
Dynamik von Exzitonen in elektrostatisch definierten Potentiallandschaften

Andreas Oliver Gärtner



München 2006

Dynamik von Exzitonen in elektrostatisch definierten Potentiallandschaften

Andreas Oliver Gärtner

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig–Maximilians–Universität
München

vorgelegt von
Andreas Oliver Gärtner
aus Freiburg im Breisgau

München, den 12.10.2006

Erstgutachter: Prof. Dr. J. P. Kotthaus
Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Weinfurter
Tag der mündlichen Prüfung: 13.12.2006

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	ix
1 Einleitung	1
2 Exzitonen	5
2.1 Exzitonen in Halbleiterstrukturen	5
2.2 Exzitonen in zweidimensionalen Systemen	7
2.3 Exzitonen in gekoppelten Quantentopfsystemen	9
2.3.1 Verlängerung der exzitonischen Lebensdauer	10
2.3.2 Energieabstimmung über den „quantum confined Stark“ Effekt	11
2.3.3 Abstimmbare Potentiallandschaften für Exzitonen	16
2.3.4 Der Dichte-Effekt	17
2.3.5 Abstoßende Wechselwirkung zwischen indirekten Exzitonen	18
2.3.6 Ionisation von Exzitonen durch laterale elektrische Felder	19
2.3.7 Charakterisierung des Probenmaterials	19
3 Die Heterostrukturen	25
3.1 Grundlegender Aufbau der Heterostrukturen	26
3.2 Die aktive Region der Heterostruktur	27
3.3 Nachleuchteffekte des Substrats	27
3.4 Elektronische Eigenschaften der Heterostrukturen	29
4 Präparation der Proben	33
4.1 „Cleaven“ und Reinigen	33
4.2 Elektrische Verbindung des Rückkontakts	34
4.3 Herstellung optischer Lithographiemasken	34
4.4 Aufbringen von metallischen und SiO ₂ -Schichten	35
4.5 Probensockel und Ultraschall-Bonden	36
5 Der Mikro-Photolumineszenz-Meßaufbau	39
5.1 Lateral auflösender Betriebsmodus „A“	39
5.2 Energieauflösender Betriebsmodus „B“	43
5.3 Gegenüberstellung der Meßaufbauten	45

6	Transport von Exzitonen	47
6.1	Exzitonischer Transport in einer zeitlich veränderlichen Potentiallandschaft	47
6.1.1	Design der Probe	47
6.1.2	Der Meßaufbau	49
6.1.3	Attraktive und abstoßende Bereiche für Exzitonen	50
6.1.4	Oszillatorische Driftbewegung von Exzitonen	50
6.2	Exzitonische Drift über makroskopische Entfernungen	52
6.2.1	Probenaufbau	52
6.2.2	Beobachtung makroskopischer exzitonischer Drift	54
6.2.3	Driftgeschwindigkeit von Exzitonen	57
6.3	Mobilität von Exzitonen	58
6.3.1	Definition der exzitonischen Mobilität	58
6.3.2	Experimentelle Methoden	60
6.3.3	Bestimmung der exzitonischen Driftgeschwindigkeit	65
6.3.4	Bestimmung der exzitonischen Mobilität	66
6.3.5	Exzitonische Streumechanismen	68
6.3.6	Abschätzung der Diffusionskonstante	69
6.3.7	Mobilitätsschwelle und thermische Aktivierung	69
6.3.8	Test auf Reproduzierbarkeit	71
7	Fallenpotentiale für Exzitonen	73
7.1	Überblick über Methoden zum exzitonischen Einschluß	73
7.1.1	Verspannungsinduzierte Fallenpotentiale	74
7.1.2	Variation der Quantentopfdicke	76
7.1.3	Intrinsische oder „natürliche“ Fallenpotentiale	76
7.1.4	Magnetische Fallen	76
7.1.5	Laser-induzierte Fallenpotentiale	78
7.1.6	Elektrostatistisch induzierte Fallenpotentiale	79
7.2	SiO ₂ -Schichten auf der GaAs-Oberfläche	80
7.2.1	Probenaufbau und Meßmethode	80
7.2.2	Einfluß von SiO ₂ -Schichten auf Exzitonen	81
7.2.3	Abschirmung externer Felder durch Oberflächenladungen	83
7.3	Linienförmige Fallen für Exzitonen mittels SiO ₂ -Schichten	85
7.4	Transparenz von SiO ₂ -Schichten	89
7.5	Sättigungsverhalten der linienförmigen Fallen	91
7.6	Exzitonischer Transport innerhalb einer Falle	98
7.7	Elektrisches Schalten der Falle	100
7.8	Messung des exzitonischen Fallenpotentials	104
7.9	Simulation der Kristallverspannungen	108
7.10	Elektrostatistisches Modell des Fallenpotentials	112

8	Theorie der Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen	121
8.1	Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation	122
8.1.1	Quantenstatistische Grundlagen	122
8.1.2	Die Bose-Einstein-Kondensation im Bild der Materiewelle	124
8.1.3	Die kritische Temperatur als Funktion der Dichte	125
8.2	Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen	126
8.3	Signaturen eines exzitonischen Bose-Einstein-Kondensats	129
8.3.1	Kritische Dichte als Funktion der Temperatur	129
8.3.2	Zweikomponentige Verteilungsfunktion in einer Falle	130
8.3.3	Kohärenz des kondensierten Zustands	130
8.3.4	Messung des Anregungsspektrums	131
8.3.5	Senkrechte Photolumineszenz-Emission und „Vortices“	132
8.3.6	Stimulierte Streuung, „Superradiance“ und erhöhte Mobilität	132
8.4	Bisherige Studien zur Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen	133
8.4.1	Exzitonen in Cu_2O -Kristallen	133
8.4.2	Systeme gekoppelter Quantentöpfe	134
8.4.3	Experimente mit „permanenten Exzitonen“	135
8.4.4	Polaritonen in Mikroresonatoren	135
9	Ausblick: Der Weg zur exzitonischen Bose-Einstein-Kondensation	137
9.1	Erweiterung des experimentellen Parameterraums	137
9.2	Verbesserung des exzitonischen Einschlusses	138
9.3	Tiefere Temperaturen, Magnetfeld	138
9.4	Erhöhung der exzitonischen Beweglichkeit	138
A	Schichtfolge der Heterostrukturen	141
B	Details zur Instrumentation	143
B.1	Das Mikroskop-Kryostatsystem	143
B.2	Das abbildende Spektrometer	144
B.3	Die intensivierte CCD-Kamera	144
B.4	Die Pulsgeneratoren	144
B.5	Einzelheiten zur Datenauswertung	145
	Abbildungsverzeichnis	149
	Tabellenverzeichnis	151
	Literaturverzeichnis	153
	Danksagung	167
	Lebenslauf	169

Zusammenfassung

In der vorliegenden Doktorarbeit wurden systematisch Methoden zur Manipulation der Dynamik von Exzitonen in Halbleiterstrukturen experimentell studiert. Als Substrat diente eine $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ -Heterostruktur mit zwei gekoppelten GaAs-Quantentöpfen. In diesen Systemen können mittels optischer Anregung räumlich indirekte Exzitonen erzeugt werden, die bei experimentell gut zugänglichen Temperaturen von 4 K lange Lebensdauern von über $10 \mu\text{s}$ aufweisen.

Mittels geeigneter Gatterstrukturen auf den Probenoberflächen konnten maßgeschneiderte laterale Potentiallandschaften für Exzitonen in der Ebene der Quantentöpfe erzeugt und elektrisch abgestimmt werden. In zeitlich variierenden, wellblechförmigen Potentiallandschaften wurden oszillatorische Driftbewegungen über Entfernungen von $4 \mu\text{m}$ induziert. Statische Gradientenpotentiale für Exzitonen mit elektrisch manipulierbarer Steigung ermöglichten die Erzeugung und Beobachtung exzitonischer Driftbewegungen über makroskopische Entfernungen von über $100 \mu\text{m}$. Flugzeitmessungen in derartigen Gradientenpotentialen ergaben bei einer Temperatur von 3,7 K exzitonische Driftgeschwindigkeiten von bis zu 2000 m/s . Die exzitonische Mobilität in den Proben wurde als Funktion der Temperatur experimentell bestimmt. Für Temperaturen T unter 10 K wurde eine außerordentlich hohe Mobilität von $10^5 \text{ cm}^2/\text{eVs}$ bzw. eine Stoßzeit von 15 ps gemessen, die einer Diffusionskonstante von $30 \text{ cm}^2/\text{s}$ entspricht. Oberhalb einer Temperatur T von 10 K wurde eine zu T^{-6} proportionale Abnahme der Mobilität beobachtet.

Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit bestand in der Definition elektrostatischer Fallen für Exzitonen, die dazu genutzt werden können, Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen nachzuweisen. Es wurden linienförmige Fallen realisiert, die im Randbereich lateral mikrostrukturierter SiO_2 -Schichten auf Halbleiteroberflächen entstehen. Energieauflösende Photolumineszenz-Messungen haben ergeben, daß die Fallen in transversaler Richtung mittels harmonischer Einschlußpotentiale beschrieben werden können. Es wurden Federkonstanten von bis zu $11 \text{ keV}/\text{cm}^2$, entsprechend einer Quantisierungsenergie von bis zu $5,5 \mu\text{eV}$, experimentell beobachtet. Beide Werte übertreffen bisherige Resultate um einen Faktor von 200. Die transversale Ausdehnung und die energetische Tiefe der Fallen liegen im Bereich von etwa $10 \mu\text{m}$ bzw. $0,8 \mu\text{eV}$. Innerhalb der Fallen findet longitudinaler exzitonischer Transport über makroskopische Entfernungen bis in den Millimeterbereich statt. Die Fallen, deren Potentialminima stets etwa $6 \mu\text{m}$ außerhalb der Begrenzung der SiO_2 -Bereiche verlaufen, können bezüglich ihrer exzitonischen Speicherwirkung elektrisch geschaltet werden. Die Ursache der Entstehung der Fallen sowie deren elektrisches Schaltverhalten wurden anhand eines elektrostatischen Modells erklärt.

Kapitel 1

Einleitung

Ein Exziton ist ein Quasiteilchen in einem nichtleitenden Festkörper, welches aus einem wasserstoffähnlich gebundenen Elektron-Loch-Paar aufgebaut ist. Exzitonen nehmen in der Halbleiterphysik eine herausragende Stellung ein, da sie als fundamentale Anregungsquanten eines Kristalls dessen optische Eigenschaften in entscheidendem Maße beeinflussen [Kittel (1991); Baumeister (1961)].

Keldysh und Kozlov postulierten die Möglichkeit exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation, indem sie bereits 1968 theoretisch zeigten, daß Exzitonen unter geeigneten Bedingungen als schwach wechselwirkende Bosonen aufgefaßt werden können [Keldysh und Kozlov (1968)]. Exzitonische Systeme zogen seitdem das Interesse vieler Forschergruppen auf sich. Ein Grund hierfür ist, daß die erwartete, relativ hohe kritische Temperatur T_c für die Ausbildung eines Bose-Einstein-Kondensats im Bereich von wenigen Kelvin liegt. Die kritische Temperatur für Bose-Einstein-Kondensation von Alkaligasen hingegen liegt typischerweise im Bereich von Mikro- oder sogar Nanokelvin, was einen großen experimentellen Aufwand erfordert [Davis (1995)]. Exzitonische Systeme ermöglichen damit potentiell einen unkomplizierteren experimentellen Zugang zur Bose-Einstein-Kondensation. Gleichzeitig kann die fundamentale Frage geklärt werden, ob Exzitonen tatsächlich als bosonische Teilchen aufgefaßt werden können. Festkörperbasierte Systeme erlauben darüber hinaus über sogenanntes „band-gap engineering“ ein detailliertes Maßschneidern der elektronischen Umgebung für Exzitonen. Bis heute sind die Erzeugung und der zweifelsfreie Nachweis eines exzitonischen Bose-Einstein-Kondensats trotz großer experimenteller Bemühungen in den vergangenen 30 Jahren eine Herausforderung geblieben. Ein Grund dafür besteht in der experimentellen Schwierigkeit, ein thermodynamisches System kalter Exzitonen hinreichend langer Lebensdauer in einem kleinen räumlichen Bereich bei ausreichend hoher Dichte zu speichern. Halbleitersysteme mit gekoppelten GaAs/AlGaAs-Quantentöpfen, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, stellen vor diesem Hintergrund ein vielversprechendes System dar. Die lange Lebensdauer räumlich indirekter Exzitonen im Vergleich zur Thermalisierungszeit ermöglicht exzitonische Systeme im thermodynamischen Gleichgewicht. Die Erzeugung hoher exzitonischer Dichten in geeigneten Fallenstrukturen ist Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten [Snoke (2005); Zhu (1995); Butov (2002b); Pulizzi (2000); Hammack (2006a,b)].

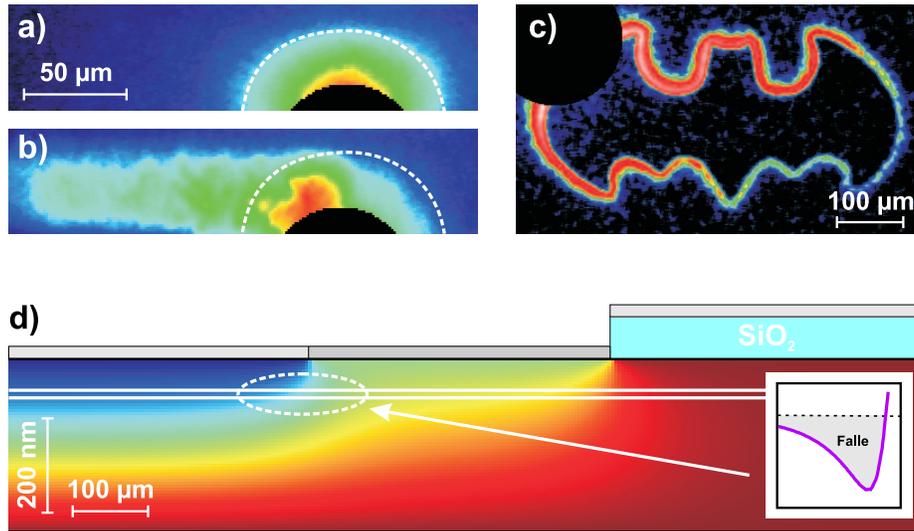


Abbildung 1.1: Exzitonen in einem ausgeschalteten (a) bzw. eingeschalteten Driftfeld (b). (c) Linienförmige Falle für Exzitonen. (d) Farbkodiertes elektrisches Potential in der Probe, das zur Bildung exzitonicer Fallenpotentiale führt.

Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung grundlegender Eigenschaften und Manipulationsmöglichkeiten bezüglich der exzitonicen Dynamik in Systemen gekoppelter GaAs/AlGaAs-Quantentöpfe. Von besonderem Interesse ist dabei die Entwicklung von Methoden, die eine Erzeugung effizienter Fallen für Exzitonen mittels elektrostatischer Potentiale ermöglichen. Mit Hilfe von lithographisch definierten Gatterstrukturen, die auf der Probenoberfläche aufgebracht sind, können über den „quantum confined Stark“ Effekt elektrisch abstimmbare Potentiallandschaften für indirekte Exzitonen erzeugt werden. Das Einschalten eines Gradienten im exzitonicen Potential ruft beispielsweise eine exzitoniche Driftbewegung hervor, wie aus einem Vergleich der Abbildungen 1.1(a) und (b) hervorgeht [Gärtner (2006a,b)]. Über die Messung der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Steigung des Gradientenpotentials kann die exzitoniche Mobilität direkt bestimmt werden. In Systemen gekoppelter GaAs/AlGaAs-Quantentöpfe können linienförmige Fallen für Exzitonen mit komplexer Geometrie erzeugt werden, wie in Abbildung 1.1(c) dargestellt. Lokale Überhöhungen des elektrischen Feldes im Randbereich von SiO₂-Flächen, die zwischen der Probenoberfläche und einem Gatter aufgebracht wurden, spielen eine entscheidende Rolle bei der Entstehung dieser exzitonicen Fallenpotentiale (Abbildung 1.1(d)) [Gärtner (2007)]. Elektrostatisch definierte Fallen zeichnen sich aufgrund der einfachen, in-situ möglichen Abstimbarkeit durch eine hohe Flexibilität aus. Sie stellen ein vielversprechendes Konzept zur Entwicklung effizienter Einschlußpotentiale dar, die ein exzitoniche Bose-Einstein-Kondensat beherbergen könnten.

Einerseits zeigen die Ergebnisse der exzitonicen Driftexperimente, daß ein optisch erzeugtes System indirekter Exzitonen in gekoppelten Quantentöpfen als quasi-freies Gas mit abstoßender Wechselwirkung aufzufassen ist und damit den Voraussetzungen für exzitoniche Bose-Einstein-Kondensation genügt. Andererseits demonstrieren die Experimente

an den linienförmigen Fallen, daß ein derartiges Bose-Gas räumlich eingeschränkt werden kann [Snoke (2003a); Vörös (2006)].

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- In **Kapitel 2** werden Grundlagen zu Exzitonen in Halbleiterstrukturen zusammengefaßt. Dabei wird insbesondere auf Möglichkeiten zur Manipulation indirekter Exzitonen eingegangen, die sich in quasi-zweidimensionalen Systemen gekoppelter Quantentöpfe befinden.
- Der Aufbau der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen sowie deren elektrische Eigenschaften werden in **Kapitel 3** vorgestellt.
- **Kapitel 4** faßt die notwendigen Schritte und erforderlichen Technologien zur Präparation der Probenstrukturen zusammen.
- Die experimentellen Untersuchungen erfolgten in zwei Mikro-Photolumineszenz-Meßaufbauten. Deren grundlegender Aufbau sowie die jeweiligen charakteristischen Merkmale werden in **Kapitel 5** erläutert.
- In **Kapitel 6** werden die Experimente zur Driftdynamik von Exzitonen in abstimmbaren Potentiallandschaften beschrieben. Die gemessene Temperaturabhängigkeit der exzitonischen Mobilität wird dargestellt und diskutiert.
- Eine Methode zum Einschluß von Exzitonen in linienförmigen Fallen, basierend auf mikrostrukturierten SiO₂-Schichten, wird in **Kapitel 7** vorgestellt und anhand eines elektrostatischen Modells erklärt.
- **Kapitel 8** gibt einen Überblick über theoretische und experimentelle Arbeiten zur Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen. In diesem Zusammenhang wird auch auf die Schwierigkeiten bei der Interpretation der Signaturen exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation eingegangen.
- Ein Ausblick auf weiterführende Experimente auf dem Weg zur exzitonischen Bose-Einstein-Kondensation wird in **Kapitel 9** gegeben.

Kapitel 2

Exzitonen

In Abschnitt 2.1 und Abschnitt 2.2 werden fundamentale Eigenschaften von Exzitonen in Halbleiterstrukturen zusammengefasst. Viele der für diese Arbeit bedeutenden exzitonischen Phänomene, wie beispielsweise die Lebensdauerverlängerung oder energetische Abstimmbarkeit von Exzitonen, werden in Abschnitt 2.3 vorgestellt. Der „quantum confined Stark“ Effekt in tunnelgekoppelten Quantentöpfen spielt dabei eine entscheidende Rolle und wird in Abschnitt 2.3.2 erläutert. In Abschnitt 2.3.3 wird das auf dem „quantum confined Stark“ Effekt basierende methodische Grundkonzept für Experimente zum exzitonischen Transport (Kapitel 6) und Einschluß (Kapitel 7) vorgestellt.

2.1 Exzitonen in Halbleiterstrukturen

Durch Einstrahlung von Licht können in Halbleitermaterialien Elektron-Loch-Paare angeregt werden. Voraussetzung hierfür ist eine hinreichend große Energie der auf den Halbleiterkristall einfallenden Photonen, um Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuheben (Abbildung 2.1(a)). Die hierfür erforderliche Mindestenergie ist die Bandlücke E_g des Halbleiterkristalls. Nach der Anregung durchlaufen Elektron und Loch jeweils eine Kaskade von inelastischen Streuprozessen, beispielsweise an Phononen oder an Kristalldefekten, wodurch sie ihre kinetische Energie abgeben. Auf einer Zeitskala von typischerweise 400 ns [Damen (1990)] kann sich nun durch die anziehende Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch ein gebundener Zustand bilden: ein sogenanntes Exziton (Abbildung 2.1(b)). In Halbleitern treten vorwiegend sogenannte Mott-Wannier-Exzitonen auf, die aufgrund der vergleichsweise schwachen Bindung zwischen Elektron und Loch Bohrradien von typischerweise $a_B \approx 100 \text{ \AA}$ aufweisen und damit mehrere Einheitszellen des Kristallgitters überspannen [Mott (1938); Wannier (1937)]. Sie sind im Idealfall frei beweglich und können ein Maxwell-Boltzmann-verteiltes Exzitonengas bilden [Wolfe (1995); Snoke (1987)]. Im Gegensatz dazu ist der Grenzfall stark gebundener Exzitonen, sogenannter Frenkel-Exzitonen, zu sehen [Frenkel (1931a,b)]. Frenkel-Exzitonen sind im wesentlichen als ein angeregter Zustand eines Atoms zu betrachten, an dem sie lokalisiert sind, und kommen beispielsweise in Edalgaskristallen vor [Baldini (1962)]. Energietransport kann statt-

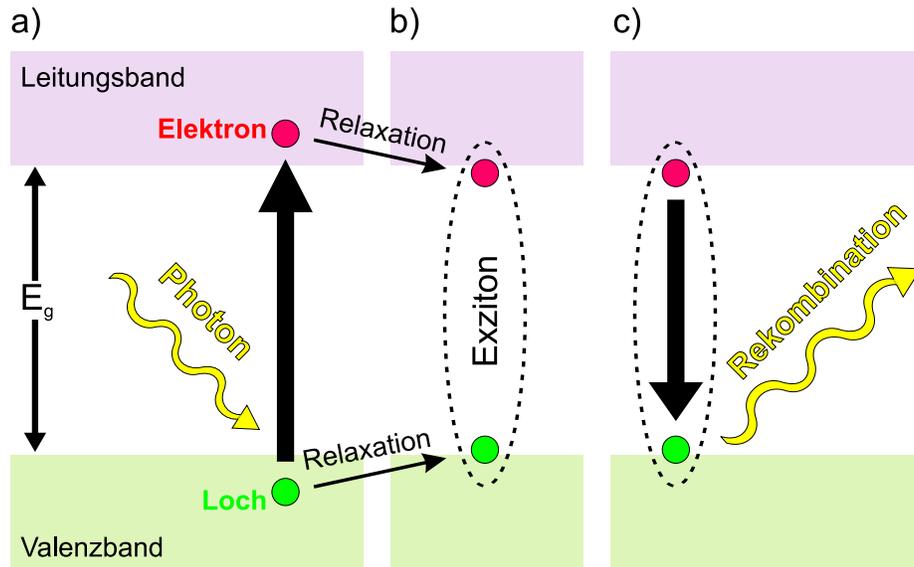


Abbildung 2.1: Lebenszyklus eines Exzitons in einem Halbleiter. (a) Nicht-resonante Anregung eines Elektron-Loch-Paares durch Absorption eines Photons. (b) Nach Relaxationsprozessen formieren sich Elektron und Loch zu einem Exziton (gestrichelte Ellipse). (c) Zerfall des Exzitons durch Elektron-Loch-Rekombination unter Emission eines Photons. Die typische Lebensdauer eines Exzitons in kristallinem GaAs beträgt ca. 1 ns.

finden, indem das Exziton von Atom zu Atom weiter„springt“. Derartige Mechanismen auf Basis von Exzitonentransport werden auch im Rahmen der Photosynthese diskutiert. Die Energie des von den sogenannten „light-harvesting pigments“ eingesammelten Sonnenlichts wird dabei über exzitonischen Transport in das im Zentrum des Photosystems befindliche Reaktionszentrum weitergeleitet [Pullerits (1996); Novoderezhkin und Razjivin (1994)].

Aufgrund ihrer Natur sind Mott-Wannier-Exzitonen (im folgenden kurz als Exzitonen bezeichnet) in vielerlei Hinsicht eng mit dem Wasserstoffatom verwandt. Beide Systeme sind aus einem positiven und einem negativen Teilchen aufgebaut, die durch die Coulomb-Wechselwirkung zusammengehalten werden. Im Falle des Wasserstoffatoms sind dies ein Elektron der Ladung $-e$ und ein Proton der Ladung $+e$. Das Exziton wird aus einem Elektron und einem Loch der Ladungen $-e$ bzw. $+e$ aufgebaut.¹ Die Lösung des Wasserstoffatom-Problems, das die Energie-Eigenzustände des Wasserstoffatoms beschreibt, kann daher unter Beachtung folgender Anpassungen direkt auf Exzitonen übertragen werden:

- Es sind die effektiven Massen von Elektronen und Löchern m_e^* bzw. m_h^* sowie die effektive reduzierte Masse μ^* , gegeben durch $1/\mu^* = 1/m_e^* + 1/m_h^*$, zu verwenden.
- Die Vakuumdielektrizitätskonstante ϵ_0 ist mit dem Faktor der relativen Dielektrizitätskonstante des Kristalls ϵ zu multiplizieren.

¹Sowohl das Elektron und das Loch des Exzitons sind als Quasiteilchen des Kristalls zu verstehen. Insbesondere das Elektron unterscheidet sich durch den Einfluß des periodischen Kristallgitters von freien Elektronen [Kittel (1991)].

Ein mit dem Gesamtimpuls $\vec{P} = \hbar\vec{K}$ im Quantenzustand $n = 1, 2, \dots$ durch den Kristall propagierendes Exziton transportiert folglich die Gesamtenergie

$$E^{3D} = E_g - \underbrace{\text{Ry}^* \times \frac{1}{n^2}}_{\text{Bindungsenergie } E_B^{3D}} + \underbrace{\frac{\hbar^2 \vec{K}^2}{2(m_e^* + m_h^*)}}_{\text{kinetische Energie}}, \quad (2.1)$$

wobei \vec{K} der Wellenvektor des Exzitons und

$$\text{Ry}^* = \frac{1}{2} \frac{\mu^* e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \epsilon^2 \hbar^2} = \left(\frac{\mu^*}{m_e \epsilon^2} \right) \cdot 13,6 \text{ eV} \quad (2.2)$$

die exzitonische Rydberg-Konstante ist.

Die Bindungsenergie beträgt für GaAs-Systeme im Grundzustand $n = 1$ typischerweise $E_B = 4 \text{ meV}$. Der exzitonische Bohrradius a_B^{exc} beläuft sich dabei auf ca. 100 \AA . Die geringe Bindungsenergie erfordert kryogene Versuchsumgebungen bei Temperaturen von $T \lesssim E_B/k_B \approx 50 \text{ K}$, um thermische Ionisation von Exzitonen auszuschließen.

Das Wasserstoffatom, das oben schon für Analogiebetrachtungen bezüglich des Exzitons herangezogen wurde, ist ein stabiles Teilchen. Ein hypothetischer Zerfall des Wasserstoffatoms gemäß $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ ist ausgeschlossen, da die Gesamttruhemasse der Edukte (Proton p und Elektron e^-) kleiner ist als diejenige der Produkte (Neutron n und Elektron-Neutrino ν_e). Ein derartiger Zerfall würde den Energieerhaltungssatz verletzen. Ein Exziton unterliegt keiner derartigen Einschränkung und kann durch Rekombination in GaAs-Systemen nach typischerweise 1 ns [Feldmann (1987)] unter der Emission eines Photons zerfallen (Abbildung 2.1(c)). Über die Analyse des dabei emittierten Photolumineszenzlichts können sowohl Ort als auch Energie des Exzitons zum Zeitpunkt des Zerfalls bestimmt werden. Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß ein Exziton einem ebenfalls nicht stabilen „Positronium-Atom“ im Grunde ähnlicher als einem Wasserstoffatom ist.² In der Literatur hat sich dennoch der Vergleich mit dem geläufigeren Teilchen des Wasserstoffatoms durchgesetzt, da in vielen Diskussionen, beispielsweise Anregungsspektren betreffend, dem exzitonischen Zerfall keine entscheidende Rolle zukommt.

2.2 Exzitonen in zweidimensionalen Systemen

Im Folgenden werden zweidimensionale exzitonische Systeme betrachtet, in denen Exzitonen in einer Quantentopfumgebung eingesperrt sind. In derartigen Umgebungen können Exzitonen sich nur noch lateral in der Ebene des Quantentopfes quasifrei bewegen. Der Übergang von dreidimensionalen auf zweidimensionale Systeme kann experimentell über schrittweise Reduktion der Dicke des Quantentopfes untersucht werden. Die Dicke des

²Das „Positronium-Atom“ ist ein gebundener Zustand aus einem Elektron und einem Positron im Vakuum, das je nach Spinkonfiguration eine Lebensdauer von 140 ns („Ortho-Positronium“) bzw. 125 ps („Para-Positronium“) aufweist (siehe [Ore und Powell (1949)] und Referenzen 1,2 dort).

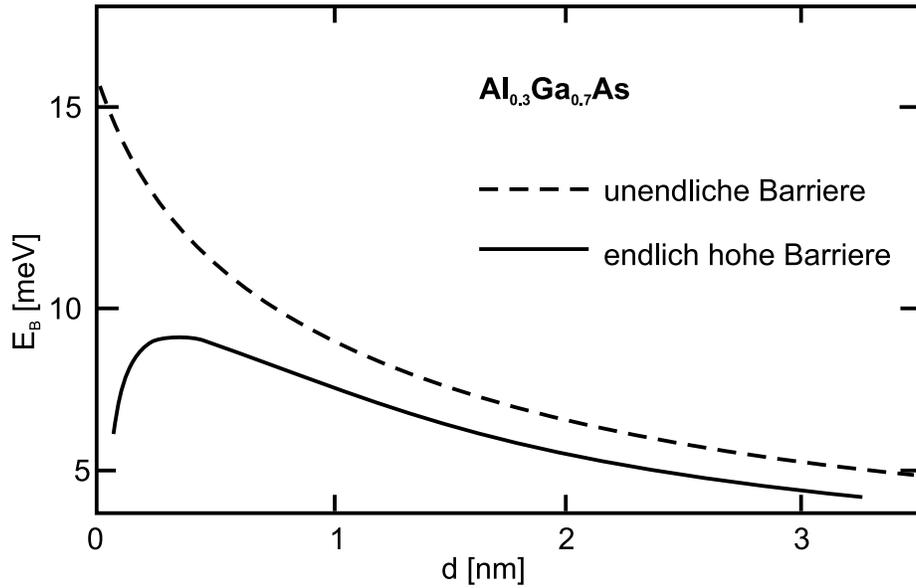


Abbildung 2.2: Einfluß der Quantentopfbreite d auf die exzitonische Bindungsenergie E_B . Im Falle unendlich hoher Potentialbarrieren führt der Übergang von einem dreidimensionalen System zu einem zweidimensionalen System, d. h. für $d \rightarrow 0$, zu einer Vervierfachung der Bindungsenergie (gestrichelte Kurve). Bei endlicher Barrierenhöhe sinkt für $d \rightarrow 0$ die Bindungsenergie nach einem anfänglichem Anstieg ab (durchgezogene Kurve). Nach [Miller (1981)].

Quantentopfs kann während des molekularstrahlepitaktischen Wachstumsprozesses der Probe mit der Präzision im Bereich einer Atom-Monolage vorgegeben werden [Cho und Arthur (1975)].

Der Übergang von einem dreidimensionalen auf ein zweidimensionales System hat Auswirkungen auf die Bindungsenergie der Exzitonen. Abbildung 2.2 zeigt den berechneten Einfluß reduzierter Quantentopfdicke d auf die exzitonische Bindungsenergie E_B für den Fall unendlich hoher sowie endlich hoher Potentialbarrieren (gestrichelte bzw. durchgezogene Linie) [Miller (1981)]. Durch die Reduktion der Quantentopfdicke d werden die Wellenfunktionen³ von Elektron und Loch in zunehmendem Maße auf die Ebene des Quantentopfes konzentriert. Die daraus resultierende Vergrößerung des Wellenfunktionsüberlapps von Elektron und Loch führt zu einer erhöhten Anziehung durch die Coulomb-Wechselwirkung und damit zu einer Erhöhung der exzitonischen Bindungsenergie. Im Grenzfall eines reinen 2D-Systems ($d \rightarrow 0$) mit unendlich hohen Potentialbarrieren ergibt sich die exzitonische

³Mit dem Begriff der Wellenfunktion eines Elektrons bzw. eines Lochs in einem Kristall ist hier die sogenannte „einhüllende“ Funktion $\phi_k(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}\vec{r})$ gemeint, die den Quasi-Impuls $\hbar\vec{k}$ des Teilchens am Ort \vec{r} beschreibt. Durch Multiplikation mit einer gitterperiodischen Funktion $u_k(\vec{r})$ ergibt sich die tatsächliche Wellenfunktion zu $\psi_k(\vec{r}) = \phi_k(\vec{r}) \cdot u_k(\vec{r})$.

Energie zu

$$E^{2D} = E_g + E_Q - \underbrace{\text{Ry}^* \times \frac{1}{(n-1/2)^2}}_{\text{Bindungsenergie } E_B^{2D}} + \underbrace{\frac{\hbar^2 \vec{K}_{\parallel}^2}{2(m_e^* + m_h^*)}}_{\text{kinetische Energie}} \quad (2.3)$$

mit der Quantisierungsenergie

$$E_Q = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2d^2} \times \left(\frac{\zeta^2}{m_e^*} + \frac{\xi^2}{m_h^*} \right) \quad , \quad \zeta, \xi = 1, 2, \dots \quad (2.4)$$

Im Grundzustand $n = 1$ ist die Bindungsenergie um einen Faktor 4 größer im Vergleich zum 3D-Fall; der exzitonische Bohrradius a_B^{exc} verringert sich dabei um den Faktor 2. Die realistischere Annahme endlich hoher Potentialbarrieren führt zunächst zu einer moderateren Erhöhung der Bindungsenergie um einen Faktor 2 – 3 (durchgezogene Kurve in Abbildung 2.2). Bei weiterer Reduktion der Quantentopfdicke sinkt die Bindungsenergie jedoch wieder rapide ab. Die in die Barrieren eindringenden evaneszenten Anteile der Wellenfunktionen dominieren nun und heben die zuvor erlangte Reduktion der Dimensionalität teilweise wieder auf.

Experimentell sind hohe Bindungsenergien erwünscht, da auf diese Weise die Problematik der thermischen Ionisierung von Exzitonen abgemildert wird (vgl. Abschnitt 2.3.6). Zudem gestatten derartige Systeme ein Arbeiten bei höheren Temperaturen, wodurch der instrumentelle Aufwand reduziert werden kann.

Die Vergrößerung des Wellenfunktionüberlapps in schmalen Quantentopfsystemen bewirkt jedoch zusätzlich eine Zunahme der Rekombinationsrate und führt damit zu einer unerwünschten Verkürzung der exzitonischen Lebensdauer [Feldmann (1987)]. Der Einsatz geeigneter tunnelgekoppelter Doppelquantentopf-Systeme ermöglicht eine drastische Erhöhung der exzitonischen Lebensdauer. Derartige Systeme vermögen den genannten Nachteil bei weitem zu überkompensieren; sie werden in Abschnitt 2.3 vorgestellt.

2.3 Exzitonen in gekoppelten Quantentopfsystemen

Halbleiterstrukturen, die tunnelgekoppelte Quantentopfsysteme enthalten, haben in den vergangenen Jahren großes Interesse hervorgerufen [Butov (2002a,b); Vörös (2005); Negoița (1999a)], da sowohl Lebensdauer als auch Energie von Exzitonen elektrostatisch über extern angelegte Felder abstimmbare sind [Chen (1987); Alexandrou (1990)]. Große Fortschritte in der Molekularstrahlepitaxie ermöglichen zudem die Herstellung qualitativ sehr hochwertiger Proben, sodaß diese Materialsysteme einen optimalen Ausgangspunkt für detaillierte Studien der Exzitonendynamik darstellen.

Nach der Erläuterung des Prinzips der exzitonischen Lebensdauererlängerung in Abschnitt 2.3.1 wird in Abschnitt 2.3.2 der „quantum confined Stark“ Effekt vorgestellt. Dieser ermöglicht ein elektrisch kontrolliertes Abstimmen der exzitonischen Energie in weiten

Grenzen. Er bietet die Basis für die Erzeugung künstlicher Potentiallandschaften für Exzitonen (Abschnitt 2.3.3) und eröffnet weitreichende experimentelle Kontrollmöglichkeiten über die exzitonische Dynamik (Kapitel 6 und Kapitel 7). Der „Dichte-Effekt“ (Abschnitt 2.3.4) bietet einen experimentellen Zugang zur Abschätzung der Exzitonendichte. In Abschnitt 2.3.7 werden anhand einer exemplarischen Messung die Lebensdauererlängerung, die Energieabstimmbarkeit und der Dichte-Effekt demonstriert.

2.3.1 Verlängerung der exzitonischen Lebensdauer

Die exzitonische Lebensdauer in GaAs beträgt typischerweise etwa 1 ns [Feldmann (1987)]. Diese Zeitspanne ist vergleichbar mit der Dauer, um sogenannte „heiße“ photogenerierte Exzitonen auf die Temperatur des Kristallgitters zu thermalisieren [Damen (1990)]. Aufgrund dieser kurzen Lebensdauer sind Experimente zur Untersuchung der Dynamik kalter Exzitonen nur in sehr eingeschränktem Rahmen möglich. Auch Transportstudien gestalten sich unter diesen Bedingungen schwierig. Selbst bei Driftgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 1000 m/s sind auf einer Zeitskala von Nanosekunden exzitonische Driftbewegungen lediglich im Mikrometer-Bereich zu erwarten. Da die exzitonische Photolumineszenz-Emission in GaAs-Strukturen bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 800$ nm stattfindet, liegen derart kleine zu vermessende Driftstrecken im Bereich der Beugungsbegrenzung optischer Mikroskopsysteme. Langlebige Exzitonen können prinzipiell größere Entfernungen zurücklegen. Auch unter meßtechnischen Aspekten sind große exzitonische Lebensdauern daher erwünscht.

GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen, die zwei tunnelgekoppelte Quantentöpfe enthalten, bieten eine elegante Möglichkeit, die Lebensdauer von Exzitonen drastisch zu verlängern. Abbildung 2.3(a) stellt schematisch eine derartige Anordnung aus zwei GaAs-Quantentöpfen dar, die durch eine $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Barriere voneinander separiert sind. Diese Schichtabfolge entspricht der „aktiven Region“ der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen. Bezüglich Einzelheiten sei auf Kapitel 3 verwiesen. Die Bandlückenenergie E_g von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten variiert mit deren Zusammensetzung x [Arent (1990)] gemäß

$$E_g = (1,519 + 1,36x + 0,22x^2)\text{eV} \quad (2.5)$$

und beläuft sich bei einer Temperatur von $T = 2$ K auf

$$E_g = \begin{cases} 1,519 \text{ eV} & (\text{GaAs}) \\ 1,947 \text{ eV} & (\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}) \end{cases} \quad (2.6)$$

Wird ein elektrisches Feld parallel zur Wachstumsrichtung \hat{z} der Struktur angelegt, werden die Bänder, wie in Abbildung 2.3(b) gezeigt, verkippt. Durch die Tunnelkopplung der Quantentöpfe kommt es zu einer Separation der photogenerierten Ladungsträger: Elektron und Loch eines Exzitons, repräsentiert durch die skizzierten Aufenthaltswahrscheinlichkeitsverteilungen, befinden sich in verschiedenen Quantentöpfen. Die Dicke der Tunnelbarriere ist mit typischerweise 4 nm hinreichend dünn gewählt, sodaß die Ladungsträger noch über die Coulomb-Wechselwirkung als gebundene Teilchen, als sogenannte räumlich indirekte Exzitonen, auftreten. Durch die Trennung der beiden Ladungsträger eines indirekten

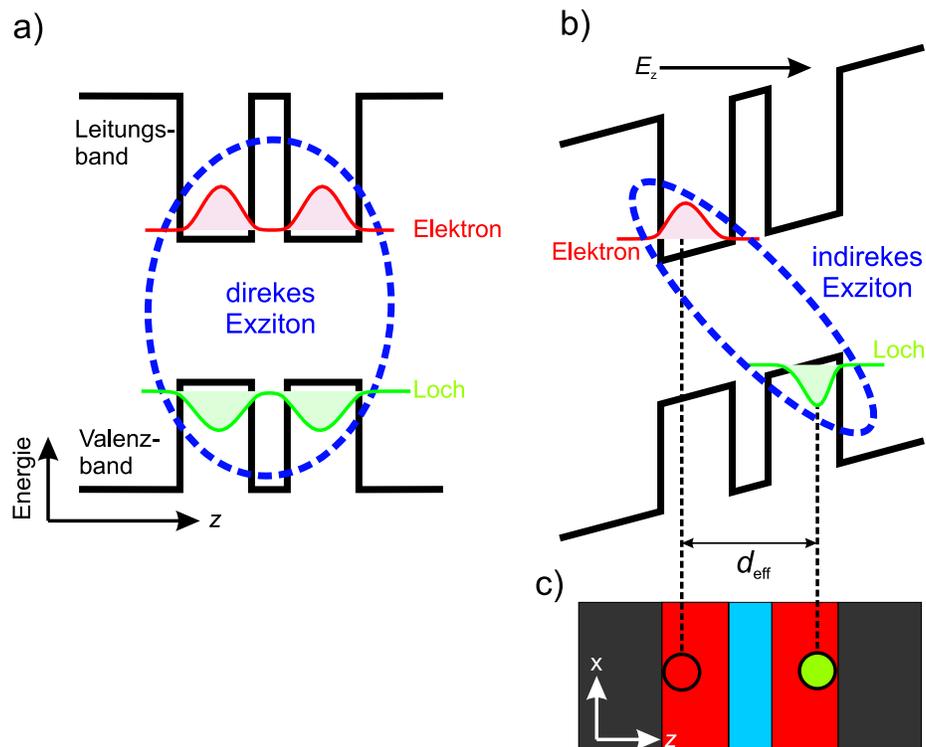


Abbildung 2.3: Prinzip der Lebensdauererweiterung von Exzitonen. (a) Räumlich direktes Exziton (gestrichelte Ellipse) in feldfreier Anordnung zweier tunnelgekoppelter Quantentöpfe. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsverteilungen des Elektrons und des Lochs sind skizziert. (b) Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes E_z in z -Richtung wird die Bandstruktur verkippt. Die räumliche Trennung der Ladungsträger um die Distanz d_{eff} führt zu einer Verlängerung der Lebensdauer des indirekten Exzitons (verkippt gezeichnete gestrichelte Ellipse). In Bild (c) ist die Separation der Ladungsträger in der Doppelquantentopfstruktur skizziert.

Exzitons in \hat{z} -Richtung kommt es zu einer Reduktion des Überlapps von deren Wellenfunktionen [Lozovik und Yudson (1976)]. Der Grad des Überlapps kann durch die Stärke des elektrischen Feldes variiert werden. Die mit dem verkleinerten Wellenfunktionsüberlapp einhergehende Verringerung der Rekombinationswahrscheinlichkeit führt unmittelbar zu einer drastischen Verlängerung der exzitonischen Lebensdauer um bis zu vier Größenordnungen auf über $30 \mu\text{s}$ [Vörös (2005)].

2.3.2 Energieabstimmung über den „quantum confined Stark“ Effekt

Mithilfe des „quantum confined Stark“ Effekts [Miller (1984, 1985)] ist es möglich, die Energie von Exzitonen zu variieren. Insbesondere bei langlebigen indirekten Exzitonen in gekoppelten Quantentopfstrukturen (vgl. Abschnitt 2.3.1) ist dieser Effekt sehr gut detektierbar, was ein kontrolliertes Abstimmen der exzitonischen Energie in weiten Grenzen

ermöglicht.

Indirekte Exzitonen als elektrische Dipole

Das Anlegen eines externen vertikalen elektrischen Feldes $\vec{E} = E \cdot \hat{z}$ an eine gekoppelte Quantentopfstruktur ermöglicht die Bildung langlebiger, räumlich indirekter Exzitonen (vgl. Abbildung 2.3). Durch die Separation der Ladungsträger um eine effektive Distanz d_{eff} in \hat{z} -Richtung tragen indirekte Exzitonen ein induziertes elektrisches Dipolmoment $\vec{p} = e \cdot d_{\text{eff}}(E) \cdot \vec{E}/|\vec{E}|$. Daher werden indirekte Exzitonen synonym auch als dipolare Exzitonen bezeichnet. Für kleine angelegte externe Felder \vec{E} ist die effektive Distanz gemäß $d_{\text{eff}}(E) = \alpha|\vec{E}|$ proportional zur angelegten Feldstärke. Das Quantentopfsystem, in dem die Ladungsträger eingeschlossen sind, begrenzt jedoch die Distanz $d_{\text{eff}}(E)$ auf maximal $d_{\text{eff}}^{\text{max}} < L_{\text{DQW}}$, wobei L_{DQW} die Gesamtdicke des gekoppelten Quantentopfsystems ist. Sobald eine gewisse Feldstärke E_{krit} überschritten wird, erfolgt keine weitere Vergrößerung der effektiven Distanz d_{eff} , da die Ladungsträger des Exzitons durch die Quantentopfstruktur in z -Richtung eingesperret sind (engl. *quantum confinement*).

Zusammenfassend gilt für das Dipolmoment eines indirekten Exzitons:

$$\begin{aligned} \vec{p} &= e \cdot d_{\text{eff}}(E) \cdot \vec{E}/|\vec{E}| \quad \text{mit} \\ d_{\text{eff}}(E) &= \begin{cases} \alpha|\vec{E}| & \text{für } |\vec{E}| < E_{\text{crit}} \\ d_{\text{eff}}^{\text{max}} & \text{für } |\vec{E}| > E_{\text{crit}} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Des weiteren ist:

$$0 < d_{\text{eff}}(E) \leq d_{\text{eff}}^{\text{max}} < L_{\text{DQW}} \quad . \quad (2.8)$$

Abstimmung der exzitonischen Energie

Die Energieabsenkung ΔU eines Dipols \vec{p} in einem elektrischen Feld \vec{E} – oft auch als Rotverschiebung bezeichnet – ist gegeben durch

$$\Delta U = -\vec{p} \cdot \vec{E} \quad . \quad (2.9)$$

Mittels Gleichung 2.7 ergibt sich für indirekte Exzitonen folgender Zusammenhang:

$$\Delta U_{\text{QCSE}}(E) = \begin{cases} -e \cdot \alpha \cdot |\vec{E}|^2 & \text{für } |\vec{E}| < E_{\text{crit}} \\ -e \cdot d_{\text{eff}}^{\text{max}} \cdot |\vec{E}| & \text{für } |\vec{E}| > E_{\text{crit}} \end{cases} \quad (2.10)$$

Im Grenzfall kleiner elektrischer Felder liegt eine quadratische Abhängigkeit der Energieverschiebung $\Delta U_{\text{QCSE}}(E)$ vom elektrischen Feld E vor. Mit zunehmender Feldstärke E geht diese Abhängigkeit in einen linearen Zusammenhang zwischen Energieverschiebung $\Delta U_{\text{QCSE}}(E)$ und elektrischem Feld E über. Entsprechend wird vom quadratischen bzw. vom linearen „quantum confined Stark“ Effekt gesprochen (obere bzw. untere Zeile in Gleichung 2.10).

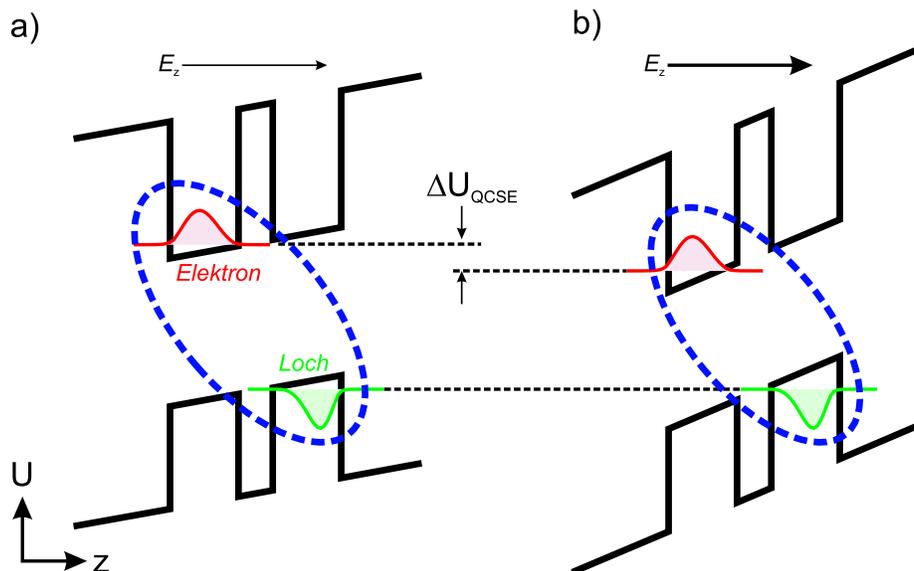


Abbildung 2.4: Abstimmung der Energie eines indirekten Exzitons (gestrichelte Ellipse) durch den „quantum confined Stark“ Effekt. Die in (a) dargestellte Bandverkipfung wird durch Erhöhung des extern angelegten elektrischen Feldes weiter verstärkt (b). Dadurch wird die exzitoniche Energie um den Betrag ΔU_{QCSE} herabgesetzt. Zwecks Klarheit der Abbildung wurde die Bandstruktur in (b) vertikal so verschoben, daß sich die Energieniveaus der Lochzustände in (a) und (b) auf gleicher Höhe befinden.

Eine dazu äquivalente Beschreibung ist im Bild des Bandschemas möglich. Zu dessen Veranschaulichung sind in Abbildung 2.4 zwei Fälle dargestellt: Das in \hat{z} -Richtung angelegte elektrische Feld in Bild (a) sei kleiner als das in Bild (b), jedoch soll in beiden Fällen das maximale Dipolmoment $\vec{p} = e \cdot d_{\text{eff}}^{\text{max}}$ induziert werden. Dies entspricht dem Regime des linearen „quantum confined Stark“ Effekts. Ein externes elektrisches Feld der Stärke E führt in einem (undotierten) Halbleiter zu einer Bandverkipfung von $dU/dz = e \cdot E$. Mit $dz = d_{\text{eff}}^{\text{max}}$ erhält man in Übereinstimmung mit Gleichung 2.10 eine Energieabhängigkeit von $\Delta U_{\text{QCSE}} = e \cdot d_{\text{eff}}^{\text{max}} \cdot E$.

Simulation und Experiment

In Abbildung 2.5 sind die berechneten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten des Elektrons (a) und des Lochs (b) eines indirekten Exzitons unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes E_z dargestellt. Die numerischen Simulationen wurden mit dem Softwarepaket „nextnano³“ durchgeführt [nextnano (2005); Prechtel (2006)]. Grundlage für die Berechnungen sind die Material- und Geometrieparameter der in Kapitel 3 beschriebenen Heterostruktur „11-05-02.2“. Die effektive Entfernung d_{eff} zwischen Elektron und Loch eines Exzitons ist jedoch etwas kleiner als der in Abbildung 2.5 eingezeichnete Abstand zwischen den jeweiligen Maxima der Kurven von 14 nm. Grund für die Abweichung ist die Asymmetrie der Kurven. Als weiteres Resultat der Simulation stellte sich heraus, daß sich schon bei geringen elektrischen

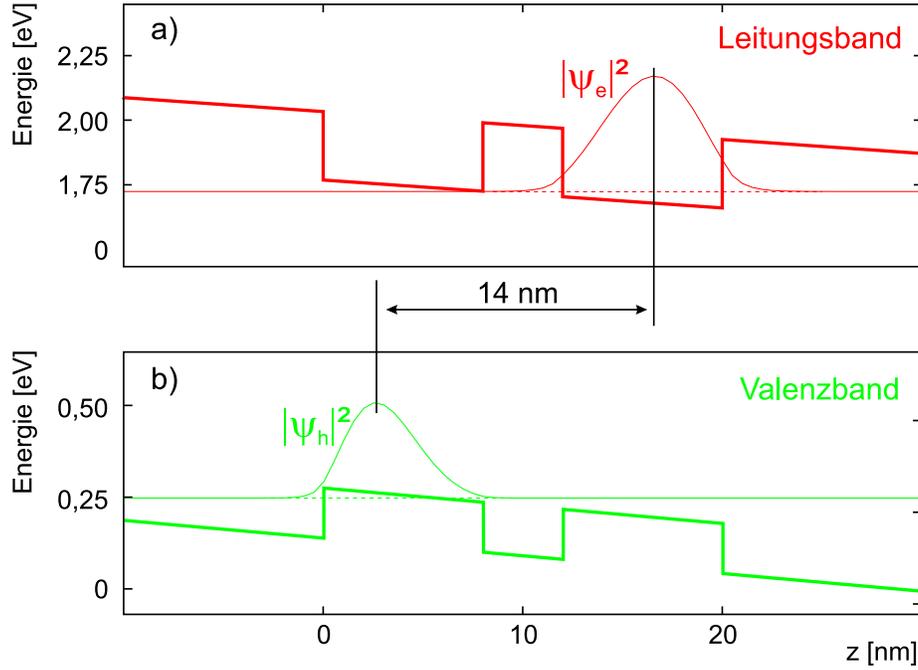


Abbildung 2.5: Berechnete Aufenthaltswahrscheinlichkeiten des Elektrons (a) und des Lochs (b) eines indirekten Exzitons unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes der Stärke 54 kV/cm, das entlang der Kristallwachstumsrichtung z der Heterostruktur „11-05-02.2“ orientiert ist. Die gekoppelten Quantentöpfe sind jeweils 8 nm breit und durch eine 4 nm dicke Barriere voneinander getrennt. Die dicken Linien verdeutlichen jeweils den Verlauf der Bandstruktur (linke Achse). Die dünnen Kurven stellen die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons $|\psi_e(z)|^2$ (a) bzw. des Lochs $|\psi_h(z)|^2$ (b) in willkürlichen Einheiten dar [Prechtel (2006); Gärtner (2007)].

Feldstärken E_z keine nennenswerten Änderungen in den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten mehr ergeben und daher vom Grenzfall maximaler Entfernung zwischen den Ladungsträgern des Exzitons ausgegangen werden kann. Das System befindet sich im Regime des linearen „quantum confined Stark“ Effekts:

$$\Delta U_{\text{QCSE}}^{\text{linear}}(E) = -e \cdot d_{\text{eff}}^{\text{max}} \cdot |\vec{E}| \quad (2.11)$$

Abbildung 2.6(a) stellt den berechneten Zusammenhang zwischen der exzitonenischen Energie U_{exc} und der angelegten Spannung V_B im experimentell relevanten Regime graphisch dar. Der Abstand zwischen der Elektrode an der Oberfläche und dem geerdeten

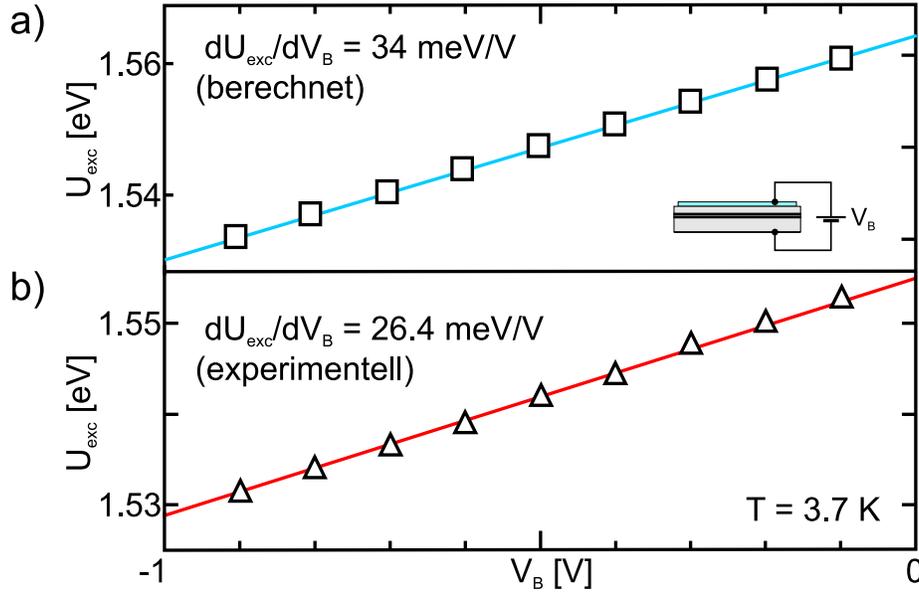


Abbildung 2.6: Berechnete (a) und gemessene (b) Rotverschiebung indirekter Exzitonen durch den „quantum confined Stark“ Effekt als Funktion der angelegten Gatterspannung V_B . Im experimentell relevanten Spannungsbereich zwischen -1 V und 0 V liegt eine lineare Abhängigkeit vor [Gärtner (2006a, 2007)].

Rückkontakt beträgt 370 nm. Aus den Steigungen

$$\left(\frac{\partial U_{\text{exc}}}{\partial V} \right)_{\text{QCSE}}^{\text{berechnet}} = 34 \text{ meV/V} \quad (2.12)$$

$$\left(\frac{\partial U_{\text{exc}}}{\partial V} \right)_{\text{QCSE}}^{\text{gemessen}} = 26,4 \text{ meV/V} \quad (2.13)$$

der linearen funktionalen Abhängigkeiten ergibt sich mittels Gleichung 2.11 eine effektive Distanz der Ladungsträger von $d_{\text{eff}}^{\text{max, calc}} = 12,6 \text{ nm}$ für die Simulation (a) und $d_{\text{eff}}^{\text{max, exp}} = 9,8 \text{ nm}$ für das Experiment (b). Eine mögliche Ursache für die beobachtete Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment könnte in Fertigungstoleranzen beim molekularstrahl-epitaktischen Wachstum der Probe begründet sein. Desweiteren berücksichtigt die Simulationssoftware keine speziellen exzitonischen Effekte. Beispielsweise sorgt die wechselseitige Coulomb-Anziehung der Ladungsträger untereinander für eine Reduktion des Abstands.

Simulation und Experiment zeigen übereinstimmend, daß im vorliegenden System der quadratische „quantum confined Stark“ Effekt vernachlässigbar ist. Im experimentellen Teil dieser Arbeit wird nur der lineare „quantum confined Stark“ Effekt von Bedeutung sein.

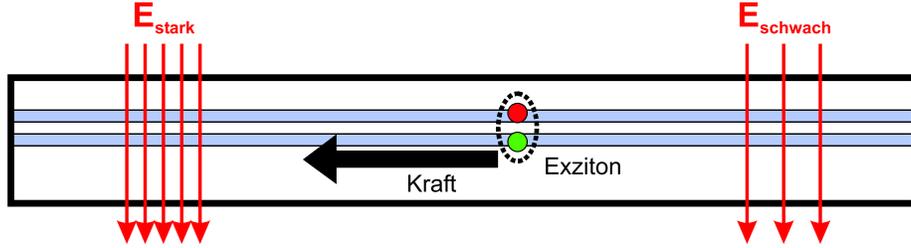


Abbildung 2.7: Das elektrische Feld auf der linken Seite der Probe (E_{stark}) ist stärker als das auf der rechten Seite (E_{schwach}), wie durch die Dichte der vertikalen Pfeile angedeutet. Durch den „quantum confined Stark“ Effekt entsteht eine laterale Kraft auf Exzitonen in Richtung des stärkeren elektrischen Feldes. Exzitonen werden daher auch als „High-Field-Seeker“ bezeichnet.

2.3.3 Abstimmbare Potentiallandschaften für Exzitonen

Die Möglichkeit, die exzitonische Energie über extern angelegte elektrische Felder zu manipulieren wie in Abschnitt 2.3.2 erläutert, eröffnet neue Wege zur Erzeugung künstlicher, elektronisch steuerbarer Potentiallandschaften für Exzitonen [Gärtner (2006a,b); Zimmermann (1997b); Hagn (1995)]. In Abbildung 2.7 ist der Grundgedanke dazu skizziert. Die Probe, die exemplarisch ein Exziton in der gekoppelte Quantentopfstruktur enthält, wird von einem senkrecht orientierten, räumlich inhomogenen elektrischen Feld durchsetzt (vertikale Pfeile). In der hier dargestellten Anordnung ist die elektrische Feldstärke E_{stark} auf der linken Seite größer als E_{schwach} auf der rechten Seite, wie durch die Dichte der vertikalen Pfeile angedeutet ist. Die Stärke des vertikalen elektrischen Feldes bestimmt gemäß Gleichung 2.11 über den „quantum confined Stark“ Effekt die Energie von Exzitonen: Je stärker das vertikale Feld ist, desto geringer ist die Energie des Exzitons (vgl. Abschnitt 2.3.2). In dem dargestellten Beispiel ist demzufolge die exzitonische Energie auf der linken Seite $U_{\text{exc}}^{\text{links}}$ geringer im Vergleich zur rechten Seite $U_{\text{exc}}^{\text{rechts}}$. Der exzitonische Energie- bzw. Potentialgradient übt eine Kraft

$$F = -\nabla U_{\text{exc}} \quad (2.14)$$

auf die indirekten Exzitonen aus, die in Richtung der Region mit stärkerem elektrischen Feld weist. Da (mobile) Exzitonen in Folge dorthin driften, werden sie auch als „High-Field-Seeker“ – also Teilchen, die Regionen mit hohen Feldstärken aufsuchen – bezeichnet [Hänsch (2004)].

In der vorliegenden Arbeit wird das exzitonische Potential über vertikale elektrische Felder generiert, die durch lateral strukturierte Gatteranordnungen auf der Probenoberfläche erzeugt werden. Dadurch ist diese Methode anderen Verfahren zur Steuerung der exzitonischen Dynamik, die in Abschnitt 7.1 zusammengefaßt sind, in vielerlei Hinsicht überlegen:

- **Schnelle Schaltbarkeit und Abstimmbarkeit der exzitonischen Kraft**

Die Potentiallandschaft, die die Kraft auf Exzitonen steuert, wird über extern an

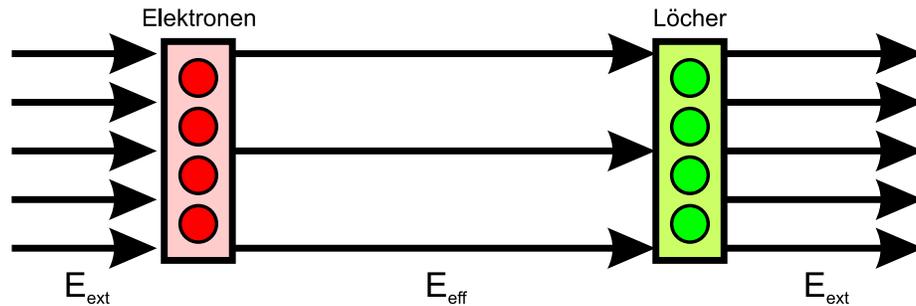


Abbildung 2.8: Die Ladungsträger der indirekten Exzitonen (Kreise) befinden sich durch den Einfluß des externen elektrischen Feldes E_{ext} in verschiedenen Quantentöpfen (Rechtecke). Durch Abschirmung kommt es zu einer Verringerung des effektiven elektrischen Feldes E_{eff} und damit zu einer dichteabhängigen energetischen Anhebung der exzitonischen Energie.

metallische Gatterstrukturen angelegte Spannungen erzeugt. Dies ermöglicht ein rasches Ein- und Ausschalten der Kraft auf Exzitonen über dementsprechend schnelles Pulsen der Gatteranordnung (vgl. Abschnitt 6.1). Die Schaltgeschwindigkeit ist dabei durch die als RC -Glieder wirkende Gatteranordnung limitiert. Sie liegt für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Experimente im Bereich weniger Nanosekunden. Des Weiteren ist auch ein präzises Abstimmen der Stärke der Kraft möglich, indem die Spannung gezielt angepaßt wird. Dies wird eingehend anhand exzitonischer Transportexperimente in Abschnitt 6.2 und in Abschnitt 6.3 untersucht.

- **Hohe Flexibilität in der lateralen Strukturierung der Potentiallandschaften**

Die Anordnung der metallischen Gatter bestimmt unmittelbar die Geometrie der Potentiallandschaften. Der Einsatz lithographischer Techniken erlaubt eine große Vielfalt hinsichtlich der lateralen Strukturierung der Gatter und gestattet damit grundsätzlich die Erstellung lateral willkürlich geformter Potentiallandschaften.

- **Flexibilität in der Wahl der Materialien**

Lithographische Methoden gestatten die Verwendung verschiedener Materialien auf der Oberfläche der Proben. In Kapitel 7 wird gezeigt, daß mittels hybrider Gattersysteme, die sowohl metallische Strukturen als auch SiO_2 -Strukturen enthalten, effiziente und steuerbare Fallensysteme für Exzitonen erzeugt werden können.

2.3.4 Der Dichte-Effekt

In folge eines in die Halbleiterprobe eingekoppelten Laserpulses wird eine Vielzahl von Exzitonen optisch erzeugt, deren Ladungsträger in benachbarte Quantentöpfe relaxieren können (siehe Abschnitt 2.3.1 sowie Abbildung 2.3(b,c)). Dies bedeutet, daß sich in den beiden Quantentöpfen eine Elektronen- bzw. eine Löcher-Flächenladungsdichte einstellt, die betragsmäßig gleich der exzitonischen Flächendichte n_{exc} ist. In einem einfachen Bild kann diese Konstellation näherungsweise als ebener Plattenkondensator aufgefaßt werden,

dessen Platten dementsprechende Flächenladungsdichten tragen und der in ein externes elektrisches Feld E_{ext} gebracht wurde (siehe Abbildung 2.8). Das externe Feld wird durch die Flächenladungen teilweise abgeschirmt, sodaß sich für die Exzitonen ein verringertes effektives elektrisches Feld E_{eff} einstellt. Diese Reduktion des elektrischen Feldes bewirkt über den „quantum confined Stark“ Effekt eine Anhebung der exzitonischen Energie um den Betrag [Butov (2001); Rapaport (2006)]

$$\Delta U_{\text{Dichte}} = + (4\pi e^2 d_{\text{eff}} / \epsilon) \cdot n_{\text{exc}} \quad . \quad (2.15)$$

Diese Anhebung wird in der Literatur auch synonym als dichtebedingte Blauverschiebung oder kurz als exzitonischer Dichte-Effekt bezeichnet [Negoita (2000b)]. Es sei angemerkt, daß durch die stark vereinfachende Annahme eines Plattenkondensators in Gleichung 2.15 die tatsächliche Blauverschiebung um ca. 40% unterschätzt wird [Ben-Tabou de Leon und Laikhtman (2001); Butov (2004a); Negoita (2000a)].

Bestimmung der Exzitonendichte

Die Exzitonendichte kann einerseits über eine Abschätzung der absorbierten Laserleistung in der aktiven Doppelquantentopffregion erfolgen – ein derartiges Vorgehen ist jedoch mit großen Fehlern behaftet und gestattet keinerlei Einblicke in die laterale Verteilung und in die zeitliche Dynamik der exzitonischen Dichte. Der Dichte-Effekt ermöglicht andererseits die direkte Bestimmung der Exzitonendichte und ist damit von großer experimenteller Bedeutung. Dazu wird die spektrale Verschiebung der exzitonischen Rekombinations-Photolumineszenz mit einer Kalibrierungsmessung verglichen, die bei sehr niedriger exzitonischer Dichte aufgenommen wurde.⁴ Über Gleichung 2.15 kann die Dichte n_{exc} bestimmt werden. Wird die Rekombinations-Photolumineszenz zusätzlich in Ort und Zeit aufgelöst gemessen, sind detaillierte Aussagen über die räumliche und zeitliche Evolution der Exzitonendichte experimentell zugänglich.

2.3.5 Abstoßende Wechselwirkung zwischen indirekten Exzitonen

Indirekte Exzitonen können gemäß Abschnitt 2.3.2 als elektrische Dipole aufgefaßt werden, deren Momente einheitlich entlang des angelegten elektrischen Feldes ausgerichtet sind. Da zwischen Dipolen gleicher Orientierung eine abstoßende Kraft herrscht, kommt es zu einer repulsiven Wechselwirkung zwischen indirekten Exzitonen [Butov (2004a)]. Die Abstoßungskraft skaliert proportional zu $1/r^3$, wobei r den Abstand zwischen den Schwerpunkten zweier Exzitonen bezeichnet [Snoke (2003b)]. Sie ist daher bei hohen exzitonischen Dichten besonders ausgeprägt und wurde in Diffusionsexperimenten eingehend untersucht [Vörös (2005); Rapaport (2006)]. Für die Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen, die in Kapitel 8 eingehend beschrieben wird, ist eine abstoßende Wechselwirkung aus folgenden Gründen hilfreich:

⁴In diesem Fall ist die dichtebedingte Blauverschiebung vernachlässigbar.

- Die Bildung metallischer „Elektron-Loch-Droplets“ wird verhindert [Zhu (1995)].
- Die Bildung von Biexzitonen⁵ wird effizient unterbunden.
- Störende Potentialfluktuationen in der Ebene der Quantentöpfe werden abgeschirmt [Ivanov (2002)].

Systeme mit indirekten Exzitonen sind für Experimente zur Bose-Einstein-Kondensation prädestiniert [Moskalenko und Snoke (2000)].

2.3.6 Ionisation von Exzitonen durch laterale elektrische Felder

Unter dem Einfluß eines zu großen elektrischen Feldes \vec{E} in der Ebene der Quantentöpfe können Exzitonen ionisiert werden. Um das zu verhindern muß der energetische Hub von Elektron bzw. Loch über die räumliche Ausdehnung des Exzitons, die dem Bohrschen Radius a_B entspricht, stets kleiner sein als die exzitonische Bindungsenergie E_B :

$$a_B \cdot e \cdot |\vec{E}| \stackrel{!}{<} E_B \quad . \quad (2.16)$$

Damit gilt näherungsweise folgende Einschränkung für das elektrische Feld E bzw. für die über die Entfernung L_{Feld} angelegte Spannung V :

$$|\vec{E}| < |\vec{E}_{\text{krit}}| = \frac{E_B}{a_B \cdot e} \quad (2.17)$$

$$V < V_{\text{krit}} = \frac{E_B}{a_B \cdot e} L_{\text{Feld}} \quad (2.18)$$

Mit den entsprechenden Werten $E_B \approx 10 \text{ meV}$ und $a_B \approx 10 \text{ nm}$ für zweidimensionale GaAs-Strukturen ergibt sich eine typische kritische laterale Feldstärke

$$\boxed{E_{\text{lat,krit}}^{2\text{D-GaAs}} \approx 10^6 \text{ V/m} \quad .} \quad (2.19)$$

2.3.7 Charakterisierung des Probenmaterials

Die von D. Schuh am Walter-Schottky-Institut in Garching gewachsene Heterostruktur „11-05-02.2“ enthält zwei tunnelgekoppelte Quantentöpfe (siehe Kapitel 3 und Anhang A). Die Charakterisierung der Heterostruktur bezüglich ihrer exzitonischen Eigenschaften erfolgt über die zuvor erläuterten Effekte der Lebensdauererlängerung (Abschnitt 2.3.1), über die Abstimmbarekeit der exzitonischen Energie (Abschnitt 2.3.2) sowie über den Dichte-Effekt (Abschnitt 2.3.4).

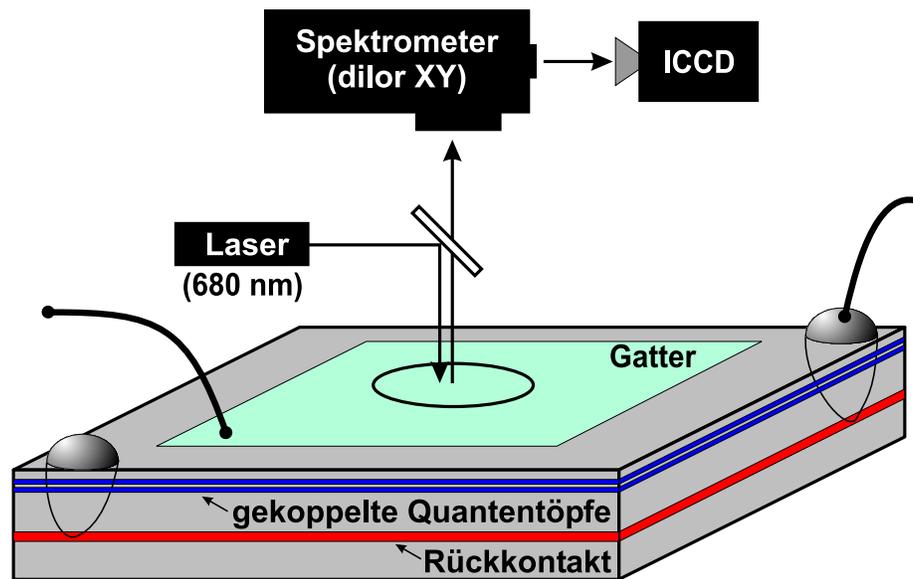


Abbildung 2.9: Schematisch dargestellter Aufbau zur Charakterisierung der Heterostrukturen. Die exzitonische Rekombinations-Photolumineszenz wird energieaufgelöst mit verschiedenen Verzögerungszeiten bezüglich des Laseranregungs-Pulses gemessen.

Meßanordnung

Der experimentelle Aufbau zur Probencharakterisierung ist in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt. Er ermöglicht die zeit- und energieaufgelöste Messung der exzitonischen Rekombinations-Photolumineszenz. Ein Diodenlaser emittiert einen auf die Probe fokussierten Lichtpuls der Wellenlänge 680 nm. Die Probe selbst enthält eine oberflächennahe Struktur aus gekoppelten Quantentöpfen, die mittels eines Gatters und eines geerdeten Rückkontakts einem spannungsgesteuerten homogenen elektrischen Feld ausgesetzt werden kann. Das Gatter ist semitransparent mit einer Transmission von etwa 50 %. Die Probe befindet sich in einem Kryostaten bei einer Temperatur von etwa 4 K. Der Laserpuls generiert durch Photoabsorption Elektron- und Lochpaare, die entweder nach 1 ns strahlend zerfallen oder langlebige indirekte Exzitonen bilden. Das emittierte Rekombinations-Photolumineszenz-Licht wird durch ein Spektrometer spektral dispergiert und schließlich von einer schnell triggerbaren, intensivierten CCD-Kamera⁶ aufgenommen. Deren kurze Belichtungszeiten ermöglichen zeitaufgelöste Messungen des Rekombinations-Photolumineszenzlichts.

Die zeitliche Abfolge des Experiments ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Der Zeitpunkt $t = 0$ ist durch das Ende des 50 ns langen Laserpulses gegeben. Die folgenden Aufnahmen der Photolumineszenz-Spektren mit Belichtungszeiten von jeweils 20 ns erfolgen stets in bezug zu diesem Zeitpunkt. Die am Gatter angelegte Spannung ist konstant auf $V_B =$

⁵Ein Biexziton ist ein molekülartig gebundener Zustand zweier Exzitonen. Es kann gewissermaßen als exzitonisches Analogon zum Wasserstoffmolekül H_2 aufgefaßt werden.

⁶CCD = charge coupled device

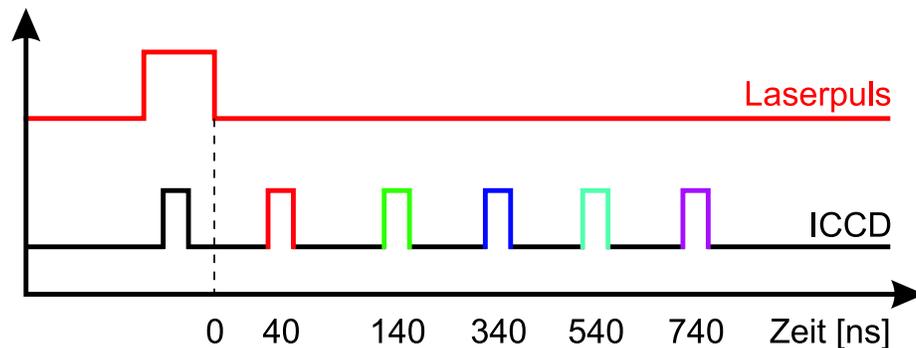


Abbildung 2.10: Zeitlicher Ablauf einer Meßreihe zur Probencharakterisierung. Die Photolumineszenz-Spektren werden zu den angegebenen Verzögerungszeiten nach Ende der Laseranregung aufgezeichnet. Die Laserpulse haben eine zeitliche Länge von jeweils 50 ns. Die Belichtungszeit der intensivierten CCD-Kamera beträgt 20 ns.

–0,3 V bezüglich des geerdeten Rückkontakts eingestellt, was unter Berücksichtigung der Schottky-Barriere effektiv zu einem vertikalen elektrischen Feld von 27 kV/cm führt.

Experimentelle Resultate

In Abbildung 2.11 ist eine Serie gemessener Spektren dargestellt, die zu verschiedenen Zeitpunkten relativ zum Ende des Laserpulses aufgezeichnet wurden.

- **Koexistenz von kurz- und langlebigen Anregungen**

In dem Spektrum, das während des Anregungslaserpulses aufgezeichnet wurde ($t < 0$), erkennt man ein ausgeprägtes Photolumineszenz-Maximum bei etwa 1,575 eV. Dieses Maximum ist auf Rekombinationsvorgänge kurzlebiger Anregungszustände wie Elektron-Loch-Paare und direkter Exzitonen zurückzuführen. Diese unterliegen nicht dem Einfluß des „quantum confined Stark“ Effekts und unterscheiden sich daher von indirekten Exzitonen durch eine vergleichsweise hohe Energie bzw. durch Emission von Rekombinations-Photolumineszenz-Licht kürzerer Wellenlänge. Gleichzeitig erkennt man ein sich zu niedrigeren Energien hin anschließendes Nebenmaximum. Dieses rührt von koexistierenden indirekten Exzitonen her. Der noch aktive Laser sorgt für einen ständigen Nachschub sogenannter „heißer“, d. h. sich noch nicht im thermischen Gleichgewicht befindlicher indirekter Exzitonen. Die im Vergleich zum Kristallgitter hohe Temperatur des Ensembles indirekter Exzitonen zieht eine breite thermische Verteilungsfunktion nach sich, die für die große Breite des Nebenmaximums ursächlich ist.⁷

- **Verlängerung der exzitonischen Lebensdauer**

Sowohl Elektron-Loch-Paare als auch direkte Exzitonen haben kurze Lebensdauern

⁷Die strahlende Rekombination heißer Exzitonen wird durch die simultane Emission optischer Phononen ermöglicht. Letztere dienen der Wahrung der Impulserhaltung [Moskalenko und Snoke (2000)].

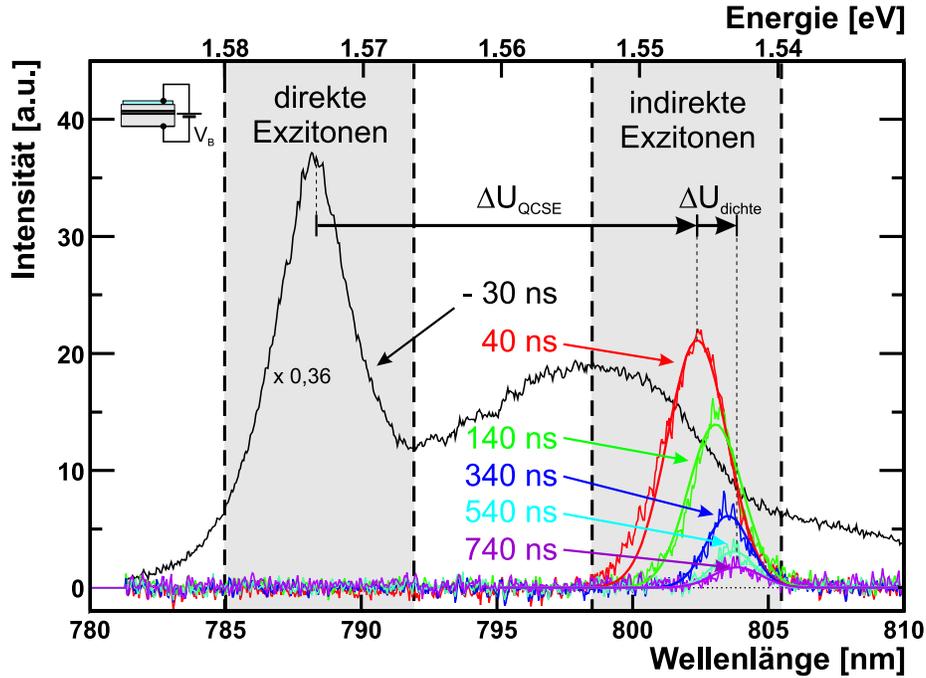


Abbildung 2.11: Gemessene Rekombinations-Photolumineszenz-Spektren bei einer angelegten Gatterspannung von $V_B = -0,3$ V zu den angegebenen Zeitpunkten bezüglich des Anregungslaserpulses. Deutlich erkennbar sind die charakteristischen Eigenschaften indirekter Exzitonen in gekoppelten Quantentöpfen wie eine verlängerte Lebensdauer und eine energetische Rotverschiebung ΔU_{QCSE} im Vergleich zu direkten Exzitonen. Eine Blauverschiebung ΔU_{dichte} über den Dichte-Effekt ist bei hohen exzitonischen Dichten bei kurzen Verzögerungszeiten zu beobachten.

im Bereich von wenigen Nanosekunden und zerfallen rasch [Feldmann (1987)]. Sie sind bereits nach 40 ns vollständig verschwunden und in sämtlichen verzögert aufgenommenen Photolumineszenz-Spektren ($t > 0$) nicht mehr nachweisbar. Die langlebigen indirekten Exzitonen hingegen liegen bei einer Energie von etwa 1,545 eV und sind noch bei Verzögerungszeiten von bis zu $t = 740$ ns deutlich nachweisbar. Aus der exponentiellen Abnahme der Photolumineszenz-Intensität kann eine exzitonische Halbwertszeit von 250 ns schon bei dieser vergleichsweise kleinen Gatterspannung $V_B = -0,3$ V abgeleitet werden (vgl. Abbildung 2.12). Die Lebensdauer kann über die Gatterspannung V_B manipuliert werden, da der Überlapp der Wellenfunktionen mit dem externen elektrischen Feld variiert. Für $V_B = 0$ V bzw. für $V_B = +0,3$ V erhält man experimentell durch analoges Vorgehen exzitonische Lebensdauern von 130 ns bzw. 50 ns.

- **Rotverschiebung der indirekten Exzitonen**

Die indirekte Photolumineszenz ist im Vergleich zur direkten Photolumineszenz um $\Delta U_{QCSE} \sim 30$ meV deutlich rotverschoben. Ursache dafür ist die exzitonische Dipol-Wechselwirkung mit dem externen elektrischen Feld (siehe Abschnitt 2.3.2). Die Rot-

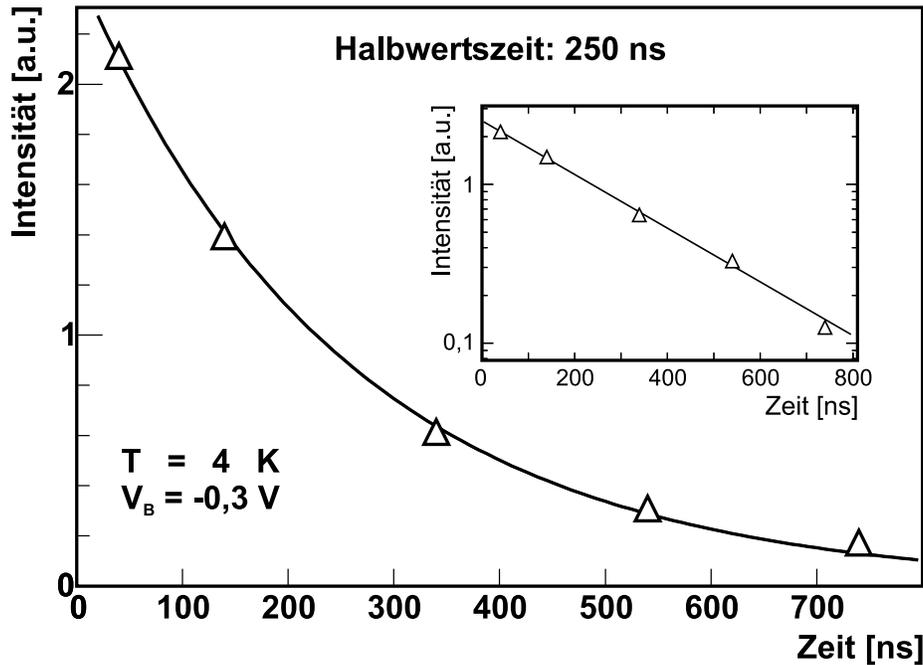


Abbildung 2.12: Zeitlicher Verlauf der Exzitonendichte. Die gemessene Intensität, die ein direktes Maß für die Zahl der Exzitonen darstellt, sinkt exponentiell im Laufe der Zeit. Aus den Parametern der angepassten Exponentialfunktion (durchgezogene Kurve) ergibt sich eine Halbwertszeit von 250 ns bei einer Gatterspannung von $-0,3 \text{ V}$. Die eingefügte Grafik zeigt die Abbildung in halblogarithmischer Darstellung.

verschiebung ist gemäß Gleichung 2.11 direkt proportional zur Stärke des vertikalen elektrischen Feldes $|\vec{E}|$ und damit eine lineare Funktion der Gatterspannung V_B . Der experimentelle Zusammenhang ist in Abbildung 2.6(b) dargestellt.

- **Dichteabhängigkeit der spektralen Photolumineszenz-Verschiebung**

Bei Verzögerungszeiten $t > 0$ ist eine zusätzliche Rotverschiebung ΔU_{dichte} der indirekten Photolumineszenz in den Spektren zu beobachten, die mit wachsender Verzögerungszeit zunimmt. Ursache ist hierfür der in Abschnitt 2.3.4 erläuterte Dichte-Effekt. Die Dichte der Exzitonen nimmt im Laufe der Zeit durch Rekombination exponentiell ab. In Folge kommt es gemäß Gleichung 2.15 zu der beobachteten Verringerung der exzitonischen Energie. Aus der beobachteten spektralen Verschiebung von etwa 3 meV läßt sich anhand Gleichung 2.15 die maximale exzitonische Dichte zu $n_{\text{exc}} = 10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ bestimmen.

Kapitel 3

Die Heterostrukturen

Im Rahmen dieser Arbeit kommen zwei verschiedene Heterostruktur-Wafer zum Einsatz, die im Molekularstrahlepitaxie(MBE)-Verfahren gezüchtet wurden. Bei der Herstellung wird zunächst von einem GaAs-Substrat ausgegangen, das durch konventionelle Kristallzüchtungsmethoden fabriziert wurde. Auf diesem Substrat werden unter Ultrahochvakuum-Bedingungen, d. h. bei Kammerdrücken in der Größenordnung von 10^{-11} mbar, weitere Kristallschichten epitaktisch mit der Präzision einer Atomlage abgeschieden. Im Falle von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $0 < x < 1$, ist pseudomorphes Kristallwachstum¹ von aufeinanderfolgenden Schichten unterschiedlichen Al-Gehalts x mit hoher Güte durchführbar, da die Gitterkonstanten dieser Legierungen nahezu unabhängig von deren Al-Gehalt sind. Auf diese Weise läßt sich die Bandstruktur des Halbleiterkristalls entsprechend den experimentellen Erfordernissen detailliert maßschneidern, wie bereits 1969 von Esaki und Tsu vorgeschlagen wurde [Esaki und Tsu (1969, 1970)]. In diesem Zusammenhang spricht man von „band-gap engineering“. Halbleiterheterostrukturen sind aus der heutigen Elektronikindustrie nicht mehr wegzudenken und kommen beispielsweise in Laserdioden, in sehr hellen Leuchtdioden oder auch in äußerst rauscharmen Mikrowellenverstärkern zum Einsatz. Auch in der Grundlagenforschung haben Halbleiterheterostrukturen vielfältige Möglichkeiten eröffnet, Quanteneffekte detailliert zu studieren. Prominente Beispiele für Erfolge aus diesem Bereich sind beispielsweise die Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts [von Klitzing (1986)] und des fraktionalen Quanten-Hall-Effekts [Störmer (1999)]. Ein Beispiel für die enormen Fortschritte in der MBE-Fabrikation von Heterostrukturen wird durch die Realisierung des Quantenkaskadenlasers dokumentiert. Er wurde 1971 theoretisch konzipiert [Kazari-nov und Suris (1971)], konnte jedoch aufgrund der hohen Ansprüche an die Qualität der Heterostrukturen erst 1996 realisiert werden [Faist (1996)].

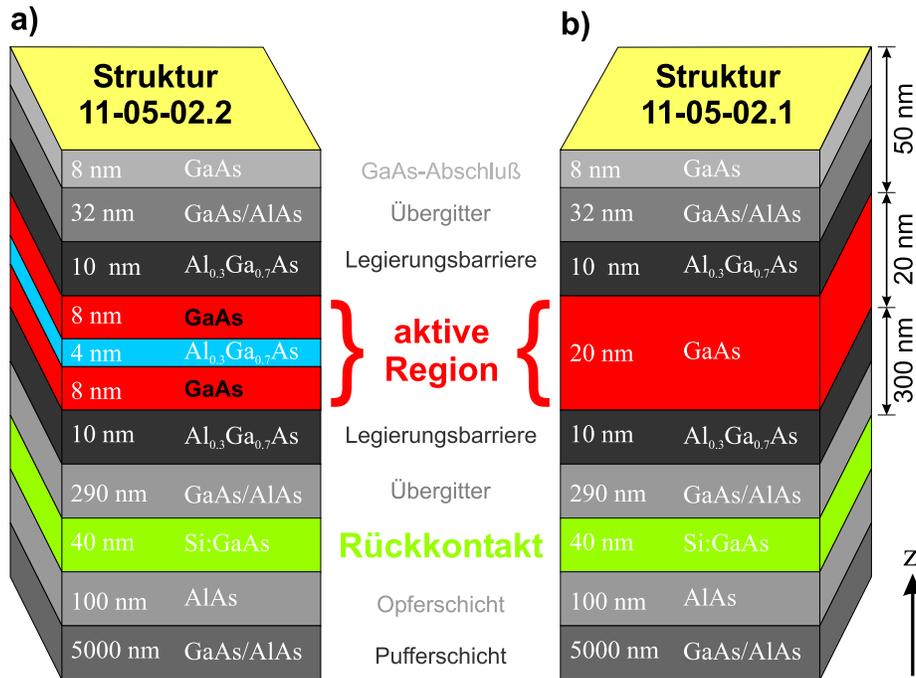


Abbildung 3.1: (a) Schichtabfolge der Heterostruktur „11-05-02.2“ mit gekoppelten Quantentöpfen bzw. (b) der Referenz-Heterostruktur „11-05-02.1“ mit nur einem Quantentopf in der aktiven Region (Abbildungen nicht maßstabsgetreu). Bis auf den unterschiedlichen Aufbau der jeweils 20 nm dicken aktiven Region sind die Strukturen identisch.

3.1 Grundlegender Aufbau der Heterostrukturen

Die Heterostrukturen „11-05-02.2“ und „11-05-02.1“ sind mit Ausnahme der jeweiligen „aktiven Region“ identisch aufgebaut und wurden im MBE²-Verfahren von D. Schuh³ am Walter-Schottky-Institut der Technischen Universität München in Garching gezüchtet (vgl. Abbildung 3.1(a) und (b)). Einzelheiten zum MBE-Wachstum dieser Heterostrukturen sind in Anhang A zu finden. Auf dem GaAs-Substrat wurde zunächst eine 5000 nm dicke GaAs-Pufferschicht abgeschieden, um einen qualitativ hochwertigen Ausgangspunkt für die anschließende Schichtabfolge zu gewährleisten. Die folgende 100 nm dicke AlAs-Opferschicht ist für zukünftige Präparationstechniken, die epitaktische „Lift-Off“-Schritte umfassen, vorgesehen [Böhm (2002)]. Die 40 nm dicke, stark n^+ -dotierte GaAs-Schicht dient als quasi-metallischer Rückkontakt. Um in \hat{z} -Richtung fließende Leckströme weitgehend zu unterdrücken, folgt eine 290 nm dicke GaAs/AlAs-Übergitter-Struktur. Die Schichtdicken sind mit 1,98 nm bzw. 0,85 nm so gewählt, daß der mittlere Al-Gehalt $x = 0,42$ beträgt.

¹Unter pseudomorphem Kristallwachstum ist das Züchten eines Kristalls auf einem fremden Substrat zu verstehen, wobei die Gitterparameter des Substrats – insbesondere dessen Gitterkonstante – übernommen werden.

²engl. *molecular beam epitaxy*, Molekularstrahlepitaxie.

³Aktuelle Anschrift: Institut für Angewandte und Experimentelle Physik, Universität Regensburg.

Dieser liegt damit etwas oberhalb des Al-Gehaltes der folgenden 10 nm dicken $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}$ -Legierungsbarriere, an die sich die jeweilige „aktive Region“ (s. u.) anschließt. Es folgen eine weitere Legierungsbarriere, ein weiteres Übergitter sowie eine abschließende GaAs-Schicht an der Oberfläche. Letztgenannte Schicht schützt die darunterliegenden Al(Ga)As-Schichten vor dem oxidierenden Einfluß des atmosphärischen Sauerstoffs.

3.2 Die aktive Region der Heterostruktur

Die aktiven Regionen der Heterostrukturen „11-05-02.1“ und „11-05-02.2“ sind in Abbildung 3.1(a) und (b) skizziert. Sie weisen eine Dicke von jeweils 20 nm auf und befinden sich mit einer Tiefe von lediglich 50 nm sehr dicht unter der Oberfläche. Dies garantiert einen exzellenten optischen Zugang sowie eine große Einflußnahme auf die lokale exzitonische Energie durch oberflächennahe elektrostatische Felder. Der Abstand zum Rückkontakt ist mit 300 nm wesentlich größer. Somit lassen sich durch geeignet lateral strukturierte Oberflächengatter inhomogene elektrische Felder in der Ebene der aktiven Region erzeugen. Die aktiven Regionen sind beiderseits von $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Legierungsbarrieren umschlossen, deren Bandlücke mit 1,947 eV die von GaAs (1,519 eV) um 0,428 eV übersteigt (nach [Arent (1990)]).

- **Heterostruktur „11-05-02.2“** enthält in der aktiven Region ein System aus zwei 8 nm dicken GaAs-Quantentöpfen, die durch eine 4 nm dicke Tunnelbarriere aus $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ voneinander getrennt sind (Abbildung 3.1(a)). Im Vergleich zum Volumenkristall weisen Exzitonen in derartigen tunnelgekoppelten Quantentopfsystemen eine Vielzahl von Besonderheiten auf, die im Detail in Abschnitt 2.3 erörtert wurden. Diese Systeme bilden den Ausgangspunkt für die in den Kapiteln 6 und 7 vorgestellten Experimente.
- **Heterostruktur „11-05-02.1“**, dargestellt in Abbildung 3.1(b), weist lediglich einen einzigen 20 nm dicken GaAs-Quantentopf in der aktiven Region auf. Sie dient als Referenzprobe.

3.3 Nachleuchteffekte des Substrats

Bei der Herstellung der Heterostrukturen im Molekularstrahlepitaxie-Verfahren bzw. bei der Zucht des Substratkristalls ist der Eintrag geringer Konzentrationen von Kohlenstoff-Verunreinigungen unvermeidlich. Bei Laserbeleuchtung werden diese probenintrinsischen Störstellen angeregt und strahlen nach Ende der Beleuchtung Photolumineszenz-Licht ab, das sich dem eigentlichen exzitonischen Meßsignal überlagert: sogenanntes „Nachleuchten“ [Schuh (2005)]. Speziell im Falle niedriger exzitonischer Signalintensitäten kann das Nachleuchten, das auf einer Zeitskala von mehreren Mikrosekunden anhält, problematisch sein.

Um den Einfluß des Nachleuchtens zu reduzieren, können folgende experimentelle Maßnahmen ergriffen werden:

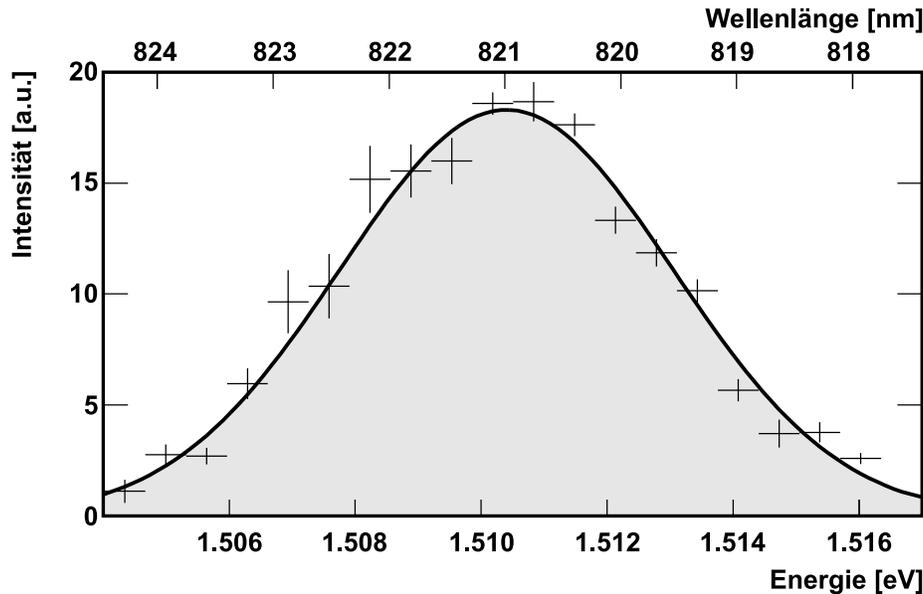


Abbildung 3.2: Gemessenes Spektrum des Nachleuchtens des Probenmaterials. Die spektrale Lage ist nicht durch externe elektrische Felder beeinflussbar. Das Nachleuchten ist spektral von der exzitonischen Rekombinations-Photolumineszenz unterscheidbar.

- Abbildung 3.2 ist zu entnehmen, daß das Nachleuchten im spektralen Intervall zwischen 1,505 eV und 1,515 eV liegt. Es läßt sich weder spektral noch in der Intensität durch extern angelegte elektrische Felder beeinflussen. Exzitonische Photolumineszenz-Emission liegt im Falle der üblicherweise angelegten Gatterspannungen $V_B \gtrsim -1,5$ V bei höheren Energien (vgl. Abbildungen 2.6 und 2.11). Die Unterdrückung des unerwünschten Nachleuchtens kann, abhängig von dem eingesetzten experimentellen Meßaufbau, durch den Einsatz von entsprechenden Interferenzfiltern (ortsauffösender Betriebsmodus „A“, siehe Abschnitt 5.1) oder durch ein Spektrometer (orts- und energieauffösender Betriebsmodus „B“, siehe Abschnitt 5.2) erfolgen.
- Eine weitere Möglichkeit zur Trennung von exzitonischem Signal und störendem Nachleuchten besteht in der räumlichen Separation des Anregungsortes vom Detektionsbereich. Diese Technik bietet insbesondere in dem ortsauffösenden Betriebsmodus „A“ des Mikro-Photolumineszenz-Meßplatzes (Abschnitt 5.1) eine deutliche Verbesserung der Trennung. Aufgrund der spektralen Nähe des durch die Gatterspannung energetisch variablen exzitonischen Meßsignals einerseits und des fixen Nachleuchtens andererseits ist eine optimale Trennung über Interferenzbandpaßfilter nur eingeschränkt möglich. Die räumliche Separation beruht auf der Beobachtung, daß im Gegensatz zu den mobilen indirekten Exzitonen das Nachleuchten stets ortsfest ist. Eine Distanz zwischen dem Anregungsort und der eigentlichen Meßregion von etwa $20 \mu\text{m}$ ist in den meisten Fällen ausreichend, um in der eigentlichen Meßregion nur mehr ein vernachlässigbares Nachleuchten zu beobachten. Die Bevölkung des Meßbereiches mit Exzitonen erfolgt dann indirekt über Diffusion, die eine typische

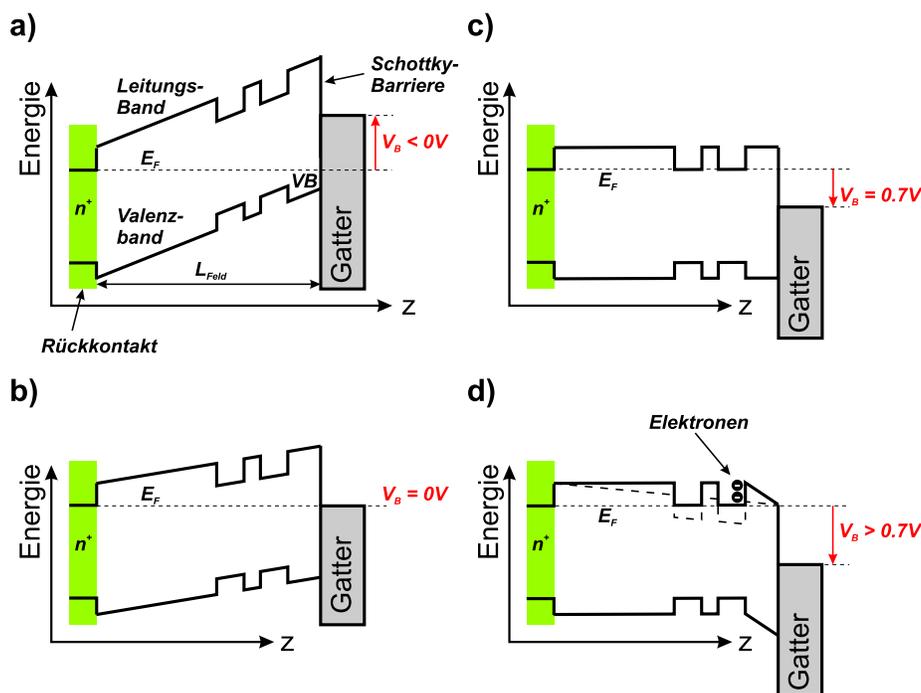


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der Bandstruktur der Doppelquantentopfstruktur von der Spannung V_B zwischen dem Gatter an der Probenoberfläche und dem geerdeten Rückkontakt. Beginnend mit $V_B < 0\text{ V}$ (a) nimmt die Verkippung der Bandstruktur mit steigender Spannung über $V_B = 0\text{ V}$ (b) hinweg stetig ab, bis bei $V_B \approx +0,7\text{ V}$ (c) Flachbandbedingungen eintreten. Eine weitere Erhöhung der Gatterspannung V_B über $+0,7\text{ V}$ hinaus (d) würde die Quantentöpfe unter die Fermi-Energie ziehen (gestrichelte Linie; nur für Leitungsband gezeichnet). Dies wird durch Bevölkung der Quantentöpfe mit Elektronen verhindert (durchgezogene Linie).

Reichweite von $60\ \mu\text{m}$ hat (Gleichung 6.7) und so eine Überbrückung dieser Distanz ermöglicht.

3.4 Elektronische Eigenschaften der Heterostrukturen

Die Bandstruktur der Heterostruktur „11-05-02.2“ ist unter dem Einfluß verschieden starker vertikaler elektrischer Felder in Abbildung 3.3(a-d) dargestellt.⁴ Das vertikale elektrische Feld wird dabei über eine Feldeffektstruktur erzeugt, die aus einem metallischen Oberflächengatter und der geerdeten, n-dotierten Rückkontaktschicht der Heterostruktur aufgebaut ist. Es ist zu beachten, daß sich an der Grenzfläche zwischen Metallgatter und Halbleiter eine Schottky-Barriere der energetischen Höhe $e \cdot \Delta V_{\text{Schottky}} \approx 0,7\text{ eV}$ befindet.

⁴Sinngemäß lassen sich die Ergebnisse auch auf die Heterostruktur „11-05-02.1“, die nur einen 20 nm breiten GaAs-Quantentopf in der aktiven Region enthält, übertragen.

Die Spannung V_B , die an das Gatter angelegt wird, ändert sich folglich auf die effektive Spannung V_{eff} , die tatsächlich über dem Halbleiter abfällt:

$$V_{\text{eff}} = V_B - \Delta V_{\text{Schottky}} \quad \text{für} \quad V_B < V_{\text{Schottky}} = +0,7 \text{ V} \quad . \quad (3.1)$$

Es kommt zur Ausbildung eines vertikalen elektrischen Feldes $\vec{E} = V_{\text{eff}}/L_{\text{Feld}} \cdot \hat{z}$. In den verwendeten Heterostrukturen beträgt die Distanz L_{Feld} zwischen dem Rückkontakt und der Metallgatter-Halbleiter-Grenzfläche 370 nm.

Der Fall einer negativen angelegten Spannung $V_B < 0 \text{ V}$ ist in Abbildung 3.3(a) dargestellt. Die Bandstruktur ist durch den Einfluß des externen Feldes deutlich verkippt. In dieser Konfiguration sind die Voraussetzungen für die lasergestützte Erzeugung langlebiger, indirekter Exzitonen über Laseranregung erfüllt, deren Eigenschaften über Variation von V_B gezielt manipuliert werden können (vgl. Abschnitt 2.3). Eine Erhöhung der angelegten Spannung V_B führt zunächst zu einer Abflachung der Bandverkipfung. Flachbandkonditionen treten allerdings nicht bereits bei $V_B = 0 \text{ V}$ ein (b), sondern, bedingt durch die Schottky-Barriere, erst bei $V_B \approx +0,7 \text{ V}$, wenn die effektive Spannung gemäß Gleichung 3.1 verschwindet (c). Hier findet keine Lebensdauererlängerung mehr statt, da die Bildung indirekter Exzitonen nicht mehr energetisch favorisiert wird. In Abbildung 3.3(d) wird eine Gatterspannung größer als $V_{\text{Schottky}} \approx +0,7 \text{ V}$ angelegt. Die GaAs-Quantentöpfe würden energetisch unter die Fermi-Energie E_F gezogen, wie die gestrichelte Linie für das Leitungsband (LB) andeutet. Dieser hypothetische Verlauf des Leitungsbandes führt jedoch in der Realität zu einem sofort einsetzenden Equilibrierungsprozeß, bei dem Elektronen vom Rückkontakt in die Quantentöpfe tunneln. Dieser Vorgang hält solange an, bis sich die Quantentöpfe wieder vollständig oberhalb der Fermi-Energie befinden und sich das System im Gleichgewicht befindet. Bei weiterer Erhöhung der Gatterspannung $V_B > V_{\text{Schottky}}$ kommt es zu einem exponentiellen Anstieg des Tunnelstromes durch die Feldeffektstruktur, was schließlich zur Zerstörung der Probe führt.

Strom-Spannungs-Kennlinie der Heterostruktur

In Abbildung 3.4 ist die Strom-Spannungs-Kennlinie der Heterostruktur dargestellt, die bei einer Temperatur von ca. 4 K aufgenommen wurde. Es sind im wesentlichen drei Regime der Gatterspannung V_B zu unterscheiden:

- $V_B \lesssim -2 \text{ V}$
Bei betragsmäßig großen, negativen Gatterspannungen V_B unterhalb -2 V ist Stromfluß durch die Probe nachweisbar. Dieser Spannungsbereich ist experimentell zu vermeiden, um einen elektrischen Durchbruch und damit eine Zerstörung der Probe zu verhindern.
- $-2 \text{ V} \lesssim V_B \lesssim +0,7 \text{ V}$
In diesem Spannungsbereich des Gatters ist der vertikale Stromfluß durch die Probe vernachlässigbar. Dieses Spannungsregime ist der Arbeitsbereich der Probe, in dem indirekte Exzitonen eingehend experimentell studiert werden können.

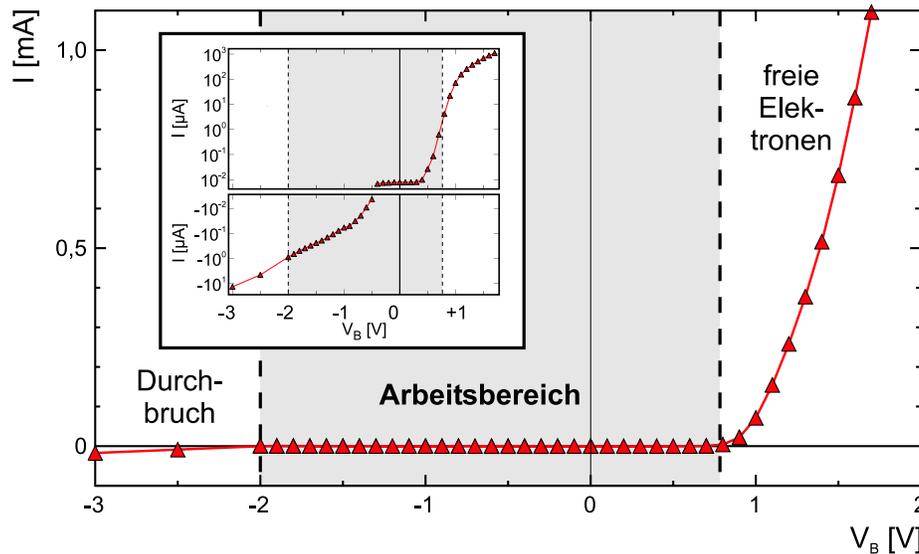


Abbildung 3.4: Strom-Spannungs-Kennlinie der Heterostruktur „11-05-02.2“. Der Arbeitsbereich der Gatterspannung V_B , der für exzitonische Experimente geeignet ist, liegt in dem Bereich $-2\text{ V} \lesssim V_B \lesssim +0,7\text{ V}$ (grau unterlegt). Die angrenzenden Spannungsbereiche sind aufgrund hohen Stromflusses durch die Probe zu vermeiden. Im Beibild ist eine halblogarithmische Darstellung der Kennlinie gezeigt.

- $V_B \gtrsim +0,7\text{ V}$

Gatterspannungen oberhalb von etwa $+0,7\text{ V}$ führen zu einer Bevölkung der Quantentöpfe mit Elektronen. Diese freien Ladungsträger schirmen das elektrische Feld der optisch generierten Löcher ab. Die damit reduzierte intra-exzitonische Coulomb-Anziehung führt zu einer drastisch verringerten Bindungsenergie der Exzitonen. Experimente mit Exzitonen sind unter diesen Bedingungen ausgeschlossen.

Kapitel 4

Präparation der Proben

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Techniken zur Präparation der Proben vorgestellt. Als Substrat wurde das in Kapitel 3 beschriebene GaAs-AlGaAs-Heterostrukturmaterial verwendet. Die Präparation umfaßt neben dem lithographischen Aufbringen mikrostrukturierter Gatter-Anordnungen auf der Probenoberfläche unter anderem auch die Herstellung Ohmscher elektrischer Verbindungen zum Rückkontakt. Alle im folgenden beschriebenen Schritte zur Probenpräparation wurden im Reinraumlabor des Lehrstuhls für experimentelle Festkörperphysik von Prof. Dr. J. P. Kotthaus an der Ludwig-Maximilians-Universität München durchgeführt.

4.1 „Cleaven“ und Reinigen

Die GaAs-Heterostrukturen werden zunächst, falls noch nicht geschehen, mit einer Schutzlackschicht versehen, um die Kristalloberfläche vor Beschädigungen durch die nachfolgenden Schritte zu bewahren (Lack: Shipley Microposit 1818, Aufschleudern: 1 s bei 800 min^{-1} , 30 s bei 3000 min^{-1}). Mittels behutsamen Anritzens der Wafer-Oberfläche mit einem Diamantritzer und unter anschließender Ausübung von Druck auf die Probenrückseite werden quadratische Probenstücke mit Abmessungen von etwa $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ vom Wafer gespalten (engl.: *to cleave*). Anschließend erfolgt eine Reinigung der Probenstücke in heißem, nicht-siedendem Azeton, die gegebenenfalls durch eine sanfte Ultraschall-Anwendung (10% der Maximalleistung von 240 W des Ultraschall-Bads) unterstützt wird. Dabei ist zu beachten, daß die beim Abspalten entstandenen GaAs-Partikel nach Möglichkeit nicht in Kontakt mit der Halbleiteroberfläche kommen, da ein anschließendes Entfernen in den meisten Fällen nicht gelingt.

Ultraschallbehandlungen, insbesondere mit hohen Leistungen, sind nach Möglichkeit generell zu vermeiden. Hierdurch können Defekte im Kristall verursacht werden, die in späteren Prozeßschritten zum Bruch und damit zur Zerstörung der Probenstücke führen können.

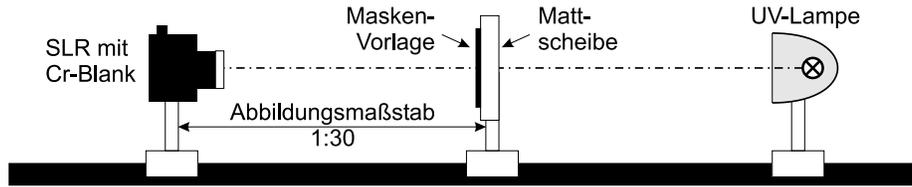


Abbildung 4.1: Aufbau zur Herstellung von Masken für optische Kontaktlithographie. Die auf einer Transparentfolie gedruckte Maskenvorlage wird rückwärtig von einer UV-Lampe bestrahlt und im Maßstab 1:30 auf ein chrombeschichtetes Glasplättchen (Cr-Blank) abgebildet, welches sich in einer Spiegelreflexkamera (SLR) befindet.

4.2 Elektrische Verbindung des Rückkontakts

Zu der 370 nm unter der Probenoberfläche befindlichen, mit Silizium hoch n-dotierten Rückkontakt-Schicht wird über thermisches Einlegieren von Indium (In) eine Ohmsche Verbindung hergestellt. Details zur Funktionsweise der Kontaktierung sind in [Williams (1990); Rideout (1975)] zu finden. Dazu werden metallische Indium(In)-Partikel mit Abmessungen in der Größenordnung von etwa $100\ \mu\text{m}$ mithilfe eines Aufsichtmikroskops auf die Ecken der gereinigten quadratischen Probenstücke positioniert. Anschließend wird die mit In-Partikeln versehene Probe in einem Diffusionsofen der Fa. Biorad unter einer Schutzgasatmosphäre (5 Vol.-% Wasserstoff in Argon) für zunächst 3 Min. auf 120°C erhitzt, um adsorbiertes Wasser auszutreiben. Anschließend wird das Indium 150 s lang bei einer Temperatur von 420°C in das Probenmaterial eindiffundiert. Der Ohmsche Charakter dieser Verbindung zum Rückkontakt wurde durch Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien zwischen jeweils zwei Kontakten verifiziert. Der Widerstand zwischen jeweils zwei Kontakten, die über die Rückkontaktschicht elektrisch miteinander verbunden sind, liegt typischerweise im Bereich zwischen $700\ \Omega$ und $900\ \Omega$. Nach Entfernung überschüssigen Indiums von den Ecken der Probenoberfläche mittels einer Rasierklinge und anschließender Reinigung in einem heißen Azetonbad werden die Indiumkontakte mittels eines optischen Lithographieschritts (vgl. Abschnitt 4.4) mit metallischen Kontaktpunkten versehen. Diese können später mit Anschlußdrähten versehen und extern kontaktiert werden (vgl. Abschnitt 4.5).

4.3 Herstellung optischer Lithographiemasken

Zur Herstellung der Masken für optische Kontaktlithographie wurde die gewünschte Struktur zunächst 30fach vergrößert in Schwarzweißdruck auf Transparentfolie ausgegeben. Die geschwärtzten [transparenten] Bereiche entsprechen später den chrombeschichteten [chromfreien] Regionen auf der Lithographiemaske. Anschließend wird die Transparentfolie seitenverkehrt auf einer Mattscheibe befestigt, die, wie in Abbildung 4.1 skizziert, rückwärtig von einer 500 W-UV-Lampe bestrahlt wird. In einem weiteren Schritt wird unter Reinraumbedingungen ein mit Chrom beschichtetes Glasstück („Chrom-Blank“) mit Abmessungen von $30 \times 40\ \text{mm}^2$ in das modifizierte Filmfach einer Spiegelreflexkamera vom Typ FM2 der Fa.

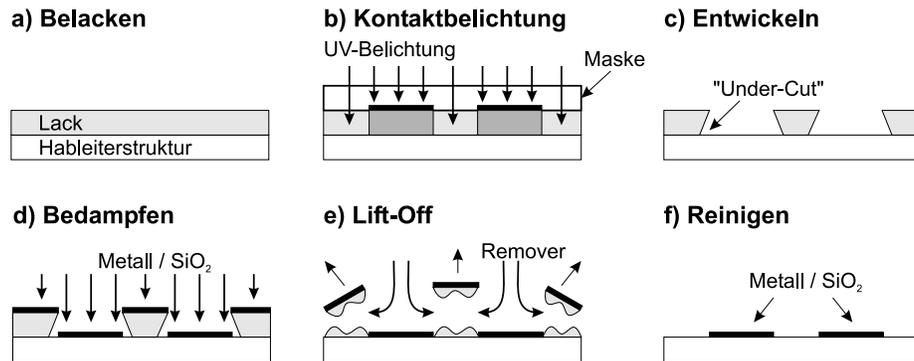


Abbildung 4.2: Kontaktlithographie und Lift-Off-Prozeß. Details siehe Text.

Nikon gegeben (Chromseite weist zum Kameraobjektiv). Das Chrom-Blank wurde zuvor auf der metallisierten Seite mit Shipley Microposit 1805-Lack beschichtet (Aufschleudern: 1 s bei 800 min^{-1} , 30 s bei 6000 min^{-1} , anschließend 45 min. bei 90°C ausbacken). Die Spiegelreflexkamera wird so vor der Mattscheibe plaziert, daß die dort angebrachte Maskenvorlage 30fach verkleinert auf dem Chrom-Blank abgebildet wird. Das Chrom-Blank wird dann bei vollständig geöffneter Blende 90 min. lang belichtet. Anschließend wird das Chrom-Blank unter Reinraumbedingungen entwickelt (Microposit Developer der Fa. Shipley) und mit einer Ätzlösung (50 g $(\text{NH}_4)_2\text{Ce}(\text{NO}_3)_4$ und 10 ml Essigsäure (96%), mit Wasser auf 200 ml aufgefüllt) das freigelegte Chrom entfernt. Abschließend muß das Chrom-Blank in heißem Azetonbad sorgfältig gereinigt werden. Dabei eventuell entstandene besonders hartnäckige Lackreste können in einem Sauerstoffplasma (LabAsh: 30 s bei einer Leistung von 50 W) oder mit „Piranha“, einer Mischung aus konzentrierter Schwefelsäure und Wasserstoffperoxid im Verhältnis 70:30 entfernt werden.

Dieses Verfahren erlaubt die laterale Strukturierung der Chromschicht mit einer Kantenrauigkeit von $1 \mu\text{m}$ bei einer minimalen Strukturgröße im Bereich von $10 \mu\text{m}$.

4.4 Aufbringen von metallischen und SiO₂-Schichten

Die mikrostrukturierten Anordnungen aus Metall bzw. aus SiO₂ wurden mittels optischer Kontaktlithographie und eines anschließenden „Lift-Off“-Prozesses hergestellt. Mittels optischer Kontaktlithographie sind Strukturgrößen von wenigen Mikrometern bis in den Millimeterbereich hinein realisierbar.¹ Damit ist dieses Verfahren optimal für die Erfordernisse dieser Arbeit geeignet. Die benötigten Lithographiemasken wurden, wie in Abschnitt 4.3 erläutert, aus chrombeschichtetem Glas angefertigt.

Die Halbleiterproben werden zunächst mit einem speziellen zweischichtigen Lacksystem versehen, das für den folgenden Lift-Off-Prozeß optimiert ist (Abbildung 4.2(a)):

¹Strukturen mit Abmessungen weniger Nanometer können mittels Elektronenstrahlithographieverfahren hergestellt werden.

- **Erste Lackschicht** Aufschleudern des Lacks LOR 3B der Fa. Microresist bei 4000 min^{-1} für 30 s, anschließend 3 min. bei 180°C auf einer Heizplatte ausbacken.
- **Zweite Lackschicht**
Aufschleudern von Microposit 1805 Lack bei 6000 min^{-1} für 30 s, anschließend 90 s bei 115°C auf einer Heizplatte ausbacken.

Im nächsten Schritt wird die Probe in einem Maskaligner (Typ MJB3 der Fa. Karl Süss) in Kontakt mit der Lithographiemaske gebracht (Abbildung 4.2(b)). Die Bereiche des Lacks, die sich unterhalb chromfreier Maskenbereiche befinden, werden mit UV-Licht über einen Zeitraum von 6 s belichtet.

Anschließend wird die Probe für 35 s in ein Entwicklerbad gegeben. Das Mischungsverhältnis der Entwicklerlösung Microposit 351 (Fa. Rohm and Haas) zu Wasser beträgt 1:3 Vol.-%. Dabei werden selektiv nur die belichteten Lackbereiche entfernt (Abbildung 4.2(c)). Der als untere Schicht verwendete Lift-Off-Lack vom Typ LOR 3B sorgt für die Entstehung eines sogenannten „Under-Cuts“, eines lateralen Überhangs der oberen Lackschicht an den Flankenbereichen der freigelegten Probenbereiche, von $1 \mu\text{m}$.

Es folgt die Beschichtung der Probe mit dem gewünschten Metall- oder SiO_2 -System (Abbildung 4.2(d)). Dazu wird das gewünschte Material in einer Ultrahochvakuumapparatur thermisch verdampft und auf der Probe abgeschieden. Der o.g. „Under-Cut“ des Lacksystems ist nun von entscheidender Bedeutung. Es entstehen voneinander getrennte Bereiche des aufgedampften Materials direkt auf dem Halbleiter sowie auf den verbliebenen Lack-Inseln. Das Aufheizen der Materialien kann entweder durch Widerstandsheizung oder durch Elektronenstrahlbeschuss erfolgen. Zur Herstellung komplexer Schichtsysteme kann der beschriebene Aufdampfprozeß mehrfach nacheinander mit verschiedenen Materialien wiederholt werden. Beispielsweise ist im Falle der Herstellung von 100 nm dicken Kontaktpunkten aus Aluminium- oder Gold zuvor eine 10 nm dicke Haftvermittler-Schicht aus Ti oder NiCr aufzudampfen.

Nach Abschluß des Bedampfungsprozesses erfolgt der sog. „Lift-Off“-Schritt (Abbildung 4.2(e)). Dazu wird die Probe in ein auf 55°C temperiertes Bad mit Remover 1165 der Fa. Rohm and Haas gegeben. Unter behutsamem Schwenken lösen sich die verbliebenen Lackbereiche nun ab, wobei auch das während des Verdampfungsprozesses auf ihnen abgeschiedene Material entfernt wird.

Nach abschließender Reinigung in einem Wasserbad bleibt die Probe mit der gewünschten lateral mikrostrukturierten Materialschicht auf der Oberfläche zurück (Abbildung 4.2(f)).

4.5 Probensockel und Ultraschall-Bonden

Die fertig strukturierten Proben werden mit Leitsilber auf gereinigte Sockel vom Typ TO-8 geklebt und zur Aushärtung für mindestens 60 Minuten in einen auf 90°C temperierten Ofen gegeben. Die elektrische Kontaktierung der Probe mit den entsprechenden Sockelanschlüssen wird mittels des Ultraschall-Bonders MEI1204W der Fa. Marpet Enterprises

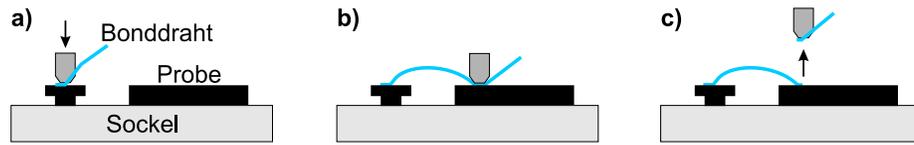


Abbildung 4.3: Ablauf eines Bondprozesses. (a) Der Bonddraht wird mittels einer Nadel auf den Sockelanschluß gepreßt und über einen Ultraschallpuls mit diesem mikroverschweißt. (b) Dieser Vorgang wird auf dem Kontaktpunkt der Probe wiederholt. (c) Nach abschließendem Abheben der Nadel sind der Kontaktpunkt der Probe mit dem Sockelanschluß elektrisch verbunden.

Inc. durchgeführt. Dabei wird ein siliziumhaltiger Aluminiumdraht mit einem Durchmesser von etwa $25\ \mu\text{m}$ mittels eines kurzen Ultraschallpulses zunächst mit einem Anschluß des Sockels (Abbildung 4.3(a)) und anschließend mit dem entsprechenden Kontaktpunkt der Probe mikroverschweißt (Abbildung 4.3(b)). Abbildung 4.3(c) zeigt die fertiggestellte elektrische Verbindung.

Kapitel 5

Der Mikro-Photolumineszenz-Meßaufbau

Die Messungen zur räumlichen und zeitlichen Dynamik der Exzitonen basieren auf optischen Methoden zur Analyse des emittierten Photolumineszenz-Lichts. Exzitonen werden dabei über Laserbeleuchtung generiert. Ihre räumliche Verteilung wird über zeit- und gegebenenfalls energieaufgelöste Detektion der Rekombinations-Photolumineszenz ermittelt. Im Vergleich zu elektronischen Meßmethoden sind optische Verfahren im allgemeinen geringeren Störeinflüssen durch die Umgebung ausgesetzt. Sie sind daher prinzipiell für die Detektion von Photonen bis hinunter auf das Niveau einzelner Lichtquanten geeignet, was im Falle des hier untersuchten Photolumineszenz-Lichtes dem Nachweis einzelner Exzitonen entspricht. Hierfür sind jedoch Detektorsysteme mit hoher Quanteneffizienz und Verstärkung erforderlich sowie optische Aufbauten mit geringen Photonverlusten.

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Elemente der beiden Betriebsmodi „A“ und „B“ des Mikro-Photolumineszenz-Meßaufbaus vorgestellt, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorwiegend zur Untersuchung der exzitonischen Photolumineszenz eingesetzt wurden. Der in Abschnitt 5.1 vorgestellte Betriebsmodus „A“ löst die emittierte Rekombinations-Photolumineszenz lateral auf, wohingegen der in Abschnitt 5.2 erläuterte Betriebsmodus „B“ für spektrale Analysen der Rekombinations-Photolumineszenz eingesetzt wird. Die Detektion erfolgt jeweils mittels einer intensivierten CCD-Kamera (kurz: ICCD). Der oftmals niedrige Pegel des optischen Signals einer Einzelmessung macht eine Integration über mehrere Durchgänge erforderlich, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

5.1 Lateral auflösender Betriebsmodus „A“

Dieser Betriebsmodus ermöglicht zeitlich und räumlich aufgelöste Messungen des emittierten Rekombinations-Photolumineszenz-Lichts, indem eine schnell triggerbare, intensiviert CCD-Kamera die Probenoberfläche in Draufsicht digital erfaßt. Die experimentelle Anordnung ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt.

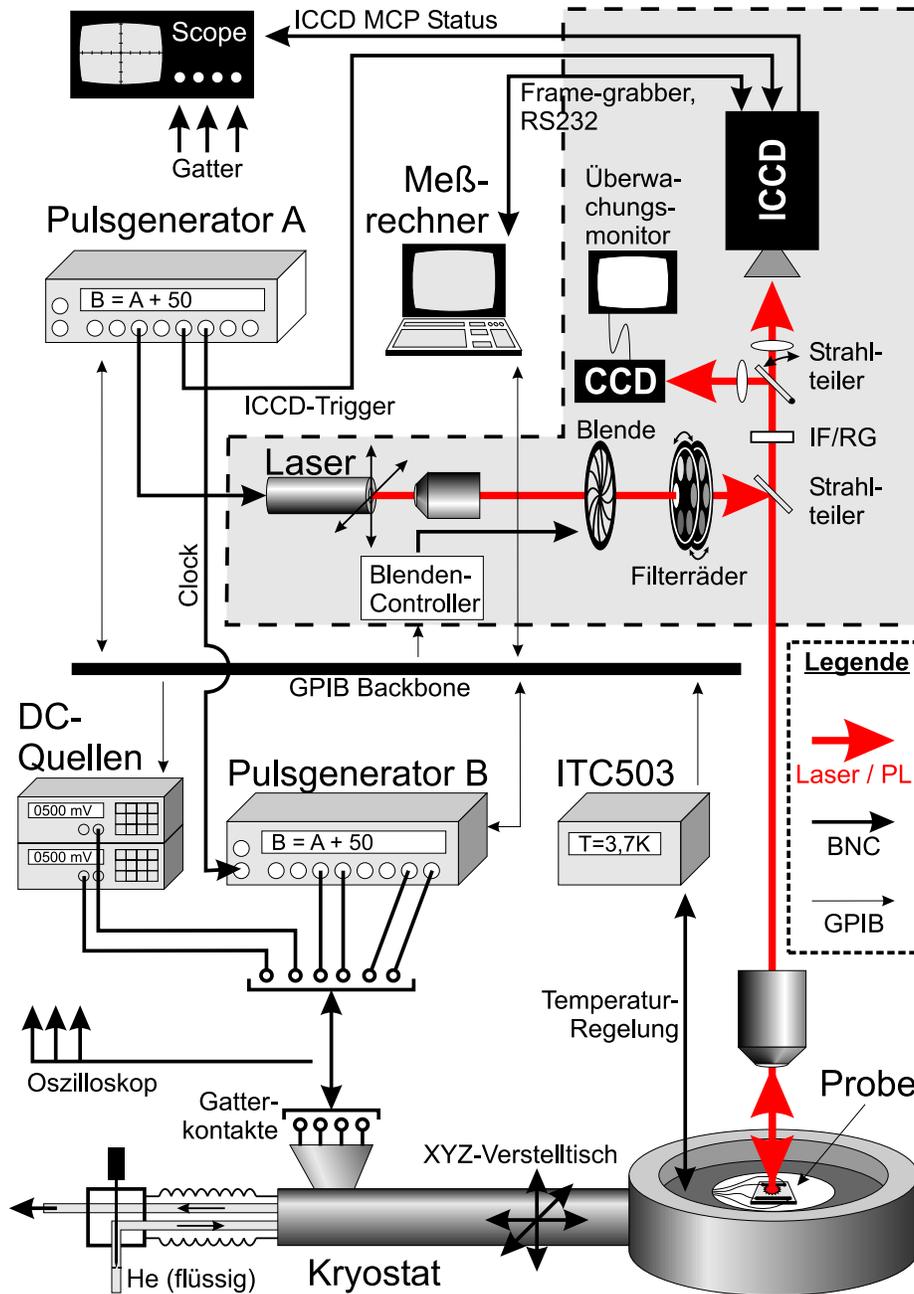


Abbildung 5.1: Der Betriebsmodus „A“ des experimentellen Aufbaus ermöglicht die zeitaufgelöste Messung der lateralen Verteilung der exzitonen Photolumineszenz(PL)-Emission. Der Übersichtlichkeit halber ist diese Skizze auf die wichtigsten Komponenten beschränkt. Details siehe Text.

Der Mikroskopaufbau

Zentrales Element ist die intensivierte CCD-Kamera (kurz: ICCD-Kamera), auf deren lichtempfindlichen Sensor die Oberfläche der Probe über einen Mikroskopaufbau optisch abgebildet wird. Auf diese Weise erhält man ein Bild der Photolumineszenz-Emission in Draufsicht auf die Probe. Ein in den Strahlengang eingebrachter Rotglasfilter (RG) dient dem Ausblenden der im Vergleich zum exzitonischen Photolumineszenz-Licht kurzwelligeren Laserstrahlung, die aufgrund ihrer hohen Intensität zu einer permanenten Beschädigung der ICCD-Kamera führen kann. Eine weitere Eingrenzung der spektralen Transmissionsbandbreite ist über Interferenzfilter (IF) möglich. Eine herkömmliche CCD-Kamera, die an einen Überwachungsmonitor angeschlossen ist, kann über einen beweglichen Strahlteiler bei Bedarf hinzugeschaltet werden. Sie ermöglicht das exakte Ausrichten der Probe bei eingeschaltetem Lasersystem, ohne dabei das Augenlicht des Experimentators zu gefährden.

Der Kryostat

Die Probe selbst befindet sich in dem Durchfluss-Mikroskopkryostaten vom Typ „Microstat4^{He}“ der Fa. Oxford Instruments. Dieser wurde zusammen mit der Temperaturregelungseinheit „ITC⁵⁰³“ der Fa. Oxford Instruments für die Durchführung von Experimenten bei stabilen Temperaturbedingungen im Bereich zwischen 3,6 K und 40 K genutzt. Bezüglich technischer Details des Kryostatsystems sei auf Anhang B.1 verwiesen. Über vier nach außen durchgeführte Hochfrequenz-Koaxkabel (Gatter-Kontakte) wird die Probe, den experimentellen Erfordernissen entsprechend, mit den externen Geräten verschaltet, wie beispielsweise mit kalibrierten Gleichspannungsquellen („DC-Quellen“) der Fa. Knick oder der Fa. Yokogawa, sowie mit Pikosekunden-Pulsgeneratoren vom Typ DG535 der Fa. Stanford. Letztere sind mit dem gepulsten Lasersystem synchronisiert. Der Kryostat ist auf einem XYZ-Verstelltisch montiert und ermöglicht damit sowohl die Fokussierung der Probe unter dem Mikroskop (Z-Achse) als auch die laterale Ausrichtung der Probe in der XY-Ebene bezüglich des Laserstrahls.

Das Lasersystem

Die Anregung der Exzitonen erfolgt über ein gepulstes Diodenlasersystem (Laser) der Wellenlänge 680 nm bzw. der Energie 1,82 eV. Die maximale Ausgangsleistung der Laserdiode liegt im Dauerstrichbetrieb bei 20 mW. Die zeitliche Steuerung übernimmt ein Pikosekunden-Pulsgenerator vom Typ DG535 der Fa. Stanford Research Systems Inc. Dieser Pulsgenerator stellt die 100 kHz-Zeitbasis („Clock“) des Experimentes bereit, relativ zu der sowohl die Gatter der Probe als auch der Verschluß der ICCD-Kamera angesteuert werden. Die durch diese Zeitbasis vorgegebene Zeitspanne von 10 μ s pro Zyklus des Experiments ist in der Regel ausreichend, um sämtliche erzeugten Exzitonen auch wieder zerfallen zu lassen. Jeder Zyklus beginnt also mit einem „leeren“ Zustand ohne exzitonische Bevölkerung. Der Aufbau ermöglicht eine unabhängige Steuerung des Laserpulses

in Dauer (mind. 5 ns) und Zeitpunkt relativ zur Zeitbasis. Das Laserlicht wird durch eine steuerbare Verschußblende und durch zwei Neutralfilter-Räder geleitet, bevor es über einen Strahlteiler in das Mikroskopsystem eingekoppelt wird. Das Schließen der Verschußblende ermöglicht die Aufnahme eines Dunkelbildes der ICCD-Kamera, ohne das sich auf Betriebstemperatur befindliche Lasersystem abschalten zu müssen. Dieses Dunkelbild wird von den anschließend aufgenommenen Meßdaten, bei denen die Verschußblende geöffnet ist, subtrahiert. Eine Neuaufnahme des Dunkelbildes ist in Abständen von etwa 10-20 Minuten erforderlich, da das Dunkelrauschen der Kamera aufgrund von Temperaturfluktuationen der Kamera-Elektronik mit der Zeit driftet. Die beiden Filterräder ermöglichen die Anregung von Exzitonen bei verschiedenen Laserleistungen. Sie sind so bestückt, daß die optische Dichte¹ im Bereich von 0,1 . . . 3,0 in 0,1-Schritten variiert werden kann. Der Diodenlaser kann, wie in Abbildung 5.1 angedeutet, in der Ebene senkrecht zum Laserstrahl versetzt werden, wodurch sich der Ort der Laseranregung auf der Probe lateral verschieben läßt.

Datennahme über die intensivierete CCD-Kamera

Die ICCD-Kamera öffnet mit der Frequenz der Zeitbasis von 100 kHz ihren Verschuß (ICCD-Trigger) und belichtet über eine signalverstärkende sogenannte Vielkanalplatte² ihren CCD-Chip. Bezüglich technischer Details der ICCD-Kamera sei auf Anhang B.3 verwiesen. Kurze Belichtungszeiten von minimal 200 ps ermöglichen ein dementsprechend hohes zeitliches Auflösungsvermögen für das Experiment, verringern jedoch gleichzeitig die zur Verfügung stehende Lichtmenge. Zeitliches Auflösungsvermögen und Signal-Rausch-Verhältnis bedürfen daher einer sorgfältigen Abwägung. Die von der ICCD-Kamera aufgenommenen Bilder werden mit einem Takt von 25 Hz als sog. „Frames“ über die im Meßrechner integrierte „Frame-Grabber“-Einheit aufgenommen, digitalisiert und gespeichert. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses ist es insbesondere bei niedrigen Photolumineszenz-Licht-Intensitäten zweckmäßig, über mehrere Frames zu integrieren.

Steuerung

Die Pulsgeneratoren, die Gleichspannungsquellen, die Verschußblende, die ICCD-Kamera und die Temperaturkontrolleinheit können über den Meßrechner gesteuert bzw. ausgelesen werden. Die dadurch ermöglichte Automation der Meßdatenerfassung ermöglicht eine systematische Variation der Timing- und Spannungs-Parameter bei gleichzeitig optimaler Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Meßzeit und Ressourcen. Durch den Wegfall manueller Tätigkeiten seitens des Experimentators können die Experimente in völliger Dunkelheit durchgeführt werden. Damit wird der Eintrag von störendem Umgebungslicht minimiert.

¹Der Zusammenhang zwischen der auf einen Filter der optischen Dichte OD einfallenden Leistung P_0 und der transmittierten Leistung P ist über die Gleichung $P/P_0 = 10^{-OD}$ gegeben.

²engl. *multi channel plate* (MCP).

Die Steuerung der Betriebsparameter der ICCD-Kamera erfolgt über einen seriellen RS232-Kommunikationsanschluß vom Meßrechner aus. Die Meßdaten werden als TV-Signal an den Meßrechner übermittelt. Die übrigen der eingangs erwähnten Geräte werden über den gemeinsamen GPIB-Bus³ (GPIB Backbone) von dem Meßrechner gesteuert und/oder ausgelesen. Die Richtung der dünnen Pfeile in Abbildung 5.1 geben jeweils die Richtung des GPIB-Kommunikationsflusses an. Ein digitales 4-Kanal-Speicheroszilloskop (Scope) zeigt die zeitliche Lage des Laserpulses, des ICCD-Verschlusses (ICCD-Shutter Status) und der Gatterpulse zueinander an und dient der Überwachung der Timing-Parameter in Echtzeit. Um insbesondere den Einfluß der zusätzlichen Meßleitungen auf die Flankensteilheit der Gatterpulse zu minimieren, wurden diese mittels Impedanzwandler voneinander entkoppelt.

Bis auf den Mikroskopaufbau und das Lasersystem (gemeinsam grau unterlegter Bereich) sind die Betriebsmodi „A“ und „B“ im wesentlichen identisch aufgebaut.

5.2 Energieauflösender Betriebsmodus „B“

Dieser Betriebsmodus gestattet zeit-, energie- und orts aufgelöste Messungen des von der Probe emittierten Photolumineszenz-Lichts, wobei im Vergleich zu Betriebsmodus „A“ die Ortsauflösung auf nur eine laterale Raumdimension begrenzt ist.

Der Mikroskopaufbau und das Lasersystem

Zum Wechsel zwischen Betriebsmodus „A“ und „B“ sind nur an zwei Teilsystemen des Aufbaus, nämlich am Mikroskopaufbau und am Lasersystem, Modifikationen vorzunehmen. Die betroffenen Bereiche sind in Abbildung 5.2 grau unterlegt dargestellt. Die prominentesten Änderungen in diesen Bereichen werden durch die Integration des abbildenden Raman-Spektrometers „dilor XY“ der Fa. Horiba Jobin Yvon (vormals Fa. Dilor) erforderlich. Bezüglich technischer Details des Spektrometersystems sei auf Anhang B.2 verwiesen.

Analog zu Abschnitt 5.1 wird der Diodenlaser durch einen Pikosekunden-Pulsgenerator angesteuert. Die Strahlführung erfolgt nun durch den Vorbereich des Spektrometers und wurde entsprechend Abbildung 5.2 geändert. Gleichzeitig ist eine Reduktion des Strahldurchmessers erforderlich; dies wird durch den Einsatz eines zusätzlichen Linsenpaares mit den Brennweiten 100 mm und 50 mm in den Strahlengang erreicht. Über Justage der beiden Spiegel, die sich im Strahlengang zwischen dem genannten Linsenpaar und dem Eintritt in den Vorbereich des Spektrometers befinden, kann der Laseranregungsort auf der Probe variiert werden. Ein Mikroskopaufbau fokussiert das Laserlicht auf der Probe, sammelt das emittierte Rekombinations-Photolumineszenz-Licht auf und bildet es auf dem Eingangsspalt des Spektrometers ab. Das durch den Eingangsspalt auf dessen Breite begrenzte Bild kann zu Justage-Zwecken optional durch eine am Spektrometer angebrachte CCD-Kamera auf einem Überwachungsmonitor dargestellt werden.

³engl. *general purpose interface bus*, auch unter der Bezeichnung IEEE-488 bekannt.

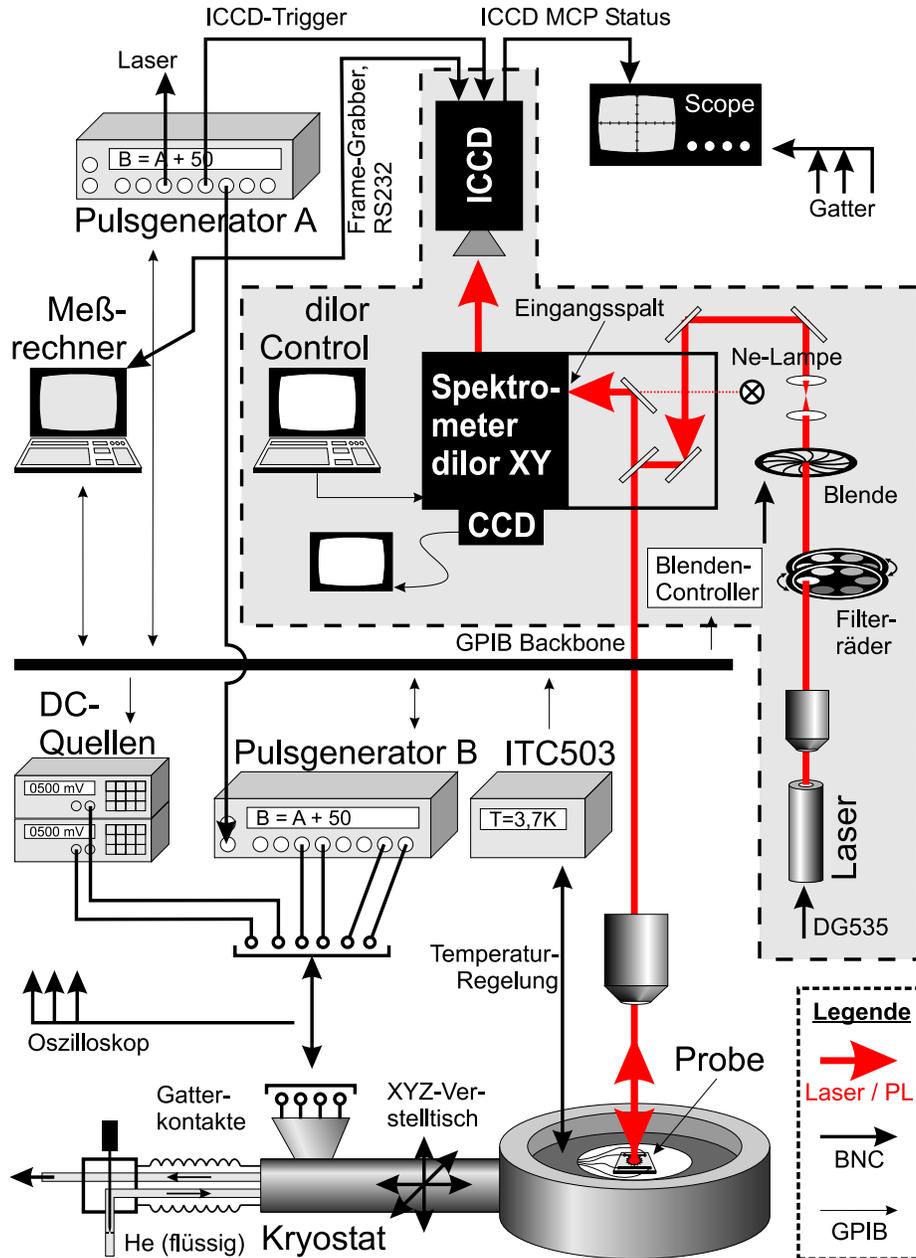


Abbildung 5.2: Der Betriebsmodus „B“ des experimentellen Aufbaus ermöglicht simultan die zeitaufgelöste Messung der spektralen sowie der räumlichen Verteilung der exzitonen Photolumineszenz(PL)-Emission in einer Raumrichtung. Der Übersichtlichkeit halber ist diese Skizze auf die wichtigsten Komponenten beschränkt. Details siehe Text.

Parameter	Betriebsmodus A	Betriebsmodus B
Räumliche Auflösung	$2 \mu\text{m}$	$2 \mu\text{m}$ (x -Richtung) $8 \mu\text{m}$ (y -Richtung)
Spektrale Auflösung	schlecht ($\approx 10 \text{ nm}$)	sehr gut ($\approx 0,1 \text{ nm}$)
Zeitliche Auflösung	$\approx 5 \text{ ns}$	$\approx 5 \text{ ns}$
Lichtstärke	gut	mäßig
Meßdauer (typisch)	$\approx 1 \text{ Min.}$	$\gtrsim 5 \text{ Min.}$

Tabelle 5.1: Vergleich der beiden Betriebsmodi des Mikro-Photolumineszenz-Meßaufbaus. Betriebsmodus „A“ wird für Experimente mit zweidimensionaler lateraler Auflösung bevorzugt eingesetzt. Betriebsmodus „B“ erlaubt eine detaillierte spektrale Analyse der emittierten Photolumineszenz in x -Richtung (x und y bezeichnen die lateralen Raumrichtungen entlang der bzw. senkrecht zur Orientierung des Eintrittsspals des Spektrometers).

Zur Kalibrierung des Spektrometers steht eine Neon-Lampe (Ne-Lampe) zur Verfügung. Über einen Hebelmechanismus kann der Spiegel, der sich unmittelbar vor dem Eingangsspalt des Spektrometers befindet, aus dem Strahlengang entfernt werden. Das Licht der Ne-Lampe wird dann in das Spektrometer eingekoppelt (gestrichelte Linie). Anhand der bekannten Spektrallinien des Neons kann eine präzise Eichung des Spektrometers durchgeführt werden.

Die insgesamt drei Gitter des Spektrometers, die den zu untersuchenden Wellenlängenbereich selektieren und das Licht dispergieren, werden über einen weiteren Steuerungsrechner (dilor Control) eingestellt. Es handelt sich dabei um einen elektrisch speziell an die Steuerungselektronik des Spektrometers angepaßten Macintosh-Rechner der Fa. Apple.

Am Ausgangsport des Spektrometers steht ein in Energie und Ort aufgelöstes Abbild des durch den Eingangsspalt linear beschränkten Bildes zur Verfügung, das durch die dort angebrachte ICCD-Kamera detektiert wird.

Kryostat, Datennahme und Steuerung

Dieses Teilsystem ist im wesentlichen identisch mit dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Betriebsmodus „A“. Eine detaillierte Erläuterung ist ebendort zu finden. Durch die Tatsache, daß lediglich an zwei Teilsystemen signifikante Modifikationen an der Hardware vorgenommen werden müssen, ist ein Wechsel zwischen Betriebsmodus „A“ und „B“ innerhalb eines Tages möglich.

5.3 Gegenüberstellung der Meßaufbauten

Tabelle 5.1 stellt die wichtigsten Eckdaten der in den vorangehenden Abschnitten vorgestellten Betriebsmodi einander gegenüber.

Kapitel 6

Transport von Exzitonen

In diesem Kapitel werden exzitonische Transportphänomene experimentell untersucht, die auf extern gesteuerter Manipulation des exzitonischen Potentials basieren. In Abschnitt 6.1 wird gezeigt, wie eine zeitlich veränderliche Potentiallandschaft oszillatorische Driftbewegungen langlebiger Exzitonen induziert. Exzitonischer Transport über Entfernungen größer als $100\ \mu\text{m}$ wird in Abschnitt 6.2 dargelegt, wobei künstlich generierte, in ihrer Stärke präzise abstimmbare Gradientenfelder für Exzitonen eingesetzt werden. Aufbauend auf dieser Technik wird in Abschnitt 6.3 die Transportmobilität von Exzitonen als Funktion der Kristalltemperatur studiert.

6.1 Exzitonischer Transport in einer zeitlich veränderlichen Potentiallandschaft

In diesem Abschnitt wird experimentell demonstriert, daß unter Ausnutzung des „quantum confined Stark“ Effekts langlebige Exzitonen in einer zeitabhängig manipulierbaren, künstlich erzeugten Potentiallandschaft einer kontrollierten, oszillatorischen Driftbewegung unterworfen werden können [Gärtner (2006b)].

6.1.1 Design der Probe

Das Design der Probe zur Erzeugung zeitlich veränderbarer exzitonischer Einschlußpotentiale ist in Abbildung 6.1(a) dargestellt. Eine semitransparente Interdigitalstruktur aus NiCr mit einer Schichtdicke von 10 nm wurde lithographisch auf die Oberfläche der Heterostruktur „11-05-02.2“ aufgebracht, sodaß an den Gattern A und B voneinander unabhängige elektrische Spannungen angelegt werden können. Sowohl die Gatterfinger als auch die Fingerzwischenräume haben jeweils eine Breite von $1\ \mu\text{m}$. Die Länge der Finger beträgt $500\ \mu\text{m}$. Der Rückkontakt ist stets geerdet. Das Anlegen einer negativ gepolten Spannung an beide Fingerpaare bewirkt zunächst eine Verlängerung der exzitonischen Lebensdauer unterhalb der Gatterfinger (vgl. Abschnitt 2.3.1), die für die folgenden

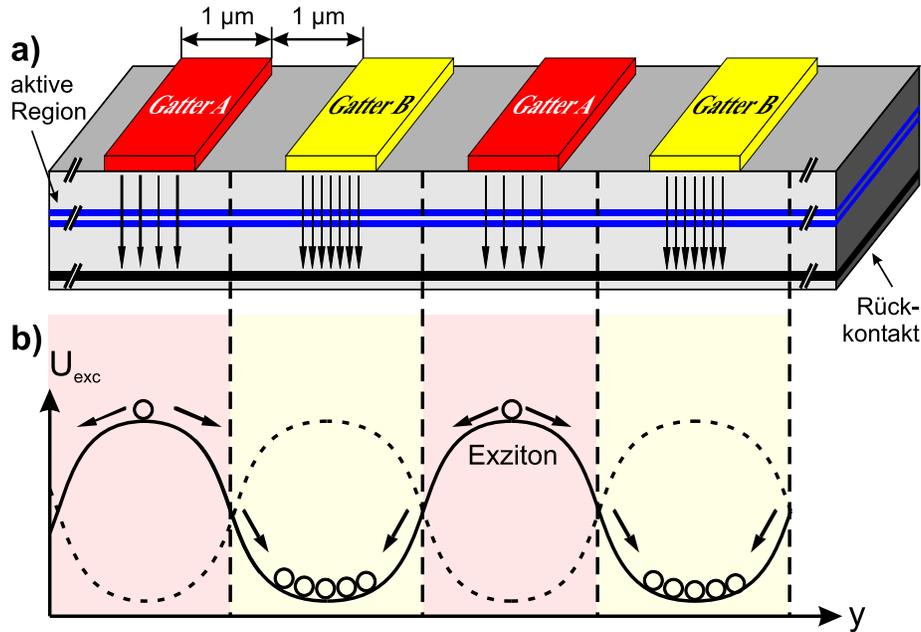


Abbildung 6.1: (a) Probendesign zur Erzeugung der in (b) skizzierten wellblechförmigen Potentiallandschaft für Exzitonen (durchgezogene Kurve). Indirekte Exzitonen, durch offene Kreise dargestellt, driften in die Minima der Potentiallandschaft und werden dort gespeichert. Über Vertauschung der Spannungen, die an dem Gatter A bzw. B anliegen, wird die Potentiallandschaft zu einem frei wählbaren Zeitpunkt um eine halbe Periode verschoben (gestrichelte Kurve).

Einschluß- und Transportexperimente erforderlich sind. Werden an die Gatterfinger alternierend verschiedene Spannungen angelegt, kann eine laterale Modulation der vertikalen elektrischen Feldstärke erzeugt werden. Dies ist in Abbildung 6.1(a) durch die unterschiedliche Dichte der vertikalen Pfeile angedeutet: Unterhalb von Gatter B herrscht ein stärkeres elektrisches Feld als unter Gatter A. Durch den „quantum confined Stark“ Effekt kommt es in Folge zu einer lateralen Modulation der exzitonischen Energie U_{exc} wie in Abbildung 6.1(b) mittels durchgezogener Kurve gezeigt: Bereiche hoher elektrischer Feldstärke senken die potentielle Energie der Exzitonen ab und wirken somit attraktiv auf Exzitonen. Bereiche niedriger Feldstärke hingegen heben die potentielle Energie der Exzitonen an und wirken damit repulsiv auf Exzitonen (vgl. Abschnitt 2.3.3). Die Wirkung der Gatter auf Exzitonen kann durch Umpolung der Gatterspannungen invertiert werden, wie in Abbildung 6.1(b) durch die gestrichelte Kurve angedeutet. Es sei darauf hingewiesen, daß der Spannungsunterschied zwischen Gatter A und B nicht beliebig groß gewählt werden kann, da es sonst zu Ionisation der Exzitonen durch zu große laterale elektrische Feldkomponenten kommen kann (vgl. Abschnitt 2.3.6). Unter den Annahmen $E_B^{2D} \approx 10 \text{ meV}$, $a_B \approx 10 \text{ nm}$ und $L_{\text{Feld}} = 1 \mu\text{m}$ ist die Differenzspannung zwischen den Gatterfingern damit gemäß Gleichung 2.18 auf den Bereich $V_{\Delta} < 1 \text{ V}$ eingeschränkt.

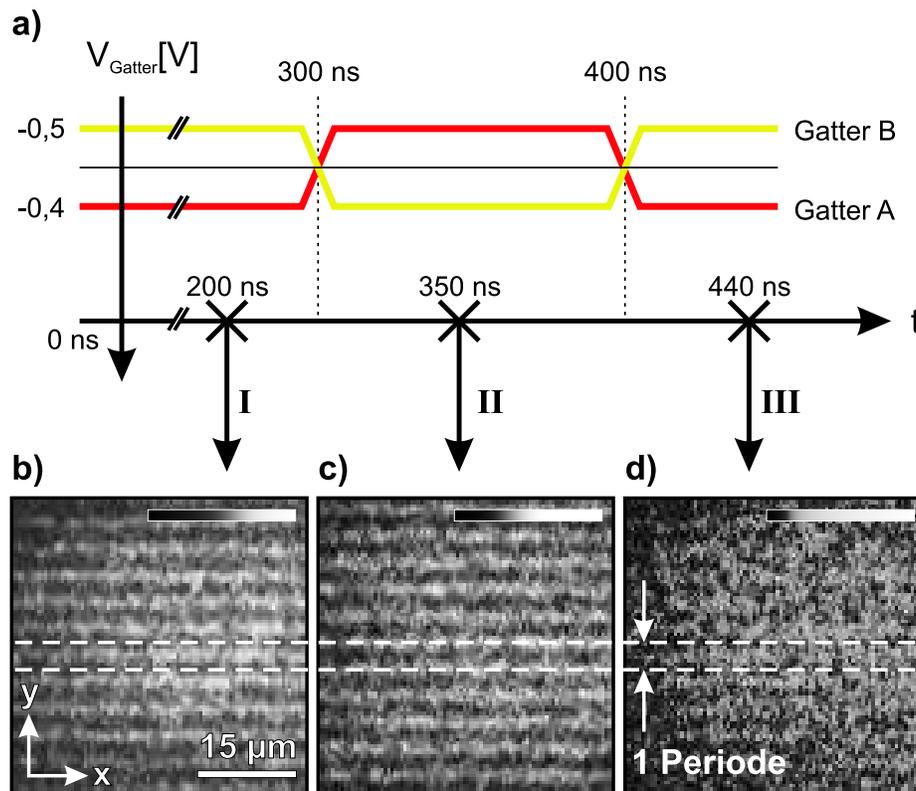


Abbildung 6.2: (a) Zeitlicher Ablauf des exzitonen Oszillationsexperiments. Die Laseranregung endet zum Zeitpunkt $t = 0$. Zu den Zeitpunkten $t = 300$ ns und $t = 400$ ns werden die Spannungen an den Gattern vertauscht. Die lateral aufgelösten Verteilungen der Exzitonen zu den Zeitpunkten $t = 200$ ns (b), $t = 350$ ns (c) und $t = 440$ ns (d) sind graustufenkodiert dargestellt. Die Photolumineszenz-Verteilung der Exzitonen folgt der Potentiallandschaft (aus [Gärtner (2006b)]).

6.1.2 Der Meßaufbau

Es wird der in Abschnitt 5.1 beschriebene Meßaufbau eingesetzt, der eine laterale Ortsauflösung von ca. $1 \mu\text{m}$ bietet. Zusammen mit der durch die Belichtungszeit der intensivierten CCD-Kamera vorgegebenen Zeitauflösung von 50 ns gestattet dieser Aufbau direkte Einblicke in die Dynamik der lateralen Verteilung der Exzitonen, da das emittierte Rekombinations-Photolumineszenz-Licht unmittelbar die räumliche Verteilung der Exzitonen widerspiegelt. Die Messungen fanden bei einer Probertemperatur von $3,8$ K statt. Der zeitliche Ablauf des Experiments ist in Abbildung 6.2(a) dargestellt. Zunächst werden Gatter A und Gatter B auf die Spannungen $-0,4$ V bzw. $-0,5$ V gesetzt, wodurch eine wellblechartig geformte exzitonen Potentiallandschaft geschaffen wird. Die Gatterspannungen wurden von einem Pulsgenerator der Modellreihe „DG 535“ der Fa. Stanford geliefert. Dieser ermöglicht die Erzeugung zweier voneinander unabhängiger Rechteckpulse, wobei sowohl die zeitliche Dauer als auch die Spannungspegel für jeden Puls frei wählbar sind. Der Spannungsunterschied von $0,1$ V zwischen den Gatterfingern liegt deutlich unter-

halb der in Abschnitt 6.1.1 abgeschätzten exzitonischen Ionisationsschwelle von 1 V. Die aktive Region der Heterostruktur wird anschließend durch einen 50 ns-Laserpuls der Wellenlänge $\lambda = 680$ nm bzw. der Energie $h\nu = 1,82$ eV mit langlebigen Exzitonen bevölkert. Um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erlangen, wurde über $4 \cdot 10^6$ Einzelmessungen integriert.

6.1.3 Attraktive und abstoßende Bereiche für Exzitonen

Der Zeitpunkt $t = 0$ wird durch das Ende des Anregungslaserpulses definiert. Zum Zeitpunkt $t = 200$ ns (I) wird die laterale Verteilung der exzitonischen Rekombinations-Photolumineszenz gemessen. Sie ist in Abbildung 6.2(b) dargestellt und entspricht der lateralen Exzitonenverteilung. Offensichtlich kommt es zu einer streifenartigen Anordnung der Exzitonen, die durch die Geometrie der Gatterfinger vorgegeben ist. Als sog. „High-Field-Seeker“ (vgl. Abschnitt 2.3.3) verlassen die Exzitonen die Bereiche niedrigerer Feldstärke (dunkle Streifen) und sammeln sich unter den Gatterfingern hoher elektrischer Feldstärke an (helle Streifen).

6.1.4 Oszillatorische Driftbewegung von Exzitonen

Zu den Zeitpunkten $t = 300$ ns und $t = 400$ ns werden die angelegten Spannungen an den Gatterfingern jeweils vertauscht. Damit „verschiebt“ sich die exzitonische Potentiallandschaft jeweils um eine halbe Periode ($4 \mu\text{m}$), wie in Abbildung 6.1(b) durch die gestrichelte Kurve dargestellt ist. Abbildung 6.2(c) und (d) zeigen die lateralen Photolumineszenz-Verteilungen zu den Zeitpunkten $t = 350$ ns (II) und $t = 440$ ns. Offensichtlich rearrangieren sich die Exzitonen entsprechend der jeweils geänderten Potentiallandschaft derart, daß sie sich stets unter dem energetisch begünstigten Gatterfinger befinden.

Abbildung 6.3 faßt die oszillatorische Bewegung der Exzitonen, die durch die Gatterumpolungen extern induziert wird, zusammen. In dieser Darstellung ist die exzitonische Umverteilung, die durch die Umpolung der Gatterfinger ausgelöst wird, deutlich zu sehen ($I \rightarrow II$ und $II \rightarrow III$). Dabei wurde die gemessene Photolumineszenz-Intensität zeilenweise längs der Gatterfinger aufintegriert, sodaß die gesamte Photolumineszenz-Emission eines Gatterfingers über der Querrichtung y dargestellt ist. Die Kurven I - III in Abbildung 6.3 entsprechen dabei den jeweiligen Messungen aus Abbildung 6.2(b-d). Zwecks Übersichtlichkeit der Abbildung sind die Kurven zueinander vertikal versetzt dargestellt. Die $4 \mu\text{m}$ -Periodizität der interdigitalen Gatterfingerstruktur wird exakt reproduziert. Zudem wurden die Rohdaten durch Subtraktion einer angepassten Gauß-Verteilung auf unerwünschten Hintergrund durch Nachleuchteffekte der Heterostruktur hin korrigiert (vgl. Abschnitt 3.3). Die Lebensdauer der Exzitonen liegt im Bereich von 250 ns (vgl. Abschnitt 2.3.7), sodaß zum Zeitpunkt der Messung von Kurve III die Photolumineszenz-Intensität deutlich reduziert ist. Zur besseren Darstellung wurde Kurve III daher mit dem Faktor 3 in ihrer Intensität skaliert.

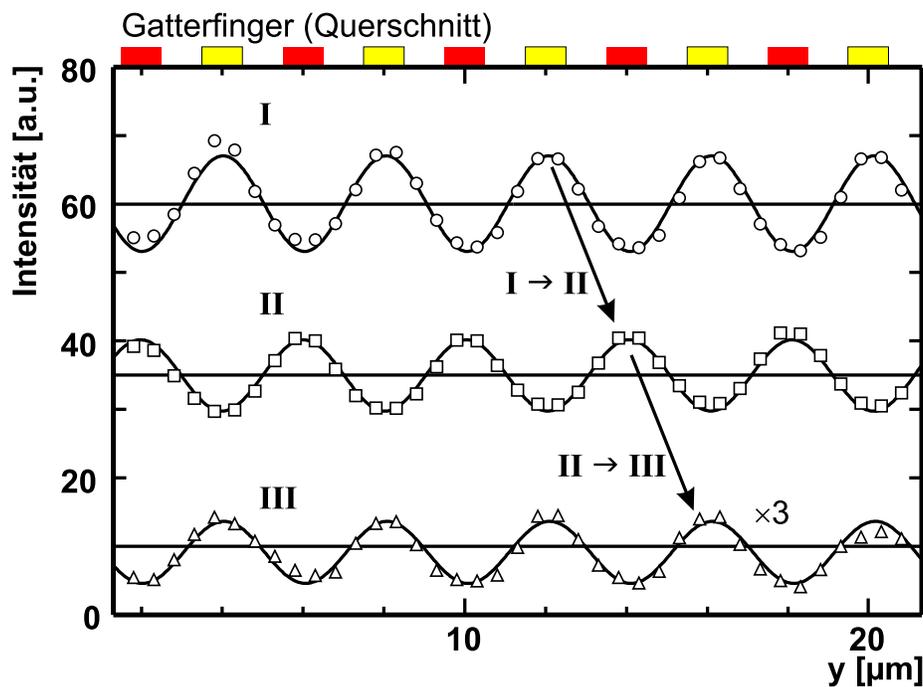


Abbildung 6.3: (I-III) Zeilenintegrierte Darstellungen der Photolumineszenz-Daten aus Abbildung 6.2(b-d). Exzitonen sammeln sich unter den Gatterfingern mit höherem elektrischen Feld, was dort zu lokalen Maxima der Photolumineszenz-Intensität führt. Die Exzitonen oszillieren räumlich zwischen diesen in transversaler Richtung (y) und folgen der zeitlichen Variation der Potentiallandschaft ($I \rightarrow II$ und $II \rightarrow III$). Die durchgezogenen Kurven stellen an die Daten angepaßte Sinusfunktionen mit einer der Gatterstruktur entsprechenden Periode von $4\mu\text{m}$ dar. Zwecks Übersichtlichkeit der Abbildung sind die Daten vertikal versetzt dargestellt (aus [Gärtner (2006b)]).

Zusammenfassung

Es sind folgende Ergebnisse festzuhalten:

- Die Verteilung der langlebigen Exzitonen läßt sich innerhalb deren Lebensdauer über ein vertikales elektrisches Feld extern steuern.
- Exzitonen sammeln sich als „high-field-seeker“ stets in Regionen hoher elektrischer Felder an.
- Langlebige Exzitonen behalten ihre Beweglichkeit über viele 100 ns bezüglich des Anregungszeitpunktes. Die Tatsache, daß es nicht zu einer Immobilisierung der Exzitonen kommt, belegt einerseits die hohe Qualität des Heterostrukturmaterials. Andererseits ist dies auch eine Voraussetzung für ein thermodynamisches Exzitonen-Gases [Snoke (2005); Kash (1991)].
- Durch zeitliche Änderung der Potentiallandschaft kann exzitonischer Transport in kontrollierter Weise extern induziert werden.

Die Transportstrecke ist auf $2\ \mu\text{m}$ – den Abstand der Gatterfinger – limitiert. Dieser Abstand kann nicht beliebig vergrößert werden, da es aufgrund der Geometrie der Gatteranordnung schnell zu einem Verschwinden der vertikalen Komponente des elektrischen Feldes zwischen den Gatterfingern kommt. Damit ist die Lebensdauererlängerung nicht mehr gegeben und derartige Anordnungen ungeeignet für Transportexperimente.

6.2 Exzitonische Drift über makroskopische Entfernungen

In diesem Abschnitt wird ein weiterer experimenteller Ansatz zur elektrostatischen Steuerung exzitonischen Transports vorgestellt. Dieser erlaubt die Erstellung und präzise Abstimmung exzitonischer Gradientenfelder mit lateralen Ausdehnungen bis in den Millimeterbereich. Das Prinzip wird in Abschnitt 6.3 zur Bestimmung der exzitonischen Mobilität angewendet [Gärtner (2006b)].

6.2.1 Probenaufbau

Grundlegendes Element zur experimentellen Erzeugung eines makroskopischen Gradientenpotentials für Exzitonen ist ein streifenförmiges stromdurchflossenes Gatter, das mittels optischer Lithographie unter Reinraumbedingungen auf die Oberfläche der Heterostruktur „11-05-02.2“ präpariert wurde. Die Anordnung ist in Abbildung 6.4(a) schematisch dargestellt. Der semitransparente Titan-Gatterstreifen hat eine Länge von $500\ \mu\text{m}$, eine Breite von $50\ \mu\text{m}$ und eine Dicke von $10\ \text{nm}$ und ist, wie in Abbildung 6.4(a) gezeigt, an beiden Enden über Bonddrähte elektrisch kontaktiert. Es verbleibt damit eine effektive Streifenlänge von $L_{\text{trsp}} = 390\ \mu\text{m}$ für exzitonische Driftexperimente.

Es wird zunächst eine konstante Vorspannung V_{B} von $-0,6\ \text{V}$ am linken Ende des Streifens angelegt (vgl. Abbildung 6.4(a)). Zwischen dem linken und dem rechten Ende des Streifens kann zusätzlich eine Spannungsdifferenz $V_{\Delta} = -1 \dots +1\ \text{V}$ angelegt werden. Im Falle von $V_{\Delta} = 0\ \text{V}$ liegt der Streifen über seine gesamte Länge auf $V_{\text{B}} = -0,6\ \text{V}$. Unter Berücksichtigung der Schottky-Barriere von $eV_{\text{Schottky}} = 0,7\ \text{eV}$ und der Entfernung $L_{\text{Feld}} = 370\ \text{nm}$ zwischen Gatter und Rückkontakt herrscht damit in der aktiven Region ein homogenes vertikales elektrisches Feld $E_{V_{\text{B}}} \approx (V_{\text{B}} - V_{\text{Schottky}})/L_{\text{Feld}} = -3,5 \cdot 10^6\ \text{V/m} \cdot \hat{z}$. Wird eine Spannungsdifferenz $|V_{\Delta}| > 0\ \text{V}$ zwischen den Enden des Gatters angelegt, kommt es zu einem Stromfluß durch den metallischen Streifen, der einen spezifischen Flächenwiderstand von $R_{\square} \approx 200\ \Omega$ aufweist.¹ Er stellt einen linearen Spannungsteiler dar, der das elektrische Potential auf seiner Länge L_{trsp} von V_{B} ($x = 0$; linkes Ende) stetig bis $V_{\text{B}} + V_{\Delta}$ ($x = L_{\text{trsp}}$; rechtes Ende) ansteigen läßt. Für das lokale Potential des Gatters $V(x)$ gilt näherungsweise

$$V(x) = V_{\text{B}} + \frac{x}{L_{\text{trsp}}} \cdot V_{\Delta} \quad . \quad (6.1)$$

¹Der Längswiderstand R eines Gatterstreifens der Länge l und Breite b ergibt sich damit zu $R = R_{\square} \cdot l/b$.

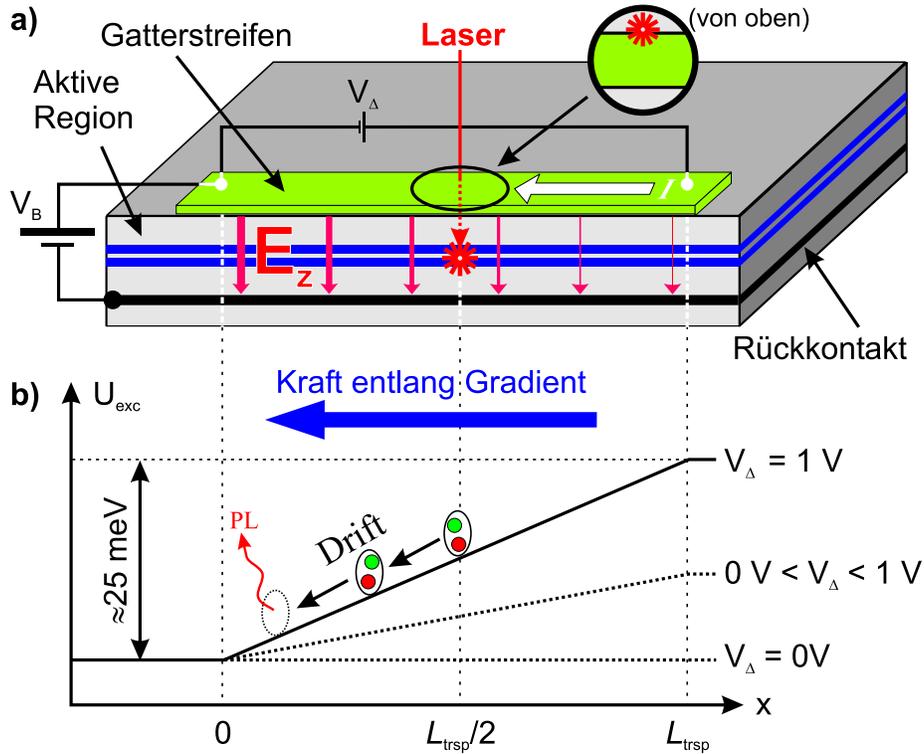


Abbildung 6.4: (a) Experimenteller Aufbau zur Erzeugung eines Gradientendriftfeldes für Exzitonen mittels eines stromdurchflossenen Gatterstreifens. Die Dicke der vertikalen Pfeile deutet die lokale Stärke des vertikalen elektrischen Feldes E_z an. (b) Die Steigung des Gradientenfeldes für Exzitonen $\Delta U_{exc}/L_{trsp}$ wird über die Differenzspannung V_Δ gesteuert. Nach [Gärtner (2006a)].

Mit $E_{V_\Delta} := V_\Delta/L_{Feld}$ ist das lokale vertikale Feld $E_z(x)$ gemäß Gleichung 3.1 durch

$$\vec{E}_z(x) = (E_{V_B} + \frac{x}{L_{trsp}} \cdot E_{V_\Delta}) \cdot \hat{z} \quad ; \quad 0 \leq x \leq L_{trsp} \quad (6.2)$$

gegeben und variiert in x -Richtung gemäß

$$E_z(x) = \begin{cases} (-3,5 \dots -0,8) \cdot 10^6 \text{ V/m} & \text{für } V_\Delta = +1 \text{ V} \\ (-3,5 \dots -6,2) \cdot 10^6 \text{ V/m} & \text{für } V_\Delta = -1 \text{ V} \end{cases} \quad ; \quad 0 \leq x \leq L_{trsp} \quad . \quad (6.3)$$

Die Rotverschiebung indirekter Exzitonen hängt gemäß $\Delta U_{exc} = -\vec{p} \cdot \vec{E}$ linear von dem vertikal anliegenden elektrischen Feld \vec{E} ab, wobei \vec{p} für das Dipolmoment der indirekten Exzitonen steht (vgl. Gleichung 2.10). Auf diese Weise können mit der beschriebenen Anordnung makroskopische lineare Gradientenpotentiale für Exzitonen erzeugt werden. Die Gradientenpotentiale in U_{exc} sind über die extern angelegte Spannung V_Δ schaltbar (AUS: $V_\Delta = 0$, EIN: $V_\Delta \neq 0$) und in ihrer Stärke variierbar, siehe Abbildung 6.4(b). Die elektrisch neutralen Exzitonen erfahren durch den Potentialgradienten eine lateral konstante,

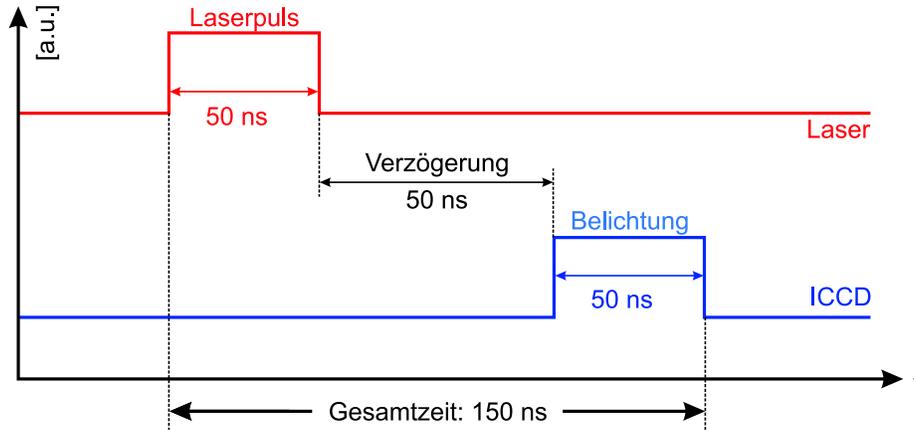


Abbildung 6.5: Zeitlicher Ablauf des Experiments zur lateral aufgelösten Messung exzitonischer Drift. Indirekte Exzitonen werden durch einen 50 ns-Laserpuls erzeugt. Nach einer Verzögerungszeit von 50 ns bezogen auf das Ende des Laserpulses wird die laterale exzitonische Photolumineszenz-Verteilung mittels der intensivierten CCD-Kamera (ICCD) mit einer Belichtungszeit von 50 ns gemessen.

spannungskontrollierbare Kraft

$$F_{\text{exc}} = -\nabla U_{\text{exc}} \propto \nabla |\vec{E}_z| \propto V_{\Delta} \quad . \quad (6.4)$$

Unter Anwendung von Gleichung 2.13 erhält man für die effektive Kraft auf ein Exziton

$$F_{\text{exc}}(V_{\Delta}) = -\Delta U_{\text{exc}}/L_{\text{trsp}} = (26,4 \text{ meV/V} \cdot V_{\Delta})/390 \mu\text{m} \quad (6.5)$$

$$\approx (10^{-17} \text{ N/V}) \cdot V_{\Delta} \quad . \quad (6.6)$$

Die durch den Gatterstreifen erzeugte laterale Komponente des elektrischen Feldes liegt im Bereich $|E_x| = 1 \text{ V}/L_{\text{trsp}} \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Sie ist um fast drei Größenordnungen kleiner als die kritische Feldstärke von 10^6 V/m , ab der exzitonische Ionisation eintreten kann (vgl. Gleichung 2.19).

6.2.2 Beobachtung makroskopischer exzitonischer Drift

Die Messungen werden bei einer Temperatur von 3,8 K mit dem in Abschnitt 5.1 erläuterten experimentellen Aufbau im Betriebsmodus „A“ durchgeführt, der die Probenoberfläche in beiden lateralen Raumrichtungen abbildet. Die laterale Ortsauflösung des Aufbaus beträgt etwa $1 \mu\text{m}$. Der zeitliche Ablauf des Experiments ist in Abbildung 6.5 skizziert. An das Gatter werden die Vorspannung $V_B = -0,6 \text{ V}$ sowie eine optionale Spannungsdifferenz V_{Δ} gelegt, die während des gesamten Ablaufs des Experiments konstant gehalten werden. Die aktive Region wird mittels eines 50 ns-Laserpulses der Wellenlänge $\lambda = 680 \text{ nm}$ bzw. der Energie $h\nu = 1,82 \text{ eV}$ bevölkert. Dabei wird der Laser auf einen Fleck mit einem Durchmesser $\lesssim 20 \mu\text{m}$ fokussiert. Die Laseranregung findet, wie im Beibild von Abbildung

6.4(a) angedeutet, am Rand des metallischen Gatterstreifens statt: In Richtung des Stromflusses betrachtet befindet sich das Zentrum des Laserflecks in der Mitte des Streifens; senkrecht zum Stromfluß betrachtet ist es am Rand des Streifens. Auf diese Weise werden die mobilen Exzitonen in der Transportstrecke räumlich von dem ortsfesten, unerwünschten Substrat-Nachleuchten getrennt, wie in Abschnitt 3.3 erläutert. Die durch Diffusion seitlich in die Transportstrecke injizierten Exzitonen sind sofort dem Gradientenfeld ausgesetzt und beginnen zu driften. Nach einer Verzögerung von 50 ns wird eine Momentaufnahme der momentanen lateralen exzitonischen Verteilung mittels der intensivierten CCD-Kamera erstellt. Die Verzögerungszeit stellt sicher, daß nur langlebige, indirekte Exzitonen beobachtet werden. Unerwünschte Elektron-Loch-Paare sowie direkte Exzitonen haben Lebensdauern von etwa 1 ns [Feldmann (1987)] und sind nach Ablauf der Verzögerungszeit praktisch vollständig zerfallen. Die gesamte Zeitspanne des Experiments, die mit der Laseranregung beginnt und mit der Kamera-Belichtungszeit von 50 ns endet, beläuft sich auf $t_{\text{exp}} = 150$ ns. Um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erlangen, wurde für jede Einstellung über $4 \cdot 10^6$ Einzelmessungen integriert.

Der Fall des ausgeschalteten Gradientenfeldes ($V_{\Delta} = 0$ V) ist in Abbildung 6.6(a) dargestellt. Das starke Nachleuchten am Ort der Laseranregung (vgl. Abschnitt 3.3), die am unteren Rand des Gatterstreifens stattfindet, wurde im Rahmen der Auswertung digital ausgeblendet, sodaß sich in den Abbildungen dort eine schwarze Halbkreisscheibe befindet. Die hohe Dichte der photogenerierten Exzitonen am Ort der Anregung hat eine starke Dipol-Dipol-Abstoßung untereinander zur Folge (vgl. Abschnitt 2.3.5), sodaß es zunächst zu einer raschen lateralen Expansion der exzitonischen Wolke in der aktiven Region kommt. Die damit einhergehende Abnahme der Dichte verlangsamt die weitere Ausdehnung der Wolke, bis schließlich nur mehr eine langsame, thermisch-diffusive Vergrößerung der Wolke stattfindet [Vörös (2005); Rapaport (2006)]. In dem hier vorgestellten Experiment erlangt die Exzitonenverteilung zum Zeitpunkt der Bildaufnahme durch die ICCD-Kamera eine laterale Ausdehnung mit einem Radius von

$$\Delta r \approx 60 \mu\text{m} \quad . \quad (6.7)$$

In Abbildung 6.6(a-f) wird die Differenzspannung V_{Δ} über den Gatterstreifen, ausgehend von 0 V, in Schritten von 0,2 V bis maximal +1 V erhöht. Diese obere Grenze für die Differenzspannung V_{Δ} ist durch das Auftreten vertikaler Leckströme gegeben (vgl. Abschnitt 3.4). Durch das Anlegen und Erhöhen dieser Differenzspannung entsteht bzw. verstärkt sich ein exzitonisches Gradientenpotential (vgl. Abschnitt 6.2.2). Aus den gezeigten Daten geht hervor, daß unter dem Einfluß des Gradientenpotentials die Exzitonen lateral längs des Gatterstreifens driften. Da Exzitonen „high-field-seeker“ sind (vgl. Abschnitt 2.3.3), ist ihre Driftrichtung stets in den Bereich größerer vertikaler Feldstärken gerichtet, d. h. in den hier vorgestellten Messungen findet eine Driftbewegung nach links statt. Bei maximalem Driftfeld beträgt die von den Exzitonen zurückgelegte Strecke etwa $150 \mu\text{m}$. Bei Umkehrung der Differenzspannung, d. h. bei deren Variation im Bereich $V_{\Delta} = (0 \dots -1)$ V, erfolgt exzitonische Drift dementsprechend in die andere Richtung.

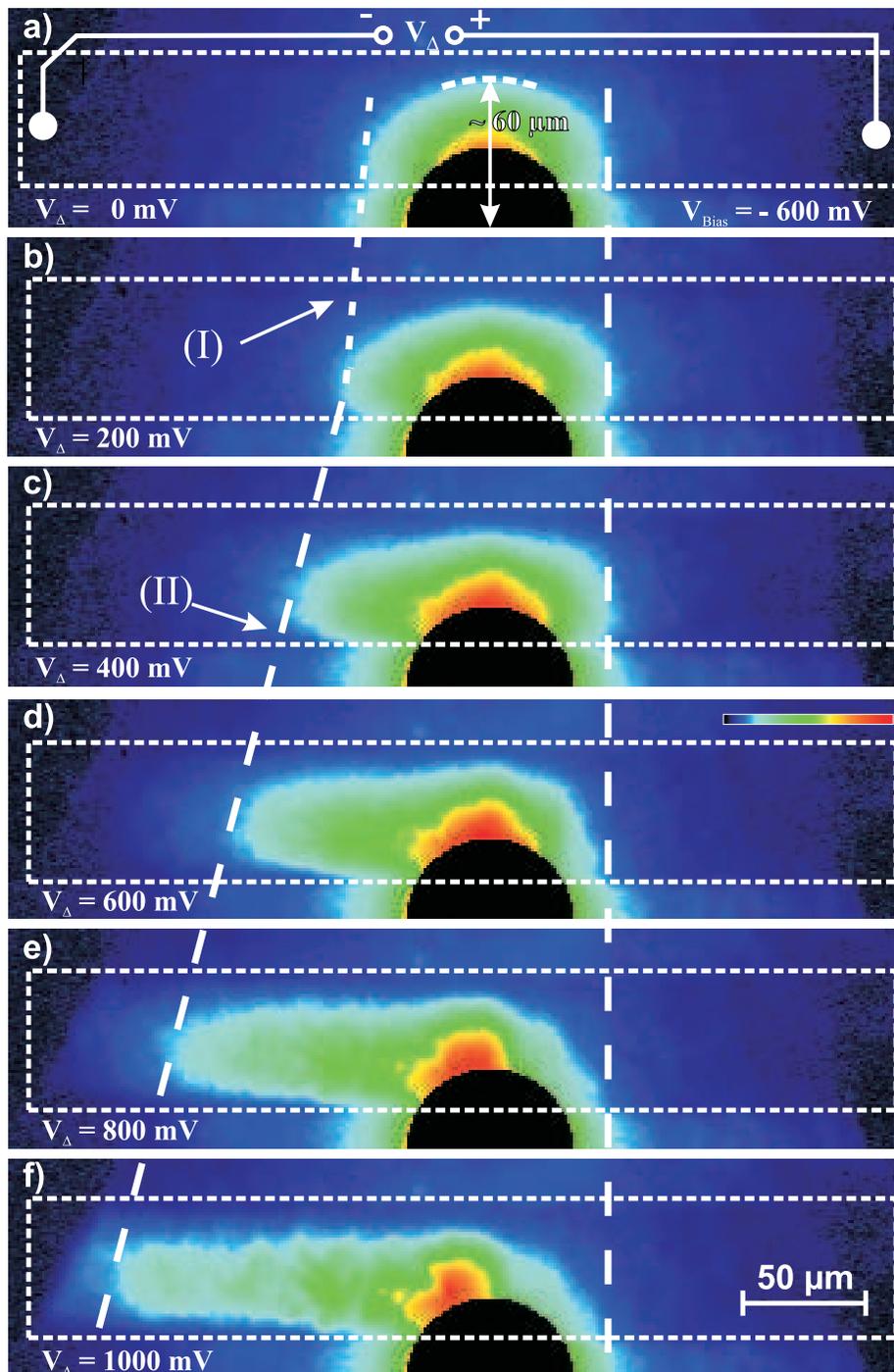


Abbildung 6.6: Farbkodierte Darstellung der lateral aufgelösten Photolumineszenz-Verteilung driftender Exzitonen. In (a-f) wird das exzitoniche Gradientenfeld stufenweise erhöht, was zu einer zunehmenden zurückgelegten Driftstrecke der indirekten Exzitonen führt. Diese Zunahme ist erst ab Differenzspannungen $V_{\Delta} \gtrsim 0,2 \text{ V}$ linear (Gerade (II)); bei kleineren Potentialdifferenzen fällt dieser Zuwachs zunächst geringer aus (Gerade (I)). Die Laseranregung findet im Zentrum der ausgeblendeten Kreisscheibe statt. Nach [Gärtner (2006b)].

Identifizierung als exzitonische Drift

Aufgrund der folgenden Argumentation kann ausgeschlossen werden, daß die Beobachtungen auf Drifteffekte von Elektronen und Löchern zurückzuführen sind:

- Die Verzögerungszeit zwischen Anregung und Messung übertrifft mit 50 ns die Lebensdauer freier Elektron-Loch-Paare von 1 ns bei weitem. Findet keine laterale räumliche Separation der Elektron-Loch-Paare statt, sind sie nach einer derartigen Zeitspanne bereits vollständig zerfallen (vgl. Abschnitt 2.3.7) und liefern keinen Beitrag zur beobachteten Photolumineszenz-Emission [Krauß (2002, 2004)].
- Als geladene Teilchen sind freie Elektronen und Löcher ohne exzitonische Bindung in dieser Anordnung einer entgegengesetzten lateralen Kraftwirkung $\vec{F}_{e,h} = (-, +)e \cdot \vec{E}_{\text{lateral}}$ unterworfen, die durch die Potentialdifferenz V_{Δ} über dem Gatterstreifen verursacht wird. Insbesondere bei den maximalen Differenzspannungen $V_{\Delta} = \pm 1 \text{ V}$ könnte es damit zu einer räumlichen Separation der Ladungsträger kommen, bei der Elektronen zum „positiveren“, Löcher hingegen zum „negativeren“ Ende des Gatterstreifens driften. Im Falle einer derartigen Trennung von Elektronen und Löchern sind (strahlende) Rekombinationsprozesse auszuschließen, wie durch S. Zimmermann et al. und J. Krauß et al. demonstriert wurde [Zimmermann (1999); Krauß (2002, 2003)]. Es würde folglich keine Photolumineszenz-Emission detektiert werden.

Die Ergebnisse der Experimente zeigen, daß es sich bei den beobachteten Driftbewegungen um einen exzitonischen Transport-Effekt handelt. Exzitonen in gekoppelten Quantentöpfen können als elektrisch neutrale, mobile Teilchen aufgefaßt werden, deren Dynamik in-situ mittels elektrostatisch erzeugter Gradientenpotentiale gezielt manipuliert werden kann.

6.2.3 Driftgeschwindigkeit von Exzitonen

Obwohl die Driftgeschwindigkeit und die Mobilität von Exzitonen mit anderen Methoden in Abschnitt 6.3 detailliert untersucht wird, sind dennoch an dieser Stelle bereits erste Einblicke in die exzitonische Transportdynamik. Aus den Daten läßt sich die Driftgeschwindigkeit $v_{\text{d}}^{\text{max}}$ der Exzitonen ableiten. Für den Fall $V_{\Delta} = +1 \text{ V}$ findet man anhand der zurückgelegten Strecke und der für die Drift verfügbaren Zeitspanne

$$v_{\text{d}}^{\text{max}} \approx 150 \mu\text{m}/150 \text{ ns} = 10^3 \text{ m/s} \quad . \quad (6.8)$$

Es ist festzustellen, daß mit wachsender Stärke des Gradientenfeldes die maximal zurückgelegte Wegstrecke x_{max} der Exzitonen stetig zunimmt. Dieser Anstieg fällt beim Übergang von 0 V (a) auf 0,2 V moderat aus, wie durch die Gerade (I) in Abbildung 6.6 angedeutet wird. Bei sämtlichen folgenden Übergängen ist der Wegstreckenzuwachs jedoch deutlich größer und zudem jeweils äquidistant (vgl. Gerade (II)). Da bei jeder Einzelmessung die für die Drift zur Verfügung stehende Zeitspanne auf $t_{\text{exp}} = 150 \text{ ns}$ limitiert ist, muß die exzitonische Driftgeschwindigkeit $v_{\text{d}} = x_{\text{max}}/t_{\text{exp}}$ mit steigender Differenzspannung V_{Δ} zunehmen. Durch Interpolation der in Abbildung 6.6 abgebildeten gestrichelten Geraden (I)

und (II) läßt sich die minimale Spannungsdifferenz, die zum Auslösen exzitonischer Drift erforderlich ist, zu

$$V_{\Delta}^{\text{activ}} \approx 130 \text{ mV} \quad (6.9)$$

bestimmen (exzitonische Mobilitätsschwelle). Dies entspricht einer erforderlichen Mindestkraft zur Auslösung exzitonischer Drift von

$$F_{\text{min}} = - \left(\frac{\partial U_{\text{exc}}}{\partial V} \right)_{\text{QCSE}} \cdot \frac{V_{\Delta}^{\text{activ}}}{L_{\text{trsp}}} \approx 1,4 \cdot 10^{-18} \text{ N} \quad . \quad (6.10)$$

Ursächlich für das Auftreten dieser Mobilitätsschwelle sind exzitonische Potentialfluktuationen, die intrinsisch an den Grenzflächen der einzelnen Materialschichten in der Heterostruktur auftreten [Kash (1991)]. Eine ursachenverwandte experimentelle Beobachtung, die thermische Aktivierung der exzitonischen Beweglichkeit, wird in Abschnitt 6.3.7 eingehend diskutiert. Dabei überwinden Exzitonen die Potentialfluktuationen mittels einer ausreichend hohen thermischen Energie.

Auch eine erste Abschätzung der Größenordnung der exzitonischen Mobilität kann bereits gegeben werden. Aus Gleichung 6.19 ergibt sich mit der oben abgeschätzten Driftgeschwindigkeit $v_d \approx 10^3 \text{ m/s}$ und der um die Aktivierungsspannung korrigierten Spannungsdifferenz über dem Gatter $V_{\Delta} - V_{\Delta}^{\text{activ}} = 870 \text{ mV}$ eine Mobilität der Exzitonen im Bereich von

$$\mu_{\text{exc}} \approx 10^5 \text{ cm}^2/\text{eVs} \quad . \quad (6.11)$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.3 für tiefe Temperaturen.

6.3 Mobilität von Exzitonen

In diesem Abschnitt wird eine experimentelle Methode vorgestellt und diskutiert, die die Messung der exzitonischen Mobilität μ_{exc} als Funktion der Temperatur ermöglicht [Gärtner (2006a)]. Elektrostatisch abstimmbare Gradientenfelder für Exzitonen erzeugen dabei exzitonische Drift, die in orts-, energie- und zeitaufgelösten Flugzeitmessungen experimentell untersucht wird und die die Bestimmung der exzitonischen Mobilität ermöglicht. Die Ergebnisse lassen Rückschlüsse auf die grundlegenden Streuprozesse indirekter Exzitonen in gekoppelten Quantentopfstrukturen zu.

6.3.1 Definition der exzitonischen Mobilität

Allgemein wird mit dem Begriff Mobilität (oder auch Beweglichkeit) die funktionale Abhängigkeit der stationären Driftbewegung \vec{v}_d eines Teilchens der Masse m in einem Medium unter

dem Einfluß einer Kraft \vec{F} bezeichnet. Die Bewegungsgleichung lautet (siehe z. B. [Seeger (1988)], Kap. 4)

$$d(m\vec{v}_d)/dt + \underbrace{m\vec{v}_d/\langle\tau_m\rangle}_{\text{Reibungsterm}} = \vec{F} \quad . \quad (6.12)$$

Die Größe $\langle\tau_m\rangle$ stellt die mittlere Relaxationszeit dar, nach der das Teilchen durch Streuprozesse im Medium in den Gleichgewichtszustand zurückkehrt. Sie wird daher auch mittlere Stoßzeit genannt und ist für die „Reibung“ verantwortlich, die das Teilchen bei seiner Bewegung durch das Medium erfährt. Bei der Bewegung beispielsweise eines Elektrons oder eines Exzitons durch einen Kristall entsteht diese Reibung hauptsächlich durch Stöße an Kristalldefekten bzw. an Phononen und ist von der Temperatur abhängig (Abschnitt 6.3.5).

Der Reibungsterm aus Gleichung 6.12 ist proportional zur Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d , wodurch sich eine stationäre Driftbewegung der Teilchen einstellen kann, d. h.

$$d(m\vec{v}_d)/dt = 0 \quad . \quad (6.13)$$

Zusammen mit Gleichung 6.12 erhält man

$$\boxed{\vec{v}_d = \mu \cdot \vec{F}} \quad (6.14)$$

mit

$$\mu = \frac{\langle\tau_m\rangle}{m} \quad . \quad (6.15)$$

Die Einheit der Mobilität ist

$$[\mu] = 1 \text{ s/kg} = 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2/(\text{eVs}) \quad . \quad (6.16)$$

Mithilfe der Driftgeschwindigkeit v_d läßt sich die Mobilität μ_{exc} von Exzitonen bestimmen, die sich in einer Potentiallandschaft $U_{\text{exc}}(\vec{r})$ befinden. Es gilt entsprechend Gleichung 6.14 und unter Beachtung von Gleichung 2.14

$$\mu_{\text{exc}} = v_d / (-\nabla U_{\text{exc}}(\vec{r})) \quad . \quad (6.17)$$

In den vorliegenden Proben kann ein lineares Gradientenfeld für Exzitonen U_{exc} elektrostatisch erzeugt und in seiner Stärke variiert werden. Dies wurde in Abschnitt 6.2 experimentell demonstriert, indem eine Spannung V_Δ über ein resistives Gatter der Länge $L_{\text{trsp}} = 390 \mu\text{m}$ angelegt wurde. Ausgehend von den Gleichungen 6.14 und 6.17 erhält man aus der Steigung

des linearen funktionalen Zusammenhangs $v_d(V_\Delta)$ die exzitonische Mobilität μ_{exc} :

$$\begin{aligned}\mu_{\text{exc}} &= \frac{dv_d}{dF} = \frac{dv_d}{d((\partial F/\partial V) \cdot (dV/dx))} \\ &= \frac{dv_d}{d\left((\partial U_{\text{exc}}/\partial V)_{\text{QCSE}} \cdot (V_\Delta/L_{\text{trsp}})\right)} \\ &= \frac{dv_d}{dV_\Delta} \cdot \left[(\partial U_{\text{exc}}/\partial V)_{\text{QCSE}}^{-1} \cdot L_{\text{trsp}}\right]\end{aligned}\quad (6.18)$$

$$\approx \frac{dv_d}{dV_\Delta} \cdot \frac{1,5}{e} \text{ cm} \quad . \quad (6.19)$$

Der Ausdruck $(\partial U_{\text{exc}}/\partial V)_{\text{QCSE}} = 26,4 \text{ meV/V}$ steht für die gemessene Abhängigkeit der exzitonischen Energie U_{exc} von der angelegten Gatterspannung V in dem vorliegenden Heterostrukturmaterial, welche durch den „quantum confined Stark“ Effekt hervorgerufen wird (siehe Gleichung 2.13 in Abschnitt 2.3.2).

6.3.2 Experimentelle Methoden

Der Versuchsaufbau ermöglicht ein detailliertes Studium der Driftgeschwindigkeit von Exzitonen. Grundlage bilden dabei exzitonische Flugzeitmessungen in steuerbaren Gradientenfeldern in Anlehnung an die in Abschnitt 6.2 durchgeführten Driftmessungen. Das exzitonische Photolumineszenz-Licht wird in Betriebsmodus „B“ des experimentellen Aufbaus sowohl räumlich entlang der Driftbewegung als auch simultan in Zeit und Energie aufgelöst. Aus der Driftbewegung der Exzitonenwolke wird die Driftgeschwindigkeit direkt bestimmt. Über Variation des Gradientenpotentials kann die Mobilität von Exzitonen gemäß Gleichung 6.19 bestimmt werden. Die Energieauflösung gestattet einerseits die Untersuchung der lateralen Verteilung der exzitonischen Energie U_{exc} in dem Gradientendriftfeld und bestätigt damit, daß das Gradientenpotential Ursache der exzitonischen Diff ist. Andererseits ermöglicht sie die Trennung der exzitonischen Photolumineszenz von unerwünschtem Nachleuchten des Kristalls. Letzteres wird bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 820 \text{ nm}$ beobachtet (vgl. Abbildung 3.2). Die exzitonische Photolumineszenz ist durch den gewählten Spannungsbereich des Gatters im Bereich $-1,5 \text{ V} \leq V_B \leq +0,7 \text{ V}$ spektral auf den Bereich zwischen 790 nm und 820 nm beschränkt.

Aufbau und elektrische Ansteuerung der Probe

Abbildung 6.7 zeigt das Design und die elektrische Verschaltung der Proben. Das Design entspricht den in Abschnitt 6.2 vorgestellten Proben. Es stehen Gatterstreifen mit Längen von $500 \mu\text{m}$ und $1000 \mu\text{m}$ zur Verfügung, deren Längswiderstände zu $2 \text{ k}\Omega$ bzw. $4 \text{ k}\Omega$ bestimmt wurden. Dies entspricht einem spezifischen Flächenwiderstand der Ti-Schicht von $R_\square \approx 200 \Omega$ in Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 6.2.1 gefundenen Wert.

Der wesentliche Unterschied in der elektrischen Ansteuerung der Probe im Vergleich zu Abschnitt 6.2 besteht darin, daß die Spannungsdifferenz V_Δ zur Induktion exzitonischer

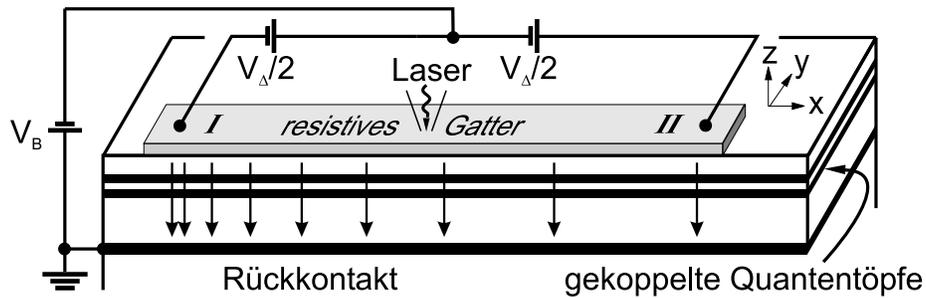


Abbildung 6.7: Aufbau der Probe zur exzitonen Flugzeitmessung. Ein stromdurchflossener resistiver Gatterstreifen an der Oberfläche (grau) definiert ein lateral variierendes vertikales elektrisches Feld, dessen Stärke durch die Dichte der vertikalen Pfeile angedeutet ist. In der Mitte des Gatterstreifens ist die lokale elektrische Spannung konstant. Aus [Gärtner (2006a)].

Drift symmetrisch zu einer konstanten Vorspannung V_B angelegt wird, indem die Spannungen an Kontakt I auf $V_B - (V_\Delta/2)$ bzw. an Kontakt II auf $V_B + (V_\Delta/2)$ gesetzt werden. Dadurch ist gewährleistet, daß die Mitte des Gatterstreifens, der als linearer Spannungsteiler fungiert, zu jedem Zeitpunkt auf dem elektrischen Potential V_B liegt. Das vertikale elektrische Feld E_z bleibt dort beim Einschalten der Spannungsdifferenz V_Δ konstant: Die spektrale Position der Photolumineszenz bleibt also am Ort der Anregung in der Mitte des Gatterstreifens stets erhalten.

Der Photolumineszenz-Meßaufbau

Der verwendete Meßaufbau basiert auf der in Abschnitt 5.2 vorgestellten Anordnung und ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Das abbildende Spektrometer sowie die schnell triggerbare intensivierete CCD-Kamera (ICCD) ermöglichen die simultane Auflösung der emittierten Photolumineszenz in Ort, Zeit und Energie mit den jeweiligen Auflösungsvermögen $\Delta x \approx 2 \mu\text{m}$, $\Delta t = 5 \text{ ns}$ und $\Delta U_{\text{exc}} \approx 1 \text{ meV}$. Die Ortsauflösung dieses Aufbaus ist jedoch auf eine Raumrichtung \hat{x} entlang dem Eingangsspalt des Spektrometers beschränkt. Der Gatterstreifen – und damit die exzitonen Driftstrecke – wurde daher parallel zu diesem ausgerichtet. Damit ist es möglich, die Dynamik eines Ensembles langlebiger Exzitonen während des Einschaltens eines Driftfeldes im Detail zu untersuchen. Die Probe wurde im Laufe der experimentellen Durchführung auf verschiedene, über einen Regelkreis stabilisierte Temperaturen gebracht.

Zeitlicher Ablauf eines Einzel-Experiments

Der zeitliche Ablauf des Experiments ist in Abbildung 6.9(a) dargestellt. Zu Beginn liegt an beiden Seiten des Gatterstreifens eine Vorspannung $V_B = -0,4 \text{ V}$ an. Ein 50 ns langer Laserpuls der Wellenlänge $\lambda = 680 \text{ nm}$ wird, wie in dem Beibild in Abbildung 6.8 angedeutet, am Rand des Gatterstreifens auf eine kreisförmige Fläche mit einem Durchmesser von etwa $10 \mu\text{m}$ bei einer Leistungsdichte von 5 kW/cm^2 fokussiert (vgl. Abschnitt 6.2.2).

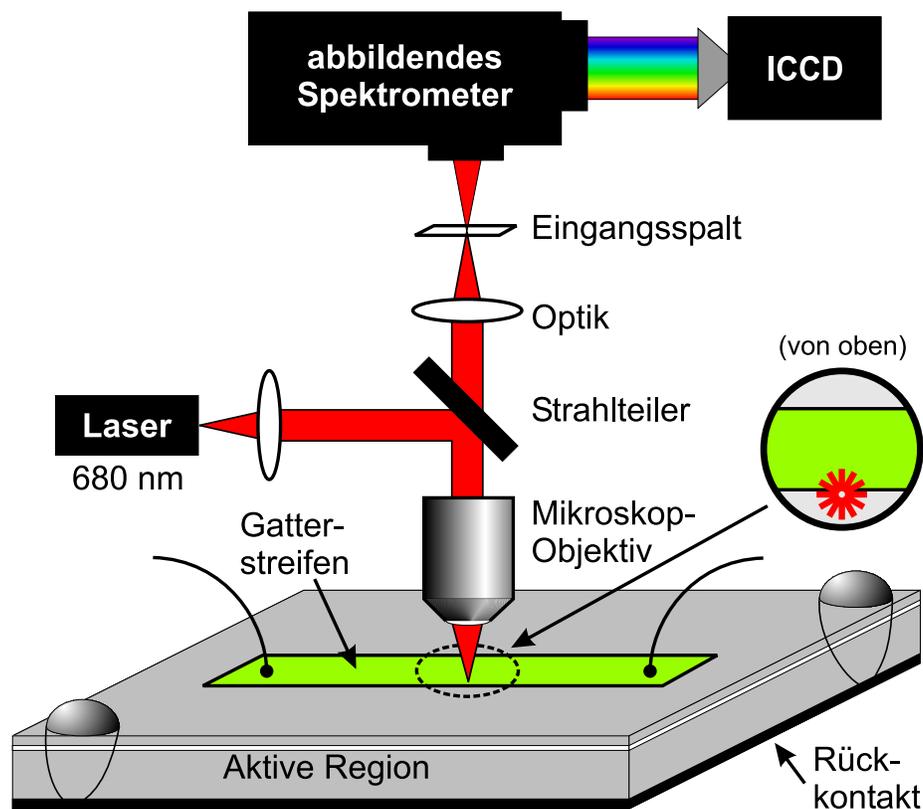


Abbildung 6.8: Experimenteller Aufbau zur Messung der Driftgeschwindigkeit und der Mobilität von Exzitonen über ihre Flugzeit. Die emittierte Photolumineszenz der driftenden Exzitonen wird hinsichtlich Ort, Zeit und Energie vermessen.

Es folgt eine Verzögerungszeit von 50 ns, in der alle kurzlebigen Anregungszustände zerfallen. Es ist schlüssig anzunehmen, daß nach Ablauf der Verzögerungszeit nur langlebige, indirekte Exzitonen vorliegen, die auf die Gittertemperatur T thermalisiert sind. Wie aus Abbildung 6.9(b) ersichtlich, herrscht während der Verzögerungszeit ein lateral konstantes exzitones Potential U_{exc} vor. Es findet keine gerichtete Driftbewegung statt. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird eine Differenzspannung V_{Δ} symmetrisch an den Gatterstreifen angelegt. Vermittelt durch den „quantum confined Stark“ Effekt entsteht in Folge ein lineares Gradientenpotential über die Länge des Gatterstreifens, wodurch die Exzitonen abrupt einem Kraftfeld $-\nabla U_{\text{exc}}$ ausgesetzt werden, wie in Abbildung 6.9(c) skizziert. In dem dargestellten Beispiel driften die Exzitonen nach links in Richtung des stärkeren elektrischen Feldes, um ihre Energie zu minimieren. Mit Hilfe der triggerbaren intensivierten CCD-Kamera (vgl. Abschnitt B.3) werden Momentaufnahmen der exzitoneschen Verteilung zu verschiedenen Zeitpunkten t mit einer Belichtungszeit von 5 ns aufgenommen. Es wird systematisch der Zeitbereich $-20 \text{ ns} < t < 60 \text{ ns}$ in Schritten von 5 ns abgerastert. Dabei muss für jeden Meßzeitpunkt t über jeweils $2 \cdot 10^7$ Einzelmessungen integriert werden, um ein akzeptables Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erlangen.

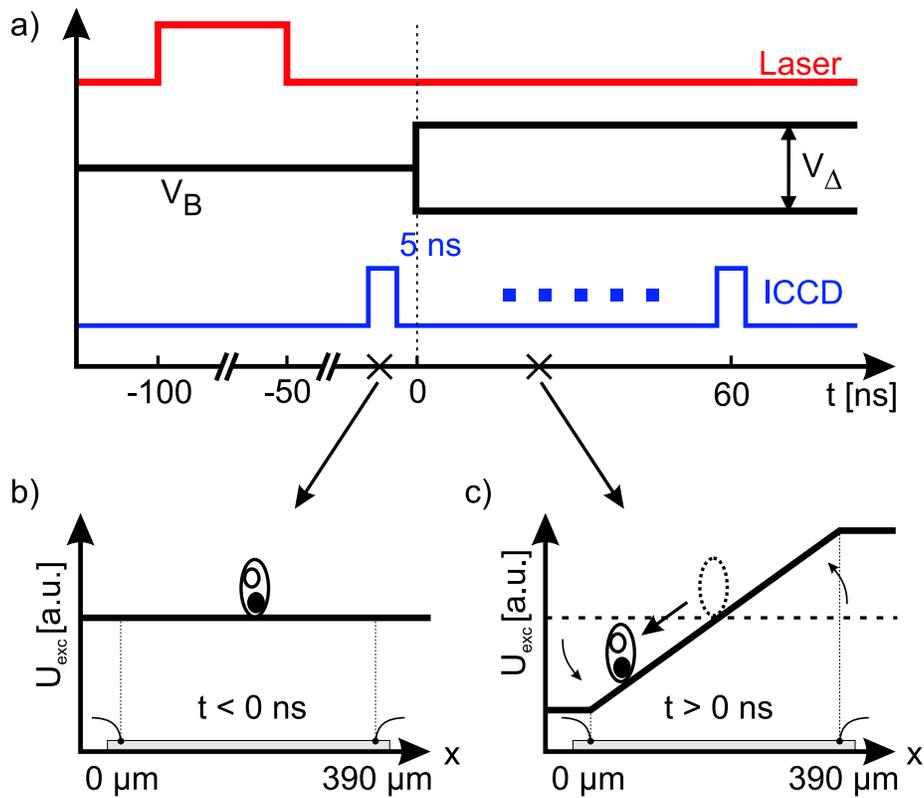


Abbildung 6.9: (a) Zeitlicher Ablauf des Experiments. (b) Für $t < 0$ ns ist das exzitoniche Potential U_{exc} (dick gezeichnete Linie) konstant aufgrund der verschwindenden Spannungsdifferenz $V_\Delta = 0$ am Gatterstreifen (grau). Es tritt keine gerichtete Driftbewegung auf. (c) Für $t > 0$ ns liegt eine Differenzspannung $|V_\Delta| > 0$ V über dem Gatterstreifen an. Es entsteht ein exzitonisches Gradientenpotential, das eine exzitonische Driftbewegung nach links treibt.

Driftende Exzitonenwolke

Abbildung 6.10 zeigt exemplarisch drei aufeinanderfolgende Momentaufnahmen der exzitonischen Verteilung, die mit der intensivierten CCD-Kamera zu den Zeitpunkten $t = 0$ ns (a), $t = 20$ ns (b), $t = 40$ ns (c), bezogen auf die Aktivierung des Driftfeldes, aufgezeichnet wurden. Die Temperatur der Probe beträgt 3,7 K, die angelegte Differenzspannung V_Δ ist auf 2 V eingestellt. Die Einzelbilder zeigen die lateral (vertikale Achse) und energetisch (horizontale Achse) aufgelösten Verteilungen der exzitonischen Photolumineszenz. In allen Abbildungen sind die Verteilungen bezüglich der horizontalen Achse verkippt. Dies belegt experimentell, daß ein laterales Gradientenpotential in der exzitonischen Energie vorliegt. Im Falle $V_\Delta = 0$ V, also für $t < 0$ ns, tritt keine Verkipfung auf. Aus dem Grad der Verkipfung der exzitonischen Wolke in den Abbildungen 6.10(b) und (c) kann ∇U_{exc} zu etwa $100 \mu\text{eV}/\mu\text{m}$ bestimmt werden. Sie ist mit der aus einer statischen Referenzmessung erhaltenen Steigung $\nabla U_{\text{exc}}^{\text{ref}} = (\partial U_{\text{exc}}/\partial V)_{\text{QCSE}} \cdot V_\Delta/L_{\text{trsp}} \approx 130 \mu\text{eV}/\mu\text{m}$ gut vereinbar (vgl. Gleichung 2.13). Die Größe L_{trsp} bezeichnet die Entfernung zwischen den Kontak-

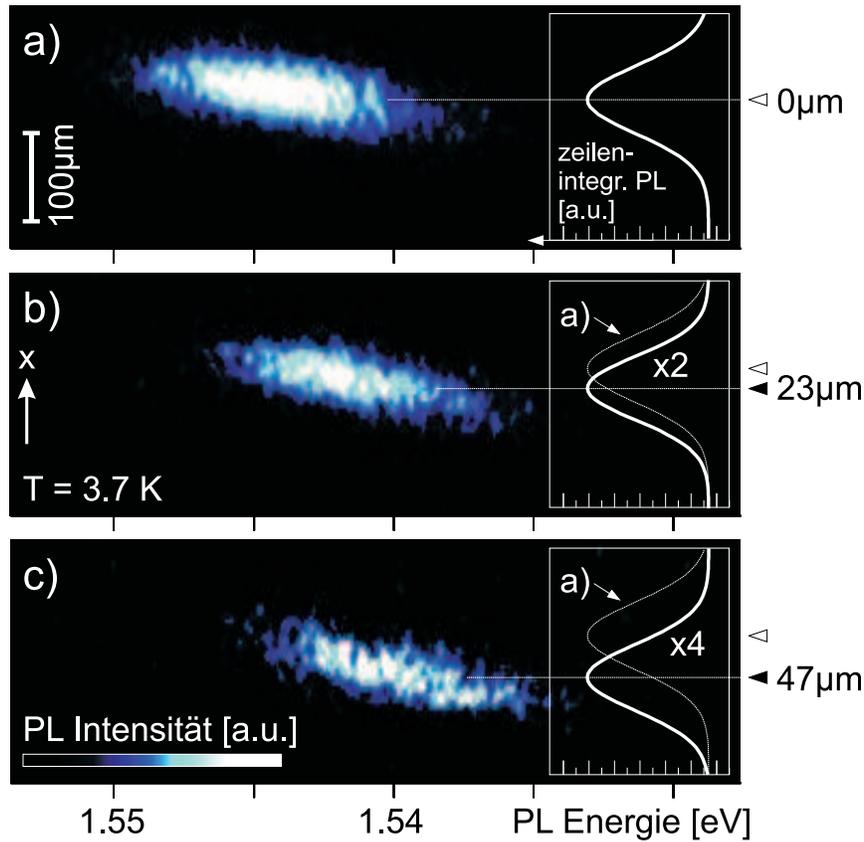


Abbildung 6.10: Zeitaufgelöste exzitonische Drift bei einer Temperatur $T = 3,7$ K. Dargestellt sind die Photolumineszenz-Verteilungen im Orts-Energie-Raum zu den Zeitpunkten $t = 0$ ns (a), $t = 20$ ns (b) und $t = 40$ ns (c), relativ zum Einschalten des Gradientenpotentials. Die Beibilder zeigen jeweils die energie-integrierte Darstellung der Daten (dick gezeichnete Kurven). In den Beibildern zu (b) und (c) ist als Referenz jeweils die Photolumineszenz-Verteilung zum Zeitpunkt $t = 0$ als dünne Kurve zusätzlich eingezeichnet. Nach [Gärtner (2006a)].

tierungen des Gatterstreifens, die effektiv für exzitonische Transportexperimente genutzt werden kann, und beläuft sich in dieser Probe auf $390 \mu\text{m}$. In Abbildung 6.10 ist zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (a) die Steigung der Verkippung offenbar geringer als zu den in (b) und (c) dargestellten späteren Zeitpunkten. Ursache hierfür ist die RC -Konstante des Gatterstreifens. Mit einem Wert von etwa 10 ns sorgt sie für ein entsprechend verlangsamtes Ansteigen des Gradientenpotentials. Nach $t = 20$ ns (b) ist das Zentrum der exzitonischen Wolke bereits um $(23,3 \pm 1,1) \mu\text{m}$ in $-\hat{x}$ -Richtung gedriftet und hat dabei seine Energie um etwa 2 meV abgesenkt. Nach weiteren 20 ns, zum Zeitpunkt $t = 40$ ns (c), hat die Wolke ihren Abstand zum Startpunkt auf $(47,4 \pm 1,8) \mu\text{m}$ verdoppelt und dabei insgesamt einen Energiebetrag von etwa 4 meV abgegeben. Eine genauere Analyse unter Einbeziehung sämtlicher Momentaufnahmen zeigt, daß sich das Zentrum der Wolke im Rahmen des Meßfehlers auf einer diagonalen Linie im Orts-Energie-Raum bewegt. Der zugehörige Gradient $(\partial U_{\text{exc}} / \partial V)_{\text{QCSE}}^{\text{drift}} = 25 \text{ meV/V}$ ist gut vereinbar mit dem in Gleichung 2.13 ge-

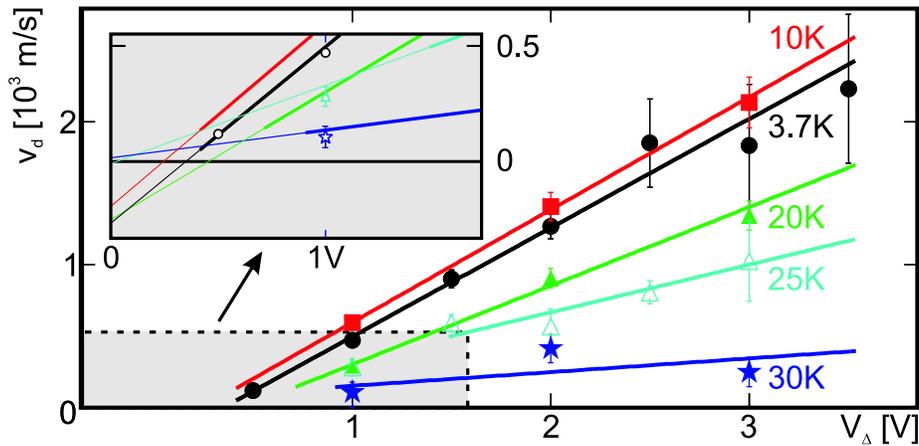


Abbildung 6.11: Gemessene exzitonische Driftgeschwindigkeit v_d als Funktion der Differenzspannung V_Δ über dem Gatterstreifen bei verschiedenen Temperaturen der Probe. Beibild: vergrößerte Darstellung des gestrichelt gekennzeichneten Bereichs. Die dünnen Linien stellen die linear interpolierte Driftgeschwindigkeit v_d im Bereich $V_\Delta = 0 \dots 0,5$ V dar. Aus [Gärtner (2006a)].

gefundenen Wert aus einer statischen Referenzmessung. Schließlich ist noch anzumerken, daß aufgrund der endlichen Lebensdauer der indirekten Exzitonen im Vergleich zu Abbildung (a) die Intensitäten in den Abbildungen (b) und (c) um einen Faktor 2 bzw. 4 abgenommen haben. Zusammengefaßt zeigen diese experimentellen Befunde, daß es mit dieser Methode möglich ist, spezifisch die Driftdynamik indirekter Exzitonen in abstimmbaren Gradientenpotentialen zu studieren.

6.3.3 Bestimmung der exzitonischen Driftgeschwindigkeit

Das vorgestellte Verfahren erlaubt die Messung der Position der Exzitonenwolke x als Funktion der Driftzeit $t = 0, 5, 10, \dots, 60$ ns. Aus der Steigung einer an diese Datenpunkte angepaßten Geraden erhält man direkt die exzitonische Driftgeschwindigkeit $v_d = \Delta x / \Delta t$. Der Einfluß der experimentell variierbaren Größen V_Δ und Temperatur ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Man stellt folgendes fest:

- Im Rahmen des experimentellen Fehlers steigt die Driftgeschwindigkeit v_d linear mit der am Gatterfinger angelegten Spannungsdifferenz V_Δ .
- Bei Temperaturen unter 20 K verschwindet die Driftgeschwindigkeit v_d schon bei endlichen Spannungsdifferenzen V_Δ über dem Gatterfinger (Beibild in Abbildung 6.11). Es findet keine Driftbewegung mehr statt, obwohl noch ein exzitonischer Potentialgradient ∇U_{exc} vorhanden ist. Auf diesen Effekt der thermischen Aktivierung wird in Abschnitt 6.3.7 eingegangen.
- Die exzitonische Driftgeschwindigkeit nimmt mit steigender Temperatur T ab. Auf

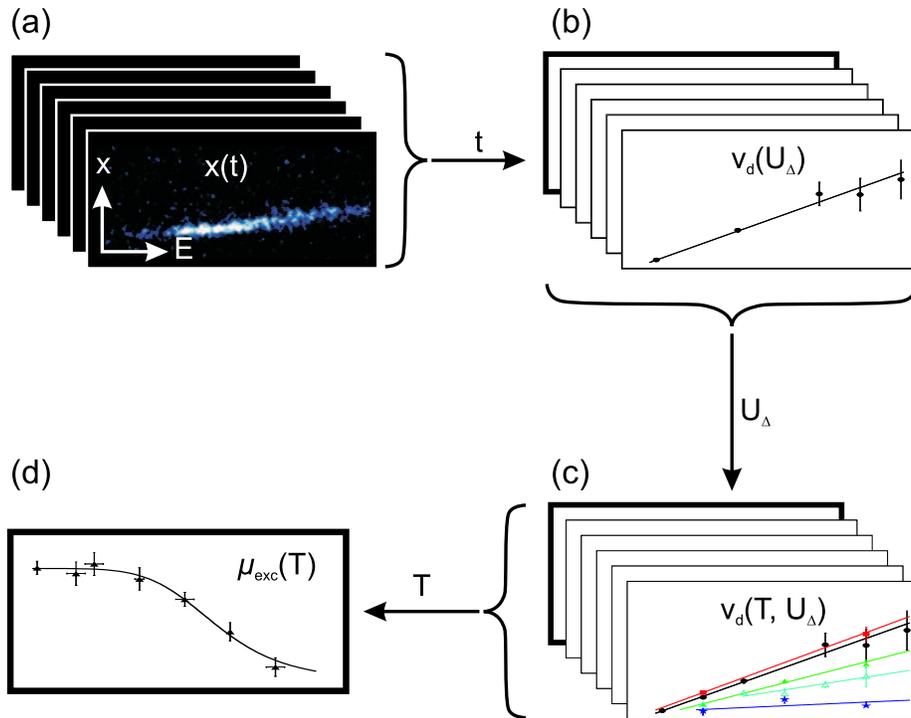


Abbildung 6.12: Die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der exzitonischen Mobilität $\mu_{exc}(T)$ erfolgt durch Messung der exzitonischen Photolumineszenz-Emission im gesamten Parameterraum, der durch die Größen Position x , Zeit t , Energie U_{exc} , Differenzspannung des Streifengatters V_Δ sowie Proben temperatur T aufgespannt wird. Die Parameter wurden entsprechend der Abfolge der Abbildungen (a) bis (d) systematisch durchgeföhrt. Details siehe Text.

diese Beobachtung wird im Rahmen der Diskussion der exzitonischen Mobilität in Abschnitt 6.3.5 eingegangen.

6.3.4 Bestimmung der exzitonischen Mobilität

Mittels Gleichung 6.19 läßt sich aus den jeweiligen Steigungen dv_d/dV_Δ der in Abbildung 6.11 dargestellten Meßdaten die exzitonische Mobilität μ_{exc} als Funktion der Temperatur T ermitteln. Die prinzipielle Vorgehensweise zur experimentellen Bestimmung der temperaturabhängigen Mobilität ist in Abbildung 6.12 zusammengefaßt und wird in dieser Reihenfolge durchgeföhrt:

- **Bestimmung der Driftgeschwindigkeit** (Abbildung 6.12(a) \rightarrow (b))
Zunächst wird, wie in Abschnitt 6.3.2 beschrieben, über Variation des Belichtungszeitpunkts t der intensivierten CCD-Kamera über den Zeitraum $t = -20 \dots +60$ ns hinweg die Bewegung der Exzitonewolke abgerastert. Aus einer derartigen, 16 Einzelaufnahmen umfassenden Serie von Messungen kann die exzitonische Driftgeschwindigkeit v_d für eine bestimmte Spannungsdifferenz V_Δ am Gatterstreifen und eine

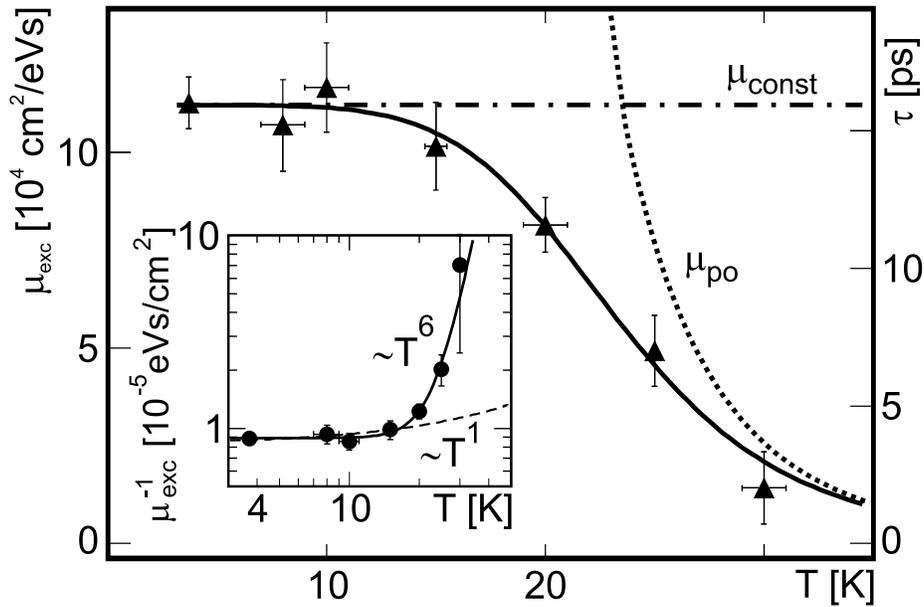


Abbildung 6.13: Gemessene Temperaturabhängigkeit der exzitonischen Mobilität μ_{exc} und der Streuzeit τ . Ein Modell zur Beschreibung der Mobilität von Exzitonen wurde an die Daten numerisch angepaßt (durchgezogene Kurve). Es basiert auf der Überlagerung zweier Steuprozesse μ_{const} und μ_{po} , deren Beiträge durch die entsprechenden Kurven repräsentiert werden. Das Beibild zeigt die Temperaturabhängigkeit der inversen exzitonischen Mobilität μ_{exc}^{-1} in doppelt logarithmischer Darstellung. Aus [Gärtner (2006a)].

bestimmte Temperatur T bestimmt werden.

- **Bestimmung der Mobilität** (Abbildung 6.12(b) \rightarrow (c))

Die in Abbildung 6.12(a) durchgeführte Meßreihe wird für verschiedene Spannungsdifferenzen $0 \text{ V} < V_{\Delta} < 3,5 \text{ V}$ in Abständen von $0,5 \text{ V}$ wiederholt. Aus einer derartigen Meßreihe von Driftgeschwindigkeiten $v_d(V_{\Delta})$ erhält man mittels Gleichung 6.18 die exzitonische Mobilität bei vorgegebener Temperatur T .

- **Die Mobilität als Funktion der Temperatur** (Abbildung 6.12(c) \rightarrow (d))

Die bisher durchgeführten Messreihen werden nun bei den Temperaturen $T = 3,7 \text{ K}$, 7 K , 10 K , 15 K , 20 K , 25 K und 30 K wiederholt. Messungen bei Temperaturen $T \gtrsim 30 \text{ K}$ sind aufgrund geringer Photolumineszenz-Intensität nicht eindeutig interpretierbar. Man erhält die exzitonische Mobilität μ_{exc} als Funktion der Temperatur T .

Die Auswertung der auf diese Weise gewonnenen Daten ist in Abbildung 6.13 graphisch dargestellt [Gärtner (2006a)]. Bei niedrigen Temperaturen im Bereich $3,7 \text{ K} < T \lesssim 10 \text{ K}$ wurde eine konstante Exzitonienmobilität von $\mu_{\text{exc}} \gtrsim 10^5 \text{ cm}^2/\text{eVs}$ festgestellt. Dieser Wert übersteigt in früheren Experimenten gemessene Werte für exzitonische Beweglichkeiten um mehr als den Faktor 200 [Hagn (1995)]. Dies stellt sowohl die hervorragende Qualität der Heterostrukturen als auch die hohe Effektivität hinsichtlich der Krafterzeugung auf Exzitonen heraus. Die über Gleichung 6.15 definierte Streuzeit $\tau = \mu_{\text{exc}} \cdot m_{\text{exc}}^*$ liegt bei $\gtrsim 15 \text{ ps}$,

wobei $m_{\text{exc}}^* \approx 0,25 m_e$ die effektive Exzitonenmasse und m_e die Ruhemasse des Elektrons bezeichnen. Eine Temperaturerhöhung auf über $T \gtrsim 10$ K hinaus führt zu einer Verringerung der Exzitonenmobilität μ_{exc} . Messungen oberhalb von etwa 40 K ließen aufgrund stark reduzierter Photolumineszenz-Intensität keine Aussagen über die Mobilität mehr zu.

6.3.5 Exzitonische Streumechanismen

Gemäß der Matthiesenschen Regel setzt sich die exzitonische Gesamtmobilität μ_{tot} bzw. die Gesamtstreuzeit τ_{tot} näherungsweise als Summe aus den jeweiligen Einzelbeiträgen μ_i bzw. τ_i , $i = 1, 2, \dots, n$, in folgender Weise zusammen:

$$\frac{1}{\mu_{\text{tot}}} = \sum_i^n \frac{1}{\mu_i} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{\text{tot}} = \sum_i^n \tau_i \quad . \quad (6.20)$$

Entsprechend Gleichung 6.20 wurde die exzitonische Mobilität μ_{exc} für den Fall von zwei maßgeblichen Streukomponenten, $n = 2$, als Funktion der Temperatur T angesetzt,

$$\mu_{\text{exc}}(T) = \underbrace{A_1 \cdot T^{B_1}}_{\mu_{\text{const}}} + \underbrace{A_2 \cdot T^{B_2}}_{\mu_{\text{po}}} \quad , \quad (6.21)$$

und an die in Abbildung 6.13 gezeigten Daten angepaßt (durchgezogene Linie). Für den konstanten Teil der Kurve wird $B_1 = 0$ angenommen. A_1, A_2 und B_2 stellen die für den Anpassungsprozeß freien Parameter dar. Der erste Term beschreibt den konstanten Anteil μ_{const} der Gesamtmobilität im Bereich $T \lesssim 10$ K (gestrichelt-gepunktete Linie), der zweite Term hingegen den abklingenden Anteil μ_{po} für $T \gtrsim 10$ K (gepunktete Linie). Einsetzen der durch den Anpassungsprozeß ermittelten Werte für B_1 und B_1 in Gleichung 6.21 ergibt für die exzitonische Mobilität μ_{exc} folgenden funktionalen Zusammenhang mit der Temperatur T :

$$\mu_{\text{exc}}(T) = A_1 + A_2 \cdot T^{-6,4 \pm 1,1} \quad . \quad (6.22)$$

Er ist in Abbildung 6.13 graphisch dargestellt (durchgezogene Linie).

Tabelle 6.1 gibt einen Literaturüberblick über die exzitonischen Streumechanismen nebst deren jeweiligem Einfluß auf die Mobilität μ_{exc} , die sich gemäß der Matthiesenschen Regel (Gleichung 6.20) zu einer exzitonischen Gesamtmobilität addieren. Für die Mobilität der Exzitonen konnten folgende, in Tabelle 6.1 mit „✓“ versehene dominierende Prozesse identifiziert werden:

- Die konstante Mobilität μ_{const} wird durch exzitonische Streuung an der Legierungsbarriere verursacht. Dieser Streumechanismus ist temperaturunabhängig und dominiert die Mobilität der Exzitonen μ_{exc} im Bereich von Temperaturen $T \lesssim 10$ K [Hillmer (1989, 1990)].
- Der im Temperaturbereich $T \gtrsim 10$ K einsetzende Abfall der exzitonischen Mobilität kommt durch Streuung an polar-optischen Phononen² zustande (μ_{po}). Die T^{-6} -

²Optische Gitterschwingungsmoden in polaren Halbleitern

Streumechanismus Streuung an...	Temperatur- Einfluß	Bedeutung für μ_{exc}	Referenzen
... Grenzschichtrauhigkeiten	$\propto T^{+3,4}$	✘	[Basu und Ray (1991)]
... Verunreinigungen	$\propto T^{+1}$	✘	[Hillmer (1989, 1990)]
... akustischen Phononen	$\propto T^{-1}$	✘	[Hillmer (1989, 1990)]
... der Legierungsbarriere	$\propto T^0$	✓	[Hillmer (1989, 1990)]
... optischen Phononen	$\propto T^{-6}$	✓	[Lee (1983)]

Tabelle 6.1: Exzitonische Streumechanismen und deren Einfluß auf die Mobilität als Funktion der Temperatur T . Die mit „✓“ gekennzeichneten Mechanismen sind maßgebend für die beobachtete exzitonische Mobilität, die mit „✘“ sind vernachlässigbar.

Abhängigkeit dieses Streumechanismus steht in hervorragendem Einklang mit den Daten. Das polar-optische Phononenspektrum wird in Übereinstimmung mit der Beobachtung erst bei hohen Temperaturen relevant aufgrund der hohen Energie der Anregungsquanten. Aufgrund ihres Dipolfeldes koppeln optische Phononen an das Dipolmoment indirekter Exzitonen und sorgen für effiziente Streuung [Lee (1983)].

Die verbleibenden Streumechanismen, in Tabelle 6.1 mit „✘“ gekennzeichnet, sind offenbar vernachlässigbar, da entsprechende Temperaturabhängigkeiten in den Daten nicht identifiziert werden konnten. Dies gilt insbesondere für die exzitonische Streuung an akustischen Phononen. Die gestrichelte Kurve im Beibild zu Abbildung 6.13 zeigt deren T^{-1} -Abhängigkeit für die inverse Mobilität $1/\mu_{\text{exc}}$ in doppelt logarithmischer Darstellung. Die Kurve ist nicht vereinbar mit dem beobachteten T^{-6} -Verhalten der Mobilität.

6.3.6 Abschätzung der Diffusionskonstante

Die Diffusionskonstante D_{exc} und die Mobilität μ_{exc} sind über die Einstein-Relation

$$D_{\text{exc}} = \mu_{\text{exc}} \cdot k_{\text{B}}T \quad (6.23)$$

miteinander verknüpft, wobei k_{B} für die Boltzmann-Konstante steht. In den verwendeten qualitativ sehr hochwertigen Heterostrukturen wurde bei einer Temperatur von $T = 3,7 \text{ K}$ die Diffusionskonstante zu $D_{\text{exc}} \approx 30 \text{ cm}^2/\text{s}$ bestimmt. Sie ist um einen Faktor von etwa 100 größer als in Experimenten in vergleichbaren Materialsystemen, in denen die diffusive Expansion exzitonischer Systeme untersucht wurde [Vörös (2005)].

6.3.7 Mobilitätsschwelle und thermische Aktivierung

Wie bereits in Abschnitt 6.3.3 festgestellt wurde, sind hinsichtlich der erforderlichen Mindestkraft für das Einsetzen exzitonischer Drift zwei Temperaturbereiche zu unterscheiden:



Abbildung 6.14: Fluktuationen im exzitonischen Potential U_{exc} , verursacht durch Rauigkeiten an den Grenzflächen in der aktiven Region der Heterostruktur, können verantwortlich für das Auftreten der Mobilitätsschwelle sein.

- **„Niedertemperatur“-Bereich** ($T \lesssim 20 \text{ K}$)
Die angepaßten Funktionen weisen y-Achsen-Abschnitte $< 0 \text{ cm}^2/\text{eVs}$ auf. Sie schneiden die V_{Δ} -Achse bei positiven Werten der Differenzspannung, d. h. exzitonische Drift setzt erst ab einem bestimmten Mindestwert der Differenzspannung V_{Δ} ein.
- **„Hochtemperatur“-Bereich** ($T \gtrsim 20 \text{ K}$)
In diesem Temperaturbereich schneiden die interpolierten Funktionen den Ursprung. Exzitonische Drift tritt über dem gesamten Bereich der Differenzspannung $0 \text{ V} < V_{\Delta} < 3,5 \text{ V}$ auf.

Probenintrinsische Potentialfluktuationen

Eine mögliche Erklärung für das Auftreten der Mobilitätsschwelle im Niedertemperatur-Bereich $T \lesssim 20 \text{ K}$ ist in probenintrinsischen Rauigkeiten zu suchen, die an den Grenzflächen der Quantentöpfe auftreten. Über Schwankungen in der Dicke und in der genauen Legierungszusammensetzung der GaAs/AlGaAs-Schichten, die beim molekularstrahlepitaktischen Wachstum der Probe unvermeidbar sind, kommt es zu Fluktuationen im exzitonischen Potential U_{exc} (vgl. Gleichung 2.4) [Snoke (2005); Kash (1991)], wie in Abbildung 6.14) skizziert. Das Auftreten einer Driftbewegung erfordert die Überwindung der Potentialrauhigkeit durch das Anlegen einer Aktivierungsspannung $V_{\Delta}^{\text{activ}}$, unterhalb der keine Driftbewegung zu beobachten ist. Der Effekt weist Analogien zu Reibungseffekten in der klassischen Mechanik auf. Unterhalb einer Mindestkraft haftet ein Körper auf der Unterlage und widersetzt sich der äußeren Kraft. Dies ist der Fall der Haftreibung. Erst mit Überschreitung dieser Mindestkraft wird die Haftung überwunden, und es kommt zu einer gleitenden Bewegung des Körpers (Gleitreibung). In Analogie zur klassischen Mechanik bedeutet das Überschreiten der Aktivierungsspannung $V_{\Delta}^{\text{activ}}$ im Falle exzitonischer Dynamik den Übergang vom Haft- ins Gleitreibungsregime. Oberhalb der Aktivierungsspannung $V_{\Delta}^{\text{activ}}$ ist ein Anwachsen der Driftgeschwindigkeit proportional zu $V_{\Delta} - V_{\Delta}^{\text{activ}}$ zu beobachten (vgl. auch Abschnitt 6.2.3).

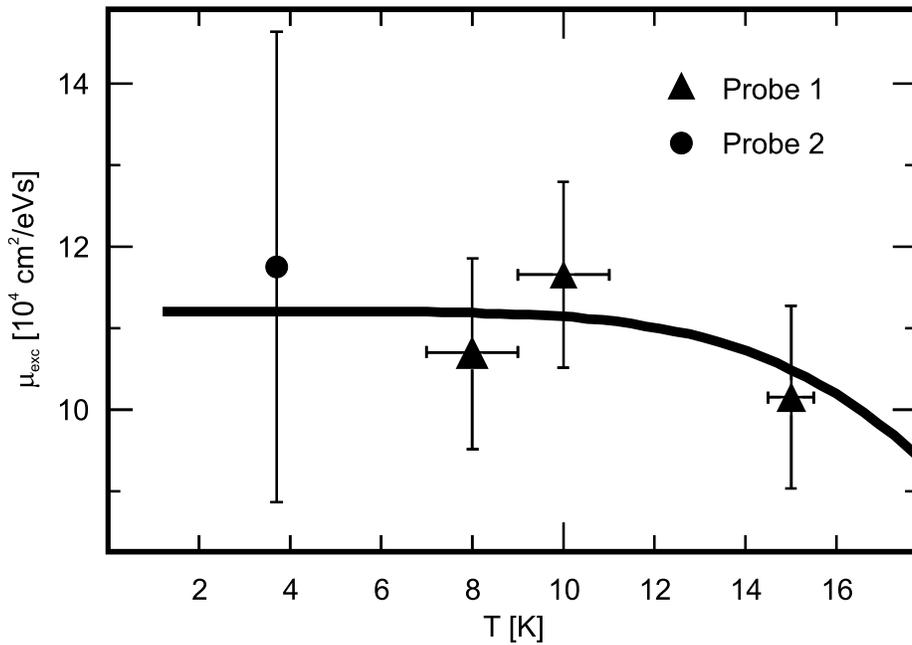


Abbildung 6.15: Test auf Reproduzierbarkeit der Mobilitätsmessungen anhand einer weiteren Probe („Probe 2“) bei einer Temperatur von $T = 3,7$ K. Die durchgezogene Kurve sowie die Datenpunkte „Probe 1“ stammen aus dem Temperaturbereich konstanter Mobilität μ_{exc} von Abbildung 6.13.

Thermische Aktivierung

Im Bereich hoher Temperaturen $T \gtrsim 20$ K ist die Mobilitätsbarriere nicht vorhanden. Die kinetische Energie von Exzitonen $U_{\text{exc}}^{\text{therm}}$ entspricht der Kristalltemperatur T gemäß $U_{\text{exc}}^{\text{therm}} \approx k_{\text{B}}T$, wobei k_{B} die Boltzmann-Konstante ist. Thermisch aktivierte exzitronische Drift ohne Mobilitätsbarriere tritt auf, sobald die thermische Energie $U_{\text{exc}}^{\text{therm}}$ vergleichbar mit der Tiefe der Fluktuationen U_{flukt} wird, d. h. $U_{\text{exc}}^{\text{therm}} \gtrsim U_{\text{flukt}}$. Die Fallenpotentiale können dann nicht mehr für exzitronischen Einschluß sorgen. Thermische Aktivierung findet oberhalb von $T \approx 20$ K statt, sodaß sich die energetische Tiefe der exzitronischen Potentialfluktuationen zu

$$U_{\text{flukt}} \approx k_{\text{B}}T \approx 1,7 \text{ meV} \quad (6.24)$$

abschätzen läßt. Die Potentialfluktuationen des vorliegenden Heterostrukturmaterials sind klein im Vergleich zu in anderen Experimenten erhaltenen Werten (siehe [Snook (2005)]) und stellt deren hohe Qualität heraus.

6.3.8 Test auf Reproduzierbarkeit

Anhand einer weiteren Probe, im folgenden als „Probe 2“ bezeichnet, wurde die oben vorgestellte Methode zur experimentellen Bestimmung der exzitronischen Mobilität μ_{exc} für die

Temperatur $T = 3,7$ K überprüft. „Probe 2“ unterscheidet sich von der oben verwendeten, hier als „Probe 1“ bezeichneten Probe lediglich durch eine geänderte Länge des Gatterstreifens, die von $500 \mu\text{m}$ auf $L'_{\text{trsp}} = 1000 \mu\text{m}$ vergrößert wurde. Sie ist aus demselben Heterostrukturmaterial „11-05-02.2“ gefertigt worden, dessen Aufbau in Kapitel 3 erläutert ist. Im Rahmen des Probenwechsels im Kryostatsystem war eine vollständige Stilllegung in Verbindung mit einem anschließenden erneuten Hochfahren sämtlicher Komponenten des experimentellen Aufbaus erforderlich. Abbildung 6.15 ist zu entnehmen, daß die mit Probe 2 erhaltene exzitonische Mobilität im Rahmen der Meßgenauigkeit kompatibel mit den Daten der Probe 1 ist. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist somit gegeben.

Kapitel 7

Fallenpotentiale für Exzitonen

In diesem Kapitel wird eine neuartige experimentelle Methode vorgestellt, die den elektrostatischen Einschluß langlebiger Exzitonen in linienförmigen Fallen ermöglicht. Ausgangspunkt ist dabei die Halbleiterheterostruktur „11-05-02.2“, die ein gekoppeltes Quantentopfsystem enthält und in eine Feldeffektstruktur eingebettet ist. Durch geeignete Mikrostrukturierung einer zusätzlichen dünnen SiO_2 -Schicht an der Oberfläche des Halbleitermaterials gelingt die Herstellung linienförmiger Fallen für Exzitonen mit harmonischem Einschlußpotential in transversaler Richtung. Das Fallenverhalten läßt sich in-situ auf einfache Weise elektrisch über extern angelegte Gatterspannungen steuern. Die hier experimentell untersuchten Fallenpotentiale übertreffen die in anderen Experimenten untersuchten Fallen beispielsweise bezüglich der Federkonstante um mehrere Größenordnungen und lassen dieses Verfahren somit als aussichtsreichen Kandidaten für die Erzeugung von Fallen für Bose-Einstein-Kondensation erscheinen. Dazu müssen diese Fallen in einem weiteren Schritt für quasi-punktförmigen Einschluß weiterentwickelt werden. Aufgrund der zu erwartenden exzellenten Fallenparameter und des hohen Maßes an Flexibilität stellt diese Technik einen vielversprechenden Schritt auf dem Weg zur exzitonischen Bose-Einstein-Kondensation dar.

7.1 Überblick über Methoden zum exzitonischen Einschluß

Seit den Arbeiten von Keldysh und Kozlov zur Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen [Keldysh und Kozlov (1968)] besteht ein besonderes Interesse an experimentellen Realisierungsmöglichkeiten für effiziente exzitonische Fallen. Zum einen stellt ein räumlicher Einschluß eine notwendige Voraussetzung für exzitonische Bose-Einstein-Kondensation dar. In reinen zweideimensionalen Systemen kann keine exzitonische Bose-Einstein-Kondensation eintreten. Dies wird erst durch einen Bruch der Translationsinvarianz, beispielsweise mittels einer Falle, möglich (siehe [Moskalenko und Snoke (2000)] und [P. Nozières in Griffin (1995)]). Zum anderen sind die beweglichen indirekten Exzitonen in gekoppelten Quantentopfsystemen bestrebt, aufgrund der zwischen ihnen wirkenden Dipol-Dipol-Abstoßung ihren Abstand voneinander zu vergrößern (siehe Abschnitt 2.3.5). Folglich

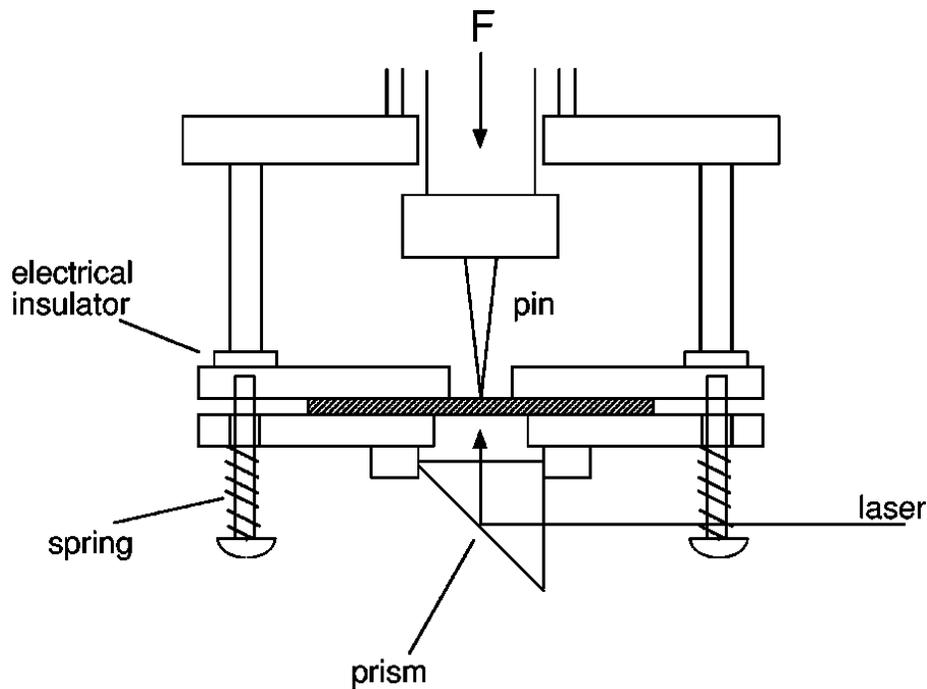


Abbildung 7.1: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung einer verspannungsinduzierten Falle für Exzitonen. Eine mit der Kraft F auf die schraffiert dargestellte Probe gepreßte Nadel („pin“) erzeugt über lokale Scherverspannung ein Potentialminimum für Exzitonen. Abbildung aus [Negoita (1999a)].

wird sich eine optisch generierte, anfänglich dichte Wolke aus Exzitonen rasch ausdehnen, sodaß die exzitonische Dichte n_{exc} schnell abnimmt und unterhalb die kritische Dichte $n_{\text{exc}}^{\text{krit}}$ fällt, die zur Realisierung exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation mindestens erforderlich ist. Der eindeutige Nachweis exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation ist bisher nicht gelungen. Ein Grund liegt in der noch nicht ausreichenden Effizienz und Flexibilität der realisierten exzitonischen Fallen, die die Herstellung der nötigen Randbedingungen für exzitonische Bose-Einstein-Kondensation bisher nicht ermöglichten.

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über experimentelle Methoden für exzitonischen Einschluß. Dabei werden sowohl die grundlegenden Prinzipien als auch die wesentlichen Vor- und Nachteile der einzelnen Methoden erläutert.

7.1.1 Verspannungsinduzierte Fallenpotentiale

Durch mechanisch applizierte Verspannungen können in Cu_2O -Strukturen [Trauernicht (1983)] und in GaAs-Heterostrukturen exzitonische Fallen erzeugt werden [Kash (1988); Negoita (1999a,c); Vörös (2006)]. In Abbildung 7.1 ist exemplarisch ein Versuchsaufbau dargestellt, der in der Arbeitsgruppe um D. Snoke zur Erzeugung abstimmbarer Fallenpotentiale für Exzitonen eingesetzt wird [Negoita (1999a)]. Die gekoppelten Quantentöpfe der Probe, die in einer Tieftemperaturanordnung eingespannt ist, werden lokal mechani-

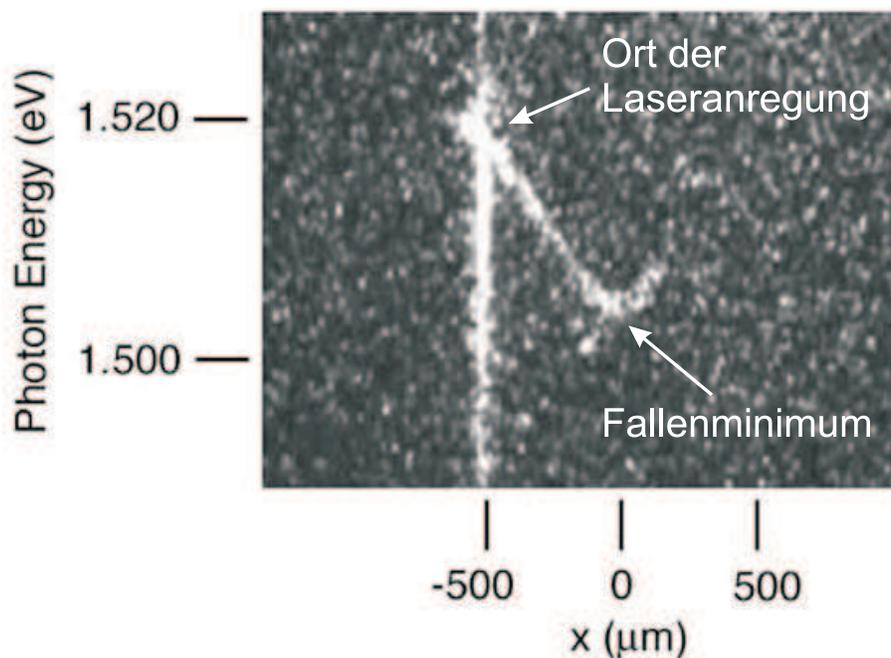


Abbildung 7.2: Harmonisches Einschlußpotential einer verspannungsinduzierten Falle (aus [Snoke (2005)]). Der parabolische Verlauf des Potentials in der Umgebung des Minimums läßt sich durch einen harmonischen Oszillator mit einer Federkonstante $k = 0,031 \text{ keV/cm}^2$ annähern.

schen Scherverspannungen ausgesetzt, indem eine Nadel („pin“) mit der Kraft F auf die Oberfläche gedrückt wird. Über das Deformationspotential kommt es durch die inhomogene Verspannung zur Bildung eines lokalen Minimums in der exzitonischen Energie [Negoita (1999b); Pollak und Cardona (1968)]. Eine zusätzliche energetische Absenkung über den „quantum confined Stark“ Effekt wird über das Anlegen einer Spannung an die Nadel erreicht.

In summa können auf diese Weise Fallenpotentiale für Exzitonen geschaffen werden wie in Abbildung 7.2 dargestellt [Snoke (2005)]. Im Bereich des Fallenzentrums läßt sich der parabolische Energieverlauf gut durch den harmonischen Oszillator annähern. Auf diese Weise induzierte harmonische Fallenpotentiale weisen Federkonstanten von $k = 0,031 \text{ keV/cm}^2$ auf. Dies entspricht einer Quantisierungsenergie des harmonischen Oszillators von $\hbar\omega = \hbar\sqrt{k/m_{\text{exc}}} \approx 0,3 \mu\text{eV}$. Diese Methode zur Erzeugung einer Falle ermöglicht prinzipiell ein in-situ Abstimmen des Fallenpotentials über eine Variation der Anpreßkraft F der Nadel auf die Probenoberfläche. Da dies auf mechanischem Wege in kryogener Umgebung geschieht, ist die beschriebene Methode zum Durchstimmen des Fallenpotentials experimentell aufwendig und langsam im Vergleich zu elektrostatischen Schaltvorgängen.

7.1.2 Variation der Quantentopfdicke

Eine naheliegende Methode zur Erzeugung eines exzitonischen Einschlußpotentials besteht in der lateralen Variation der Dicke der Quantentöpfe [Zhu (1995)]. Eine lokale Verbreiterung der Quantentöpfe senkt zum einen die Quantisierungsenergie E_Q entsprechend Gleichung 2.4 ab. Zum anderen wird der effektive Abstand $d_{\text{eff}}^{\text{max}}$ der Ladungsträger des Exzitons vergrößert, sodaß eine zusätzliche energetische Reduktion des Exzitons gemäß Gleichung 2.11 stattfindet. Zusammengenommen entsteht ein lokales Einschlußpotential.

Ein großer Nachteil der Methode besteht in stark eingeschränkten Design-Möglichkeiten hinsichtlich des Fallenpotentials. Lokale laterale Variationen in der Quantentopfbreite sind im molekularstrahlepitaktischen Wachstumsverfahren nur mit großem Aufwand realisierbar. Auf derartig gefertigten Probenstrukturen sind die Fallen für den ganzen Wafer fest vorgegeben und können später nicht mehr beeinflußt werden. Eine Änderung der Fallen-geometrie oder eine kontinuierliche Variation der Fallenstärke während eines Experiments ist nicht möglich.

7.1.3 Intrinsische oder „natürliche“ Fallenpotentiale

Im Rahmen des Wachstumsprozesses eines Heterostrukturwafers im Molekularstrahlepitaxie-Verfahren lassen sich laterale Fluktuationen in der Quantentopfdicke nicht ausschließen. Ähnlich wie in Abbildung 6.14 schematisch gezeigt, übertragen sich diese Rauigkeiten an den Grenzschichten auf das exzitonische Potential, sodaß es statistisch vereinzelt auch zu größeren Fluktuationen kommt, die effiziente exzitonische Fallen darstellen können. Diese Fallen sind intrinsisch durch das Probenwachstum vorgegeben. Da beim Wachstum keine Manipulationen bezüglich der räumlichen Lage der Fallen stattfinden können, werden sie auch als „natürliche Fallen“ bezeichnet. In der Gruppe um L. V. Butov werden derartige Strukturen umfassend studiert [Butov (2002b)]. Die gekoppelten Quantentöpfe der gesamten Mesa werden durch kontinuierliche, nicht-resonante Laserbeleuchtung mit langlebigen Exzitonen bevölkert. Das emittierte Photolumineszenz-Licht wird orts- und energieaufgelöst gemessen (Abbildung 7.3). Man erkennt, daß die Photolumineszenz zu einem erheblichen Anteil aus einer klar umgrenzten, ca. $10 \mu\text{m}$ großen Region stammt. In dieser Region, der natürlichen Falle, kommt es zu einer Ansammlung von Exzitonen und damit zu einer starken Emission von Photolumineszenz-Licht.

Durchstimmbare Fallen, die zur detaillierten Untersuchung der Einschlußdynamik nötig und zur Entwicklung von Fallenpotentialen für exzitonische Bose-Einstein-Kondensation hilfreich sind, können mit dieser Methode jedoch nicht realisiert werden.

7.1.4 Magnetische Fallen

Räumlich inhomogene Magnetfelder werden mittlerweile routinemäßig eingesetzt, um eine Vielzahl verschiedener Objekte effizient räumlich einzuschließen. Dies umfaßt Atome, Moleküle, Plasmen und sogar lebendige biologische Systeme [Berry und Geim (1997)]. Besondere Beachtung fanden magnetische Fallensysteme im Jahre 1995 im Rahmen der Er-

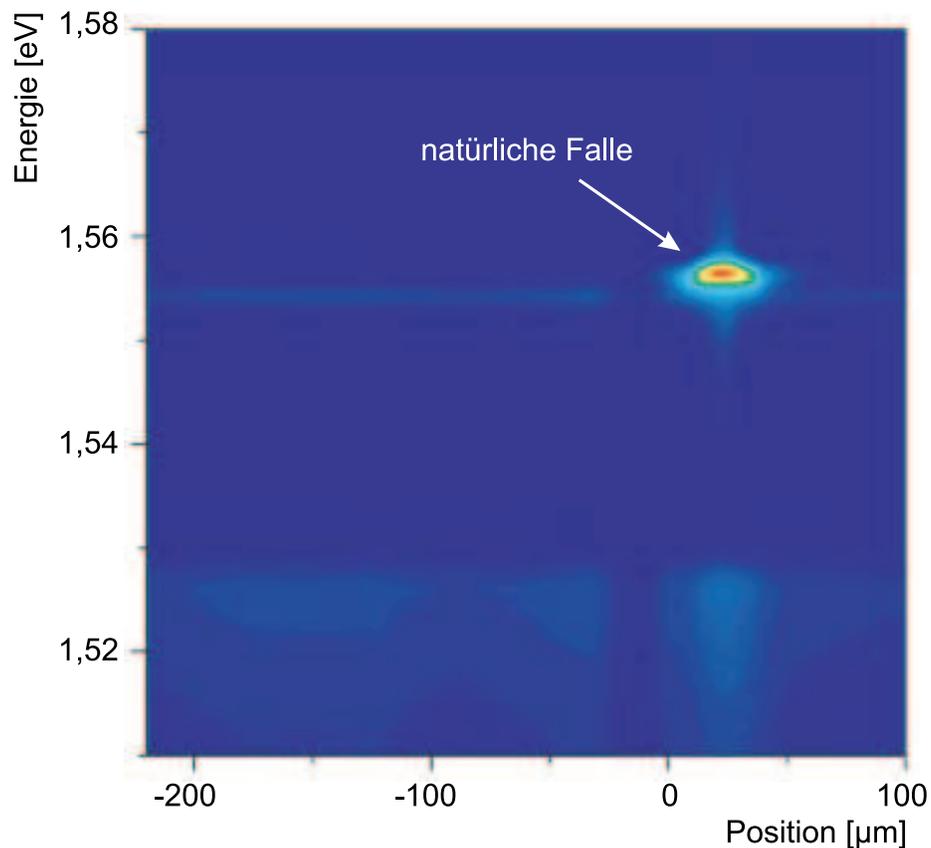


Abbildung 7.3: Photolumineszenz-Emission einer „natürlichen Falle“, die durch probenintrinsiche Fluktuationen im exzitonischen Potential definiert ist. Exzitonen werden auf dem gesamten aktiven Bereich der Probe optisch angeregt und konzentrieren sich in einem kleinen Bereich des Orts-Energie-Raumes, der natürlichen Falle. Abbildung aus [Butov (2002b)].

zeugung eines Bose-Einstein-Kondensates aus Rubidium-Atomen [Anderson (1995)]. Der zugrundeliegende physikalische Mechanismus dieses Fallentyps beruht auf der Magnetfeldabhängigkeit der freien Energie des einzuschließenden Teilchens und kann zur Erzeugung einer Potentiallandschaft genutzt werden. Die Kraft F , die auf das Teilchen wirkt, beträgt $-M\nabla B$, wobei M die Magnetisierung des Teilchens und ∇B den Gradienten des angelegten Magnetfelds B bezeichnen, und ist im Falle diamagnetischer Teilchen stets in Richtung des schwächeren Magnetfeldes gerichtet. Durch dieses Verhalten werden in diesem Zusammenhang diamagnetische Teilchen auch als „low-field-seeker“ bezeichnet – Teilchen, die Bereiche niedriger (magnetischer) Feldstärke aufsuchen.

In [Christianen (1998)] wird experimentell gezeigt, daß auch Exzitonen in einem auf der Mikrometerskala inhomogenen Magnetfeld aufgrund ihres diamagnetischen Verhaltens Transportphänomene zeigen (eine theoretische Abhandlung findet sich in [Freire (2000)]). Dazu wurden Exzitonen optisch in einem oberflächennahen, 8 nm-breiten $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ -Quantentopf einer Probe erzeugt, auf deren Oberfläche ein polykristalliner Streifen des Metalls Dysprosium mit einer Breite von $25 \mu\text{m}$ fixiert wurde. Die Anordnung wird bei

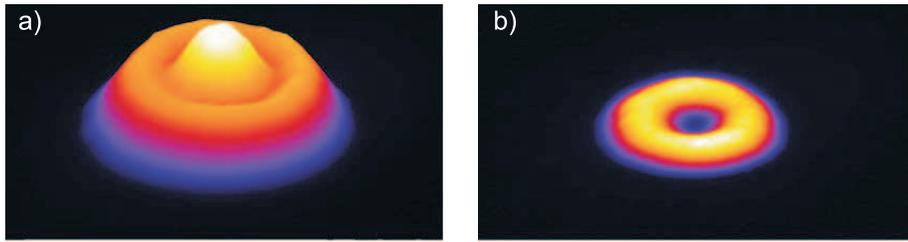


Abbildung 7.4: Photolumineszenz-Emission laserinduzierter Fallen für Exzitonen. Die Laseranregung erfolgt jeweils in dem äußeren ringförmigen Bereich. (a) Bei hohen Anregungsleistungen kommt es zur Ausbildung einer dynamischen Falle für Exzitonen in der Mitte des Rings (zentrales Photolumineszenz-Maximum). (b) Die Falle verschwindet, wenn eine bestimmte Anregungsleistung unterschritten wird. Es ist nurmehr die ringförmige Photolumineszenz-Emission des Anregungsbereichs zu beobachten. Abbildung aus [Hammack (2006b)].

einer Temperatur von 4 K einem Magnetfeld von 7 T ausgesetzt, wobei an der Position des Dysprosium-Streifens eine lokale Erhöhung des Magnetfeldes in der Ebene des Quantentopfs um $\Delta B = 0,8$ T entsteht. Es wurde über orts- und energieauflösende Photolumineszenz-Messungen gezeigt, daß sich die exzitonische Energie mit der beschriebenen Anordnung in der Größenordnung von 1 meV in lateraler Richtung manipulieren läßt, wobei sich das energetische Maximum an der Position des Dysprosium-Streifens befindet. Lateraler exzitonischer Transport, der vom Dysprosium-Streifen wegführt, wurde nachgewiesen. Derartig erzeugte Magnetfeldgradienten erzeugen exzitonische Kräfte von $0,4 \text{ meV}/\mu\text{m}$ [Pulizzi (2000)].

Die vorgestellte Anordnung stellt gewissermaßen eine exzitonische „Anti-Falle“ dar, da sie abstoßend auf Exzitonen wirkt und nicht geeignet ist, Exzitonen räumlich einzuschließen. Es bleibt weiterhin eine Herausforderung, basierend auf magnetischen Feldern effiziente Fallengeometrien für Exzitonen zu entwickeln, die für exzitonische Kondensationsexperimente geeignet sind.

7.1.5 Laser-induzierte Fallenpotentiale

Eine aktuelle Entwicklung ist der Einschluß von Exzitonen durch optisch induzierte Fallen [Hammack (2006b)]. Dabei wird in einer gekoppelten GaAs-Quantentopfstruktur ein ringförmiger Bereich, der sogenannte „Pump-Ring“, mit einem Durchmesser von etwa $30 \mu\text{m}$ und einer Ringbreite von etwa $7 \mu\text{m}$ mit einem Laser beleuchtet und in Folge mit indirekten Exzitonen bevölkert. Das Fallenpotential entsteht durch die abstoßende Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Exzitonen untereinander. In dem „Pump-Ring“ ist die Abstoßung aufgrund der hohen Dichte besonders groß. Im Bild des exzitonischen Potentials U_{exc} befindet sich hier ein Maximum der exzitonischen Energie. In radialer Richtung nimmt das Potential U_{exc} aufgrund sich verringernder Exzitonendichte ab und bildet in der Mitte des Rings ein energetisches Minimum, das Zentrum der Falle, von dem eine intensive Photolumineszenz-Emission ausgeht (Abbildung 7.4(a)). Unterhalb einer bestimmten Mindestleistung des PumpLasers kommt es zu keiner Photolumineszenz-Emission (b). Da die

Falle dynamisch durch die hohe Exzitonendichte in dem begrenzenden Pump-Ring entsteht, müssen laufend Exzitonen nachgeliefert werden. Daher muß der Laser im Dauerstrichbetrieb arbeiten, was mit einer lokalen Aufheizung der Probe einhergehen könnte.

7.1.6 Elektrostatich induzierte Fallenpotentiale

Mittels geeignet strukturierter Oberflächengatter auf Halbleiterheterostrukturen lassen sich Feldeffektstrukturen realisieren, die über elektrostatiche Felder die Steuerung der exzitonischen Verteilung in einer lateralen Raumrichtung, bezogen auf die Quantentopfebene, ermöglichen (siehe Abschnitt 6.1 und [Zimmermann (1997a,b, 1998)]). In [Huber (1998); Hammack (2006a)] wird dieser Ansatz weitergeführt, um räumlich indirekte Exzitonen in dem Zentrum einer lateral-radialen Falle zu konzentrieren. Grundlage zur Erzeugung elektrostatich induzierter Fallenpotentiale ist stets eine laterale Variation des vertikalen elektrischen Feldes E_{\perp} . Das Maximum des vertikalen elektrischen Feldes E_{\perp} stellt das Zentrum der Falle dar, da Exzitonen, vermittelt durch den „quantum confined Stark“ Effekt, als sogenannte „high-field-seeker“ stets Bereiche mit maximaler vertikaler elektrischer Feldstärke E_{\perp} aufsuchen und sich dort ansammeln, wie in Abschnitt 2.3.3 erläutert. Um einen effizienten Einschluß in energetisch tiefliegenden Fallenzentren zu erhalten, sind möglichst große Gradienten des vertikalen elektrischen Feldes ∇E_{\perp} wünschenswert. Ein großer Vorteil elektrostaticher Fallen gegenüber den Fallen nach den oben vorgestellten Methoden liegt in den exzellenten Manipulationsmöglichkeiten des Fallenpotentials bezüglich Energie und Zeit, die in-situ über Variation der Elektrodenspannungen unkompliziert vorgenommen werden können. Dies könnte evaporatives Kühlen eingeschlossener Exzitonen ermöglichen; eine Methode, die im Forschungsfeld der Bose-Einstein-Kondensation von Alkaligasen sehr erfolgreich eingesetzt wird [Cornell und Wieman (2002); Ketterle (2002)]. Die Verwendung lateral strukturierter Elektrodenanordnungen ermöglicht ein hohes Anpassungsmaß der geometrischen Gestaltung der Fallenpotentiallandschaft an die Erfordernisse des Experiments.

Problematisch bei der Erzeugung effizienter exzitonischer Fallen auf der Grundlage von Feldeffektanordnungen ist die Tatsache, daß mit lateralen Gradienten des vertikalen elektrischen Feldes stets auch laterale elektrische Felder E_{\parallel} einhergehen. Die Stärke des lateralen elektrischen Feldes E_{\parallel} vergrößert sich mit wachsendem vertikalem Feld E_{\perp} . Dies kann zu exzitonischer Ionisation führen und stellt damit eine Begrenzung für den maximal erreichbaren Gradienten des vertikalen elektrischen Feldes ∇E_{\perp} dar (vgl. Abschnitt 2.3.6). Eine Vergrößerung des Abstands der aktiven Region von den Elektroden der Feldeffektstruktur kann zu einer Reduktion des lateralen Feldes E_{\parallel} beitragen. Dies geschieht jedoch unter Einbußen hinsichtlich der Flankensteilheit bezüglich lateralen Variationen des vertikalen Feldes E_{\perp} und geht damit zu Lasten der Effizienz der Falle.

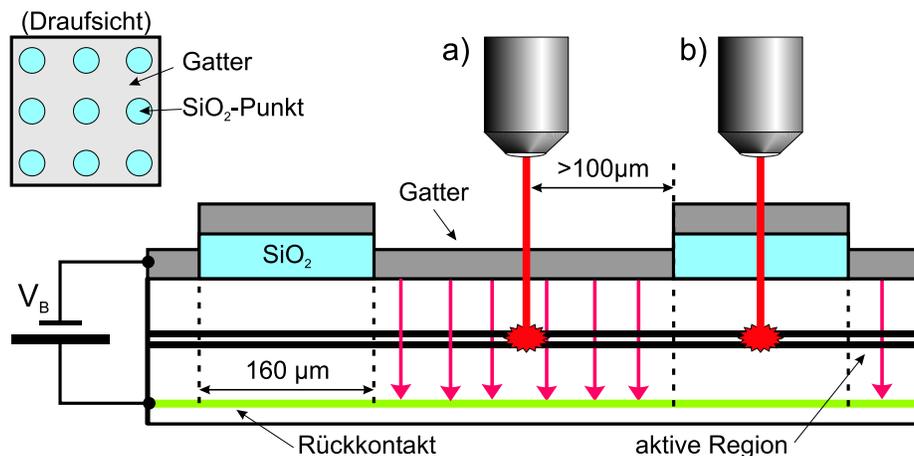


Abbildung 7.5: Proben-Design zur Messung des Photolumineszenz-Lichtes (a) in Abwesenheit bzw. (b) in Anwesenheit einer SiO_2/GaAs -Grenzschicht (Abbildung nicht maßstabsgetreu). Das emittierte Photolumineszenz-Licht wird mittels eines Spektrometers (nicht gezeigt) energetisch vermessen. Das semitransparente Metallgatter ermöglicht das Anlegen einer Spannung V_B bezüglich des Rückkontaktes. Das Beibild zeigt schematisch einen Ausschnitt der Probe in Draufsicht.

7.2 SiO_2 -Schichten auf der GaAs-Oberfläche

In diesem Abschnitt werden grundlegende experimentelle Erkenntnisse zum Einfluß von mikrostrukturierten SiO_2 -Schichten auf exzitonische Zustände vorgestellt, die auf der Oberfläche von Halbleiterheterostrukturen aufgebracht wurden. Dazu werden SiO_2 -beschichtete und SiO_2 -freie Bereiche hinsichtlich ihrer exzitonischen Photolumineszenz-Emission experimentell miteinander verglichen. SiO_2 -Strukturen auf der Probenoberfläche erweisen sich als geeignet zur Definition linienförmiger Fallen für Exzitonen und stellen ein vielversprechendes Verfahren zur zukünftigen Realisierung exzitonischer Fallen dar.

7.2.1 Probenaufbau und Meßmethode

Die im folgenden betrachteten Systeme wurden aus dem Heterostrukturmaterial „11-05-02.2“ gefertigt, das ein System aus zwei tunnelgekoppelten Quantentöpfen enthält (siehe Abschnitt 3). Eine lateral mikrostrukturierte SiO_2 -Schicht wurde lithographisch auf die Probenoberfläche aufgebracht. Abbildung 7.5 zeigt schematisch einen Querschnitt der Anordnung. Es handelt sich um ein zweidimensionales Feld kreisförmiger SiO_2 -Strukturen, sogenannter „ SiO_2 -Punkte“, mit einem Durchmesser von jeweils $160\ \mu\text{m}$ und einem Abstand von $160\ \mu\text{m}$ voneinander. Eine entsprechende Draufsicht auf die Probe ist in dem Beibild zu Abbildung 7.5 skizziert. Die Schichtdicke der einzelnen Punkte beträgt etwa $50\ \text{nm}$. In einem weiteren lithographischen Schritt wurde eine abschließende metallische Schicht aus NiCr aufgebracht. Diese $10\ \text{nm}$ dicke semitransparente Schicht dient als Oberflächengatter und ermöglicht das externe Anlegen einer elektrischen Spannung V_B in bezug

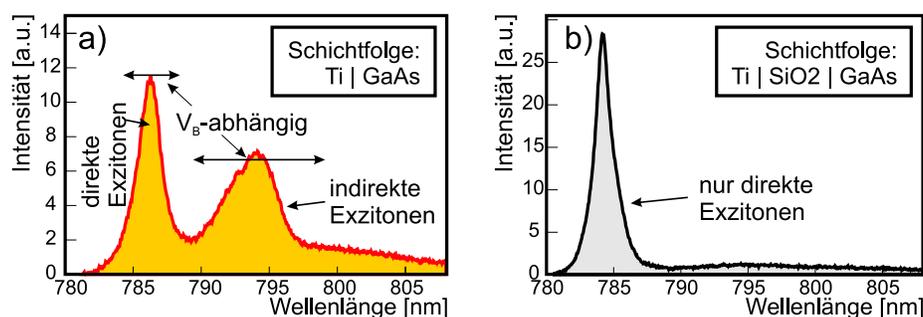


Abbildung 7.6: Spektraler Einfluß von SiO₂ auf die exzitronische Photolumineszenz. (a) Die aktive Region unterhalb SiO₂-freier Bereiche ist mit direkten und indirekten Exzitonen bevölkert. Die spektralen Lagen der Photolumineszenz-Maxima lassen sich über die Gatterspannung V_B variieren. (b) Die Präsenz einer SiO₂/GaAs-Grenzschicht führt zur Abschirmung des externen elektrischen Feldes in der aktiven Region, sodaß dort nur kurzlebige, direkte Exzitonen existieren. Nach [Gärtner (2007)].

auf den geerdeten Rückkontakt. Details zur Präparation der Proben finden sich in Kapitel 4.

Zur Charakterisierung dieses Materialsystems bei $T = 3,8\text{K}$ wird die spektrale Verteilung der Photolumineszenz experimentell untersucht. Dabei wird der in Abschnitt 5.2 beschriebene Meßaufbau „B“ verwendet, der spektral aufgelöste Messungen erlaubt. Es sind entsprechend der SiO₂-Strukturierung zwei Bereiche des in Abbildung 7.5 gezeigten Probensystems zu unterscheiden. Die experimentelle Durchführung erfolgte gemäß Abschnitt 2.3.7, wobei die spektrale Analyse der emittierten Photolumineszenz stets während der 50 ns andauernden Laseranregung erfolgte. Auf diese Weise lassen sich direkte und indirekte Exzitonen simultan nachweisen. Die direkten Exzitonen dienen dabei als Referenz. Die Gatterspannung V_B läßt sich im Bereich $-1\text{V} \leq V_B \leq +0,7\text{V}$ variieren.

7.2.2 Einfluß von SiO₂-Schichten auf Exzitonen

Die Regionen der Probe, deren Oberfläche nicht SiO₂-beschichtet sind, entsprechen den Feldeffektstrukturen, die in Kapitel 2 erläutert und in Kapitel 6 experimentell studiert wurden. Zwecks Untersuchung dieser Bereiche erfolgt die Laseranregung in großen lateralen Entfernungen von über 100 μm von den SiO₂-Punkten wie in Abbildung 7.5(a) gezeigt. Ein zugehöriges Photolumineszenz-Spektrum ist für $V_B = 0\text{V}$ in Abbildung 7.6(a) dargestellt, das in vielerlei Hinsicht Ähnlichkeiten zu dem in Abbildung 2.11 gezeigten Spektrum für $t = -30\text{ns}$ aufweist (vgl. Abschnitt 2.3.7). Es sind zwei Maxima zu unterscheiden, die von direkten bzw. von indirekten Exzitonen herrühren. Die spektrale Lage der Maxima ist entsprechend dem „quantum confined Stark“ Effekt abhängig von der angelegten Gatterspannung V_B . Die spektrale Verschiebung der indirekten Exzitonen mit der Gatterspannung V_B ist aufgrund ihres wesentlich größeren elektrischen Dipolmoments im Vergleich zu den direkten Exzitonen deutlich stärker ausgeprägt. Es sei angemerkt, daß bei einer zum Anregungslaser verzögerten Messung das Photolumineszenz-Maximum der kurzlebigen, di-

rekten Exzitonen verschwindet und nurmehr die Photolumineszenz langlebiger indirekter Exzitonen verbleibt (siehe Abschnitt 2.3.7).

Auf dazu analoge Weise werden die mit SiO_2 beschichteten Bereiche experimentell untersucht. Dazu wird die Probe so positioniert, daß der anregende Laserpuls die SiO_2 -beschichteten Regionen beleuchtet. Das bei dieser Messung erhaltene Spektrum ist in Abbildung 7.6(b) dargestellt. Es unterscheidet sich markant von dem oben diskutierten Spektrum aus Abbildung 7.6(a), das in einer SiO_2 -freien Umgebung erzeugt wurde. Prominentester Unterschied ist die Abwesenheit des von indirekten Exzitonen herrührenden Maximums: Es wird nur kurzwelliges Photolumineszenz-Licht von direkten Exzitonen emittiert. Selektive Absorption des indirekten Photolumineszenz-Lichts durch die SiO_2 -Schicht kann als Ursache ausgeschlossen werden, wie in Abschnitt 7.4 gezeigt wird. Weitere Untersuchungen ergaben zum einen die Unabhängigkeit der spektralen Lage des Maximums von der Gatterspannung V_B .¹ Zum anderen zeigten zum Anregungslaserpuls zeitlich verzögerte Photolumineszenz-Messungen ein rasches Verschwinden des Photolumineszenz-Maximums bereits nach wenigen Nanosekunden.

Interpretation

Die gefundenen Ergebnisse, deren Universalität anhand weiterer SiO_2 -beschichteter Proben gezeigt wurde, können folgendermaßen interpretiert werden:

- Exzitonen in SiO_2 -freien Arealen lassen sich in bekannter Weise über den „quantum confined Stark“ Effekt spektral beeinflussen. Benachbarte SiO_2 -Punkte in Abständen von über $100 \mu\text{m}$ haben keinen Einfluß auf die spektralen Eigenschaften der Exzitonen.
- Unterhalb SiO_2 -beschichteter Bereiche sind nur kurzlebige direkte Exzitonen nachweisbar. Langlebige indirekte Exzitonen treten hier nicht auf. Der zusätzliche experimentelle Befund, daß sich die Energie der direkten Exzitonen nicht durch externe Felder beeinflussen läßt, führt zu der Annahme, daß elektrische Abschirmungseffekte für Flachbandbedingungen in diesem Bereich sorgen. Der Mechanismus der Abschirmung wird in Abschnitt 7.2.3 erläutert.
- Mittels SiO_2 -Beschichtung ist zusätzlich zur elektrostatischen Variation eine weitere laterale Modulation des exzitonischen Potentials möglich, da die energetische Absenkung des exzitonischen Potentials durch das Eintreten des Flachbandfalls unterhalb der SiO_2 -Areale gemäß Gleichung 2.11 verschwindet.

¹Es wurde sichergestellt, daß eine elektrische Verbindung zwischen dem Metallgatter auf dem SiO_2 -Punkt einerseits und dem den SiO_2 -Punkt umgebenden Metallgatter andererseits besteht. Damit herrscht beiderseits dasselbe elektrische Potential im Metallgatter.

7.2.3 Abschirmung externer Felder durch Oberflächenladungen

Im Folgenden wird ein Modell vorgestellt, das die in Abschnitt 7.2.2 empirisch gefundenen Flachbandbedingungen unterhalb SiO₂-beschichteter Regionen erklärt. Es basiert auf der Speicherung von Löchern an der Grenzfläche zwischen GaAs und SiO₂. Die entstehende Flächenladungsdichte schirmt im Kombination mit dem „Fermi-Level-Pinning“-Effekt externe Felder ab und stellt Flachbandbedingungen unterhalb SiO₂-beschichteter Regionen her.

Zweidimensionale Oberflächenbandstruktur

Die periodische Struktur eines Kristalls wird an der Oberfläche notwendigerweise unterbrochen. Infolgedessen kommt es dort zu einer Neuorganisation der nichtbindenden Elektronenpaare. Dadurch ändern sich an der Oberfläche neben der Struktur des Kristalls auch die erlaubten Energiezustände für Elektronen und Löcher. Ein berühmtes Beispiel für die experimentelle Aufklärung der energetischen und räumlichen Struktur der Oberflächenzustände ist die (7×7)-Rekonstruktion der (111)-Oberfläche des Siliziums mittels Rastertunnelmikroskopie [Hamers (1986)]. Auch bei Aufbringung von Atom- oder Moleküllagen eines anderen Materials auf eine Kristalloberfläche kann es durch Absättigung der freien Elektronenpaare über chemische Bindungen zur Ausbildung einer zweidimensionalen Oberflächenbandstruktur kommen.

Speziell im Falle von GaAs als Substrat ist bekannt, daß das Aufbringen von Oxidschichten wie beispielsweise von SiO₂ zu einer sehr hohen Zustandsdichte an der Oberfläche führt [Simonsmeier (2005)]. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 7.7(a,b) für die in dieser Arbeit verwendete GaAs/AlGaAs-Heterostruktur „11-05-02.2“ skizziert. Die zweidimensionale Oberflächen-Bandstruktur weist ein nicht besetztes Leitungsband (OF-LB) sowie ein vollständig mit Elektronen bevölkertes Valenzband (OF-VB) auf und befindet sich energetisch in der Mitte der Bandlücke des GaAs-Volumenkristalls („mid gap“). Sind keine freien Ladungsträger im Kristall vorhanden, gleichen sich die Fermi-Energie des Rückkontakts und die der Oberflächenbandstruktur aneinander an und es stellt sich die in (a) gezeigte Bandstruktur im Volumenkristall ein.

In realen Systemen sind jedoch häufig freie Ladungsträger im Leitungs(LB)- und Valenzband (VB) des Volumenkristalls vorhanden. Sie entstehen beispielsweise durch thermische Anregung bei Temperaturen $T > 0$ K oder optisch durch Einstrahlung von (Streu-) Licht. In der vorliegenden Bandstruktur des Volumenkristalls wandern Elektronen zum geerdeten Rückkontakt und werden von diesem abgeleitet. Löcher hingegen driften zur Kristalloberfläche und besetzen dort freie Loch-Zustände im Valenzband der zweidimensionalen Oberflächenbandstruktur. Die SiO₂-Schicht auf der Oberfläche verhindert als elektrischer Isolator ein Abfließen der Löcher, sodaß diese an der Oberfläche gespeichert werden: es entsteht eine elektrisch positive Oberflächenladung σ_{\square} . Durch den Prozeß der Locherspeicherung an der Grenzschicht zwischen GaAs und SiO₂ baut sich ein wachsendes elektrisches Gegenfeld auf. Dieser Vorgang hält solange an, bis sich im Volumenkristall Flachbandbedingungen einstellen, wie in Abbildung 7.7(c) dargestellt. Es sei angemerkt, daß

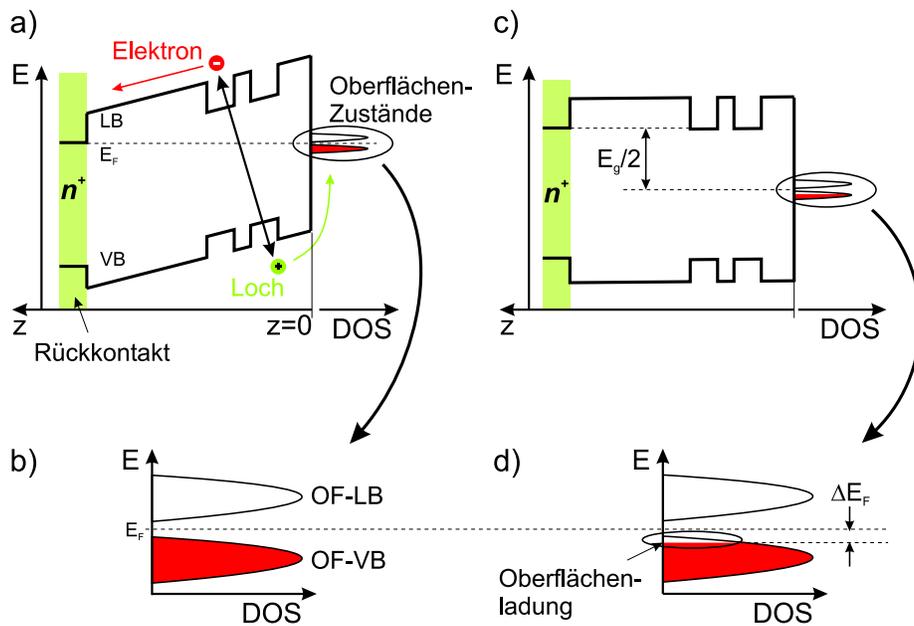


Abbildung 7.7: (a,b) Mechanismus der Abschirmung elektrischer Felder unterhalb SiO₂-beschichteter Bereiche. Die Grenzfläche zwischen GaAs und der SiO₂-Schicht ($z = 0$) weist eine hohe Oberflächenzustandsdichte (DOS) auf, die energetisch um die Mitte der Bandlücke („mid gap“) zentriert ist. Freie Löcher wandern in Richtung der Grenzfläche und werden dort in den freien Lochzuständen des Valenzbandes der zweidimensionalen Oberflächenbandstruktur („OF-VB“) gespeichert (c,d). Dieser Prozeß hält so lange an, bis sich Flachbandbedingungen im Kristall einstellen. Die hohe Dichte der Oberflächenzustände bewirkt, daß die Fermi-Energie nur um einen geringfügigen Betrag ΔE_F im μeV -Bereich variiert.

dieses Resultat auch für GaAs/SiO₂-Systeme zutrifft, die einem externen elektrischen Feld in z -Richtung ausgesetzt sind. Hier ist allerdings ein geänderter Verkippsungsgrad der in Abbildung 7.7(a) gezeigten Bandstruktur des Volumenkristalls anzunehmen. Durch die Transport- und Speicherprozesse von Löchern an der Grenzfläche zwischen GaAs und SiO₂ kommt es auch im Falle extern angelegter Felder zur Ausbildung von Flachbandbedingungen im Kristallinneren.

Es ist festzuhalten, daß durch die elektrische Aufladung der Oberfläche externe elektrische Felder effizient abgeschirmt werden, sodaß sich in den Proben unterhalb SiO₂-beschichteter Bereiche Flachbandbedingungen einstellen. Unter diesen Konditionen können, wie in Abschnitt 7.2.2 beobachtet, keine indirekten Exzitonen existieren.

„Fermi-level pinning“

Die Einstellung von Flachbandbedingungen erfolgt durch die Speicherung von Löchern im Valenzband der zweidimensionalen Oberflächenbandstruktur wie in Abbildung 7.7(d) gezeigt. Von entscheidender Bedeutung ist dabei die bemerkenswerter Tatsache, daß es bei diesem Prozeß lediglich zu einer sehr geringfügigen Änderung der energetischen Position

der Fermi-Energie der Oberflächen-Bandstruktur kommt. Die Fermi-Energie ist in der Mitte der GaAs-Bandlücke, entsprechend dem obersten besetzten Zustand der Oberflächen-Bandstruktur, sozusagen „festgeheftet“ (engl. *Fermi-level pinning*) [Krauß (2004); Mochizuki und Masashi (1996); Yu und Cardona (1996); Simonsmeier (2005)]. Durch die kleine Bandlücke zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband der Oberflächen-Bandstruktur wird oft von einer einheitlichen „Fermi-level pinning“-Energie gesprochen [Yu und Cardona (1996)].

Die sehr geringfügige Änderung der Fermi-Energie, die durch die Loch-Speicherungsprozesse hervorgerufen wird, läßt sich quantitativ wie folgt abschätzen. Die Flächendichte von Elektronen $n_{\square} = \sigma_{\square}/e$, die zur Abschirmung eines homogenen externen elektrischen Feldes $E = V_{\Delta}/L_{\text{Feld}}$ erforderlich ist, ergibt sich im Bild des Plattenkondensators zu

$$n_{\square} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{V_{\Delta} - E_g/2e}{L_{\text{Feld}}} \approx 10^{11} \frac{1}{\text{Vcm}^2} \cdot (V_{\Delta} - E_g/2e) \quad , \quad (7.1)$$

wobei $\epsilon_0 \epsilon_r$ die Dielektrizitätskonstante von GaAs, e die Elementarladung, V_{Δ} die an die Probe zwischen Gatter und Rückkontakt angelegte Spannung, $L_{\text{Feld}} = 370 \text{ nm}$ der Abstand zwischen Gatter und Rückkontakt und E_g die Bandlücke von GaAs bezeichnen. Mit einer angenommenen Oberflächenzustandsdichte in der Größenordnung von $10^{16} / (\text{eVcm}^2)$ [Yu und Cardona (1996)] ergibt sich näherungsweise eine Änderung der Fermi-Energie durch die Oberflächenladung von

$$\Delta E_{\text{F}} \approx n_{\square} / (10^{16} / \text{eVcm}^2) = 10 \mu\text{e} \cdot (V_{\Delta} - 0,78 \text{ V}) \quad . \quad (7.2)$$

Das externe Feld bewirkt für kleine Gatterspannungen V_{B} von wenigen Volt eine Variation der Fermi-Energie im μeV -Bereich.

Es sei angemerkt, daß der Effekt des Fermi-Level-Pinning die Entwicklung von MOS²-Baulementen auf GaAs-Basis erschwert, da extern angelegte elektrische Felder kaum in das Halbleitermaterial einzudringen vermögen. Damit sind nur sehr geringfügige Änderungen der elektronischen Eigenschaften möglich. In Silizium tritt kein Fermi-Level-Pinning vergleichbaren Ausmaßes durch Oxidschichten auf, was mit zu dem großen Erfolg dieses Halbleiters in der Mikroelektronik beiträgt.

7.3 Linienförmige Fallen für Exzitonen mittels SiO₂-Schichten

In diesem Abschnitt wird der Einfluß von SiO₂-Schichten auf die Dynamik von Exzitonen experimentell untersucht. Die gefundenen Effekte geben experimentelle Wege für die Schaffung extern steuerbarer exzitonischer Fallenpotentiale vor, die in den folgenden Abschnitten näher untersucht werden.

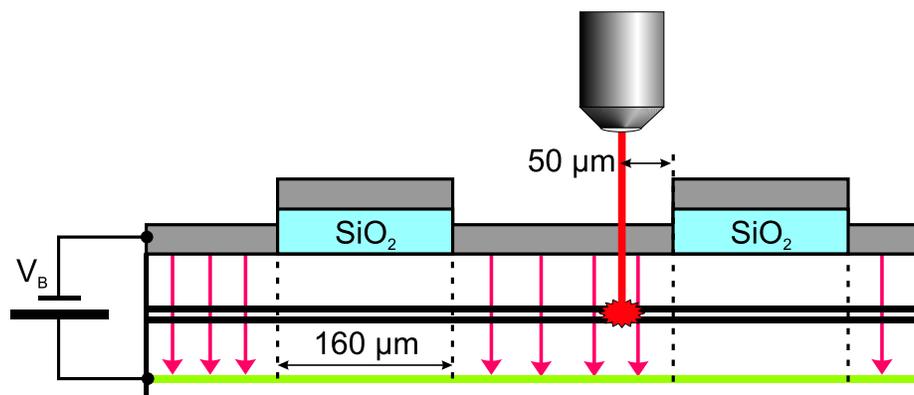


Abbildung 7.8: Aufbau zur Messung der lateralen Verteilung von Exzitonen an Grenzschichten zwischen SiO_2 -freien und SiO_2 -beschichteten Bereichen (Abbildung nicht maßstabsgetreu). Die Laseranregung findet in einer Entfernung von etwa $50 \mu\text{m}$ bezüglich der SiO_2 -Fläche statt. Das verzögert emittierte Photolumineszenz-Licht wird lateral aufgelöst gemessen.

Probe und Meßaufbau

Es kommt die bereits in Abschnitt 7.2 beschriebene Probe zum Einsatz. Sie enthält SiO_2 -Punkte (Durchmesser: $160 \mu\text{m}$, Dicke: 50 nm) auf dem Heterostrukturmaterial „11-05-02.2“, die mit einem semitransparenten NiCr-Gatter überdeckt sind. Wie in Abbildung 7.8 angedeutet, sind die SiO_2 -beschichteten Bereiche durch Abschirmeffekte frei von elektrischen Feldern (vgl. Abschnitt 7.2.3). Die benachbarten SiO_2 -freien Regionen werden hingegen von einem externen elektrischen Feld durchsetzt, das in seiner Stärke über das Metallgatter gesteuert werden kann.

Die Messung erfolgt auf dem in Abschnitt 5.1 erläuterten Betriebsmodus „A“ des experimentellen Aufbaus basierend, der eine vollständige laterale Auflösung der Photolumineszenz-Emission gestattet. An das Gatter wird zunächst eine Spannung $V_B = +0,3 \text{ V}$ gelegt. Die aktive Region wird über einen 50 ns langen Laserpuls der Wellenlänge 680 nm angeregt. Es wird sich zeigen, daß im Rahmen der Photolumineszenz-Untersuchungen primär der Bereich des SiO_2 -Punktes von Interesse sein wird. Um eine räumliche Trennung der Photolumineszenz exzitonen Ursprungs von unerwünschten Nachleuchteffekten des Kristalls zu erwirken, wird der Laserfleck (Durchmesser $\approx 20 \mu\text{m}$) daher in $50 \mu\text{m}$ Entfernung von einem SiO_2 -Punkt fokussiert. Aufgrund von Diffusionseffekten entsteht auf diese Weise eine Wolke von Exzitonen, deren Ausdehnung sich bis zu dem SiO_2 -Punkt hin erstreckt. Nach der Laseranregung erfolgt eine Wartezeit von 500 ns , in der sämtliche kurzlebigen Anregungen zerfallen. Über einen Mikroskopaufbau wird nun eine lateral orts aufgelöste Aufnahme der momentanen Photolumineszenz-Verteilung aufgenommen. Die Belichtungszeit der hierfür eingesetzten schnellen intensivierten CCD-Kamera beträgt 20 ns . Um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erlangen, wurde jeweils über $4 \cdot 10^6$ Einzelmessungen integriert.

²engl. *metal-oxide-semiconductor*.

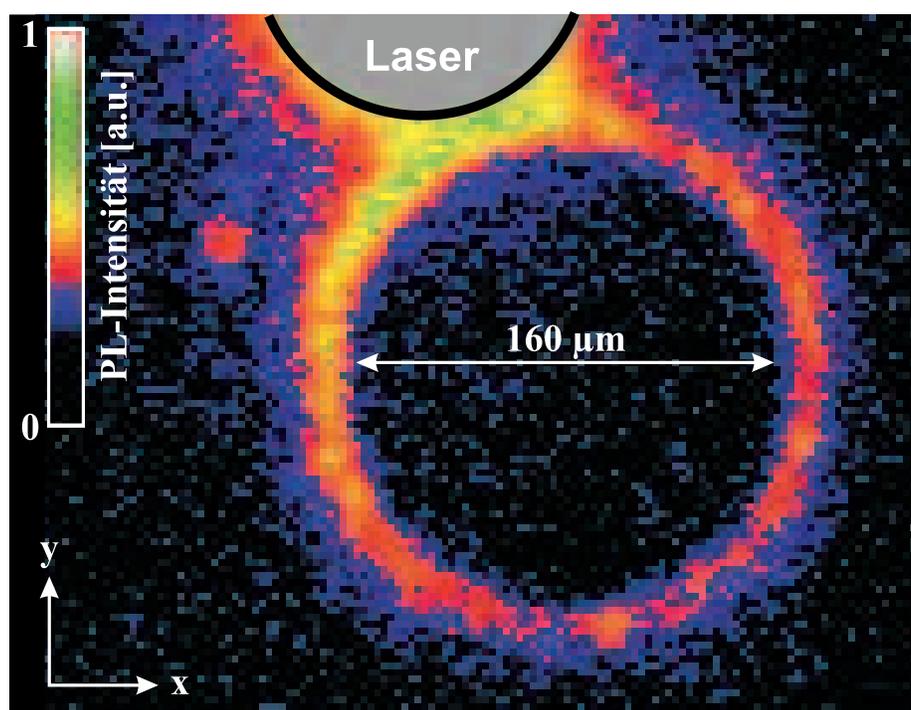


Abbildung 7.9: Exzitonen in einer ringförmigen Falle. Dargestellt ist, farblich kodiert, die Photolumineszenz-Intensität in Draufsicht auf die Probe. Einschluß und Speicherung von Exzitonen finden im Bereich der intensiven Photolumineszenz-Emission an der äußeren Begrenzung des SiO₂-Punktes über eine Zeitspanne von 500 ns statt. Störendes Nachleuchten im Bereich der Laseranregung wurde im Sinne der Klarheit der Darstellung ausgeblendet (graues Kreissegment im oberen Bildteil).

Experimentelle Ergebnisse

Durch das Aufbringen von SiO₂-Schichten auf GaAs-Heterostrukturen lassen sich, wie in Abschnitt 7.2 experimentell gezeigt, extern angelegte elektrische Felder praktisch vollständig abschirmen. In den damit vorherrschenden Flachbandbedingungen unterhalb SiO₂-beschichteter Bereiche existieren in Folge keine langlebigen Exzitonen. Das exzitonische Potential nimmt dort außerdem den Maximalwert aufgrund des Wegfalls der durch den „quantum confined Stark“ Effekt steuerbaren Rotverschiebung an (vgl. Gleichung 2.11 für $|\vec{E}| = 0$). Es ist folglich zu erwarten, daß es im unmittelbaren Umfeld der SiOO-Bereiche zu einer abstoßenden Wirkung auf indirekte Exzitonen kommt.

Die erhaltenen Meßdaten sind in Abbildung 7.9 dargestellt und zeigen die laterale Verteilung exzitonischer Photolumineszenz in Draufsicht. Der Bereich der Laseranregung im oberen Bereich der Abbildung wurde im Rahmen der Auswertung ausgeblendet, um die Klarheit der graphischen Darstellung nicht durch störendes Nachleuchten des Kristalls zu beeinträchtigen. Der Durchmesser des Kreissegments entspricht in etwa der durch Diffusion erlangten Größe der Exzitonenwolke, die sich konzentrisch um den Ort der Laseranregung ausbreitet. In Übereinstimmung mit den oben angestellten Überlegungen ist tatsächlich

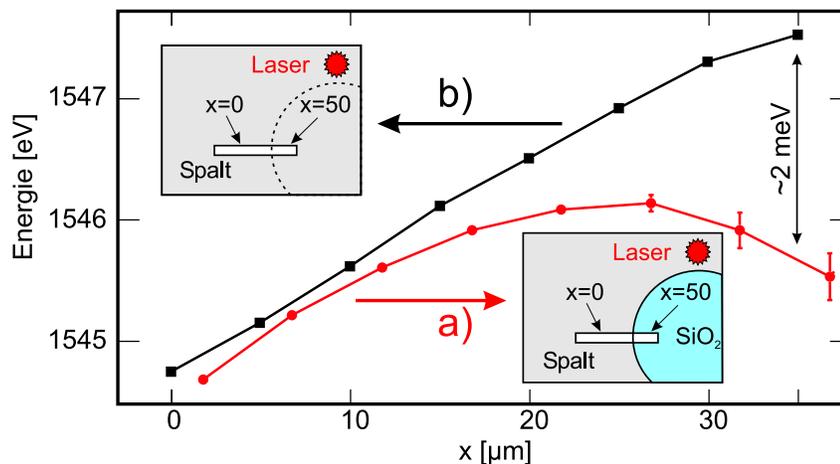


Abbildung 7.10: Spektral aufgelöste Photolumineszenz der ringförmigen Falle. Bei Annäherung an die SiO_2 -Fläche (a) ist ein Absinken der Photolumineszenz-Energie im Vergleich zur Referenzmessung (b) zu beobachten.

keine Photolumineszenz-Emission aus dem Bereich unterhalb der SiO_2 -Beschichtung zu beobachten. Allerdings kommt es zu einer starken Photolumineszenz-Emission aus dem gesamten Umrandungsbereich des SiO_2 -Punktes. Offenbar bildet sich im Randbereich ein effizientes Fallenpotential für Exzitonen heraus.

Spektrale Auflösung

In einer weiteren Messung, die im Betriebsmodus „B“ des experimentellen Aufbaus durchgeführt wurde, wurde die von der Falle ausgehende Photolumineszenz-Strahlung orts- und energieaufgelöst analysiert. Abbildung 7.10(a) zeigt die räumliche Anordnung des Lasers und der SiO_2 -Fläche zueinander, die der oben genutzten Anordnung entspricht. Um eine bessere Photolumineszenz-Lichtausbeute zu erzielen, wurde die Verzögerungszeit zwischen Anregung und Messung auf 10 ns herabgesetzt. Am Gatter wurde eine Spannung von $V_B = -0,3 \text{ V}$ angelegt. Der Eingangsspalt des Spektrometers ist so gewählt, daß nur ein kleiner räumlicher Ausschnitt der emittierten Photolumineszenz gemessen wird. Die spektrale Auflösung erfolgt längs des Spalts. Ausgehend vom Ort $x = 0 \mu\text{m}$, der dem linken Ende des Spalts entspricht, bewegt man sich mit wachsendem x auf den SiO_2 -Kreis zu, bis man ihn bei $x \approx 37 \mu\text{m}$ erreicht. Sobald dies geschieht und man beginnt, die SiO_2 -Fläche zu überqueren, verschwindet die Photolumineszenz-Emission in Übereinstimmung mit den oben gemachten Beobachtungen. In Abbildung 7.10(b) ist eine Referenzmessung gezeigt, die mit ansonsten unveränderten Parametern auf einem SiO_2 -freien Bereich durchgeführt wurde. Im Bereich $0 < x \lesssim 10 \mu\text{m}$ ist eine gute Übereinstimmung der Photolumineszenz-

Energie beider Messungen festzustellen. Der stetige Anstieg ist auf die zunehmende exzitonische Dichte bei Annäherung an die Falle (a) bzw. an den Laser (b) zurückzuführen. Kurz vor Erreichen der SiO₂-Fläche sinkt die Energie der Photolumineszenz ab (a). Im Vergleich zur Referenzmessung ist die Energie hier um bis zu etwa 2 meV geringer als im SiO₂-freien Bereich bei ansonsten identischen Parametern. Diese Beobachtung ist ein klares Indiz für ein Fallenpotential, das Exzitonen in einer Region geringerer Energie einschließt und damit zur Bildung des ringförmigen Photolumineszenz-Emissionsprofils führt. Trotz der groben Ortsauflösung von etwa 7 μm läßt sich die räumliche Ausdehnung des Fallenpotentials zu etwa 20 μm abschätzen. Wesentlich präzisere Vermessungen des Einschlußpotentials werden in Abschnitt 7.8 präsentiert.

Der Effekt der ringförmigen Photolumineszenz-Emission ist exzitonischer Natur. Die beobachteten langen Lebenszeiten $\gg 500$ ns schließen Rekombinations-Effekte von nicht-gebundenen Elektronen und Löchern als Ursprung der ringförmigen Photolumineszenz-Emission aus. Weitere Untersuchungen ergaben, daß die aus der Falle abgestrahlte Photolumineszenz-Strahlung die für indirekte Exzitonen charakteristische spektrale Abhängigkeit von der angelegten Gatterspannung V_B zeigt (vgl. Gleichung 2.13). Diese Beobachtung bestätigt zusätzlich den exzitonischen Ursprung der ringförmigen Photolumineszenz-Emission. Ab einer Spannung von $V_B > (+0,45 \pm 0,05)$ V verschwindet die Photolumineszenz-Emission abrupt. Dieses „Schaltverhalten“ ist ebenfalls als exzitonischer Effekt zu interpretieren, der in Abschnitt 7.7 detailliert experimentell studiert wird und durch das in Abschnitt 7.10 vorgestellte elektrostatische Modell erklärt wird.

7.4 Transparenz von SiO₂-Schichten

In Abschnitt 7.2 und Abschnitt 7.3 wurde empirisch festgestellt, daß von SiO₂-beschichteten Arealen keine indirekte Photolumineszenz-Emission ausgeht, selbst wenn die Laseranregung auf diesem Bereich erfolgt. Im folgenden wird experimentell gezeigt, daß das Verschwinden der indirekten Photolumineszenz in diesen Regionen durch eine mögliche Opazität³ des SiO₂ auszuschließen ist und es sich damit tatsächlich um einen exzitonischen Effekt handelt.

Das zu diesem Zweck realisierte Proben-Design ist in Abbildung 7.11 schematisch dargestellt. Der lithographisch strukturierte Bereich auf der Halbleiteroberfläche ist im Vergleich zu den Proben aus Abschnitt 7.2 invertiert aufgebaut: Auf das Heterostrukturmaterial „11-05-02.2“ wurde zunächst ein homogenes metallisches Gatter aus Titan mit einer Dicke von 10 nm aufgebracht, bevor eine lateral strukturierte, 50 nm dicke SiO₂-Schicht evaporiert wurde. Da das SiO₂ sich nun nicht mehr in der Feldeffektstruktur befindet, sind SiO₂-bedingte Feldabschirmungs-Effekte durch Löcherspeicherung auszuschließen (vgl. Abschnitt 7.2.3). Das Metallgatter erzeugt damit über das Anlegen einer Spannung $V_B = -0,9$ V ein vertikales elektrisches Feld über der aktiven Region der Struktur, das die Lebensdauer und über den „quantum confined Stark“ Effekt die Energie der indirekten Exzitonen steuert. Das bei exzitonischer Rekombination emittierte Photolumineszenz-Licht wird in zwei

³Opake Stoffe sind nicht transparent für Licht.

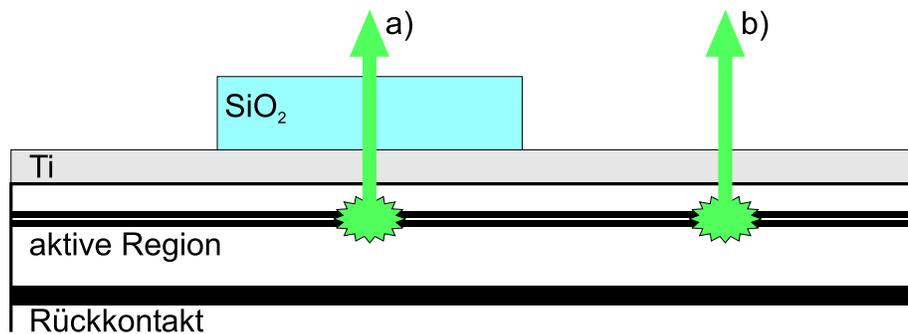


Abbildung 7.11: Proben-Design zum Test auf Opazität von SiO_2 -Schichten bezüglich des Rekombinations-Photolumineszenz-Lichts indirekter Exzitonen (Abbildung nicht maßstabsgetreu). In dieser Konfiguration mit vertauschter SiO_2 - und Ti-Gatterschicht können indirekte Exzitonen unterhalb der SiO_2 -Bereiche existieren, da das SiO_2 hier keinen Einfluß auf die darunterliegende Feldeffektstruktur hat. (a) Das Rekombinations-Photolumineszenz-Licht durchquert die SiO_2 -Schicht. (b) Referenzmessung ohne SiO_2 .

Dimensionen lateral mittels des in Abschnitt 5.1 beschriebenen Aufbaus orts aufgelöst gemessen. Abbildung 7.12(a) zeigt schematisch die Draufsicht auf die Probe, die mit einer komplex geformten lateralen SiO_2 -Struktur versehen wurde. Der quadratische eingeraumte Meßbereich enthält dabei sowohl SiO_2 -freie als auch mit SiO_2 beschichtete Bereiche. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der Transmissionsfähigkeit von Bereichen mit und ohne SiO_2 -Beschichtung (vgl. Abbildung 7.11(a) bzw. (b)) und gestattet damit Aussagen über die Opazität von SiO_2 -Schichten bezüglich indirekter Photolumineszenz. Abbildung 7.12(b) zeigt die gemessenen Daten in einer graustufenkodierten Darstellung der Intensität. Die Verzögerung der Aufnahme bezüglich des Endes der Laseranregung beträgt hier 50 ns. Es ist deutlich zu erkennen, daß mit SiO_2 bedeckte Bereiche transparent für indirektes Photolumineszenz-Licht sind.⁴ Als Referenz wurde eine weitere Probe gefertigt, bei deren Strukturierung die SiO_2 -Schicht und das Ti-Gatter vertauscht wurden. Die wurde nach dem gleichen experimentellen Vorgangsweg untersucht. Die laterale Schichtabfolge entspricht der in Abschnitt 7.3 gezeigten Probe. Abbildung 7.12(c) stellt das Ergebnis der Messung an dieser Probe dar. Es ist der charakteristische exzitonische Einschluß in linienförmigen Fallen zu beobachten.

Mittels dieser Messungen konnte nachgewiesen werden, daß SiO_2 -Schichten transparent für die Photolumineszenz-Emission indirekter Exzitonen sind. Der linienförmige Einschluß von Exzitonen erfordert demnach den direkten Kontakt von GaAs und SiO_2 .

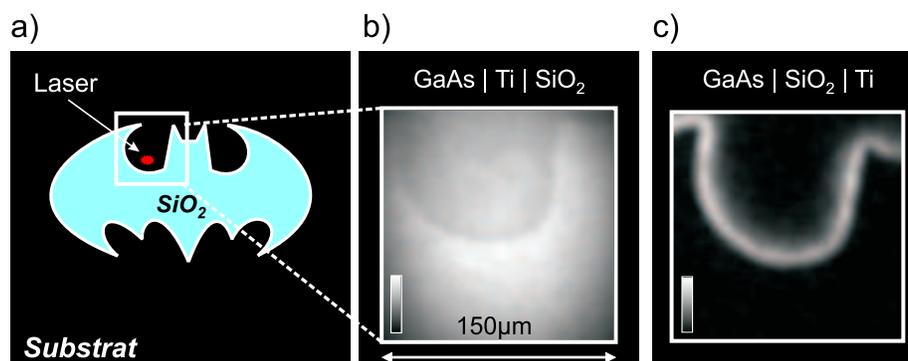


Abbildung 7.12: (a) Messung der Transparenz von SiO_2 anhand einer komplex geformten SiO_2 -Schicht im quadratisch gekennzeichneten Meßbereich. Die SiO_2 -Schicht befindet sich oberhalb des Metallgatters. Die Anregung erfolgt auf SiO_2 -freiem Gebiet. (b) Graustufenkodierte Darstellung der lateralen Intensitätsverteilung der emittierten Photolumineszenz des Meßbereichs. SiO_2 -Schichten erweisen sich als transparent für indirektes Photolumineszenz-Licht. (c) Bei umgekehrter Schichtfolge zur Referenz ist linienförmiger Einschluss zu beobachten. Nach [Gärtner (2007)].

7.5 Sättigungsverhalten der linienförmigen Fallen

In diesem Abschnitt wird eine linienförmige Falle für Exzitonen untersucht, wobei die Laseranregung in verschiedenen lateralen Entfernungen von der Falle stattfindet. Die Probe wurde analog zu Abschnitt 7.3 hergestellt, wobei die Fallengeometrie durch eine kleeblattförmige SiO_2 -Struktur auf der Oberfläche definiert wird, wie in Abbildung 7.13(a) gezeigt.⁵ Der experimentelle Aufbau gestattet die Bewegung des Laserflecks auf der Probenoberfläche entlang einer Linie. Durch wiederholte Neupositionierung und anschließende lateral auflösende Messung des verzögert emittierten Photolumineszenz-Lichts aus der Falle können die in Abbildung 7.13(a) und (b) gezeigten Pfade mit dem Laserfleck systematisch abgerastert werden. Auf diese Weise kann der Besetzungsgrad der Falle mit Exzitonen als Funktion der Entfernung vom Ort der Laseranregung gemessen werden.

Die Einzelheiten des experimentellen Aufbaus sind in Abschnitt 5.1 erläutert. Die Anregung erfolgte bei einer Wellenlänge von 680 nm mittels eines 50 ns langen Laserpulses, der zu einem $20 \mu\text{m}$ großen Fleck bei einer Leistungsdichte von $500 \text{ W}/\text{cm}^2$ an der für die jeweilige Messung gewünschten lateralen Position auf der Probe fokussiert wurde. Dabei wurde an das Gatter eine konstante Spannung von $V_B = 0 \text{ V}$ angelegt. An das Ende der Laserbeleuchtung schließt sich eine 800 ns lange Speicherzeit an, bevor die lateral aufgelöste Photolumineszenz-Emission über die schnelle, intensivierete CCD-Kamera aufgezeichnet wird. Die Belichtungszeit der Kamera beträgt 50 ns. Um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis

⁴Die Intensität ist in den SiO_2 -bedeckten Bereichen durch Mehrfachreflexion des Anregungslaserlichts sogar etwas überhöht.

⁵Bemerkung: Durch die Wahl dieser Geometrie der Strukturen konnte zusätzlich experimentell gezeigt werden, daß die Art der Formgebung der SiO_2 -Schicht – konkav bzw. konvex – keinen dominanten Einfluß auf den exzitonischen Einschluss hat.

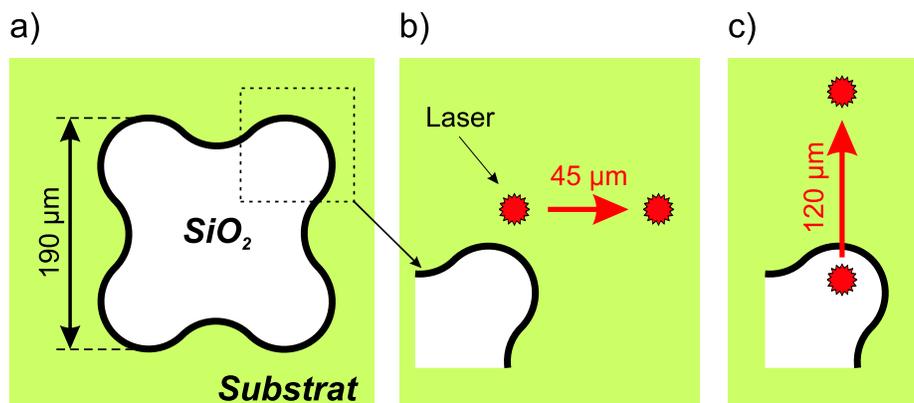


Abbildung 7.13: (a) Prinzip der Messung der exzitonischen Dichte als Funktion der Entfernung zwischen dem Ort der Laseranregung und der linienförmigen Falle. Die gesamte experimentell untersuchte Oberfläche ist mit einem metallischen Gatter als oberster Schicht versehen. Durch Bewegung des Laserflecks entlang den in (b) und (c) gezeigten Pfaden werden Exzitonen in unterschiedlichen Entfernungen von der kleeblattförmigen SiO₂-Fallenstruktur erzeugt.

zu erhalten, wurde jeweils über jeweils $4 \cdot 10^6$ Einzelmessungen integriert. Nach Abschluß eines Meßvorgangs wird der Laserfleck lateral entlang der in Abbildung 7.13(b,c) gezeigten Pfade über einen manuellen Eingriff in die Einkoppeloptik des Lasersystems verschoben. Die lateralen Versetzungen des Laserflecks zwischen den Messungen sind daher nicht exakt äquidistant.

Laterale Bewegung des Anregungsorts

Abbildung 7.15(a-l) sowie Abbildung 7.16(a-f) zeigen die experimentell ermittelte laterale Verteilung der exzitonischen Photolumineszenz für jeweils unterschiedliche Anregungsorte. In der Reihenfolge der Bilderserie in Abbildung 7.15(a-l) bzw. in Abbildung 7.16(a-f) wurde der Laserfleck dabei über eine Gesamtstrecke von $(120 \pm 5) \mu\text{m}$ bzw. $(45 \pm 5) \mu\text{m}$ bewegt, wie in Abbildung 7.13(b) bzw. (c) skizziert. Bei der Durchführung des Experiments zu Abbildung 7.15(a-l) befindet sich der Anregungslaser zu Beginn auf dem SiO₂-Bereich (a) und wird schrittweise bis zu einer Entfernung von $120 \mu\text{m}$ (l) von der Falle entfernt. In dem Experiment zu Abbildung 7.16 wird die Distanz des Lasers zum SiO₂-beschichteten Areal im Bereich von $r = 40 \mu\text{m}$ (a) bis $r = 80 \mu\text{m}$ (f) variiert.

Es sind folgende experimentelle Beobachtungen festzuhalten:

- Das Nachleuchten des Halbleitersubstrats, das in Abschnitt 3.3 erläutert wurde, konnte mit einem Bandpaßfilter im Vergleich zu den frühen Messungen, die in Abschnitt 7.3 präsentiert wurden, deutlich reduziert werden. Die verbleibende Restintensität des Nachleuchtens ist als klar umrissener Photolumineszenz-Fleck zu erkennen und kennzeichnet den Ort der Laseranregung.
- Bei Fokussierung des Lasers auf den SiO₂-Bereich ist keine exzitonische Photolumi-

neszenz-Emission aus dem Randbereich der SiO₂-beschichteten Fläche zu beobachten (Abbildung 7.15(a)). Wie in Abschnitt 7.2 sowohl experimentell als auch anhand eines Modells gezeigt wurde, können unterhalb SiO₂-beschichteter Regionen keine langlebigen Exzitonen existieren. Direkte Exzitonen können innerhalb ihrer Lebensdauer von ca. 1 ns [Feldmann (1987)] eine Distanz in der Größenordnung von 1 μm überwinden, unter der Annahme einer Driftgeschwindigkeit von etwa 10³ m/s (vgl. Abschnitt 6.3). Da die Falle in einer Entfernung von $r = 20 \mu\text{m}$ bezüglich des Laserflecks liegt, ist eine Bevölkung derselben über diffusive Prozesse direkter Exzitonen ausgeschlossen.

- Erfolgt die Laseranregung außerhalb der SiO₂-Fläche, ist bei hinreichend geringer Distanz r zwischen der SiO₂-Fläche und dem Ort der Laseranregung eine starke Photolumineszenz-Emission aus dem gesamten Randbereich der SiO₂-beschichteten Fläche zu beobachten (Abbildung 7.15(b-i) und Abbildung 7.16(a-d)). Diese Feststellung entspricht den Befunden aus Abschnitt 7.3.⁶

Der Besetzungsgrad der Falle mit Exzitonen ist abhängig von der Entfernung r des Laserflecks vom linienförmigen Fallenpotential. Es lassen sich drei Zonen unterteilen:

- $0 < r \lesssim 50 \mu\text{m}$
In diesem Bereich nimmt die von der Falle ausgehende Photolumineszenz-Intensität, trotz stets zunehmender Entfernung zum Laserfleck, nur unwesentlich ab (vgl. Abbildungen 7.15(b-h) und 7.16(a,b)). Die exzitonische Dichte in der Falle ist konstant.
- $50 \mu\text{m} \lesssim r \lesssim 70 \mu\text{m}$
Die Intensität ist in diesem Intervall eine monoton abnehmende Funktion der Entfernung r zwischen Falle und Laserfleck (vgl. Abbildung 7.15(h-j) und Abbildung 7.16(b-d)). Die exzitonische Dichte in der Falle sinkt mit wachsender Entfernung r zum Ort der Laseranregung.
- $70 \mu\text{m} \lesssim r$
Ab einer Entfernung von $r = (75 \pm 5) \mu\text{m}$ (Abbildung 7.15(i)) bzw. $r = (70 \pm 5) \mu\text{m}$ (Abbildung 7.16(e)) ist keine Photolumineszenz-Emission aus der Falle beobachtbar. Beide Werte stimmen im Rahmen des experimentellen Fehlers gut überein. Eine Richtungsabhängigkeit der Fallenwirkung wurde nicht beobachtet. Die exzitonische Dichte in der Falle verschwindet, wenn der Ort der Laseranregung über ca. 70 μm entfernt ist.

Interpretation

Die lasergenerierte Wolke dehnt sich unmittelbar nach ihrer Erzeugung durch getriebene Diffusion bis zu einem lateralen Radius von etwa 60 μm aus (vgl. Gleichung 6.7). Treibende Kraft der Expansion ist die kurzreichweitige inter-exzitonische Dipol-Dipol-Abstoßung (vgl.

⁶Auf die Ausbreitung der Photolumineszenz-Emission entlang dem gesamten Randbereich der SiO₂-beschichteten Fläche wird in Abschnitt 7.6 eingegangen.

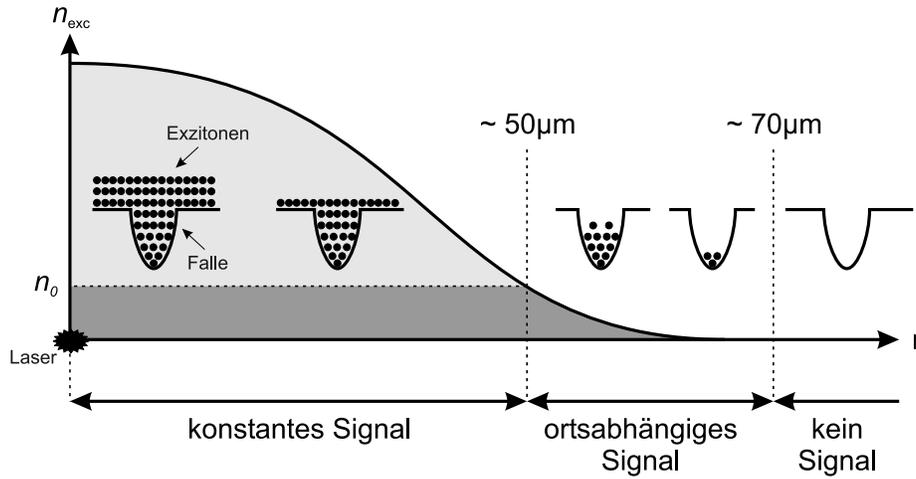


Abbildung 7.14: Die durchgezogene Kurve skizziert die radialsymmetrische exzitonen Dichteverteilung $n_{\text{exc}}(r)$ der exzitonen Wolke, die um den Ort der Laseranregung bei $r = 0$ zentriert ist. Die eingefügten Grafiken stellen schematisch den Besetzungsgrad der Fallen mit Exzitonen an der jeweiligen radialen Position r dar. Für kleine Entfernungen r zwischen der Falle und dem Zentrum der exzitonen Wolke wird die Sättigungsdichte n_0 überschritten: Die Zahl der Exzitonen in dem Fallenpotential nimmt dann nicht mehr zu, sodaß das Photolumineszenz-Signal konstant ist. Nach [Gärtner (2007)].

Abschnitt 2.3.5). Ab Unterschreitung einer bestimmten exzitonen Dichte n_{exc} geht das System in das sogenannte rein diffusive Regime über, in dem die getriebene Expansion zum Erliegen kommt und nur noch eine sehr langsame Vergrößerung der Wolke stattfindet [Vörös (2005); Rapaport (2006); Chen (2006)]. Die exzitonen Dichteverteilung der Wolke kann nun als quasi-stationär angesehen werden: $n_{\text{exc}}(\vec{r}, t) \rightarrow n_{\text{exc}}(\vec{r})$.

Experimentell wurden drei verschiedene Zonen bezüglich der Entfernung r zwischen Laseranregung und Falle identifiziert. Diese Unterteilung kann durch Annahme einer exzitonen Sättigungsdichte n_0 der Falle erklärt werden, die nicht überschritten werden kann. Sobald die Sättigungsdichte n_0 erreicht wird, können keine weiteren Exzitonen mehr in die Falle gelangen. Diese Annahme ist plausibel, da die abstoßende Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen indirekten Exzitonen bei steigender Dichte in der Falle zunehmend an Bedeutung gewinnt. Das Zustandekommen der drei Zonen wird im folgenden in einem äquivalenten Bezugssystem erläutert, in dem die Laseranregung stets am Ursprung stattfindet und die Falle beweglich ist.⁷ Die exzitonen Wolke, deren Dichteverteilung $n_{\text{exc}}(r)$ in Abbildung 7.14 skizziert ist, ist in diesem System stets um den Ursprung zentriert. Bei großen Entfernungen r der Falle in bezug auf die Laseranregung von $r \gg 70 \mu\text{m}$ ist kein Photolumineszenz-Signal aus der Falle zu beobachten (vgl. Abbildung 7.14, „kein Signal“). Die Falle befindet sich weit außerhalb der Wolke in einer Region mit verschwindender exzitonen Dichte $n_{\text{exc}}(\vec{r}) \rightarrow 0$, sodaß sie nicht mit Exzitonen bevölkert werden kann. Mit fortschrei-

⁷Da es sich lediglich um eine laterale Verschiebung des Koordinatensystems handelt, ist die Entfernung r zwischen Falle und dem Ort der Laseranregung invariant unter dieser Transformation.

tender Annäherung der Falle an das Zentrum der Wolke kann eine Besetzung der Falle entsprechend der lokalen exzitonischen Dichte $n_{\text{exc}}(r)$ stattfinden. In Folge gewinnt das aus der Falle emittierte Photolumineszenz-Signal mit sinkender Entfernung r an Intensität (vgl. Abbildung 7.14, „ortsabhängiges Signal“). Bei weiterer Verringerung der Entfernung r wird die kritische exzitonische Dichte n_0 erreicht. Die Falle stößt gewissermaßen an ihre Befüllungsgrenze und kann keine weiteren Exzitonen mehr aufnehmen (vgl. Abbildung 7.14, „konstantes Signal“). Der Besetzungsgrad der Falle in den oben beschriebenen einzelnen Regionen ist anhand der eingefügten Grafiken in Abbildung 7.14 schematisch dargestellt. Aus den Messungen läßt sich die maximale Entfernung zwischen der Begrenzung der SiO₂-Struktur und dem Laseranregungsort zu

$$r_{\text{max}} = (72 \pm 7) \mu\text{m} \quad (7.3)$$

bestimmen, d. h. nur unterhalb dieser Entfernung findet eine Bevölkering der Falle statt.

Als anschauliches Analogon zu dem erläuterten Prozeß sei ein Auffangbecken für Wasser genannt, das bei starkem Regen die heranströmende Wassermenge nicht mehr fassen kann. Eine weitere Erhöhung der Wassermenge, die in diesem Bild der Exzitonendichte der Wolke entspricht, führt nicht zu einer Vergrößerung des Fassungsvermögens: Das Auffangbecken bzw. die Exzitonenfalle „läuft über“.

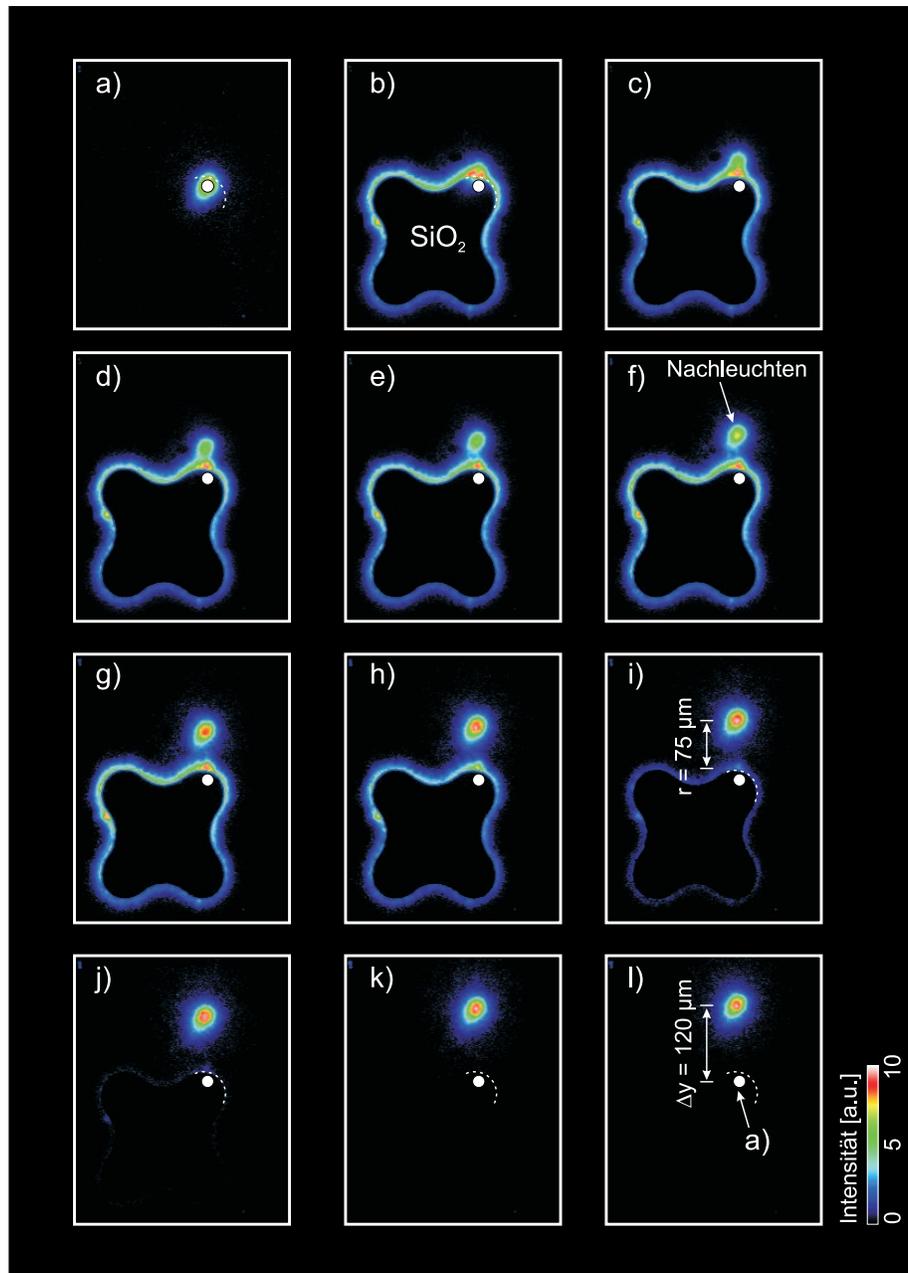


Abbildung 7.15: Gemessene Abhängigkeit des Besetzungsgrades der Fallen (kleeblattförmiges Emissionsprofil) von der Entfernung zum Laser. Dargestellt ist die farbkodierte, auf (a) normierte Intensität der Photolumineszenz-Emission. Der Laserfleck (kreisförmiges Intensitätsmaximum) wird vertikal über eine Gesamtlänge von $\Delta y \approx 120 \mu\text{m}$ bewegt. Die weißen Kreise deuten den Ort der Laseranregung aus Bild (a) an. Es ist zu unterscheiden: (a) keine Emission bei Anregung auf SiO_2 , (b-h) konstante Emission, (i,j) entfernungsabhängige Emission, (k,l) keine Emission. Die Kontur der SiO_2 -Beschichtung ist ggf. in einzelnen Bildern durch eine gestrichelte Kurve angedeutet. Nach [Gärtner (2007)].

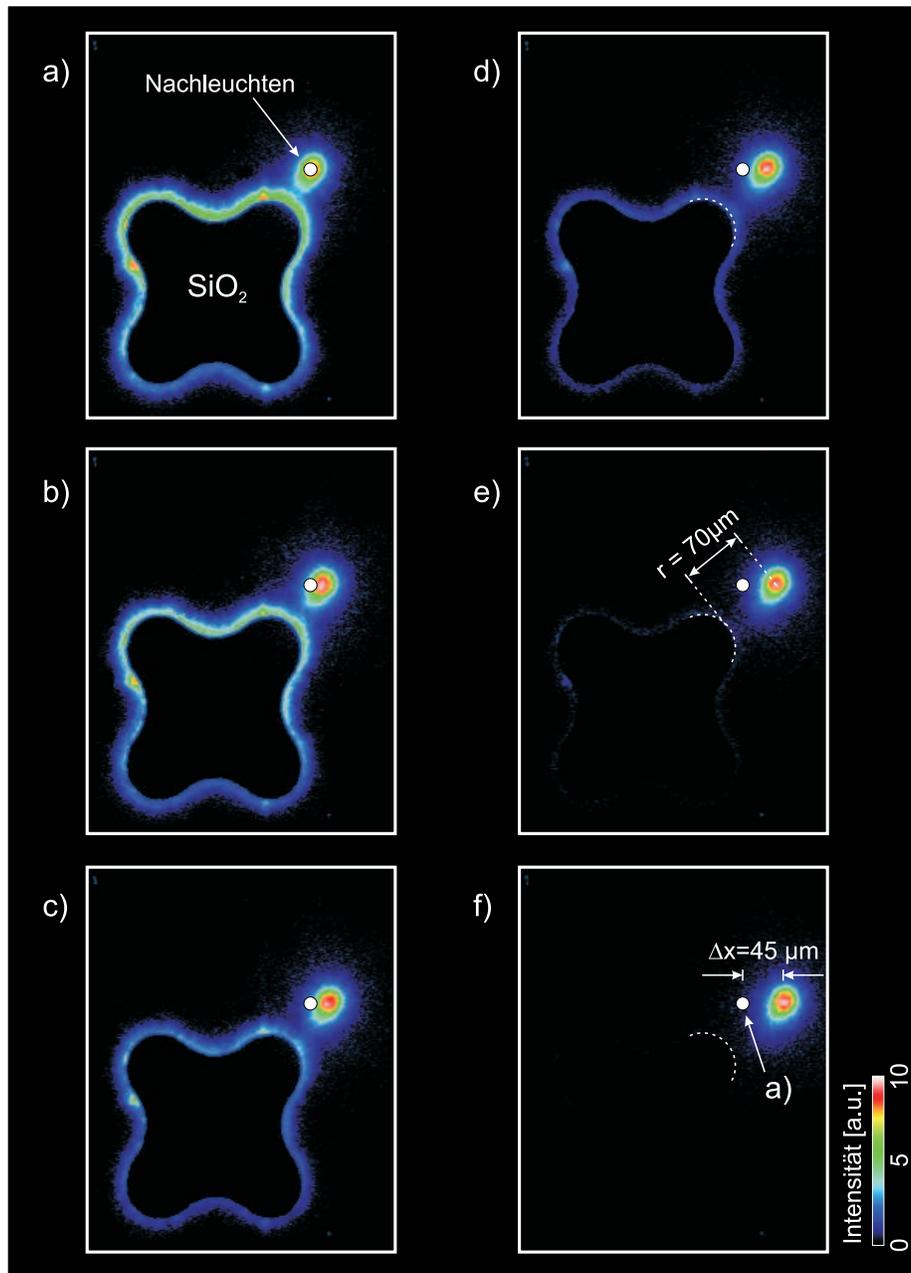


Abbildung 7.16: Gemessene Abhängigkeit des Besetzungsgrades der Fallen (kleeblattförmiges Emissionsprofil) von der Entfernung zum Laser. Dargestellt ist die farbkodierte, auf (a) normierte Intensität der Photolumineszenz-Emission. Der Laserfleck (kreisförmiges Intensitätsmaximum) wird vertikal über eine Gesamtlänge von $45 \mu\text{m}$ bewegt. Die weißen Kreise deuten den Ort der Laseranregung aus Bild (a) an. Es ist zu unterscheiden: (a,b) konstante Emission, (c,d) entfernungsabhängige Emission, (e,f) keine Emission. (d-f) Die Kontur der SiO₂-Beschichtung ist durch eine gestrichelte Kurve angedeutet. Nach [Gärtner (2007)].

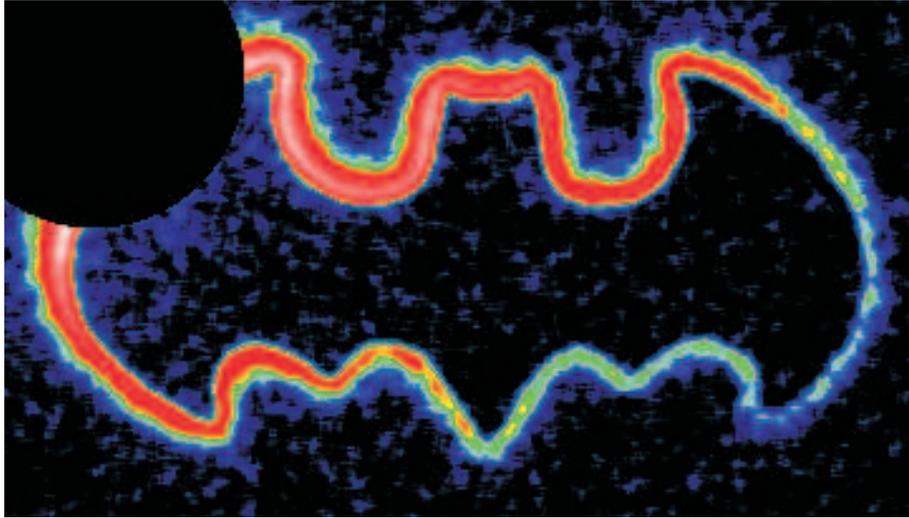


Abbildung 7.17: Makroskopischer Transport von Exzitonen in einer Falle. Dargestellt ist die farbkodierte Photolumineszenz-Emissionsintensität. Die Struktur hat eine Ausdehnung von $550 \times 250 \mu\text{m}^2$. Die Gesamtlänge des mit Exzitonen bevölkerten Abschnitts der Falle beträgt etwa 1 mm. Nach [Gärtner (2007)].

7.6 Exzitonischer Transport innerhalb einer Falle

In den Abschnitten 7.3 und 7.5 wurden Messungen an exzitonischen Fallen vorgestellt, die sich am Randbereich SiO_2 -beschichteter Regionen befinden. Es wurde bereits erwähnt, daß innerhalb dieser linienförmigen Fallenkanäle exzitonischer Transport über beachtliche Entfernungen zu beobachten ist. So ist in Abbildung 7.9 exzitonischer Transport über die gesamte Länge des Umfangs des SiO_2 -Punktes von etwa $500 \mu\text{m}$ zu beobachten, was sich in einem Aufleuchten der Kontur der SiO_2 -beschichteten Region offenbart. Auch in den Abbildungen 7.15 und 7.16 tritt makroskopischer exzitonischer Transport längs des Fallenpotentials auf, sobald die lasergenerierte exzitonische Wolke die Falle erreicht.

In Abbildung 7.17 ist ein weiteres Beispiel einer komplex geformten linienförmigen Falle dargestellt. Auf der Oberfläche der Probe ist eine SiO_2 -Fläche aufgebracht, deren äußere Begrenzung durch die Kontur des emittierten Photolumineszenz-Musters gegeben ist. Die Messung erfolgte analog zur Vorgehensweise in Abschnitt 7.3 mit einer Gatterspannung von $V_B = 0 \text{ V}$. Hier wird die Falle auf einer gesamten Länge von etwa 1 mm mit langlebigen Exzitonen bevölkert.

Der Bevölkерungsprozeß der linienförmigen Falle, der in longitudinaler Richtung erfolgt, kann als exzitonischer Transport interpretiert werden, der durch inter-exzitonische Dipol-Dipol-Abstoßung getrieben wird (vgl. Abschnitt 2.3.5). Die eingefügten Grafiken in Abbildung 7.14 stellen schematisch harmonische Fallen dar, die in Abhängigkeit von ihrer Position bezüglich der exzitonischen Wolke mit einer jeweils unterschiedlichen Anzahl von Exzitonen besetzt sind. Durch den Einschluß in dem linienförmigen Fallenpotential sind nur mehr exzitonische Bewegungen längs des Potentialminimums möglich, sodaß es zu

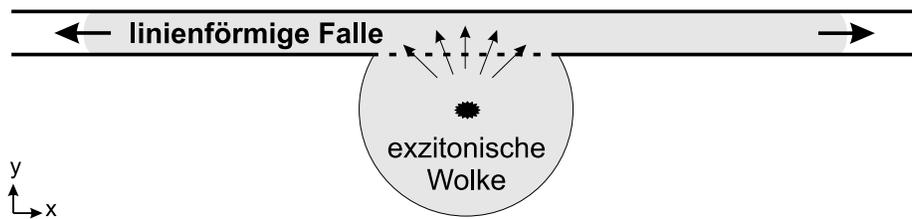


Abbildung 7.18: Die Ausbreitung von Exzitonen wird durch inter-exzitonische Dipol-Dipol-Abstoßung in der Falle getrieben und erfolgt entlang eines linienförmigen Einschlußpotentials (horizontale Pfeile). Zusätzlich können aus der exzitonischen Wolke Exzitonen in die Falle nachgeliefert werden (radiale Pfeile).

einer Ausbreitung der Exzitonen entlang der Umrandung der SiO_2 -Fläche kommt, wie in Abbildung 7.18 skizziert. Diese Distanzen sind wesentlich größer als die Abmessungen der exzitonischen Wolke, die sich in SiO_2 -freier Umgebung durch Laseranregung ergeben, wobei die Wolke typische Radien von $60 \mu\text{m}$ aufweist.

Der langreichweitige Transport in den Fallen läßt sich folgendermaßen erklären: Zum einen folgt aus geometrischen Überlegungen, daß bei gegebener Teilchenzahl für die exzitonische Dichte $n_{\text{exc}} \propto r^{-f}$ gilt, wobei r die Ausdehnung des exzitonischen Systems und f die Zahl der räumlichen Freiheitsgrade bezeichnen. Im Falle der lateralen Wolkenausdehnung ($f = 2$) nimmt die inter-exzitonische Abstoßung daher im Vergleich zu linienförmigen Fallen ($f = 1$) schneller mit r ab, wodurch die räumliche Ausdehnung der Wolke r bei Eintreten des stationären Zustands stets kleiner als im Falle der linienförmigen Falle ist. Zum anderen kann der Abfluß von Exzitonen entlang der Falle durch nachkommende Exzitonen aus der Wolke kompensiert werden. Dadurch wird die Ausbreitung der Exzitonen in der linienförmigen Falle noch weiter vorangetrieben, bis sich ein stationärer Zustand einstellen kann. Der Nachschub kommt erst zum Erliegen, sobald der inter-exzitonische Abstand in der Wolke durch die Expansionsbewegung eine Größe erreicht hat, bei der keine getriebene Expansion mehr stattfindet, und die exzitonische Dichte statisch wird [Snoke (2005)]. Der Vorgang der Bevölkung einer linienförmigen Falle läßt sich vergleichen mit einer Dachrinne, über die Regenwasser abgeführt wird.

Zeitaufgelöster Exzitonentransport in der Falle

Es sei darauf hingewiesen, daß die Dynamik der Fallenbevölkung mit Exzitonen auf einer Zeitskala von weniger als 10 ns erfolgt. Sie kann daher mit dem verwendeten Lasersystem zeitlich nicht aufgelöst werden, da die Bevölkung bereits zum Ende des Laserpulses abgeschlossen ist. Eine Beobachtung der Bevölkungsdynamik während der Anregung ist durch das intensive Laserlicht, das das Photolumineszenz-Signal aus der Falle überdeckt, ausgeschlossen.⁸ Der Einsatz eines Femtosekunden-Lasersystems in Kombination mit einem Einzelpulsselektor (*engl.* „pulse-picker“) ist in Vorbereitung und wird Einblicke in die

⁸Eine weitere Gefahr besteht in der Zerstörung der intensivierten CCD-Kamera durch zu intensiven Lichteintrag, der durch Laseranregung der Probe und simultaner Kamerabelichtung entstehen kann.

exzitonische Diffusionsdynamik der linienförmigen Fallen geben.

Zu bemerken ist ferner eine lange Lebensdauer der Exzitonen in der Falle im Vergleich zu freien Exzitonen in der exzitonischen Anregungswolke. Nach Verzögerungszeiten von über $18 \mu\text{s}$ konnte noch exzitonische Photolumineszenz aus der Falle nachgewiesen werden, während die exzitonische Anregungswolke zu diesem Zeitpunkt bereits vollständig zerfallen war. Diese Beobachtung ist als Hinweis auf eine Verstärkung des vertikalen elektrischen Feldes in der Falle gegenüber der Umgebung zu werten, das gemäß Abschnitt 2.3.7 maßgebend für die exzitonische Halbwertszeit ist. Die Annahme lokaler Feldüberhöhungen in den Fallen wird durch das in Abschnitt 7.10 vorgestellte elektrostatische Modell zusätzlich bestätigt.

7.7 Elektrisches Schalten der Falle

In den vorangehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß sich mittels SiO_2 -Schichten im Zusammenspiel mit einem geeigneten metallischen Oberflächengatter exzitonische Einschlußpotentiale definieren lassen. Auf dieser Technik aufbauend wird im folgenden ein Proben-Design vorgestellt, welches eine Charakterisierung sowie eine systematische Untersuchung des erstmals in Abschnitt 7.3 beobachteten elektrischen Schaltverhaltens der SiO_2 -definierten, linienförmigen Fallen ermöglicht.

Experimentelle Methoden

Das Proben-Design und der experimentelle Meßaufbau sind in Abbildung 7.19(a) skizziert. Eine schematische Draufsicht auf die zu untersuchende Region der Probe ist in Abbildung 7.19(b) dargestellt. Die Probe, gefertigt aus dem Heterostrukturmaterial „11-05-02.2“, entspricht hinsichtlich der lateralen Strukturierung dem in Abschnitt 7.5 vorgestellten Design, wobei hier jedoch anstelle kleeblattförmiger SiO_2 -Flächen kreisförmige SiO_2 -Strukturen untersucht werden.⁹ Zwei elektrisch voneinander isolierte Gatter erlauben das Anlegen voneinander unabhängiger Spannungen an das Innengatter (V_i) bzw. an das Außengatter (V_a).

Die Messung läuft nach dem aus den vorigen Kapiteln bekannten Schema ab: Ein 50 ns langer Laserpuls dient der Anregung indirekter Exzitonen. Nach einer Wartezeit von 800 ns wird ein lateral aufgelöstes Bild der Photolumineszenz-Emission im Bereich der Fallenstruktur aufgenommen. Die Gesamtintensität des aus der ringförmigen Falle emittierten Photolumineszenz-Lichts ist ein Maß für die Güte des exzitonischen Einschlusses. Die zu der Spannungskombination $V_i = V_a = 0 \text{ V}$ gehörigen Daten sind in Abbildung 7.19(c) dargestellt und zeigen einen ringförmigen Einschluß von Exzitonen am Rand der kreisförmigen SiO_2 -Fläche. Dies entspricht den Gatterspannungsparametern der in Abbildung 7.17 gezeigten Falle. Bei Erhöhung der Innengatterspannung auf $V_i = 250 \text{ mV}$ (Abbildung 7.19(d)) verschwindet die ringförmige Photolumineszenz-Emission.

⁹Andersartig geformte SiO_2 -Flächen zeigen ein identisches elektrisches Schaltverhalten.

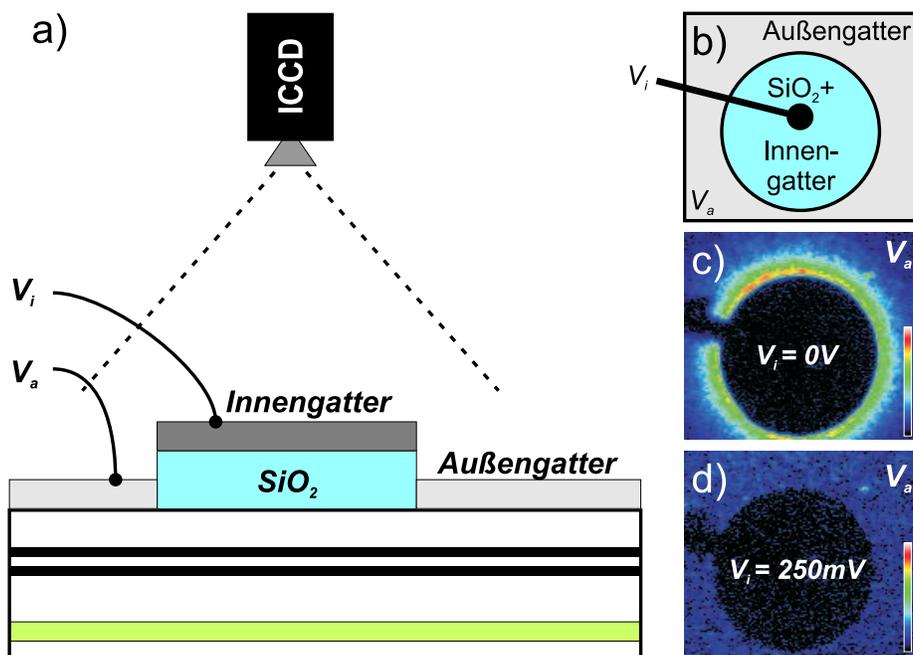


Abbildung 7.19: (a) Proben-Design und experimenteller Aufbau zur Charakterisierung des elektrischen Schaltverhaltens der SiO₂-definierten Fallen. Das Proben-Design ermöglicht die getrennte elektrische Ansteuerung des Innen- und des Außengatters. (b) Schematische Draufsicht auf die zu untersuchende Region der Probe. (c) Lateral aufgelöste Photolumineszenz-Emission für den Fall $V_i = V_a = 0\text{ V}$. Aus dem Randbereich des SiO₂-Punktes (schwarzer Kreis) wird Photolumineszenz-Licht emittiert. (d) Bei Erhöhung der Innengatterspannung über die kritische Spannung hinaus auf $V_i = +250\text{ mV}$ verschwindet die Photolumineszenz-Emission ($V_a = 0\text{ mV}$).

Elektrisches Schalten der Fallen

Abbildung 7.20 zeigt systematisch die Abhängigkeit der Intensität des verzögert detektierten Photolumineszenz-Lichts über verschiedene angelegte Spannungen V_i am Innengatter. Die Außengatterspannung V_a beträgt dabei konstant $+300\text{ mV}$. Beginnend bei einer Innengatterspannung von $V_i = -1000\text{ mV}$ wurde intensive ringförmige Photolumineszenz-Emission aus der Falle detektiert (siehe entsprechendes Beibild in Abbildung 7.20 für $V_i = +400\text{ mV}$). Eine Erhöhung der Innengatterspannung hat in dem farblich unterlegten Bereich in Abbildung 7.20 keine Auswirkungen auf die Intensität der Emission; die Fallenwirkung bleibt konstant. In einem schmalen Spannungsfenster von nur 30 mV um die kritische Innengatterspannung $V_i^{\text{krit}} = +480\text{ mV}$ herum findet ein Übergang zwischen zwei Zuständen statt: Die SiO₂-Struktur wechselt hier offenbar bezüglich ihrer Fallenwirkung auf Exzitonen abrupt ihren Status von „EIN“ zu „AUS“. Im Sinne einer detaillierten Vermessung des Zustandwechsels wurde in diesem Bereich die Innengatterspannung V_i in feineren Schritten durchgeführt. Oberhalb der kritischen Spannung findet keine Speicherung von Exzitonen statt (siehe entsprechendes Beibild in Abbildung 7.20 für $V_i = +600\text{ mV}$).

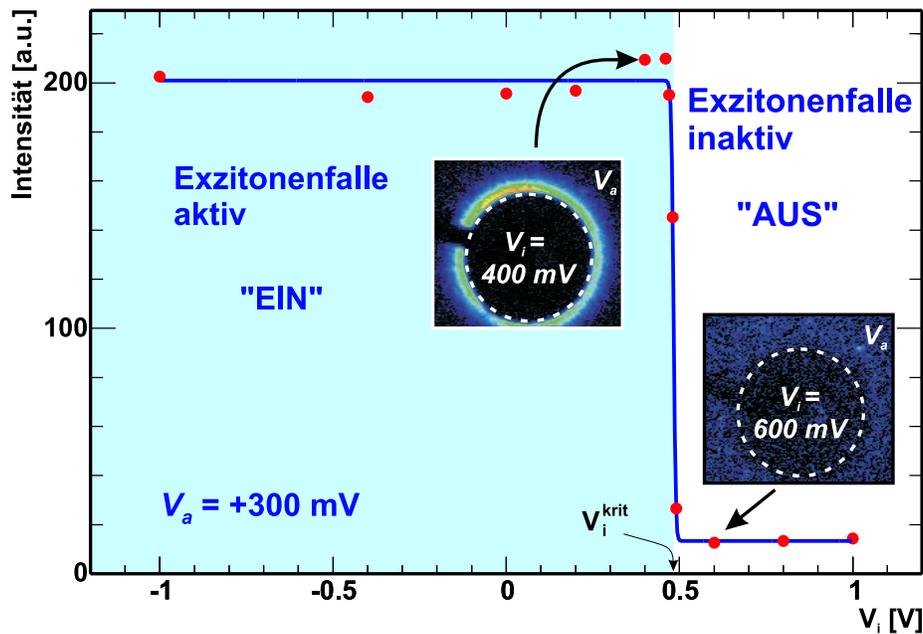


Abbildung 7.20: Über die Innengatterspannung V_i kann der Übergang zwischen den Zuständen „EIN“ und „AUS“ der Falle reversibel geschaltet werden. Die Außengatterspannung beträgt $V_a = +300$ mV; die zugehörige kritische Innengatterspannung V_i^{krit} beträgt +480 mV. Die durchgezogene Kurve dient der Verdeutlichung des Verlaufs. Die zugehörigen, lateral aufgelöst gemessenen Photolumineszenz-Emissionsdaten sind farbkodiert in entsprechenden Beibildern für die Fälle $V_i = +400$ mV $< V_i^{\text{krit}}$ und $V_i = +600$ mV $> V_i^{\text{krit}}$ dargestellt. Die gestrichelten Kreise deuten die Lage der SiO₂-Punkte an. Nach [Gärtner (2007)].

Es lassen sich also folgende Zustände der Falle unterscheiden:

- $V_i < V_i^{\text{krit}}$: Fallenwirkung aktiv („EIN“)
- $V_i > V_i^{\text{krit}}$: Fallenwirkung aufgehoben („AUS“)

Es wurde experimentell nachgewiesen, daß die kritische Spannung V_i^{krit} keine Abhängigkeit von den folgenden Parametern aufweist:

- Laserleistung
- Dauer der Laserbeleuchtung
- Verzögerungszeit zwischen Laserbeleuchtung und Messung (Speicherzeit)

Über die Außenspannung V_a läßt sich der Wert der kritischen Spannung V_i^{krit} beeinflussen. Dies ist Gegenstand weiterer Untersuchungen, die unten zusammengefaßt werden. Es ist zudem festzuhalten, daß der Wechsel der Fallenwirkung zwischen den Zuständen „EIN“ und „AUS“ in beiden Richtungen reversibel durchführbar ist. Ein hysteretisches Verhalten läßt sich nicht feststellen.

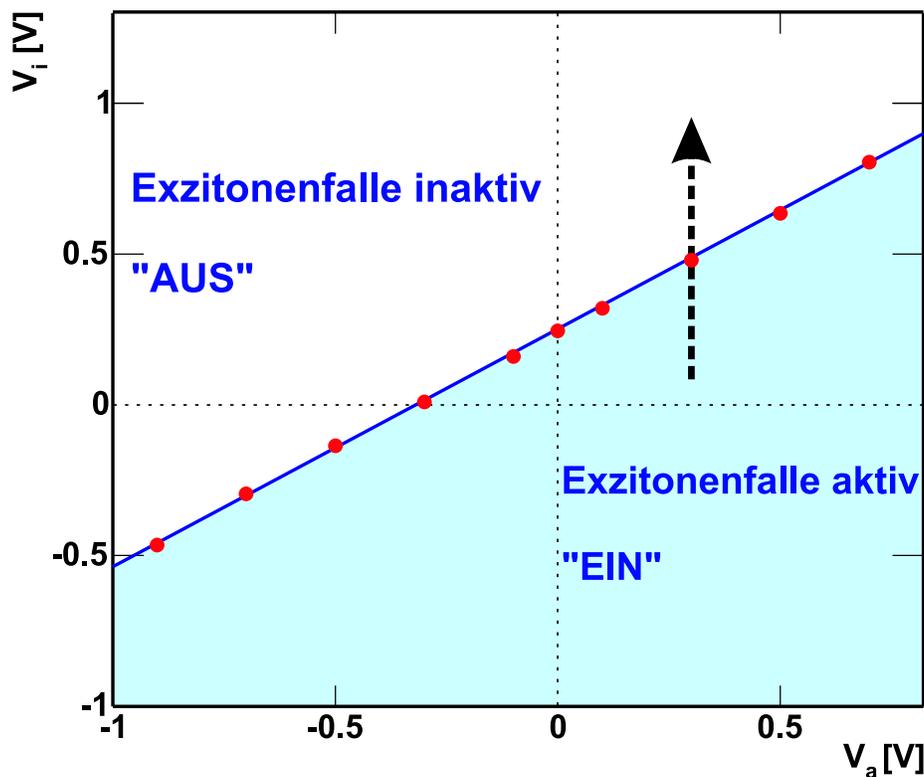


Abbildung 7.21: Zustandsdiagramm der Exzitonenfalle bezüglich der Fallenwirkung auf Exzitonen im V_i - V_a -Raum. Die Grenze zwischen den beiden Zuständen der Falle zeigt einen linearen Verlauf. Der gestrichelte Pfeil kennzeichnet beispielhaft den in Abbildung 7.20 dargestellten Zustandswechsel. Nach [Gärtner (2007)].

Zustandsdiagramm

Die kritische Spannung V_i^{krit} , an dem der Zustand der Falle wechselt, ist invariant gegenüber zwischenzeitlichen Variationen der Außengatterspannung V_a . Das Schaltverhalten ist demnach unabhängig von der Vorgeschichte der Falle: Außen- und Innengatterspannung V_a bzw. V_i charakterisieren vollständig den Zustand der Falle.

Es kann ein sogenanntes Zustandsdiagramm im V_i - V_a -Raum erstellt werden, das Auskunft über den Zustand der Fallenwirkung („EIN“ oder „AUS“) gibt. Es ist in Abbildung 7.21 dargestellt. Dazu wurde die zuvor beschriebene Messung des Zustandswechsels für verschiedene Außengatterspannungen V_a wiederholt und die jeweilige kritische Innengatterspannung $V_i^{\text{krit}}(V_a)$ bestimmt. Die experimentelle Unsicherheit $\Delta V_i^{\text{krit}}(V_a)$ ist durch die Flankensteilheit des jeweiligen Übergangs gegeben und beträgt 30 mV, unabhängig von der Wahl der Außengatterspannung V_a . Die Grenze zwischen beiden Zuständen der Falle zeigt einen klaren linearen Verlauf. Mit der wie folgt definierten Zustandsgröße

$$Z(V_i, V_a) := +0,784 \cdot V_a - V_i + 0,245 \text{ V} \quad (7.4)$$

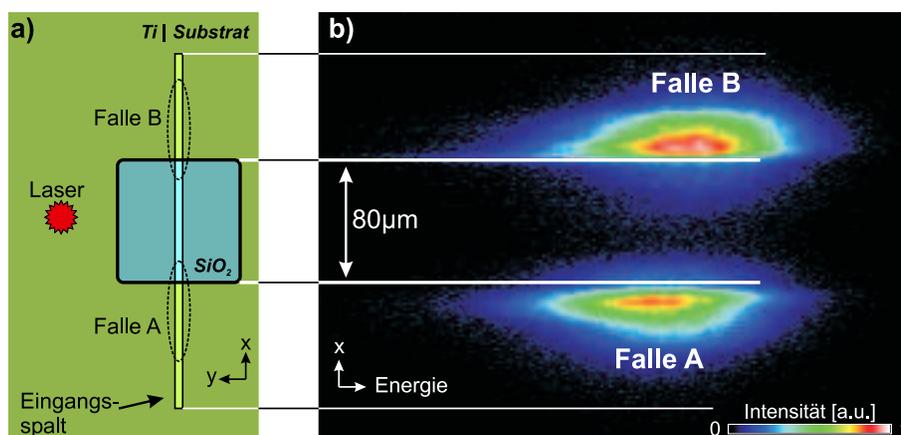


Abbildung 7.22: (a) Der Verlauf des Potentials der linienförmigen Falle, die entlang der Umrandung der quadratischen SiO_2 -Fläche verläuft, wird anhand von zwei Querschnitten in transversaler x -Richtung vermessen (gestrichelte Ellipsen). In longitudinaler Richtung wurde der Meßbereich durch den Eingangsspalt des Spektrometers auf $\Delta y = 8 \mu\text{m}$ eingegrenzt. (b) Farb-kodierte Darstellung der lateral und spektral aufgelösten Intensitätsverteilung der gemessenen Photolumineszenz-Emission aus beiden Fallen. Von dem SiO_2 -bedeckten Bereich geht keine Photolumineszenz-Emission aus. Nach [Gärtner (2007)].

kann der Zustand der Falle aus den Spannungen V_i und V_a ermittelt werden:

$$Z > 0 \text{ V} : \text{ Falle ist aktiv („EIN“)} \quad (7.5)$$

$$Z < 0 \text{ V} : \text{ Falle ist inaktiv („AUS“)} \quad (7.6)$$

Die gefundene Erkenntnis der elektrischen Schaltbarkeit des Fallenpotentials ist ein weiteres Indiz für einen elektrostatischen Ursprung des exzitonenischen Einschlußmechanismus. Ein elektrostatisches Modell wird in Abschnitt 7.10 vorgestellt.

7.8 Messung des exzitonenischen Fallenpotentials

In diesem Abschnitt werden detaillierte experimentelle Einblicke in den lateralen Verlauf der linienförmigen, SiO_2 -definierten Fallenpotentiale für Exzitonen gegeben. Diese Erkenntnisse sind richtungsweisend zur Klärung der physikalischen Grundlagen, die zur Bildung exzitonenischer Einschlußpotentiale führen. Darauf aufbauend könnten maßgeschneiderte Methoden zur Schaffung effizienter Fallen für langlebige Exzitonen entwickelt werden, die möglicherweise für den Einschluß eines exzitonenischen Bose-Einstein-Kondensats geeignet sind (vgl. Kapitel 8).

Experimentelle Methoden

Das Design der Probe sowie die Methodik des Experiments zur Aufklärung des exakten Fallenpotentialverlaufs werden anhand Abbildung 7.22(a) schematisch erläutert. Die unter-

suchte Probe ist aus dem Wafer-Material „11-05-02.2“ hergestellt und enthält u. a. ein SiO₂-Quadrat mit den Abmessungen $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ sowie einer Dicke von 50 nm. Über der SiO₂-Schicht befindet sich ein homogenes, 10 nm dickes Titan-Gatter. Die Probe wurde bei einer Temperatur von $T = 3,7 \text{ K}$ mit dem in Abbildung 6.8 dargestellten Meßaufbau untersucht. Er ermöglicht mittels eines an ein Mikroskop angekoppelten abbildenden Spektrometers die simultane Analyse der aufgefangenen Photolumineszenz bezüglich Energie sowie einer lateralen Ortskoordinate. Der Aufbau konnte jedoch durch folgende Maßnahmen auf eine hohe Ortsauflösung von $\Delta x < 2 \mu\text{m}$ optimiert werden:

- Einsatz eines $50\times$ -ELWD¹⁰-Mikroskop-Objektives der Fa. Nikon mit einer numerischen Apertur von 0,55.
- Benutzung eines engen Spektrometer-Eingangsspalts, der den beobachtbaren Probenausschnitt auf eine Breite von $8 \mu\text{m}$ begrenzt.

Beide Maßnahmen führen zu einer dramatischen Reduktion des auf die intensivierte CCD-Kamera fallenden Photolumineszenz-Signals. Es wurde ferner eine zunehmende Empfindlichkeit des Aufbaus bezüglich mechanischer Erschütterungen festgestellt. Um ein akzeptables Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erlangen, wurden folgende Maßnahmen ergriffen:

- Erhöhung der Zahl der Einzelexperimente, über die das Photolumineszenz-Signal integriert wird, auf $90 \cdot 10^6$. Eine weitere Erhöhung ist nicht möglich, da der Hintergrund der CCD-Kamera auf diesen Zeitskalen zu stark driftet.
- Verlängerung der Belichtungszeit der intensivierten CCD-Kamera auf 500 ns.
- Signalmaximierung durch zeitnahes Auslesen des emittierten Photolumineszenz-Signals. Bei einer Verzögerungszeit von nur 50 ns bezüglich der Laseranregung ist aufgrund der höheren Exzitonendichte die Rekombinationsrate größer.
- Platzierung des Laserflecks zur Anregung von Exzitonen möglichst dicht an der SiO₂-Struktur, um eine bestmögliche Bevölkung der Falle zu erreichen (Wellenlänge: 680 nm, Leistungsdichte: 500 W/cm^2).
- Verlagerung der Messungen in Zeiträume, in denen geringe Unruhe im Laborgebäude herrscht.

In Abbildung 7.22(b) sind die mit der beschriebenen Methode experimentell gewonnenen Rohdaten dargestellt. Man erkennt deutlich die beiden durch den Eingangspalt des Spektrometers selektierten Ausschnitte der exzitonischen Falle, die sich in den elliptisch gestrichelten Bereichen in Abbildung 7.22(a) befinden. Über eine separate Eichmessung wurde ihre Separation zu $80 \mu\text{m}$ in Übereinstimmung mit den Abmessungen der SiO₂-Struktur bestimmt. Die Intensität des Photolumineszenz-Lichts nimmt unterhalb der SiO₂-Fläche rasch ab, da hier keine indirekten Exzitonen existieren können.

¹⁰engl. für *extra long working distance*.

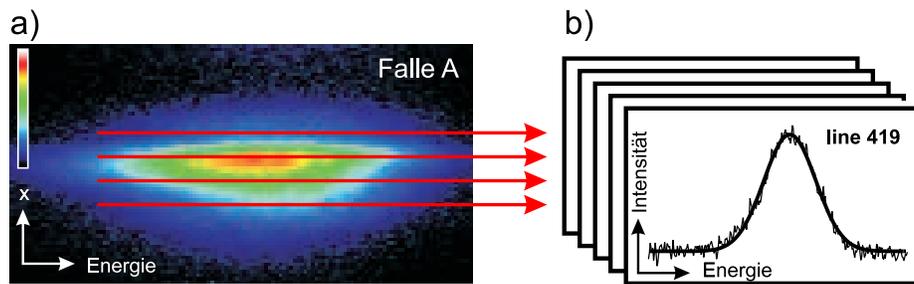


Abbildung 7.23: (a) Die gewonnenen spektral- und lateral aufgelösten Daten werden zeilenweise in ihre Einzelspektren zerlegt (horizontale Pfeile), wobei jede Zeile einem bestimmten Ort x entspricht. (b) An alle Spektren werden gaußförmige Kurven angepaßt. Die energetische Position des Maximums jeder Kurve gibt das lokale exzitonische Potential am jeweiligen Ort an. Nach [Gärtner (2007)].

Auswertung der Daten

Das Prinzip der Datenauswertung wird anhand von Abbildung 7.23 erläutert. Die aufgezeichneten Daten liegen zunächst in Form von Bitmaps vor (Abbildung 7.23(a)). Der Abstand der Zeilen beträgt $\Delta x = 1,8 \mu\text{m}$ und gibt damit die Ortsauflösung vor. Die Energieauflösung wurde mithilfe einer Neonlampe zu etwa 1 meV bestimmt. Jeder einzelnen Zeile der Bitmap kann nun ein Spektrum zugeordnet werden. Man erhält auf diese Weise eine Serie von gaußförmigen Spektren, die die spektrale Variation der Photolumineszenz in Querrichtung zum Fallenpotential beschreibt. Der nächste Schritt umfaßt die Anpassung von Gaußfunktionen an jedes Spektrum (vgl. exemplarische Darstellung in Abbildung 7.23(b)). Die hierbei gewonnenen Parameter – Maximalwert der Intensität, Mittelwert der Energie sowie die spektrale Breite der Photolumineszenz – werden im Rahmen der anschließenden Auswertung verwendet.

Die auf diese Weise aus jedem Spektrum extrahierten Mittelwerte der Energie repräsentieren in ihrer Gesamtheit den Verlauf des linienförmigen Einschlußpotentials für Exzitonen in Querrichtung. Die orts- und energieaufgelöste Photolumineszenz liefert somit Informationen über den lokalen energetischen Zustand des rekombinierenden Exzitons. In Abbildung 7.24(a) und (b) sind die Einschlußpotentiale beider Ausschnitte der exzitonischen Falle dargestellt, die das SiO_2 -Quadrat umgibt.

Das Fallenpotential in Querrichtung

Bei beiden Einschlußpotentialen handelt es sich um harmonische Fallen, wie die angepaßten parabolischen Kurven zeigen. Tabelle 7.1 faßt die aus Abbildung 7.24 gewonnenen Ergebnisse zusammen. Der Abstand zwischen den Minima ist mit $93 \mu\text{m}$ größer als durch das SiO_2 -Quadrat vorgegeben. Betrachtet man jedoch die Entfernung der jeweils zum SiO_2 hin gerichteten Ränder der Fallen, so erhält man eine Distanz von $80 \mu\text{m}$. Offenbar wird durch die SiO_2 -Struktur die innere Begrenzung des Einschlußpotentials vorgegeben; die eigentlichen Zentren der Fallen liegen jedoch einige μm weiter außerhalb des SiO_2 -Bereichs.

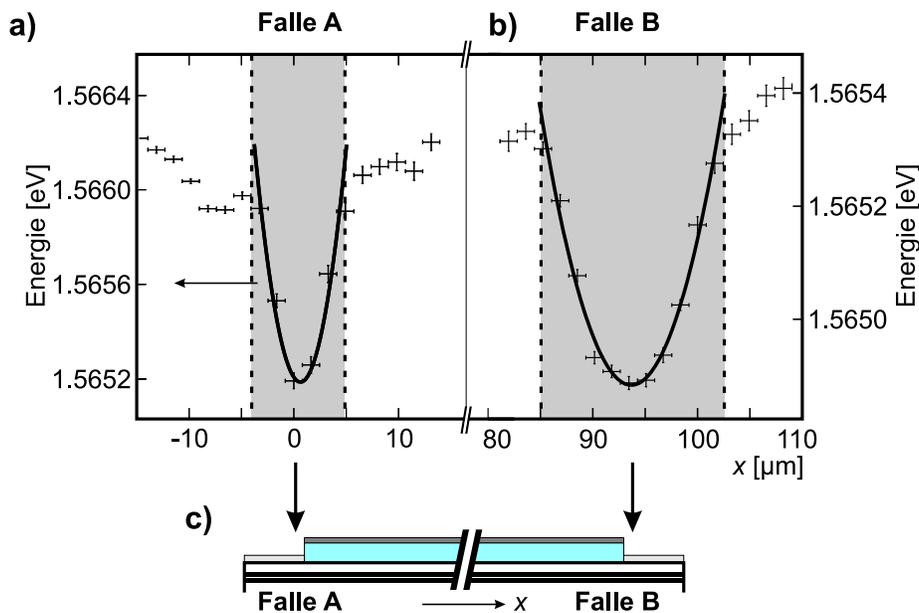


Abbildung 7.24: Gemessene Einschlußpotentiale (a,b) in transversaler Richtung an zwei gegenüberliegenden Punkten (c) einer linienförmigen Falle. (a,b) Es liegen harmonische Fallenpotentiale für Exzitonen vor (durchgezogene Kurven). Nach [Gärtner (2007)].

Obwohl beide untersuchten Ausschnitte des Einschlußpotentials zur selben quadratischen SiO_2 -Fläche gehören, sind erhebliche Unterschiede in den parabolischen Verläufen des exzitonischen Potentials festzuhalten. Sowohl die jeweilige laterale Ausdehnung als auch die jeweilige energetische Tiefe unterscheiden sich um einen Faktor 2 bzw. $1/2$. Auch die energetische Lage der jeweiligen Minima differiert um $0,7 \text{ meV}$ voneinander. Die Federkonstante ergibt sogar einen Unterschied um den Faktor 10. Die Ursachen für diese erheblichen Unterschiede sind bislang unklar. Es ist zu vermuten, daß hierbei lokalen Fluktuationen im exzitonischen Potential, hervorgerufen durch Grenzschichtrauigkeiten in der Heterostruktur, eine bedeutende Rolle zukommen. Möglicherweise sind auch Probleme bei der lithographischen Präparation der Probe dafür verantwortlich, wie beispielsweise Kantenrauigkeiten an der SiO_2 -Begrenzung. Eine leicht verkippte Stellung der Probe beim evaporativen Herstellungsprozeß des Ti-Gatters ist ebenfalls als Ursache denkbar. Da die Fallen elektrostatischen Ursprungs sind, können auch kleine Fluktuationen in den Gatterstrukturen zu lokalen Feldüberhöhungen führen und damit einen dominanten Einfluß auf das exzitonische Einschlußpotential ausüben.

Leistungsabhängigkeit

Die oben vorgestellten Messungen wurden für verschieden stark reduzierte Laserleistungen wiederholt, um den Einfluß der exzitonischen Dichte auf die Fallenpotentiale zu untersuchen. Abbildung 7.25 bzw. Abbildung 7.26 zeigt den Einfluß der Laserleistung auf die laterale Position der Fallen bzw. auf die Federkonstante k .

Fallen-Parameter	Einheit	Falle A	Falle B
Entfernung der Minima	$[\mu\text{m}]$	93	
Entfernung der Ränder	$[\mu\text{m}]$	80	
laterale Ausdehnung	$[\mu\text{m}]$	9	18
energetische Tiefe	$[\text{meV}]$	0,8	0,4
Energieminimum	$[\text{eV}]$	1,5652	1,5649
Federkonstante k	$[\text{keV}/\text{cm}^2]$	11	1,1
Quantisierungsenergie	$[\mu\text{eV}]$	5,5	1,7

Tabelle 7.1: Übersicht über die experimentell ermittelten Parameter der Einschlußpotentiale. Nach [Gärtner (2007)].

Offenbar sind diese Größen im Rahmen des experimentellen Fehlers unabhängig von der eingestrahlteten Laserleistung und damit von der exzitonischen Dichte. Dies zeigt, daß die Einschlußpotentiale allein durch die Geometrie der SiO_2 -Bereiche und durch die angelegten Gatterspannungen definiert sind. Von der exzitonischen Dichte abhängige Vielteilchen-Effekte spielen in diesem Zusammenhang allenfalls eine untergeordnete Rolle.

Vergleich mit verspannungsinduzierten Fallen

Verspannungsinduzierte Einschlußpotentiale wurden bereits in Abschnitt 7.1.1 vorgestellt. Dabei wurden Federkonstanten von $0,031 \text{ keV}/\text{cm}^2$ sowie lateralen Abmessungen von etwa $250 \mu\text{m}$ erzielt. Die SiO_2 -definierten Fallenpotentiale übertreffen den Wert der Federkonstante um einen Faktor von mehr als 300. Die Abmessung des räumlichen Einschlusses ist auf ein 20stel reduziert, allerdings bisher nur in transversaler Richtung bezüglich des Fallenpotentials. Diese Fortschritte motivieren weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen des zugrundeliegenden physikalischen Mechanismus, um in einem nächsten Schritt den Einschluß von Exzitonen auf alle drei Raumrichtungen auszuweiten. Derartige Fallenpotentiale mit den oben genannten Eckdaten sind ideale Kandidaten für einen effizienten Einschluß langlebiger Exzitonen. Im Rahmen weiterer Forschungsarbeiten zur Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen sind derartige Fallen unentbehrlich.

7.9 Simulation der Kristallverspannungen

In diesem Abschnitt wird der Einfluß thermisch induzierter Kristallverspannungen auf das exzitonische Potential untersucht. Dabei wird insbesondere die Frage diskutiert, inwieweit der beobachtete exzitonische Einschluß in den Umrandungsbereichen von SiO_2 -Flächen auf Materialverspannungen zurückzuführen ist.

Abbildung 7.27 zeigt eine Probe, deren Oberfläche teilweise mit SiO_2 beschichtet wurde.

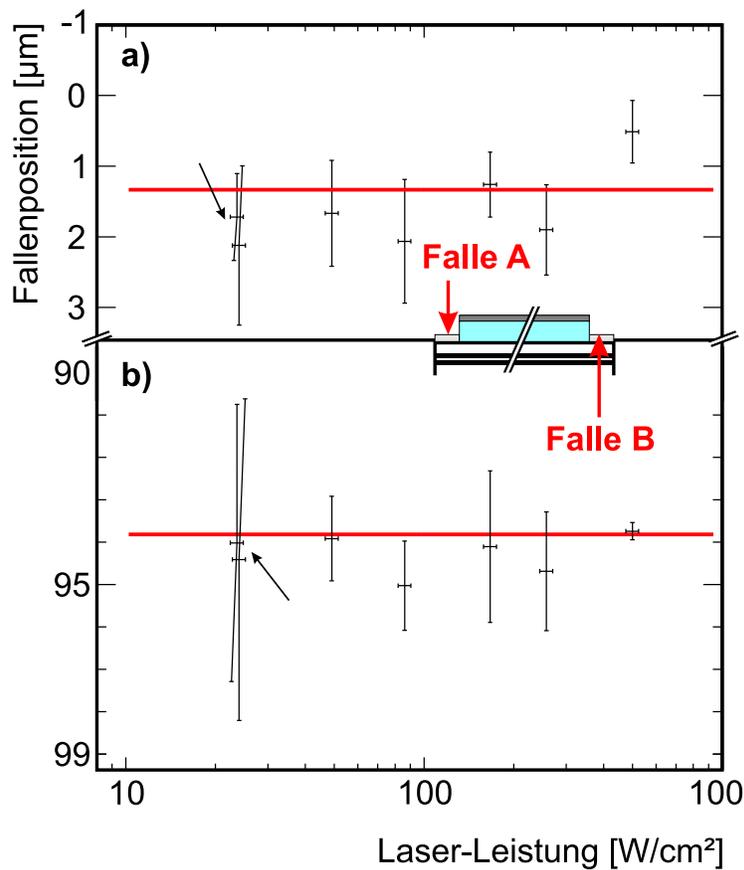


Abbildung 7.25: (a,b) Die Positionen der Fallenzentren sind jeweils unabhängig von der eingestrahelten Laserleistung. Nach [Gärtner (2007)].

Beim Abkühlen der Probe auf Temperaturen von 4 K kommt es zu Verspannungen im Randbereich, da SiO_2 und das Substrat verschiedene thermische Ausdehnungskoeffizienten aufweisen. Aus Abschnitt 7.1.1 ist bekannt, daß Kristallverspannungen das exzitoniche Potential manipulieren und zur Entstehung von Einschlußpotentialen für Exzitonen führen können.

Simulation

Das Softwarepaket „nextnano³“ ermöglicht die numerische Simulation der elektronischen Eigenschaften von Halbleiterstrukturen, deren Oberfläche lateral verspannt wird [Prechtel (2006); nextnano (2005)]. Die Art der Verspannung, d. h. ob eine Kompression oder eine Expansion des Halbleitergitters durch die SiO_2 -Strukturen (Stressoren) an der Oberfläche vorliegt, wird von der Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha_{SiO_2}(T)$ bzw. $\alpha_{GaAs}(T)$, die jeweils Funktionen der Temperatur T sind, bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit des thermischen Ausdehnungskoeffizienten von GaAs, $\alpha_{GaAs}(T)$, ist experimentell gemessen worden [Soma (1982); Lourenço (2004)]. Im Fall von SiO_2 zeigen

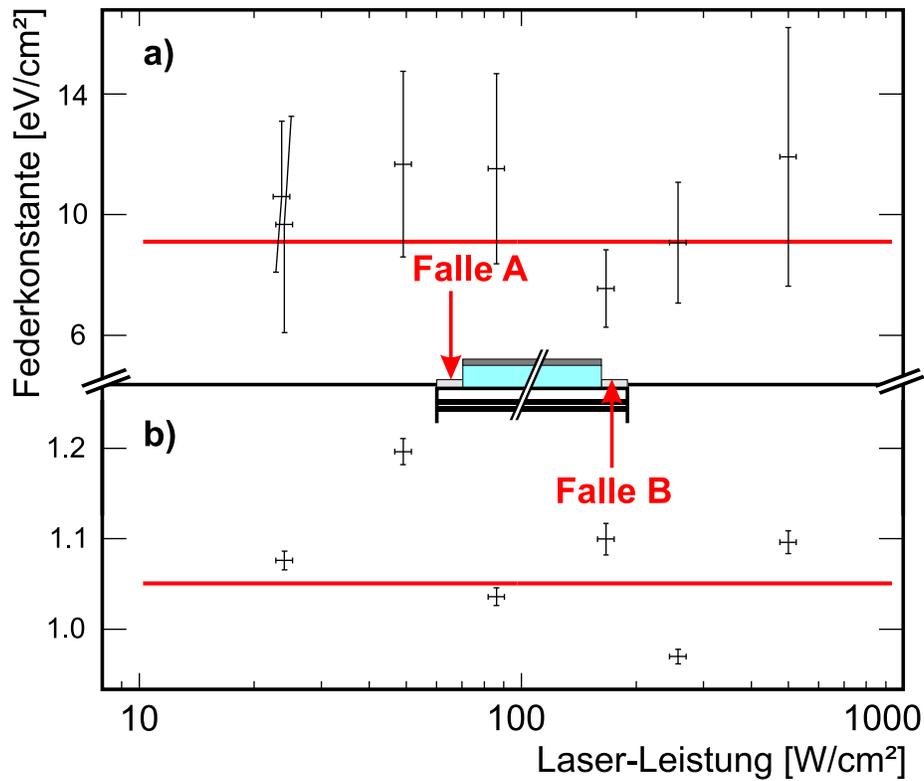


Abbildung 7.26: (a,b) Die Federkonstanten sind unabhängig von der eingestrahlenen Laserleistung. Nach [Gärtner (2007)].

die thermischen Ausdehnungskoeffizienten deutlich voneinander abweichende Temperaturabhängigkeiten, je nachdem, in welcher Modifikation das Material vorliegt [Kohlrausch (1962); D’Ans und Lax (1967)]. Die Literaturangaben bezüglich des thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_{SiO_2} von SiO_2 -Schichten sind daher nicht ohne weiteres auf das hier vorliegende System anwendbar, da die molekulare Modifikation der evaporativ aufgedampften SiO_2 -Schichten nicht bekannt ist. Es wird sich zeigen, daß eine experimentelle Bestimmung des exakten thermischen Ausdehnungskoeffizienten von SiO_2 im Rahmen dieser Diskussion des exzitonenischen Fallenursprungs nicht erforderlich ist, da die Simulation universelle Vorhersagen für beide Fälle macht.

Abbildung 7.28(a) zeigt numerische Berechnungen für den Fall $\alpha_{\text{SiO}_2} > \alpha_{\text{GaAs}}$ (Kompression des Substrats), Abbildung 7.28(b) hingegen für den Fall $\alpha_{\text{SiO}_2} < \alpha_{\text{GaAs}}$ (Expansion des Substrats). Das exzitonenische Potential U_{exc} entspricht der in den Simulationen berechneten indirekten Bandlücke zwischen dem Elektronen- und dem Löcher-Quantentopf (siehe Beibild in (c)) und ist farblich kodiert dargestellt. Die maximale Amplitude ΔU_{exc} beträgt 150 meV (a) bzw. 60 meV (b).

Aus den Ergebnissen der numerischen Simulation geht folgendes hervor (Abbildung 7.28(c)):

- Entlang der [110]-Richtung des Kristalls ist die Bildung exzitonenischer Einschlußpo-

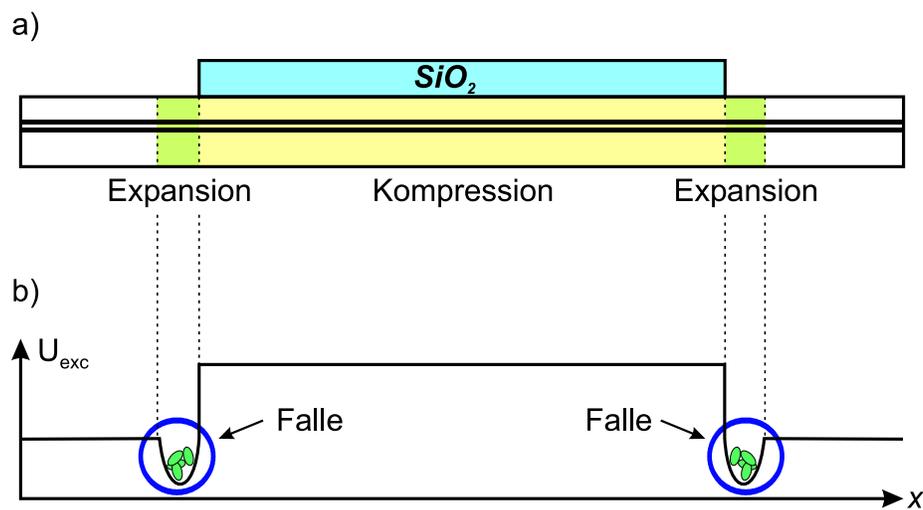


Abbildung 7.27: Kristallverspannungen als mögliche Ursache für die Entstehung der linienförmigen Fallen für Exzitonen. (a) Durch Abkühlen der Probe von Raumtemperatur auf 4 K kann es zu Kristallverspannungen aufgrund der verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von GaAs und SiO_2 kommen. (b) Als Folge könnten exzitonische Einschlußpotentiale im Randbereich der SiO_2 -Bereiche induziert werden.

tentiale möglich.

- Entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung des Kristalls wird hingegen kein exzitonischer Einschluß erwartet.

Beide Aussagen sind unabhängig von dem genauen Verhältnis der beiden Ausdehnungskoeffizienten zueinander. Die Frage, ob Verspannungen als Ursache für die Fallenbildung infrage kommen, läßt sich über einen Vergleich mit experimentellen Daten klären.

Vergleich mit experimentellen Daten

Eine der Modellierung entsprechende Fallenstruktur, die durch eine SiO_2 -Kreisscheibe mit einem Durchmesser von $80\ \mu m$ definiert ist, wurde experimentell untersucht. Abbildung 7.29 (a) und (b) zeigen exzitonischen Einschluß bei verschiedenen Anregungsleistungen. Eine Abhängigkeit von der Kristallorientierung ist in (a) jedoch nicht feststellbar. Insbesondere findet auch entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung exzitonischer Einschluß statt. Die Anregung wurde über 50 ns lange Laserpulse mit einer Wellenlänge von $\lambda = 680\ nm$ bei einer Leistungsdichte von $1,0\ kW/cm^2$ durchgeführt. Auch eine Reduktion der Leistungsdichte auf $0,1\ kW/cm^2$ führt zu keiner Änderung des Einschlußeffekts entlang dem Umfang der SiO_2 -Fläche. Diese Befunde sind nicht kompatibel mit den Resultaten der Simulation. Kristallverspannungen als primäre Ursache der Fallenpotentiale in den vorliegenden Systemen sind demnach auszuschließen.

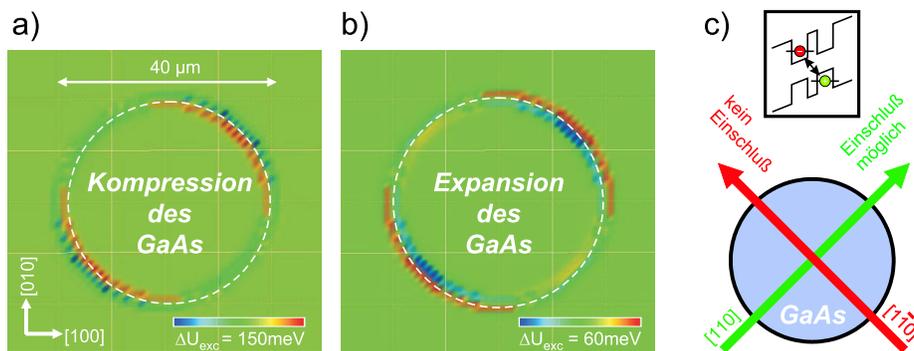


Abbildung 7.28: Farbodierte Darstellung des berechneten exzitonischen Potentials U_{exc} für die beiden Fälle (a) $\alpha_{\text{SiO}_2} > \alpha_{\text{GaAs}}$ und (b) $\alpha_{\text{SiO}_2} < \alpha_{\text{GaAs}}$, wobei α_x den thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Materials x bezeichnet. (c) Die Simulation ergibt, daß in $[1\bar{1}0]$ -Richtung in keinem der beiden Verspannungsfälle exzitonischer Einschluss zu erwarten ist. Das Beibild stellt die in der Simulation berechnete indirekte Bandlücke dar. Nach [Gärtner (2007)].

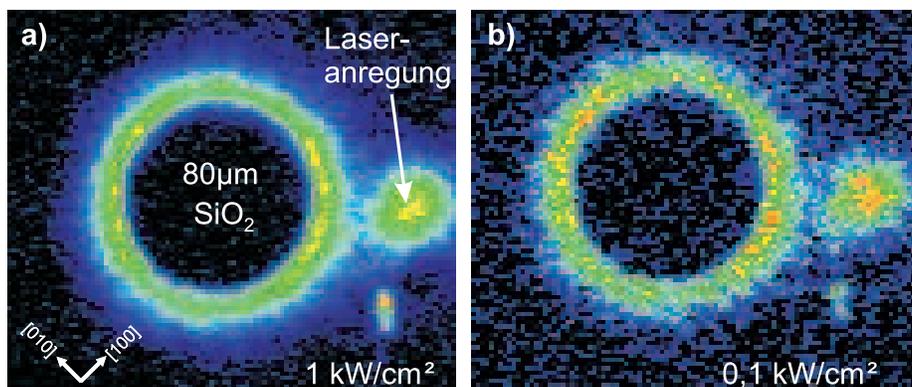


Abbildung 7.29: (a,b) Linienförmiger Einschluss von Exzitonen durch eine kreisförmige SiO_2 -Struktur. Auch bei verschiedenen Anregungsleistungen ist keine Abhängigkeit der Fallenwirkung von der Kristallorientierung festzustellen. Nach [Gärtner (2007)].

7.10 Elektrostatisches Modell des Fallenpotentials

Die Feststellung aus Abschnitt 7.7, daß sich das exzitonische Fallenpotential elektrisch ein- und ausschalten lassen kann, läßt auf einen elektrostatischen Ursprung des Einschlusspotentials schließen. In diesem Abschnitt wird ein einfaches elektrostatisches Modell vorgestellt und diskutiert, das die beobachteten Effekte semi-quantitativ beschreibt [Govorov (2006); Gärtner (2007)].

Modellierung des Systems

Das zu betrachtende System basiert auf der Heterostruktur „11-05-02.2“, die 60 nm unterhalb der Oberfläche zwei gekoppelte Quantentöpfe enthält. Die Oberfläche ist im Rahmen

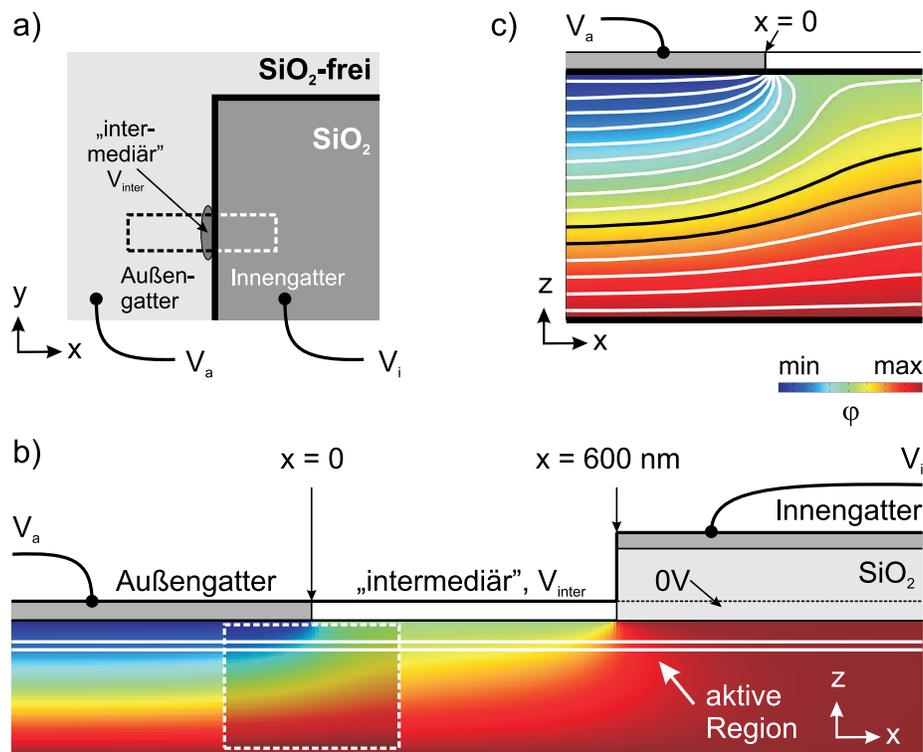


Abbildung 7.30: (a) Die numerische Simulation des elektrischen Potentials $\varphi(x, z)$ im Probeninneren erfolgt in dem gestrichelt umrandeten Bereich, der den Übergang von einer SiO_2 -beschichteten Region (Innengatter) über einen sogenannten „intermediären Bereich“ zu einer SiO_2 -freien Fläche (Außengatter) umfaßt. (b) Farbgekodierter Darstellung des berechneten Potentialverlaufs $\varphi(x, z)$ der Probe im Querschnitt. (c) Vergrößerte Darstellung des gestrichelten Bereichs aus (b). Die Kurven stellen Äquipotentiallinien dar, entlang der das Potential $\varphi(x, z)$ konstant ist. Nach [Gärtner (2007)].

dieses Modells in *drei Bereiche* zu unterteilen, die jeweils auf den *konstanten elektrischen Potentialen* V_a^{eff} , V_{inter} und V_i liegen (vgl. Abbildung 7.30(a)):

- Das sogenannte Außengatter wird durch eine dünne Metallschicht gebildet, die unmittelbar auf der Oberfläche der GaAs-Heterostruktur aufgebracht wurde. Durch die Schottky-Barriere zwischen Metall und Halbleiter steht zur Bildung des elektrischen Feldes in der Probe das effektive Potential an der Probenoberfläche von $V_a^{\text{eff}} = V_a - V_{\text{Schottky}}$ zur Verfügung, wobei V_a die am Außengatter angelegte Spannung und $V_{\text{Schottky}} \approx 0,78 \text{ V}$ die Schottky-Barriere bezeichnen.
- Mit dem sogenannten Innengatter wurden die Bereiche der Probe versehen, die zuvor mit SiO_2 -Flächen beschichtet wurden. Im Rahmen dieses Modells wird davon ausgegangen, daß das effektive Potential unmittelbar an der Substratoberfläche $V_i^{\text{eff}} = 0$ beträgt und unabhängig von der extern angelegten Innengatterspannung V_i ist. Ursache dafür sind die Erkenntnisse aus den Abschnitten 7.2.2 und 7.2.3, daß unterhalb

SiO₂-beschichteter Bereiche Flachbandbedingungen aufgrund gespeicherter positiver Ladungsträger vorherrschen.

- Zwischen dem Außen- und dem Innengatter bildet sich ein sogenannter „intermediärer“ Bereich aus. Im Rahmen des hier vorgestellten Modells wird sehr vereinfachend angenommen, daß dieser Bereich eine laterale Ausdehnung von etwa 600 µm aufweist [Govorov (2006)]. Das elektrische Potential V_{inter} dieses Bereichs wird als räumlich konstant angenommen und ergibt sich aus den Einflüssen des Innengatters, des Außengatters sowie der positiven Oberflächenladungsdichte an der GaAs-SiO₂-Grenzfläche. In den numerischen Berechnungen wird das elektrische Potential des intermediären Bereichs V_{inter} als freier Parameter verwendet, um das Schaltverhalten der Falle mittels des Innengatters zu modellieren.

Numerische Berechnung des Potentialverlaufs

Die numerische Berechnung des elektostatischen Potentials in der Probe wurde mit dem Software-Paket „Femlab 3“ der Fa. Comsol durchgeführt. Die Probe wurde dabei geometrisch als Quader modelliert. Ein Querschnitt ist in Abbildung 7.30(b) als farbiges Rechteck dargestellt. Die Höhe des Rechtecks von 370 nm entspricht dem Abstand zwischen der Oberfläche und dem Rückkontakt der Probe. Lateral sei das System unendlich ausge dehnt. Die Unterseite des Quaders entspricht dem Rückkontakt und wurde als leitfähige, geerdete Schicht angenommen. Die elektrostatischen Randbedingungen an der Oberfläche des Halbleiters, welche durch Innengatter, Außengatter und der Oberflächenladung an der SiO₂/GaAs-Grenzschicht definiert werden, wurden folgendermaßen modelliert:

- Im Bereich des Außengatters wurde ein konstantes, effektives Potential $V_a^{\text{eff}} = -0,78 \text{ V}$ angenommen. Dies entspricht unter Berücksichtigung der Schottky-Barriere einer extern angelegten Spannung von 0 V. Das Außengatter erstreckt sich ab $x = 0$ in die negative Halbebene der Probenoberfläche.
- Im Bereich des Innengatters wurde eine konstante effektive Spannung an der Halbleiteroberfläche von 0 V angenommen. Sie ist, wie oben genannt, unabhängig von der anliegenden Innengatterspannung V_i . Das Innengatter erstreckt sich ab $x = 600 \text{ nm}$ in die positive Halbebene der Probenoberfläche.
- Die elektrische Spannung des Innengatters V_i beeinflusst das Potential des intermediären Bereichs V_{inter} . Der Einfluß des Letztgenannten auf das elektrische Potential innerhalb der Probe wurde untersucht, indem V_{inter} im Intervall zwischen -1 V und 0 V durchgefahen wurde. Der intermediäre Bereich wird auf der Probenoberfläche durch $0 \leq x \leq 600 \text{ nm}$ definiert.

Anschließend findet eine Diskretisierung der Probe statt. Dabei wird das System in ein Netz („mesh“) aus einer endlichen Zahl kleiner geometrischer Grundeinheiten, sogenannter finiter Elemente, zerlegt. Die Berechnung des elektrischen Potentialverlaufs $\varphi(\vec{r})$ innerhalb der Probe erfolgt über die numerische Lösung der Poission-Gleichung $\nabla^2\varphi(\vec{r}) = 0$ unter

Berücksichtigung der gegebenen Randbedingungen. Bei der Wahl der Maschengröße des Diskretisierungs-Netzes wurde darauf geachtet, daß es auch in kritischen Regionen, wie beispielsweise im Grenzbereich zwischen zwei Potentialbereichen in der Nähe der Oberfläche, zu vernachlässigbaren numerischen Artefakten kommt.

Der auf diese Weise erhaltene Potentialverlauf ist in Abbildung 7.31(b) für den gesamten Strukturverlauf farbkodiert dargestellt. Abbildung 7.31(c) zeigt den vergrößerten Ausschnitt des Grenzbereichs zwischen Außengatter und intermediärem Bereich. Diese Region ist im folgenden von großer Bedeutung, da es hier bei geeigneter Wahl der intermediären Spannung V_{inter} zur Ausbildung von Fallenpotentialen für Exzitonen kommt.

Erklärung des Schaltverhaltens der Falle

Die Auswirkungen des Potentials $\varphi(\vec{r})$ auf Exzitonen ergibt sich direkt über die Betrachtung des elektrischen Feldes $\nabla\varphi(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_{\parallel}(\vec{r}) + \vec{E}_{\perp}(\vec{r})$, das in der aktiven Region der Probe herrscht. Dabei steht $\vec{E}_{\parallel}(\vec{r})$ bzw. $\vec{E}_{\perp}(\vec{r})$ für die parallele bzw. senkrechte Komponente des elektrischen Feldes bezüglich der Quantentopfebene.

Potentiallandschaften für Exzitonen in gekoppelten Quantentöpfen können durch laterale Variation der exzitonischen Energie $\Delta U_{\text{exc}}(\vec{r})$ über den „quantum confined Stark“ Effekt erzeugt werden. Gemäß Gleichung 2.11 läßt sich die exzitonische Energieverschiebung in der aktiven Region, die sich in einer Ebene in einer Tiefe z_0 unter der Probenoberfläche befindet, über die Beziehung

$$U_{\text{exc}}(\vec{r})|_{z=z_0} = e \cdot d_{\text{eff}}^{\text{max}} \left. \frac{\partial |\varphi(\vec{r})|}{\partial z} \right|_{z=z_0} \quad (7.7)$$

aus den Ergebnissen der numerischen Simulation bestimmen. Für die verwendeten Heterostrukturen ist die effektive Entfernung zwischen den Ladungsträgern eines Exzitons $d_{\text{eff}}^{\text{max}} = 9,8 \text{ nm}$. Die aktive Region befindet sich in einer Tiefe von $z_0 = 60 \text{ nm}$.

Abbildung 7.31 zeigt die laterale exzitonische Potentiallandschaft für indirekte Exzitonen $U_{\text{exc}}(x)$ in der aktiven Region der Heterostruktur. Die Potentiallandschaft in dem Grenzbereich zwischen dem Außengatter und dem intermediären Bereich läßt sich bezüglich der intermediären Spannung V_{inter} offenbar in drei Klassen einteilen:

- $V_{\text{inter}} < -0,78 \text{ V}$: Abstoßung
Kalte Exzitonen, die unterhalb des Außengatters optisch erzeugt werden ($x < 0$), finden bei Annäherung an die SiO_2 -Struktur ein wachsendes Potential vor und werden abgestoßen.¹¹

¹¹Es ist denkbar, daß heiße, hochenergetische Exzitonen diese Barriere überwinden und sich weiter dem SiO_2 -Bereich annähern können. Es folgt jedoch eine Region extrem hoher lateraler elektrischer Felder E_{\parallel} durch den wachsenden Einfluß der Flächenladung an der SiO_2 -GaAs-Grenzschicht. Mit $E_{\parallel} \gg 1 \text{ V}/\mu\text{m}$ wird die exzitonische Ionisationsschwelle deutlich überschritten und eine Speicherung von Exzitonen in diesem Bereich verhindert.

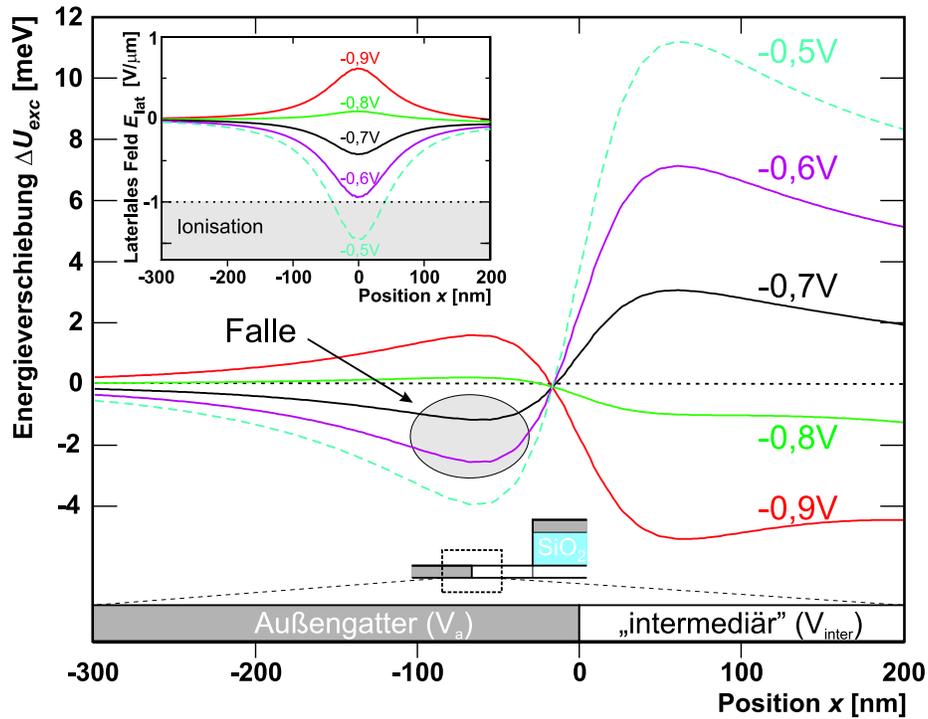


Abbildung 7.31: Berechnete Fallenpotentiale durch lokale elektrostatische Feldüberhöhungen im Grenzbereich zwischen metallischem Außengatter und intermediärem Bereich (vgl. eingefügte Grafik unten). Dargestellt ist die exzitoniche Energieverschiebung ΔU_{exc} als Funktion der Position x . Im Bereich $-0,78 \text{ V} < V_{\text{inter}} \lesssim -0,58 \text{ V}$ des intermediären Potentials kommt es zur Ausbildung eines Fallenpotentials für Exzitonen (graue Ellipse). Für $-0,58 \text{ V} \lesssim V_{\text{inter}}$ überschreitet das laterale elektrische Feld die exzitoniche Ionisationsgrenze (Beibild), sodaß keine Speicherung von Exzitonen erfolgen kann (gestrichelte Kurven). Nach [Gärtner (2007)].

- $-0,78 \text{ V} < V_{\text{inter}} \lesssim -0,6 \text{ V}$: Einschluß
In diesem Spannungsintervall kommt es zur Ausbildung einer Mulde im exzitonicen Potential, und es kann ein räumlicher Einschluß indirekter Exzitonen in x -Richtung stattfinden (graue Ellipse in Abbildung 7.31). Mit fortlaufender Erhöhung der intermediären Spannung V_{inter} gewinnt die Potentialmulde zunehmend an Tiefe und erreicht Werte in der Größenordnung von etwa 3 meV.
- $-0,6 \text{ V} < V_{\text{inter}}$: Ionisation von Exzitonen
Gemäß Abbildung 7.31 ist in diesem Spannungsbereich eine weitere Zunahme der Tiefe der Potentialmulde für Exzitonen zu erwarten (gestrichelte Kurve). Dem Beibild in Abbildung 7.31 ist zu entnehmen, daß jedoch gleichzeitig die laterale elektrische Feldstärke $|\vec{E}_{\parallel}|$ den kritischen Wert von $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ überschreitet, ab dem exzitoniche Ionisation eintritt (vgl. Gleichung 2.19). Damit ist die Speicherung langlebiger Exzitonen in diesem Bereich der intermediären Spannung V_{inter} nicht möglich.

Im Rahmen dieses Modells wird angenommen, daß bei ansonsten konstanten Para-

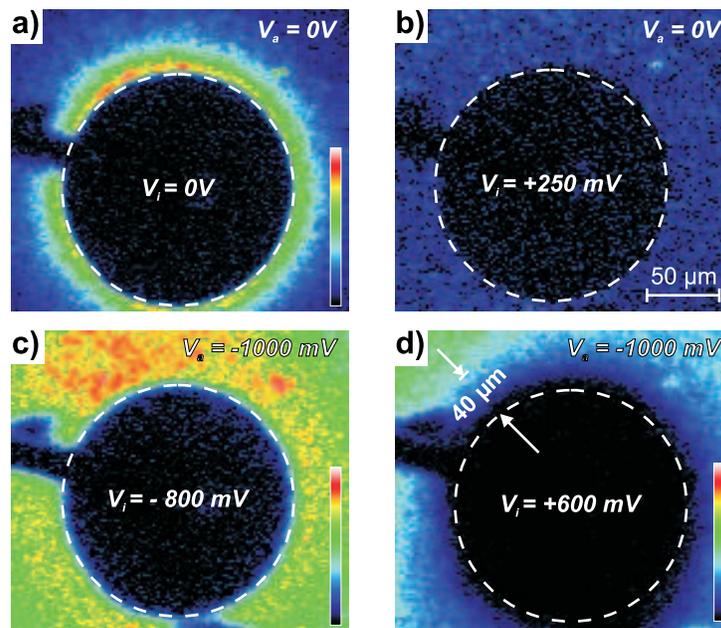


Abbildung 7.32: (a) Speicherung von Exzitonen in einer elektrostatisch definierten Falle an der Umrandung des SiO_2 -Bereichs (gestrichelt dargestellt). Der Bond-Draht, welcher das Innengatter elektrisch kontaktiert, ist als linienförmiger Schattenwurf im jeweils linken Bereich der Abbildungen erkennbar. Wird die exzitonische Ionisationsschwelle durch Erhöhung der Innengatterspannung V_i überschritten, ist keine Speicherung von Exzitonen mehr zu beobachten (a \rightarrow b). Bei erheblicher Überschreitung um über 1100 mV kommt es zu einer Verarmung des Exzitonengases in einer Umgebung von $40 \mu\text{m}$ um den SiO_2 -Punkt (c \rightarrow d). Nach [Gärtner (2007)].

metern die intermediäre Spannung V_{inter} eine Funktion der Innengatterspannung V_i ist, wobei $dV_{\text{inter}}/dV_i > 0$ gilt. Diese Annahme ist plausibel, da sich durch die geometrische Anordnung der Gatter mit steigender Innengatterspannung V_i das elektrische Potential der Umgebung erhöhen muß. Dies betrifft auch den intermediären Bereich, der im Rahmen dieser Simulation nicht auf einem festen Potential liegt, sondern lediglich über die ihn umgebenden Felder definiert wird. Damit kann die intermediäre Spannung V_{inter} direkt über die Innengatterspannung V_i experimentell gesteuert werden.

Vergleich mit experimentellen Daten

Das vorgestellte theoretische Modell kann das Zustandekommen der durch die SiO_2 -Strukturen definierten exzitonischen Fallen erklären. Bei geeignet gewählter Innengatterspannung V_i liegt das intermediäre Potential V_{inter} in einem Bereich, in dem durch lokale Feldüberhöhung ein Minimum im exzitonischen Potential entsteht. In Abbildung 7.32(a) ist ein derartiger Fall dargestellt. Die Außengatterspannung beträgt hier $V_a = 0 \text{ V}$ und entspricht damit der in der numerischen Simulation verwendeten effektiven Spannung an der Halbleiteroberfläche von $V_a^{\text{eff}} = -0,78 \text{ V}$. Mit einer Innengatterspannung von $V_i = 0 \text{ V}$

kommt es zur Ausbildung exzitonischen Einschlusses in einem ringförmigen Bereich außerhalb der SiO₂-beschichteten Fläche (gestrichelter Kreis), wie an der lateral aufgelösten Photolumineszenz-Emission zu erkennen ist. In dieser Konfiguration existiert ein Minimum im exzitonischen Potential, wie beispielsweise in Abbildung 7.31 durch die Kurve für $V_{\text{inter}} = -0,6 \text{ V}$ verdeutlicht wird. Das Minimum liegt lateral an der Grenzlinie zwischen dem Außengatterbereich und dem Intermediärbereich und damit außerhalb des SiO₂-beschichteten Bereichs. Dieses Resultat der numerischen Simulation ist in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen, die im Rahmen der präzisen Vermessung des Einschlußpotentials gewonnen wurden (vgl. Abschnitt 7.8).

Das in Abschnitt 7.7 experimentell untersuchte elektrische Schalten der Falle kann ebenfalls mithilfe dieses Modells erklärt werden. Die Verzögerungszeit zwischen der Laseranregung und der Messung beträgt 700 ns. Wird die Innengatterspannung V_i über einen kritischen Wert angehoben, der in Abschnitt 7.7 experimentell zu $(245 \pm 30) \text{ mV}$ bei einer Außenspannung von $V_a = 0 \text{ V}$ bestimmt wurde, findet schlagartig keine Speicherung von Exzitonen mehr statt, wie in Abbildung 7.32(b) gezeigt ist. Offenbar überschreiten die in der aktiven Region auftretenden lateralen elektrischen Feldstärken die Ionisationsschwelle von etwa $1 \text{ V}/\mu\text{m}$, sodaß die Exzitonen zerstört werden (gestrichelte Kurven in Abbildung 7.31 und in deren Beibild). Eine zusätzliche Erhöhung der Innengatterspannung – und damit auch des intermediären Potentials – dehnt den lateralen Bereich, in dem exzitonische Ionisation wirksam ist, weiter aus, bis schließlich der gesamte Fallenbereich erfaßt ist und eine Verarmung der Exzitonendichte in der Umgebung stattfindet. Dieses Phänomen wurde experimentell beobachtet und ist in den Abbildungen 7.32(c) und (d) dargestellt. Die Verzögerungszeit zwischen der Laseranregung und der Messung beträgt 700 ns. Bei einer Spannung am Außengatter bzw. am Innengatter von $V_a = -1000 \text{ mV}$ bzw. $V_a = -800 \text{ mV}$ befindet sich das System noch unterhalb der exzitonischen Ionisationsschwelle. Letztere liegt gemäß Gleichung 7.4 bei -540 mV .¹² In Abbildung 7.32(d) wurde die Innengatterspannung auf $V_i = +600 \text{ mV}$ erhöht und damit die Ionisationsschwelle um 1140 mV erheblich überschritten. Im „Fernbereich“, d. h. in einer Entfernung von über $50 \mu\text{m}$ bezüglich der SiO₂-Umrandung, entspricht die Intensität der Photolumineszenz-Emission im wesentlichen derjenigen, die in Bild (c) beobachtet wurde (jeweils die linke obere Ecke). Bei Entfernungen unterhalb von etwa $40 \mu\text{m}$ ist die Exzitonendichte in (c) im Vergleich zu (d) hingegen deutlich reduziert.

Das vorgestellte elektrostatische Modell ermöglicht Aussagen zu der spektralen Abhängigkeit der Photolumineszenz-Emission von der Innengatterspannung V_i . Abbildung 7.33 zeigt den experimentell ermittelten Zusammenhang bei verschiedenen Außengatterspannungen V_a . Wird die Innengatterspannung V_i erhöht, kommt es ab etwa 200 mV vor Erreichen der exzitonischen Ionisations-Spannung zu einem raschen Abfall der Photolumineszenz-Energie um etwa 4 meV . Dieser Befund ist in hervorragender Übereinstimmung mit den Vorhersagen des elektrostatischen Modells. Das Absinken der Energie ist auf eine Erhöhung der vertikalen elektrischen Feldkomponente bei Annäherung an die Ionisationsgrenze zurück-

¹²Eine ringförmige Photolumineszenz-Emission war hier aufgrund der langen exzitonischen Lebensdauer im Außengatterbereich nicht zu beobachten.

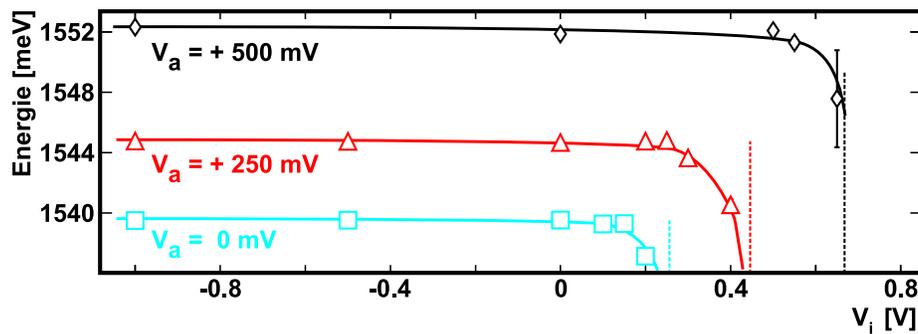


Abbildung 7.33: In Übereinstimmung mit der Vorhersage des theoretischen Modells nimmt die exzitronische Energie U_{exc} als Funktion der Innengatterspannung V_i in der Nähe der jeweiligen exzitronischen Ionisationsschwelle (gestrichelte Linien) ab. Die durchgezogenen Kurven dienen der Verdeutlichung des Verlaufs. Nach [Gärtner (2007)].

zuführen. Trotz der stark vereinfachenden Annahmen des Modells liegt auch der theoretisch erwartete Wert der maximalen Falltiefe von etwa 3 meV in dergleichen Größenordnung wie der experimentell ermittelte Wert, wie der Abbildung 7.31 für den Spannungsbereich $-0,78 \text{ V} < V_{\text{inter}} < -0,6 \text{ V}$ zu entnehmen ist.

Die beobachteten langen Lebensdauern indirekter Exzitonen in den ringförmigen Fallen liegen im Bereich von über $10 \mu\text{s}$ und überschreiten damit erheblich die Lebensdauern der Exzitonen in den umliegenden Bereichen. Auch dies ist als direkte Konsequenz der starken, lokalen Überhöhung des vertikalen elektrischen Feldes zu interpretieren, die im Zusammenhang mit den SiO_2 -Strukturen auftreten: Die Stärke des vertikalen elektrischen Feldes beeinflusst direkt die Lebensdauer indirekter Exzitonen in gekoppelten Quantentopfstrukturen (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Grenzen des Modells

Eine Vorhersage des hier vorgestellten elektrostatistischen Modells besteht im Auftreten eines repulsiven Bereichs für Exzitonen an der Umrandung der SiO_2 -Fläche für den Fall $V_{\text{inter}} \lesssim -0,78 \text{ V}$ (vgl. entsprechende Kurven aus Abbildung 7.31). Die Fallenwirkung sollte dann durch die Maxima im exzitronischen Potential aufgehoben sein. Dieser Fall konnte bisher experimentell nicht beobachtet werden. Ferner ist der funktionale Zusammenhang zwischen den experimentell kontrollierbaren Gatterspannungen V_i und V_a und dem sich einstellenden Potential des intermediären Bereichs V_{inter} durch das Modell nicht gegeben, sodaß hier noch weitergehende Studien erforderlich sind.

Ungeachtet dessen erklärt das Modell trotz der immensen Vereinfachungen viele der beobachteten Effekte der linienförmigen Fallen in einem semi-quantitativen Bild korrekt.

Kapitel 8

Theorie der Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen

Das bemerkenswerte, kontraintuitive Verhalten makroskopischer Quantensysteme, als Beispiele seien Effekte wie Suprafluidität oder Supraleitung genannt, motivierte in den 90er-Jahren des vergangenen Jahrhunderts zu einer Reihe außerordentlich erfolgreicher experimenteller Untersuchungen an Systemen verdünnter Alkaligase [Anderson (1995); Bradley (1995); Davis (1995)]. Insbesondere die bereits 1959 vorgeschlagene Möglichkeit der direkten Beobachtung und Manipulation makroskopischer Quantenwellenfunktionen Bose-Einstein-kondensierter verdünnter Gase [Hecht (1959)] ist als ein besonders herausragender Beitrag zur Grundlagenforschung zu werten, deren experimentelle Realisierung mit der Vergabe des Nobelpreises im Jahre 2001 honoriert wurde [Cornell und Wieman (2002); Ketterle (2002)].

Auf der Grundlage der Arbeiten von S. Bose zur Schwarzkörperstrahlung [Bose (1924)] entwickelte A. Einstein eine Theorie des wechselwirkungsfreien einatomigen Gases [Einstein (1924, 1925)]. Er erkannte die Besonderheit der im Rahmen dieser Theorie vorhergesagten und später nach S. Bose und ihm benannten „Bose-Einstein-Statistik“: Bei niedrigen, aber endlichen Temperaturen würde sich ein großer Anteil der Atome des Gases im energetischen Grundzustand, dem sog. „Bose-Einstein-Kondensat“, befinden, der andere Teil hingegen verbliebe noch im Zustand des idealen Gases [Einstein (1925)].

Es sollte bis 1938 dauern, bis die Idee der Bose-Einstein-Kondensation als mögliche Beschreibung des suprafluiden Zustands von Helium (^4He) durch F. London und L. Tisza wieder aufgegriffen wurde [London (1938); Tisza (1938)]. Sowohl die Phänomene der Supraleitung als auch der Suprafluidität von ^4He und ^3He erwiesen sich als Effekte, die in Verbindung zur Bose-Einstein-Kondensation stehen, obwohl diese Systeme Unterschiede zu den Eigenschaften des idealen Gases aufweisen.

1968 zeigten Keldysh und Kozlov in theoretischen Arbeiten, daß Exzitonen als bosonische Teilchen aufgefaßt werden können und Bose-Einstein-Kondensation möglich sein sollte [Keldysh und Kozlov (1968)]. Im Gegensatz zur Bose-Einstein-Kondensation verdünnter

Gase, die in den 90er-Jahren des vergangenen Jahrhunderts intensiv und sehr erfolgreich untersucht wurde [Cornell und Wieman (2002); Ketterle (2002)], zeichnen sich exzitonische Systeme potentiell durch einen eleganteren, kompakteren experimentellen Aufbau aus. Die kritische Temperatur, unterhalb der exzitonische Bose-Einstein-Kondensation eintritt, liegt im Bereich weniger Kelvin und befindet sich damit um fünf Größenordnungen oberhalb der kritischen Temperatur atomarer Bose-Einstein-Kondensation.

Ungeachtet dessen stellt die Herstellung der optimalen experimentellen Bedingungen für Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen bis zum heutigen Tag eine experimentelle Herausforderung dar. Die elektrostatisch definierten Fallen für langlebige Exzitonen in gekoppelten Quantentöpfen, die in dieser Arbeit untersucht wurden, stellen einen vielversprechenden Meilenstein auf dem Weg zur exzitonischen Bose-Einstein-Kondensation dar.

8.1 Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen zusammengefaßt, die das Fundament aller Experimente zur Bose-Einstein-Kondensation bilden. Neben quantenstatistischen Überlegungen wird auch ein allgemeines, intuitiv zugängliches Modell vorgestellt, das die kritischen Bedingungen der Bose-Einstein-Kondensation beschreibt.

8.1.1 Quantenstatistische Grundlagen

In der statistischen Physik werden zwei Teilchenklassen unterschieden, die sich bezüglich ihrer Verteilungsfunktionen grundlegend unterscheiden:

- Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin $S = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$. Dieser Klasse von Teilchen gehören beispielsweise die Elementarteilchenfamilien der Leptonen und der Quarks an, aus denen die bekannte Materie des Universums aufgebaut ist. Auch zusammengesetzte Teilchen wie die aus drei Quarks aufgebauten Baryonen (Neutron, Proton) sind als Fermionen aufzufassen. Ein Quantenzustand kann nur von maximal einem Fermion besetzt werden. Dies ist eine direkte Konsequenz der Tatsache, daß die Wellenfunktion ψ von N Fermionen gemäß dem Spin-Statistik-Theorem vollkommen antisymmetrisch unter Vertauschung zweier Teilchen i und j ($i, j = 1, \dots, N$) ist [Pauli (1940)]:

$$\psi(\dots, i, \dots, j, \dots) = -\psi(\dots, j, \dots, i, \dots) \quad . \quad (8.1)$$

Befänden sich zwei Fermionen in demselben Zustand, $\psi(\dots, i, \dots, i, \dots)$, würde ihre Vertauschung gemäß Gleichung 8.1 das Vorzeichen umkehren, d. h. es müsste gelten: $\psi(\dots, i, \dots, i, \dots) \stackrel{!}{=} -\psi(\dots, i, \dots, i, \dots)$. Die einzige Wellenfunktion, die dies erfüllt, ist $\psi = 0$. Ein mehrfach von Fermionen besetzter Quantenzustand ist somit ausgeschlossen. Dies ist das Pauli-Verbot [Pauli (1925)]. Ein ideales Gas aus Fermionen

unterliegt im thermodynamischen Gleichgewicht der sog. „Fermi-Dirac-Statistik“, deren Verteilungsfunktion f_k wie folgt lautet:

$$f_k^{\text{FD}} = \frac{1}{e^{\beta[(\hbar^2 \vec{k}^2/2m) - \mu]} + 1} \quad . \quad (8.2)$$

Dabei bezeichnet \vec{k} den Wellenvektor, $\beta = 1/(k_B T)$, k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur des Systems, m die Teilchenmasse und $\mu < 0$ das chemische Potential.

- Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin $S = 0, 1, 2, \dots$. Als Elementarteilchen kommen sie im Universum lediglich als sog. Eichbosonen vor, die die fundamentalen Kräfte vermitteln, wie beispielsweise das Gluon für die starke Kraft, die W^\pm/Z^0 -Bosonen für die schwache Kraft oder das Photon für die elektromagnetische Kraft. Als Materie kommen Bosonen nur in zusammengesetzter Form vor, wobei sie aus einer geradzahligem Anzahl von Fermionen aufgebaut sind. Dabei spielt es keine Rolle, ob es sich bei den Bausteinen um elementare oder selbst um zusammengesetzte Fermionen handelt.¹ Bosonen sind vollkommen symmetrisch unter Vertauschung zweier Teilchen

$$\psi(\dots, i, \dots, j, \dots) = \psi(\dots, j, \dots, i, \dots) \quad (8.3)$$

und unterliegen daher im Gegensatz zu Fermionen nicht dem Pauli-Verbot. In einem Quantenzustand können sich prinzipiell beliebig viele Bosonen aufhalten. Diese Tatsache wird bei der Diskussion der Bose-Einstein-Kondensation von großer Bedeutung sein. Die bosonische Verteilungsfunktion im thermodynamischen Gleichgewicht lautet

$$f_k^{\text{BE}} = \frac{1}{e^{\beta[(\hbar^2 \vec{k}^2/2m) - \mu]} - 1} \quad . \quad (8.4)$$

Im folgenden werden die thermodynamischen Eigenschaften von nicht-wechselwirkenden Bosonen bei (tiefen) Temperaturen T im Detail betrachtet. Mit der Verteilungsfunktion für Bosonen aus Gleichung 8.4 läßt sich die bosonische Dichte n für dreidimensionale Systeme wie folgt schreiben:

$$n = N/V = \frac{g}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 \vec{k}}{e^{\beta[(\hbar^2 \vec{k}^2/2m) - \mu]} - 1} \quad . \quad (8.5)$$

In diesem Ausdruck ist bereits zusätzlich der Spin-Entartungsgrad g berücksichtigt, der in GaAs den Wert $g = 4$ annimmt. Um die vorausgesetzte Bedingung einer konstanten Gesamtteilchenzahl N stets zu erfüllen, muß bei sich ändernder Temperatur T das stets

¹ Beispielsweise ist ein ^4He -Atomkern ein Boson. Es besteht aus vier fermionischen Nukleonen, die ihrerseits wiederum aus Quarks aufgebaut sind.

negative chemische Potential μ entsprechend variieren. Für das chemische Potential μ muß eine obere Grenze von Null existieren, damit die Verteilungsfunktion für alle Energien definiert ist: $\mu \leq 0$ [Einstein (1924)].

Setzt man die Bedingung für die obere Grenze $\mu = 0$ in Gleichung 8.5 ein, erhält man für die kritische Dichte n_c folgende Beziehung:

$$n_c = 2,612 g \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} . \quad (8.6)$$

Bei einer weiteren Erniedrigung der Temperatur T können nicht mehr alle Teilchen durch die Bose-Einstein-Verteilungsfunktion beschrieben werden. Einstein erkannte, daß diese Verteilungsfunktion nicht universell für alle Teilchen bei beliebigen Temperaturen T gelten kann [Einstein (1924)]. Er postulierte, daß im thermodynamischen Gleichgewicht alle „überzähligen“ Teilchen in den Grundzustand „kondensieren“² und getrennt von den anderen Teilchen betrachtet werden müssen. Gleichung 8.6 definiert demnach die kritische Dichte n_c der Bosonen, oberhalb der bei gegebenen Temperatur T Bose-Einstein-Kondensation auftritt.³

8.1.2 Die Bose-Einstein-Kondensation im Bild der Materiewelle

Die Bedingung für das Auftreten von Bose-Einstein-Kondensation, die in Abschnitt 8.1 anhand quantenstatistischer Überlegungen abgeleitet wurde, kann alternativ in einem intuitiven Bild verdeutlicht werden. Dazu wird die Wellennatur der bosonischen Teilchen betrachtet, die bei der Temperatur T eine mittlere kinetische Energie $E = p^2/2m$ der Größenordnung $k_B T/2$ haben (p bezeichnet den kinetischen Impuls) [de Broglie (1924)]. Für die thermische de-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} = 2\pi\hbar/p$ erhält man

$$\lambda_{dB} = \frac{2\pi\hbar^2}{\sqrt{2\pi mk_B T}} . \quad (8.7)$$

Ein Bose-Einstein-Kondensat kann sich formieren, wenn es zu einem Überlapp der bosonischen Materiewellenfunktionen kommt und sich gewissermaßen eine „Quantensuppe“ [Ketterle (2002)] bilden kann. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 8.1 verdeutlicht. Voraussetzung ist ein Abstand d zwischen den Teilchen des betrachteten Systems, der mit der de-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} vergleichbar ist:

$$\lambda_{dB} \approx d . \quad (8.8)$$

Der Abstand d zwischen den Teilchen eines dreidimensionalen Systems läßt sich aus der Teilchendichte n bestimmen:

$$d = n^{-1/3} . \quad (8.9)$$

²Der Begriff der „Kondensation“ ist in diesem Zusammenhang nicht wörtlich zu verstehen, da es sich bei der Bose-Einstein-Kondensation um eine Kondensation im Impulsraum und nicht im Ortsraum handelt.

³Umgekehrt wird durch Gleichung 8.6 auch eine kritische Temperatur T_c definiert, bei deren Unterschreitung Bose-Einstein-Kondensation bei konstanter Teilchendichte n eintritt.

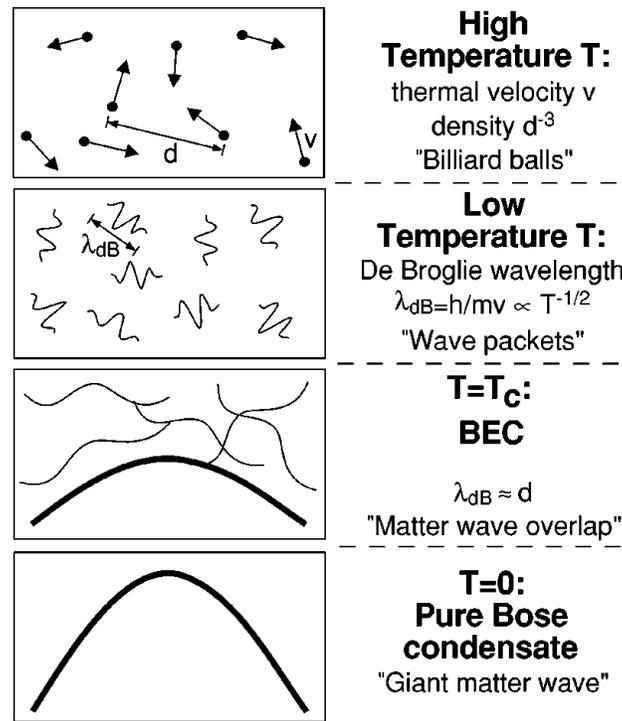


Abbildung 8.1: Bose-Einstein-Kondensation tritt ein, wenn die Teilchendichte groß genug und die Temperatur T ausreichend niedrig sind, sodaß die Materiewellen der bosonischen Teilchen sich überlappen. Dies tritt ein, wenn die de-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} vergleichbar mit dem Abstand d der Teilchen untereinander wird (aus [Ketterle (2002)]).

Man erhält unter Berücksichtigung des Spin-Entartungsfaktors g folgenden Ausdruck für die kritische Dichte n_c bei gegebener Temperatur T :

$$n_c \approx g \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}, \quad (8.10)$$

der Gleichung 8.6 entspricht.

8.1.3 Die kritische Temperatur als Funktion der Dichte

Für den Zusammenhang zwischen kritischer Temperatur T_c und der vorliegenden Teilchendichte n erhält man die in Tabelle 8.1 aufgeführten funktionalen Abhängigkeiten.⁴

⁴Durch algebraische Umformung erhält man entsprechend die kritische Teilchendichte bei gegebener Temperatur.

Art des Einschlusses	3D	2D
frei	$k_B T_c = 3,31(\hbar^2/m) \cdot n^{2/3}$ (nach Gleichung 8.6)	$k_B T_c \approx \hbar^2/(0,32m) \cdot (n/g)$ (Kosterlitz-Thouless) (nach Gleichung 8.12)
harmonisch	$k_B T_c = 0,94\hbar\omega \cdot N^{1/3}$ [Dalfovo (1999)]	$k_B T_c = (\sqrt{6}/\pi)\hbar\omega \cdot \sqrt{N/g}$ [Ketterle und van Druten (1996)]
kastenförmig	$k_B T_c = 3,31(\hbar^2/m) \cdot n^{2/3}$ [Hänsch (2004)]	$k_B T_c = [2\pi\hbar^2 n/(mg)]/\ln(nS/g)$ (nach Gleichung 8.14)

Tabelle 8.1: Kritische Temperatur T_c für Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen der Masse m als Funktion der Teilchendichte n bzw. der Teilchenzahl N . Dargestellt sind drei (3D)- und zweidimensionale (2D) Systeme mit unterschiedlichen Fallenpotentialen (frei, harmonisch mit der Quantisierungsenergie $\hbar\omega$ und kastenförmig mit der Fläche S). Es sei angemerkt, daß bei einem 2D-System ohne Einschluß statt Bose-Einstein-Kondensation ein Phasenübergang zu einem Kosterlitz-Thouless-Suprafluid stattfindet.

8.2 Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen

Exzitonen haben im Vergleich zu Atomen eine sehr kleine Masse. Aus Gleichung 8.6 folgt, daß bei vorgegebener Exzitonendichte n die kritische Temperatur T_c proportional zur inversen Masse $1/m$ der Teilchen ist: $T_c \propto 1/m$. Die geringe Exzitonendichte von 0,25 Elektronenmassen ermöglicht dabei prinzipiell einen Phasenübergang zu einem Bose-Einstein-Kondensat bei kritischen Temperaturen, die um fünf Größenordnungen oberhalb derer atomarer Systeme liegen. Letztgenannte Systeme, die in den 1990er-Jahren anhand von $^{87}\text{Rubidium}$ [Anderson (1995)], $^7\text{Lithium}$ [Bradley (1995)] oder $^{23}\text{Natrium}$ [Davis (1995)] studiert wurden, erfordern extrem tiefe Temperaturen im Bereich weniger Mikrokkelvin oder sogar Nanokelvin. Derartige Temperaturen lassen sich nur über aufwendige Techniken, wie beispielsweise Laserkühlung [Phillips (1998)] in Verbindung mit anschließender Verdampfungskühlung [Hess (1986); Masuhara (1988)], herstellen und erfordern zusätzlich einen räumlichen Einschluß der Atomgase in umwandlungsfreien magnetischen [Hess (1986)] oder magneto-optischen [Raab (1987)] Fallen. Für experimentell erreichbare exzitonische Dichten wird eine kritische Temperatur für exzitonische Bose-Einstein-Kondensation im Bereich weniger Kelvin erwartet. Derartige Temperaturen werden in heutigen Kryostatsystemen routinemäßig erreicht.

Exzitonische Bose-Einstein-Kondensation in zweidimensionalen Systemen

Prinzipiell müssen die in Abschnitt 8.1 aufgeführten Bedingungen an Teilchendichte und Temperatur erfüllt sein, um die erforderlichen Voraussetzungen für Bose-Einstein-Kon-

densation zu schaffen. Die besondere Natur von Exzitonen erfordert jedoch noch weitere Randbedingungen, die im folgenden dargelegt werden. Insbesondere wird auf die speziellen Eigenschaften zweidimensionaler exzitonischer Systeme eingegangen, die in jüngster Zeit als sehr aussichtsreiche Kandidaten zur Realisierung exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation behandelt werden.

- Exzitonen sind Systeme in Halbleiterstrukturen, die aus einem Elektron- und einem Lochzustand aufgebaut sind. Sie haben eine **endliche Lebensdauer**, nach der sie durch Rekombination wieder zerfallen. In GaAs-Systemen liegt die Lebensdauer typischerweise im Bereich weniger Nanosekunden, was nicht ausreichend ist für die Einstellung eines thermodynamischen Gleichgewichts – einschließlich eines möglichen Bose-Einstein-Kondensats – des exzitonischen Systems. Das Problem der kurzen Lebensdauern kann durch den Einsatz geeigneter Halbleiterstrukturen überwunden werden. GaAs-Halbleitersysteme mit gekoppelten Quantentopfsystemen, wie sie in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, ermöglichen durch räumliche Separation der Elektronen und Löcher exzitonische Lebensdauern von wenigen 10 ns bis über 30 μ s. Diese liegen deutlich oberhalb der typischen Thermalisierungszeit von unter 1 ns [Zhao (1997)], die innerhalb weniger Streuprozesse geschieht [Snoke und Wolfe (1989)]. Dies rechtfertigt die Annahme eines **exzitonischen Systems im thermischen Gleichgewicht** mit einer definierten Temperatur T in diesen Halbleiterstrukturen.
- Von großer Bedeutung im Rahmen der experimentellen Erzeugung exzitonischer Bose-Einstein-Kondensate ist eine **schnelle Thermalisierung** der zunächst „heißen“, photogenerierten Exzitonen auf die niedrige Temperatur des Kristallgitters von wenigen Kelvin. Im Vergleich zu GaAs-Volumenkristallen erfolgt die Thermalisierung von Exzitonen in gekoppelten GaAs/AlGaAs-Quantentopfsystemen durch longitudinal-akustische Phononen auf einer um drei Größenordnungen kürzeren Zeitskala. Ursache hierfür ist die Aufhebung der Impulserhaltung senkrecht zur Quantentopfebene, sodaß der Grundzustand $E = 0$ an ein Kontinuum longitudinal-akustischer Phononen $E \geq 2mv_s^2$ koppeln kann und nicht, wie im Volumenkristall, lediglich an eine Mode $E = 2mv_s^2$. Dabei bezeichnen m die Exzitonenmasse und v_s die Schallgeschwindigkeit des Halbleiters [Ivanov (1999); Zhao (1997); Tikhodeev (1989)]. Ein heißes exzitonisches System kann durch Abstrahlung von longitudinal-akustischen Phononen innerhalb von 5 ns auf eine Temperatur von 400 mK gebracht werden [Butov (2004a)].
- Erst durch zusätzliche exzitonische **laterale Fallen**, bezogen auf die Ebene der Quantentöpfe, ist Bose-Einstein-Kondensation in zweidimensionalen Systemen bei endlichen Temperaturen ($T > 0$) möglich. Grundsätzlich kann Bose-Einstein-Kondensation nur in Systemen eintreten, in denen die Zustandsdichte der Bosonen $D(E)$ gegen Null geht für $E \rightarrow 0$, oder in Systemen, in denen der Grundzustand $E = 0$ von den angeregten Zuständen energetisch separiert ist, da sonst immer eine makroskopische Anzahl von Teilchen angeregte Zustände besetzen können [Fisher und

Hohenberg (1988); Butov (2004a); Kosterlitz und Thouless (1973); Popov (1972)]. Ein Beispiel für den erstgenannten Fall sind beispielsweise dreidimensionale Systeme ($D^{3D}(E) \propto E^{1/2}$). Der letztgenannte Fall wäre z. B. ein System mit endlichen Abmessungen, entsprechend den oben erwähnten lateralen Fallenstrukturen für Exzitonen. Durch geeignete Potentialverläufe kann durch exzitonische Driftbewegungen die lokale Dichte im Zentrum der Falle erhöht werden, was die Bedingungen exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation weiter verbessert.

- In zweidimensionalen exzitonischen Systemen ohne Einschlußpotentiale ist keine Bose-Einstein-Kondensation möglich. In derartigen Systemen kann jedoch ein Phasenübergang in einen supraflüssigen exzitonischen Zustand, in das sog. **Kosterlitz-Thouless-Suprafluid**, eintreten [Fisher und Hohenberg (1988); Popov (1972); Kosterlitz und Thouless (1973)]. Dieser Zustand verhält sich physikalisch ähnlich wie ein Bose-Einstein-Kondensat, d. h. es bildet sich ein makroskopisch besetzter, kohärenter Grundzustand aus, der jedoch nicht von beliebiger Reichweite ist. Die kritische Temperatur T_c^{KTS} des Kosterlitz-Thouless-Übergangs ist gemäß

$$T_c^{\text{KTS}} \approx \frac{4\pi(\hbar^2/2m)}{\ln \ln(1/na_B^2)} \cdot (n/g) \quad (8.11)$$

$$\approx \frac{k_B \hbar^2}{0,32m} (n/g) \quad (8.12)$$

mit der exzitonischen Dichte n verbunden, wobei a_B den Bohrschen Radius des Exzitons bezeichnet und die Näherung $n/\ln \ln(1/na_B^2) \approx n/2$ für den relevanten Dichtebereich im Limit verdünnter Gase $10^{-8} < na_B^2 < 0,01$ verwendet wurde.

- Die **kritische Temperatur T_c für Bose-Einstein-Kondensation eines eingeschlossenen, verdünnten Bosegas** wird durch die Stringari-Pitaevskii-Gleichung beschrieben [Dalfovo (1999)]. Für zweidimensionale Systeme lautet sie im Falle eines harmonischen Einschlußpotentials [Ketterle und van Druten (1996)]

$$T_c = \frac{\hbar\omega}{k_B} \sqrt{\frac{N/g}{\zeta(2)}} = \frac{1}{k_B} \frac{\sqrt{6}}{\pi} \hbar\omega \sqrt{N/g} \quad (8.13)$$

Dabei bezeichnen $\hbar\omega = \sqrt{k/m}$ die Quantisierungsenergie des harmonischen Oszillators, k die Federkonstante des Oszillators, m die Teilchenmasse der Bosonen, N die Gesamtteilchenzahl in der Falle und ζ die Riemannsche ζ -Funktion mit $\zeta(2) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} = \pi^2/6$.

Für ein quadratisches Einschlußpotential in der Ebene der Fläche S (zweidimensionales Kastenpotential) gilt folgender Zusammenhang zwischen der kritischen Temperatur T_c und der Teilchendichte n in der Falle [Butov (2002b)]:

$$T_c = \frac{4\pi\hbar^2 n}{2mgk_B} \frac{1}{\ln(nS/g)} \quad (8.14)$$

Für die Grenzfälle verschwindenden exzitonischen Einschlusses in der Ebene, $\hbar\omega \rightarrow 0$ bzw. $S \rightarrow \infty$, findet man $T_c \rightarrow 0$. Exzitonische Bose-Einstein-Kondensation ist ohne Fallenpotentiale nicht realisierbar.

- Durch große Fortschritte in der Herstellung von Halbleiterstrukturen ist es möglich geworden, Systeme mit **maßgeschneiderten Dispersionsrelationen** und **unterschiedlicher Dimensionalität** herzustellen. Zusammen mit der über die Laserpumpleistung auf einfache Weise **manipulierbaren Exzitonendichte** eröffnen diese Systeme eine ungeheure Flexibilität hinsichtlich experimenteller Untersuchungen zur Bose-Einstein-Kondensation und zu BCS⁵-Übergängen.

Halbleitersysteme mit gekoppelten Quantentopfsystemen, die langlebige, quasi-zweidimensionale Exzitonengase beherbergen können, sind aus den genannten Gründen sehr attraktiv für Experimente zur Untersuchung exzitonischer Kondensationseffekte. Insbesondere die Möglichkeit, Exzitonen in extern abstimmbaren, künstlichen Potentiallandschaften – und letztlich in abstimmbaren Fallenpotentialen – bei großen Dichten studieren zu können, sorgt für ein stetig wachsendes wissenschaftliches Interesse an diesem System.

8.3 Signaturen eines exzitonischen Bose-Einstein-Kondensats

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über erwartete Signaturen eines exzitonischen Bose-Einstein-Kondensats gegeben. Eine Überprüfung experimenteller Daten hinsichtlich dieser Signaturen in ihrer Gesamtheit ermöglicht die Identifikation exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation.

8.3.1 Kritische Dichte als Funktion der Temperatur

Eine herausragende Eigenschaft der Bose-Einstein-Kondensation ist die Tatsache, daß es sich um einen thermodynamischen Übergang handelt. Wird bei gegebener Dichte n die kritische Temperatur T_c unterschritten, beginnen die Bosonen in den gemeinsamen Grundzustand zu „kondensieren“. Für die Abhängigkeit der exzitonischen Dichte n bzw. der absoluten Exzitonenzahl N in einer Falle existieren theoretische Vorhersagen für verschiedene Systeme, die in Tabelle 8.1 zusammengefaßt sind.

Ein Kriterium zum experimentellen Nachweis exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation besteht darin, erstens das Vorhandensein einer kritischen Temperatur T_c bzw. einer kritischen Dichte n_c nachzuweisen sowie zweitens ihre funktionale Abhängigkeit von der Dichte n bzw. von der Temperatur T zu messen. Ein Vergleich der experimentell erhaltenen Abhängigkeiten und mit den in Tabelle 8.1 aufgeführten Zusammenhängen ermöglicht eine Interpretation der Daten hinsichtlich der Theorie schwach wechselwirkender Bose-Gase.

⁵BCS-Theorie; nach ihren Autoren Bardeen, Cooper und Schrieffer benannte Theorie, die u. a. die Supraleitung in Metallen erklärt.

Zeitauflösende Messungen sind von Vorteil, da sie aufgrund der endlichen Lebensdauer der Exzitonen die Beobachtung des Systems bei sinkender Dichte ermöglichen. Bei Unterschreitung der kritischen Dichte n_c sollte das System in seinen normalen, nicht-kondensierten Zustand zurückkehren.

8.3.2 Zweikomponentige Verteilungsfunktion in einer Falle

Im Unterschied zu Phasenübergängen, die zwischen Aggregatzuständen stattfinden, wie beispielsweise beim Gefrieren von Wasser zu Eis, findet bei der Bose-Einstein-Kondensation kein plötzlicher Übergang aller N Teilchen des Systems in den gemeinsamen, kohärenten Grundzustand statt. Sobald die kritische Temperatur T_c unterschritten wird, kondensiert nur ein Teil der Teilchen N_0 in den Grundzustand $\vec{k} = 0$. Der verbleibende Anteil, $N - N_0$, befindet sich weiterhin in der boseverteilten Gasphase, die erst für $T \rightarrow 0$ verschwindet.

Für den Fall einer dreidimensionalen harmonischen Falle gilt beispielsweise ([Dalfvo (1999)])

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \frac{T}{T_c} \quad . \quad (8.15)$$

Es ergibt sich also eine Verteilungsfunktion $f(\vec{k})$, die als Summe zweier Komponenten aufzufassen ist: einerseits der kondensierten Phase im Grundzustand mit einem scharfen, idealerweise δ -artigen Maximum bei $k = 0$, $f_0(\vec{k}) \propto \delta(\vec{k})$, und andererseits einer nach Gleichung 8.4 boseverteilten Phase der im Gaszustand verbliebenen, nicht-kondensierten Teilchen $f_1(\vec{k})$. Bei eintretender Bose-Einstein-Kondensation entsteht ein scharfer Peak im Meßsignal, der auf die im Grundzustand der Falle kondensierte Phase zurückzuführen ist und vom Zentrum der Falle ausgeht. Abbildung 8.2 verdeutlicht dies anhand eines Gases aus ^{87}Rb -Atomen. Unterhalb einer Temperatur von etwa 200 nK kommt es durch das Auftreten einer kondensierten Phase zur Ausbildung scharfer Maxima [Anderson (1995); Cornell und Wieman (2002)].

Das Auftreten einer zweikomponentigen Geschwindigkeitsverteilung unterhalb einer kritischen Temperatur T_c läßt sich auch im Falle von Exzitonengasen nicht durch klassische Mechanismen erklären und wäre ein ausschlaggebender Hinweis auf exzitonische Bose-Einstein-Kondensation [Snoke (2003a)].

8.3.3 Kohärenz des kondensierten Zustands

Eine Besonderheit der Bose-Einstein-Kondensation ist die Tatsache, daß es im gemeinsamen Grundzustand spontan zur Ausbildung eines kohärenten Zustands kommt, in dem alle Teilchen in Phase sind, analog zu den Photonen in einem Laserresonator. Aktuelle theoretische Arbeiten sagen vorher, daß sich die Kohärenz auf die Strahlung, die das Bose-Einstein-Kondensat emittiert, überträgt [Fernandez-Rossier (1998); Laikhtman (1998); Lozovik und Ovchinnikov (2002)]. Die Kohärenz eines Bose-Einstein-Kondensates als Strahlungsquelle kann durch Interferenzexperimente nachgewiesen werden. Ferner emittiert eine kohärente

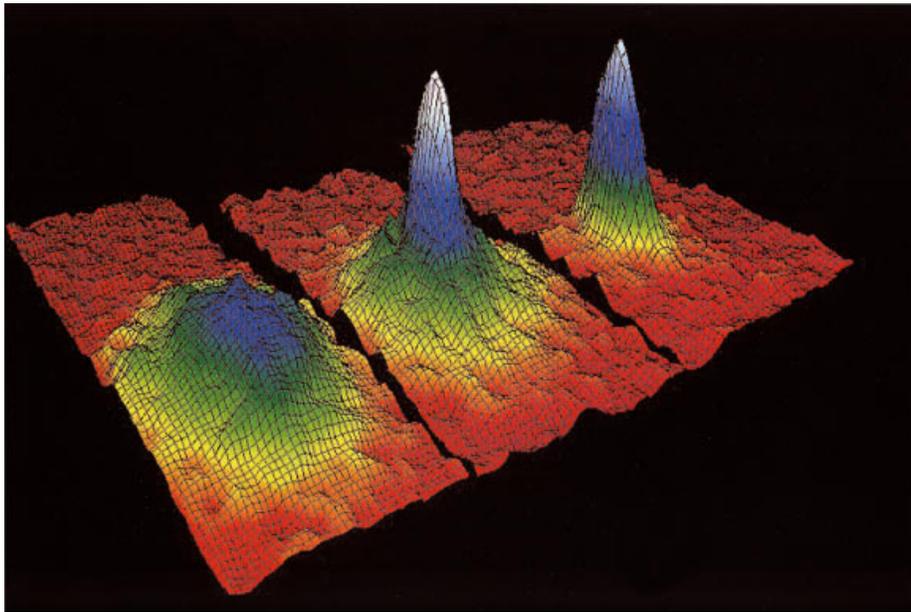


Abbildung 8.2: Farbkodierte dreidimensionale Darstellung der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung einer Wolke aus ^{87}Rb -Atomen bei Temperaturen von 400 nK, 200 nK und 50 nK (v.l.n.r.). Das Auftreten des scharfen Maximums unterhalb von 200 nK (mittleres und rechtes Bild) ist auf Bose-Einstein-Kondensation der Atome zurückzuführen (aus [Cornell und Wieman (2002)], experimentelle Daten aus [Anderson (1995)]).

Lichtquelle poissonverteilte Photonen. Falls ein Bose-Einstein-Kondensat als Strahlungsquelle vorliegt, könnte dies mittels Photon-Photon-Korrelationsmessungen nachgewiesen werden [Laikhtman (1998); Brown und Twiss (1956)].

8.3.4 Messung des Anregungsspektrums

Der überzeugende Nachweis der Existenz einer supraflüssigen ^4He -Phase konnte erst durch die Messung des Anregungsspektrums durch Neutronenstreuexperimente erbracht werden [Yarnell (1958); Henshaw und Woods (1961); Griffin (1993)], obwohl dieser Zustand des Heliums schon einige Dekaden zuvor entdeckt worden ist. Beim Übergang in die suprafluide Phase wird auch bei exzitonischen Kondensaten ein abrupter Wechsel des Anregungsspektrums erwartet, wie beispielsweise das Auftreten eines phononenähnlichen Zweiges und eine Divergenz in der Besetzungsdichte n_k für $k \rightarrow 0$ [Snoke (2003a)]. Das Photolumineszenz-Spektrum als solches gibt nur indirekten Aufschluß über das Anregungsspektrum und über die Besetzungsdichte [Haug und Kranz (1983); Shi (1994)]. In Analogie zu den o. g. Streuexperimenten, bei denen Energie- und Impulsübertrag gemessen werden, kann das Anregungsspektrum exzitonischer Bose-Einstein-Kondensate beispielsweise mittels Exziton-Polariton-Systemen gemessen werden, die sich in Mikroresonatoren befinden [Snoke (2003a)].

8.3.5 Senkrechte Photolumineszenz-Emission und „Vortices“

Es sei ein quasi-zweidimensionales Exzitonengas betrachtet, das sich in einer gekoppelten Quantentopfstruktur befindet. Bei strahlenden Rekombinationsprozessen ist die Impulserhaltung senkrecht zur Quantentopfebene aufgrund des Einschlusses aufgehoben, die laterale Impulskomponente in der Quantentopfebene $\hbar\vec{k}_{\parallel}$ muß jedoch erhalten bleiben. Exzitonen eines Bose-Einstein-Kondensats befinden sich definitionsgemäß im gemeinsamen Grundzustand mit dem Impuls $\hbar\vec{k} = 0$. Aufgrund der Erhaltung des Impulses in der Quantentopfebene verschwindet die laterale Komponente des Wellenvektors eines emittierten Photons, $\vec{k}_{\parallel}^{\text{Photon}} = 0$. Die Rekombinations-Photolumineszenz-Emission eines Bose-Einstein-Kondensats ist demnach in Form eines mehr oder weniger stark gebündelten Strahls zu erwarten, der senkrecht bezüglich der Quantentopfebene emittiert wird. Die winkelabhängige Photolumineszenz-Emission eines Bose-Einstein-Kondensats zeigt eine charakteristische Temperatur- bzw. Dichteabhängigkeit. Die Messung dieser funktionalen Zusammenhänge kann als weitere Diagnosemöglichkeit eines Bose-Einstein-Kondensates dienen. Das Auftreten von sog. „Vortices“, Wirbeln im Bose-Einstein-Kondensat, führt ebenfalls zu markanten Änderungen des Abstrahlungsprofils und ist ebenfalls eine Signatur der Bose-Einstein-Kondensation. Detaillierte Betrachtungen zum Einfluß von Temperatur, Dichte und Wirbeln auf das winkelabhängige Emissionsprofil eines exzitonischen Bose-Einstein-Kondensats finden sich in [Keeling (2004)].

Über experimentell beobachtete gebündelte Photolumineszenz-Emission senkrecht zur Probenoberfläche wird in [Snoke (2005)] berichtet. Allerdings kann der Ursprung der gerichteten Emission nicht eindeutig exzitonischen Kondensationseffekten zugeordnet werden:

- Der Öffnungswinkel der strahlförmig gebündelten Photolumineszenz-Emission weist im Widerspruch zu theoretischen Vorhersagen keine Abhängigkeit von der Dichte auf.
- Die gebündelte Photolumineszenz-Emission weist keine Eingrenzung auf einen im Vergleich zum Bosegas schmalen spektralen Bereich auf, wie es im Falle einer Emission aus dem Grundzustand $\vec{k} = 0$ zu erwarten wäre.

8.3.6 Stimulierte Streuung, „Superradiance“ und erhöhte Mobilität

Die Bose-Einstein- wie auch die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktionen (siehe Gleichungen 8.4 bzw. 8.2) repräsentieren die thermodynamischen Gleichgewichtszustände der jeweiligen Teilchen. Sie stellen sich aufgrund der zugrundeliegenden Streuprozesse ein, die sich aus dem Spin-Statistik-Theorem ergeben [Pauli (1940); Snoke und Wolfe (1989)]. Die Streuraten $\Gamma_{i \rightarrow f}$ vom Anfangszustand i mit der Besetzungszahl N_i zum Endzustand f mit der Besetzungszahl N_f unterscheiden sich je nach Teilchenart und lauten

$$\Gamma_{i \rightarrow f}^{\text{Boson}} \propto N_i(1 + N_f) \quad \text{für Bosonen} \quad (8.16)$$

bzw.

$$\Gamma_{i \rightarrow f}^{\text{Fermion}} \propto N_i(1 - N_f) \quad \text{für Fermionen.} \quad (8.17)$$

Die Streurrate eines Fermions in einen besetzten Zustand ($N_f = 1$) verschwindet nach Gleichung 8.17 in Übereinstimmung mit dem Pauli-Verbot für Fermionen. Im Falle von Bosonen wird hingegen eine Streuung in bereits besetzte Zustände bevorzugt, wie aus der bosonischen Streurrate $\Gamma_{i \rightarrow f}^{\text{Boson}}$ aus Gleichung 8.16 hervorgeht. Diese sogenannte „stimulierte Streuung“ ist eine besondere Eigenschaft bosonischer Teilchen, die auch auf Photonen zutrifft und dem Funktionsprinzip des Lasers, der stimulierten Emission, zugrundeliegt. Stimulierte Streuung sollte als Vorstufe zur Bose-Einstein-Kondensation zu beobachten sein [Butov (2001, 2003)]. Weitere typische Eigenschaften, die im Zusammenhang mit Bose-Einstein-Kondensation auftreten, sind „Superradiance“, eine dem Laser ähnliche Art der stimulierten Photonen-Emission, sowie eine erhöhte Mobilität, die auf eintretende Suprafluidität zurückgeht.

8.4 Bisherige Studien zur Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen

8.4.1 Exzitonen in Cu_2O -Kristallen

Obwohl der Halbleiter eine direkte Bandlücke aufweist, haben Exzitonen in Cu_2O -Volumenkristallen eine im Vergleich zu GaAs lange Lebensdauer, die typischerweise im Mikrosekundenbereich liegt [Mysyrowicz (1979)]. Ursache dafür ist der aus Symmetriegründen dipol-inaktive exzitonische Grundzustand dieses Halbleiters, wodurch eine strahlende Rekombination unterdrückt wird. Details zu Cu_2O finden sich in [Agekyan (1977)]. Motiviert durch die außerordentlich lange Exzitonlebensdauer in Cu_2O -Kristallen, wurde insbesondere in den 1990er-Jahren eine Vielzahl experimenteller Studien zur exzitonischen Bose-Einstein-Kondensation in diesem Halbleiter durchgeführt.

- Eine Klasse von Experimenten zielte über „phononengestützte Photolumineszenz-Messungen“ auf die direkte Beobachtung der energetischen Verteilung der Exzitonen ab, die im Falle eintretender Bose-Einstein-Kondensation ein deutliches Maximum bei niedriger Energie aufweisen sollte [Lin und Wolfe (1993); Snoke (1991); Shi (1994)]. Allerdings hat sich gezeigt, daß die hohen angenommenen exzitonischen Dichten, die eine Voraussetzung für exzitonische Bose-Einstein-Kondensation darstellen, bei diesen Experimenten nicht erreicht werden konnten. Ursache ist eine dominante Erhöhung der Auger-Rekombinationsrate⁶, die mit der Exzitonendichte schneller als die kritische Temperatur T_c für Bose-Einstein-Kondensation wächst und zu einer Verarmung des Exzitonengases führt. Außerdem tritt durch die Auger-Rekombination eine zusätzliche, unerwünschte Erwärmung des Exzitonengases ein. Die in Cu_2O -Kristallen erreichbare Exzitonendichte liegt daher weit unterhalb des für Bose-Einstein-Kondensation erforderlichen Wert [O’Hara (1999b,a); O’Hara und Wolfe (2000); Warren (2000)]. Zudem hat sich herausgestellt, daß aufgrund der stark

⁶Die Auger-Rekombination kann bei einer Kollision zweier Exzitonen eintreten. Dabei rekombiniert eines der beiden Exzitonen und ionisiert mittels der „freigewordenen“ Energie das zweite Exziton.

verkürzten exzitonischen Lebensdauer bei hohen Dichten nicht mehr von einem thermischen Gleichgewichtszustand ausgegangen werden kann [Warren (2000)].

- Resonantes Pumpen eines Systems sogenannter „Orthoexzitonen“⁷, dessen Photolumineszenz-Emission auch bei niedrigen Dichten gut beobachtbar ist und die Schwierigkeiten der o. g. Experimente nicht aufweist, ergab ebenfalls eine exzitonische Energieverteilung mit einem deutlichen Maximum bei niedrigen Energien [Shen (1997)]. Da der Laser resonant in die Probe inkoppelt, ist es fraglich, ob hier tatsächlich eine spontane Kohärenz des exzitonischen Systems eintritt und von Bose-Einstein-Kondensation gesprochen werden kann oder ob es sich lediglich um ein durch den Laser „getriebenes Kondensat“⁸ handelt.
- In anderen Experimenten bei niedrigen Exzitonendichten wurde unterhalb einer kritischen Temperatur ballistischer Transport von Exzitonen mit der Schallgeschwindigkeit des Cu_2O -Kristalls beobachtet. Der ballistische Transport wurde zunächst als exzitonische Suprafluidität, ein Kennzeichen der Bose-Einstein-Kondensation, gedeutet [Mysyrowicz (1996)]. Spätere theoretische Untersuchungen zeigten jedoch, daß der Effekt durch die hohe Qualität der Probe im Zusammenspiel mit sogenanntem „Phononen-Wind“ erklärt werden kann, der durch den Pump-Laser verursacht wird [Tikhodeev (2000)].

Der Nachweis exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation ist mit Experimenten in Cu_2O bisher nicht zweifelsfrei gelungen. Neue experimentelle Techniken ermöglichen in Zukunft Messungen an langlebigen Paraexzitonen bei niedrigen Dichten und Temperaturen [Jolk (2002)].

8.4.2 Systeme gekoppelter Quantentöpfe

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen enthalten zwei gekoppelte Quantentöpfe. Deren Eigenschaften wurde in den vorangehenden Kapiteln eingehend erläutert und im Hinblick auf exzitonische Drifteigenschaften (Kapitel 6) und künstliche Fallenstrukturen (Kapitel 7) eingehend experimentell studiert.

Bisherige experimentelle Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen an Systemen gekoppelter Quantentöpfe zielten u. a. auf den Nachweis der Kosterlitz-Thouless-Suprafluidität ab, eines der Bose-Einstein-Kondensation ähnlichen Zustandes in zweidimensionalen exzitonischen Systemen [Kosterlitz und Thouless (1973)]. Eines der ersten Experimente an diesem System zeigte nach Ansicht der Autoren Bose-Einstein-Kondensation, was aus

⁷In Cu_2O -Kristallen ist zwischen Paraexzitonen (Singlett-Zustand) und Orthoexzitonen (Triplet-Zustand) zu unterscheiden. Paraexzitonen liegen energetisch niedriger als Orthoexzitonen und koppeln besser an das Photonenfeld. Orthoexzitonen können aufgrund der langsamen Spin-Flip-Rate zum Singlett-Zustand ein thermodynamisches Gleichgewicht bilden.

⁸Der Begriff „Kondensat“ ist in diesem Zusammenhang mit Vorsicht zu verwenden, da es sich hier nicht um einen thermodynamischen Gleichgewichtszustand handelt. Dennoch hat der Begriff des „getriebenen Kondensats“ Eingang in die Literatur gefunden.

der spektralen Verschmälerung des emittierten Photolumineszenz-Lichts geschlossen wurde [Fukuzawa (1990)]. Im Rahmen einer Neuinterpretation der Daten konnte dieser Effekt jedoch auf Inhomogenitäten in den Probenstrukturen zurückgeführt werden, sodaß dieser Nachweis exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation zweifelhaft ist [Kash (1991)].

Im Jahr 2002 wurden mittels Photolumineszenz-Messungen an Systemen gekoppelter Quantentöpfe aufsehenerregende ringförmige Strukturen beobachtet, die in einer Entfernung von über $100\ \mu\text{m}$ konzentrisch um den Laser-Anregungsort arrangiert waren [Butov (2002a); Snoke (2002)]. Sie wurden zunächst als langreichweitiges Transportphänomen auf Grundlage eines supraflüssigen exzitonischen Zustandes gedeutet, der nicht an das Photonenfeld koppelt und nur an seinem Rand strahlende Rekombination von Exzitonen erlaubt. Weitergehende Untersuchungen ergaben jedoch, daß es sich hier um ein dynamisches Gleichgewicht zwischen einem mit Elektronen und einem mit Löchern bevölkerten Bereich handelt, an deren Grenzlinie Rekombination stattfindet [Rapaport (2004); Butov (2004b)].

Auch in diesen Systemen wurde bisher Bose-Einstein-Kondensation nicht zweifelsfrei nachgewiesen. Die Verbesserung der abstimmbaren harmonischen Fallen für Exzitonen, deren Grundlagen in dieser Arbeit entwickelt wurden (siehe Kapitel 7), stellen einen wichtigen Schritt auf dem Weg zur exzitonischen Bose-Einstein-Kondensation dar.

8.4.3 Experimente mit „permanenten Exzitonen“

In einem sog. „Bi-Layer-System“, bestehend aus zwei dotierten Halbleiterschichten, die durch eine dünne Tunnelbarriere getrennt sind, kann durch Anlegen eines geeigneten Magnetfeldes erreicht werden, daß beide Schichten zur Hälfte mit Elektronen – und damit auch zur Hälfte mit Löchern – gefüllt sind. Durch die Coulomb-Anziehung zwischen den Teilchen in den benachbarten Schichten formieren sich sog. „permanente Exzitonen“, die nicht rekombinieren. Bose-Einstein-Kondensation ist in diesem System nicht beobachtet worden, da aufgrund der hohen Exzitonendichte kein schwach wechselwirkendes Bosegas vorliegt. Bei Temperaturen im Millikelvin-Bereich kommt es zur Ausbildung eines BCS-ähnlichen Zustands [Zhou und Kim (1999); Hu (2000)].

8.4.4 Polaritonen in Mikroresonatoren

Mikroresonatorsysteme zur Untersuchung von Polaritonen bestehen prinzipiell aus zwei gegenüberliegenden Bragg-Reflektoren, zwischen denen sich ein parallel ausgerichteter Quantentopf befindet. Die Phononenmoden dieser Anordnung haben die Dispersionsrelation

$$\hbar\omega = \hbar c' \sqrt{k_{\parallel}^2 + \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2}, \quad (8.18)$$

wobei c' die Lichtgeschwindigkeit im Medium, k_{\parallel} die laterale Impulskomponente und L den Abstand der Spiegel voneinander bezeichnet. Durch Anpassen des Spiegelabstands können die Photonenmoden in Resonanz mit den Exzitonmoden gebracht werden, sodaß es zu einem Mischen der beiden Zustände kommt, sog. Polaritonen. Diese haben für kleine Impulse

$k_{\parallel} \approx 0$ eine Masse in der Größenordnung von $10^{-4}m_e$, wobei m_e die freie Elektronenmasse ist [Kasprzak (2006)]. Sie sind damit um drei Größenordnungen leichter als Exzitonen in GaAs und könnten daher bei niedrigeren Dichten als letztere kondensieren. Ferner kann durch Variation des Winkels, unter dem der Anregungslaser einkoppelt, und des Detektionswinkels der genaue Verlauf der Verteilungsfunktion der Polaritonen vermessen werden.

Experimente zur Bose-Einstein-Kondensation bzw. zur Kosterlitz-Thouless-Kondensation gestalten sich schwierig aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer der Polaritonen, die im Bereich einer Pikosekunde liegt [Kasprzak (2006)]. Es ist nicht klar, ob diese kurze Zeitspanne zur Ausbildung eines thermodynamischen Gleichgewichtszustands ausreichend ist [Senellart (2000); Stevenson (2000); Huang (2000)]. Zudem muß beachtet werden, daß aufgrund des Pumplasers möglicherweise ein „getriebenes Kondensat“ vorliegt, dessen Kohärenz sich nicht spontan einstellt (vgl. Abschnitt 8.4.1).

Kapitel 9

Ausblick: Der Weg zur exzitonischen Bose-Einstein-Kondensation

In der vorliegenden Arbeit wurden grundlegende experimentelle Studien zur Dynamik von Exzitonen in Systemen mit gekoppelten Quantentöpfen durchgeführt. Dabei geht aus den Driftexperimenten hervor, daß ein optisch generiertes exzitonisches System als quasi-freies Gas aufgefaßt werden kann. Zusammen mit den elektrostatisch definierten Fallen steht damit ein sehr vielversprechendes Materialsystem zur Verfügung, um die Randbedingungen für Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen zu erreichen. Es sei eine hypothetische harmonische Falle betrachtet, die als Erweiterung der in Abschnitt 7.8 untersuchten SiO₂-definierten Fallen zu betrachten ist und die einen vollständigen Einschluß des zweidimensionalen Exzitonengases ermöglicht. Ihre Quantisierungsenergie $\hbar\omega \approx 5 \mu\text{eV}$ und ihr Radius $r \approx 10 \mu\text{m}$ entsprechen dabei den experimentell ermittelten Daten der „Falle A“, die in Tabelle 7.1 aufgeführt sind. Für eine derartige Konfiguration mit einer Exzitonendichte von $n \approx 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ist gemäß Gleichung 8.13 eine kritische Temperatur von 2 K zu erwarten.

9.1 Erweiterung des experimentellen Parameterraums

Auf dem bisher beschrittenen Weg zur Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen hat sich gezeigt, daß einzelne Signaturen nicht ausreichen, um exzitonische Bose-Einstein-Kondensation überzeugend nachzuweisen. Sie sind in vielen Fällen auf andere, nicht-quantenmechanische Effekte zurückführbar (vgl. auch Abschnitt 8.4). Nur durch Inbetrachtziehung sämtlicher in Abschnitt 8.3 erläuterten Signaturen kann ein exzitonisches Bose-Einstein-Kondensat zweifelsfrei identifiziert werden. Für die Fortführung der Experimente müssen dementsprechende apparative Erweiterungen vorgenommen werden, um den zugänglichen Observablenraum zu vergrößern und um gleichzeitig die erreichbare Auflösung zu steigern. Die Planungen umfassen dabei beispielsweise den Aufbau eines Meßplatzes, der über pixelweises Abrastern der Probe im optischen Nahfeldbereich die Photolumineszenz-Emission zugleich in Zeit, Energie und lateraler Position mit deutlich verbessertem Auflösungsvermögen untersuchen kann. Zudem sind Untersuchungen der Photonenstatistik mittels

Korrelationsmessungen vorgesehen, um Aussagen über die Kohärenz-Eigenschaften des exzitonischen Zustands zu erhalten. Winkelabhängige Detektion des Photolumineszenz-Lichts ermöglicht die Messung des Photolumineszenz-Emissionsprofils und damit weitere Aussagen zur Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen.

9.2 Verbesserung des exzitonischen Einschlusses

Gemäß der Stringari-Pitaevskii-Gleichung, siehe Gleichung 8.13, gilt bei vorgegebener Teilchenzahl N in einer harmonischen Falle für die kritische Temperatur T_c für Bose-Einstein-Kondensation die folgende Abhängigkeit

$$T_c \propto \hbar\omega \propto \sqrt{k} \quad , \quad (9.1)$$

wobei $\hbar\omega$ die Quantisierungsenergie und k die Federkonstante des harmonischen Potentials sind. Eine Verbesserung des Einschlusses mittels „steilerer“ Potentialwände erhöht direkt die kritische Temperatur T_c und erleichtert damit das Eintreten von Kondensationseffekten. Das Konzept der in Abschnitt 7 untersuchten SiO₂-definierten Fallen, die herausragende Federkonstanten von bis zu $k = 11 \text{ keV/cm}^2$ aufweisen, werden derzeit mit der Zielsetzung vollständigen räumlichen Einschlusses weiterentwickelt. Eine Abschätzung ergibt gemäß Gleichung 8.13 für eine derartige Falle eine kritische Temperatur von 2 K für das Auftreten exzitonischer Bose-Einstein-Kondensation. Grundlage dieser Abschätzung bilden dabei die experimentell in Abschnitt 7.8 ermittelten Fallenparameter der „Falle A“, die in Tabelle 7.1 zusammengefaßt sind. Es wurde eine realistische Exzitonendichte von $n = 10^9 \text{ cm}^{-2}$ angenommen.

9.3 Tiefere Temperaturen, Magnetfeld

Der in dieser Arbeit benutzte Kryostat bietet zwar exzellente optische Zugangsmöglichkeiten für abbildende optische Meßsysteme, ist jedoch bei der minimal erzielbaren Temperatur auf etwa 3,7 K begrenzt. Die Verwendung eines optischen Kryostatsystems, das tiefere Temperaturen von bis zu 1,5 K herstellt, verbessert die Kondensationsbedingungen weiter. Ein gleichzeitig angelegtes Magnetfeld von bis zu 8 T erhöht die exzitonische Bindungsenergie [Govorov und Hansen (1998)] und damit deren Stabilität gegenüber thermischer oder feldinduzierter Ionisation.

9.4 Erhöhung der exzitonischen Beweglichkeit

Eine hohe exzitonische Beweglichkeit ist von Vorteil für Experimente zur Bose-Einstein-Kondensation. Insbesondere Potentialrauhigkeiten an den Grenzflächen der Heterostrukturschichten begrenzen bei tiefen Temperaturen und kleinen Kräften die exzitonische Driftgeschwindigkeit, wie in Abschnitt 6.3.7 festgestellt wurde. Zukünftige Proben-Designs ent-

halten breitere Quantentöpfe, um den Einfluß der Rauigkeiten zu minimieren [Sakaki (1987); Vörös (2005)].

Anhang A

Schichtfolge der Heterostrukturen

Im folgenden ist die Schichtenabfolge der von D. Schuh epitaktisch gezüchteten Heterostrukturen aufgeführt. Tabelle A.1 stellt dabei die Probenstruktur „11-05-02.2“ mit gekoppelten Quantentöpfen in der aktiven Region dar, während Tabelle A.2 den Aufbau der Referenzprobe „11-05-02.1“ mit einem Quantentopf in der aktiven Region zeigt. Die erste Zeile der Tabellen entspricht jeweils der obersten Schicht der Probe, sodaß jede Tabelle mit dem Substrat in der letzten Zeile abschließt.

Loop	Dicke	Material	Al-Gehalt	n-Dotierung	Gesamtdicke	Bemerkung
1	7,74 nm	GaAs			7,74 nm	GaAs-Cap
7	2,26 nm	GaAs			31,64 nm	Übergitterbarriere
	2,26 nm	AlAs	1,0			
1	10 nm	AlGaAs	0,3		10 nm	Legierungsbarriere
1	8 nm	GaAs			8 nm	QW
1	4 nm	AlGaAs	0,3		4 nm	Barriere
1	8 nm	GaAs			8 nm	QW
1	10 nm	AlGaAs	0,3		10 nm	Legierungsbarriere
102	0,85 nm	AlAs	1,0		288,66 nm	Übergitterbarriere
	1,98 nm	GaAs				
1	40 nm	Si:GaAs		$4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$	40 nm	Rückkontakt
1	100 nm	AlAs	1,0		100 nm	Opferschicht
80(0)	2 nm	GaAs			960(0) nm	Puffer
	10 nm	AlAs	1,0			
1	5000 nm	GaAs			5000 nm	—
		GaAs				Substrat

Tabelle A.1: Schichtenabfolge der Heterostruktur „11-05-02.2“ mit gekoppelten Quantentöpfen.

Loop	Dicke	Material	Al-Gehalt	n-Dotierung	Gesamtdicke	Bemerkung
1	7,74 nm	GaAs			7,74 nm	GaAs-Cap
7	2,26 nm	GaAs			31,64 nm	Übergitterbarriere
	2,26 nm	AlAs	1,0			
1	10 nm	AlGaAs	0,3		10 nm	Legierungsbarriere
1	20 nm	GaAs			20 nm	QW
1	10 nm	AlGaAs	0,3		10 nm	Legierungsbarriere
102	0,85 nm	AlAs	1,0		288,66 nm	Übergitterbarriere
	1,98 nm	GaAs				
1	40 nm	Si:GaAs		$4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$	40 nm	Rückkontakt
1	100 nm	AlAs	1,0		100 nm	Opferschicht
80(0)	2 nm	GaAs			960(0) nm	Puffer
	10 nm	AlAs	1,0			
1	5000 nm	GaAs			5000 nm	—
		GaAs				Substrat

Tabelle A.2: Schichtenabfolge der Heterostruktur „11-05-02.1“ mit einem Quantentopf.

Anhang B

Details zur Instrumentation

In Kapitel 5 wurden die eingesetzten Meßaufbauten erläutert. Im folgenden findet sich eine Übersicht über die eingesetzten Geräte.

B.1 Das Mikroskop-Kryostatsystem

Das Grundlegende Funktionsprinzip des Kryostaten vom Typ „Microstat^{He}“ der Fa. Oxford Instruments beruht auf einem permanenten Fluß von Helium durch das System, das in Abbildung B.1 veranschaulicht wird. Eine Helium-Ansaugpumpe, die am Auslaßstutzen des Kryostaten angeschlossen ist, erzeugt einen Unterdruck im System, wodurch flüssiges Helium in einem Steigrohr aus einer Dewar-Kanne gefördert wird und in den Wärmetauscher im Inneren des Kryostaten gelangt. Der Siedepunkt des Heliums wird durch den im Wärmetauscher herrschenden Unterdruck bestimmt, der über die Dosierung des Heliumflusses über ein Nadelventil im Steigrohr geregelt werden kann. Bei optimaler Reduktion des Heliumdurchsatzes, d. h. bei einer Förderleistung von etwa 20 l/min gasförmigen Heliums, wird eine minimale Temperatur von 3,6 K erreicht, die auf einer Skala von 50 mK fluktuiert. Über die Regelungseinheit ITC⁵⁰³ der Fa. Oxford kann ein Heizwiderstand über einen Rückkopelkreis geregelt werden, sodaß die Probe bei einer beliebigen Temperatur

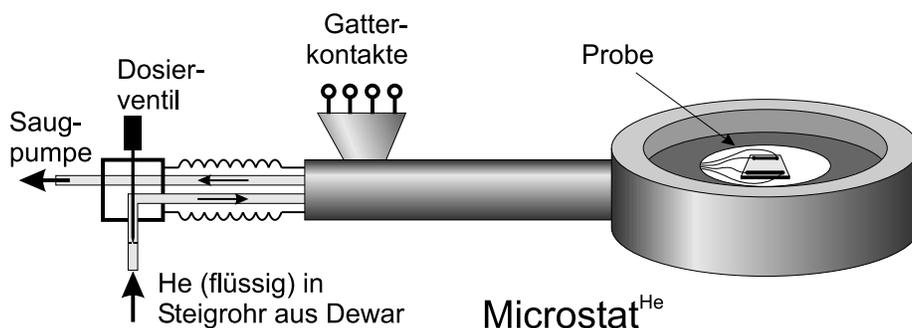


Abbildung B.1: Das verwendete Durchfluß-Kryostatsystem „Microstat^{He}“ der Fa. Oxford Instruments.

zwischen 3,7 K und 500 K untersucht werden kann. Zur Wärme-Isolation ist das kryogene System in einem Isolationsvakuum untergebracht. Aufgrund der kleinen Abmessungen und der damit verbundenen geringen Wärmekapazität des Kryostaten ist ein rasches Abkühlen des Systems innerhalb von einer Stunde möglich, sodaß pro Meßtag ggf. mehrere Proben untersucht werden können. Es stehen vier hochfrequenztaugliche elektrische Durchführungen zur Probe, die auf einem TO-8-Sockel aufgebracht ist, zur Verfügung.

B.2 Das abbildende Spektrometer

Die Energieauflösung geschieht über das abbildende Spektrometer „dilor XY“ der Fa. Horiba Jobin Yvon, vormals Fa. Dilor. Es ermöglicht im Zusammenspiel mit der eingesetzten intensivierten CCD-Kamera die Aufnahme von Spektren mit einer Energieauflösung von $\Delta E \approx 100 \mu\text{eV}$. Im Betriebsmodus „B“ des Meßaufbaus, der simultane Orts- und Energieauflösung ermöglicht (siehe Kapitel 5), reduziert sich diese jedoch auf etwa $\Delta E \approx 1,2 \text{ meV}$. Die Ortsauflösung beträgt bei Einsatz eines $50\times$ -Mikroskop-Objektivs etwa $\Delta x \approx 2 \mu\text{m}$. Die Steuerung der Spektrometer- und Vormonochromatorgitter erfolgt mittels eines LabVIEW-Programms über einen speziell angepaßten Steuerrechner.

B.3 Die intensivierte CCD-Kamera

Die intensivierte CCD-Kamera „4 Picos“ der Fa. Stanford Computer Optics (deutscher Ansprechpartner: Fa. Soliton Laser- und Meßtechnik) verfügt über eine spezielle Photokathode, die für den Betrieb im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 900 nm ausgelegt ist und einfallendes Licht über den Photoeffekt in Elektronen umsetzt. Diese werden in der an die Photokathode anschließenden, schnell schaltbaren MCP (Vielkanalplatte, engl. *multi channel plate*) unter Beibehaltung der Ortsauflösung verstärkt. Die MCP kann auf einer Zeitskala von 200 ps geschaltet werden und gibt damit die Zeitauflösung des gesamten Systems vor. Mittels einer Kombination aus Phosphorbildschirm und konventioneller CCD-Kamera erfolgt schließlich die Umsetzung des Lichtsignals in ein TV-Signal, welches zur Weiterverarbeitung in den Meßrechner eingespeist wird. Das Schalten der MCP wird extern über einen elektrischen ECL¹-Puls gesteuert.

B.4 Die Pulsgeneratoren

Die gemeinsame Zeitbasis der experimentellen Anordnung wird über maximal zwei gekoppelte Pulsgeneratoren vom Typ „DG535“ der Fa. Stanford Research Systems vorgegeben. Sie steuern sowohl das Diodenlasersystem, die intensivierte CCD-Kamera als auch die Gatter der Probe bei gepulsten Experimenten. Jeder Pulsgenerator verfügt über zwei voneinander unabhängige Ausgänge, die sowohl bezüglich des Pulsbeginns, des Pulsendes als auch der

¹engl. *emitter coupled logic*.

Amplitude frei konfigurierbar sind und zur Ansteuerung der Probengatter und des Lasersystems verwendet werden. Die jeweiligen Zeitpunkte der Pulsflanken können über vier weitere Ausgänge mit wählbarem elektrischen Pegel, beispielsweise TTL oder ECL, abgegriffen werden und dienen beispielsweise der Ansteuerung der intensivierten CCD-Kamera oder Diagnosezwecken.

B.5 Einzelheiten zur Datenauswertung

Die Software „4 Spec“, die zum Lieferumfang der intensivierten CCD-Kamera gehört, wurde zur Datengewinnung und -speicherung im 32-Bit-Rohdatenformat verwendet. Die eigentliche Auswertung erfolgte über ein im Rahmen dieser Arbeit eigenentwickeltes Softwarepaket, das auf der Programmiersprache C/C++ und dem am CERN² entwickelten und weit verbreiteten Datenanalyse-Framework „ROOT“³ basiert. Ein besonderer Vorzug dieser Lösung liegt in der schnellen, in hohem Maße an die geforderten Kriterien der Analyse anpaßbaren Auswertung umfangreicher Aufnahmeserien, die teilweise Datenvolumina von 200 MB überschreiten.

²Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, vormalis Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

³siehe <http://root.cern.ch/>

Abbildungsverzeichnis

1.1	Drift und Einschluß von Exzitonen	2
2.1	Lebenszyklus eines Exzitons in einem Halbleiter	6
2.2	Einfluß der Dimensionalität auf die exzitonische Bindungsenergie	8
2.3	Prinzip der Lebensdauerverlängerung von Exzitonen	11
2.4	Abstimmung der Energie durch den „quantum confined Stark“ Effekt	13
2.5	Berechnete Elektronen- und Löcherwellenfunktionen im elektrischen Feld	14
2.6	Berechnete und gemessene Rotverschiebung durch den „quantum confined Stark“ Effekt	15
2.7	Prinzip der Erzeugung eines exzitonischen Kraftfeldes	16
2.8	Der exzitonische Dichte-Effekt	17
2.9	Experimenteller Aufbau zur Probencharakterisierung	20
2.10	Zeitlicher Ablauf einer Probencharakterisierung	21
2.11	Gemessene Rekombinations-Photolumineszenz-Spektren	22
2.12	Zeitlicher Verlauf des Zerfalls von Exzitonen	23
3.1	Schichtabfolge der Heterostrukturen	26
3.2	Spektrum des Nachleuchtens	28
3.3	Bandstruktur des Doppelquantentopfsystems	29
3.4	Strom-Spannungs-Kennlinie der Heterostruktur	31
4.1	Aufbau zur Herstellung von Lithographiemasken	34
4.2	Kontaktlithographie und Lift-Off-Prozeß	35
4.3	Ablauf eines Bondprozesses	37
5.1	Schematischer Aufbau des lateral auflösenden Betriebsmodus („A“)	40
5.2	Schematischer Aufbau des energieauflösenden Betriebsmodus („B“)	44
6.1	Erzeugung eines wellblechförmigen Potentials für Exzitonen	48
6.2	Ablauf und Rohdaten zum exzitonischen Oszillationsexperiment	49
6.3	Gemessene exzitonische Oszillationen im Ortsraum	51
6.4	Aufbau zur Erzeugung eines exzitonischen Gradientenfeldes	53
6.5	Zeitlicher Ablauf der lateral aufgelösten Messung exzitonischer Drift	54
6.6	Laterale Auflösung der zeitintegrierten Drift	56

6.7	Aufbau der Probe zur exzitonischen Flugzeitmessung	61
6.8	Experimenteller Aufbau zur Messung der exzitonischen Mobilität	62
6.9	Zeitlicher Ablauf des Experiments zur Messung der exzitonische Mobilität .	63
6.10	Gemessene zeit- und energieaufgelöste exzitonische Drift	64
6.11	Messung der exzitonischen Driftgeschwindigkeit als Funktion der Differenz- spannung und der Temperatur	65
6.12	Schematischer Ablauf zur Bestimmung der temperaturabhängigen exzitonischen Mobilität	66
6.13	Temperaturabhängigkeit der exzitonischen Mobilität	67
6.14	Potentialfluktuationen an Grenzflächen der Heterostruktur	70
6.15	Reproduzierbarkeitstest der Mobilitätsmessungen	71
7.1	Experimenteller Aufbau einer verspannungsinduzierten Falle	74
7.2	Einschlußpotential einer verspannungsinduzierten Falle	75
7.3	Photolumineszenz-Emission einer „natürlichen Falle“	77
7.4	Laserinduzierte Falle für Exzitonen	78
7.5	Messung des Einflusses einer SiO ₂ -Halbleiter-Grenzschicht auf Exzitonen .	80
7.6	Spektraler Einfluß von SiO ₂ auf die exzitonische Photolumineszenz	81
7.7	„Fermi-Level pinning“	84
7.8	Aufbau zur Messung der lateralen exzitonischen Verteilung in der Umgebung eines SiO ₂ -Punktes	86
7.9	Ringförmige Falle für Exzitonen	87
7.10	Spektral aufgelöste Photolumineszenz der ringförmigen Falle	88
7.11	Proben-Design zum Test auf Opazität von SiO ₂	90
7.12	Messung der Opazität von SiO ₂	91
7.13	Messung der exzitonischen Dichte als Funktion der Entfernung zum Laser .	92
7.14	Sättigungsverhalten der exzitonischen Falle	94
7.15	Messung des Sättigungsverhaltens der Falle I	96
7.16	Messung des Sättigungsverhaltens der Falle II	97
7.17	Makroskopischer Transport von Exzitonen in einer Falle	98
7.18	Exzitonische Ausbreitung entlang einem linienförmigen Einschlußpotential	99
7.19	Meßaufbau zum Schaltverhalten der Falle	101
7.20	Messung des Übergangs zwischen den beiden Zuständen der Falle	102
7.21	Zustandsdiagramm der Falle	103
7.22	Aufbau zur Messung des exzitonischen Einschlußpotentials	104
7.23	Datenauswertungsverfahren bezüglich der Messung des Einschlußpotentials	106
7.24	Exzitonisches Einschlußpotential einer linienförmigen Falle	107
7.25	Leistungsabhängigkeit der Fallenposition	109
7.26	Leistungsabhängigkeit der Federkonstante	110
7.27	Kristallverspannungen als mögliche Ursache für die Fallenbildung.	111
7.28	Simulation des exzitonischen Potentials in verspannten Heterostrukturen .	112
7.29	Messung zur Kristallrichtungsabhängigkeit des exzitonischen Einschusses .	112
7.30	Berechnung des elektrischen Feldes im Randbereich einer SiO ₂ -Fläche . . .	113

7.31	Fallenbildung durch lokale elektrostatische Feldüberhöhung	116
7.32	Exzitonische Ionisation in der Falle	117
7.33	Energieabhängigkeit in der Nähe des Zustandswechsels der Falle	119
8.1	Kriterium für Bose-Einstein-Kondensation	125
8.2	Geschwindigkeitsverteilung von Rb-Atomen in einem Bose-Einstein-Kon- densat	131
B.1	Das Kryostatsystem „Microstat ^{He} “	143

Tabellenverzeichnis

5.1	Vergleich der beiden Betriebsmodi des Mikro-Photolumineszenz-Meßaufbaus	45
6.1	Exzitonische Streumechanismen und deren temperaturabhängiger Einfluß auf die Mobilität	69
7.1	Experimentell gewonnene Parameter der Einschlußpotentiale	108
8.1	Kritische Temperatur der Exzitonenkondensation als Funktion der Teilchendichte	126
A.1	Schichtenabfolge der Heterostruktur „11-05-02.2“ mit gekoppelten Quantentöpfen.	141
A.2	Schichtenabfolge der Heterostruktur „11-05-02.1“ mit einem Quantentopf. .	142

Literaturverzeichnis

- [Agekyan 1977] AGEKYAN, V. T.: Spectroscopic properties of semiconductor crystals with direct forbidden energy gap. In: *Phys. Stat. Sol. (a)* 43 (1977), S. 11–42
- [Alexandrou 1990] ALEXANDROU, A. ; KASH, J. A. ; MENDEZ, E. E. ; ZACHAU, M. ; HONG, J. M. ; FUKUZAWA, T. ; HASE, Y.: Electric-field effects on exciton lifetimes in symmetric coupled GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As double quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 42 (1990), S. 9225–9228
- [Anderson 1995] ANDERSON, M. H. ; ENSHER, J. R. ; MATTHEWS, M. R. ; WIEMAN, C. E. ; CORNELL, E. A.: Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. In: *Science* 269 (1995), Juli, S. 198–201
- [Arent 1990] ARENT, D. J.: Band offsets for strained In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As hetero-interfaces. In: *Phys. Rev. B* 41 (1990), S. 9843–9849
- [Baldini 1962] BALDINI, Giancarlo: Ultraviolet Absorption of Solid Argon, Krypton, and Xenon. In: *Phys. Rev.* 128 (1962), S. 1562–1567
- [Basu und Ray 1991] BASU, P. K. ; RAY, Partha: Calculation of the mobility of two-dimensional excitons in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well. In: *Phys. Rev. B* 44 (1991), Jul, Nr. 4, S. 1844–1849
- [Baumeister 1961] BAUMEISTER, Philip W.: Optical Absorption of Cuprous Oxide. In: *Phys. Rev.* 121 (1961), S. 359–362
- [Ben-Tabou de Leon und Laikhtman 2001] LEON, S. Ben-Tabou de ; LAIKHTMAN, B.: Exciton-exciton interactions in quantum wells: Optical properties and energy and spin relaxation. In: *Phys. Rev. B* 63 (2001), S. 125306
- [Berry und Geim 1997] BERRY, M. V. ; GEIM, A. K.: Of flying frogs and levitrons. In: *Eur. J. Phys.* 18 (1997), S. 307–313
- [Böhm 2002] BÖHM, S.: *Der epitaktische Lift-off als Methode, elektrische und optische Eigenschaften von III-V-Halbleiter-Strukturen zu beeinflussen*, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 2002

- [Bose 1924] BOSE, S.: Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. In: *Z. Phys.* 26 (1924), S. 178–181
- [Bradley 1995] BRADLEY, C. C. ; SACKETT, C. A. ; TOLLETT, J. J. ; HULET, R. G.: Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. In: *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), S. 1687–1690
- [Brown und Twiss 1956] BROWN, R. H. ; TWISS, R. Q.: Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. In: *Nature* 177, (1956), S. 27–29
- [Butov 2001] BUTOV, L. V. ; IVANOV, A. L. ; IMAMOGLU, A. ; LITTLEWOOD, P. B. ; SHASHKIN, A. A. ; DOLGOPOLOV, V. T. ; CAMPMAN, K. L. ; GOSSARD, A. C.: Stimulated Scattering of Indirect Excitons in Coupled Quantum Wells: Signature of a Degenerate Bose-Gas of Excitons. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), Jun, Nr. 24, S. 5608–5611
- [Butov 2002a] BUTOV, L. V. ; GOSSARD, A. C. ; CHEMLA, D.S.: Macroscopically ordered state in an exciton system. In: *Nature* 418 (2002), S. 751–754
- [Butov 2002b] BUTOV, L. V. ; LAI, C. W. ; IVANOV, A. L. ; GOSSARD, A. C. ; CHEMLA, D.S.: Towards Bose-Einstein condensation of excitons in potential traps. In: *Nature* 417 (2002), S. 47–51
- [Butov 2003] BUTOV, L. V.: Exciton condensation in coupled quantum wells. In: *Sol. Stat. Comm.* 127 (2003), S. 89–98
- [Butov 2004a] BUTOV, L. V.: Condensation and pattern formation in cold exciton gases in coupled quantum wells. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 16 (2004), S. R1577–R1613
- [Butov 2004b] BUTOV, L. V. ; LEVITOV, L. S. ; MINTSEV, A. V. ; SIMONS, B. D. ; GOSSARD, A. C. ; CHEMLA, D. S.: Formation Mechanism and Low-Temperature Instability of Exciton Rings. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 117404–1–117404–4
- [Chen 1987] CHEN, Y. J. ; KOTELES, Emil S. ; ELMAN, B. S. ; ARMIENTO, C. A.: Effect of electric fields on excitons in a coupled double-quantum-well structure. In: *Phys. Rev. B* 36 (1987), S. 4562–4565
- [Chen 2006] CHEN, Gang ; RAPAPORT, Ronen ; PFFEIFER, L. N. ; WEST, K. ; PLATZMAN, P. M. ; SIMON, Steven ; VOROS, Z. ; SNOKE, D.: Artificial trapping of a stable high-density dipolar exciton fluid. In: *arXiv: cond-mat/0601719* (2006)
- [Cho und Arthur 1975] CHO, A. Y. ; ARTHUR, J. R.: Molecular beam epitaxy. In: *Prog. Sol. Stat. Chem.* 10 (1975), S. 157–191
- [Christianen 1998] CHRISTIANEN, P. C. M. ; PIAZZA, F. ; LOK, J. G. S. ; MAAN, J. C. ; VLEUTEN, W. van der: Magnetic trap for excitons. In: *Physica B* 249 (1998), S. 624–627

- [Cornell und Wieman 2002] CORNELL, E. A. ; WIEMAN, C. E.: Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. In: *Rev. Mod. Phys.* 74 (2002), Nr. 3, S. 875–893
- [Dalfovo 1999] DALFOVO, Franco ; GIORGINI, Stefano ; PITAEVSKII, Lev P. ; STRINGARI, Sandro: Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. In: *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999), S. 463–512
- [Damen 1990] DAMEN, T. C. ; SHAH, Jagdeep ; OBERLI, D. Y. ; CHEMLA, D. S. ; CUNNINGHAM, J. E. ; KUO, J. M.: Dynamics of exciton formation and relaxation in GaAs quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 42 (1990), Oct, Nr. 12, S. 7434–7438
- [D’Ans und Lax 1967] D’ANS ; LAX: *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*. 3. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 1967
- [Davis 1995] DAVIS, K. B. ; MEWES, M. O. ; ANDREWS, M. R. ; DRUTEN, N. J. van ; DURFEE, D. S. ; KURN, D. M. ; KETTERLE, W.: Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), S. 3969–3973
- [de Broglie 1924] BROGLIE, L. de: A tentative theory of light quanta. In: *Philos. Mag.* 47 (1924), S. 446–458
- [Einstein 1924] EINSTEIN, A.: Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. In: *Sitzungsber. K. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl.* 261 (1924)
- [Einstein 1925] EINSTEIN, A.: Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. II. In: *Sitzungsber. K. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl.* 3 (1925)
- [Esaki und Tsu 1969] ESAKI, L. ; TSU, R.: 1969. – IBM Research Note No. RC-2418
- [Esaki und Tsu 1970] ESAKI, L. ; TSU, R.: Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. In: *IBM J. Res. Develop.* 14 (1970), S. 61–65
- [Faist 1996] FAIST, J. ; CAPASSO, F. ; SIRTORI, C. ; SIVCO, D. L. ; BAILLARGEON, J. N. ; HUTCHINSON, A. L. ; CHU, S. G. ; CHO, A. Y.: High power mid-infrared ($\lambda \approx 5 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers operating above room temperature. In: *Appl. Phys. Lett.* 68 (1996), S. 3680–3682
- [Feldmann 1987] FELDMANN, J. ; PETER, G. ; GÖBEL, E. O. ; DAWSON, P. ; MOORE, K. ; FOXON, C. ; ELLIOTT, R. J.: Linewidth dependence of radiative exciton lifetimes in quantum wells. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), Nov, Nr. 20, S. 2337–2340
- [Fernandez-Rossier 1998] FERNANDEZ-ROSSIER, J. ; TEJEDOR, C. ; MERLIN, R.: Coherent-light emission from exciton condensates in semiconductor quantum wells. In: *Sol. Stat. Comm.* 108 (1998), S. 473–477

- [Fisher und Hohenberg 1988] FISHER, Daniel S. ; HOHENBERG, P. C.: Dilute Bose gas in two dimensions. In: *Phys. Rev. B* 37 (1988), S. 4936–4943
- [Freire 2000] FREIRE, J. A. K. ; MATULIS, A. ; PEETERS, F. M. ; FREIRE, V. N. ; FARIAS, G. A.: Confinement of two-dimensional excitons in a nonhomogeneous magnetic field. In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), S. 2895–2903
- [Frenkel 1931a] FRENKEL, J.: On the Transformation of light into Heat in Solids. I. In: *Phys. Rev.* 37 (1931), Jan, Nr. 1, S. 17–44
- [Frenkel 1931b] FRENKEL, J.: On the Transformation of Light into Heat in Solids. II. In: *Phys. Rev.* 37 (1931), May, Nr. 10, S. 1276–1294
- [Fukuzawa 1990] FUKUZAWA, T. ; MENDEZ, E. E. ; HONG, J. M.: Phase transition of an exciton system in GaAs coupled quantum wells. In: *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990), Jun, Nr. 25, S. 3066–3069
- [Gärtner 2006a] GÄRTNER, Andreas ; HOLLEITNER, Alexander ; SCHUH, Dieter ; KOTTHAUS, Jörg P.: Drift mobility of excitons in coupled GaAs quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 052108–052110
- [Gärtner 2006b] GÄRTNER, Andreas ; SCHUH, Dieter ; KOTTHAUS, Jörg P.: Dynamics of long-living excitons in tunable potential landscapes. In: *Physica E* 32 (2006), S. 195–198
- [Gärtner 2007] GÄRTNER, A. ; PRECHTEL, L. ; HOLLEITNER, A. W. ; SCHUH, D. ; KOTTHAUS, J. P.: 2007. – Veröffentlichung in Vorbereitung
- [Govorov 2006] GOVOROV, S.: 2006. – persönliche Mitteilung
- [Govorov und Hansen 1998] GOVOROV, A. O. ; HANSEN, W.: Tunnel ionization of quantum-well magnetoexcitons localized in a lateral trap. In: *Phys. Rev. B* 58 (1998), S. 12980–12985
- [Griffin 1993] GRIFFIN, A.: *Excitations in a Bose condensed liquid*. Cambridge u. a. : Cambridge Univ. Press, 1993
- [Griffin 1995] GRIFFIN, A. ; SNOKE, D. W. ; STRINGARI, S.: *Bose-Einstein Condensation*. Cambridge : Cambridge University Press, 1995
- [Hagn 1995] HAGN, M. ; ZRENNER, A. ; BHM, G. ; WEIMANN, G.: Electric-field-induced exciton transport in coupled quantum well structures. In: *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995), S. 232–234
- [Hamers 1986] HAMERS, R. J. ; TROMP, R. M. ; DEMUTH, J. E.: Surface Electronic Structure of Si (111)-(7×7) Resolved in Real Space. In: *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986), May, Nr. 18, S. 1972–1975

- [Hammack 2006a] HAMMACK, A. T. ; GIPPIUS, N. A. ; YANG, S. ; ANDREEV, G. O. ; BUTOV, L. V. ; HANSON, M. ; GOSSARD, A. C.: Excitons in electrostatic traps. In: *J. Appl. Phys.* 99 (2006), S. 066104–066106
- [Hammack 2006b] HAMMACK, A. T. ; GRISWOLD, M. ; BUTOV, L. V. ; SMALLWOOD, L. E. ; IVANOV, A. L. ; GOSSARD, A. C.: Trapping of Cold Excitons in Quantum Well Structures with Laser Light. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 227402
- [Hänsch 2004] HÄNSCH, T. W.: *Bose-Einstein-Kondensation*. 2004. – Vorlesung, Ludwig-Maximilians-Universität München
- [Haug und Kranz 1983] HAUG, H. ; KRANZ, H. H.: Bose-Einstein Condensation in Nonequilibrium Systems. In: *Z. Phys. B* 53 (1983), S. 151–156
- [Hecht 1959] HECHT, C. E.: The possible superfluid behaviour of hydrogen atom gases and liquids. In: *Physica* 25 (1959), S. 1159–1161
- [Henshaw und Woods 1961] HENSHAW, D. G. ; WOODS, A. D. B.: Modes of Atomic Motions in Liquid Helium by Inelastic Scattering of Neutrons. In: *Phys. Rev.* 121 (1961), S. 1266–1274
- [Hess 1986] HESS, Harald F.: Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. In: *Phys. Rev. B* 34 (1986), S. 3476–3479
- [Hillmer 1989] HILLMER, H. ; FORCHEL, A. ; HANSMANN, S. ; MOROHASHI, M. ; LOPEZ, E. ; MEIER, H. P. ; PLOOG, K.: Optical investigations on the mobility of two-dimensional excitons in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 39 (1989), May, Nr. 15, S. 10901–10912
- [Hillmer 1990] HILLMER, H. ; FORCHEL, A. ; SAUER, R. ; TU, C. W.: Interface-roughness-controlled exciton mobilities in GaAs/Al_{0.37}Ga_{0.63}As quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 42 (1990), Aug, Nr. 5, S. 3220–3223
- [Hu 2000] HU, Ben Yu-Kuang: Prospecting for the Superfluid Transition in Electron-Hole Coupled Quantum Wells Using Coulomb Drag. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 820–823
- [Huang 2000] HUANG, R. ; TASSONE, F. ; YAMAMOTO, Y.: Experimental evidence of stimulated scattering of excitons into microcavity polaritons. In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), S. R7854–R7857
- [Huber 1998] HUBER, T. ; ZRENNER, A. ; WEGSCHEIDER, W. ; BICHLER, M.: Electrostatic Exciton Traps. In: *Phys. Stat. Sol. (a)* 166 (1998), S. R5–R6
- [Ivanov 1999] IVANOV, A. L. ; LITTLEWOOD, P. B. ; HAUG, H.: Bose-Einstein statistics in thermalization and photoluminescence of quantum-well excitons. In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. 5032–5048

- [Ivanov 2002] IVANOV, A. L.: Quantum diffusion of dipole-oriented indirect excitons in coupled quantum wells. In: *Europhys. Lett.* 59 (2002), S. 586–591
- [Jolk 2002] JOLK, A. ; JÖRGER, M. ; KLINGSHIRN, C.: Exciton lifetime, Auger recombination, and exciton transport by calibrated differential absorption spectroscopy in Cu_2O . In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), Jun, Nr. 24, S. 245209
- [Kash 1988] KASH, K. ; WORLOCK, J. M. ; STURGE, M. D. ; GRABBE, P. ; HARBISON, J. P. ; SCHERER, A. ; LIN, P. S. D.: Strain-induced lateral confinement of excitons in GaAs-AlGaAs quantum well microstructures. In: *Appl. Phys. Lett.* 53 (1988), S. 782–784
- [Kash 1991] KASH, J. A. ; ZACHAU, M. ; MENDEZ, E. E. ; HONG, J. M. ; FUKUZAWA, T.: Fermi-Dirac distribution of excitons in coupled quantum wells. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), Nr. 17, S. 2247–2250
- [Kasprzak 2006] KASPRZAK, J. ; RICHARD, M. ; KUNDERMANN, S. ; BAAS, A. ; JEAMBRUN, P. ; KEELING, J. M. J. ; MARCHETTI, F. M. ; SZYMAŃSKA, M. H. ; ANDRÉ, R. ; STAEHLI, J. L. ; SAVONA, V. ; LITTLEWOOD, P. B. ; DEVEAUD, B. ; DANG, Le S.: Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. In: *Nature* 443 (2006), S. 409–414
- [Kazarinov und Suris 1971] KAZARINOV, R. F. ; SURIS, R. A.: Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. In: *Sov. Phys. Semicond.* 5 (1971), S. 797–800
- [Keeling 2004] KEELING, Jonathan ; LEVITOV, L. S. ; LITTLEWOOD, P. B.: Angular Distribution of Photoluminescence as a Probe of Bose Condensation of Trapped Excitons. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 176402
- [Keldysh und Kozlov 1968] KELDYSH, L. V. ; KOZLOV, A. N.: Collective Properties of Excitons in Semiconductors. In: *Sov. Phys. JETP* 27 (1968), S. 521
- [Ketterle 2002] KETTERLE, Wolfgang: Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. In: *Rev. Mod. Phys.* 74 (2002), S. 1131–1151
- [Ketterle und van Druten 1996] KETTERLE, Wolfgang ; DRUTEN, N. J. van: Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions. In: *Phys. Rev. A* 54 (1996), S. 656–660
- [Kittel 1991] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik.* 9. München, Wien : Oldenbourg-Verlag, 1991
- [Kohlrausch 1962] KOHLRAUSCH, F.: *Praktische Physik.* 2. Stuttgart : B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1962

- [Kosterlitz und Thouless 1973] KOSTERLITZ, J. M. ; THOULESS, D. J.: Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems. In: *J. Phys. C* 6 (1973), S. 1181–1203
- [Krauß 2002] KRAUSS, J. ; WIXFORTH, A. ; KALAMEITSEV, A. V. ; GOVOROV, A. O. ; WEGSCHEIDER, W. ; KOTTHAUS, J. P.: Nonlinear Charge Spreading Visualized in Voltage-Controlled Lateral Superlattices. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), Nr. 3, S. 036803
- [Krauß 2003] KRAUSS, J.: *Photonische Speicherzellen in lateralen Potentialübergittern*, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 2003
- [Krauß 2004] KRAUSS, J. ; KOTTHAUS, J. P. ; WIXFORTH, A. ; HANSON, M. ; DRISCOLL, D. C. ; GOSSARD, A. C. ; SCHUH, D. ; BICHLER, M.: Capture and release of photonic images in a quantum well. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 5830–5832
- [Laikhtman 1998] LAIKHTMAN, B.: Coherence of the exciton condensate luminescence. In: *Europhys. Lett.* 43 (1998), S. 53–58
- [Lee 1983] LEE, K. ; SHUR, M. S. ; DRUMMIND, T. J. ; MORKOÇ, H.: Low field mobility of 2-d electron gas in modulation doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ layers. In: *J. Appl. Phys.* 54 (1983), S. 6432–6438
- [Lin und Wolfe 1993] LIN, Jia L. ; WOLFE, J. P.: Bose-Einstein condensation of paraexcitons in stressed Cu_2O . In: *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993), S. 1222–1225
- [London 1938] LONDON, F.: The λ -phenomenon of liquid helium and the Bose-Einstein degeneracy. In: *Nature (London, United Kingdom)* 141 (1938), S. 643
- [Lourenço 2004] LOURENÇO, S. A. ; DIAS, I. F. L. ; DUARTE, J. L. ; LAURETO, E. ; POÇAS, L. C. ; FILHO, D. O. T. ; LEITE, J. R.: Thermal expansion contribution to the temperature dependence of excitonic transitions in GaAs and AlGaAs. In: *Braz. J. Phys.* 34 (2004), S. 517–525
- [Lozovik und Ovchinnikov 2002] LOZOVIK, Yu. E. ; OVCHINNIKOV, I. V.: Many-photon coherence of Bose-condensed excitons: Luminescence and related nonlinear optical phenomena. In: *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 075124
- [Lozovik und Yudson 1976] LOZOVIK, Yu. E. ; YUDSON, V.I.: In: *JETP* 44 (1976), S. 389
- [Masuhara 1988] MASUHARA, Naoto ; DOYLE, John M. ; SANDBERG, Jon C. ; KLEPPNER, Daniel ; GREYTAK, Thomas J. ; HESS, Harald F. ; KOCHANSKI, Greg P.: Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen. In: *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), S. 935–938

- [Miller 1981] MILLER, R. C. ; KLEINMAN, D. A. ; TSANG, W. T. ; GOSSARD, A. C.: Observation of the excited level of excitons in GaAs quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 24 (1981), S. 1134–1136
- [Miller 1984] MILLER, D. A. B. ; CHEMLA, D. S. ; DAMEN, T. C. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W. ; WOOD, T. H. ; BURRUS, C. A.: Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect. In: *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984), S. 2173–2176
- [Miller 1985] MILLER, D. A. B. ; CHEMLA, D. S. ; DAMEN, T. C. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W. ; WOOD, T. H. ; BURRUS, C. A.: Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures. In: *Phys. Rev. B* 32 (1985), S. 1043–1060
- [Mochizuki und Masashi 1996] MOCHIZUKI, Y. ; MASASHI, M.: Interface-state density at SiO₂/GaAs assessed by direct measurement of surface band bending. In: *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996), S. 3051–3053
- [Moskalenko und Snoke 2000] MOSKALENKO, S. A. ; SNOKE, D. W.: *Bose-Einstein Condensation of Excitons and Biexcitons*. Cambridge : Cambridge University Press, 2000
- [Mott 1938] MOTT, N. F.: Conduction in polar crystals. II. The conduction band and ultra-violet absorption of alkali-halide crystals. In: *Trans. Faraday Soc.* 34 (1938), S. 500
- [Mysyrowicz 1979] MYSYROWICZ, A. ; HULIN, D. ; ANTONETTI, A.: Long Exciton Lifetime in Cu₂O. In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979), S. 1123–1126
- [Mysyrowicz 1996] MYSYROWICZ, A. ; BENSON, E. ; FORTIN, E.: Directed Beam of Excitons Produced by Stimulated Scattering. In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 896–899
- [Negoita 1999a] NEGOITA, V. ; SNOKE, D. W. ; EBERL, K.: Harmonic-potential traps for indirect excitons in coupled quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), Jul, Nr. 4, S. 2661–2669
- [Negoita 1999b] NEGOITA, V. ; SNOKE, D. W. ; EBERL, K.: Harmonic-potential traps for indirect excitons in coupled quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. 2661–2669
- [Negoita 1999c] NEGOITA, V. ; SNOKE, D. W. ; EBERL, K.: Stretching quantum wells: A method for trapping free carriers in GaAs heterostructures. In: *Appl. Phys. Lett.* 75 (1999), S. 2059
- [Negoita 2000a] NEGOITA, V. ; SNOKE, D. W. ; EBERL, K.: Huge density-dependent blueshift of indirect excitons in biased coupled quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), S. 2779–2783

- [Negoita 2000b] NEGOITA, V. ; SNOKE, D. W. ; EBERL, K.: Huge density-dependent shift of indirect excitons in biased coupled quantum wells. In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), Jan, Nr. 4, S. 2779–2783
- [nextnano 2005] 2005. – Nextnano: Softwarepaket zur Simulation von Halbleiter-Nanostrukturen. Siehe <http://www.nextnano.de/>
- [Novoderezhkin und Razjivin 1994] NOVODEREZHKIN, V. I. ; RAZJIVIN, A. P.: Exciton states of the antenna and energy trapping by the reaction center. In: *Photosynth. Res.* 42 (1994), S. 9–15
- [O’Hara 1999a] O’HARA, K. E. ; GULLINGSRUD, J. R. ; WOLFE, J. P.: Auger decay of excitons in Cu_2O . In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. 10872–10885
- [O’Hara 1999b] O’HARA, K. E. ; Ó SÚILLEABHÁIN, L. ; WOLFE, J. P.: Strong non-radiative recombination of excitons in Cu_2O and its impact on Bose-Einstein statistics. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. 10565–10568
- [O’Hara und Wolfe 2000] O’HARA, K. E. ; WOLFE, J. P.: Relaxation kinetics of excitons in cuprous oxide. In: *Phys. Rev. B* 62 (2000), S. 12909–12922
- [Ore und Powell 1949] ORE, A. ; POWELL, J. L.: Three-Photon Annihilation of an Electron-Positron Pair. In: *Phys. Rev.* 75 (1949), S. 1696–1699
- [Pauli 1925] PAULI, W.: Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronenbahnen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren. In: *Z. Phys.* 31 (1925), S. 765
- [Pauli 1940] PAULI, W.: The Connection Between Spin and Statistics. In: *Phys. Rev.* 58 (1940), S. 716–722
- [Phillips 1998] PHILLIPS, William D.: Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. In: *Rev. Mod. Phys.* 70 (1998), S. 721–741
- [Pollak und Cardona 1968] POLLAK, Fred H. ; CARDONA, Manuel: Piezo-Electroreflectance in Ge, GaAs, and Si. In: *Phys. Rev.* 172 (1968), S. 816–837
- [Popov 1972] POPOV, V. N.: On the theory of the superfluidity of two- and one-dimensional bose systems. In: *Theor. Math. Phys.* 11 (1972), S. 565–573
- [Prechtel 2006] PRECHTEL, L.: 2006. – in Zusammenarbeit mit A. Gärtner und A. W. Holleitner (unveröffentlicht)
- [Pulizzi 2000] PULIZZI, F. ; CHRISTIANEN, P. C. M. ; MAAN, J. C. ; WOJTOWICZ, T. ; KARCZEWSKI, G. ; KOSSUT, J.: Two-Dimensional Excitons in Large Magnetic Field Gradients. In: *Physica Status Solidi Applied Research* 178 (2000), S. 33–38

- [Pullerits 1996] PULLERITS, T. ; CHACHISVILIS, M. ; SUNDSTRÖM, V.: Exciton Delocalization Length in the B850 Antenna of *Rhodobacter sphaeroides*. In: *J. Phys. Chem.* 100 (1996), S. 10787–10792
- [Raab 1987] RAAB, E. L. ; PRENTISS, M. ; CABLE, Alex ; CHU, Steven ; PRITCHARD, D. E.: Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), S. 2631–2634
- [Rapaport 2004] RAPAPORT, R. ; CHEN, G. ; SNOKE, D. ; SIMON, S. H. ; PFEIFFER, L. ; WEST, K. ; LIU, Y. ; DENEV, S.: Charge Separation of Dense Two-Dimensional Electron-Hole Gases: Mechanism for Exciton Ring Pattern Formation. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 117405–1–117405–4
- [Rapaport 2006] RAPAPORT, R. ; CHEN, G. ; SIMON, S. H.: Nonlinear dynamics of a dense two-dimensional dipolar exciton gas. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 033319
- [Rideout 1975] RIDEOUT, V. L.: A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III-V compound semiconductors. In: *Solid State Electronics* 18 (1975), S. 541–550
- [Sakaki 1987] SAKAKI, H. ; NODA, T. ; HIRAKAWA, K. ; TANAKA, M. ; MATSUSUE, T.: Interface roughness scattering in GaAs/AlAs quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 51 (1987), S. 1934–1936
- [Schuh 2005] SCHUH, D.: 2005. – Persönliche Mitteilung
- [Seeger 1988] SEEGER, K.: *Semiconductor Physics*. 4. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1988
- [Senellart 2000] SENELLART, P. ; BLOCH, J. ; SERMAGE, B. ; MARZIN, J. Y.: Microcavity polariton depopulation as evidence for stimulated scattering. In: *Phys. Rev. B* 62 (2000), S. R16263–R16266
- [Shen 1997] SHEN, M. Y. ; YOKOUCHI, T. ; KOYAMA, S. ; GOTO, T.: Dynamics associated with Bose-Einstein statistics of orthoexcitons generated by resonant excitations in cuprous oxide. In: *Phys. Rev. B* 56 (1997), S. 13066–13072
- [Shi 1994] SHI, H. ; VERECHAKA, G. ; GRIFFIN, A.: Theory of the decay luminescence spectrum of a Bose-condensed interacting exciton gas. In: *Phys. Rev. B* 50 (1994), S. 1119–1125
- [Simonsmeier 2005] SIMONSMIEIER, T. ; IVANKOV, A. ; BAUHOFER, W.: Sulfidic photochemical passivation of GaAs surfaces in alcoholic solutions. In: *J. Appl. Phys.* 97 (2005), S. 084910–1–084910–6
- [Snok 1987] SNOKE, D. ; WOLFE, J. P. ; MYSYROWICZ, A.: Quantum saturation of a Bose gas: Excitons in Cu₂O. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), S. 827–830

- [Snoke 1991] SNOKE, D. W. ; BRAUN, D. ; CARDONA, M.: Carrier thermalization in Cu_2O : Phonon emission by excitons. In: *Phys. Rev. B* 44 (1991), S. 2991–3000
- [Snoke 2002] SNOKE, D. ; DENEV, S. ; LIU, Y. ; PFEIFFER, L. ; WEST, K.: Long-range transport in excitonic dark states in coupled quantum wells. In: *Nature* 418 (2002), S. 754–757
- [Snoke 2003a] SNOKE, D.: When should we say we have observed Bose condensation of excitons? In: *phys. stat. sol. (b)* 238 (2003), S. 389–396
- [Snoke 2003b] SNOKE, D. ; LIU, Y. ; DENEV, S. ; PFEIFFER, L. ; WEST, K.: Luminescence rings in quantum well structures. In: *Sol. Stat. Comm.* 127 (2003), S. 187–196
- [Snoke 2005] SNOKE, D. W. ; LIU, Y. ; VÖRÖS, Z. ; PFEIFFER, L. ; WEST, K.: Trapping long-lifetime excitons in a two-dimensional harmonic potential. In: *Sol. Stat. Comm.* 134 (2005), S. 37–42
- [Snoke und Wolfe 1989] SNOKE, D. W. ; WOLFE, J. P.: Population dynamics of a Bose gas near saturation. In: *Phys. Rev. B* 39 (1989), S. 4030–4037
- [Soma 1982] SOMA, T. ; SATOH, J. ; MATSUO, H.: Thermal expansion coefficient of GaAs and InP. In: *Sol. Stat. Comm.* 42 (1982), S. 889–892
- [Stevenson 2000] STEVENSON, R. M. ; ASTRATOV, V. N. ; SKOLNICK, M. S. ; WHITTAKER, D. M. ; EMAM-ISMAIL, M. ; TARTAKOVSKII, A. I. ; SAVVIDIS, P. G. ; BAUMBERG, J. J. ; ROBERTS, J. S.: Continuous Wave Observation of Massive Polariton Redistribution by Stimulated Scattering in Semiconductor Microcavities. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 3680–3683
- [Störmer 1999] STÖRMER, Horst L.: Nobel Lecture: The fractional quantum Hall effect. In: *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999), S. 875–889
- [Tikhodeev 1989] TIKHODEEV, S. G.: On the Bose-Einstein condensation of particles with finite lifetime – as demonstrated by excitons. In: *Sol. Stat. Comm.* 72 (1989), S. 1075–1079
- [Tikhodeev 2000] TIKHODEEV, S.G. ; GIPPIUS, N.A. ; KOPELEVICH, G.A.: Exciton Transport in Cu_2O . In: *phys. stat. sol. (a)* 178 (2000), S. 63–68
- [Tisza 1938] TISZA, L.: The λ -transition explained. In: *Nature (London, United Kingdom)* 141 (1938), S. 913
- [Trauernicht 1983] TRAUERNICHT, D. P. ; MYSYROWICZ, A. ; WOLFE, J. P.: Strain confinement and thermodynamics of free excitons in a direct-gap semiconductor. In: *Phys. Rev. B* 28 (1983), S. 3590–3592

- [von Klitzing 1986] KLITZING, Klaus von: The quantized Hall effect. In: *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986), S. 519–531
- [Vörös 2005] VÖRÖS, Z. ; BALILI, R. ; SNOKE, D. W. ; PFEIFFER, L. ; WEST, K.: Long-Distance Diffusion of Excitons in Double Quantum Well Structures. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 226401
- [Vörös 2006] VÖRÖS, Z. ; SNOKE, D. W. ; PFEIFFER, L. ; WEST, K.: Trapping Excitons in a Two-Dimensional In-Plane Harmonic Potential: Experimental Evidence for Equilibration of Indirect Excitons. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), S. 016803–1 – 016803–4
- [Wannier 1937] WANNIER, Gregory H.: The Structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals. In: *Phys. Rev.* 52 (1937), Aug, Nr. 3, S. 191–197
- [Warren 2000] WARREN, J. T. ; O’HARA, K. E. ; WOLFE, J. P.: Two-body decay of thermalized excitons in Cu_2O . In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), S. 8215–8223
- [Williams 1990] WILLIAMS, R.: *Modern GaAs processing methods*. 2nd edition. Boston, London : Artech House, 1990
- [Wolfe 1995] WOLFE, J. P. ; LIN, J. L. ; SNOKE, D. W. ; GRIFFIN, A. (Hrsg.) ; SNOKE, D. W. (Hrsg.) ; STRINGARI, S. (Hrsg.): *Bose-Einstein Condensation*. Cambridge : Cambridge University Press, 1995
- [Yarnell 1958] YARNELL, J. L. ; ARNOLD, G. P. ; BENDT, P. J. ; KERR, E. C.: Energy vs Momentum Relation for the Excitations in Liquid Helium. In: *Phys. Rev. Lett.* 1 (1958), S. 9
- [Yu und Cardona 1996] YU, P. Y. ; CARDONA, M.: *Fundamentals of Semiconductors*. Berlin : Springer, 1996
- [Zhao 1997] ZHAO, W. ; STENIUS, P. ; IMAMOGLU, A.: Kinetics of condensation in trapped exciton gases. In: *Phys. Rev. B* 56 (1997), Sep, Nr. 9, S. 5306–5315
- [Zhou und Kim 1999] ZHOU, Fei ; KIM, Yong B.: Coulomb drag as a signature of the paired quantum Hall state. In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. R7825–R7828
- [Zhu 1995] ZHU, Xuejun ; LITTLEWOOD, P. B. ; HYBERTSEN, Mark S. ; RICE, T. M.: Exciton Condensate in Semiconductor Quantum Well Structures. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), Feb, Nr. 9, S. 1633–1636
- [Zimmermann 1997a] ZIMMERMANN, S.: *Optische Eigenschaften elektrisch abstimmbarer lateraler Potentialübergitter in Halbleiterheterostrukturen*, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 1997
- [Zimmermann 1997b] ZIMMERMANN, S. ; GOVOROV, A. O. ; HANSEN, W. ; KOTTHAUS, J. P. ; BICHLER, M. ; WEGSCHEIDER, W.: Lateral superlattices as voltage-controlled traps for excitons. In: *Phys. Rev. B* 56 (1997), Nr. 20, S. 13414–13421

- [Zimmermann 1998] ZIMMERMANN, S. ; SCHEDELBECK, G. ; GOVOROV, A. O. ; WIXFORTH, A. ; KOTTHAUS, J. P. ; BICHLER, M. ; WEGSCHEIDER, W. ; ABSTREITER, G.: Spatially resolved exciton trapping in a voltage-controlled lateral superlattice. In: *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998), S. 154–156
- [Zimmermann 1999] ZIMMERMANN, S. ; WIXFORTH, A. ; KOTTHAUS, J. P. ; WEGSCHEIDER, W. ; BICHLER, M.: A Semiconductor Based Photonic Memory Cell. In: *Science* 283 (1999), S. 1292–1295

Danksagung

Herzlich bedanken möchte ich mich bei allen, die einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben. Mein besonderer Dank gilt dabei:

- Herrn **Prof. Dr. Jörg P. Kotthaus**, meinem Doktorvater – ohne die Möglichkeit, in Deinen technisch hervorragend ausgestatteten Labors arbeiten zu können, wäre diese Arbeit nicht entstanden. Das einzigartige Arbeitsklima Deines Lehrstuhl sowie Deine stete Diskussionsbereitschaft haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Danke, Jörg!
- Herrn **Prof. Dr. Alexander W. Holleitner** für die hervorragende Zusammenarbeit und sein großes Interesse an dem Forschungsfeld dieser Doktorarbeit. Viele Impulse dieser Arbeit gingen aus spannenden Diskussionen mit Dir hervor. Danke, Alex!
- Herrn **Dr. Dieter Schuh** für die Herstellung der ausgezeichneten Heterostrukturen, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.
- **Prof. Dr. Alexander O. Govorov** for your outstanding contributions to the theoretical model of the exciton traps.
- Meinem Werkstudenten **Leo Prechtel** für die experimentelle Unterstützung sowie für die hervorragenden numerischen Simulationen.
- Meinen Zimmergenossen **Constanze, Andi, Clemens, Dominik und Joel**, mit denen jeder Tag im Büro immer wieder ein Erlebnis war. Danke für die tollen Diskussionen — auch wenn sie nicht immer von wissenschaftlichem Inhalt waren! :-)
- **Bert, Martina, Stephan, Pit und Wolfgang**, die den Lehrstuhl nicht nur hinter den Kulissen am Laufen halten und für eine exzellente Atmosphäre am Lehrstuhl sorgen.
- Dem „Reinraum-Team“ **Stefan und Alex**, die jederzeit bei Problemen mit Rat und Tat beiseite standen. Danke für Eure Geduld!
- Meinen Kollegen und Ko-Admins **Andi, Daniel, Daniel, Martin und Tim** für die gemeinsame Bewältigung der Aufgabe, das Lehrstuhl-Netzwerk am Laufen zu halten. Danke für Euer Engagement, insbesondere in hektischen Phasen!

- **Meinen Eltern** für ihre Unterstützung, die mir sehr viel bedeutet
- Allen meinen Freunden, insbesondere **Marion Hochrein, Eva Breuer und Yeon-Jeong Kim**, für Eure aufmunternden Worte in so manch stressiger Zeit. Danke Euch allen! Ich hoffe, in Zukunft mehr Zeit für Euch zu haben.
- Meiner Verlobten **Andrea Plieninger** für die großartige Unterstützung und Geduld, insbesondere während der sehr anstrengenden Abschnitte der Doktorarbeit. Danke, daß Du immer für mich da bist!

Lebenslauf

Andreas Oliver Gärtner, geboren am 14. Juni 1976 in Freiburg im Breisgau, ledig

- 1986 - 1995 Ignaz-Taschner-Gymnasium Dachau
- 1995 Allgemeine Hochschulreife
- 1995 - 1996 Zivildienst beim Malteser Hilfsdienst Dachau
- 1996 - 2002 Studium der allgemeinen Physik an der Technischen Universität München
- 1998 Vordiplom
- 2001 - 2002 Diplomarbeit an der Technischen Universität München und am Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut) in München in der Gruppe von N. Schmitz und am Brookhaven National Lab (BNL), USA
Thema: „Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen in den FTPCs des Experiments STAR“
- 2002 Diplom mit Auszeichnung
- seit 2002 Promotionsstudium und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Center for NanoScience (CeNS) und bei Prof. Dr. J. P. Kotthaus, Lehrstuhl für experimentelle Halbleiterphysik der Ludwig-Maximilians-Universität München