvement de l'échantillon. Le résultat est le même lorsqu'il y a plusieurs spots : chacun est fixe sur l'échantillon, et peut être excité indépendamment avec le laser ! Ces taches sont donc très certainement associées au désordre interne de l'échantillon.

9.2.3 Conclusion sur le mécanisme de stimulation

Nous avons montré que nos deux hypothèses 8.2.1 et 8.2.2 concernant les mécanismes de condensation sont réfutables sans ambiguïté. Pourtant l'hypothèse 8.2.2 semble la plus proche de la réalité. En fait, pour la rendre compatible avec nos observations, il faudrait simplement que deux types de polaritons puissent coexister : une phase localisée et une phase délocalisée.

Or des calculs préliminaires prévoient que la fonction d'onde polaritonique, perturbée par un désordre ambiant de faible amplitude, peut présenter des oscillations temporelles entre les centres de localisations, et les états complètement délocalisés [76].

Ces oscillations ont alors pour effet d'une part, de coupler plusieurs centres localisés entre eux comme nous l'observons expérimentalement, et d'autre part d'observer des effets intrinsèques au polariton délocalisé comme la condensation dans l'espace réciproque de la fig.(8.3.2).

Chapitre 10

Analyse du speckle dans le plan de Fourier

Dans ce chapitre nous allons étudier une propriété remarquable de l'émission dans le plan de Fourier. Comme on l'a déjà décrit précédemment, lorsque le spot d'excitation est suffisamment petit, la lumière en régime de stimulation se distribue sur un anneau dégénéré de la courbe de dispersion, accompagné d'une émission plus faible à l'intérieur de l'anneau. La distribution d'intensité $I(\phi)$ le long de cet anneau présente des variations contrastées produisant un effet de speckle bien connu pour les lasers [77]. En effet lorsque une source très cohérente comme un laser illumine une surface diffusante, cette surface devient une source secondaire qui génère une figure d'interférence complexe en champ lointain, faite de taches (le mot anglais speckle signifiant 'tache' nous servira dans ce qui suit à désigner ce phénomène) alternativement brillantes et sombres.

Nous allons montrer dans ce chapitre que l'effet de speckle que nous observons est relié d'une part à l'importance des corrélations spatiales $J_{12}^r = J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ dans le plan de la source en régime de stimulation, et d'autre part au désordre présent dans le plan de la microcavité.

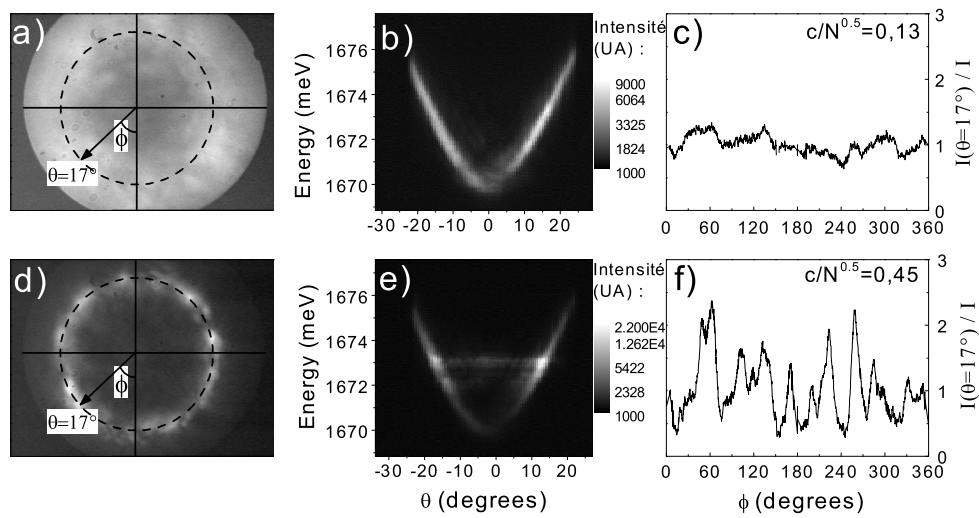


FIG. 10.1: Échantillon M1161 à $T = 5K$. La première ligne d'image est obtenue en régime de faible excitation, la deuxième ligne au seuil de stimulation. (a) et (d) : Emission dans le plan de Fourier 2D (échelle linéaire d'intensité). (b) et (e) : Emission dans le plan de la dispersion (échelle logarithmique d'intensité). (c) et (f) : distribution d'intensité $I(\phi)$ en fonction de l'angle azimutal le long de l'anneau d'angle $\theta_s = 17^\circ$. $I(\phi)$ est normalisé à sa valeur moyenne.

10.1 Observations

Une expérience type est représentée fig.(10.1). Comme d'habitude, l'excitation est pulsée, centrée à $1.771eV$ et la densité d'excitation à la surface de l'échantillon peut varier entre 0 et $1000kW.cm^{-2}$. Le seuil de stimulation à lieu autour de $P_{th} = 5kW.cm^{-2}$. La détection est intégrée en temps sur $100ms$

La première ligne de la figure (10.1) est obtenue juste avant le seuil de stimulation, la seconde, est obtenue juste au dessus. L'anneau de stimulation apparaît ici à un angle $\theta_s = 17^\circ$. Les profils d'intensité $I(\phi)$ sont tracés le long de l'anneau θ_s dans les deux cas. Ils matérialisent une augmentation très significative du contraste de $I(\phi)$ au franchissement du seuil.

10.1.1 Comparaison de l'anneau Rayleigh en excitation résonante et non-résonante stimulée

Il est assez stupéfiant de comparer cette image obtenue en excitation non-résonante, et l'image 6.5 obtenue en excitation cohérente. Afin de comparer plus directement ces deux situations nous avons réalisé l'expérience suivante : Après avoir identifié les caractéristiques d'un anneau de stimulation : angle θ_s et énergie E_s , nous avons réduit l'ouverture du faisceau, et modifié l'incidence du spot d'excitation afin qu'il excite l'échantillon en θ_s . Une fois ces réglages effectués, nous avons pris les trois images 10.2.a, 10.2.b, et 10.2.d. La première montre le spot d'excitation dans le plan de Fourier afin de contrôler son angle d'incidence ainsi que son ouverture angulaire. Pour la deuxième, l'énergie E_{las} du saphir-titane est réglée à $E_{las} = E_s$. Pour la dernière, l'énergie est simplement remontée à la valeur habituelle de $E_{las} = 1760meV$ afin d'être dans les conditions d'excitation non-résonante (pour laquelle l'angle d'incidence est sans effet).

On a montré au paragraphe 6.2.1 que le premier anneau 10.2.b était caractéristique de la diffusion Rayleigh en régime cohérent. Le deuxième 10.2.d bien qu'obtenu sous excitation non-résonante présente qualitativement des caractéristiques identiques, et notamment un speckle très contrasté. Le même phénomène cohérent est donc très probablement à l'oeuvre dans les deux cas.

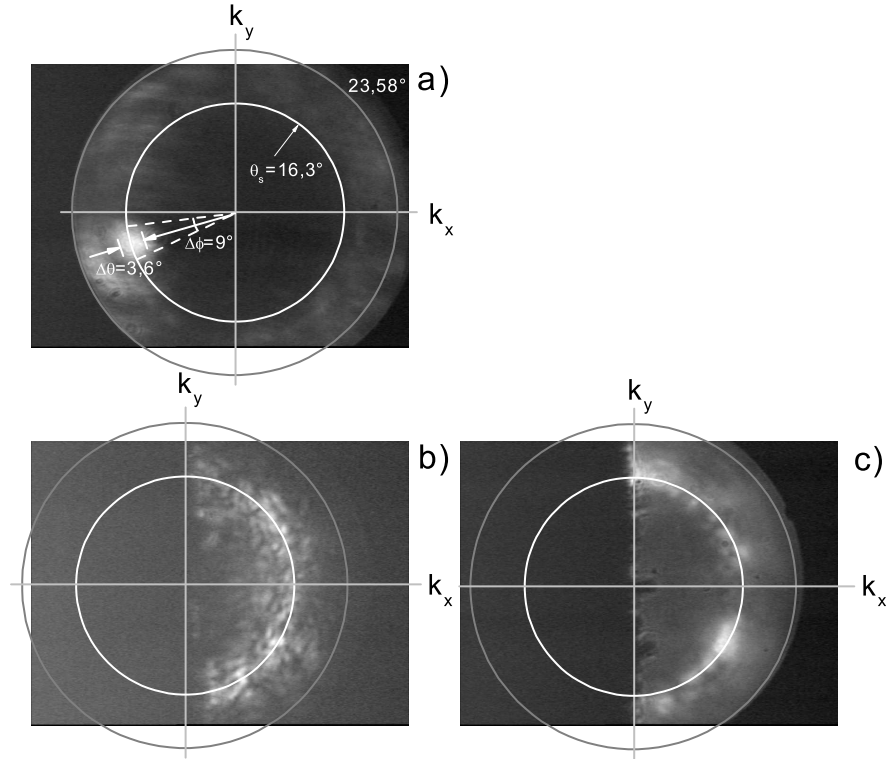


FIG. 10.2: *Échantillon M1161 à $T = 5K$. Imagerie dans le plan de Fourier 2D. (a) : Spot laser pour l'excitation résonante. (b) : Emission sous excitation résonante. (c) : Emission sous excitation non-résonante.*

10.1.2 Formation d'une cohérence spatiale

Ce speckle est observé dans le plan de Fourier, or comme le montre l'eq.(3.4) l'intensité en un point du plan de Fourier est le résultat de l'interférence - plus ou moins partielle selon le degré de cohérence - des champs issus de tous les points de la source. Cette interférence caractérise donc une cohérence spatiale dans le plan de la source.

A l'aide d'une méthode statistique simple, il est possible de caractériser la largeur caractéristique de la fonction J_{12}^r . Cette largeur caractéristique est une surface effective S_{coh} définie de manière à ce que les corrélations entre deux points de la source contenue dans S_{coh} soient corrélés à plus de 50%. En d'autre terme, S_{coh} est la 'largeur' (surface) à mi-hauteur de la fonction J_{12}^r . On définit alors le

degré de cohérence spatiale c de la source comme le rapport

$$c = \frac{S_{coh}}{S} \quad (10.1)$$

où S est la surface totale de la source. Afin de caractériser c , une méthode simple est proposée par Langbein *et al.* dans la référence [49], pour une situation expérimentale très similaire. Les auteurs démontrent que le degré de cohérence c peut s'exprimer à l'aide des grandeurs statistiques de $I(\phi)$:

$$c = \sqrt{N} \frac{\sigma_\phi}{\langle I(\phi) \rangle} \quad (10.2)$$

où N est le nombre de diffuseur contenus dans la sources et participant donc à la figure de speckle. On prendra $N = 1$ par la suite en gardant en tête le fait que de cette manière nous sous-estimons la valeur réelle de la cohérence. En appliquant cette méthode aux données de la figure 10.1, on trouve $c = 13\%$ en dessous du seuil, et $c = 45\%$ au dessus.

A ce stade il faut se souvenir que l'expérience est intégrée en temps, et qu'une conséquence importante, est que le régime stimulé n'a lieu que pendant les temps courts après le pulse d'excitation. Dans les instants suivants, et jusqu'à la fin l'émission est retombée en régime spontané. Sur nos images, on a donc une superposition des deux régimes, l'un très cohérent, l'autre incohérent. Les valeurs de la cohérence que nous mesurons constituent donc des bornes inférieures de leurs valeurs réelles. Les valeurs trouvées sont donc d'autant plus spectaculaires.

10.2 Effet seuil de la cohérence spatiale

Nous avons appliqué la méthode décrite ci-dessus de manière systématique pour des valeurs de la puissance permettant d'excursionner les deux régimes de part et d'autre du seuil non-linéaire. Le résultat est représenté fig.(10.3) pour deux échantillons différents : à gauche le M1161 de 16 puits quantiques, à droite le M1192 de 4 puits. Sur les deux échantillons on observe une montée significative de la cohérence à partir d'une puissance seuil correspondant à la puissance au seuil non-linéaire $P_{th} = 5kW.cm^{-2}$.

Nous avons donc mis en lumière une brutale montée de la cohérence spatiale au franchissement du seuil non-linéaire. Cette nouvelle caractéristique vient confirmer les conclusions du paragraphe 9.2.1 : l'existence d'une transition spontanée

10.2. Effet seuil de la cohérence spatiale

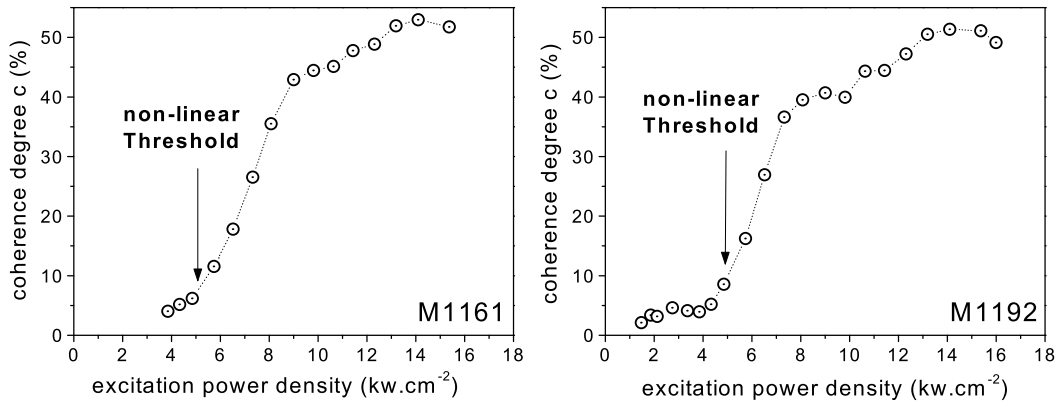


FIG. 10.3: *Mesure de cohérence spatiale de l'émission c en fonction de la puissance d'excitation à $T = 5K$. (a) : Échantillon M1161 à désaccord nul. (b) : Échantillon M1192 à désaccord nul.*

du système vers une phase cohérente de polaritons. Nous allons montrer dans le chapitre suivant que l'émission est aussi très cohérente dans l'espace réciproque.

Chapitre 11

Corrélations dans le plan de Fourier

L'objectif de ce chapitre est l'étude des corrélations de l'émission dans le plan de Fourier. C'est à dire que l'on souhaite caractériser la fonction de corrélation $J_{12}^k = J(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ [38] en fonction de la puissance d'excitation et plus particulièrement au franchissement du seuil non-linéaire (dans ce chapitre les vecteurs d'onde seront toujours donnés dans le plan, on omettra l'indice '||' pour alléger les notations). En général ces corrélations ne dépendent que de la distance entre les deux points. Dans notre cas cela signifie que J_{12}^k est simplement une fonction de $\Delta_k = k_1 - k_2$. Ce type de corrélation caractérise ce qui est parfois appelé dans la littérature la cohérence transverse de l'émission. En effet cette fonction caractérise les corrélations à délai nul existant entre deux points de la surface du front d'onde émis par la source.

On va montrer dans ce chapitre qu'il est possible de mesurer directement cette fonction à l'aide d'une méthode interférométrique assez similaire à l'expérience des trous d'Young en cohérence partielle. Les résultats obtenus font apparaître une hausse spectaculaire des corrélations dans le plan de Fourier au franchissement du seuil.

11.1 Interféromètre de Billet

L'interféromètre de Billet [38] est rarement utilisé mais convient particulièrement bien à notre objectif. Il permet de créer deux images réelles à partir d'un

11.1. Interféromètre de Billet

seul objet, et ce à l'aide d'une lentille coupée en deux selon son diamètre. Les interférences entre les champs issus des deux images s'observent alors en champ lointain ou dans le plan de Fourier, de manière similaire à l'expérience des trous d'Young. Cette figure d'interférence doit enfin être résolue spectralement afin de n'observer que les recouvrements des champs de même énergie.

Le montage de l'interféromètre tel que nous l'avons réalisé est représenté fig.(11.1). Le début du montage ressemble fort au montage de spectroscopie du plan de Fourier (fig.(4.4)) utilisé précédemment . La dernière lentille servant à prendre l'image du plan de Fourier est simplement remplacée par une lentille coupée en deux. Chaque demi-lentille possède ses propres degrés de liberté mécanique ce qui nous permet d'en déplacer une par rapport à l'autre à volonté. Le gap ainsi formé entre les deux demi-lentilles est centré sur l'axe optique, de manière à ce que le faisceau collimaté issu de l'objectif illumine les deux moitiés de manière identique.

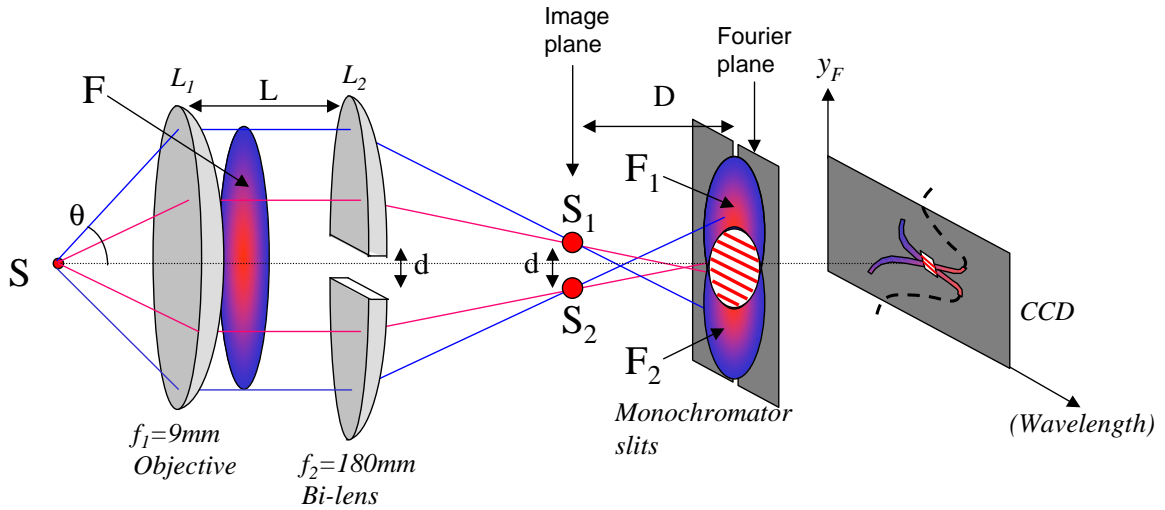


FIG. 11.1: Schéma de l'interféromètre de Billet résolu spectralement. S_1 et S_2 sont les deux images de S obtenues grâce à la lentille de Billet L_2 .

Chaque demi-lentille génère une image S_1 et S_2 du spot d'émission S dans le plan image, et surtout une demi image du plan de Fourier F_1 et F_2 . Chaque

image du plan de Fourier est en effet partielle puisque la demi-lentille n'intercepte que la moitié du faisceau collimaté. Dans l'espace des angles, cela implique que la demi-lentille supérieure image tous les états d'angle azimutal $0 < \phi < \pi$, tandis que la demi-lentille inférieure image l'autre moitié. Ces deux images (les disques avec dégradés de niveaux de gris sur la figure (11.1)), enfin, se recouvrent dans le plan de Fourier pour interférer.

On appelle d la distance séparant les deux demi-lentilles, et on s'arrange pour que cette séparation soit perpendiculaire à l'axe \mathbf{u}_y de la découpe. Cette distance se reporte sur la distance entre les deux images créées, ainsi que sur la séparation entre les deux images dans le plan de Fourier. Comme le formalise l'eq. 11.1, cette séparation d correspond à une séparation $\Delta\mathbf{k} = \Delta k \mathbf{u}_y$ dirigée selon l'axe vertical qui s'écrit

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda_p} \left(1 + \left(\frac{2\gamma f_1}{d} \right)^2 \right)^{-1/2}. \quad (11.1)$$

où γ est le grandissement du plan de Fourier qui s'écrit aussi à l'aide des données du montage $\gamma = \frac{f_2}{L-f_1-f_2}$. λ_p est la longueur d'onde d'émission du polariton.

Dans le plan de Fourier on a les nouvelles propriétés suivantes : si $d = 0$, on se retrouve dans la configuration d'imagerie classique du plan de Fourier pour lequel chaque point du plan correspond à un vecteur d'onde $\mathbf{k}^{\mathbf{d}=\mathbf{0}}$ donné par la relation (3.2). Si $d \neq 0$, on observe en $\mathbf{k}^{\mathbf{d}=\mathbf{0}}$ le recouvrement entre les champs de directions initiales

$$\begin{cases} \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}^{\mathbf{d}=\mathbf{0}} - \Delta\mathbf{k}/2 \\ \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}^{\mathbf{d}=\mathbf{0}} + \Delta\mathbf{k}/2 \end{cases} \quad (11.2)$$

C'est à dire que l'on fait interférer en $\mathbf{k}^{\mathbf{d}=\mathbf{0}}$ les deux états de polariton \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 .

11.1.1 Sélection des interférences dégénérées dans le plan de Fourier

En régime de faible excitation, à cause de la relation de dispersion, cette interférence est complexe. En effet, les états interférant n'ont pas forcément la même énergie. Afin d'extraire des données exploitables, il est donc nécessaire de filtrer spectralement l'image obtenue dans le plan de Fourier à l'aide d'un monochromateur. Cette technique nous permet de séparer spatialement sur le plan de la

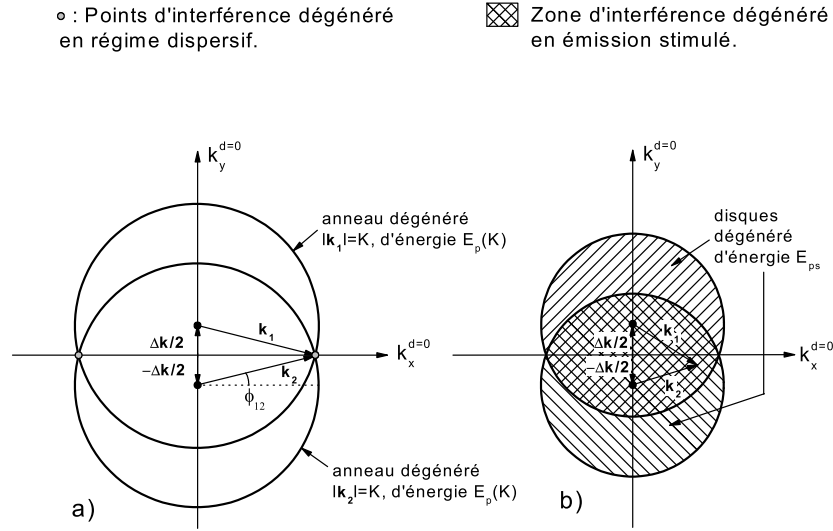


FIG. 11.2: Recherche des points d'interférence dégénérés dans le plan de Fourier 2D. (a) : en régime spontané. (b) : en régime stimulé.

CCD du monochromateur les champs n'ayant pas la même énergie. Cependant, comme on ne peut effectuer cette opération que sur une coupe unidimensionnelle de l'image (coupe selon les fentes du monochromateur), il faut donc d'abord trouver la position des interférences de même énergie dans le plan de Fourier afin de bien choisir notre coupe. Pour que les points \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 soient de même énergie, ils doivent vérifier

$$|\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2| \equiv K. \quad (11.3)$$

Cette contrainte ajoutée à l'eq.(11.2) conduit à un ensemble de deux solutions par valeur de K . Une résolution graphique pour une valeur de K donnée est représentée sur la fig.(11.2.a). La solution analytique s'écrit

$$\mathbf{k}_1 = \begin{pmatrix} \pm \sqrt{K^2 - \frac{\Delta_k^2}{4}} \\ -\frac{\Delta_k}{2} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{k}_2 = \begin{pmatrix} \pm \sqrt{K^2 - \frac{\Delta_k^2}{4}} \\ +\frac{\Delta_k}{2} \end{pmatrix}$$

en coordonnée cartésienne. En le réécrivant en coordonnée polaire, on voit aussi que l'angle azimutal ϕ_{12} entre les deux états vérifie

$$\sin\left(\frac{\phi_{12}}{2}\right) = \frac{\Delta_k}{2K}. \quad (11.4)$$

D'après les relations (11.2) Lorsqu'on fait varier K ces solutions décrivent l'axe $k_y^{d=0} = 0$ du plan de Fourier.

Régime stimulé

En régime stimulé, en revanche, comme on l'a décrit dans le chapitre 8, l'émission est monochromatique d'énergie E_s et non-dispersive sur une grand segment de vecteur d'onde, on se rappelle que le rayon angulaire k_M du disque d'émission vérifie toujours la relation empirique 8.1. Les interférences ont alors lieu de manière dégénérée en tout point du recouvrement entre les deux disques de rayon k_M , comme le symbolise la fig.(11.2.b).

11.1.2 Lecture du plan de Fourier résolu spectralement

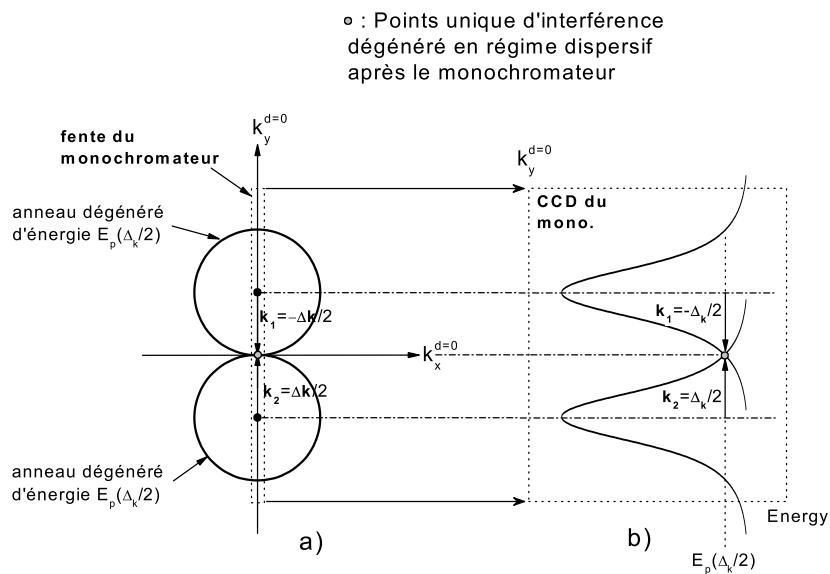


FIG. 11.3: Recherche des points d'interférences dégénérées en régime spontané contenus entre les fentes du monochromateur, et observables dans le plan de la dispersion. (a) : Points d'interférences de l'image dans le plan de Fourier 2D. (b) : Image résolue spectralement de la coupe de l'image (a) contenue dans les fentes du monochromateur (plan de la dispersion).

Le profil du plan de Fourier que nous avons choisi pour la résolution spectrale est l'axe défini par $k_x^{d=0} = 0$ matérialisé en pointillés sur la figure (11.3.a). Ce choix apporte deux avantages en régime de faible excitation. D'après la relation (11.4) ce choix impose $\phi_{12} = \pi$ quelque soit Δ_k . On ne fait donc varier qu'un seul paramètre à la fois. D'autre part, ce profil permet de ne voir qu'un seul recouvrement à la fois pour une valeur de Δ_k donnée, correspondant à

$$K = \frac{\Delta_k}{2}. \quad (11.5)$$

Ainsi, lorsqu'on fait varier Δ_k , on observe alors dans la fente du monochromateur l'interférence entre les états

$$\mathbf{k}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\Delta_k}{2} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{k}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{\Delta_k}{2} \end{pmatrix}$$

Ce profil est alors résolu spectralement, on voit donc dans le plan de la CCD deux dispersions usuelles de polaritons passant tous deux par l'état $k = 0$, séparés l'un de l'autre de Δ_k , et se croisant en $k_y^{d=0} = 0$. A cette intersection, on observe les franges d'interférences entre \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 s'étendant sur la largeur angulaire de l'émission (largeur de l'émission selon la direction $k_y^{d=0}$). Des images typiques obtenues en régime de faible excitation sont représentées fig.(11.5.a) colonne de droite.

Pour plus de clarté nous avons représenté la courbe de dispersion complète sur les schémas 11.2 et 11.3. Cependant comme on l'a déjà précisé, l'utilisation de la lentille de Billet coupe la moitié de la dispersion. C'est pourquoi sur la mesure 11.5, on n'observe que la partie centrale de l'image (11.3.b).

Régime stimulé

La situation au dessus du seuil de stimulation, est représentée fig.(11.4). Dans le plan de la CCD, l'émission étant monochromatique, ce sont maintenant deux segments verticaux qui se recouvrent. L'ouverture angulaire Δ_s du recouvrement, vaut d'après l'eq.8.1

$$\Delta_s = k_M - \Delta_k. \quad (11.6)$$

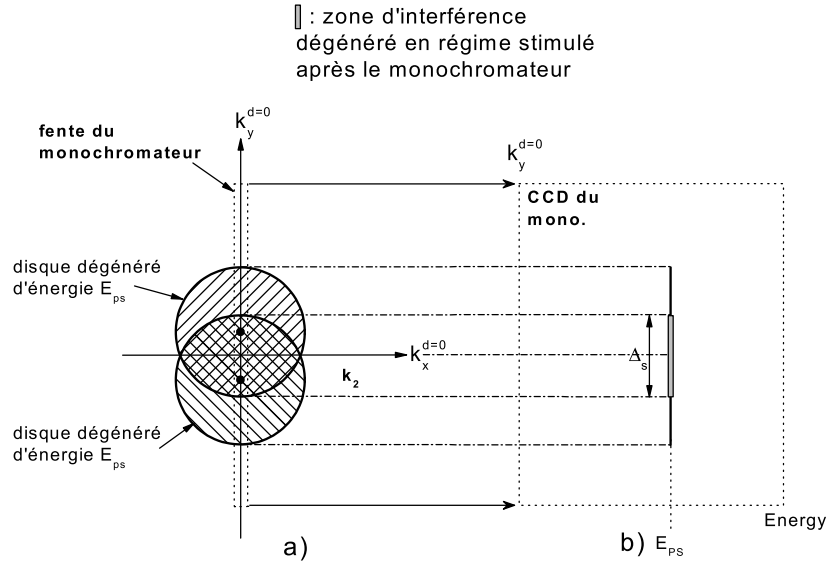


FIG. 11.4: Recherche de la zone d'interférence en régime stimulé contenus entre les fentes du monochromateur, et observable dans le plan de la dispersion. (a) : zone d'interférence de l'image dans le plan de Fourier 2D visible entre les fentes. (b) : image correspondante dans le plan de la dispersion.

Interfrange

Les franges obtenues sur la CCD du monochromateur sont des franges horizontales (l'axe verticale étant l'axe des longueurs d'onde) d'égales épaisseurs. L'utilisation du monochromateur permettant de supprimer les recouvrements entre champs d'énergie différents, l'expérience réalisée se retrouve très similaire à une expérience de trous d'Young en lumière monochromatique. Ainsi, l'interfrange Δx_F s'écrit de manière classique :

$$\delta x_F = \lambda \frac{D}{d} \quad (11.7)$$

où D correspond à la distance entre le plan de Fourier et le plan image. Cette distance peut s'exprimer en fonction de la distance L entre les deux lentilles de la manière suivante : $D = \frac{f_2^2}{L - f_1 - f_2}$. δx_F correspond à une ouverture angulaire I_θ qui s'écrit au voisinage de l'axe $k_y^{d=0} = 0$

$$I_\theta = \frac{\lambda f_2}{df_1} \quad (11.8)$$

11.2. Formation de corrélations au seuil de stimulation

Pour notre montage on trouve $I_\theta = 0.5^\circ$, or la largeur angulaire de l'émission en régime dispersif $\Delta\theta \geq 1^\circ$. On pourra donc observer au moins une ou deux franges sur l'image résolue spectralement.

Contraste des franges

Le contraste des franges obtenu sur l'image reflète directement la valeur de la fonction de corrélations $J^k(\Delta_k)$ pour la valeur de Δ_k choisi. En effet, grâce à l'utilisation du monochromateur, et au choix du profil résolu spectralement, l'expérience se ramène à l'interférence en lumière monochromatique observée en champ lointain de la lumière émise par deux sources S_1 et S_2 . On a montré que dans ce cas la fonction de corrélation et le contraste vérifiait la relation de proportionnalité 3.8.

On va donc être capable de mesurer cette fonction en faisant varier Δ_k afin de caractériser le degré de cohérence entre les différents états de polariton.

11.2 Formation de corrélations au seuil de stimulation

11.2.1 Mesures

La fig.(11.5) présente une série d'images obtenues à l'aide de cette technique. La série (11.5.a) est obtenue en régime de faible excitation pour différentes valeurs de Δ_k . Les trois images à gauche de la colonne sont des profils d'intensités le long de la flèche blanche. fig. (11.5.b) est la même expérience mais en régime de stimulation. En comparant les profils, on constate que le contraste est bien meilleur (au moins d'un facteur trois) en régime de stimulation qu'en régime de faible excitation, et ce, quelque soit la valeur de Δ_k . Nous avons réalisé ce type de mesure de manière systématique pour plusieurs valeurs de Δ_k . Nous avons extrait de chaque image le contraste des franges, et la valeur de la corrélation correspondante. Le résultat est représenté sur la figure (11.6).

61

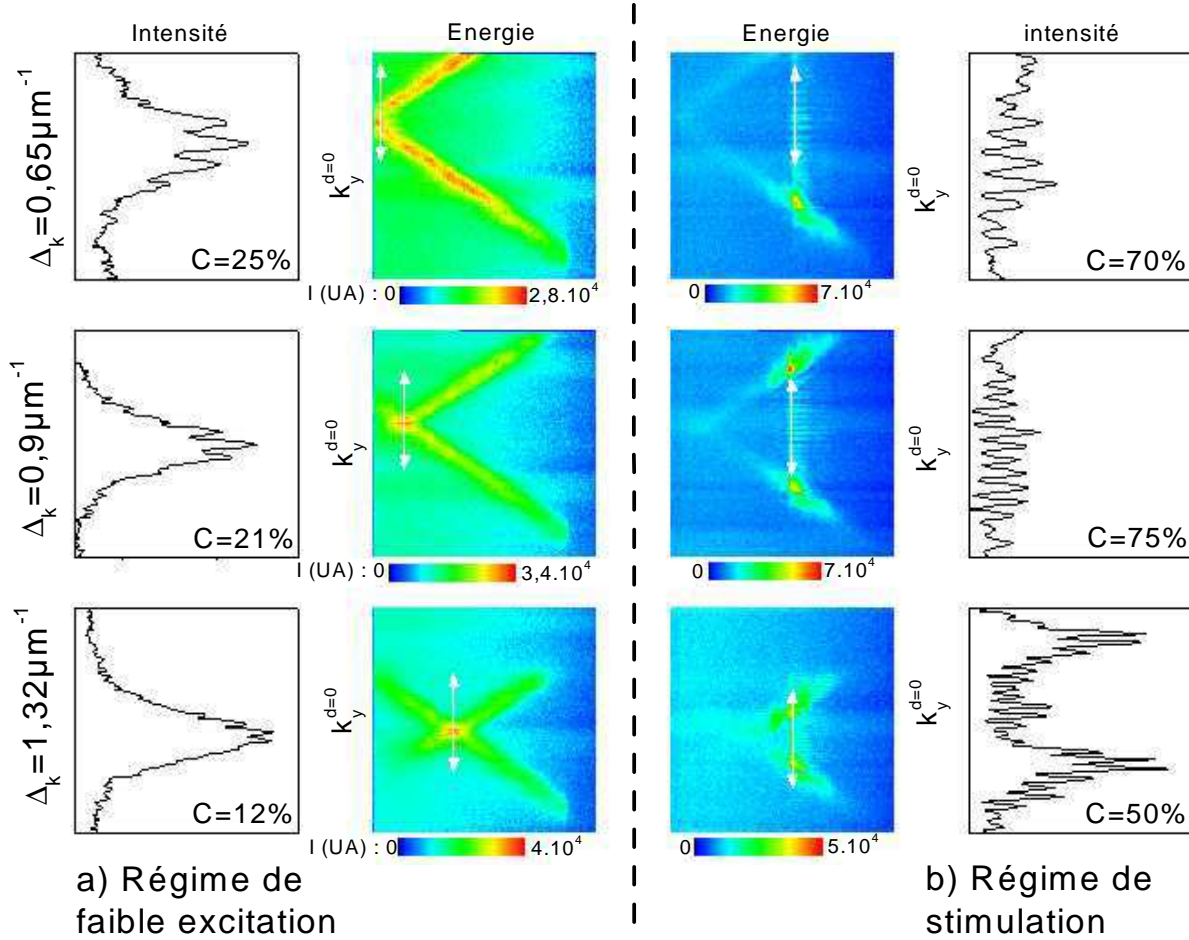


FIG. 11.5: Images générées par l'interféromètre de Billet résolues spectralement. L'échantillon est le M1161 placé à $T = 5K$. La première colonne est une coupe des images de la deuxième colonne à l'énergie (materialisée par la flèche blanche) où les champs interfèrent. Le bloc (a) est obtenu en régime de faible excitation. Le bloc (b) est obtenu au seuil de stimulation. Les trois lignes correspondent à trois valeurs du décalage Δ_k .

11.2. Formation de corrélations au seuil de stimulation

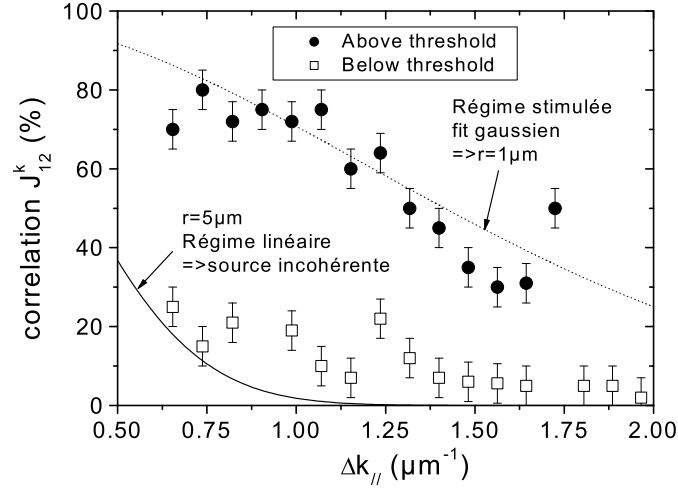


FIG. 11.6: Corrélations J_{12}^k du front d'onde d'émission en fonction de Δk . Les carrés blancs sont obtenus en régime spontané. Les carrés noirs sont obtenus au seuil de stimulation. La courbe en trait plein présente la courbe théorique obtenu pour une source incohérente de $r = 5\mu\text{m}$ de rayon. La courbe en pointillés est un ajustement Gaussien des données en régime stimulé, qui correspond à une source hypothétique incohérente de $r = 1\mu\text{m}$ de rayon.

11.2.2 Théorème de Van Cittert et Zernike

L'interprétation de ces données nécessite quelques précautions. En effet, le front d'onde peut présenter des corrélations même si la source est complètement incohérente, et surtout, l'extension de ces corrélations dépend de la taille de la source [38]. En effet, l'eq.(3.4) découle d'une relation encore plus générale qui s'écrit [38]

$$J(\mathbf{r}_1^{\mathbf{F}}, \mathbf{r}_2^{\mathbf{F}}) = \frac{I_0}{\sqrt{I(\mathbf{r}_1^{\mathbf{F}})I(\mathbf{r}_2^{\mathbf{F}})}} \iint t(\mathbf{r}_1)t(\mathbf{r}_2)J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)e^{ik(s_1-s_2)}dS_1dS_2 \quad (11.9)$$

Or en l'absence de corrélation dans le plan de la source il vient :

$$J(\mathbf{r}_1^{\mathbf{F}}, \mathbf{r}_2^{\mathbf{F}}) = \frac{I_0}{\sqrt{I(\mathbf{r}_1^{\mathbf{F}})I(\mathbf{r}_2^{\mathbf{F}})}} \int |t(\mathbf{r})|^2 e^{iks}dS \quad (11.10)$$

C'est à dire que la corrélation entre deux points du plan de Fourier s'écrit comme la transformée de Fourier de l'ouverture $|t(\mathbf{r})|^2$. C'est le théorème de Van Cittert et Zernike. Nous allons le confronter aux mesures des dimensions des zones d'émission dans le plan réel que nous avons réalisées dans le chapitre 9.

Régime de faible excitation

Dans ce régime le spot d'émission présente un profil d'intensité à peu près Gaussien. Soit r_{we} le rayon du spot à $1/e$ de la gaussienne, en appliquant le théorème cité plus haut, on voit que le fonction de corrélation suit aussi une loi Gaussienne, dont la demi-largeur à $1/e$ s'écrit

$$\Delta k_c = \frac{2}{r_{we}} \quad (11.11)$$

où Δk_c est l'écart entre deux directions d'émission telles que leurs corrélations soient égales à $1/e = 37\%$. Une valeur typique du rayon du spot d'émission déterminée dans le chapitre 9 est $r_{we} = 4\mu m$. Pour cette valeur, on trouve $\Delta k_c = 0.5\mu m^{-1}$. La Gaussienne correspondante est tracée fig.(11.6) en trait plein. Ce résultat est tout à fait conforme à nos observations : en effet, le premier point de mesure de la fig.(11.6) est réalisé à $0.65\mu m^{-1}$ or on ne trouve bien que des corrélations faibles pour cette valeur et au dessus. L'extension de la fonction corrélation mesurée est donc proche de la fonction théorique prévue en l'absence de corrélation dans le plan de la source. Or en présence de corrélation, cette largeur ne peut qu'augmenter. On peut donc conclure de nos mesures que la portée des corrélations dans le plan de la source est très faible dans ce régime.

Régime de stimulation

A l'opposé, la fig.(11.6) montre qu'en régime de stimulation, les corrélations ne chutent que très lentement sans passer la barre des $1/e$. On peut donc légitimement supposer que la largeur de la fonction mesurée est supérieure ou égale à l'abscisse du dernier point de mesure qui vaut $1.72\mu m^{-1}$ (Une Gaussienne de $1.72\mu m^{-1}$ de largeur est tracée en pointillés sur la fig.(11.6)). Dans cette hypothèse, et toujours d'après notre théorème, si le spot d'émission ne présentait aucune corrélation, il devrait avoir un diamètre de $2\mu m$. Or les mesures de microphotoluminescence du chapitre 9 montrent qu'en régime de stimulation, et lorsque l'émission est annulaire comme c'est le cas ici, le spot présente une structuration importante, et ne se résume pas à une tâche de ce diamètre. On peut donc conclure que dans ce régime, des corrélations importantes s'établissent dans le plan de la source.

11.2.3 Conclusion

Ayant mis hors de cause des effets d'origine purement géométrique, cette expérience démontre de manière directe l'apparition de nouvelles corrélations dans le plan de Fourier au franchissement du seuil de stimulation. Il faut bien se rappeler qu'en régime de stimulation, toute la lumière émise est contenue à l'intérieur d'un cône d'angle bien défini. Ici cet angle correspond à l'état $k = 1.55\mu m^{-1}$. Or cette expérience montre que *toute* la lumière émise en régime stimulé présente de fortes corrélations. Un tel comportement est une fois encore tout à fait caractéristique d'une phase cohérente de polaritons.

Conclusion générale

Au cours de ce travail de thèse, nous avons dans un premier temps constaté que dans les microcavités CdTe à grand Rabi, les modes de Bragg pouvaient présenter le régime de couplage fort avec l'exciton. Une conséquence importante dans le cadre de notre étude à haute densité polaritonique est le fait que les modes de Bragg en couplage fort peuvent modifier fortement le temps de vie radiatif du polariton, et donc altérer le taux d'occupation apparent.

Dans un deuxième temps, nous avons caractérisé l'émission dans le plan réciproque sous forte excitation non-résonante. Nous observons directement pour la première fois la condensation spontanée des polaritons.

Le caractère cohérent de ce condensat est confirmé de trois manières :

- L'analyse de la figure de 'speckle' dans le plan de Fourier garantit la cohérence spatiale du condensat.
- La relation de type transformée de Fourier observée entre la tache d'émission dans le plan réel et l'émission dans le plan de Fourier confirme ce caractère.
- L'interféromètre de Billet démontre la cohérence du condensat dans le plan réciproque.

Nous avons constaté que ce phénomène était très sensible au désordre interne de l'échantillon, et en particulier au désordre lié à la partie photonique de la microcavité. Cette sensibilité se traduit notamment par une perturbation spatiale de la fonction d'onde du condensat : ce dernier apparaît localisé sur plusieurs sites de quelques microns de diamètre contenus dans la grande tache d'émission.

D'autre part, lorsque le condensat se retrouve confiné spatialement par l'emploi d'une surface d'excitation plus petite que la dimension du polariton, ce dernier subit l'influence du potentiel local sans pouvoir se répartir spatialement selon son mode naturel. Il en résulte que le condensat apparaît excité par rapport à

l'état fondamental $k_{\parallel} = 0$: son émission dans le plan de Fourier est alors distribuée selon un anneau dont le rayon $k_{\parallel}^c > 0$ est uniquement déterminé par le désordre local de la partie photonique.

Ce travail de thèse valide donc la possibilité de réaliser un condensat (quasi-condensat) d'excitons grâce aux propriétés du couplage fort dans les microcavités à base de CdTe. Ce résultat ouvre la voie à un vaste champ d'investigations : premièrement, des mesures (imageries) résolues en temps permettraient de mieux comprendre le processus de condensation sous excitation impulsionnelle.

Deuxièmement, il est essentiel d'approfondir les observations sous excitation continue initiées dans ce travail : c'est en effet dans ce régime que le processus de condensation est le plus lisible [15], et qu'il correspond à un véritable régime stationnaire dans le temps. L'étude de la polarisation serait notamment intéressante puisque le condensat doit être par définition complètement polarisé.

Enfin, à plus long terme, des expériences à plusieurs faisceaux devraient permettre l'étude des interactions entre condensats de polaritons (interférence, coalescence, répulsion), ou encore la création de vortex au sein du fluide cohérent.

Bibliographie

- [1] S. N. Bose, *Z. Phys.*, **26**, 178 (1924).
- [2] F. London, *Phys. Rev.*, **54**, 947 (1938).
- [3] M. H. Anderson et al., *Science*, **269**, 198 (1995).
- [4] S. A. Moskalenko, *Fiz. Tverd. Tela.*, **4**, 276 (1962).
- [5] I. M. Blatt et al., *Phys. Rev.*, **126**, 1691 (1962).
- [6] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3314 (1992).
- [7] A. Imamoglu et al., *Phys. Rev. A*, **53**, 4250 (1996).
- [8] L. S. Dang et al., *Phys. Rev. Lett.*, **81**(18), 3920 (1998).
- [9] M. Müller *Etude du polariton en cavité en régime de forte excitation : dynamique et non-linéarités dans les microcavités II-VI* PhD thesis, université Joseph Fourier, Grenoble, France, (2000).
- [10] L. Landau and E. Lifschitz, *Mécanique quantique*, 1967.
- [11] R. Feynman et al., *The Feynman lectures on physics*, 1965.
- [12] A. Einstein, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, **1**, 3 (1925).
- [13] C. Cohen-Tannoudji, cours de physique atomique et moléculaire, 1997-1998.
- [14] F. Tassone et al., *Phys. Rev. B*, **56**, 7554 (1997).
- [15] D. Porras et al., *Phys. Rev. B*, **66**, 85304 (2002).
- [16] A. Kavokin and G. Malpuech, *Cavity polaritons*, 2003.
- [17] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C : Solid State Phys.*, **6**, 1181 (1973).
- [18] A. Kavokin et al., *Phys. Lett. A*, **306**, 187 (2003).
- [19] P. B. Littlewood, *J. Phys. : Condens. matter*, **16**, S3597 (2004).

- [20] H. Haug and S. Koch, *Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors*, World Scientific, Singapour, 1990.
- [21] C. Cohen-Tannoudji et al., *Mécanique quantique*, Hermann, 1996.
- [22] C. Cohen-Tannoudji et al., *Processus d'interaction entre photons et atome*, InterEditions/Editions du CNRS, 1988.
- [23] V. Savona et al., *Phase transition* (1996).
- [24] J. J. Hopfield, *Phys. Rev.*, **112**, 1555 (1958).
- [25] V. M. Agranovich, *Zh. Eksper. Teoret. Fiz.*, **37**, 1555 (1959).
- [26] C. H. Henry and J. J. Hopfield, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 964 (1965).
- [27] D. Greenaway and G. Harbeke, *Optical properties of semiconductors*, Pergamon Press, Oxford, 1966.
- [28] M. Saba et al., *Phys. Rev. B*, **62**, R16322 (2000).
- [29] R. Houdré et al., *Phys. Rev. A*, **53**, 2711 (1996).
- [30] R. Houdré et al., *Phys. Rev. B*, **52**, 7810 (1995).
- [31] S. Schmitt-Rink et al., *Phys. Rev. B*, **32**, 6601 (1985).
- [32] G. Rochat et al., *Phys. Rev. B*, **61**, 13856 (2000).
- [33] R. André, *J. Appl. Phys.*, **82**, 10 (1997).
- [34] V. Savona et al., *Solid state comm.*, **93**, 773 (1995).
- [35] M. Müller et al., *Phys. Rev. B*, **62**, 16886 (2000).
- [36] P. G. Savvidis et al., *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1547 (2000).
- [37] R. Houdré et al., *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2043 (1994).
- [38] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics (6th ed.)*, Pergamon press, 1980.
- [39] F. Tassone et al., *Phys. Rev. B*, **53**, R7642 (1996).
- [40] Savona, *Confined photon systems : fundamentals and applications*, Springer-Verlag, 1999.
- [41] J. D. Joannopoulos et al., *photonics crystal*, Princeton university press, 1995.
- [42] R. P. Stanley et al., *Phys. Rev. A*, **48**, 2246 (1993).
- [43] A. Armitage et al., *Phys. Solid state*, **41**(8), 1224 (1999).
- [44] M. Saba et al., *Nature*, **414**, 731 (2001).
- [45] N. T. Pelekanos et al., *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 3154 (1992).

Bibliographie

- [46] C. Piermarocchi et al., *Phys. Rev. B*, **53**, 15834 (1996).
- [47] P. G. Savvidis et al., *Phys. Rev. B*, **65**, 073309 (2002).
- [48] R. Houdré et al., *Phys. Rev. B*, **61**, R13333 (2000).
- [49] W. Langbein et al., *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1040 (1999).
- [50] L. V. Keldysh, *Sov. Phys. Sol.*, **36**, 1193 (1968).
- [51] D. Hulin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1970 (1980).
- [52] C. Ell et al., *Phys. Rev. B*, **57**, 9663 (1998).
- [53] S. Pau et al., *Phys. Rev. A*, **54**, R1789 (1996).
- [54] P. Senellart and J. Bloch, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1233 (1999).
- [55] A. Cao et al., *Phys. Rev. A*, **55**, 4632 (1997).
- [56] P. Senellart *Etude de l'émission non-linéaire de microcavités à base de semi-conducteurs III-V en régime de couplage fort* PhD thesis, Paris VI, (2001).
- [57] G. Malpuech et al., *Phys. Rev. B*, **65**, 153310 (2002).
- [58] J. J. Baumberg, *Physica E*, **13**, 385 (2002).
- [59] S. Kundermann et al., *Phys. Rev. Lett.*, **91**(10), 107402–1 (2003).
- [60] P. G. Savvidis et al., *Phys. Rev. B*, **64**, 075311 (2001).
- [61] H. Deng et al., *Science*, **298**, 199 (2002).
- [62] X. Fan et al., *Phys. Rev. B*, **56**, 15256 (1997).
- [63] M. Kuznetsov et al., *IEEE J. of Sel. Topics in Q. Elec.*, **5**, 561 (1999).
- [64] F. Boeuf *Spectroscopie optique linéaire et non-linéaire dans le microcavités de semiconducteurs II-VI à base de CdTe* PhD thesis, Université Joseph Fourier, (2000).
- [65] R. Huang et al., *Phys. Rev. B*, **65**, 165314 (2002).
- [66] R. Houdre et al., *Phys. Rev. Lett.*, **85**(13), 2793 (2000).
- [67] C. Ciuti et al., *Phys. Rev. B*, **62**(8), R4825 (2000).
- [68] C. Ciuti et al., *Phys. Rev. B*, **63**, 041303R (2001).
- [69] G. Björk et al., *Phys. Rev. A*, **47**, 4451 (1993).
- [70] G. Panzarini and L. Andreani, *Phys. Rev. B*, **60**, 16799 (1999).
- [71] D. M. Whittaker, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4791 (1998).
- [72] V. Savona et al., *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4470 (1997).

- [73] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterosctructures*, Les éditions de physique.
- [74] T. Freixanet et al., *Phys. Rev. B*, **61**, 7233 (2000).
- [75] B. Sermage et al., *Phys. Rev. B*, **64**, 081303–1 (2001).
- [76] G. Malpuech and A. Kavokin, communication privé.
- [77] E. Hecht, *optics (4th ed.)*, Addison Wesley, 2001.