

# Abstract

Spatially indirect excitons, being composite bosons, are attractive candidates to explore correlated many-body systems. They possess an inherent large electric dipole, a four-fold spin manifold, and can be studied via the emitted photoluminescence after electrons and holes have recombined. Due to their extremely low mass compared to atoms, a sufficiently dense gas of indirect excitons is expected to form a Bose-Einstein condensate below a critical temperature of a few Kelvins. Recent theoretical results show that this condensation must take place in optically dark states of the spin manifold. However, under a density increase the condensate is expected to coherently couple to a small population of bright excitons. It is then possible to study the condensate through its weak photoluminescence.

In this thesis we report on experiments with a cold gas of indirect excitons in coupled quantum wells embedded in a field effect device. Indirect excitons are photo-generated through pulsed laser excitation, in a fashion that minimizes photo-induced perturbations in the field-effect device. Confinement is provided by exploiting the high-field seeking dipolar nature of spatially indirect excitons through independently biased surface gate electrodes. Time and spectrally resolved analysis of the photoluminescence allow us to extract the decay time of the bright exciton population while at the same time monitoring the decay of the overall exciton population through the energy of the photoluminescence. Maintaining a fixed density while varying the bath temperature, we are able to observe a depletion of the bright state population, by even three-fold when the bath temperature is lowered from 3.5 K to 0.33 K. This stands in stark contrast to the expected classical behavior of a cold gas of excitons obeying Maxwell-Boltzmann statistics. The experimental results are confirmed by a phenomenological model which shows that Bose-stimulation from bright to dark excitons is compatible with the observed anomalous darkening. Lowering the exciton gas temperature should reinforce these signatures. However, in GaAs exciton-phonon interaction is the main mechanism to cooling an exciton gas to quantum degeneracy. The efficiency of this process is strongly reduced for temperatures below 330 mK. We have thus developed a technique to control the exciton confinement in-situ, on a

time-scale of nanoseconds by pulsing the gate electrode. Our approach relies on a complete characterization of the transfer function linking the response of the indirect excitons to a voltage pulse, i.e. the strength of the confining potential. Our method shows no increase of the bath temperature thus paves the way towards exploration of evaporative cooling methods for a gas of cold indirect excitons.

# Resumen

Los excitones espacialmente indirectos, siendo bosones compuestos, son muy buenos candidatos para explorar sistemas de muchos cuerpos correlacionados. Estos excitones poseen un gran momento dipolar intrínseco, spin de estado cuádruple, y pueden ser estudiados a partir de medir el espectro de fotoluminiscencia generado producto de la recombinación de un electrón con un hueco. Debido a su masa extremadamente pequeña comparada con la de los átomos, es de esperar que un gas de excitones indirectos suficientemente denso de lugar a la formación de un condensado Bose-Einstein por debajo de la temperatura crítica de unos pocos grados Kelvin. Resultados teóricos recientes muestran que esta condensación pasa en estados ópticamente oscuros del estado spin. Sin embargo, bajo un incremento de la densidad se espera que el condensado se acople coherentemente a una pequeña población de excitones brillantes; Siendo entonces posible estudiar el condensado a través de su débil fotoluminiscencia.

En esta tesis reportamos experimentos con gases fríos de excitones indirectos acoplados con pozos cuánticos implementados en un dispositivo de efecto de campo. Los excitones indirectos son foto-generados a través de la excitación con un láser pulsado, de manera que se minimizan las perturbaciones foto-inducidas en el dispositivo de efecto campo. El confinamiento se proporciona aprovechando los altos campos en busca de naturaleza dipolar de los excitones espacialmente indirectos a través de electrodos de contactos superficiales con tensión de polarización independiente. El análisis temporal y espectral de fotoluminiscencia nos permite extraer el tiempo de decaimiento de la población de excitones brillantes mientras que al mismo tiempo podemos monitorizar el decaimiento de la población total de excitones a través de la energía de la fotoluminiscencia. Manteniendo la densidad fija mientras se varia la temperatura de baño, somos capaces de observar una reducción de la población del estado brillante de hasta tres veces cuando la temperatura de baño disminuye des de 3.5 K a 0.33 K. Esto está en marcado contraste con el comportamiento clásico esperado para un gas frío de excitones que obedece la estadística de Maxwell-Boltzmann. Los resultados experimentales son confirmados por un modelo fenomenológico que muestra que la

estimulación de Bose de de excitones brillantes a excitones oscuros es compatible con el oscurecimiento anómalo observado. Se espera que una disminución en la temperatura del gas del excitón refuerce estas características. Sin embargo, en GaAs, la interacción excitón-fotón es el principal mecanismo de enfriamiento de un gas de excitones hasta la degeneración cuántica. La eficiencia de este proceso es fuertemente reducida para temperaturas por debajo de 330 mK. Por este motivo hemos desarrollado una técnica para controlar el confinamiento de excitones “in-situ”, en una escala de tiempo de nanosegundos mediante el contacto de electrodos pulsados. Nuestro enfoque se basa en la caracterización completa de la función de transferencia relacionando la respuesta de los excitones indirectos a un voltaje pulsado, por ejemplo la fuerza del potencial de confinamiento. Nuestro método muestra un incremento nulo de la temperatura de baño cosa que abre el camino a la exploración de métodos de enfriamiento por evaporación para gases fríos de excitones indirectos.

# Résumé

Les excitons spatialement indirects, en tant que bosons composites, constituent des candidats intéressants pour l'exploration des systèmes corrélés à N-corps. Ils possèdent en effet un large dipôle électrique intrinsèque, une variété de spin quadruplement dégénérée, et peuvent être étudiés grâce à la photoluminescence émise lorsque les électrons et les trous se recombinent. Bénéficiant d'une masse extrêmement faible par rapport aux atomes, un gaz d'excitons indirects suffisamment dense devrait former un condensat de Bose-Einstein en-dessous d'une température critique de quelques degrés Kelvin. Des résultats théoriques récents montrent que cette condensation doit survenir au sein des états optiquement noirs de la variété de spin. Cependant, une augmentation de densité devrait amener le condensat à se coupler de manière cohérente avec une faible population d'excitons brillants. Il devient alors possible d'étudier le condensat par le biais de sa faible photoluminescence.

Ce manuscrit décrit nos expériences sur un gaz froid d'excitons indirects dans un double puits quantique intégré à un dispositif à effet de champs. Les excitons indirects sont générés optiquement par une excitation laser pulsée, d'une manière qui minimise les perturbations induites optiquement dans le dispositif à effet de champs. Le confinement est assuré en utilisant la nature dipolaire des excitons spatialement indirects. En effet ceux-ci sont attirés vers les zones de forts champs électriques qui sont créés grâce à des électrodes de surface polarisées de manière indépendante. Les analyses temporelles et spectrales de la photoluminescence permettent d'extraire le temps de déclin de la population d'excitons brillants tandis que le déclin de l'ensemble de la population d'excitons est contrôlé grâce à l'énergie de la photoluminescence. En maintenant une densité fixe tout en variant la température de l'échantillon, nous observons une réduction de la population des états brillants qui peut atteindre un facteur trois lorsque la température est diminuée de 3.5 à 0.33 K. Ceci contraste fortement avec le comportement classique et attendu d'un gaz froid d'excitons soumis à la statistique de Maxwell-Boltzmann. Ces résultats expérimentaux sont confirmés par un modèle phénoménologique montrant que la stimulation de Bose des états brillants

vers les états noirs est compatible avec le noircissement anormal observé. Une diminution supplémentaire de la température du gaz d'excitons devraient ainsi pouvoir renforcer ces signatures. Néanmoins, dans le GaAs, l'interaction entre phonons et excitons est le principal mécanisme de refroidissement des excitons vers la dégénérescence quantique et l'efficacité de ce processus est fortement réduite pour des températures inférieures à 330mK. Nous avons donc développé une technique de contrôle du confinement des excitons in-situ, en pulsant la tension aux électrodes avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Notre approche repose sur une caractérisation complète de la fonction de transfert reliant la réponse des excitons indirects aux pulses de tension, c'est-à-dire à la force du potentiel de confinement. Notre méthode ne provoque aucune augmentation de la température de l'échantillon et ouvre donc la voie à l'exploration des processus de refroidissement évaporatif pour les gaz froids d'excitons indirects.

# Contents

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Excitons in Semiconductors</b>	<b>5</b>
1.1 Excitons in bulk Semiconductors . . . . .	5
1.2 Excitons in 2D . . . . .	7
1.3 Trapping spatially indirect excitons in coupled quantum wells . .	8
1.3.1 Increase of the exciton lifetime . . . . .	8
1.3.2 The exciton dipole . . . . .	10
1.3.3 Electrostatic traps for spatially indirect excitons . . . . .	12
1.4 Formation and decay of spatially indirect excitons . . . . .	13
<b>2 Bose-Einstein-Condensation of excitons</b>	<b>17</b>
2.1 Basic theory of BEC . . . . .	18
2.2 Bose-Einstein condensation of spatially indirect excitons . . . . .	20
2.3 The dark condensate - The role of the spin . . . . .	23
2.4 Advances towards the realization of an exciton BEC . . . . .	25
2.5 Expected signatures for dark state condensation . . . . .	29
<b>3 Sample and Experimental Setup</b>	<b>31</b>
3.1 Experimental Setup . . . . .	31
3.1.1 The Cryostat . . . . .	31
3.1.2 The Laser System . . . . .	33
3.1.3 Photoluminescence Detection . . . . .	34
3.2 Experimental Control . . . . .	35
3.3 Sample design and fabrication . . . . .	36
3.3.1 Heterostructure Layout . . . . .	37
3.3.2 Trap design . . . . .	38
3.3.3 Contact fabrication . . . . .	40
3.3.4 Electrical properties of the heterostructure . . . . .	42
<b>4 Electrostatic trapping of spatially indirect excitons</b>	<b>45</b>
4.1 Exploring the potential landscape . . . . .	46
4.1.1 Trap Depth - Recording a Potential Map . . . . .	47

## Contents

4.1.2	Electric Charges in the field effect device . . . . .	48
4.1.3	Measurement of the dipole moment . . . . .	49
4.1.4	Linewidth . . . . .	50
4.2	Trap stability . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Trapped indirect excitons in the cold temperature regime</b>	<b>55</b>
5.1	Measuring the indirect exciton population in the trap . . . . .	56
5.1.1	Extracting the density at 330mK . . . . .	57
5.1.2	Density dynamics at higher Temperatures . . . . .	58
5.2	Studying the luminescence linewidth . . . . .	59
5.3	Probing the spatial profile of the exciton gas . . . . .	62
5.4	Studying the distribution between dark and bright states . . . . .	62
5.5	Modeling the dynamics between the dark and bright states . . . . .	65
5.6	Conclusion . . . . .	68
<b>6</b>	<b>Arbitrary in-situ control of the potential landscape</b>	<b>71</b>
6.1	Exciton thermalisation and evaporative cooling . . . . .	72
6.2	Arbitrary high-speed control of the exciton confinement . . . . .	74
6.2.1	The Arbitrary Waveform Generator . . . . .	74
6.2.2	Coaxial Transmission Lines . . . . .	74
6.2.3	Design of the printed circuit board . . . . .	75
6.3	Characterization of the Components . . . . .	76
6.4	Engineering the arbitrary voltage pulse . . . . .	78
6.4.1	Experimental determination of the Transfer Function . . . . .	79
6.4.2	Determining the corrected pulshape . . . . .	81
6.5	Conclusion . . . . .	85
<b>7</b>	<b>Conclusion and Outlook</b>	<b>87</b>
	<b>Bibliography</b>	<b>89</b>