

**Optische Eigenschaften  
ZnSe-basierter zweidimensionaler  
Elektronengase  
und ihre Wechselwirkung mit  
magnetischen Ionen**

**Dissertation zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Bayerischen Julius–Maximilians–Universität  
Würzburg**

**vorgelegt von  
Dirk Keller  
aus Wertheim**

**Würzburg 2004**

Eingereicht am: 20.12.2004

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. W. Ossau
  2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts
- der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. W. Ossau
  2. Prüfer: Prof. Dr. J. Geurts
  3. Prüfer: Prof. Dr. G. Reents
- im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums: 25.05.2005

Doktorurkunde ausgehändigt am: .....

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen semimagnetischer II-VI Halbleiter Heterostrukturen</b>	<b>5</b>
1.1 Kristall- und Bandstruktur von Zinkblende Halbleitern . . . . .	5
1.2 Magnetische Eigenschaften semimagnetischer Halbleiter . . . . .	8
1.2.1 Elektronische Zustände der Mangan 3d-Schale . . . . .	8
1.2.2 Magnetisierung nicht wechselwirkender Manganionen . . . . .	9
1.2.3 <i>d-d</i> -Austauschwechselwirkung der Manganionen . . . . .	10
1.2.4 Spin-Gitter-Relaxation . . . . .	13
1.2.5 <i>s/p-d</i> Austauschwechselwirkung . . . . .	15
1.3 Optische Eigenschaften semimagnetischer Quantentröge . . . . .	16
1.3.1 Einteilchenzustände in Quantentrögen . . . . .	16
1.3.2 Zustandsdichte und Energie von Einteilchenzuständen im Magnetfeld .	18
1.3.3 Auswahlregeln und Polarisationsgrad optischer Übergänge . . . . .	19
1.4 Exzitonische Effekte . . . . .	20
1.4.1 Quasi-zweidimensionale Exzitonen im Magnetfeld . . . . .	22
1.4.2 Geladene Exzitonen . . . . .	24
1.5 Vielteilcheneffekte in stark modulationsdotierten Quantentrögen . . . . .	27
1.5.1 Korrelationseffekte und Austauschwechselwirkung . . . . .	28
1.5.2 Oszillatorstärke und Bindungsenergie von Exzitonen . . . . .	30
1.5.3 Linienform optischer Spektren . . . . .	31
1.6 Energielaxation in semimagnetischen Halbleitern . . . . .	32
1.6.1 Energietransfer zwischen Elektronengas und Mangansystem . . . . .	34
1.6.2 Spintemperatur des Mangansystems im stationären Fall . . . . .	34
<b>2 Exzitonische Effekte in modulationsdotierten ZnSe-basierten Quantentrögen</b>	<b>39</b>
2.1 ZnSe Quantentröge mit geringer Elektronengaskonzentration . . . . .	39
2.2 Stark dotierte ZnSe Quantentröge . . . . .	43
2.3 Optische Eigenschaften semimagnetischer (Zn,Mn)Se Quantentröge . . . . .	51
2.3.1 Teilweise spinpolarisierte Elektronengase . . . . .	52
2.3.2 Vollständig spinpolarisierte Elektronengase . . . . .	55
2.4 Zusammenfassung und Diskussion . . . . .	63

<b>3</b>	<b>Wechselwirkung von freien Ladungsträgern mit magnetischen Ionen</b>	<b>65</b>
3.1	Überheizung des Mangansystems in undotierten Quantentrögen . . . . .	65
3.1.1	Reduktion der Zeeman-Aufspaltung durch Photoladungsträger . . . . .	66
3.1.2	Abhängigkeit der Mangantemperatur von der Mangankonzentration . . . . .	69
3.1.3	Detektion der Heizung des Mangansystems durch den zirkularen Polarisationsgrad optischer Übergänge . . . . .	70
3.1.4	Diskussion . . . . .	73
3.2	Heizung des Mangansystems in modulationsdotierten Quantentrögen . . . . .	75
3.2.1	Einfluss der Elektronendichte auf die Mangantemperatur . . . . .	77
3.2.2	Einfluss der kinetischen Energie und des Spins der Photoladungsträger auf die Mangantemperatur . . . . .	79
3.2.3	Bildung von Domänen erhöhter Mangantemperatur bei resonanter Anregung . . . . .	84
3.3	Messung der Spin-Gitter-Relaxationszeit . . . . .	85
3.3.1	Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationsrate von der Mangankonzentration . . . . .	89
3.3.2	Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationsrate von der Elektronenkonzentration . . . . .	90
3.3.3	Zusammenfassung . . . . .	93
3.4	Ortsaufgelöste Lumineszenzmessungen . . . . .	93
3.4.1	Domänen erhöhter Spintemperatur . . . . .	97
3.4.2	Diffusion von Ladungsträgern in einem örtlich inhomogenen Austauschpotenzial . . . . .	100
3.4.3	Zusammenfassung . . . . .	104
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>107</b>
	<b>Summary</b>	<b>111</b>
	<b>Anhang</b>	<b>115</b>
A.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	115
A.2	Probenübersicht . . . . .	116
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>117</b>
	<b>Publikationsverzeichnis</b>	<b>125</b>

# Einleitung

Mit paramagnetischen Ionen dotierte Halbleiter sind seit langem unter dem Begriff semimagnetische oder verdünnt magnetische Halbleiter (DMS<sup>1</sup>) bekannt. Am weitesten verbreitet ist hierbei eine Dotierung von II-VI-Halbleitern mit Manganionen. Die *s/p-d*-Austauschwechselwirkung zwischen den lokalisierten Elektronen der 3d-Schale der Mn-Ionen und den s-artigen Elektronenzuständen des Leitungsbandes bzw. den p-artigen Lochzuständen des Valenzbandes führt zu den außergewöhnlichen Eigenschaften der semimagnetischen Halbleiter, wie der *riesigen* ZEEMAN-Aufspaltung oder der *riesigen* FARADAY-Rotation.

Der erfolgreiche Einsatz dieser Materialien in spinsensitiven Bauelementen führte dazu, dass semimagnetische Halbleiter im Mittelpunkt des Interesses der aktuellen Halbleiterphysik stehen. Erst kürzlich gelang es z.B. die Injektion eines spinpolarisierten Stromes von einer (Zn,Mn,Be)Se Schicht in eine GaAs Schicht nachzuweisen [Fie99]. Die (Zn,Mn,Be)Se Kontaktschicht hat in dieser Struktur die Funktion eines *spin-aligners*. Die *riesige* ZEEMAN-Aufspaltung in der semimagnetischen Schicht führt in einem äußeren Magnetfeld bei niedrigen Temperaturen zu einer vollständigen Spinpolarisation der Elektronen bzw. des Stromes. Auf (Zn,Mn,Be)Se basierende Spinfilter, bei denen sich die Spinpolarisation des Stromes durch das Anlegen einer äußeren Spannung einstellen lässt, könnten z.B. durch resonante Tunnel-Dioden realisiert werden [Slo03].

Eine mögliche Anwendung solcher spinsensitiver Bauelemente liegt im Bereich des *quantum computing*.<sup>2</sup> Im Quantencomputer sollen die klassischen Bits durch so genannte *Qubits* ersetzt werden. Die *Qubits* entsprechen einem quantenmechanischen Zweiniveausystem wie z.B. den beiden möglichen Spinzuständen eines Teilchens mit Spin 1/2. Der Quantencomputer arbeitet mit verschränkten Zuständen dieser *Qubits* und die Operationen folgen den Regeln der Quantenmechanik. Der Quantencomputer wird seit langem in der Literatur diskutiert. Seine Realisierbarkeit ist momentan jedoch noch nicht absehbar.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit von spinsensitiven Bauelementen im Bereich der Informationstechnologie liegt in der Herstellung von so genannten Spin-Feldeffekttransistoren, die sich gegenüber konventionellen Feldeffekttransistoren durch weitaus geringere Verlustleistungen auszeichnen sollen.

Der erfolgreiche Einsatz semimagnetischer Halbleiter in spinsensitiven Bauelementen beruht auf der *riesigen* ZEEMAN-Aufspaltung dieser Materialien. Experimentell wurde für (Cd,Mn)Te-basierte Strukturen festgestellt, dass die ZEEMAN-Aufspaltung bei niedrigen Mn-Konzentrationen durch die Anwesenheit von freien Ladungsträgern stark beeinflusst werden kann. Die Energiezufuhr durch einen elektrischen Strom oder durch die Erzeugung von Pho-

---

<sup>1</sup>engl.: dilute magnetic semiconductors

<sup>2</sup>Einen Überblick über Quanten-Informations-Theorie gibt z.B. STEANE in [Ste98].

toladungsträgern führte zu einer deutlichen Verringerung der ZEEMAN-Aufspaltung in diesen Strukturen [Kön00a]. Die Ursache dieser Verkleinerung der ZEEMAN-Aufspaltung sind Spinflip-Streuungen der Leitungsbandelektronen mit den lokalisierten Elektronen der Mangan 3d-Schale, die zu einer Erhöhung der Spintemperatur der magnetischen Ionen und somit zu einer Verringerung der Magnetisierung bzw. der ZEEMAN-Aufspaltung führen. Optische Messungen bieten eine ideale Möglichkeit zur Analyse der beteiligten Effekte. Sie bilden einen Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit. Die Messungen hierzu wurden an undotierten und modulationsdotierten (Zn,Mn)Se Quantentrögen durchgeführt.

Einen weiteren Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bilden die optischen Eigenschaften von ZnSe-basierten Elektronengasen. Durch eine Modulationsdotierung der mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE<sup>3</sup>) hergestellten Quantentröge ist es möglich, qualitativ sehr hochwertige zweidimensionale Elektronengase zu erzeugen. Zu einer vermehrten Aktivität auf diesem Forschungsgebiet führte der erste experimentelle Nachweis negativ geladener Exzitonen von KHENG et al. im Jahr 1993 [Khe93]. Durch die COULOMB-Wechselwirkung zwischen dem optisch erzeugten Elektron-Loch Paar kommt es in undotierten Halbleitern zur Ausbildung von gebundenen Zuständen von Leitungsbandelektron und Valenzbandloch, den so genannten Exzitonen. Bei geladenen Exzitonen handelt es sich um das bereits 1958 von LAMPERT postulierte Analogon zu den negativ bzw. positiv geladenen Zuständen des Wasserstoffs  $H^-$  bzw.  $H_2^+$  [Lam58]. Die auch Trionen genannten geladenen Exzitonen sind vor allem in schwach dotierten, niederdimensionalen Strukturen zu beobachten.

In Elektronengasen höherer Dichte führen die Abschirmung des COULOMB-Potenzials und die Auffüllung des Phasenraums durch die Elektronen des Elektronengases zur Abschwächung der exzitonischen und trionischen Effekte. Die Bedeutung exzitonischer Effekte bei der Entwicklung der optischen Spektren mit zunehmender Steigerung der Elektronendichte ist theoretisch jedoch noch nicht verstanden. ZnSe-basierte Quantentröge eignen sich hervorragend zu Untersuchungen in diesem Bereich, da sie über eine sehr starke COULOMB-Wechselwirkung verfügen. Die Bindungsenergie eines neutralen Exzitons in ZnSe beträgt 20 meV im Vergleich zu 10 meV in CdTe bzw. 4.2 meV in GaAs. Dies ermöglicht die detaillierte Analyse von exzitonischen Effekten in Elektronengasen mit moderater Dichte. Darüber hinaus können durch die Verwendung von (Zn,Mn)Se-basierten Quantentrögen spinpolarisierte Elektronengase untersucht werden, mit deren Hilfe zusätzliche Informationen gewonnen werden können.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt. In Kapitel 1 werden zunächst grundlegende Eigenschaften, wie Kristall- und Bandstruktur sowie magnetische und optische Eigenschaften semimagnetischer II-VI-Halbleiter beschrieben. Darüber hinaus werden die theoretischen Grundlagen von exzitonischen Effekten und Vielteilcheneffekten diskutiert. Die Erläuterung eines Modells mit dem die Wechselwirkung zwischen freien Ladungsträgern und magnetischen Ionen durch eine Spinflip-Streuung beschrieben werden kann, bildet den Abschluss des Kapitels.

Der experimentelle Teil der Arbeit gliedert sich entsprechend der beiden Schwerpunkte in zwei Hauptteile. Kapitel 2 fasst die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von exzitonischen Effekten in zweidimensionalen Elektronengasen zusammen. Zu Beginn von Kapitel 2 werden experimentelle Daten von ZnSe basierten zweidimensionalen Elektronengasen nied-

---

<sup>3</sup>engl.: molecular beam epitaxy.

riger Dichte präsentiert. Die optischen Eigenschaften dieser Strukturen werden durch negativ geladene und neutrale Exzitonen bestimmt. Anschließend werden die Veränderungen der optischen Spektren mit zunehmender Elektronendichte im Quantentrog dargestellt. Die gezeigten Messungen wurden an nichtmagnetischen und semimagnetischen ZnSe bzw. (Zn,Mn)Se Quantentrögen durchgeführt.

In Kapitel 3 werden die experimentellen Ergebnisse zur Wechselwirkung zwischen magnetischen Ionen und freien Ladungsträgern zusammengefasst. Die Experimente wurden an undotierten und dotierten (Zn,Mn)Se Quantentrögen durchgeführt. Einen weiteren Schwerpunkt von Kapitel 3 bilden zeitaufgelöste Lumineszenzmessungen, durch die die Spin-Gitter-Relaxationszeit der Mn-Ionen in den (Zn,Mn)Se Quantentrögen in Abhängigkeit von der Mn-Konzentration und der Elektronendichte gemessen wurde. Den Abschluss des Kapitels bildet die Beschreibung orts aufgelöster Lumineszenzmessungen zur Diffusion der Ladungsträger in diesen Strukturen. Im Mittelpunkt des Interesses steht hierbei der Einfluss einer örtlich variierenden ZEEMAN-Aufspaltung auf die Diffusionslänge der Ladungsträger.





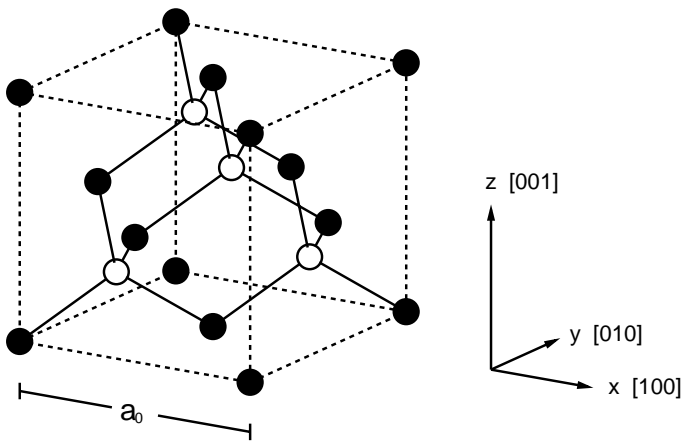
# Kapitel 1

## Grundlagen semimagnetischer II-VI Halbleiter Heterostrukturen

*Dieses Kapitel beschreibt grundlegende Eigenschaften semimagnetischer II-VI Halbleiter, wie die Kristall- und Bandstruktur von Zinkblende Halbleitern und die s/p-d-Austauschwechselwirkung zwischen magnetischen Ionen und den Bandkanten Zuständen. Darüber hinaus werden die d-d-Austauschwechselwirkung zwischen den lokalisierten Elektronen der 3d-Schale benachbarter Mn-Ionen und die Spin-Gitter-Relaxation der Mn-Ionen diskutiert. Des Weiteren werden optische Eigenschaften der Halbleiter und ihrer Heterostrukturen, wie Auswahlregeln für optische Übergänge, exzitonische Effekte sowie Vielteilchen Effekte beschrieben. Die Erläuterung eines Modells mit dem die Wechselwirkung zwischen freien Ladungsträgern und magnetischen Ionen beschrieben werden kann, bildet den Abschluss des Kapitels.*

### 1.1 Kristall- und Bandstruktur von Zinkblende Halbleitern

Die in dieser Arbeit untersuchten Halbleiter Heterostrukturen basieren auf dem binären Verbindungshalbleiter ZnSe. Wie die meisten II-VI Halbleiter kristallisiert ZnSe in Zinkblendestruktur. Eine schematische Darstellung dieser Kristallstruktur ist in Abb. 1.1 gezeigt. Sie besteht aus zwei von Kationen bzw. Anionen besetzten kubisch-flächenzentrierten Gittern (fcc), die um ein Viertel der Raumdiagonalen gegeneinander verschoben sind. Jedes Ion ist somit tetraedrisch von 4 nächsten Nachbarn der jeweils anderen Ionensorte umgeben, die sich in einem Abstand von  $\sqrt{3}/4a_0$  befinden.  $a_0$  bezeichnet hierbei die Gitterkonstante, die der Kantenlänge der Einheitszelle eines Untergitters entspricht. Der Wert der Gitterkonstante von ZnSe beträgt  $5.6676 \text{ \AA}$  [Seg67]. Die chemische Bindung zwischen Kationen und Anionen in II-VI Halbleitern findet durch die  $s$ - und  $p$ -Valenzelektronen benachbarter Ionen statt. Wegen der Unterschiede in der Elektronegativität der beteiligten Ionen hat die Bindung der  $sp^3$ -hybridisierten Atomorbitale teils ionischen und teils kovalenten Charakter.



**Abbildung 1.1:** Einheitszelle der Zinkblendestruktur. Die Gitterkonstante ist mit  $a_0$  bezeichnet. Offene bzw. geschlossene Kreise repräsentieren jeweils die Atome eines Teilgitters (Anionen bzw. Kationen).

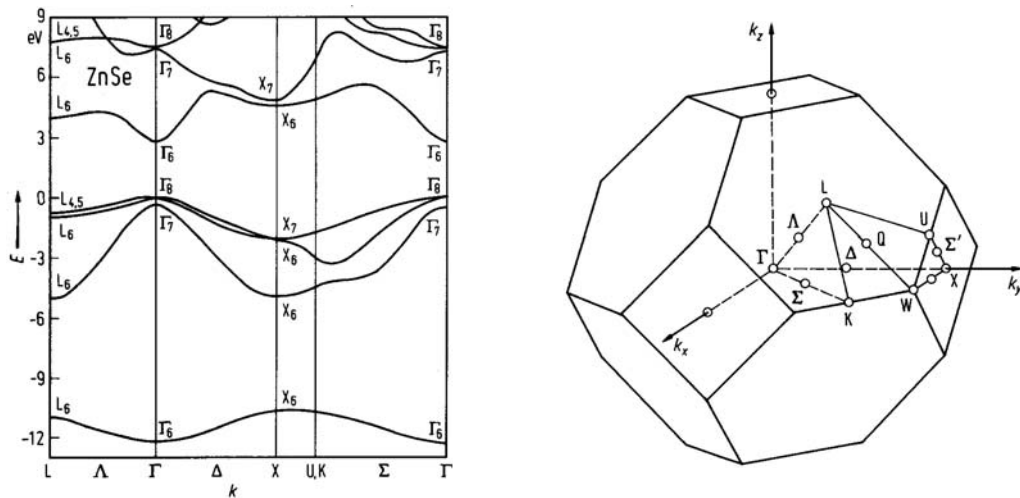
Die Symmetrie der Zinkblendestruktur wird durch die  $T_d$  Punktgruppe beschrieben. Diese Untergruppe der vollen sphärischen Gruppe  $O(3)$  enthält die 24 eigentlichen und uneigentlichen Drehungen, die den Kristall in sich selbst überführen. Im Gegensatz zu monoatomaren Halbleitern mit Zinkblendestruktur, wie Silizium oder Germanium, besitzen Kristalle mit zweiatomiger Basis wie ZnSe keine Inversionssymmetrie.

Die Kristallstruktur von ZnSe bleibt bei den ternären Materialien (Zn,Mn)Se und (Zn,Be)Se, bei denen ein geringer Anteil  $x$  der Zn-Kationen durch die ebenfalls zweiwertigen Mn- bzw. Be-Kationen ersetzt wird, erhalten. BeSe kristallisiert ebenfalls in Zinkblendestruktur, MnSe jedoch in NaCl-Struktur. Ab einer Mn-Konzentration von etwa 0.3 erfolgt die Kristallisation von (Zn,Mn)Se in Wurzitstruktur. Die Gitterkonstante der ternären Materialien lässt sich nach dem VEGARD'schen Gesetz als lineare Interpolation zwischen den Werten der entsprechenden binären Halbleiter gewinnen. Für die in dieser Arbeit relevanten Materialien erhält man:

$$\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se} : a_0/\text{\AA} = 5.6676 + 0.262x \quad [\text{LB99}], \quad (1.1)$$

$$\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se} : a_0/\text{\AA} = 5.6676 - 0.516y \quad [\text{LB99}]. \quad (1.2)$$

Die Bandstruktur von ZnSe ist in Abb. 1.2 gezeigt. ZnSe ist ein direkter Halbleiter, d.h. die fundamentale Bandlücke  $E_0$  liegt am  $\Gamma$ -Punkt in der Mitte der BRILLOUIN-Zone. Alle optischen Übergänge in dieser Arbeit finden in der Nähe von  $k = 0$  am  $\Gamma$ -Punkt statt. Die elektronischen Zustände im  $s$ -artigen  $\Gamma_6$ -Leitungsband haben einen Gesamtdrehimpuls von  $1/2$  und sind zweifach spinentartet. Das hauptsächlich aus  $p$ -artigen atomaren Zuständen hervor gehende Valenzband spaltet bei  $k = 0$  aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung in ein  $\Gamma_8$ -Quartett und ein  $\Gamma_7$ -Duplett auf, die jeweils bezüglich des Gesamtdrehimpulses  $J = 3/2$  bzw.  $J = 1/2$  entartet sind. Für  $k \neq 0$  spaltet das  $\Gamma_8$ -Valenzband in zwei Bänder mit unterschiedlichen Krümmungen auf, die aufgrund ihrer effektiven Massen als Leichtlochband ( $z$ -Komponente des Gesamtdrehimpulses  $m_j = \pm 1/2$ ) und Schwerlochband ( $m_j = \pm 3/2$ ) bezeichnet werden. Da das  $\Gamma_7$ -Band in ZnSe energetisch etwa 430 meV tiefer liegt, als das  $\Gamma_8$ -Band [Wör97], ist es bei tiefen Temperaturen fast immer vollkommen besetzt und hat somit keine Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften im Bereich der fundamentalen Bandlücke. Wegen der Größe der fundamentalen Bandlücke besteht nur eine schwache Kopplung zwischen Leitungs- und Valenzband. Die



**Abbildung 1.2:** Links: Berechnete elektronische Bandstruktur von ZnSe für ausgewählte Richtungen hoher Symmetrie nach CHELIKOWSKY und COHEN [Che76]. Die fundamentale Bandlücke wird vom  $\Gamma_6$ -Leitungs- und  $\Gamma_8$ -Valenzband gebildet und hat bei 1.6 K einen Wert von  $E_0 = 2.8201$  eV [Ven79]. Das  $\Gamma_7$ -Valenzband ist wegen der Spin-Bahn-Wechselwirkung um  $\Delta_0 = 0.43$  eV vom  $\Gamma_8$ -Valenzband abgespalten. Rechts: Lage der entsprechenden Symmetriepunkte in der ersten BRILLOUIN-Zone.

Leitungsbanddispersion kann daher als isotrop und parabolisch angenommen und mit einer effektiven Masse  $m_e^*$  beschrieben werden:

$$E_{LB} = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (1.3)$$

Die Valenzbanddispersion ist nicht isotrop und wird meist im Rahmen der KOHN-LUTTINGER-Theorie beschrieben [Lut56]. Für die effektiven Massen der Valenzbandzustände in [100]- bzw. [111]-Richtung ergibt sich:

$$\frac{m_0}{m_{hh/lh}^*} = \gamma_1 \mp 2\gamma_2 \quad [100] - \text{Richtung}, \quad (1.4)$$

$$\frac{m_0}{m_{hh/lh}^*} = \gamma_1 \mp 2\gamma_3 \quad [111] - \text{Richtung} \quad (1.5)$$

Hierbei sind  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  und  $\gamma_3$  die KOHN-LUTTINGER-Parameter und  $m_0$  die Elektronruhemasse. Tabelle 1.1 gibt eine Zusammenfassung der in dieser Arbeit verwendeten Parameter.

$m_e^*/m_0$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$
$0.147 \pm 0.003$	$2.45 \pm 0.05$	$0.61 \pm 0.12$	$1.11 \pm 0.10$

**Tabelle 1.1:** Effektive Elektronenmasse und KOHN-LUTTINGER-Parameter von ZnSe nach HÖLSCHER et al. [Höl85].

Der qualitative Verlauf der Bandstruktur, wie in Abb. 1.2 dargestellt, bleibt bei der Herstellung der ternären Halbleiter  $(\text{Zn},\text{Mn})\text{Se}$  und  $(\text{Zn},\text{Be})\text{Se}$  für den Fall, dass nur ein geringer Anteil der Zn-Kationen durch Mn- bzw. Be-Kationen ersetzt wird, erhalten. Die Größe der fundamentalen Bandlücke  $E_0$  kann sich jedoch je nach Material sehr stark mit der Konzentration der substituierten Kationen verändern. Die Abhängigkeit der Bandlücke vom Legierungsfaktor  $x$  ist in Tabelle 1.2 zusammengefasst.

Material	Bandlücke $E_0(x)$	bei Temperatur	Quelle
$\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	$2.82 - 0.145x + 4.073x^2$	4.2 K	[Twa83]
$\text{Zn}_{1-x}\text{Be}_x\text{Se}$	$2.69 + 2.87x + 1.1x(x - 1)$	300 K	[Wil99]

**Tabelle 1.2:** Abhängigkeit der fundamentalen Bandlücke  $E_0$  vom Legierungsfaktor der ternären Halbleiter  $(\text{Zn},\text{Mn})\text{Se}$  und  $(\text{Zn},\text{Be})\text{Se}$ .

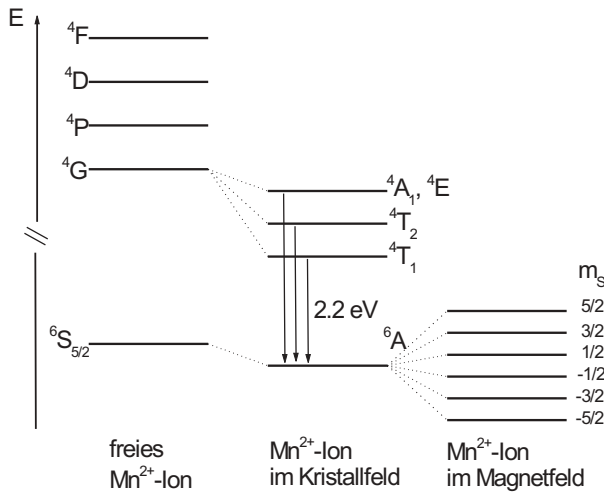
## 1.2 Magnetische Eigenschaften semimagnetischer Halbleiter

In semimagnetischen oder verdünnt magnetischen Halbleitern wird ein geringer Anteil der Kationen des Wirtsgitters durch magnetische Ionen ersetzt. Als magnetische Bausteine dienen hierbei vor allem Übergangsmetalle wie Mangan, Eisen und Chrom, wobei Mangan in der Praxis die größte Rolle spielt. Der Einbau von Mangan hat starke Auswirkungen auf die magnetischen und elektronischen Eigenschaften des Materials und führt unter anderem zu einer riesigen ZEEMAN-Aufspaltung. Die Ursache dieser Effekte ist die halb gefüllte innere d-Schale der Mn-Ionen, mit der beim Einbau eines Mn-Ions gleichzeitig lokalisierte Spins und magnetische Momente in den Kristall eingebaut werden. Die elektronische Struktur sowie das Verhalten der Mn-Ionen im Magnetfeld wird in diesem Kapitel genauer erläutert.

### 1.2.1 Elektronische Zustände der Mangan 3d-Schale

Ein isoliertes Manganatom besitzt die elektronische Konfiguration  $4s^23d^5$ . Im Grundzustand koppeln die fünf Elektronen der halb gefüllten 3d-Schale gemäß der HUND'schen Regel zu einem sechsfach spinentarteten  ${}^6S_{5/2}$ -Zustand mit Gesamtspin  $S = 5/2$ , Bahndrehimpuls  $L = 0$  und Gesamtdrehimpuls  $J = 5/2$ . Die energetisch niedrigsten angeregten Zustände  ${}^4F$ ,  ${}^4D$ ,  ${}^4P$  und  ${}^4G$  haben einen Gesamtspin von  $S = 3/2$  und gehen aus dem Grundzustand  ${}^6S_{5/2}$  durch das Umklappen jeweils eines Spins hervor. Die energetische Lage der Zustände ist schematisch in Abb. 1.3 gezeigt.

Beim Einbau der Mn-Ionen ins Kristallgitter tragen die beiden 4s-Elektronen zur Bildung von Valenz- und Leitungsband bei. Das COULOMB-Feld der tetraedrisch angeordneten nächsten Nachbarn führt zu einer Energieverschiebung und einer teilweisen Aufhebung der Entartung der Zustände der 3d-Schale. Entsprechend der Änderung der Symmetrie von sphärisch für das freie Mn-Ion zur tetraedrischen Symmetrie des Kristallfeldes ändert sich die Nomenklatur des  ${}^6S_{5/2}$ -Grundzustandes zu  ${}^6A$ . Der niedrigste angeregte Zustand  ${}^4G$  spaltet im Kristallfeld in vier verschiedene Energieniveaus auf, die entsprechend ihrer Transformationseigenschaften mit  ${}^4T_1$ ,



**Abbildung 1.3:** Schematische Darstellung der energetisch niedrigsten Zustände der Mn 3d-Schale eines isolierten Mn-Ions, eines Mn-Ions im Kristallfeld und eines Mn-Ions in einem äußeren Magnetfeld. Die energetischen Abstände sind nicht maßstabsgetreu. Der Übergang von  ${}^4T_1$  nach  ${}^6A$  wird als interner Mn-Übergang bezeichnet.

${}^4T_2$ ,  ${}^4A_1$  und  ${}^4E_1$  bezeichnet werden [Fur88]. Der niedrigste angeregte Zustand  ${}^4T_1$  liegt energetisch ungefähr 2.2 eV höher als der Grundzustand  ${}^6A$ . Übergänge zwischen dem Grundzustand  ${}^6S$  und den angeregten Zuständen mit  $S = 3/2$  sind in freien Mn-Ionen aus Paritätsgründen verboten. Im Kristallfeld ist diese Auswahlregel gelockert. Der Übergang  ${}^4T_1 \rightarrow {}^6A$  wird vor allem in Materialien beobachtet, deren Bandlücke größer als die entsprechende Übergangsenergie von 2.2 eV ist und wird als interner Mn-Übergang bezeichnet.

Im externen Magnetfeld  $B$  spaltet der Grundzustand des Mn-Ions gemäß der  $z$ -Komponente des Gesamtpins  $m_S$  in sechs äquidistante Niveaus auf<sup>1</sup>:

$$E = g_{\text{Mn}} \mu_B m_S B \quad \text{mit } m_S = -5/2, -3/2, \dots, 5/2 \quad (1.6)$$

Hierbei ist  $g_{\text{Mn}}$  der g-Faktor der Elektronen, und  $\mu_B$  das BOHR'sche Magneton. Da der Grundzustand  ${}^6S_{5/2}$  des Mn-Ions keinen Bahndrehimpuls besitzt, liegt ein reiner Spinmagnetismus mit einem g-Faktor von 2 vor.

### 1.2.2 Magnetisierung nicht wechselwirkender Manganionen

Im Fall kleiner Mn-Konzentrationen  $x < 0.01$  können die einzelnen Mn-Ionen als voneinander isoliert betrachtet werden. Der thermische Erwartungswert  $\langle S_z \rangle$  der  $z$ -Komponente des Gesamtpins des Grundzustandes ergibt sich im äußeren Magnetfeld  $B$  für ein isoliertes Mn-Ion zu:

$$\langle S_z \rangle = -S \mathcal{B}_S \left( \frac{g_{\text{Mn}} \mu_B S B}{k_B T_{\text{Mn}}} \right). \quad (1.7)$$

Hierbei sind  $S = 5/2$  der Gesamtpin der Mn-Ionen,  $g_{\text{Mn}}$  der g-Faktor der Mn-3d-Elektronen,  $k_B$  die BOLTZMANN-Konstante und  $T_{\text{Mn}}$  die Mangantemperatur. Die BRILLOUIN-Funktion  $\mathcal{B}_S$  ist durch

$$\mathcal{B}_S(y) = \frac{2S+1}{2S} \coth \left( \frac{2S+1}{2S} y \right) - \frac{1}{2S} \coth \left( \frac{1}{2S} y \right) \quad (1.8)$$

<sup>1</sup>Im Folgenden gilt für die Orientierung des Magnetfeldes  $B \parallel z$ -Achse, d.h.  $B = (0, 0, B)$ .

gegeben. Für die Magnetisierung  $M$  der semimagnetischen Schicht folgt:

$$M = xN_0g_{\text{Mn}}\mu_B\frac{5}{2}\mathcal{B}_{\frac{5}{2}}\left(\frac{5g_{\text{Mn}}\mu_B B}{2k_B T_{\text{Mn}}}\right). \quad (1.9)$$

$N_0$  entspricht hier der Dichte der Kationen pro Volumen. Mit dem Faktor  $x$  wird berücksichtigt, dass nicht alle Kationplätze des Gitters mit Mn-Atomen besetzt sind.

### 1.2.3 $d$ - $d$ -Austauschwechselwirkung der Manganionen

Die Näherung nicht wechselwirkender Mn-Spins im vorangegangenen Kapitel ist nur auf stark verdünnte Systeme anwendbar. Für Mangankonzentrationen  $x > 0.01$  muss vor allem die  $d$ - $d$ -Austauschwechselwirkung der Mn-Elektronen untereinander berücksichtigt werden. Die magnetische Dipol-Dipol Wechselwirkung kann weiterhin vernachlässigt werden.

Im Fall der  $d$ - $d$ -Austauschwechselwirkung handelt es sich um einen so genannten Superaustausch. Die Kopplung zweier benachbarter Mn-Ionen findet durch virtuelle *hopping*-Prozesse durch die 4p-Orbitale der dazwischen liegenden Se-Ionen statt [Lar88] und wird durch die  $p$ - $d$ -Hybridisierung begünstigt. Die Kopplung zweier benachbarter Mn-Ionen ist antiferromagnetisch und reduziert somit den thermischen Erwartungswert des Mn-Spins  $\langle S_z \rangle$  im Magnetfeld. Allgemein kann die  $d$ - $d$ -Austauschwechselwirkung durch den folgenden Spin-HAMILTON-Operator beschrieben werden [Lar89]:

$$\mathcal{H}_{d-d} = - \sum_{\alpha,\beta} \mathbf{S}_{1,\alpha} \mathcal{J}_{\alpha,\beta}(\mathbf{R}_{12}) \mathbf{S}_{2,\beta} = \mathcal{H}_{\text{iso}} + \mathcal{H}_{\text{DM}} \quad (1.10)$$

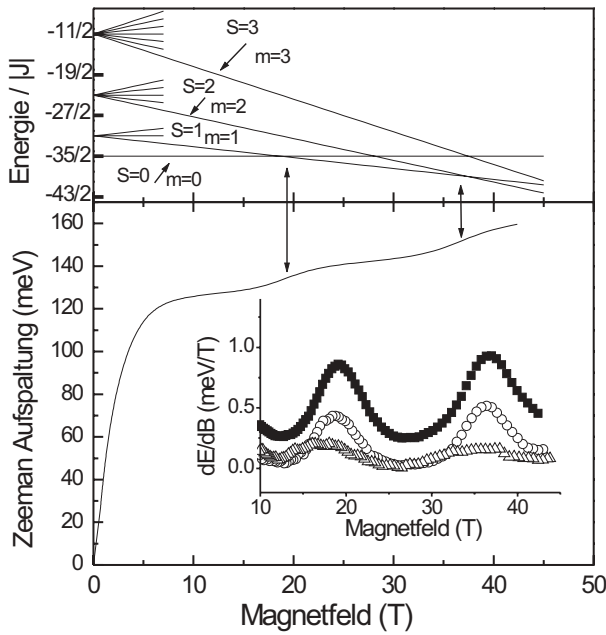
$\mathbf{S}_{1,\alpha}$  bzw.  $\mathbf{S}_{2,\alpha}$  entspricht hierbei der Komponente  $\alpha$  bzw.  $\beta$  des Mn-Spins 1 bzw. 2 am Ort  $\mathbf{R}_1$  bzw.  $\mathbf{R}_2$ .  $\mathcal{J}_{\alpha,\beta}$  ist der Austauschensor und  $\mathbf{R}_{12} = \mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2$  der Abstandsvektor der beiden Spins. Dieses Tensorprodukt lässt sich in eine Summe aus einem isotropen und einem anisotropen Beitrag zerlegen. Der isotrope Austausch kann durch einen HEISENBERG-HAMILTON-Operator beschrieben werden:

$$\mathcal{H}_{\text{iso}} = -J(\mathbf{R}_{12}) \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 \quad (1.11)$$

$J(\mathbf{R}_{12})$  bezeichnet die Austauschkonstante der isotropen Austauschwechselwirkung. Der anisotrope DZIALOSHINSKY-MORIYA Anteil [Dzy58, Mor60] der Austauschwechselwirkung kann für zwei Mn-Ionen auf benachbarten Kationplätzen dargestellt werden durch:

$$\mathcal{H}_{\text{DM}} = -\mathbf{D}(\mathbf{R}_{12}) \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) \quad (1.12)$$

Der Vektor  $\mathbf{D}$  steht hierbei senkrecht zu der Ebene, die durch die beiden Mn-Ionen und das dazwischen liegende Se-Ion aufgespannt wird. Der isotrope Anteil der Austauschwechselwirkung überwiegt normalerweise bei weitem den anisotropen, weshalb dieser bei der Beschreibung der meisten statischen Probleme vernachlässigt werden kann. Die Bedeutung des anisotropen Anteils kommt vor allem bei der Beschreibung dynamischer Vorgänge, wie der Spin-Gitter-Relaxation (siehe Kap. 1.2.4) zum Tragen, da ohne anisotrope Wechselwirkung, wie dem

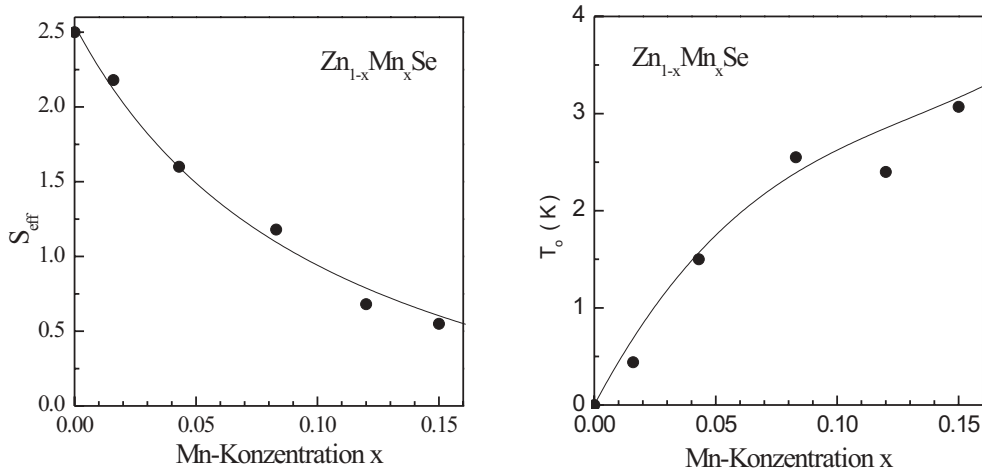


**Abbildung 1.4:** Unten: ZEEMAN-Aufspaltung des Schwerlochüberganges einer  $\text{Zn}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Se}$ -Schicht bei  $T = 1.6$  K. Die ZEEMAN-Aufspaltung ist proportional zur Magnetisierung. Die Quadrate in der Bildeinlage entsprechen der Ableitung der ZEEMAN-Aufspaltung nach dem Magnetfeld. Zusätzlich sind die Daten für Schichten mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.035$  (Kreise) und  $x = 0.025$  (Dreiecke) dargestellt. Bei einer Mn-Konzentration von 0.025 sind fast keine Magnetisierungssprünge mehr zu erkennen. Oben: Energie der Zustände eines antiferromagnetisch gekoppelten Paares von Mn Ionen (nach [Fur87]).

DZYALOSHINSKY-MORIYA-Austausch oder der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die Magnetisierung eines Systems zeitlich konstant bleibt [Sca96].

Die Größe  $J_{\text{NN}}$  für Mn-Ionen auf direkt benachbarten Kationplätzen ist experimentell durch Messung der Magnetisierung zugänglich. Die Magnetisierung zeigt im Bereich großer Magnetfelder ( $B > 10$  T) einen stufenartigen Verlauf, was auf das Aufbrechen der antiferromagnetisch gekoppelten Spins nächster Nachbarn zurückzuführen ist. Die ZEEMAN-Aufspaltung von Exzitonen ist direkt proportional zur Magnetisierung der Schicht (siehe Kap. 1.2.5) und kann somit alternativ zur Messung von  $J_{\text{NN}}$  verwendet werden. Experimentelle Ergebnisse der ZEEMAN-Aufspaltung des Schwerlochexzitons sind im unteren Teil der Abb. 1.4 exemplarisch für eine  $\text{Zn}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Se}$  Schicht gezeigt. Zur Veranschaulichung des stufenartigen Verlaufs ist die Ableitung dieser Kurve in der Bildeinlage dargestellt (Quadrate). Zusätzlich sind in diesem Bild die entsprechenden Daten für ähnliche Schichten mit Mn-Konzentrationen von  $x = 0.035$  (Kreise) und  $x = 0.025$  (Dreiecke) gezeigt. In allen drei Proben treten die Magnetisierungsstufen bei ungefähr 19 und 38 T auf. Die Amplitude der Sprünge nimmt jedoch mit sinkendem Mn-Gehalt ab, was darauf zurückzuführen ist, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten antiferromagnetisch gekoppelter Mn-Ionen Paare mit sinkender Mn-Konzentration abnimmt. Aus der Magnetfeldstärke bei der die Magnetisierungsstufe auftritt, kann die Austauschkonstante  $J_{\text{NN}}$  bestimmt werden. Der Spin zweier benachbarter Mn-Ionen koppelt zum Gesamtspin  $S$ , mit  $0 \leq S \leq 5$ , wobei jeder Zustand bei  $B = 0$   $(2S + 1)$ -fach entartet ist. Im Magnetfeld kann ein solches Paar mit dem folgenden HAMILTON-Operator beschrieben werden [Nag80]:

$$\mathcal{H} = -2J_{\text{NN}}\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2 - g_{\text{Mn}}\mu_B(S_1^z + S_2^z)B \quad (1.13)$$



**Abbildung 1.5:** Experimentelle Werte der effektiven Parameter  $S_{\text{eff}}$  und  $T_0$ . Die Daten stammen aus [Zeh98, Yu95]. Die Linien entsprechen Interpolationen der Daten und wurden in dieser Arbeit zur Bestimmung der effektiven Parameter benutzt.

Hierbei ist  $S_i^z$  die  $z$ -Komponente des jeweiligen Mn-Spins. Für die Energie in Abhängigkeit vom Magnetfeld ergibt sich:

$$E = -J_{\text{NN}}\left(S(S+1) - \frac{35}{2}\right) - g_{\text{Mn}}\mu_B m B, \quad (1.14)$$

wobei  $-S \leq m \leq S$ . Die Energie der einzelnen Zustände mit den Quantenzahlen  $m$  und  $S$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld ist in Abb. 1.4 oben dargestellt. Der Zustand mit  $S = 0$  bleibt nur Grundzustand bis  $g\mu_B B = 2J_{\text{NN}}$ . Danach ist der Zustand mit  $S = 1$  und  $m = -1$  niederenergetischer Zustand, was zu einem sprunghaften Anstieg der Magnetisierung führt. Aus der Lage der Magnetisierungssprünge bei Vielfachen von 19 T, ergibt sich somit die Kopplungskonstante nächster Nachbarn zu  $J_{\text{NN}} = 12.8$  K. Auch die Kopplung zu den übernächsten Nachbarn ist antiferromagnetisch. Der Wert des Austauschintegrals beträgt  $J_{\text{NNN}} = 3.0$  K [Lew88].

Die ZEEMAN-Aufspaltung zeigt in Abb. 1.4 zusätzlich zu den Magnetisierungssprüngen einen linearen Anstieg. Dieser zusätzliche Anstieg ist auf Cluster von mehreren ( $\geq 3$ ) antiferromagnetisch gekoppelten Mn-Ionen zurückzuführen. Phänomenologisch können die Paare und Cluster durch die Einführung zweier neuer Parameter  $S_{\text{eff}}$  und  $T_0$  in Gleichung 1.7 beschrieben werden, durch die die Verminderung des effektiven Spins in den antiferromagnetischen Clustern berücksichtigt wird [Gaj79]. Der thermische Erwartungswert des Spins eines Mn-Ions ergibt sich damit zu:

$$\langle S_z \rangle = -S_{\text{eff}} \mathcal{B}_{\frac{5}{2}} \left( \frac{5g_{\text{Mn}}\mu_B B}{2k_B(T_{\text{Mn}} + T_0)} \right). \quad (1.15)$$

Hierbei ist  $S_{\text{eff}}$  der effektive Spin, und  $T_0$  die antiferromagnetische Temperatur. Abbildung 1.5 zeigt experimentell ermittelte Werte dieser Parameter in Abhängigkeit der Mangankonzentration  $x$  in  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ . Die durch Linien in Abb. 1.5 dargestellten Interpolationen der Daten wurden in dieser Arbeit zur Bestimmung der effektiven Parameter der Proben benutzt.



### 1.2.4 Spin-Gitter-Relaxation

Mit Spin-Gitter-Relaxation bezeichnet man die Relaxation des Spins magnetischer Ionen durch die Wechselwirkung mit Phononen. In semimagnetischen Halbleitern beruht diese Wechselwirkung auf der Modulation des auf die magnetischen Ionen wirkenden Austauschfeldes durch die Gitterschwingungen. Die Spin-Gitter-Relaxationszeit ist die charakteristische Zeit mit der die durch äußere Einflüsse gestörte Magnetisierung wieder das thermische Gleichgewicht erreicht.

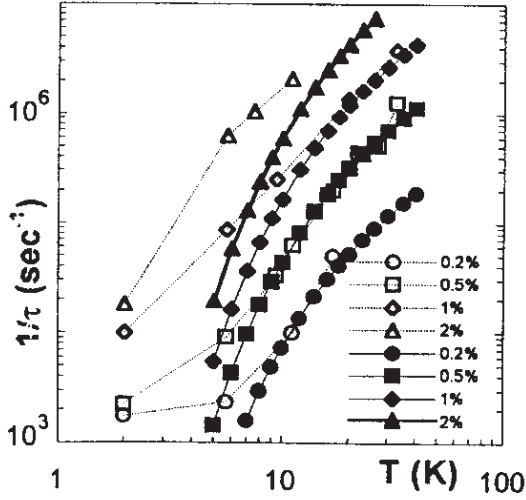
Prinzipiell können bei der Wechselwirkung von magnetischen Ionen und Phononen drei verschiedene Mechanismen unterschieden werden: Die Spinrelaxation kann unter der direkten spontanen oder stimulierten Emission von Phononen stattfinden. Die zweite Möglichkeit zur Spinrelaxation stellen so genannte ORBACH-Prozesse dar. Hierbei handelt es sich um einen zwei Phononen Prozess, bei dem das Mn-Ion zunächst durch Absorption eines Phonons in einen angeregten Zustand übergeht, und dann durch Emission eines zweiten Phonons in ein anderes ZEEMAN-Niveau des Grundzustandes relaxiert. Des Weiteren kann eine Spin-Gitter-Relaxation durch Phonon-RAMAN-Prozesse stattfinden. Phonon-RAMAN-Prozesse sind ORBACH-Prozessen sehr ähnlich. Im Unterschied zum ORBACH-Prozess handelt es sich beim Phonon-RAMAN-Prozess um eine resonante Streuung, bei der der Zwischenzustand nur virtuell eingenommen wird. Aufgrund der inhomogenen Verbreiterung der Zustände, wie sie für semimagnetische Halbleiter wegen der magnetischen Wechselwirkungen typisch ist, verlieren die Zwischenzustände jedoch ihre Kohärenz und die Streuung läuft in zwei Schritten, mit realem Zwischenzustand (ORBACH-Prozess) ab [Sca96]. Phonon-RAMAN-Prozesse spielen in semimagnetischen Halbleitern also keine Rolle.

Nach heutigem Verständnis setzt sich die Spin-Gitter-Relaxation in semimagnetischen Halbleitern aus zwei nacheinander ablaufenden Prozessen zusammen. Zunächst erfolgt durch Kreuzrelaxation<sup>2</sup> eine Diffusion des Spins zu Clustern aus direkt benachbarten Mn-Ionen, in denen anschließend eine schnelle Spin-Gitter-Relaxation stattfindet. Isolierte Mn-Ionen können ihren Spin nur durch die so genannte *orbit-lattice*-Wechselwirkung [Blu62] relaxieren. Hierbei werden die Übergänge zwischen den Zuständen des Mn-Ions durch Änderung des Kristallfeldes mit der Gitterschwingung induziert. Diese Wechselwirkung ist jedoch sehr schwach. Die Spinrelaxation läuft in isolierten Mn-Ionen deshalb um Größenordnungen langsamer ab, als in Clustern.

Voraussetzung für eine Spinrelaxation in den Clustern ist eine anisotrope Wechselwirkung zwischen den einzelnen Mn-Ionen, da nur durch anisotrope Wechselwirkungen eine Kopplung von Zuständen mit unterschiedlichem Spin entsteht. Isotrope Wechselwirkungen lassen die Magnetisierung der Cluster zeitlich konstant. Nach SCALBERT [Sca95, Sca96] ist die dominierende anisotrope Wechselwirkung für direkt benachbarte Kationplätze die DZYALOSHINSKY-MORIYA-Wechselwirkung (siehe Kap. 1.2.3). Wie bereits erwähnt entsteht die Kopplung zwischen den magnetischen Ionen und den Phononen durch die Abhängigkeit der Austauschkonstanten  $J(R)$  und  $D(R)$  der  $d-d$ -Austauschwechselwirkung vom Abstand  $R$  zwischen den Ionen. Der HAMILTON-Operator für ein Paar nächster Nachbarn im Magnetfeld lautet:

$$\mathcal{H} = -J(R)\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2 - \mathbf{D}(R) \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) - g_{\text{Mn}}\mu_B(S_1^z + S_2^z)B. \quad (1.16)$$

<sup>2</sup>Die Kreuzrelaxation entspricht einer Energie und Gesamtspin erhaltenden Spinrelaxation zwischen zwei Mn-Ionen.



**Abbildung 1.6:** Experimentelle Daten der Spin-Gitter-Relaxationsrate von  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Schichten mit verschiedenem Mn-Gehalt  $x$  in Abhängigkeit der Temperatur (offene Symbole). Berechnete Werte unter Berücksichtigung von Paaren und Triplets (geschlossene Symbole). Quelle: [Sca95].

Die Änderung der Austauschkonstante  $J(R)$  als Funktion der Auslenkung  $\delta R$  um die Gleichgewichtslage  $R = d$  kann in erster Ordnung angegeben werden mit:

$$J(R) = J + \left(\frac{\partial J}{\partial R}\right)\delta R. \quad (1.17)$$

Damit lässt sich Gleichung 1.16 in erster Ordnung als  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \epsilon\mathcal{H}_1$  um die Gleichgewichtslage entwickeln, wobei  $\epsilon = \delta R/d$  der Verspannung entspricht und  $\mathcal{H}_0$  bzw.  $\mathcal{H}_1$  gegeben sind durch:

$$\mathcal{H}_0 = -JS_1S_2 - \mathbf{D} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) - g_{\text{Mn}}\mu_B(S_1^z + S_2^z)B, \quad (1.18)$$

$$\mathcal{H}_1 = -d\left(\frac{\partial J}{\partial R}\right)S_1S_2. \quad (1.19)$$

Mittels FERMI's *goldener Regel* können nun Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den ungestörten Eigenzuständen  $|S, M\rangle$  von  $\mathcal{H}_0$  berechnet werden.  $0 \leq S \leq 5$  entspricht hier dem Gesamtspin des Paares,  $M$  der  $z$ -Komponente des Gesamtspins (vgl. Abb. 1.4 oben). Unter der Berücksichtigung der entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten für Cluster aus zwei und drei Mn-Ionen wurde von SCALBERT [Sca95] für  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Schichten mit verschiedenen Mn-Konzentrationen  $x$  die Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationsrate von der Temperatur berechnet. Es wurde gezeigt, dass die Spin-Gitter-Relaxation in Schichten mit niedriger Mn-Konzentration  $x < 0.02$  vor allem durch die Anzahl der Cluster aus drei Mn-Ionen bestimmt wird. Für die Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationsrate von der Temperatur und dem Mn-Gehalt der Schichten wurde der folgende analytische Zusammenhang angegeben:

$$\frac{1}{\tau_{\text{SLR}}} \approx \left(\frac{a_B}{a}\right)^2 42x^2(1-x)^{11} \left(\frac{2.1}{\exp(30/T) - 1} + \frac{6}{\exp(43/T) - 1}\right) 10^8 \text{ s}^{-1} \quad (1.20)$$

Hierbei entspricht  $a_0$  dem BOHR-Radius. Mit dem Parameter  $a = J/(\partial J/\partial R)$  wird die Änderung der Austauschkonstanten durch die Deformation des Gitters beschrieben. Die Größe  $a$  dient als *fitting*-Parameter. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Werten von

$\tau_{SLR}$  haben SCALBERT et al. für  $a = 0.35 \text{ \AA}$  erzielt. Das Ergebnis dieser Simulation zusammen mit den experimentellen Daten ist in Abb. 1.6 gezeigt. Der starke Anstieg der SLR-Rate mit der Temperatur ist auf die thermische Besetzung von Phononen und die daraus resultierenden ORBACH-Prozesse zurückzuführen. Vor allem im Bereich  $T > 10 \text{ K}$  konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentellen Daten erreicht werden.

### 1.2.5 $s/p-d$ Austauschwechselwirkung

Die Austauschwechselwirkung zwischen den  $s$ -artigen Leitungs- bzw.  $p$ -artigen Valenzbandelektronen und den lokalisierten Elektronen der Mn-3d-Schale ist für die wichtigste Eigenschaft der semimagnetischen Halbleiter, die riesige ZEEMAN-Aufspaltung, verantwortlich. Analytisch kann sie in der KONDO-Form [Liu61] mit dem HAMILTON-Operator

$$\mathcal{H}_{s/p-d} = - \sum_i J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \mathbf{S}_i \boldsymbol{\sigma} \quad (1.21)$$

beschrieben werden. Hierbei entspricht  $\mathbf{S}_i$  dem Spin und  $\mathbf{R}_i$  dem Ortsvektor des  $i$ -ten Mn-Ions.  $\mathbf{r}$  und  $\boldsymbol{\sigma}$  stehen für den Ortsvektor bzw. für den Spin des Bandelektrons und  $J$  für den Austauschoperator. Die Summe läuft über alle Mn-Ionen im Kristall. Unter der Annahme dass die Wellenfunktionen der Bandelektronen stark ausgedehnt sind und somit eine Mittelung über mehrere Gitterplätze erlaubt ist, kann der HAMILTON-Operator aus Gleichung 1.21 durch zwei Näherungen vereinfacht werden. In der so genannten *virtuellen Kristall Näherung* ersetzt man die Summation über alle Mn-Plätze durch eine Summation über alle Kationplätze im Gitter und wichtet den Wert der Summe mit dem Mn-Gehalt  $x$ . In der *Molekularfeld Näherung* nimmt man an, dass die Einzelspins  $\mathbf{S}_i$  durch ihren thermischen Erwartungswert ersetzt werden können. Man erhält:

$$\mathcal{H}_{s/p-d} = -x\sigma_z \langle S_z \rangle \sum_j J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j). \quad (1.22)$$

Aus Störungsrechnung erster Ordnung erhält man die Eigenwerte der Energieverschiebung für Valenz- und Leitungsband:

$$\Delta E_{\Gamma_6} = x N_0 \alpha \langle S_z \rangle m_s \quad \text{mit } m_s = \pm \frac{1}{2}, \quad (1.23)$$

$$\Delta E_{\Gamma_8} = \frac{1}{3} x N_0 \beta \langle S_z \rangle m_j \quad \text{mit } m_j = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}. \quad (1.24)$$

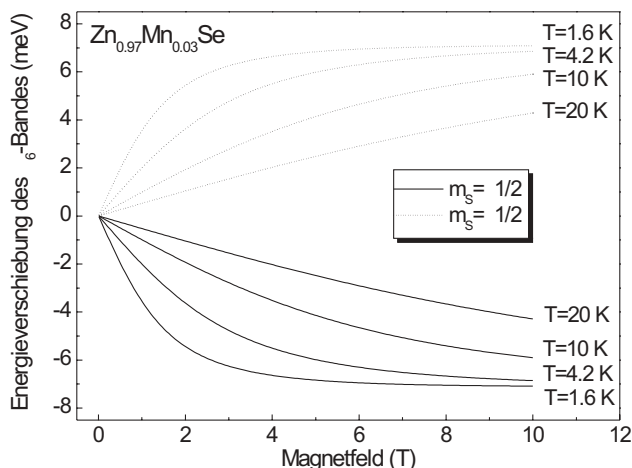
Hierbei sind

$$\alpha = \langle S | J | S \rangle \quad \text{und} \quad (1.25)$$

$$\beta = \langle X | J | X \rangle \quad (1.26)$$

die Austauschintegrale für das Leitungs- und Valenzband über Funktionen, die die Symmetrien atomarer  $s$ -Zustände ( $|S\rangle$ ) und  $p$ -Zustände ( $|X\rangle$ ) aufweisen. Für (Zn,Mn)Se ermittelten TWAR-DOWSKI et al. [Twa84]:

$$N_0 \alpha = 260 \text{ meV}, \quad N_0 \beta = -1310 \text{ meV}. \quad (1.27)$$



**Abbildung 1.7:** Energieverschiebung des  $\Gamma_6$ -Leitungsbandes einer  $\text{Zn}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{Se}$  Schicht für verschiedene Temperaturen. Die ZEEMAN-Aufspaltung ist sehr stark von der Temperatur der Mn-Ionen abhängig und wird deshalb in dieser Arbeit zur Bestimmung dieser Temperatur benutzt.

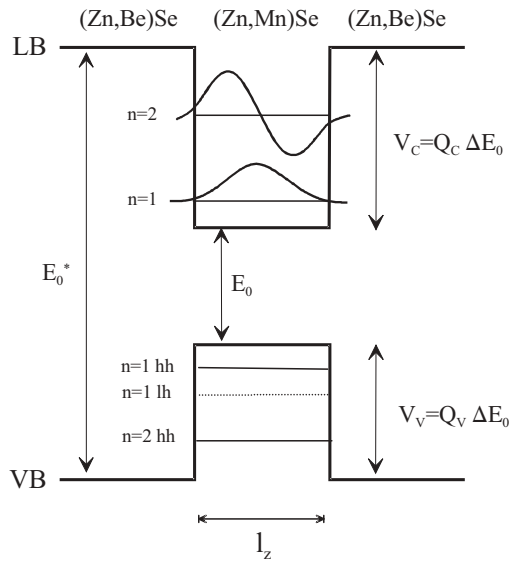
Die Tendenz  $\alpha > 0$ ,  $\beta < 0$  und  $|\alpha| < |\beta|$  ist in allen semimagnetischen Materialien vorhanden und hat ihren physikalischen Ursprung darin, dass die Größe des Austauschintegrals durch zwei miteinander konkurrierende Effekte beeinflusst wird [Bha83]. Zum einen wird der Wert des Austauschintegrals durch einen direkten  $1/r$ -Potenzial Austausch zwischen den Bandelektronen und den Mn-3d Elektronen bestimmt. Dieser Effekt existiert sowohl für das s-artige Leitungsband als auch für das p-artige Valenzband und führt zu einer parallelen (ferromagnetischen) Ausrichtung des Spins der Bandelektronen und der Mn-Ionen. Er liefert somit einen positiven Beitrag zum Austauschintegral. Zum anderen wird der Wert des Austauschintegrals bestimmt durch den so genannten kinetischen Austausch, der seinen Ursprung in der Hybridisierung der 3d Elektronen mit den  $s$  und  $p$  Bandelektronen hat. Diese Wechselwirkung führt zu einer antiferromagnetischen Ausrichtung der Spins von Mn-Ionen und Bandelektronen. Eine  $s$ - $d$ -Hybridisierung ist aus Symmetriegründen am  $\Gamma$ -Punkt verboten [Bha83, Die81], die Leitungsbandaufspaltung wird also einzig vom ferromagnetischen direkten Potenzialaustausch bestimmt. Der negative Beitrag durch die  $p$ - $d$  Hybridisierung überwiegt für Valenzbandzustände immer den positiven Beitrag durch den direkten Austausch und führt zu einer antiferromagnetischen Kopplung (negatives Austauschintegral). Die Werte der Austauschintegrale  $\alpha$  und  $\beta$  können experimentell durch den Vergleich von Magnetisierungsmessungen und optischen Messungen der ZEEMAN-Aufspaltung bestimmt werden.

Die Energieaufspaltung durch  $s/p$ - $d$ -Austauschwechselwirkung ist wegen  $\langle S_z \rangle$  stark von der Temperatur des von den Mn-Ionen gebildeten Spin-Systems abhängig. Die Größe der Energieverschiebung bei einem bestimmten Magnetfeld wird in dieser Arbeit deshalb zur Bestimmung der Temperatur der Mn-Ionen benutzt. Abbildung 1.7 zeigt exemplarisch die Energieverschiebung des Leitungsbandes in einer (Zn,Mn)Se-Schicht mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.03$  für verschiedene Temperaturen.

## 1.3 Optische Eigenschaften semimagnetischer Quantentröge

### 1.3.1 Einteilchenzustände in Quantentrögen

Die in dieser Arbeit untersuchten (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se Quantentröge wurden durch Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Der Bandkantenverlauf der Quantentröge in Wachstumsrichtung ist



**Abbildung 1.8:** Schematische Darstellung eines Typ I Quantentroges der Breite  $l_z$ . Die Aufteilung der Differenz der Bandlücken von Trog und Barriere auf Leitungsband- und Valenzbandtrogtiefe ( $V_C$  bzw.  $V_V$ ) kann mit dem Leitungsband- oder Valenzbandoffset ( $Q_C$  bzw.  $Q_V$ ) beschrieben werden. Zusätzlich ist schematisch die envelope-Funktion der Leitungselektronen eingezeichnet.

in Abb. 1.8 schematisch dargestellt. Bei den verwendeten Mn- bzw. Be-Konzentrationen ergibt sich ein so genannter Typ I Bandkantenverlauf, d.h. Elektronen und Löcher lokalisieren in der gleichen Halbleiterschicht. Die Verteilung der Differenz der Bandlücken  $\Delta E_0$  auf Leitungs- und Valenzband kann mit dem Valenzbandoffset  $Q_V = V_V/\Delta E_0$  charakterisiert werden. Für (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se Heterostrukturen beträgt der Valenzbandoffset  $Q_V = 0.22$  [Kön99].

Das Trogpotenzial führt zu einer Quantisierung der Elektronenergie in  $z$ -Richtung. Die Einteilchenzustände im Quantentrog lassen sich nach der so genannten *envelope*-Funktions-Näherung berechnen [Bas81, Bas82]. Unter den Annahmen, dass der Potentialsprung an der Grenzfläche der Schichten A und B auf der Längenskala der Änderung der *envelope*-Funktion als lokalisiert betrachtet werden kann, und dass der Potentialsprung nicht zu einer Mischung, sondern nur zu einer energetischen Verschiebung der Bandkantenzustände führt, kann gezeigt werden, dass die Einteilchen-Wellenfunktion durch den folgenden Ansatz beschrieben werden kann:

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{A,B} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}) u_{c,\mathbf{k}}^{A,B}(\mathbf{r}) \chi_m^{\alpha}(z). \quad (1.28)$$

Hierbei entsprechen  $\mathbf{k}_{\parallel}$  dem Wellenvektor in der Quantentrogebene und  $u_{c,\mathbf{k}}$  den BLOCH-Wellenfunktionen in der Schicht A bzw. B. Die *envelope*-Funktion  $\chi_m$  kann in guter Näherung durch die folgende SCHRÖDINGER-Gleichung bestimmt werden:

$$\left( \frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_c(z) \right) \chi_n^{\alpha}(z) = E_n \chi_n^{\alpha}(z). \quad (1.29)$$

Die Energie Eigenwerte  $E_n$  entsprechen der *confinement*-Energie der verschiedenen Subbänder. Die *envelope*-Funktionen für das Subband mit  $n = 1$  bzw.  $n = 2$  sind in Abb. 1.8 schematisch dargestellt. Die exponentiell abfallenden Ausläufer der *envelope*-Funktionen in die nichtmagnetischen Barrieren führen zu einer gegenüber Volumenschichten verringerten *s/p-d*-Austauschwechselwirkung. Durch eine Berechnung der Envelope-Funktion ist es möglich, den Anteil der Wellenfunktion in der Barriere zu ermitteln und in der Zeeman-Aufspaltung quantitativ zu berücksichtigen.

Die Auswirkungen des Quantentrogpotenzials auf die Valenzbandzustände sind komplexer. Das Quantentrogpotenzial führt zum einen zu einer Aufhebung der in Volumenhalbleitern mit Zinkblendestruktur noch vorhandenen Entartung zwischen Leicht- und Schwerlochband bei  $\mathbf{k} = 0$ . Zum anderen kann es je nach Trogpotenzial zusätzlich zu einer Mischung von Leicht- und Schwerlochzuständen bei  $\mathbf{k} \neq 0$  kommen.

### 1.3.2 Zustandsdichte und Energie von Einteilchenzuständen im Magnetfeld

Abbildung 1.9a zeigt die Zustandsdichte der Leitungsbandelektronen in einem Quantentrog bei  $B = 0$ . In der parabolischen Näherung  $E = \hbar^2(k_x^2 + k_y^2)/2m^*$  für die Quantentrogenebene ist die zweidimensionale Zustandsdichte konstant und hat einen Wert von:

$$\rho_{2D} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}. \quad (1.30)$$

Die Zustandsdichte bei der Energie  $E$  hängt nur von der Anzahl der in  $z$ -Richtung quantisierten erlaubten Quantentrog-niveaus mit  $E_n \leq E$  ab. In Abb. 1.9b ist die Zustandsdichte eines semimagnetischen Quantentrogs im Magnetfeld dargestellt. Die LANDAU-Quantisierung führt in einem idealen Halbleiter zu einer äquidistanten  $\delta$ -förmigen Zustandsdichte für Elektronen und Löcher, bei der die Anzahl der erlaubten Zustände pro LANDAU-Niveau nach  $N = eB/h$  vom Magnetfeld abhängt. Der energetische Abstand zweier aufeinander folgender LANDAU-Niveaus entspricht der Zyklotronenergie  $\hbar\omega_c = eB/m^*$ . In realen Quantentrögen führt die Streuung der Ladungsträger an Gitterfehlstellen und Verunreinigungen zu einer Verbreiterung der LANDAU-Niveaus (siehe Abb. 1.9b). Bei der Anwesenheit eines zweidimensionalen Elektronengases im Trog werden diese Streupotenziale abgeschirmt. Die Effektivität der Abschirmung hängt stark von der Zustandsdichte am FERMI-Niveau ab. Das Problem der Verbreiterung der LANDAU-Niveaus muss daher selbstkonsistent gelöst werden. Nach [And74, Cai86] ergibt sich für die Verbreiterung der LANDAU-Niveaus:

$$D_N(E) = \frac{1}{\pi^2 l_B^2 \Gamma_N} \sqrt{1 - \left(\frac{E - E_N}{\Gamma_N}\right)^2} \quad \text{falls } \Gamma_N^2 \geq (E - E_N)^2 \quad \text{bzw.} \quad (1.31)$$

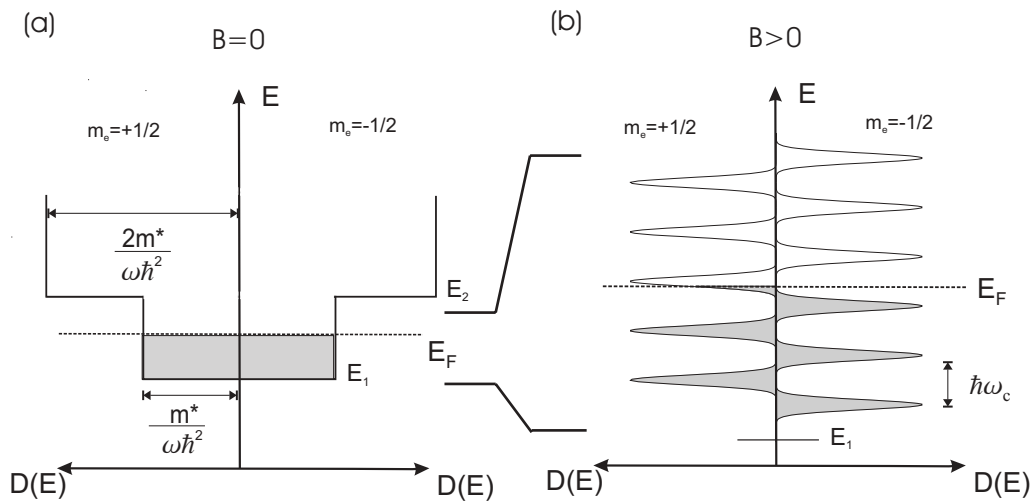
$$D_N(E) = 0 \quad \text{falls } \Gamma_N^2 \leq (E - E_N)^2. \quad (1.32)$$

Wobei  $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$  die magnetische Länge und  $\Gamma_N$  die Verbreiterung des  $n$ -ten LANDAU-Niveaus sind. Sie kann durch eine Summation über die Streuamplituden der einzelnen Streupotenziale berechnet werden. Experimentell wurde festgestellt, dass die Verbreiterung der LANDAU-Niveaus am besten mit einer GAUSS-Funktion genähert wird [Gor85].

Durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes erfahren die Quantentrog-niveaus, zusätzlich zur Energieverschiebung durch die LANDAU-Quantisierung, eine Energieverschiebung durch den normalen ZEEMAN-Effekt sowie eine Energieverschiebung durch die  $s/p$ - $d$ -Austauschwechselwirkung. Insgesamt ergibt sich:

$$\Delta E_e = (g_e \mu_B B + \delta x_{Mn} N_0 \alpha \langle S_z \rangle) m_s + (N_e + 1/2) \hbar \omega_c^e \quad \text{für } m_s = \pm 1/2, \quad (1.33)$$

$$\Delta E_{hh} = \frac{1}{3} (g_{hh} \mu_B B + \delta x_{Mn} N_0 \beta \langle S_z \rangle) m_j + (N_{hh} + 1/2) \hbar \omega_c^{hh} \quad \text{für } m_j = \pm 3/2. \quad (1.34)$$



**Abbildung 1.9:** (a) Zustandsdichte der Elektronen im Quantentrog für  $B = 0$ .  $E_1$  und  $E_2$  bezeichnen die Subbandenergien des ersten bzw. zweiten Trogniveaus. (b) Zustandsdichte im Magnetfeld. Die äquidistanten LANDAU-Niveaus sind durch Streuung an Gitterfehlstellen und Verunreinigungen verbreitert.

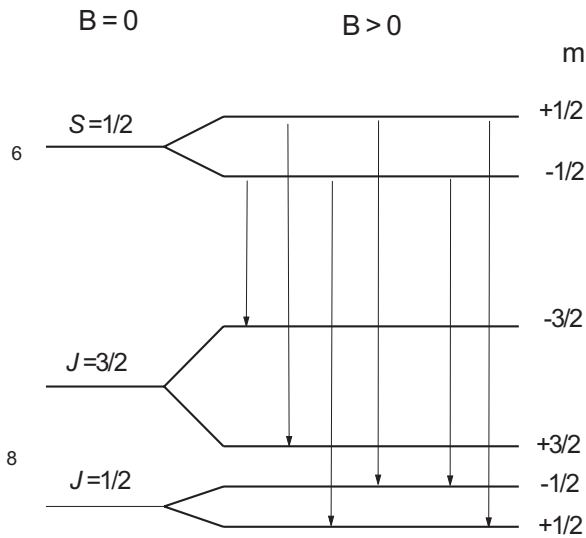
Hierbei entsprechen  $\omega_c^\alpha = eB/m_\alpha^*$  der Zyklotronfrequenz,  $N_\alpha$  der LANDAU-Quantenzahl ( $N_\alpha = 0, 1, 2, \dots$ ) und  $g_\alpha$  dem intrinsischen g-Faktor der Elektronen bzw. der schweren Löcher.  $\delta$  berücksichtigt die Ausläufer der Wellenfunktionen in die nichtmagnetischen Barrieren. Im Fall kleiner Magnetfelder ( $B < 10$  T) und nicht zu geringer Mn-Konzentrationen ( $x > 0.01$ ) überwiegt die Austauschwechselwirkung die intrinsische ZEEMAN-Aufspaltung und die LANDAU-Quantisierung bei weitem und die beiden zuletzt genannten Effekte können vernachlässigt werden. Der Elektron g-Faktor hat in ZnSe-basierten Strukturen einen Wert von  $g_e \approx 1.15$ . Der intrinsische ZEEMAN-Effekt hat das gleiche Vorzeichen wie  $N_0\alpha$ . Im Valenzband hingegen haben die Austauschwechselwirkung und die intrinsische ZEEMAN-Aufspaltung unterschiedliches Vorzeichen. Des Weiteren führt die Mischung von Leicht- und Schwerlochzuständen in zweidimensionalen Strukturen zu unterschiedlichen g-Faktoren von Leicht- und Schwerloch. Einen guten Überblick über g-Faktoren in ZnSe-basierten Quantentrögen verschiedener Breite gibt [Ast02b].

### 1.3.3 Auswahlregeln und Polarisationsgrad optischer Übergänge

Abbildung 1.10 zeigt schematisch die Aufspaltung von Valenz- und Leitungsband der Quantentrogzustände im Magnetfeld. Die LANDAU-Quantisierung ist vernachlässigt. Eingezeichnet sind die erlaubten optischen Dipolübergänge mit  $\Delta m_j = 0, \pm 1$ . Die Übergänge mit  $\Delta m_j = \pm 1$  entsprechen in FARADAY-Konfiguration<sup>3</sup> rechts- ( $\sigma^+$ ) bzw. linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisiertem Licht. Übergänge mit  $\Delta m_j = 0$  ( $\pi$ ) sind nur in VOIGT-Konfiguration<sup>4</sup> zu beobachten. Im Fall starker Magnetfelder, wenn die LANDAU-Quantisierung nicht mehr vernachlässigbar ist, gilt für

<sup>3</sup>Ausbreitungsrichtung des Lichts parallel zum Magnetfeld ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ ).

<sup>4</sup>Ausbreitungsrichtung des Lichts senkrecht zum Magnetfeld ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ ).



**Abbildung 1.10:** Schematische Darstellung der Aufspaltung von  $\Gamma_6$ -Leitungsband und  $\Gamma_8$ -Valenzband im Quantentrog. Zusätzlich eingezeichnet sind die erlaubten elektrischen Dipolübergänge mit  $\Delta m_j = \pm 1$  und deren Polarisation  $\sigma^+$  (rechtszirkular) und  $\sigma^-$  (linkszirkular). Übergänge mit  $\Delta m_j = 0$  ( $\pi$ -polarisiert) sind nur in VOIGT-Geometrie beobachtbar.

Übergänge zwischen Elektron und Loch LANDAU-Niveaus mit den Quantenzahlen  $N_e$  bzw.  $N_h$  zusätzlich die Auswahlregel  $\Delta N = 0$ .

Der zirkulare Polarisationsgrad  $P_c$  des jeweiligen Leicht- bzw. Schwerlochüberganges ist definiert durch:

$$P_c = \frac{I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}}{I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-}}, \quad (1.35)$$

wobei  $I^{\sigma^+}$  bzw.  $I^{\sigma^-}$  der Intensität des Übergangs unter  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ -Detektion entspricht. Bei unpolarisierter Anregung und für den Fall dass magnetische Fluktuationen vernachlässigt werden können, gilt für den Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der ZEEMAN-Aufspaltung  $\Delta E_{ZM} = \Delta E_{\Gamma_6} + \Delta E_{\Gamma_8}$  des Übergangs [Zeh98]:

$$P_c = \frac{\tau}{\tau_{spin} + \tau} \tanh \left( \frac{\Delta E_{ZM}(T, B)}{2k_b T} \right). \quad (1.36)$$

Hierbei ist  $\tau$  die Lebensdauer und  $\tau_{spin}$  die Spinrelaxationszeit. Der Polarisationsgrad ist wegen der Temperaturabhängigkeit der ZEEMAN-Aufspaltung sehr stark von der Temperatur des durch die Mn-Ionen gebildeten Spin-Systems abhängig und wird im experimentellen Teil dieser Arbeit zur Ermittlung dieser Temperatur benutzt.

## 1.4 Exzitonische Effekte

Optische Übergänge wurden in den letzten Kapiteln als Übergänge zwischen Einteilchen-zuständen beschrieben. Die COULOMB-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch wurde bisher vernachlässigt. Sie führt zu einer Kopplung des optisch generierten Elektron-Loch-Paares. Der von Elektron und Loch gebildete gebundene Zustand wird als Exziton bezeichnet.



### Bindungsenergie und Oszillatorstärke dreidimensionaler Exzitonen

Das Zwei-Teilchen-Problem wird in effektiver Masse Näherung durch folgende SCHRÖDINGER-Gleichung beschrieben:

$$\left[ \frac{\mathbf{p}_e^2}{2m_e^*} + \frac{\mathbf{p}_h^2}{2m_h^*} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} \right] \Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = (E - E_0)\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h). \quad (1.37)$$

Hierbei ist  $\epsilon_r$  die statische Dielektrizitätskonstante, durch die die Abschirmung der COULOMB-Wechselwirkung durch die Polarisierbarkeit des Gitters berücksichtigt wird. Die SCHRÖDINGER-Gleichung lässt sich analog dem Wasserstoffproblem durch eine Transformation in Relativ- und Schwerpunktskoordinaten ( $\mathbf{r}$  bzw.  $\mathbf{R}$ ) und einen Separationsansatz lösen. Man erhält als Ergebnis für die Wellenfunktion des Exzitons:

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{R})\phi_{nlm}(\mathbf{r}), \quad (1.38)$$

wobei  $V$  das Kristallvolumen und  $\mathbf{K}$  der Eigenwert zum Schwerpunktimпульs ist.  $\phi_{nlm}$  sind die bekannten Eigenfunktionen des Wasserstoffatoms, in denen zur Berücksichtigung der anderen Massen und der abgeschirmten COULOMB-Anziehung der BOHR-Radius des Wasserstoffs durch einen effektiven BOHR-Radius  $a_0 = (4\pi\epsilon_r\epsilon_0\hbar^2)/(\mu e^2)$  mit der reduzierten Masse des Exzitons  $\mu = (m_e^*m_h^*)/(m_e^* + m_h^*)$  ersetzt werden muss. Die Bindungsenergie des Elektron-Loch-Paares ergibt sich analog zum Wasserstoff zu

$$E_b^n = \frac{\text{Ry}}{n^2}, \quad (1.39)$$

mit der Hauptquantenzahl  $n$  und der effektiven RYDBERG-Konstante

$$\text{Ry} = \frac{\mu e^4}{32(\pi\epsilon_r\epsilon_0)^2\hbar^2} = \left( \frac{\mu}{m_0\epsilon_r^2} \right) \times 13.6 \text{ eV}. \quad (1.40)$$

Für ZnSe wurde die Bindungsenergie experimentell bei 2 K zu  $\text{Ry} = 20.0 \text{ meV}$  bestimmt [Wör97]. Die Gesamtenergie eines freien Exzitons inklusive der kinetischen Energie der Schwerpunktsbewegung ist:

$$E_n = E_0 + \frac{\hbar^2 K^2}{2(m_e^* + m_h^*)} - \frac{\text{Ry}}{n^2}. \quad (1.41)$$

Der Impuls eines Photons ist vernachlässigbar gegenüber dem Schwerpunktimпульs des Exzitons. Aufgrund der Impulserhaltung bei der Erzeugung oder Rekombination eines Exzitons sind in den optischen Spektren deshalb nur Exzitonen mit  $K = 0$  beobachtbar. Der Beitrag zur optischen Suszeptibilität ergibt sich nach ELLIOTT zu [Ell57]:

$$\chi = 2e^2 |r_{cv}|^2 \sum_n \frac{|\phi_n(r=0)|^2}{E_n - \hbar\omega - i\delta}. \quad (1.42)$$

Hierbei ist  $r_{cv}$  das Matrixelement des Dipoloperators. Mit  $\delta \rightarrow 0$  ergibt sich der Absorptionskoeffizient aus der optischen Suszeptibilität zu:

$$\alpha = \frac{4\pi\omega}{cn(\omega)} \text{Im}(\chi) \quad (1.43)$$

$$= \frac{\pi\omega}{cn(\omega)} e^2 |r_{cv}|^2 \sum_n |\phi_n(r=0)|^2 \delta(E_n - \hbar\omega) \quad (1.44)$$

Nur für  $s$ -artige Exzitonen ohne Bahndrehimpuls ( $l = 0$ ) gilt  $\phi_n(r = 0) \neq 0$ . Eine Absorption durch ein COULOMB-gebundenes Elektron-Loch-Paar ist nur möglich für exzitonische Zustände bei denen eine gewisse Wahrscheinlichkeit existiert, dass sich Elektron und Loch am selben Ort befinden. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch führt im Absorptionsspektrum unterhalb der fundamentalen Bandlücke zu einer Serie (1s,2s,3s,...) scharfer Exzitonlinien.

### Bindungsenergie und Oszillatorstärke zweidimensionaler Exzitonen

Durch die Lösung der zweidimensionalen SCHRÖDINGER-Gleichung ergibt sich die Bindungsenergie zweidimensionaler Exzitonen zu [Shi66]:

$$E_b^n = \frac{\text{Ry}}{(n - 1/2)^2}. \quad (1.45)$$

Die Wellenfunktion des am stärksten gebundenen 1s Exzitons ist gegeben durch:

$$\phi_{1s}^{2D}(r) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{2}{a_0} \exp\left(-\frac{2r}{a_0}\right). \quad (1.46)$$

Die Bindungsenergie des zweidimensionalen 1s Exzitons ist vier mal so groß wie die Bindungsenergie im dreidimensionalen Fall, was zu einer Zunahme der Oszillatorstärke von 3D nach 2D führt. Im Gegensatz hierzu kann gezeigt werden, dass der Überlapp von Elektron und Loch bei  $r = 0$  für angeregte Zustände ( $n > 1$ ) im zweidimensionalen Fall stärker abnimmt, als im dreidimensionalen:

$$|\phi_n^{2D}(0)|^2 = (2n - 1)^{-3} |\phi_{1s}^{2D}(0)|^2, \quad \text{bzw.} \quad (1.47)$$

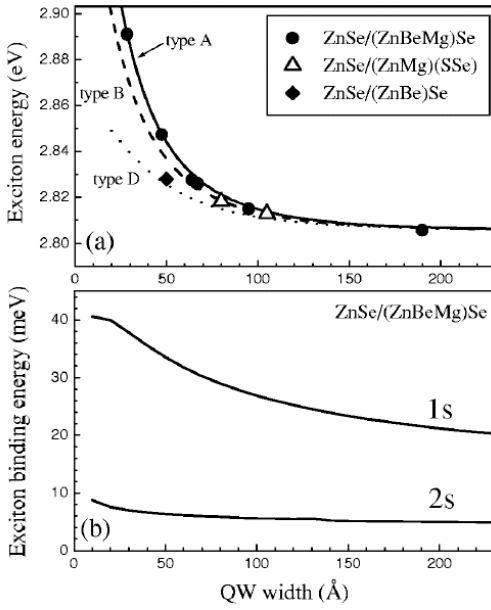
$$|\phi_n^{3D}(0)|^2 = (n)^{-3} |\phi_{1s}^{3D}(0)|^2. \quad (1.48)$$

Dies führt zu einer Abnahme der Oszillatorstärke von angeregten Exzitonzuständen mit der Quantisierung.

Wegen der starken COULOMB-Wechselwirkung in ZnSe-basierten Halbleitern, die Exzitonbindungsenergie beträgt 20 meV im Vergleich zu 10 meV in CdTe bzw. 4.2 meV in GaAs, werden die optischen Eigenschaften dieses Materials maßgeblich durch Exzitonen bestimmt. Nach der Bildung eines freien Exzitons kann das Exziton seine Energie durch Lokalisierung in Potenzialfluktuationen absenken. Eine besondere Form lokalisierter Exzitonen sind an Störstellen gebundene Exzitonen, bei denen das Exziton durch VAN-DER-WAALS-Wechselwirkung an neutralen Donatoren und Akzeptoren gebunden wird. In semimagnetischen Halbleitern besteht außerdem die Möglichkeit der Bildung eines magnetischen Polarons. Bei diesem Quasiteilchen handelt es sich um ein Exziton, das seine Energie absenkt, indem es die magnetischen Momente der innerhalb seiner Wellenfunktion befindlichen Mn-Ionen ausrichtet [Mac96].

#### 1.4.1 Quasi-zweidimensionale Exzitonen im Magnetfeld

ASTAKHOV et al. berechneten die Bindungsenergien von Exzitonen in realen quasi-zweidimensionalen Quantentrögen für ZnSe-basierte Strukturen [Ast02b]. Die Simulationen



**Abbildung 1.11:** (a) Experimentelle Werte der Exziton Energie in Abhängigkeit der Quantentrogbreite für verschiedene ZnSe-basierte Quantentröge (Symbole) bei  $B = 0$  und  $T = 1.6$  K. Durchgezogene Linien entsprechen berechneten Werten. (b) Berechnete Bindungsenergie des 1s und 2s Exzitons in ZnSe/(Zn,Be,Mg)Se Quantentrögen in Abhängigkeit der Quantentrogbreite. Im Bereich größer  $100 \text{ \AA}$  stimmen diese Bindungsenergien in guter Näherung mit den Bindungsenergien der in dieser Arbeit verwendeten ZnSe/(Zn,Be)Se Quantentrögen überein. Quelle: [Ast02b].

wurden in parabolischer Näherung für Valenz- und Leitungsband durchgeführt. Effekte durch die Mischung von Leicht- und Schwerlochzuständen wurden vernachlässigt. Der Elektron-Loch HAMILTON-Operator für einen Quantentrog im Magnetfeld  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  lautet:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{ez} + \mathcal{H}_{hz} + \mathcal{H}_{2D} + U_{eh} = \mathcal{H}_0 + U_{eh}. \quad (1.49)$$

Hierbei entspricht:

$$\mathcal{H}_{jz} = -\frac{\hbar^2}{2m_j^z} \frac{\partial^2}{\partial z_j^2} + V_j(z_j) \quad \text{mit } j = e, h. \quad (1.50)$$

$V_j$  ist das Trogpotenzial für Valenz- bzw. Leitungsband und  $m_j^z$  die Elektron- bzw. Schwerlochmasse in Wachstumsrichtung. Die leichte Anisotropie der Elektronmasse wurde vernachlässigt ( $m_e^z = m_e^{xy}$ ). Der Hamiltonian  $\mathcal{H}_{2D}$  beschreibt die zweidimensionale Bewegung eines freien Elektron-Loch-Paares im Magnetfeld:

$$\mathcal{H}_{2D} = \frac{1}{2m_e} (-i\hbar\nabla_{\rho_e} + e\mathbf{A}_e)^2 + \frac{1}{2m_h^{xy}} (-i\hbar\nabla_{\rho_h} + e\mathbf{A}_h)^2, \quad (1.51)$$

wobei  $\mathbf{A} = 1/2\mathbf{B}\rho_j$  das Vektorpotenzial in symmetrischer Eichung ist und  $\rho_{e,(h)}$  die Koordinaten von Elektron bzw. Loch in der Quantentrogenebene sind. Die COULOMB-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch wird durch

$$U_{eh} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \left[ \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}} \right] \quad (1.52)$$

berücksichtigt. Die Wellenfunktion des Exzitons kann nach einem Produkt aus den Lösungen der eindimensionalen SCHRÖDINGER-Gleichung in  $z$ -Richtung für Leitungs- und Valenzband ( $\xi(z_e)$  bzw.  $\xi(z_h)$ ) und den Lösungen der eindimensionalen radialen SCHRÖDINGER-Gleichung des COULOMB-Potenzials  $\phi_n(\rho)$  entwickelt werden:

$$\psi(\rho) = \sum A_{i,j,n} \xi(z_e) \xi(z_h) \phi_n(\rho). \quad (1.53)$$

Eine Diagonalisierung des HAMILTON-Operators aus Gleichung 1.49 in dieser Basis liefert die Eigenfunktionen und Eigenwerte des Exzitons im realen Quantentrog. Abbildung 1.11a zeigt einen Vergleich von experimentellen Werten der Exziton Energie in ZnSe-basierten Quantentrögen verschiedener Breite mit den Ergebnissen der Diagonalisierung bei  $B = 0$ . Abbildung 1.11b zeigt die berechneten Bindungsenergien der 1s und 2s Exzitonen in Abhängigkeit der Quantentrogbreite für ZnSe/(Zn,Be,Mg)Se Quantentröge. Im Bereich von 100 bis 200 Å stimmen diese Bindungsenergien in sehr guter Näherung mit den Bindungsenergien der in dieser Arbeit verwendeten ZnSe/(Zn,Be)Se Quantentröge überein.

Die Energie quasi-zweidimensionaler Exzitonen im Magnetfeld kann durch die oben erläuterte Methode berechnet werden. Das Anlegen eines Magnetfeldes führt im Allgemeinen zu einer diamagnetischen Verschiebung der Exzitonenergie. Im Bereich kleiner magnetischer Felder ( $\hbar\omega_c \ll Ry$ ) erhält man für  $s$ -artige Exzitonen eine quadratische Abhängigkeit der Exzitonenergie vom Magnetfeld [Mac86]:

$$\Delta E_{dia} \propto \frac{B^2}{\mu} \langle r \rangle^2. \quad (1.54)$$

Hierbei entsprechen  $\langle r \rangle$  dem mittleren Abstand von Elektron und Loch und  $\mu$  der reduzierten Masse des Exzitons.

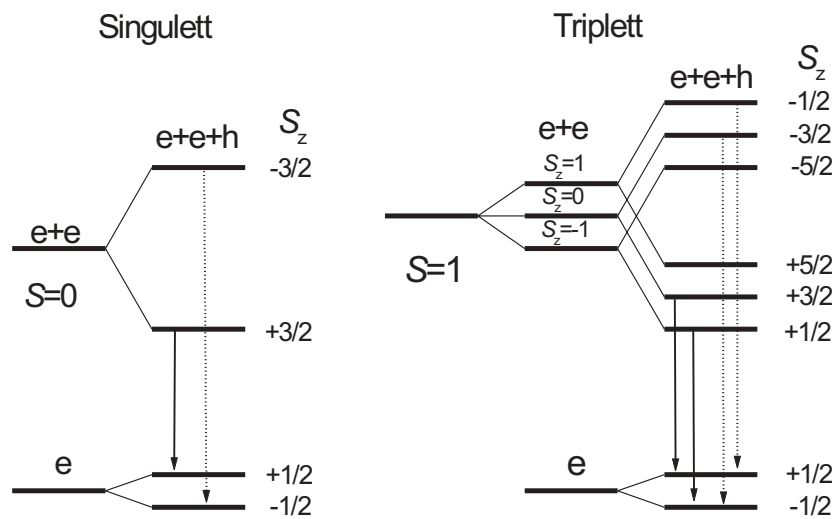
## 1.4.2 Geladene Exzitonen

Bereits 1958 wurde von LAMPERT in Analogie zu den bekannten Zuständen  $H^-$  und  $H_2^+$  des Wasserstoffs die mögliche Existenz von geladenen Exzitonen in Halbleitern postuliert [Lam58]. Die auch Trionen genannten geladenen Exzitonen entstehen durch die Bindung eines zusätzlichen Elektrons ( $X^-$ ) bzw. Lochs ( $X^+$ ) an ein Exziton. Die ersten experimentellen Nachweise von Trionen gelangen 1993 in CdTe- [Khe93] und 1995 in GaAs-basierten Quantentrögen [Fin95, Shi95].

In dieser Arbeit wurden negativ geladene Exzitonen untersucht. Die Bildung von negativ geladenen Exzitonen erfordert die Anwesenheit eines Elektronengases geringer Dichte ( $n_e \approx 10^9$  bis  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ). Im Quantentrog kann ein Elektronengas durch eine leichte Modulationsdotierung erzeugt werden. Die optische Anregung mit einer Laserenergie, die größer als die Barrierenenergie ist, kann ebenfalls zur Erzeugung eines Elektronengases niedriger Dichte im Quantentrog führen. Die wesentlichen Eigenschaften negativ geladener Exzitonen werden im Folgenden näher erläutert.

### Spinstruktur negativ geladener Exzitonen

Ein negativ geladenes Exziton besteht aus zwei Elektronen und einem Loch. Die Spins der beiden Elektronen koppeln zum Gesamtspin  $S$  mit der  $z$ -Komponente  $S_z$ . Analog zum geladenen Wasserstoffatom  $H^-$  können die möglichen Trionzustände nach der Symmetrie des Spinanteils der Wellenfunktion der Elektronen  $|S, S_z\rangle$  unterschieden werden. Im Singulett-Zustand koppeln die Spins der beiden Elektronen zum Gesamtspin  $S = 0$ . Der Spinanteil des Singulett-Zustandes  $|0, 0\rangle = (|+1/2, -1/2\rangle - |-1/2, +1/2\rangle)/\sqrt{2}$  ist antisymmetrisch. Der Spinanteil der drei Triplett-Zustände mit Gesamtspin  $S = 1$  und  $z$ -Komponente  $S_z = 0, \pm 1$  ( $|1, \pm 1\rangle = |\pm 1/2, \pm 1/2\rangle$  bzw.  $|1, 0\rangle = (|+1/2, -1/2\rangle + |-1/2, +1/2\rangle)/\sqrt{2}$ ) ist symmetrisch.



**Abbildung 1.12:** Schematische Darstellung der Spinstruktur negativ geladener Exzitonen in (Zn,Mn)Se. Der Grundzustand des geladenen Exzitons ist der Singulett-Zustand. Im Singulett-Zustand koppeln die Spins der beiden Elektronen zum Gesamtspin  $S = 0$ . Die ZEEMAN-Aufspaltung des Singulett-Trions wird daher allein durch die Aufspaltung des Lochs bestimmt. Im Triplet-Zustand koppeln die Spin der beiden Elektronen zum Gesamtspin  $S = 1$ . Nach der Rekombination des Trions bleibt ein Elektron im Leitungsband zurück. Die nach der Auswahlregel für den Gesamtspin erlaubten Übergänge sind mit durchgezogenen ( $\sigma^+$ ) und gestrichelten ( $\sigma^-$ ) Pfeilen dargestellt.

Bei  $B = 0$  ist der Grundzustand des geladenen Exzitons der Singulett-Zustand. Das Anlegen eines Magnetfeldes führt dazu, dass die Triplet-Zustände ebenfalls gebundene Zustände werden können, d.h. sie werden stabil gegenüber der Dissoziation in Elektron und Exziton. Im Grenzfall hoher Magnetfelder wird der Triplet-Zustand der Grundzustand des Systems. Symmetrieüberlegungen zeigen, dass der Triplet-Grundzustand nicht optisch aktiv ist bzw. über eine unendliche Lebensdauer gegenüber strahlender Rekombination verfügt [Woj00, Dzy00]. Er wird deshalb mit  $X_{dt}^-$  (*dark triplet*) bezeichnet. Exakte Auswahlregeln für den Fall hoher Magnetfelder, die die Translations- und Rotationsinvarianz des zweidimensionalen Systems berücksichtigen sind in [Dzy00] entwickelt. Die Translations- und Rotationsinvarianz kann jedoch durch Störstellen bzw. Mischung der verschiedenen LANDAU-Niveaus gebrochen werden, was dazu führt, dass der normalerweise optisch nicht aktive Triplet-Zustand  $T_{dt}$  in Lumineszenzspektren beobachtet werden kann [Woj00]. In numerischen Berechnungen der Bindungsenergie der Triplet-Zustände wurde gezeigt, dass neben dem Triplet-Grundzustand  $T_{dt}$  noch gebundene angeregte Triplet-Zustände existieren, die optisch aktiv sind und deshalb mit  $T_{bt}$  (*bright triplet*) bezeichnet werden [Woj00, Riv01]. Experimentelle Ergebnisse zur Magnetfeldabhängigkeit der Bindungsenergie und zur Feinstruktur geladener Exzitonen in CdTe-basierten Quantentrögen finden sich z.B. in [Ast04].

Die Aufspaltung der Trionzustände für (Zn,Mn)Se Quantentröge im Magnetfeld sind in Abb. 1.12 schematisch gezeigt. Im Quantentrog sind die Leichtlochzustände durch Verspannung und *confinement*-Effekte energetisch abgespalten und werden daher nicht dargestellt. Bei

$B = 0$  ist der energetisch niedrigste Zustand des negativ geladenen Exzitons der Singulett-Zustand. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Singulett-Trions wird allein durch die Aufspaltung des Schwerlochs bestimmt. Die Aufspaltung der Triplett-Zustände im Magnetfeld ist ebenfalls in Abb. 1.12 gezeigt. Die Aufspaltung von Valenz- und Leitungsbandzuständen sind in dieser Darstellung entsprechend der relativen Größe der  $p$ - $d$ - bzw.  $s$ - $d$ -Austauschwechselwirkung gewählt. Obwohl die Bindungsenergie des Triplets kleiner ist als die des Singulets, kann die große Leitungsbandaufspaltung in semimagnetischen Halbleitern dazu führen, dass der Triplett-Zustand des Trions schon in kleinen Magnetfeldern energetisch tiefer liegt, als der Singulett-Zustand.

Nach der Rekombination des Trions bleibt ein Elektron im Leitungsband zurück. Für optische Dipolübergänge der Trionen gelten die Auswahlregeln für den Gesamtspin  $S$  und für den Bahndrehimpuls  $L$  mit  $\Delta S = \pm 1$  bzw.  $\Delta L = 0$ . Die nach der Spinauswahlregel in FARADAY-Konfiguration erlaubten Übergänge sind in Abb. 1.12 als durchgezogene ( $\sigma^+$ -polarisiert) bzw. gestrichelte ( $\sigma^-$ -polarisiert) Pfeile dargestellt. Die Auswahlregel für den Bahndrehimpuls ist nicht berücksichtigt und führt wie oben bereits erwähnt dazu, dass der Grundzustand des Triplets optisch nicht aktiv ist. Durch Abweichungen von der idealen Gittersymmetrie und den Einbau von Störstellen wird diese Auswahlregel jedoch gelockert, weshalb der Grundzustand des Triplets vor allem in Lumineszenzspektren experimentell beobachtet werden kann [Ast04].

Die Photonenergie ist im Vergleich zum ungeladenen Exziton um die Bindungsenergie des zweiten Elektrons verringert. Aufgrund der Energie des Endzustandes<sup>5</sup> entspricht die Energieverschiebung des Trionübergangs im Magnetfeld, bis auf die eventuelle Magnetfeldabhängigkeit der Bindungsenergie, der Verschiebung des entsprechenden Exzitonübergangs.

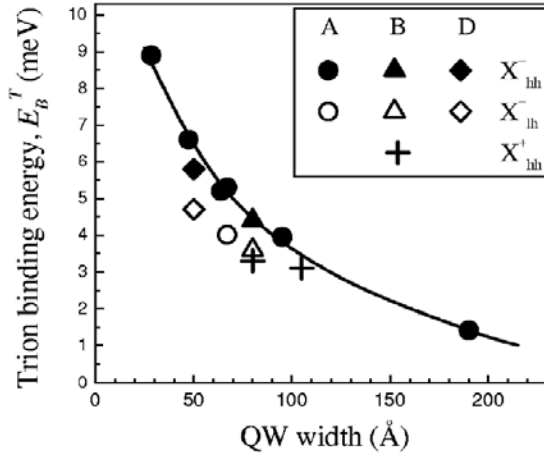
### Bindungsenergie und Oszillatorstärke negativ geladener Exzitonen

Die Bindungsenergie  $E_b^{X^-}$  des Trions ist definiert als die Energie, die nötig ist, um ein isoliertes Trion in ein freies Exziton und ein freies Elektron zu trennen. Im Grenzfall eines stark verdünnten Elektronengases ( $n_e \rightarrow 0$ ) entspricht diese Energie der Energiedifferenz des Exziton- und Trionübergangs  $E_X - E_{X^-}$ . Mit steigender Elektronendichte wird experimentell ein linearer Anstieg von  $E_X - E_{X^-}$  mit der FERMI-Energie beobachtet [Ast02b]:

$$E_X - E_{X^-} = E_b^{X^-} + E_F. \quad (1.55)$$

In einem einfachen Modell kann dieser Anstieg dadurch erklärt werden, dass das zurückbleibende Elektron nach der Rekombination des Trions einen unbesetzten Zustand oberhalb des FERMI-Niveaus einnehmen muss. Die Energie des Trionübergangs ist um die kinetische Energie des zurückbleibenden Elektrons vermindert. Der Anstieg von  $E_X - E_{X^-}$  mit der FERMI-Energie kann auch durch eine Mischung von Exziton- und Trionzuständen erklärt werden, die aus der Wechselwirkung von Exziton und Trion mit dem Elektronengas resultiert [Sur01]. Abbildung 1.13 zeigt experimentelle Werte der Bindungsenergie des Singulett-Trions für ZnSe Quantentröge mit verschiedenen Barrierenmaterialien in Abhängigkeit der Breite. Eine Reduzierung der Dimensionalität erhöht, wie bereits für Exzitonen beschrieben wurde, die Bindungsenergie des geladenen Exzitons. Das zweite Elektron ist wegen der COULOMB-Abstoßung der beiden Elektronen weniger stark gebunden. Mit der Bindungsenergie des Trions kann der BOHR-Radius des

<sup>5</sup>Nach der Rekombination des Trions bleibt ein Elektron im Leitungsband zurück.



**Abbildung 1.13:** Bindungsenergie von geladenen Exzitonen in Abhängigkeit der Quantentrogbreite für  $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.82}\text{Be}_{0.08}\text{Mg}_{0.10}\text{Se}$  (A),  $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.89}\text{Mg}_{0.11}\text{S}_{0.11}\text{Se}$  (B) und  $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.96}\text{Be}_{0.04}\text{Se}$  (D) bei  $B = 0$  und  $T = 1.6$  K. Quelle: [Ast02b].

Trions abgeschätzt werden. In einem 100 Å breiten Trog beträgt die Bindungsenergie des Trions ungefähr 4.5 meV. Dies entspricht einem BOHR-Radius von  $a_0^{X^-} \approx 200$  Å, im Vergleich zum Exziton BOHR-Radius von  $a_0 \approx 40$  Å.

Das Verhältnis der Oszillatorstärken von Trion und Exziton in Reflexionsmessungen bei  $B = 0$  ist direkt proportional zur Elektronendichte im Trog [Ast02a]:

$$\frac{\Gamma_0^{X^-}}{\Gamma_0^X} = \gamma n_e. \quad (1.56)$$

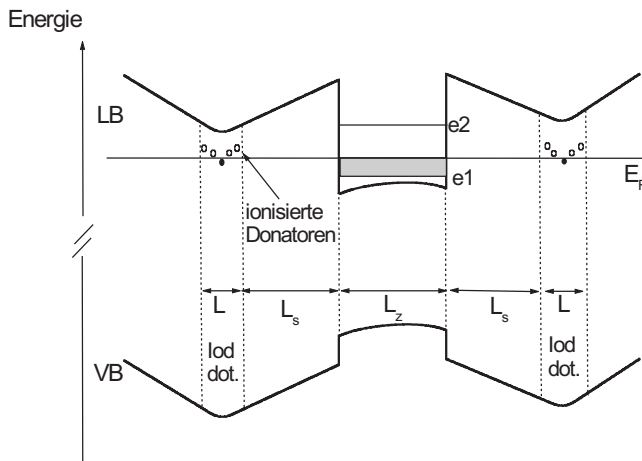
Die Konstante  $\gamma$  hängt von der Bindungsenergie des zweiten Elektrons und somit von den Parametern des Quantentrog ab. Das Verhältnis der Oszillatorstärke von Exziton und Trion wurde in dieser Arbeit zur Bestimmung der Elektronendichte verwendet. Im Magnetfeld führt die Spinpolarisation des Elektronengases durch die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes zu einer entsprechenden Änderung von  $\Gamma_0^{X^-}/\Gamma_0^X$  in  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ -Polarisation. Für das Verhältnis der Intensitäten der Lumineszenzsignale in Abhängigkeit der ZEEMAN-Aufspaltung der Elektronen  $\Delta_e$  gilt nach [Kön00a]:

$$\frac{I_{X^-}}{I_X} = n_e \frac{\pi \hbar^2 m_{X^-}^*}{\cosh^2\left(\frac{\Delta_e}{k_B T_e}\right) k_B T_e m_e^* m_X^*} \exp\left(\frac{E_b^{X^-}}{k_B T_e}\right). \quad (1.57)$$

$m_X^* = m_e^* + m_h^*$  ist hierbei die effektive Masse des Exzitons und  $m_{X^-}^* = 2m_e^* + m_h^*$  die effektive Masse des Trions. Zur Gültigkeit von Gleichung 1.57 muss vorausgesetzt werden, dass sich Exziton, Trion und Elektronengas im thermischen Gleichgewicht befinden und dass die Lebensdauer des geladenen Exzitons gegenüber strahlender Rekombination viel größer ist als seine Bildungs- und Dissoziationszeit aus bzw. in Elektron und Exziton.

## 1.5 Vielteilcheneffekte in stark modulationsdotierten Quantentrögen

Modulationsdotierte Quantentröge stellen eine sehr gute Möglichkeit zur Untersuchung zweidimensionaler Ladungsträgergase dar. Der wichtigste Unterschied zu Quantentrögen, die direkt



**Abbildung 1.14:** Schematische Darstellung eines symmetrisch modulationsdotierten Quantentrog. Die Dotierung erfolgt in einem Bereich  $L_\delta$  im Abstand  $L_s$  vom Quantentrog. Die Bandverbiegung resultiert aus dem elektrischen Feld, das durch den Ladungstransfer in den Trog entsteht.

in der Trogsschicht dotiert sind, besteht die räumlichen Trennung der Ladungsträger von den Donatoren. Die durch den Einbau der Donatoren entstehenden Störstellenpotenziale befinden sich außerhalb des Quantentrog und es kann somit eine sehr hohe Beweglichkeit der Ladungsträger im Quantentrog erreicht werden. Abbildung 1.14 zeigt schematisch den Bandverlauf eines symmetrisch n-dotierten Quantentrog. Die Dotierung erfolgt in einem dünnen Bereich der Barriere mit der Breite  $L_\delta$  im Abstand  $L_s$  vom Quantentrog. Die FERMI-Energie  $E_F$  ist in Wachstumsrichtung konstant, was zu einer Ionisation der Donatoren und zum Transfer der Donatorelektronen in den nieder energetischeren Quantentrog führt. Durch die Trennung der Elektronen von den positiv geladenen Donatorrümpfen entsteht ein elektrisches Feld in Wachstumsrichtung. Das auf die Ladungsträger wirkende Gesamtpotenzial wird im Rahmen der Dichtefunktionaltheorie durch das KOHN-SHAM-Potenzial beschrieben [Koh65, SR89]:

$$V_{KS}(z) = V_c(z) + V_H(z) + V_{xc}(z). \quad (1.58)$$

Der erste Term entspricht dem Bandoffset zwischen Barriere und Trog. Das HARTREE-Potenzial  $V_H$  berücksichtigt das elektrische Feld durch den Ladungstransfer in den Quantentrog. Da es von der Elektronendichte im Trog abhängt, muss es selbstkonsistent bestimmt werden und führt zur näherungsweise parabolischen Bandverbiegung im Quantentrog:

$$V_H(z) \sim \frac{2\pi N_e e^2}{\epsilon_0 L_z} z^2, \quad \text{für} \quad -\frac{L_z}{2} \leq z \leq \frac{L_z}{2}. \quad (1.59)$$

Der letzte Term  $V_{xc}$  enthält die Vielteilcheneffekte, wie Korrelationseffekte und Korrekturen durch die Austauschwechselwirkung der Elektronen. Diese Effekte werden im nächsten Abschnitt näher erläutert.

### 1.5.1 Korrelationseffekte und Austauschwechselwirkung

Zur korrekten Beschreibung zweidimensionaler Elektronengase (2DEG) höherer Dichte ( $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) ist die Berücksichtigung von Vielteilcheneffekten erforderlich. Hierzu müssen zunächst die HARTREE-Lösungen bestimmt werden. Die Vielteilcheneffekte durch die Austauschwechselwirkung und die Korrelation der Elektronen untereinander, werden anschließend durch die Selbstenergiekorrekturen der Elektronen berücksichtigt und führen zur so genannten



*band gap renormalization*. Die SCHRÖDINGER-Gleichung für Elektronen bzw. Löcher nimmt die folgende Form an [SR89]:

$$\left[ -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_{e,h}^*} + \frac{E_0}{2} + V_c(z) + V_H(z) \right] \Psi(\mathbf{r}, z) + \int d^2 r' dz' \Sigma(\mathbf{r} - \mathbf{r}', z, z', E) \Psi(\mathbf{r}', z') = E \Psi(\mathbf{r}, z) \quad (1.60)$$

Hierbei entspricht  $\mathbf{r}$  den Koordinaten in der Quantentrogenebene und  $\Sigma$  dem Selbstenergieoperator der Elektronen. In der so genannten *random phase approximation* (RPA) kann die Selbstenergie aufgeteilt werden in den *screened exchange*  $\Sigma_{sx}$  und den *COULOMB-hole* Term  $\Sigma_{Ch}$  [SR89]:

$$\Sigma = \Sigma_{sx} + \Sigma_{Ch} \quad (1.61)$$

mit

$$\Sigma_{sx} = - \sum_{\mathbf{k}'} I_s(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \epsilon_k - \epsilon_{k'}) f(k') \quad \text{und} \quad (1.62)$$

$$\Sigma_{Ch} = - \sum_{\mathbf{k}'} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\pi} \frac{I_s(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega) g(-\omega)}{\epsilon_k - \epsilon_{k'} - \hbar\omega + i\delta}, \quad (1.63)$$

wobei  $\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / (2m_{e,h}^*) + const.$  die HARTREE-Energien,  $f(k) = 1 / (\exp((\epsilon_k - \mu) / k_B T) + 1)$  die FERMI-Verteilung mit dem chemischen Potenzial  $\mu$  und  $g(\omega) = 1 / (\exp(\hbar\omega / k_B T) - 1)$  die BOSE-Verteilung ist. Die Koeffizienten

$$I_s(q, \omega) = I(q) \frac{\epsilon_0}{\epsilon(q, \omega)} \quad (1.64)$$

entsprechen der abgeschirmten COULOMB-Wechselwirkung, wobei  $I(q) = (2\pi e^2) / (\epsilon_0 q)$  die Koeffizienten der FOURIER-Transformation der zweidimensionalen COULOMB-Wechselwirkung sind. Die dielektrische Funktion  $\epsilon(q, \omega)$  wird in der RPA durch die LINDHARD-Formel

$$\epsilon(q, \omega) = \epsilon_0 \left( 1 - 2I(q) \sum_{\mathbf{k}} \frac{f(k) + f(\mathbf{k} + \mathbf{q})}{\hbar\omega + i\delta + \epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}} \right) \quad (1.65)$$

beschrieben.

Die Energiekorrekturen  $\Sigma_{sx}$  und  $\Sigma_{Ch}$  sind beide negativ und verringern somit die Gesamtenergie der Elektronen. Diese Verkleinerung der Bandlücke mit zunehmender Elektronendichte wird als *band gap renormalization* bezeichnet. Die abgeschirmte Austauschwechselwirkung  $\Sigma_{sx}$  entspricht der Energie, die Elektronen mit gleichem Spin gewinnen, indem sie sich nicht am gleichen Ort aufhalten. Der COULOMB-hole Term  $\Sigma_{Ch}$  entspricht der Energie, die ein Elektron durch die Polarisation seiner Umgebung gewinnt. Die Renormalisierung angeregter Quantentrogsubbänder aufgrund von Ladungsträgern in nieder energetischen Subbändern ist nur sehr klein. Bei den Valenzbandzuständen müssen in n-dotierten Quantentrögen nur Korrelationseffekte (COULOMB-hole Term) berücksichtigt werden.

### 1.5.2 Oszillatorstärke und Bindungsenergie von Exzitonen

Eine hohe Dotierung führt zur Abschwächung der exzitonischen Effekte in den optischen Spektren von Volumenhalbleitern. Die Unterdrückung der exzitonischen Effekte ist auf zwei unterschiedliche Auswirkungen der Anwesenheit des Elektronengases zurückzuführen. Zum einen wird die COULOMB-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch durch die Elektronen des 2DEGs abgeschirmt, was zu einer Verkleinerung der Exzitonbindungsenergie führt. Zum anderen führt das PAULI-Verbot dazu, dass die durch das 2DEG besetzten Zustände nicht zum Aufbau der Wellenfunktion des Exzitons genutzt werden können. Letzteres wird in der Literatur als *phase space filling* bezeichnet. In zweidimensionalen Systemen ist eine Unterdrückung der Exzitonformation durch die vollständige Abschirmung der COULOMB-Wechselwirkung nicht möglich [Bru84]. Die Bindungsenergie von Exzitonen wird für hohe Elektronkonzentrationen unabhängig von der Elektronenkonzentration und bleibt konstant. KLEINMAN untersuchte theoretisch die Auswirkungen der gebundenen Elektron-Loch-Paare auf die optischen Spektren [Kle85]. Es konnte gezeigt werden, dass in Absorption eine resonante Erzeugung der gebundenen Exzitonen möglich ist. Falls die Bindungsenergie  $E_b$  größer als die FERMI-Energie  $E_F$  des 2DEGs ist, sind die Exzitonen stabil und auch in Emission beobachtbar. Im Fall  $E_F > E_b$  erfolgt eine Dissoziation der Exzitonen in ebene Wellen.

Für die Unterdrückung des Exzitons ist hauptsächlich das *phase space filling* verantwortlich. Für kleine Elektronkonzentrationen  $n_e a_0^2 \ll 1$  gilt für die optische Suszeptibilität [SR85]:

$$\chi = \frac{2e^2 |r_{cv}|^2}{L_z} \sum_n \frac{f_n}{E_n - \hbar\omega - i\delta}. \quad (1.66)$$

Hierbei entspricht  $E_n$  den renormalisierten Exzitonenergien und  $f_n$  den renormalisierten Oszillatorstärken. Unter der Voraussetzung, dass für die Unterdrückung der exzitonischen Zustände hauptsächlich das *phase space filling* verantwortlich ist und die Effekte aufgrund der Abschirmung der COULOMB-Wechselwirkung vernachlässigt werden können, erhält man für die relative Abnahme der Oszillatorstärke des 1s-Exzitons mit der Elektronendichte  $n_e$  [SR85]:

$$\frac{\delta f_{1s}}{f_{1s}^0} = \frac{n_e}{n_c^{psf}}. \quad (1.67)$$

$f_{1s}^0$  entspricht hier der Oszillatorstärke bei  $n_e = 0$ . Für die kritische Elektronendichte  $n_c^{psf}$  gilt:

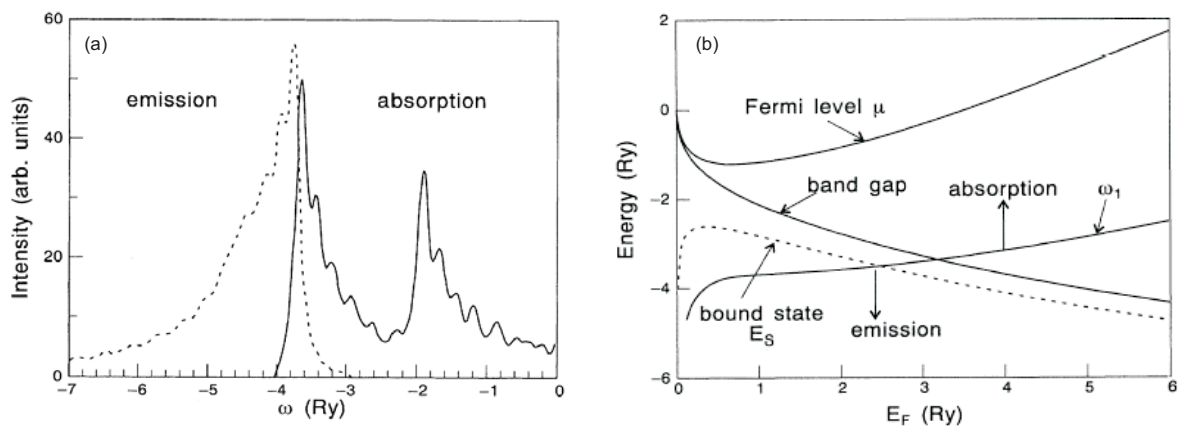
$$\frac{1}{n_c^{psf}} = \pi a_0^2 \quad \text{für } kT \ll E_B \quad \text{bzw.} \quad (1.68)$$

$$\frac{1}{n_c^{psf}} = \pi a_0^2 \frac{m}{m_e} \frac{E_b}{kT} \quad \text{für } kT \gg E_B. \quad (1.69)$$

Anschaulich kann dies wie folgt interpretiert werden: Eine Erzeugung eines Exzitons ist nur möglich, wenn sich im Bereich des Exzitons keine zusätzlichen Elektronen aufhalten. Ein Maß für die Elektronendichte ist der mittlere Abstand zweier Elektronen  $r_s = \frac{1}{a_0} \sqrt{\frac{1}{\pi n_e}}$  in Einheiten des BOHR-Radius des Exzitons. Die kritische Elektronendichte  $n_c^{psf}$  entspricht einem mittleren Abstand der Elektronen von  $r_s = 1$ .

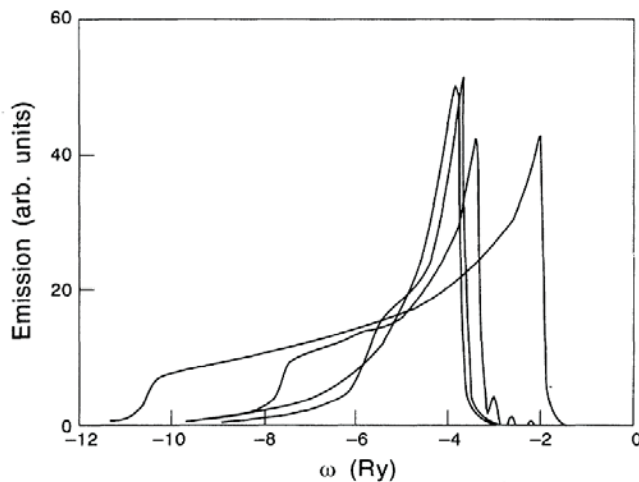
### 1.5.3 Linienform optischer Spektren

HAWRYLAK berechnete die Änderung der Linienform und der energetischen Lage der Übergänge von Absorptions- und Emissionsspektren als Funktion der Dichte des Elektronengases [Haw91]. Bei der Berechnung wurde die Abschirmung durch das Elektronengas, die *band gap renormalization* und die dynamische Antwort des FERMI-Sees bei der Erzeugung bzw. Vernichtung des lokalisierten Valenzbandlochs berücksichtigt. Die Änderung der Matrixelemente der Dipolübergänge mit der Änderung der Elektronendichte wurde ebenfalls berücksichtigt. Alle Energien sind im Folgenden in Einheiten der dreidimensionalen Exzitonbindungsenergie Rydberg (Ry) angegeben und werden relativ zur Bandlücke des undotierten Halbleiters gemessen.



**Abbildung 1.15:** (a) Absorptions- und Emissionsspektrum eines zweidimensionalen Elektronengases mit einer FERMI-Energie von  $E_F = 1$  Ry. Die Absorption setzt bei der Absorptionskante  $\omega_1$  ein. Übergänge bei dieser Energie entsprechen Übergängen zwischen lokalisierten Löchern und Elektronen oberhalb der FERMI-Kante. Die zweite höher energetische Linie im Absorptionsspektrum bei der Energie  $\omega_2$  ist auf die Erzeugung eines gebundenen Exzitons ( $E_s$ ) zurückzuführen. (b) Energie der renormalisierten Bandlücke, der FERMI-Energie  $\mu$  und des nieder energetischsten gebundenen Exzitonzustands  $E_s$ . Zum Vergleich ist die Lage der Absorptions- bzw. Emissionskante  $\omega_1$  dargestellt. Quelle: [Haw91].

Abbildung 1.15a zeigt die Form des Absorptions- bzw. Emissionsspektrums für eine Elektronenkonzentration, die einer FERMI-Energie von einem Rydberg entspricht. Die Oszillationen sind auf die numerische Diskretisierung der Energieniveaus zurückzuführen und haben keinen physikalischen Hintergrund. Die Absorptionskante  $\omega_1$  befindet sich in der Nähe von ungefähr 4 Ry. Die energetische Position der Absorptionskante entspricht also ungefähr der energetischen Lage des zweidimensionalen Exzitons. Die Linie ist jedoch nicht auf die Absorption eines gebundenen Exzitons zurückzuführen, sondern entspricht der energetischen Lage des Übergangs eines Valenzbandelektrons in freie Zustände oberhalb des FERMI-Niveaus unter Berücksichtigung aller Vielteilchenkorrekturen. Der zweite höher energetische peak  $\omega_2$  im Absorptionsspektrum ist auf die Absorption des am stärksten gebundenen Exzitons zurückzuführen. Die Absorptionskanten  $\omega_1$  und  $\omega_2$  sind jeweils zu höheren Energien asymmetrisch verbreitert. Die Emission erfolgt von der nieder energetischen Absorptionskante  $\omega_1$  zu niedrigeren Energien und ist eben-



**Abbildung 1.16:** Emissionsspektren eines 2DEG verschiedener Dichte ( $E_F = 1, 2, 4, 8$  Ry). Die Lage der Emissionskante  $\omega_1$  bleibt für alle Konzentrationen in der Nähe der 2D-Exzitonbindungsenergie von 4 Ry. Bei hohen Dichten bildet sich eine zweite nieder energetische Flanke  $\omega_3$  im PL-Spektrum aus. Die Breite  $\omega_1 - \omega_3$  entspricht ungefähr der FERMI-Energie. Quelle: [Haw91].

falls asymmetrisch verbreitert. Abbildung 1.15b zeigt die Lage der durch die Vielteilcheneffekte renormalisierten Bandlücke, des FERMI-Niveaus  $\mu$  und der Energie des gebundenen Zustands  $E_s$  im Vergleich zur Energie des optischen Übergangs  $\omega_1$  in Abhängigkeit der Elektronenkonzentration. Die Energie des gebundenen Exzitonzustands  $E_s$  hat bei  $n_e = 0$  den Wert von  $-4$  Ry. Eine steigende Elektronendichte führt zu einer starken Abnahme der Bindungsenergie. Für hohe Konzentrationen bleibt die Bindungsenergie konstant und der gebundene Zustand verschiebt parallel zur Bandlücke. Die Berücksichtigung der Selbstenergie der Valenzbandes führt jedoch dazu, dass in Emissions- und Absorptionsspektren, die Energie eines Übergangs zwischen Elektronen am FERMI-Niveau und dem lokalisierten Loch ( $\omega_1$ ) für alle Elektronenkonzentrationen in der Nähe der zweidimensionalen Exzitonbindungsenergie von  $-4$  Ry bleibt.

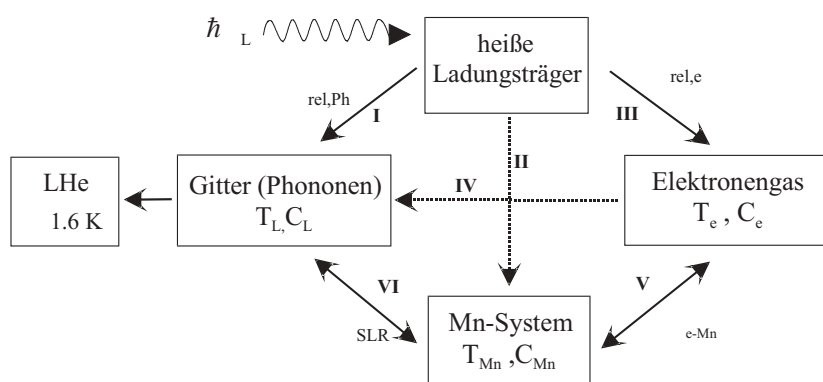
Abbildung 1.16 zeigt die Änderung der Linienform des Emissionsspektrums mit zunehmender Dichte. Die Lumineszenzspektren entsprechen FERMI-Energien von  $E_F = 1, 2, 4, 8$  Ry. Die zunehmende Elektronendichte führt zu einer Verbreiterung der nieder energetischen Flanke des Lumineszenzsignals. Im Fall hoher Elektronendichten ist im PL Spektrum eine nieder energetische Kante zu beobachten, die der Leitungsbandkante entspricht. Die Breite des Lumineszenzsignals entspricht ungefähr der FERMI-Energie. Die starke Intensitätsüberhöhung am FERMI-Niveau wird in der Literatur als *FERMI-edge singularity* bezeichnet. Das Auftreten einer logarithmischen Singularität am FERMI-Niveau in Absorptionsspektren wurde erstmals von MAHAN vorausgesagt [Mah67]. Für das Auftreten der Singularität ist die COULOMB-Wechselwirkung zwischen Elektronzuständen am FERMI-Niveau und dem Valenzbandloch verantwortlich (MAHAN-Exziton). Die Annahme einer endlichen Masse für das Valenzbandloch führt zu einer Verschmierung der Singularität.

## 1.6 Energierelaxation in semimagnetischen Halbleitern

Die Anwesenheit von Ladungsträgern mit zusätzlicher kinetischer Energie, wie z.B. bei Transport- oder optischen Experimenten, hat starke Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften von semimagnetischen Schichten. Die zusätzliche kinetische Energie der Elektronen kann durch eine Spinflip-Streuung teilweise an die magnetischen Ionen abgegeben werden, was zu einer Verringerung der Magnetisierung und somit zum Verlust der riesigen ZEEMAN-

Aufspaltung führt. Optische Experimente stellen eine ideale Möglichkeit zur Untersuchung der beteiligten Phänomene dar. Ein quantitatives Modell zur Beschreibung dieses Energietransfers wurde von KÖNIG et al. entwickelt [Kön00a, Kön00b] und wird in diesem Kapitel erläutert.

Das Modell geht davon aus, dass ein semimagnetischer Halbleiter in verschiedene Subsysteme aufgeteilt werden kann, die jeweils durch ihre Temperatur und ihre Wärmekapazität gekennzeichnet werden können. Diese in Abb. 1.17 schematisch dargestellten Subsysteme sind miteinander gekoppelt und können Energie austauschen. Die Stärke der jeweiligen Kopplung kann mit einer Energierelaxationszeit  $\tau_i$  angegeben werden. Die Relaxationszeiten  $\tau_i$  bestimmen die sich im stationären Zustand einstellenden Gleichgewichtstemperaturen der einzelnen Subsysteme. Insbesondere im Fall einer langen Spin-Gitter-Relaxationszeit  $\tau_{SLR}$  ist es möglich, dass die Temperatur des Mn-Systems deutlich gegenüber der Gittertemperatur erhöht ist, was im Folgenden als *Überheizung* des Mn-Systems bezeichnet wird.



**Abbildung 1.17:** Schematische Darstellung der verschiedenen Energiereservoirs in einem semimagnetischen Halbleiter mit Elektronengas. Die Systeme können durch ihre Temperatur  $T_i$  und ihre Wärmekapazität  $C_x$  charakterisiert werden. Durch Licht der Energie  $\hbar\omega_L$  werden in der Probe heiße Ladungsträger erzeugt. Die zugeführte Energie kann über die verschiedenen Kanäle an das Wärmebad (LHe) abgeführt werden. Als Maß für die Kopplungsstärken der einzelnen Reservoirs dienen die Energierelaxationszeiten  $\tau_i$  (Vgl. [Kön00a, Kön00b]).

Durch Laserbeleuchtung werden in der Probe heiße Ladungsträger erzeugt. Die Ladungsträger haben abhängig von der Laserenergie  $\hbar\omega_L$  eine hohe Überschussenergie zur Leitungs- und Valenzbandkante. Diese Überschussenergie wird über verschiedene Pfade ans Gitter und anschließend an das Heliumbad abgegeben. Ein Teil der Energie wird durch Emission von optischen und akustischen Phononen direkt an das Gitter abgegeben (I). Typische Relaxationszeiten für diese Prozesse liegen im Bereich weniger Picosekunden. Eine merkliche Temperaturerhöhung des Gitters ist bei moderaten Anregungsdichten wegen der hohen Wärmekapazität des Gitters und der guten Kopplung an das Heliumbad nicht zu erwarten.

In semimagnetischen Halbleitern haben die heißen Ladungsträger zusätzlich die Möglichkeit durch eine Spinflip-Streuung einen Teil ihrer Energie an die Mn-Ionen abzugeben (II). Ein direkter Nachweis dieser Wechselwirkung gelang z.B. in Experimenten zur photoinduzierten Magnetisierung [Kre85, Kre89, Aws87]. Die direkte Wechselwirkung der Photoladungsträger mit den Mn-Ionen wird in Kapitel 3.1 im Detail untersucht.

Bei der Anwesenheit eines Elektronengases, wie etwa bei modulationsdotierten Proben, haben die heißen Photoladungsträger des Weiteren die Möglichkeit einen Teil ihrer Energie an das Elektronengas abzugeben (III). Dieser Kanal wird umso effektiver, je höher die Elektronendichte ist. In GaAs wurde beispielsweise festgestellt, dass ab einer Konzentration von  $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  dieser Kanal sogar effektiver ist als die Energielaxation zum Gitter [Ulb78].

Das Elektronengas selbst kann ebenfalls Energie ans Gitter abgeben (IV). Die Effizienz dieser Kopplung bestimmt maßgeblich die Größe der sich unter Laseranregung einstellenden Gleichgewichtstemperatur des Elektronengases. Des Weiteren ist das Elektronengas an die Mn-Ionen gekoppelt (V). Die Kopplung erfolgt hier über den gleichen Spinflip-Streuprozess wie bei den Photoladungsträgern. Die charakteristische Zeit für den Energieaustausch zwischen einem Elektronengas und dem Mn-System  $\tau_{e\text{-Mn}}$  wird im nächsten Kapitel diskutiert.

Der Energieaustausch zwischen Mn-Ionen und dem Phononensystem (VI) erfolgt über die Spin-Gitter-Relaxation (siehe Kap. 1.2.4). Er spielt für eine mögliche Überheizung des Mn-Systems eine wichtige Rolle, da durch diesen Mechanismus der Kontakt zum Wärmebad hergestellt wird.

### 1.6.1 Energietransfer zwischen Elektronengas und Mangansystem

Der Energietransfer zwischen Leitungsbandelektronen und dem Mn-System findet durch eine Spinflip-Streuung der Elektronen an den Mn-Ionen statt. Das dem Prozess zu Grunde liegende Streupotenzial ist die *s-d*-Austauschwechselwirkung (siehe Kap. 1.2.5). Die Effektivität dieser Streuung hängt im Wesentlichen von den Nebendiagonalelementen des in Gleichung 1.21 angegebenen HAMILTON-Operators ab. Bei der Spinflip-Streuung bleibt der Gesamtspin erhalten. Es handelt sich bei der Streuung um einen *flip-flop* Prozess der Form:

$$|m, M\rangle \longrightarrow |m \pm 1, M \mp 1\rangle. \quad (1.70)$$

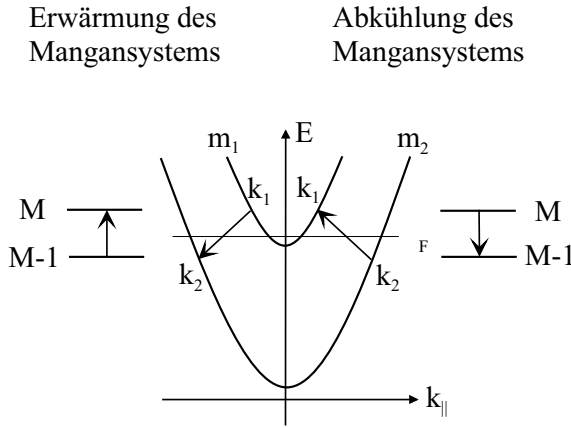
Hierbei ist  $m$  die  $z$ -Komponente des Spins der Leitungsbandelektronen.  $M$  entspricht der  $z$ -Komponente des Gesamtspins eines Mn-Ions im  ${}^6A$ -Grundzustand (siehe Kap. 1.2.1) und kann Werte von  $M = -5/2$  bis  $M = +5/2$  annehmen. Abbildung 1.18 zeigt schematisch welche Streuprozesse zu einer *Erwärmung* bzw. *Abkühlung* des Mn-Systems führen. Die diskreten Zustände der Mn-3d-Schale sind hier mit  $|M\rangle$  bzw.  $|M - 1\rangle$  dargestellt. Die Streurrate für Spinflip-Prozesse von isolierten Mn-Spins und Elektronen eines zweidimensionalen Elektronengas kann nach [Tya97] angegeben werden mit:

$$\frac{1}{\tau_{e\text{-Mn}}} = \frac{15\pi}{2\hbar} \alpha^2 \left( \frac{D}{L_z} \right)^2 \frac{k_B T_e}{\exp(-E_F/k_B T_e) + 1}. \quad (1.71)$$

Hierbei sind  $E_F$  die FERMI-Energie,  $D = m^*/(\pi\hbar^2)$  die zweidimensionale Zustandsdichte,  $L_z$  die Quantentrogbreite,  $\alpha$  die Austauschkonstante des Leitungsbandes und  $T_e$  die Elektronentemperatur.

### 1.6.2 Spintemperatur des Mangansystems im stationären Fall

Allgemein lässt sich der Energieaustausch zwischen Elektronengas, Mn-System und Gitter durch ein System von drei Gleichungen beschreiben [Kön00a, Kön00b]:



**Abbildung 1.18:** Schematische Darstellung der Leitungsbanddispersion der im Magnetfeld aufgespaltenen Subbänder mit Spin  $m_1$  und  $m_2$ . Zusätzlich eingezeichnet sind die diskreten Energieniveaus der  $d$ -Schale eines Mn-Ions im Magnetfeld. Die Pfeile symbolisieren die Spinflip-Streuprozesse der Leitungsbandelektronen an den lokalisierten Mn-Elektronen, die zu einer Erwärmung (linke Hälfte) oder Abkühlung (rechte Hälfte) des Mangansystems führen. Quelle: KÖNIG [Kön00a].

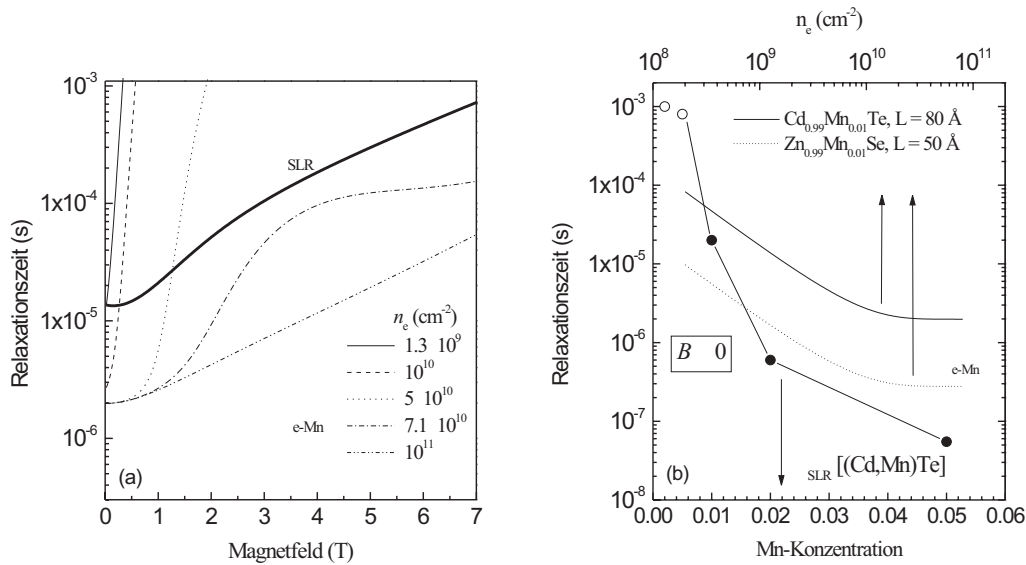
$$\frac{dE_{Mn}}{dt} = -\frac{C_{Mn}}{\xi\tau_{Mn-e}} (\xi(\Delta\beta_{Mn} - \Delta\beta_e) + \Delta E_F\beta_L) - C_{Mn}\frac{\Delta\beta_{Mn}}{\tau_{Mn-L}} \quad (1.72)$$

$$\frac{dE_e}{dt} = \frac{C_e}{\xi\tau_{e-Mn}} (\xi(\Delta\beta_{Mn} - \Delta\beta_e) + \Delta E_F\beta_L) - C_e\frac{\Delta\beta_e}{\tau_{e-L}} + G_e \quad (1.73)$$

$$\frac{d\Delta E_F}{dt} = -\left(\frac{\partial E_{F,+1/2}}{\partial n_{+1/2}} + \frac{\partial E_{F,-1/2}}{\partial n_{-1/2}}\right) \quad (1.74)$$

$$\times \left(\frac{N_{Mn}}{\tau_{Mn-e}} (\xi(\Delta\beta_{Mn} - \Delta\beta_e) + \Delta E_F\beta_e) + G_s\right) - \frac{\Delta E_F}{\tau_S} \quad (1.75)$$

Hierbei sind  $\beta_L = (k_B T_L)^{-1}$  die invertierte Gittertemperatur und  $\Delta\beta_e = (\beta_e - \beta_L)$  bzw.  $\Delta\beta_{Mn} = (\beta_{Mn} - \beta_L)$  die Abweichungen der invertierten Elektron- bzw. Mn-Temperaturen von  $\beta_L$ .  $\xi = g_{Mn}\mu_B B$  entspricht dem Energieunterschied zweier Niveaus des Mn-Ions mit Spin  $M$  und  $M - 1$ .  $C_{Mn} = \partial E_{Mn}/\partial\beta_{Mn} \approx -35\xi^2 N_{Mn}/12 < 0$  und  $C_e = \partial E_e/\partial\beta_e < 0$  bezeichnen die Wärmekapazitäten des Mn-Systems bzw. des Elektronengases bezüglich ihrer invertierten Temperaturen.  $N_{Mn}$  bzw.  $n_{\pm 1/2}$  stehen für die Konzentration der Mn-Ionen bzw. die Konzentration der Elektronen mit Spin  $\pm 1/2$ .  $\tau_{e-Mn} = \tau_{Mn-e} C_e / C_{Mn}$ ,  $\tau_{Mn-L}$  und  $\tau_{e-L}$  sind die charakteristischen Zeiten mit denen sich die Temperaturen der einzelnen Subsysteme einander angleichen. Mit  $\tau_S$  werden alle nichtmagnetischen Spinrelaxationsmechanismen, wie der BIR-ARANOV-PIKUS, der ELLIOTT-YAFFET und der DYAKONOV-PEREL Mechanismus berücksichtigt. Einen guten Überblick über diese Relaxationsmechanismen gibt [Fab99].  $G_e$  beschreibt den Energiefluss aus externen Quellen ins Elektronengas. In den optischen Experimenten resultiert  $G_e$  aus der Erzeugung heißer Photoladungsträger.  $G_s$  entspricht dem Fluss des aus externen Quellen zugeführten Spins. In den optischen Experimenten kann  $G_s$  durch die Anregung mit polarisiertem Licht verändert werden.  $\partial E_{F,\pm 1/2}/\partial n_{\pm 1/2}$  sind die Geschwindigkeiten mit denen sich das FERMI-Niveau mit der Elektronendichte im jeweiligen Subband ändert. Diese Geschwindigkeit kann für Elektronen der jeweiligen Subbänder unterschiedlich sein, falls die ZEEMAN-Aufspaltung zwischen den beiden Subbändern ausreichend groß ist.



**Abbildung 1.19:** (a) Für verschiedene Elektronendichten berechnete Elektron-Mn-Relaxationszeit  $\tau_{e-Mn}$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld für einen  $\text{Cd}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$  Quantentrog. Zum Vergleich ist die aus experimentellen Daten berechnete Spin-Gitter-Relaxationszeit  $\tau_{SLR}$  dargestellt. Die zur Berechnung verwendeten Daten stammen aus [Str92]. (b) Linien: Für  $B \rightarrow 0$  berechnete Werte von  $\tau_{e-Mn}$  in Abhängigkeit der Elektronendichte. Symbole: Experimentelle Werte von  $\tau_{SLR}$  für  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  Schichten mit unterschiedlichem Mn-Gehalt  $x$  bei  $B = 0$ . Die Daten stammen aus [Sca96] (offene Symbole) und [Str92] (gefüllte Symbole). Quelle: [Kön00a].

Bei schwach dotierten Quantentrögen, wenn die Anzahl der Photoladungsträger gegenüber der Anzahl der Elektronen des Elektronengases nicht mehr vernachlässigbar ist, muss zusätzlich die Variation der Elektronendichte mit der Anregungsdichte berücksichtigt werden.

Für kleine Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht ( $T_e \approx T_{Mn} \approx T_L$ ) und unter der Voraussetzung, dass die FERMI-Energie für Elektronen mit Spin  $m = \pm 1/2$  gleich ist, erhält man:

$$\frac{\tau_{SLR}}{\tau_{e-Mn}} (\beta_e - \beta_{Mn}) = \beta_{Mn} - \beta_L. \quad (1.76)$$

Im Fall  $\tau_{SLR} \gg \tau_{e-Mn}$  gleicht sich die Spintemperatur der Mn-Ionen also an die Temperatur des Elektronengases an.

Die Zeit  $\tau_{e-Mn}$  hängt jedoch stark von verschiedenen Parametern, wie der Elektronendichte und der ZEEMAN-Aufspaltung ab. Für ein vollständig polarisiertes Elektronengas verschwindet der Einfluss der Elektronentemperatur auf die Temperatur des Mn-Systems. Abbildung 1.19a zeigt die berechnete Temperaturrelaxationszeit  $\tau_{e-Mn}$  zwischen Elektronengas und Mn-System für verschiedene Elektronendichten eines  $\text{Cd}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$  Quantentrog in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Zum Vergleich ist die aus experimentellen Daten gewonnene Temperaturrelaxationszeit  $\tau_{SLR}$  zwischen Mn-System und Gitter gezeigt. Bei  $B = 0$  sättigt  $\tau_{e-Mn}$  für entartete Elektronengase ( $n_e \approx 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) und wird unabhängig von  $n_e$ . Der Grund hierfür ist, dass nur Elektronen in der Nähe des FERMI-Niveaus an der Spinflip-Streuung teilnehmen



können. Für Elektronen aus energetisch tieferen Niveaus sind keine unbesetzten Streuzustände vorhanden und die Spinflip-Streuung der Elektronen ist wegen des PAULI-Prinzips verboten. Die Magnetfeldabhängigkeit von  $\tau_{e-Mn}$  ist für höhere Elektronendichten ebenfalls weniger stark ausgeprägt, da aufgrund der niedrigen Mn-Konzentration von  $x = 0.01$  bei hohen Elektronendichten keine vollständige Polarisation des Elektronengases erreicht werden kann. Nach Gleichung 1.76 ist eine Überheizung des Mn-Systems nur für  $\tau_{e-Mn} \ll \tau_{SLR}$  zu erwarten. Eine Erhöhung der Elektronendichte führt zu einer Zunahme des Magnetfeldbereichs in dem eine Überheizung zu erwarten ist. Für  $n_e > 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  ist die Bedingung  $\tau_{e-Mn} \ll \tau_{SLR}$  im gesamten Bereich bis zu  $B = 7 \text{ T}$  erfüllt. Das Verschwinden der Überheizung mit steigendem Magnetfeld für kleine Elektronenkonzentrationen  $n_e < 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  konnte in [Kön00b] experimentell bestätigt werden. In einem  $\text{Cd}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Te}$  Quantentrog mit einer Elektronendichte von  $n_e = 1.2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  wurde ein starker Abfall der Mn-Temperatur für Magnetfelder  $B > 1.5 \text{ T}$  gemessen.

Abbildung 1.19b vergleicht die Relaxationszeit zwischen Elektronengas und Mn-System  $\tau_{e-Mn}$  als Funktion der Elektronendichte mit experimentellen Werten der Spin-Gitter-Relaxationszeit  $\tau_{SLR}$  für verschiedene Mn-Gehalte  $x$  im Grenzfall  $B \rightarrow 0$ . Wie oben bereits erwähnt sättigt  $\tau_{e-Mn}$  für entartete Elektronengase. Aufgrund der starken Abhängigkeit von  $\tau_{SLR}$  von der Mn-Konzentration, kann  $\tau_{e-Mn} \ll \tau_{SLR}$  nur für Proben mit kleiner Mn-Konzentration erfüllt werden. Für  $x \geq 0.02$  ist in  $(\text{Zn,Mn})\text{Se}$  keine Überheizung des Mn-Systems durch das 2DEG mehr möglich.



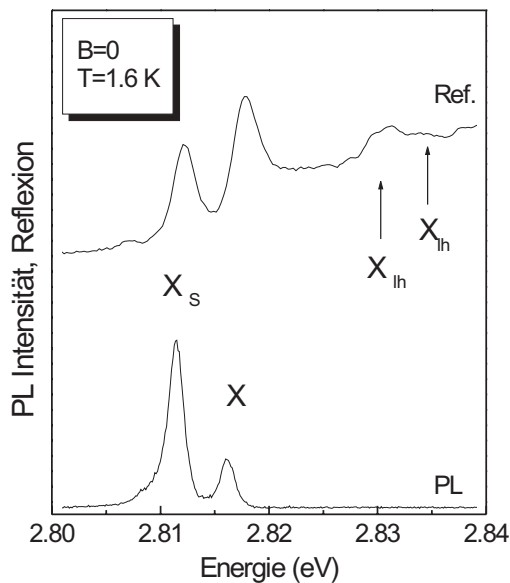
# Kapitel 2

## Exzitonische Effekte in modulationsdotierten ZnSe-basierten Quantentrögen

*Gegenstand dieses Kapitels ist die Modifikation der optischen Spektren ZnSe-basierter Quantentröge durch zusätzliche Elektronen. In undotierten Quantentrögen werden die optischen Spektren stark durch exzitonische Effekte bestimmt. Die COULOMB-Wechselwirkung zwischen dem optisch erzeugten Elektron-Loch-Paar führt zur Bildung gebundener Zustände, die als Exzitonen bezeichnet werden. Falls sich ein Elektronengas geringer Dichte im Quantentrog befindet, besteht die Möglichkeit zur Bildung negativ geladener Exzitonen, d.h. das optisch erzeugte Elektron-Loch-Paar bindet ein zusätzliches Elektron des Elektronengases. Im Fall sehr hoher Elektronendichten führt die Abschirmung der COULOMB-Wechselwirkung und das phase-space-filling durch die Elektronen des 2DEGs zum Verschwinden der exzitonischen Effekte. In diesem Grenzfall können die optischen Übergänge als Band-Band-Übergänge zwischen einer durch Vielteilcheneffekte renormalisierten Bandlücke beschrieben werden. Ein wichtiger Parameter, durch den der Übergang zwischen den beiden Grenzfällen undotierter und sehr stark dotierter Quantentröge charakterisiert werden kann, ist das Verhältnis von Bindungsenergie des Exzitons  $E_b$  und der FERMI-Energie des 2DEGs  $E_F$ . ZnSe-basierte Strukturen zeichnen sich durch eine starke COULOMB-Wechselwirkung der Ladungsträger aus. Die Exzitonbindungsenergie hat in ZnSe einen Wert von 20 meV im Vergleich zu 10 meV in CdTe bzw. 4.2 meV in GaAs. Dies ermöglicht eine detaillierte Analyse exzitonischer Effekte in zweidimensionalen Elektronengasen mit moderater Dichte.*

### 2.1 ZnSe Quantentröge mit geringer Elektronengaskonzentration

Dieses Kapitel beschreibt die optischen Eigenschaften ZnSe-basierter Quantentröge mit geringer Elektronendichte. Die Messungen wurden an nominell undotierten Quantentrögen durch-



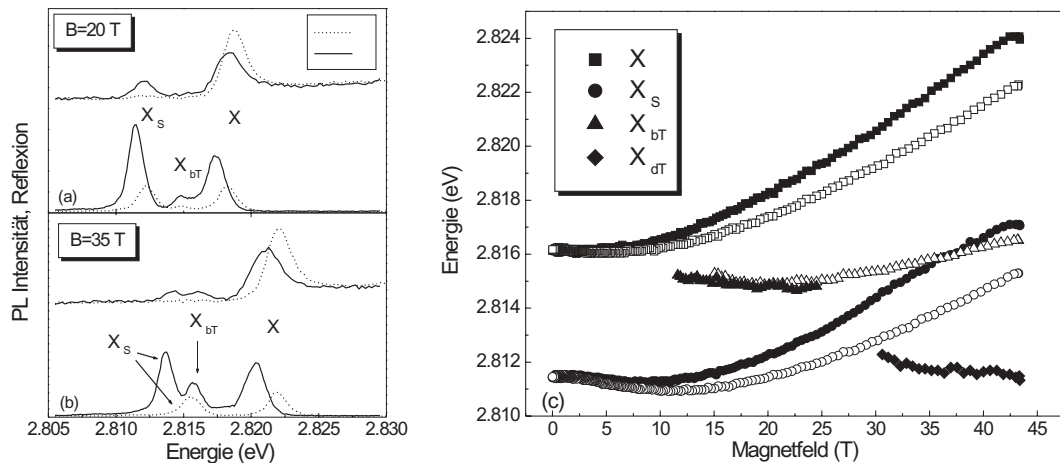
**Abbildung 2.1:** Lumineszenz- und Reflexionsspektrum von SQW3 bei  $B = 0$  und  $1.6$  K. Bei SQW3 handelt es sich um einen nominell undotierten  $100 \text{ \AA}$  breiten  $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.94}\text{Be}_{0.06}\text{Se}$  Quantentrog. Um den Verlust der Photoladungsträger durch Oberflächenrekombination und Diffusion ins GaAs-Substrat zu verhindern, sind die  $1000 \text{ \AA}$ -dicken  $\text{Zn}_{0.94}\text{Be}_{0.06}\text{Se}$  Barrieren des Quantentrog zusätzlich in  $500 \text{ \AA}$ -dicke  $\text{Zn}_{0.92}\text{Be}_{0.08}\text{Se}$  Barrieren eingebettet. Zur Anregung des Lumineszenzspektrums wurde ein He-Cd-Laser mit einer Energie von  $\hbar\omega_L = 3.8 \text{ eV}$  verwendet.

geführt. Ein Elektronengas geringer Dichte kann im Quantentrog optisch erzeugt werden. Durch eine optische Anregung mit einer Laserenergie, die größer als die Bandlücke des Barrierenmaterials ist, werden im Barrierenmaterial Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die unterschiedlichen Sammlungseffizienzen von Elektronen und Löchern führen zur Erzeugung eines zweidimensionalen Elektronengases geringer Dichte im Quantentrog.

Abbildung 2.1 zeigt ein Lumineszenz- und Reflexionsspektrum von SQW3. Bei SQW3 handelt es sich um einen nominell undotierten  $100 \text{ \AA}$  breiten  $\text{ZnSe}/\text{ZnBeSe}$  Quantentrog. Eine Tabelle, in der die Parameter aller in dieser Arbeit beschriebenen Proben zusammengefasst sind, findet sich in Kapitel A.2. Die Spektren wurden bei  $B = 0$  und  $T = 1.6 \text{ K}$  aufgenommen. Im PL Spektrum ist bei  $2.8162 \text{ eV}$  die Linie des neutralen Schwerlohexzitons zu erkennen. Die Halbwertsbreite der Exzitonlinie von  $1.5 \text{ meV}$  weist auf eine gute strukturelle Qualität des Quantentrog hin. Die zweite nieder energetische Linie lässt sich der Rekombination des geladenen Exzitons zuordnen. Die energetische Differenz der Linien von  $4.8 \text{ meV}$  entspricht ungefähr der Bindungsenergie des zweiten Elektrons. Im Fall geringer Elektronendichten wird experimentell ein Anstieg der Energiedifferenz von neutralem und geladenem Exziton mit der FERMI-Energie beobachtet (vgl. Glg. 1.55). In Abwesenheit eines Magnetfeldes ist der Grundzustand des geladenen Exzitons der Singulett-Zustand.<sup>1</sup> Triplett-Zustände sind bei  $B = 0$  gegenüber Dissoziation in Elektron und neutrales Exziton nicht stabil und werden erst bei höheren Magnetfeldern gebundene Zustände. Im Reflexionsspektrum sind zusätzlich Resonanzen von geladenem und neutralem Leichtlohexziton zu erkennen. Aufgrund der Verspannung des Quantentrog und der unterschiedlichen *confinement*-Energie für Leicht- und Schwerloch ist die Resonanz des Leichtlohexzitons gegenüber der des Schwerlohexzitons um  $16.2 \text{ meV}$  zu höheren Energien verschoben. Aus dem Verhältnis der Oszillatorstärken von Exziton und Trion kann die Elektronendichte im Quantentrog abgeschätzt werden [Ast02b]. Für SQW3 ergibt sich mit dieser Methode ein Wert von  $n_e \approx 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

Die Änderung der Spektren beim Anlegen eines Magnetfeldes ist in Abb. 2.2a dargestellt. Diese Messungen wurden am *National High Magnetic Field Laboratory* in Los Alamos durch-

<sup>1</sup>Die Spinstruktur geladener Exzitonen wurde in Kapitel 1.4.2 näher erläutert.



**Abbildung 2.2:** PL- und Reflexionsspektren von SQW3 bei (a)  $B = 20$  und (b)  $B = 35$  T bei einer Temperatur von  $T = 1.6$  K. Zusätzlich zu den optischen Übergängen von neutralem Exziton und Singulett-Trion sind die Übergänge des Triplett-Trions zu erkennen. (c) Energie der optischen Übergänge in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Daten stammen aus PL-Messungen.

geführt. Zur Erzeugung der hohen Felder von bis zu  $B = 50$  T wurde ein gepulster Magnet mit einer Pulsdauer von ungefähr 400 ms verwendet. Details zum genauen Aufbau des Messplatzes finden sich z.B. in [Cro00]. Abbildung 2.2a zeigt PL- und Reflexionsspektren bei einem Magnetfeld von  $B = 20$  T. Die mit durchgezogenen Linien dargestellten Spektren wurden in  $\sigma^-$ -Polarisation und die durch gestrichelte Linien dargestellten Spektren in  $\sigma^+$ -Polarisation detektiert. Zusätzlich zu den ZEEMAN-aufgespaltenen Linien des neutralen und negativ geladenen Exzitons im Singulett-Zustand ist in den PL-Spektren eine weitere Linie erkennbar. Die Linie liegt energetisch zwischen dem Exziton und dem geladenen Singulett-Trion und ist in beiden Polarisationen vorhanden. Sie ist auf die Rekombination eines geladenen Exzitons im Triplett-Zustand zurückzuführen. Die Energiedifferenz zwischen Exziton und dem Triplett-Trion von 2.6 meV entspricht ungefähr der Bindungsenergie des zweiten Elektrons bei diesem Magnetfeld, das schwächer gebunden ist als im Singulett-Zustand. In den Reflexionsspektren besitzt der Triplett-Zustand bei diesem Magnetfeld noch keine Oszillatorstärke.

Die Resonanz des Singulett-Trions ist in den Reflexionsspektren vollständig zirkular polarisiert. Der Grund hierfür liegt in der vollständigen Polarisation des Elektronengases [Ast02a]. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes führt dazu, dass alle Elektronen des 2DEGs Zustände mit Spin  $S_{2DEG} = -1/2$  besetzen. In  $\sigma^+$ -polarisierten optischen Schwerlochübergängen werden ebenfalls Elektronen mit Spin  $S_{photo} = -1/2$  erzeugt. Insgesamt ergibt sich für den elektronischen Spinanteil der trionischen Wellenfunktion eines Übergangs in  $\sigma^+$ -Polarisation  $|S_{2DEG}, S_{photo}\rangle = |-1/2, -1/2\rangle$ . Da die Elektronen im Singulett-Zustand des Trions jedoch eine Spinkonfiguration  $(|+1/2, -1/2\rangle - |-1/2, +1/2\rangle)/\sqrt{2}$  haben müssen, ist die Formation eines Singulett-Trions aus dem photogenerierten Elektron und einem Elektron aus dem Elektronengas wegen der Spinauswahlregel nicht möglich. In  $\sigma^-$ -polarisierten Schwerlochübergängen hingegen werden Elektronen mit Spin  $S_{photo} = +1/2$  erzeugt. In diesem Fall ergibt sich für den Spinanteil der Wellenfunktion  $|S_{2DEG}, S_{photo}\rangle = |-1/2, +1/2\rangle$  und ein Singulett-Übergang ist nach der Spinauswahlregel erlaubt.

Abbildung 2.2b zeigt die entsprechenden PL- und Reflexionsspektren in einem Magnetfeld von  $B = 35$  T. Im  $\sigma^-$ -polarisierten Reflexionsspektrum hat der Triplett-Übergang nun an Oszillatorstärke gewonnen. Seine Oszillatorstärke ist bei diesem Magnetfeld vergleichbar mit der Oszillatorstärke des Singulett-Trions. Ein deutlicher Zuwachs an Oszillatorstärke des Triplett-Übergangs ist in den  $\sigma^-$ -polarisierten Reflexionsspektren ab Magnetfeldstärken von etwa  $B = 22$  T zu erkennen.

Abbildung 2.2c fasst die Energie der optischen Übergänge in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld zusammen. Die Daten stammen aus Lumineszenzmessungen bei 1.6 K. Offene Symbole repräsentieren  $\sigma^-$ -polarisierte und geschlossene Symbole  $\sigma^+$ -polarisierte Übergänge. Sowohl Exziton als auch Singulett-Trion zeigen eine deutliche diamagnetische Verschiebung. Aus der diamagnetischen Verschiebung lässt sich die Lochmasse in der Quantentrogenebene bestimmen. Mit einer effektiven Elektronenmasse des Leitungsbandes von  $m_e = 0.15m_0$  und einer Schwerlochmasse von  $m_h^z = 0.55m_0$  in Wachstumsrichtung erhält man einen Wert von  $m_h^{xy} = 0.46m_0$  für die Lochmasse in der Quantentrogenebene. Ab Magnetfeldern  $B > 30$  T ist in  $\sigma^+$ -polarisierten Lumineszenzspektren eine weitere Linie zu beobachten. Die Linie liegt energetisch unterhalb der des Singulett-Trions und ist in Abb. 2.2c durch Rauten dargestellt. Die Intensität der Linie ist anfangs nur sehr schwach, wächst aber mit steigendem Magnetfeld an. In Reflexionsspektren besitzt diese Linie keine Oszillatorstärke. Bei dieser Linie handelt es sich ebenfalls um einen Trionübergang im Triplett-Zustand.

Im Grundzustand des Triplets haben die beiden Elektronen die Spinkonfiguration  $| -1/2, -1/2 \rangle$ . Der Grundzustand ist aufgrund der Auswahlregel für den Bahndrehimpuls optisch nicht aktiv, bildet im Grenzwert hoher Magnetfelder jedoch den energetisch niedrigsten Zustand [Dzy00]. In Absorptions- bzw. Reflexionsmessungen sind Übergänge des Grundzustands aufgrund der Auswahlregel nicht erlaubt. Der Zustand wird in der Literatur daher mit *dark triplet*  $X_{dT}^-$  bezeichnet. Experimentell wurde in CdTe- bzw. GaAs-basierten Strukturen festgestellt, dass die Auswahlregel in Emission durch die Streuung des Trions mit Elektronen des 2DEGs gelockert ist [Ast04, San02]. In Messungen auf CdTe-basierten Strukturen wurde des Weiteren festgestellt [Ast04], dass der optisch nicht aktive Grundzustand des Triplets  $X_{dT}^-$  ab einem Magnetfeld von  $B > 27$  T niedriger energetischer ist, als der Singulett-Zustand  $X_S^-$ . Für größere Magnetfelder ist  $X_{dT}^-$  der Zustand mit der niedrigsten Energie, den zwei Elektronen und ein Loch einnehmen können und ist deshalb thermisch am stärksten besetzt. Obwohl eine strahlende Rekombination eigentlich nach der Auswahlregel für den Bahndrehimpuls verboten ist, wird er in diesem Fall wegen seiner starken Besetzung in den PL-Spektren beobachtet.

Der ab einem Magnetfeld von  $B \approx 10$  T in den PL-Spektren beobachtbare Triplett-Übergang besitzt vor allem im Bereich höherer Magnetfelder Oszillatorstärke in Reflexionsspektren. In Absorptions- bzw. Reflexionsmessungen kann die Auswahlregel für den Drehimpuls nicht durch eine Streuung mit Elektronen gebrochen werden. Es handelt sich bei diesem Übergang also um einen nach der Drehimpulsauswahlregel erlaubten Übergang. Diese Übergänge werden in der Literatur als *bright triplet* Übergänge ( $X_{bT}^-$ ) bezeichnet. Der  $X_{bT}^-$  Übergang ist in Abb. 2.2c durch Dreiecke dargestellt. In Reflexionsspektren besitzt der  $X_{bT}^-$  Übergang die gleiche zirkulare Polarisation wie der Singulett-Übergang. Dies weist darauf hin, dass der Triplett-Zustand die Spinkonfiguration  $(| +1/2, -1/2 \rangle + | -1/2, +1/2 \rangle) / \sqrt{2}$  besitzt.

Im Gegensatz zu ZnSe Quantentrögen sind in (Zn,Mn)Se Quantentrögen mit geringer Elektronendichte keine Übergänge der Triplett-Zustände des geladenen Exzitons beobachtbar. Wegen der großen ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes wäre bei höheren Mn-

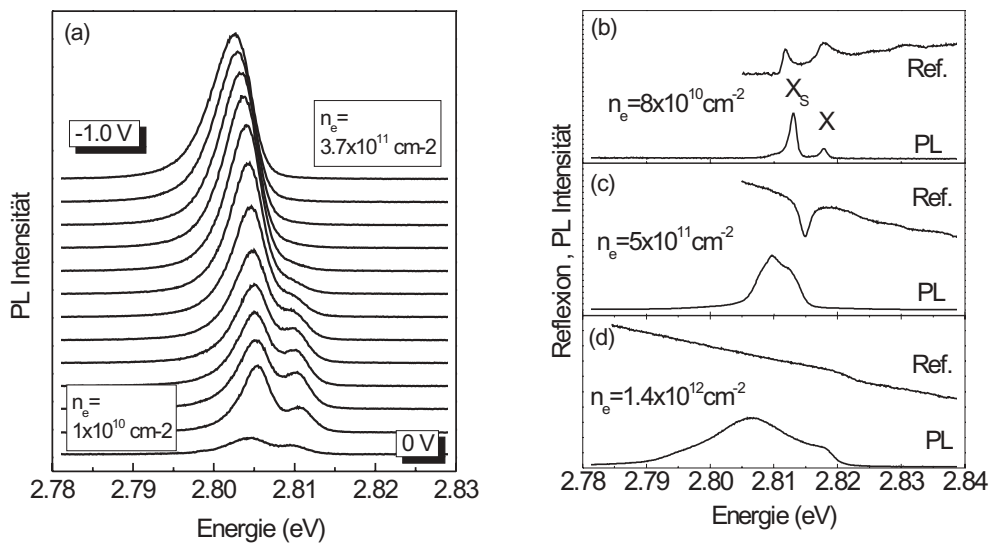
Konzentrationen ( $x > 0.02$ ) eigentlich zu erwarten, dass die ZEEMAN-Aufspaltung der Elektronen die Differenz der Bindungsenergie von Singulett- und Triplett-Trion schon bei sehr kleinen Magnetfeldern übersteigt (vgl. Abb. 1.12). Dies müsste dazu führen, dass der *dark triplet* Zustand schon bei kleinen Magnetfeldern thermisch am stärksten besetzt ist. Warum der Triplett-Zustand dennoch nicht in Lumineszenzspektren beobachtet wird, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht endgültig geklärt werden.

## 2.2 Stark dotierte ZnSe Quantentröge

Eine Steigerung der Elektronendichte im Quantentrog führt zur Abschwächung der exzitonschen Effekte in den optischen Spektren. Im Grenzfall sehr hoher Elektronendichten führt die Abschirmung der COULOMB-Wechselwirkung und die Besetzung des Phasenraums durch die Elektronen des 2DEGs zum Verschwinden der exzitonschen Effekte. Eine vollständige Abschirmung der COULOMB-Wechselwirkung durch die Elektronen des 2DEGs ist in zweidimensionalen Systemen nicht möglich. Für hohe Elektronenkonzentrationen wird die Bindungsenergie von Exzitonen unabhängig von der Elektronenkonzentration und sättigt auf einem konstanten Wert [Bru84]. Das PAULI-Verbot führt jedoch dazu, dass die durch das 2DEG besetzten Zustände nicht zum Aufbau der Wellenfunktion des Exzitons genutzt werden können. Dies führt nach SCHMITT-RINK et al. zu einer starken Abschwächung der exzitonschen Effekte [SR85]. Die optischen Übergänge in diesem Bereich können als Band-Band Übergänge interpretiert werden, die zwischen einer durch Vielteilcheneffekte renormalisierten Bandlücke stattfinden.<sup>2</sup> Der Übergang zwischen dem exzitonschen bzw. trionischen Bereich und dem Band-Band Bereich ist theoretisch noch nicht verstanden. Die in dieser Arbeit verwendeten ZnSe-basierten Quantentröge eignen sich sehr gut zur experimentellen Analyse dieses Übergangs. Die charakteristischen Parameter dieses Übergangs sind die Exzitonbindungsenergie  $E_b^X$  bzw. Trionbindungsenergie  $E_b^T$  und die FERMI-Energie des 2DEGs  $E_F$ . Für FERMI-Energien im Bereich von  $E_b^T < E_F < E_b^X$  sollten keine gebundenen Trionzustände vorhanden sein. Die COULOMB-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch sollte jedoch noch einen deutlichen Einfluss auf die optischen Spektren haben. Die starke COULOMB-Wechselwirkung in ZnSe-basierten Strukturen ermöglicht die Variation der Elektronendichte über einen weiten Bereich in dem die Bedingung  $E_b^T < E_F < E_b^X$  erfüllt ist. Zur Erzeugung der hohen Elektronendichten im Quantentrog wird eine Modulationsdotierung der Quantentröge verwendet. Bei diesen Strukturen erfolgt die Dotierung in einer dünnen Schicht des Barrierenmaterials in einem Abstand von etwa 100 Å zum Quantentrog. Hierdurch wird gewährleistet, dass der Einfluss der Störstellenpotenziale der ionisierten Donatoren im Quantentrog gering ist. Bei einseitig modulationsdotierten Quantentrögen kann die Elektronendichte im Quantentrog durch das Anlegen einer Gate-Spannung verändert werden. Die Quantentrogstruktur wird hierzu auf einem n-dotierten GaAs Substrat gewachsen. Als zweiter Kontakt wird in situ eine semitransparente 10 nm dicke Goldschicht auf die Oberfläche der Probe aufgedampft.

Abbildung 2.3a zeigt die Änderung der PL-Spektren von GQW1 bei  $B = 0$  und  $T = 1.6$  K beim Anlegen einer Gate-Spannung. Bei GQW1 handelt es sich um einen  $\text{Zn}_{0.982}\text{Mn}_{0.018}\text{Se}/\text{Zn}_{0.94}\text{Be}_{0.06}\text{Se}$  Quantentrog mit einer Breite von 100 Å. Ohne angelegte Gate-Spannung sind im PL-Spektrum die Linien des geladenen und neutralen Exzitons zu erkennen.

<sup>2</sup>Die Vielteilcheneffekte, die zur Renormalisierung der Bandlücke führen, sind in Kapitel 1.5 näher erläutert.



**Abbildung 2.3:** (a) PL-Spektren von GQW1 bei  $B = 0$  und  $T = 1.6$  K für verschieden Gate-Spannungen im Bereich von  $U_G = 0$  V bis  $U_G = -1$  V. (b),(c),(d) PL- und Reflexionspektren von  $100 \text{ \AA}$  breiten ZnSe Quantentrögen mit verschiedenen Dotierungen bei  $B = 0$  und  $T = 1.6$  K.

Das Reflexionsspektrum bei  $U_G = 0$  (nicht gezeigt) wird durch die Resonanz des neutralen Exzitons dominiert. Aus dem Verhältnis der Oszillatorstärken von Trion und Exziton lässt sich die Elektronendichte im Quantentrog bei  $U_G = 0$  zu  $n_e \approx 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  abschätzen. Das Anlegen einer negativen Gate-Spannung  $U_G$  führt zu einer Erhöhung der Elektronendichte im Quantentrog. Die Erhöhung der Elektronendichte hat zur Folge, dass das geladene Exziton in Bezug auf das neutrale Exziton an Intensität gewinnt. Bei einer weiteren Erhöhung der Gate-Spannung verschwindet das neutrale Exziton. Die Trionlinie verschiebt zu niedrigeren Energien und zeigt eine deutliche Verbreiterung zur nieder energetischen Flanke. Bei  $U_G = -1$  V hat die Trionlinie eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von  $5.7 \text{ meV}$ . Aus der Halbwertsbreite der verbreiterten Trionlinie kann die Elektronenkonzentration im Quantentrog abgeschätzt werden. Wie später noch gezeigt wird, entspricht die Halbwertsbreite der Linie ungefähr der FERMI-Energie des Elektronengases im Quantentrog. Mit einer effektiven Masse der Leitungsbandelektronen von  $m_e = 0.15m_0$  ergibt sich ein Wert von  $n_e = 3.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  bei einer Gate-Spannung von  $U_G = -1$  V.

Der rechte Teil von Abb. 2.3 veranschaulicht die Änderung der Lumineszenz- und Reflexionsspektren, bei einer noch größeren Variation der Elektronendichte. Alle Spektren wurden bei  $B = 0$  und  $1.6$  K aufgenommen. In Abb. 2.3b sind die Spektren des nominell undotierten Quantentrogtes SQW3 dargestellt. In den Spektren sind die Linien des Exzitons und des Singulett-Trions zu erkennen. Abbildung 2.3c zeigt die entsprechenden Spektren von ModQW4. Hierbei handelt es sich um einen symmetrisch modulationsdotierten Quantentrog mit einer Breite von  $100 \text{ \AA}$ . Wie im Folgenden noch gezeigt wird, kann die Elektronenkonzentration im Quantentrog durch die charakteristischen Änderungen der optischen Spektren bei ganzzahligen Füllfaktoren bestimmt werden. Dies liefert bei ModQW4 einen Wert von  $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Das Lumineszenzsignal von ModQW4 ist gegenüber den exzitonischen Linien von SQW3 verbreitert und

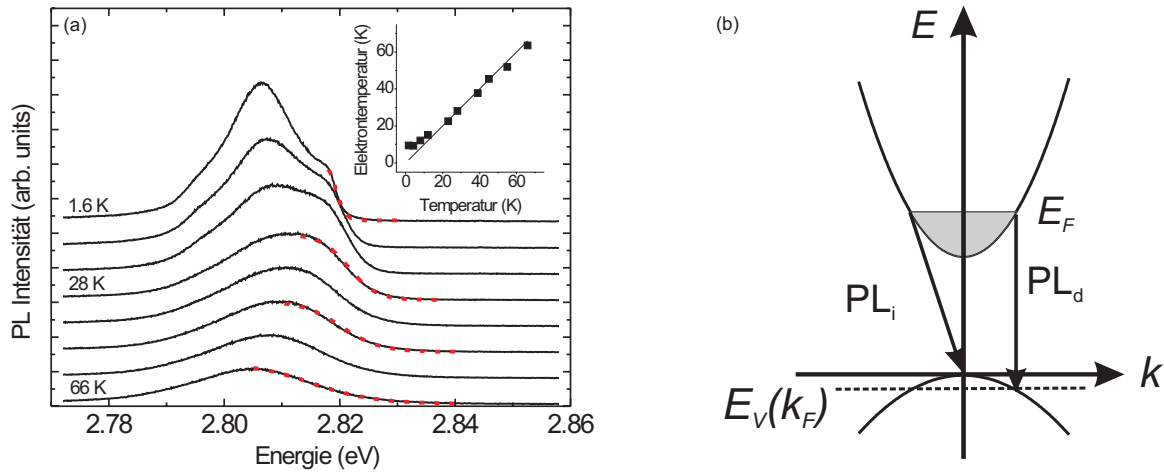


hat ein Maximum bei 2.810 eV. Die Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals hat einen Wert von 7 meV. Dieser Wert stimmt in guter Näherung mit der FERMI-Energie des 2DEGs überein. Für die FERMI-Energie ergibt sich bei einer effektiven Elektronenmasse  $m_e = 0.15m_0$  ein Wert von  $E_F = 7.7$  meV. Das Reflexionsspektrum von ModQW4 zeigt eine scharfe Resonanz bei der hoch energetischen Flanke des PL-Signals. Bei der Erhöhung der Temperatur nimmt die Breite dieser Resonanz linear mit  $k_B T$  zu (nicht gezeigt). Abbildung 2.3d zeigt das PL- und Reflexionsspektrum von ModQW5 bei  $B = 0$ . Der Aufbau von ModQW5 entspricht dem von SQW3, mit dem Unterschied dass der Quantentrog beidseitig modulationsdotiert ist. Die Elektronenkonzentration im Quantentrog beträgt  $n_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Die Dichte wurde ebenfalls durch die charakteristischen Änderungen der optischen Spektren bei ganzzahligen Füllfaktoren bestimmt. Das Lumineszenzspektrum ist gegenüber ModQW5 noch stärker verbreitert und hat eine Halbwertsbreite von 17.8 meV. Dieser Wert liegt ebenfalls in der Größenordnung der FERMI-Energie des 2DEGs von  $E_F = 21.5$  meV. Im Reflexionsspektrum ist nur noch eine schwache Resonanz in der Nähe der hoch energetischen Flanke des PL Spektrums zu erkennen. Bei beiden modulationsdotierten Quantentrögen liegt die Absorptions- bzw. Emissionskante in der Nähe der Exzitonenergie des undotierten Quantentrog. Dies wurde von HAWRYLAK theoretisch vorausgesagt [Haw91], der die Form und die energetische Lage der Absorptions- und Emissionsspektren unter Berücksichtigung aller Vielteilcheneffekte, wie der Renormalisierung der Bandlücke durch die Selbstenergie der Elektronen und die Selbstenergie der Löcher berechnete.<sup>3</sup>

Die Bindungsenergie des neutralen Exzitons hat für einen 100 Å ZnSe/Zn<sub>0.94</sub>Be<sub>0.06</sub>Se Quantentrog einen Wert von ungefähr  $E_b^X = 30$  meV (vgl. Abb. 1.11). Dieser Wert ist größer als die FERMI-Energien in ModQW4 und ModQW5. Von KLEINMAN wurde gezeigt [Kle85], dass in diesem Fall ( $E_F < E_b^X$ ) Exzitonen in einem Elektronengas stabil gegenüber Dissoziation sind. Folglich ist zu erwarten, dass die in Abb. 2.3 gezeigten Spektren beider modulationsdotierter Quantentröge stark durch exzitonische Effekte beeinflusst sind.

In Abb. 2.4a ist die Änderung der PL-Spektren von ModQW5 mit der Probenraumtemperatur dargestellt. Es lassen sich verschiedene Auswirkungen auf die Spektrenform bei einer Erhöhung der Temperatur erkennen. Zum einen bewirkt diese eine Abflachung der für niedrige Temperaturen steil abfallenden hoch energetischen Flanke des Spektrums. Zum anderen verschwindet das Maximum bei 2.8066 eV und die Halbwertsbreite des Signals nimmt kontinuierlich zu, bis sie bei ungefähr 30 K auf einem Wert von 23.5 meV sättigt. Der Abfall der hoch energetischen Flanke lässt sich mit einer FERMI-Verteilung anpassen (gestrichelte Linien). Das Ergebnis dieser Anpassung ist in der Bildeinlage von Abb. 2.4a gezeigt. Man erhält eine lineare Abhängigkeit der ermittelten Elektronentemperatur von der Probenraumtemperatur mit einer Steigung von eins. Dies deutet darauf hin, dass die hoch energetische Flanke des Spektrums mit Übergängen der Elektronen am FERMI-Niveau verknüpft ist. Eine weitere Auswirkung der Temperaturerhöhung ist das Verschwinden des Maximums bei 2.8066 eV. Ab etwa 30 K haben die Spektren eine nahezu rechteckige Form, wie es für Band-Band-Übergänge zwischen 2D-Leitungsbandelektronen und lokalisierten Löchern zu erwarten ist. Der Wellenfunktion der lokalisierten Löcher sind Zustände mit höherem Wellenvektor  $k$  beigemischt. Dies hat zur Folge, dass die Form der Spektren nur durch die Energiedispersion der Elektronen im Leitungsband bestimmt wird. Da die Zustandsdichte im zweidimensionalen konstant ist, ergibt sich in diesem

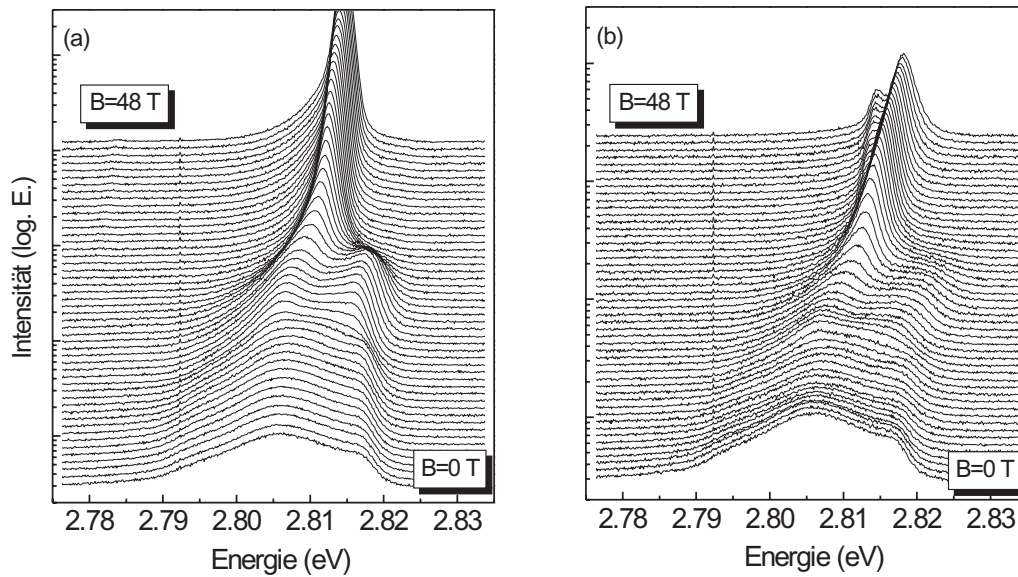
<sup>3</sup>Einen kurzen Überblick über Vielteilcheneffekte in zweidimensionalen Elektronengasen gibt Kapitel 1.5.



**Abbildung 2.4:** (a) PL-Spektren von ModQW5 bei  $B = 0$  für verschiedene Temperaturen. Die hoch energetische Flanke kann durch eine FERMI-Verteilung für die Besetzung des 2DEGs angepasst werden (gestrichelte Linien). Das Ergebnis ist in der Bildeinlage gezeigt. (b) Schematische Darstellung der Band-Band Übergänge zwischen 2DEG und Valenzband. Nach der Impulsauswahlregel sind nur direkte Übergänge ( $PL_d$ ) mit  $\Delta k = 0$  erlaubt. Die Auswahlregel kann durch Streuung mit anderen Elektronen gelockert werden. Dies führt zu indirekten Übergängen ( $PL_i$ ).

Fall ein rechteckiges Lumineszenzspektrum mit der Breite der FERMI-Energie. Im Fall lokalisierter Löcher entsteht durch die Bildung so genannter MAHAN-Exzitonen [Mah67] zusätzlich eine starke Intensitätsüberhöhung an der FERMI-Energie. Eine starke Intensitätsüberhöhung des PL-Signals an der hoch energetischen Flanke ist in Abb.2.4a auch bei niedrigen Temperaturen nicht zu erkennen. Die so genannte FERMI-edge-singularity verschwindet jedoch für endliche Lochmassen [Haw91, SR89], was darauf hindeutet, dass die Löcher in ModQW5 nicht lokalisiert sind. Im Fall endlicher Lochmassen hängt die zu erwartende Breite des Signals für Übergänge zwischen Einteilchenzuständen von der effektiven Masse der Elektronen und Löcher und von der thermischen Besetzung der Lochzustände ab. Vernachlässigt man zunächst die tatsächliche thermische Besetzungsfunktion der Löcher und nimmt an, dass alle Lochzustände mit  $k < k_F$  besetzt sind, ergibt sich für direkte optische Übergänge ( $\Delta k = 0$ ) eine zu erwartende Breite von  $(1 + m_e/m_h)E_F$  (siehe Abb. 2.4b). Die stärkere Besetzung von Lochzuständen in der Nähe von  $k \approx 0$  führt bei kleinen Temperaturen dazu, dass bevorzugt direkte und indirekte Übergänge ( $\Delta k \neq 0$ ) bei  $k \approx 0$  stattfinden.

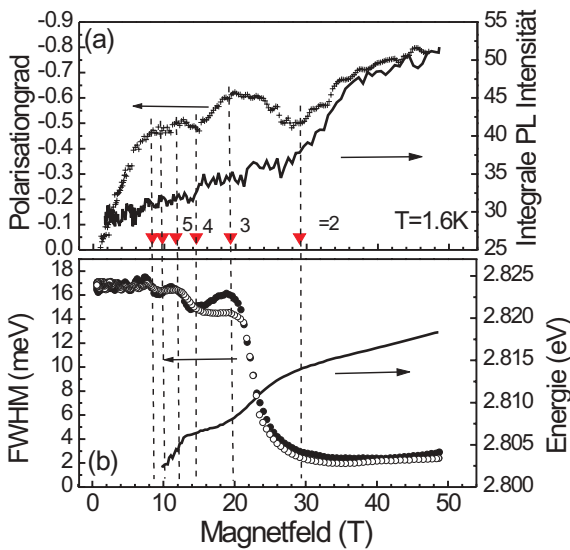
Experimentell wird eine monotone Zunahme der Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals von ModQW5 mit der Temperatur festgestellt, bis die Halbwertsbreite bei ungefähr 30 K auf einem Wert von 23.5 meV sättigt. Nimmt man an, dass bei dieser Temperatur alle Lochzustände mit  $k < k_F$  thermisch besetzt sind, kann aus der gemessenen Halbwertsbreite des PL-Signals die effektive Lochmasse bestimmt werden. Mit einer effektiven Elektronenmasse von  $m_e = 0.15m_0$  ergibt sich ein Wert von  $m_h = 0.62m_0$ . Dieser Wert ist in guter qualitativer Übereinstimmung mit dem Wert der Lochmasse in der undotierten Referenzstruktur SQW3 von  $m_h^{xy} = 0.46m_0$ .



**Abbildung 2.5:** (a) In  $\sigma^-$ -Polarisation detektierte PL-Spektren von ModQW5 für verschiedene Magnetfelder bei einer Temperatur von 1.6 K. Die Spektren wurden in einem Bereich von  $B = 0$  bis  $B = 48$  T in Schritten von einem Tesla aufgenommen. (b) Entsprechende Spektren in  $\sigma^+$ -Polarisation.

Die Temperaturabhängigkeit der PL-Spektren bei  $B = 0$  lässt sich zusammenfassend folgendermaßen interpretieren: Trotz der verbleibenden COULOMB-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch ( $E_F < E_b^X$ ) entspricht die Form der Lumineszenzspektren von ModQW5 qualitativ der zu erwartenden Form für Übergänge zwischen Elektronen und Löchern endlicher Masse. Die Form der Spektren wird für niedrige Temperaturen durch die thermische Besetzung der Löcher beeinflusst. Erst ab einer Temperatur von 30 K sind alle Lochzustände mit  $k < k_F$  thermisch besetzt und der Einfluss der thermischen Besetzung der Lochzustände auf die Spektrenform verschwindet.

In Abb. 2.5 ist die Änderung der PL-Spektren von ModQW5 beim Anlegen eines Magnetfeldes dargestellt. Die Spektren wurden bei einer Temperatur von 1.6 K in einem Magnetfeldbereich von 0 bis 48 T im Abstand von einem Tesla aufgenommen. Abbildung 2.5a zeigt unter  $\sigma^-$ -Polarisation und Abb. 2.5b unter  $\sigma^+$ -Polarisation detektierte Spektren. Die Intensität der Spektren ist in logarithmischen Einheiten aufgetragen. Im Bereich kleiner Magnetfelder  $B < 15$  T ist der Einfluss des Magnetfeldes gering. Das angelegte Feld bewirkt die zirkulare Polarisation sowie eine schwache Oszillation der hoch energetischen Flanke des Lumineszenzsignals. Ab einem Magnetfeld von  $B = 15$  T wird deutlich sichtbar, dass das Lumineszenzsignal in zwei separate Linien aufspaltet, die beide zu höheren Energien verschieben. Ab einem Magnetfeld von ungefähr  $B = 30$  T bleibt nur eine Linie erhalten, deren Intensität stark ansteigt. Die schwache Linie, die in den  $\sigma^+$ -polarisierten Spektren ab Magnetfeldern von  $B = 40$  T bei einer Energie von ungefähr 2.814 eV zu sehen ist, ist auf die nicht vollständige zirkulare Polarisation des PL-Signals durch den verwendeten Zirkularpolarisator zurückzuführen. Die Linie ist ebenfalls in den  $\sigma^-$ -polarisierten Spektren vorhanden und hat in diesen Spektren eine etwa 60-mal höhere Intensität.

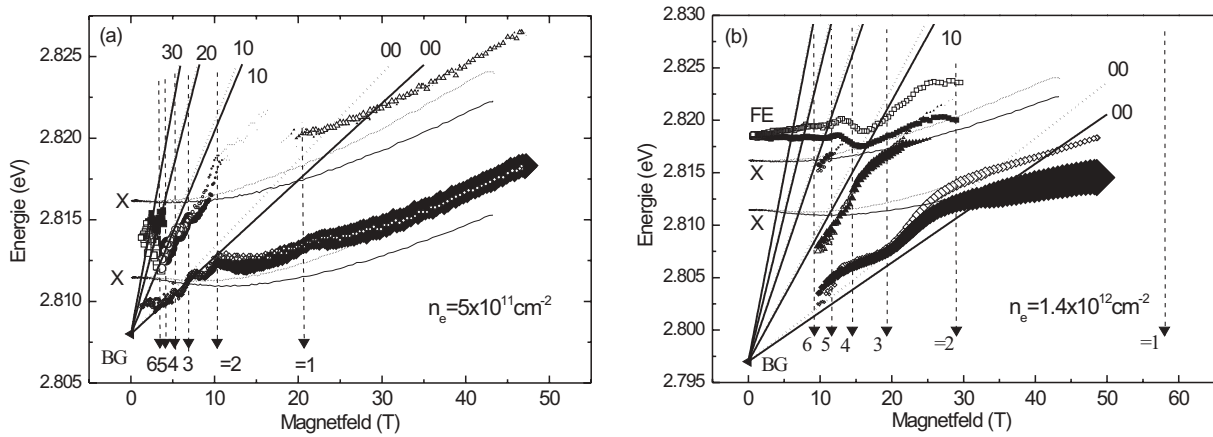


**Abbildung 2.6:** (a) Zirkularer Polarisationsgrad (Kreuze) bzw. Gesamtintensität der Lumineszenz (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit vom Magnetfeld. (b) Halbwertsbreite des PL-Signals in  $\sigma^-$ - (offene Kreise) bzw.  $\sigma^+$ -Polarisation (geschlossene Kreise). Energie des nieder energetischsten Übergangs in  $\sigma^-$ -Polarisation (durchgezogene Linie). Die dargestellten Parameter zeigen deutliche Änderungen bei ganzzahligen Füllfaktoren. Aus der Periodizität der Oszillationen kann die Elektronendichte im Quantentrog bestimmt werden.

Abbildung 2.6 fasst die Magnetfeldabhängigkeit wichtiger Parameter des Lumineszenzsignals von ModQW5 zusammen. Aus den charakteristischen Änderungen dieser Parameter bei ganzzahligen Füllfaktoren  $\nu$  kann die Elektronendichte im Quantentrog bestimmt werden. Der zirkulare Polarisationsgrad der Lumineszenz ist in Abb.2.6a durch Kreuze dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Anzahl von besetzten LANDAU-Niveaus für Elektronen mit gleichem Spin bei ungeraden Füllfaktoren, zeigt der Polarisationsgrad deutliche Oszillationen in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Bei geraden Füllfaktoren ist die Anzahl  $n$  der besetzten LANDAU-Niveaus mit unterschiedlichem Spin gleich ( $n_{-1/2} = n_{+1/2}$ ). Die zirkulare Polarisation der Lumineszenz ist daher minimal. Bei ungeraden Füllfaktoren gilt  $n_{-1/2} = n_{+1/2} + 1$  und der Polarisationsgrad der Lumineszenz nimmt ein lokales Maximum an.

Die integrale Intensität des Lumineszenzsignals ist in Abb. 2.6a durch eine durchgezogene Linie dargestellt. Sie steigt mit dem Magnetfeld an. Bei  $\nu < 2$  ist der Anstieg der Intensität mit dem Magnetfeld deutlich stärker als für  $\nu > 2$ . Bei Füllfaktoren  $\nu < 2$  ähneln die optischen Spektren den exzitonischen Linien der undotierten Referenzstruktur und die Energie der verbleibenden Linien entspricht genau der Energie des negativ geladenen Singulett-Trions von SQW3.

Eine Aufspaltung der breiten PL-Bande in diskrete LANDAU-Niveaus ist in den PL-Spektren in Abb. 2.5 bei niedrigen Magnetfeldern nicht zu erkennen. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Streuung der Ladungsträger an Gitterfehlstellen oder an den Potenzialen der ionisierten Donatoren in der  $\delta$ -dotierten Schicht. Diese Streuung führt zu einer Verbreiterung der LANDAU-Niveaus. Die sprunghafte Änderung der FERMI-Energie bei ganzzahligen Füllfaktoren kann jedoch durch die Analyse der Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals nachgewiesen werden. Die volle Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals ist in Abb.2.6b durch offene ( $\sigma^-$ -polarisiert) bzw. geschlossene ( $\sigma^+$ -polarisiert) Kreise dargestellt. Selbst im Bereich niedriger Magnetfelder zeigt die Halbwertsbreite deutliche Sprünge bei Magnetfeldern bei denen die FERMI-Energie in ein niedrigeres LANDAU-Niveau springt. Abbildung 2.6b zeigt des Weiteren die Energie der nieder energetischsten Linie in  $\sigma^-$ -Polarisation in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Auch hier lässt sich eine deutliche Änderung der Steigung bei ganzzahligen Füllfaktoren erkennen.



**Abbildung 2.7:** (a) Energie der optischen Übergänge in ModQW4 in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Offene Symbole repräsentieren  $\sigma^+$ -polarisierte und geschlossene Symbole  $\sigma^-$ -polarisierte Übergänge. Zum Vergleich ist die Energie des Exzitons und des Singulett-Trions der Referenzstruktur SQW3 (durchgezogene und gepunktete Linien) gezeigt. Die Energie von Einteilchen Übergängen  $N_e N_h$  zwischen Elektron- und Loch-LANDAU-Niveaus mit den Quantenzahlen  $N_e$  bzw.  $N_h$  ist ebenfalls durch durchgezogene und gepunktete Linien dargestellt. (b) Die entsprechenden Daten für ModQW5.

Die Elektronendichte im Quantentrog wurde aus der Periodizität der Oszillationen der oben genannten Parameter bestimmt. Die Anzahl der erlaubten Zustände pro LANDAU-Niveau  $N$  steigt mit dem Magnetfeld. Ganzzahlige Füllfaktoren sind periodisch in  $1/B$ . Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten aus Abb. 2.6 konnte für eine Elektronendichte von  $n_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  erzielt werden. Die in Abb. 2.6 durch vertikale Linien markierten Füllfaktoren entsprechen dieser Elektronendichte.

Die Energie der in den PL-Spektren modulationsdotierter ZnSe Quantentröge beobachteten optischen Übergänge in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld ist in Abb. 2.7 dargestellt. Abbildung 2.7a zeigt Lumineszenzdaten von ModQW4 bei 1.6 K. Die durch offene Symbole dargestellten Daten wurden in  $\sigma^+$ -Polarisation und geschlossene Symbole in  $\sigma^-$ -Polarisation detektiert. Die Größe der Symbole entspricht der relativen Intensität der Linie im Spektrum. Die Elektronendichte im Quantentrog wurde analog zu ModQW5 aus den charakteristischen Änderungen der optischen Spektren bei ganzzahligen Füllfaktoren bestimmt und hat einen Wert von  $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Im Bereich kleiner Magnetfelder spaltet das breite Lumineszenzband in mehrere Linien auf, deren Energie sich näherungsweise linear mit dem Magnetfeld ändert. Ab  $B = 10.3 \text{ T}$  ( $\nu = 2$ ) ändert sich die lineare Energieverschiebung abrupt in eine quadratische Energieverschiebung und verläuft parallel zur diamagnetischen Verschiebung des negativ geladenen Singulett-Trions in der nominell undotierten Referenzstruktur SQW3. Der Wechsel von einer LANDAU-niveauartigen (linearen) auf eine exzitonartige (quadratische) Energieverschiebung der optischen Übergänge mit dem Magnetfeld bei  $\nu = 2$  kann durch eine versteckte Symmetrie<sup>4</sup> des Elektronengases bei Füllfaktoren  $\nu \leq 2$  erklärt werden [Ras00]. Diese versteckte Symmetrie führt im Fall von  $\nu \leq 2$  dazu, dass eine Wechselwirkung des optisch erzeugten

<sup>4</sup>engl.: *hidden symmetry*.

Elektron-Loch Paares mit den Elektronen des 2DEG aus Symmetriegründen verboten ist. Die Energie des Elektron-Loch Paares entspricht der Energie des Exzitons der entsprechenden undotierten Schicht. Der Wechsel von einer linearen auf eine quadratische Energieverschiebung wird in Kapitel 2.4 genauer diskutiert. Die Energie des Exzitons und des geladenen Singulett-Trions von SQW3 sind in Abb. 2.7 zum Vergleich durch durchgezogene ( $\sigma^-$ -polarisiert) bzw. gestrichelte Linien ( $\sigma^+$ -polarisiert) dargestellt. Bei  $\nu < 1$  ist in  $\sigma^+$ -Polarisation eine weitere Linie in der Nähe der Exzitonenergie der undotierten Referenzstruktur beobachtbar, die ebenfalls eine diamagnetische Verschiebung zeigt. Der abrupte Wechsel bei  $\nu = 2$  von einer linearen Energieverschiebung, wie er für Übergänge zwischen LANDAU-Niveaus charakteristisch ist, auf eine quadratische Energieverschiebung, wie er typisch für exzitonische Übergänge ist, wurde in GaAs-basierten Quantentrögen ebenfalls festgestellt [Yoo97].

Im Bereich kleiner Magnetfelder stimmt die energetische Position der Linien in guter Näherung mit der zu erwartenden Energie für Band-Band Übergänge zwischen LANDAU-Niveaus von Elektronen und Löchern überein (durchgezogene und gestrichelte Linien). Im idealen zweidimensionalen Elektronengas gilt für Übergänge zwischen LANDAU-Niveaus die Auswahlregel  $N_e = N_h$  für die Quantenzahl des LANDAU-Niveaus von Elektron und Loch. Die Streuung der Ladungsträger an Verunreinigungen führt in realen Quantentrögen jedoch zu einer Lockerung dieser Auswahlregel [Lyo88]. In Abb. 2.7 sind deshalb nur Übergänge von Elektron LANDAU-Niveaus zu Loch LANDAU-Niveaus mit  $N_h = 0$  gezeigt. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergab sich für eine effektive Elektronmasse von  $m_e = 0.15m_0$ , einer Lochmasse von  $m_h = 0.5m_0$  und einer Energie der renormalisierten Bandlücke von 2.808 eV. Dieser Wert entspricht in guter Näherung der Energie der nieder energetischen Flanke im PL-Spektrum bei  $B = 0$  T (vgl. Abb. 2.3). Die Oszillationen der Energie der optischen Übergänge mit dem Magnetfeld ist auf die Oszillation der Selbstenergie von Elektron und Loch und auf die Oszillation der exzitonischen Effekte mit dem Füllfaktor zurückzuführen [Uen89, Lem00].

In Abb. 2.7b sind die entsprechenden Daten für ModQW5 dargestellt. Für kleine Magnetfelder können die Übergänge zwischen den einzelnen LANDAU-Niveaus wegen ihrer starken Verbreiterung nicht getrennt werden. Im Bereich niedriger Magnetfelder ist deshalb nur die Lage der hoch energetischen Flanke des PL-Spektrums gezeigt (Quadrate), die der Energie von Übergängen der Elektronen in der Nähe des FERMI-Niveaus entspricht. Beim Füllfaktor  $\nu = 2$  ist ebenfalls ein Wechsel der Energieverschiebung der optischen Übergänge von einer näherungsweise linearen Abhängigkeit zu einer quadratischen Abhängigkeit vom Magnetfeld zu erkennen. Für Füllfaktoren  $\nu < 2$  entspricht die Energie des Übergangs exakt der Energie des Singulett-Trions in der undotierten Referenzstruktur.

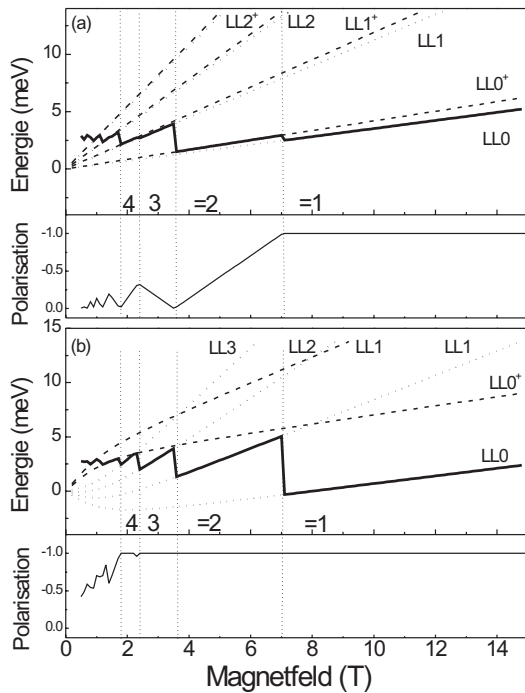
Im Vergleich hierzu lässt sich in Abb. 2.7a eine leichte Abweichung zwischen der Energie des neutralen und geladenen Exzitons der undotierten Referenzstruktur und den Übergängen in ModQW4 für  $\nu < 2$  erkennen. Die Ursache hierfür ist vor allem im unterschiedlichen *confinement* der Ladungsträger durch den Quantentrog zu sehen. Bei ModQW4 handelt es sich um einen 100 Å breiten ZnSe/Zn<sub>0.82</sub>Be<sub>0.08</sub>Mg<sub>0.10</sub>Se Quantentrog. Die Bandlücke des Barrierenmaterials ist etwa 140 meV größer als die Bandlücke des 100 Å breiten ZnSe/Zn<sub>0.94</sub>Be<sub>0.06</sub>Se Referenztroges SQW3.

## 2.3 Optische Eigenschaften semimagnetischer (Zn,Mn)Se Quantentröge

Im vorangegangenen Kapitel wurden die optischen Eigenschaften von ZnSe-basierten zweidimensionalen Elektronengasen erläutert. In nichtmagnetischen Quantentrögen ist die Zyklotronenergie  $\hbar\omega_c$  bzw. der Abstand zwischen aufeinander folgenden LANDAU-Niveaus immer größer als die ZEEMAN-Aufspaltung der Elektronen. Das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes führt in diesem Fall dazu, dass bei geradzahligem Füllfaktor die gleiche Anzahl von LANDAU-Niveaus für Elektronen mit Spin  $+1/2$  und Spin  $-1/2$  besetzt ist. Dies ist schematisch in Abb. 2.8a dargestellt. Die spinaufgespaltenen LANDAU-Niveaus des Leitungsbandes sind in Abb. 2.8 durch gepunktete bzw. gestrichelte Linien dargestellt. Die ZEEMAN-Aufspaltung der LANDAU-Niveaus wird im nichtmagnetischen Fall nur durch den intrinsischen g-Faktor des Leitungsbandes bestimmt, der in ZnSe-basierten Quantentrögen einen Wert von  $g \approx 1.15$  hat [Ast02b]. Die durchgezogene Linie markiert die Lage der FERMI-Energie in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei einer Elektronendichte von  $n_e = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Die FERMI-Energie wurde numerisch durch die Invertierung des Integrals

$$n_e = \int_{-\infty}^{\infty} D(E, B, T) f(E, E_F, T) dE \quad (2.1)$$

berechnet. Hierbei ist  $n_e$  die bekannte Elektronendichte,  $f(E, E_F, T)$  die FERMI-DIRAC-Verteilung und  $D(E, B, T)$  die Zustandsdichte der Elektronen. Zur Vereinfachung wurde die Berechnung für  $T = 0$  und  $\delta$ -förmige LANDAU-Niveaus durchgeführt. Die Spinpolarisation des Elektronengases  $P_S = (n_e^{+1/2} - n_e^{-1/2}) / (n_e^{+1/2} + n_e^{-1/2})$  in Abhängigkeit des Magnetfeldes ist



**Abbildung 2.8:** (a) Oben: Schematische Darstellung der Energieverschiebung der LANDAU-Niveaus des Leitungsbandes für Elektronen mit Spin  $\pm 1/2$  (gepunktete bzw. gestrichelte Linien) mit dem Magnetfeld in nichtmagnetischen ZnSe-basierten Quantentrögen. Die durchgezogene Linie markiert die Lage des FERMI-Niveaus bei einer Elektronendichte von  $n_e = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Unten: Spinpolarisation  $P_S = (n_e^{+1/2} - n_e^{-1/2}) / (n_e^{+1/2} + n_e^{-1/2})$  des Elektronengases in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Eine vollständige Polarisation des Elektronengases wird erst bei  $\nu = 1$  erreicht. (b) Die entsprechenden Daten für einen semimagnetischen (Zn,Mn)Se Quantentrog mit einer Mn-Konzentration von  $x = 0.01$ . Bei der gleichen Elektronendichte ist die vollständige Polarisation des Elektronengases schon bei  $\nu = 3$  erreicht.

im unteren Teil von Abb. 2.8a gezeigt. Eine vollständige Spinpolarisation des Elektronengases lässt sich in diesem Fall nur bei Füllfaktoren  $\nu < 1$  erreichen. Für höhere Füllfaktoren nimmt die Spinpolarisation des Elektronengases bei ungeraden Füllfaktoren ein lokales Maximum an und geht bei geraden Füllfaktoren zurück auf einen Wert von  $P_S = 0$ .

Die Verwendung semimagnetischer (Zn,Mn)Se Quantentröge ermöglicht eine vollständige Spinpolarisation des Elektronengases bei höheren Füllfaktoren. Die  $s$ - $d$ -Austauschwechselwirkung der Mn-Ionen mit den Leitungsbandzuständen führt zu einem Anstieg der ZEEMAN-Aufspaltung der Elektronen. Die Größe der ZEEMAN-Aufspaltung kann durch die Mn-Konzentration über einen weiten Bereich variiert werden und ermöglicht effektive  $g$ -Faktoren in der Größenordnung von  $g^* \approx 100$ . Abbildung 2.8b zeigt schematisch die Energie der LANDAU-Niveaus in Abhängigkeit des Magnetfeldes für eine Mn-Konzentration  $x = 0.01$ . Das Elektronengas ist vollständig polarisiert, wenn die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes  $E_Z$  doppelt so groß ist wie die FERMI-Energie des Elektronengases  $E_F$  bei  $B = 0$ . Die zusätzliche Information, die durch die Spinpolarisation des Elektronengases durch die Variation der Parameter FERMI-Energie und ZEEMAN-Aufspaltung gewonnen werden kann, ermöglicht eine genauere Untersuchung der exzitonischen Effekte in zweidimensionalen Elektronengasen. Der Einfluss der Spinpolarisation auf die optischen Eigenschaften des 2DEGs ist der Gegenstand der folgenden Kapitel.

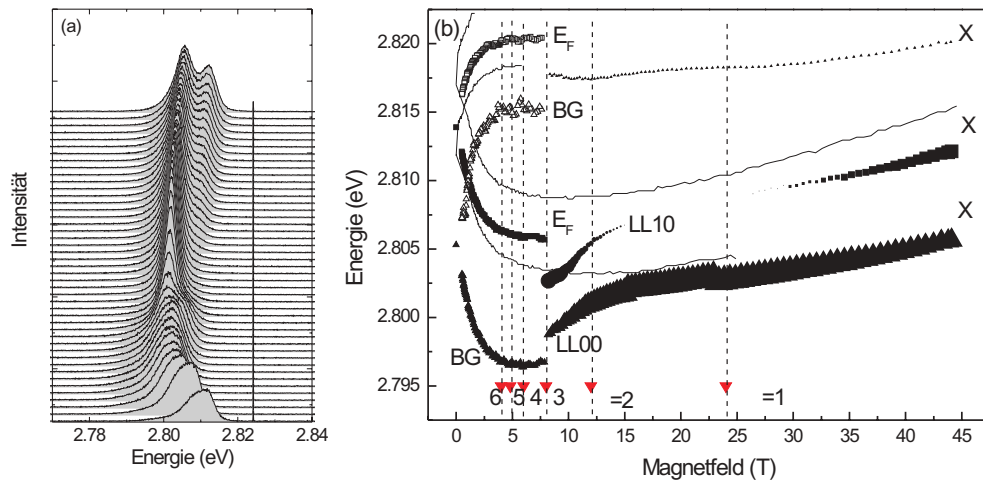
### 2.3.1 Teilweise spinpolarisierte Elektronengase

Das Verhältnis von FERMI-Energie und ZEEMAN-Aufspaltung ist der maßgebliche Parameter durch den die Spinpolarisation des Elektronengases in semimagnetischen Quantentrögen beeinflusst wird. Dieses Kapitel beschreibt die charakteristischen Änderungen der optischen Spektren bei einer teilweisen Spinpolarisation der 2DEGs. Im teilweise spinpolarisierten Fall ist die FERMI-Energie größer als die halbe ZEEMAN-Aufspaltung ( $E_F > 1/2E_Z$ ).

Abbildung 2.9a zeigt  $\sigma^+$ -polarisierte PL-Spektren von ModQW3 für verschiedene Magnetfelder im Bereich von  $B = 0$  bis  $B = 44$  T. Bei ModQW3 handelt es sich um einen symmetrisch modulationsdotierten  $\text{Zn}_{0.995}\text{Mn}_{0.005}\text{Se}/\text{Zn}_{0.94}\text{Be}_{0.06}\text{Se}$  Quantentrog mit einer Elektronendichte von  $n_e = 5.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Dies entspricht einer FERMI-Energie von  $E_F = 8.9$  meV. Der Sättigungswert der ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes durch die  $s$ - $d$ -Austauschwechselwirkung hat im Vergleich hierzu einem Wert von  $E_Z = 2.6$  meV. In Analogie zum nichtmagnetischen Fall entwickelt sich das PL-Spektrum bei  $B = 0$  bei dieser Elektronenkonzentration in eine breite PL-Bande. Die Halbwertsbreite des PL-Signals hat einen Wert von 8.8 meV und stimmt mit der Größe der FERMI-Energie überein. Durch die  $s/p$ - $d$ -Austauschwechselwirkung verschiebt das  $\sigma^+$ -polarisierte PL-Signal im Magnetfeld zu niedrigeren Energien. Darüber hinaus lässt sich eine leichte Verbreiterung des Signals erkennen. Ab einem Magnetfeld von etwa  $B = 8$  T spaltet das PL-Signal in zwei Linien auf, die mit steigendem Magnetfeld zu höheren Energien verschieben. Die höher energetische Linie verschwindet bei etwa  $B = 15$  T und ab  $B = 28$  T ist in den Spektren eine weitere Linie in der Nähe der Exzitonenergie der undotierten Referenzstruktur zu erkennen.

Abb. 2.9b zeigt die Energie der optischen Übergänge in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Offene bzw. geschlossene Symbole entsprechen  $\sigma^-$ - bzw.  $\sigma^+$ -polarisierten Übergängen in ModQW3. Die Größe der Symbole ist proportional zur Intensität der Übergänge in den Lumineszenzspektren. Zum Vergleich ist die Energie des Exzitons bzw. Singulett-Trions in

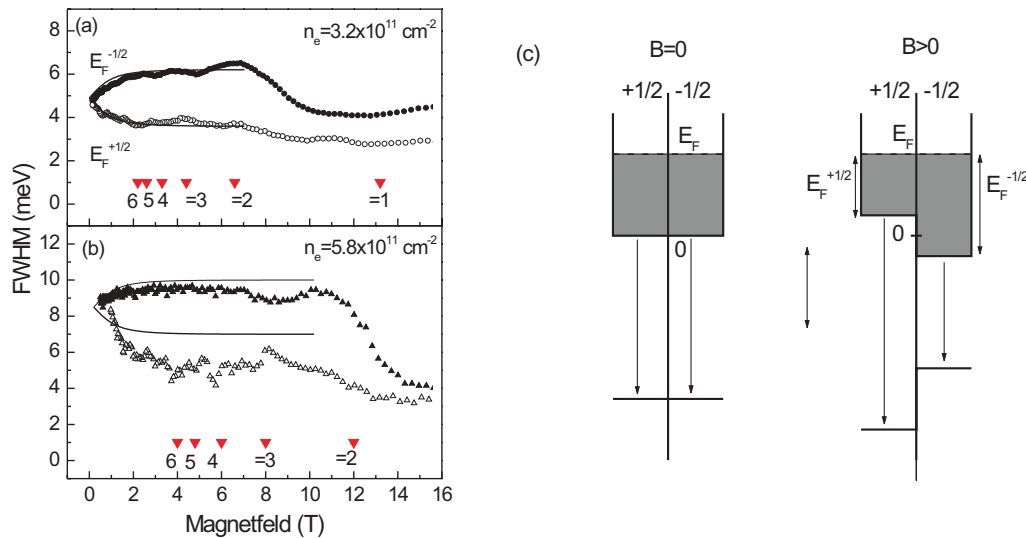




**Abbildung 2.9:** (a) In  $\sigma^+$ -Polarisation detektierte PL-Spektren von ModQW3 für verschiedene Magnetfelder im Bereich von  $B = 0$  bis  $B = 44$  T. (b) Offene bzw. geschlossene Symbole repräsentieren die Energie der in  $\sigma^-$  bzw.  $\sigma^+$ -Polarisation detektierten optischen Übergänge von ModQW3 in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Die Energie des geladenen und neutralen Exzitonübergangs der undotierten Referenzstruktur SQW1 ist zum Vergleich durch Linien dargestellt.

der undotierten Referenzstruktur gezeigt (gestrichelte und durchgezogene Linien). Bei kleinen Magnetfeldern sind in den PL-Spektren von ModQW3 keine Übergänge zwischen diskreten LANDAU-Niveaus zu erkennen. In diesem Bereich ist deshalb die energetische Lage der hoch bzw. nieder energetischen Flanke des Lumineszenzsignals dargestellt. Analog zum nichtmagnetischen Fall entsprechen diese Energien optischen Übergängen von Elektronen am FERMI-Niveau bzw. an der renormalisierten Bandlücke. Die Ladungsdichte im Quantentrog wurde aus den charakteristischen Änderungen der PL-Spektren in der Nähe von ganzzahligen Füllfaktoren bestimmt. Wie schon für den nichtmagnetischen Fall gezeigt, ändert sich die Energieverschiebung der optischen Übergänge mit dem Magnetfeld bei  $\nu = 2$  von einer linearen Verschiebung durch die LANDAU-Quantisierung des Elektronengases zu einer quadratischen Verschiebung wie sie typisch für exzitonische Übergänge ist. Die Energieverschiebung wird im Bereich kleiner Magnetfelder von der BRILLOUIN-förmigen Energieverschiebung durch die  $s/p$ - $d$ -Austauschwechselwirkung überlagert. Des Weiteren ist bei Füllfaktoren  $\nu < 1$  ein optischer Übergang in der Nähe der Energie des neutralen Exzitons der undotierten Referenzstruktur zu beobachten.

Das Verhalten entspricht für  $\nu < 3$  qualitativ dem Verhalten von nichtmagnetischen Quantentrögen. Die Spinpolarisation des Elektronengases zeigt jedoch deutliche Auswirkungen auf die Halbwertsbreite des PL-Signals bei kleineren Magnetfeldern. In Abbildung 2.10 ist die Breite des PL-Signals von ModQW2 und ModQW3 bei kleinen Magnetfeldern gezeigt. Bei ModQW2 handelt es sich ebenfalls um einen symmetrisch modulationsdotierten Quantentrog mit einer Mn-Konzentration von  $x = 0.005$ . Die Elektronendichte im Quantentrog hat einen Wert von  $n_e = 3.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Dies entspricht einer FERMI-Energie von  $E_F = 4.9$  meV. Bei  $B = 0$  stimmt dieser Wert mit der Breite des Lumineszenzsignals von ModQW2 überein. Mit



**Abbildung 2.10:** (a) Halbwertsbreite des PL-Signals von ModQW2 in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Geschlossene bzw. offene Symbole entsprechen Daten aus  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ -polarisierten Spektren. (b) Halbwertsbreite des PL-Signals von ModQW3. (c) Schematische Darstellung der Spinpolarisation des 2DEGs durch die s-d-Austauschwechselwirkung im Magnetfeld. Die LANDAU-Quantisierung ist vernachlässigt.

steigendem Magnetfeld nimmt die Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals in  $\sigma^+$ -Polarisation bis zur Sättigung der ZEEMAN-Aufspaltung zu. In  $\sigma^-$ -Polarisation nimmt die Breite des Signals symmetrisch ab. Wenn man die LANDAU-Quantisierung des Elektronengases zunächst vernachlässigt, hängt die FERMI-Energie für Elektronen unterschiedlichen Spins nur von der ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes ab. Dies ist schematisch in Abb. 2.10c dargestellt. Der Unterschied der FERMI-Energie für Elektronen mit Spin  $+1/2$  und  $-1/2$  entspricht genau der ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes. Die zu erwartende Breite des Lumineszenzsignals für Band-Band Übergänge zwischen Elektronen des 2DEGs und lokalisierten Löchern entspricht in  $\sigma^+$ -Polarisation dem Wert der FERMI-Energie  $E_F^{-1/2}$  für Elektronen mit Spin  $-1/2$  und in  $\sigma^-$ -Polarisation dem Wert der FERMI-Energie  $E_F^{+1/2}$  für Elektronen mit Spin  $+1/2$ . Eine Simulation der ZEEMAN-Aufspaltung der Leitungsband Zustände bei einer Mn-Konzentration von  $x = 0.005$  ist in Abb. 2.10a durch Linien dargestellt. Die Änderung der FERMI-Energien für Elektronen mit Spin  $\pm 1/2$  entspricht sehr genau der tatsächlich gemessenen Breite des PL-Signals in der jeweiligen Polarisation. Die leichten Oszillationen der experimentell gemessenen Halbwertsbreite ist auf die Oszillation der FERMI-Energie durch das Springen des FERMI-Niveaus auf das nächste niedrigere LANDAU-Niveau zurückzuführen.

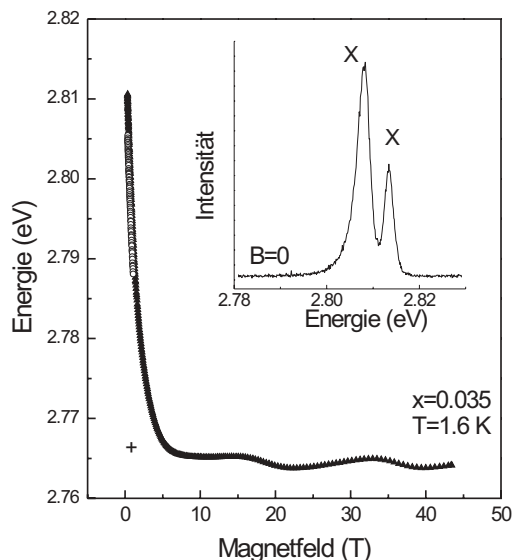
Die FERMI-Energie von  $E_F = 4.9 \text{ meV}$  bei  $B = 0$  liegt ungefähr in der Größenordnung der Bindungsenergie des Trions von  $E_b^T = 4.5 \text{ meV}$ . Es ist also zu erwarten, dass das Trion nicht mehr stabil gegenüber Dissoziation in Exziton und Elektron ist. Die Bindungsenergie des Exzitons von  $E_b \approx 30 \text{ meV}$  übersteigt die FERMI-Energie bei weitem. Das Exziton müsste bei dieser Elektronendichte noch stabil sein und einen deutlichen Einfluss auf die PL-Spektren haben. Die Änderung der Halbwertsbreite der Lumineszenzbande in der jeweiligen Polarisation

spricht jedoch dafür, dass es sich bei den optischen Übergängen bis  $\nu = 2$  um Band-Band-Übergänge handelt.

Die Änderung der Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals von ModQW3 mit dem Magnetfeld ist in Abb. 2.10b gezeigt. Die Elektronenkonzentration im Quantentrog hat in ModQW3 einen Wert von  $n_e = 5.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Das entspricht einer FERMI-Energie von  $E_F = 8.9 \text{ meV}$  bei  $B = 0$ . Das Verhalten entspricht qualitativ dem von ModQW2. Die ZEEMAN-Aufspaltung bewirkt eine Spinpolarisation des 2DEGs. Die Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals folgt ungefähr der theoretisch zu erwartenden Änderung von  $E_F^{\pm 1/2}$ . Die Änderung der Halbwertsbreite ist jedoch in  $\sigma^-$ -Polarisation etwas größer und in  $\sigma^+$ -Polarisation etwas kleiner als sich aus der Änderung von  $E_F^{\pm 1/2}$  durch die ZEEMAN-Aufspaltung erwarten ließe.

### 2.3.2 Vollständig spinpolarisierte Elektronengase

Die Analyse vollständig polarisierter Elektronengase liefert zusätzliche Informationen, die zur Identifikation der in den optischen Spektren beobachteten Übergänge genutzt werden können. Um eine vollständige Spinpolarisation des 2DEGs bei Füllfaktoren  $\nu > 1$  zu erreichen, muss die absolute ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes doppelt so groß sein wie die FERMI-Energie des Elektronengases bei  $B = 0$ . Eine erhöhte ZEEMAN-Aufspaltung führt jedoch nicht nur zu einer Spinpolarisation des 2DEGs, sondern hat darüber hinaus einen starken Einfluss auf die Stabilität geladener Exzitonen. Im Singulett-Zustand des Trions sind die Spins der beiden Elektronen antiparallel. Falls die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes die Bindungsenergie des zweiten Elektrons übersteigt, führt dies zur Dissoziation des Trions. In Abbildung 2.11 ist dies exemplarisch für SQW2 dargestellt. Bei SQW2 handelt es sich um einen nominell undotierten  $\text{Zn}_{0.965}\text{Mn}_{0.035}\text{Se}/\text{Zn}_{0.94}\text{Be}_{0.06}\text{Se}$  Quantentrog. Die Bildeinlage zeigt das Lumineszenzspektrum von SQW2 bei  $B = 0$  und  $T = 1.6 \text{ K}$ . Die beiden Linien bei 2.8134 eV bzw. 2.8081 eV lassen sich der Rekombination des Exzitons bzw. des Singulett-Trions zuordnen. Die Elektronendichte im Quantentrog wurde aus dem Verhältnis der Oszillatorstärke von neutralem und geladenem Exziton in Reflexionsspektren zu einem Wert von  $n_e \approx 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  bestimmt.



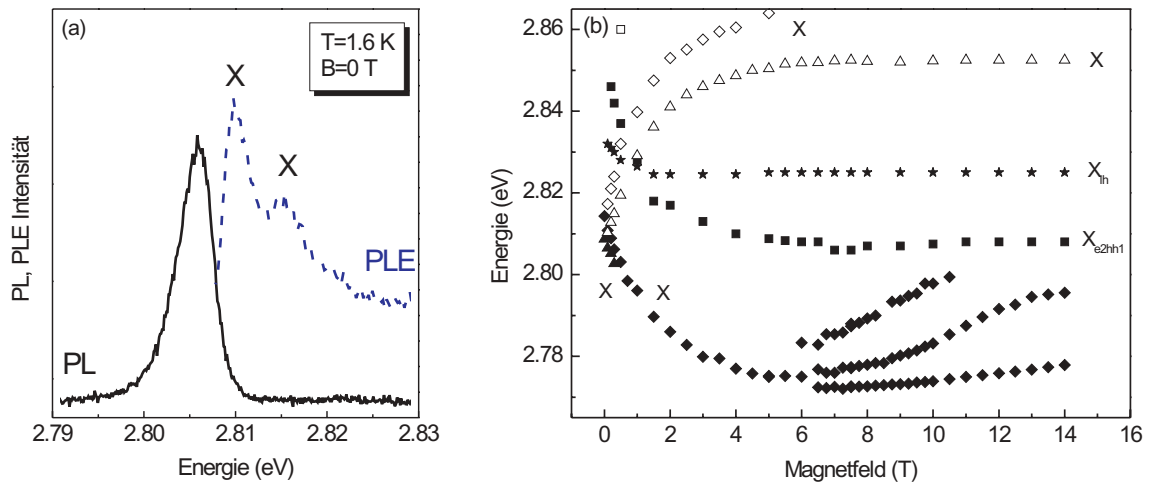
**Abbildung 2.11:** Energie des Exziton- (Dreiecke) und Singulett-Trionübergangs (Kreise) in  $\sigma^+$ -polarisierten PL-Spektren von SQW2 in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Mn-Konzentration von SQW2 beträgt  $x = 0.035$ . Die Messungen wurden bei einer Temperatur von  $T = 1.6 \text{ K}$  durchgeführt. Die Bildeinlage zeigt das PL-Spektrum von SQW2 bei  $B = 0$ .

Die Energie des  $\sigma^+$ -polarisierten Exzitonübergangs in Abhängigkeit vom Magnetfeld ist in Abb. 2.11 durch Dreiecke dargestellt. Die große ZEEMAN-Aufspaltung des Valenzbandes führt dazu, dass  $\sigma^-$ -polarisierte Übergänge schon bei sehr kleinen Magnetfeldern nicht mehr stattfinden, da sie thermisch nicht mehr besetzt sind. Die Oszillationen der Energie des Exzitons bei hohen Magnetfeldern sind auf das Aufbrechen durch die  $d-d$ -Austauschwechselwirkung antiferromagnetisch gekoppelter Mn-Ionen zurückzuführen (siehe Kap. 1.2.3). Das Aufbrechen dieser Paare bewirkt einen sprunghaften Anstieg der Magnetisierung bei Vielfachen von  $B \approx 19$  T. Dies führt zu einem Anstieg der ZEEMAN-Aufspaltung und somit zu einer Energieerniedrigung des  $\sigma^+$ -polarisierten Exzitonübergangs. Zusätzlich führt die diamagnetische Verschiebung des Exzitons zu einem quadratischen Anstieg der Exzitonenergie mit dem Magnetfeld. Die Oszillation der Exzitonenergie ergibt sich aus der Überlagerung dieser beiden Effekte.

Die Energie des Singulett-Trions ist in Abb. 2.11 durch Kreise dargestellt. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes führt bei einem Magnetfeld von  $B = 0.8$  T zur Dissoziation des geladenen Exzitons. Der energetische Abstand der geladenen und neutralen Exzitonlinie beträgt  $5.3$  meV. Die FERMI-Energie hat bei einer Elektronenkonzentration von  $n_e = 3 \times 10^{10}$  cm $^{-2}$  einen Wert von  $E_F \approx 0.3$  meV. Die Energiedifferenz zwischen geladener und neutraler Exzitonlinie steigt nach Gleichung 1.55 im Bereich kleiner Elektronendichten linear mit der FERMI-Energie. Dies liefert einen Wert für die Bindungsenergie des Trions von  $E_b^{X^-} \approx 5.0$  meV. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes führt bei einer Mn-Konzentration von  $x = 0.035$  bei einem Magnetfeld von  $B = 0.8$  T zum Verschwinden des Trionübergangs in den Lumineszenzspektren. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes hat bei diesem Magnetfeld einen Wert von ungefähr  $6.0$  meV und übersteigt somit die Bindungsenergie des zweiten Elektrons. Der dominierende Faktor, der in niedrig dotierten Strukturen für das Verschwinden des Trions in den Lumineszenzspektren verantwortlich ist, ist das Verhältnis von ZEEMAN-Aufspaltung der Elektronen und Bindungsenergie des Trions. Bei höheren Elektronendichten lassen sich Abweichungen von diesem Verhalten feststellen.

Abbildung 2.12a zeigt PL- und PLE-Spektren von ModQW6 bei  $B = 0$  und einer Temperatur von  $1.6$  K. Bei ModQW6 handelt es sich um einen symmetrisch modulationsdotierten Zn $_{0.965}$ Mn $_{0.035}$ Se/Zn $_{0.94}$ Be $_{0.06}$ Se Quantentrog der Breite  $100$  Å. Die Elektronendichte im Quantentrog hat einen Wert von  $2.9 \times 10^{11}$  cm $^{-2}$ . Dies entspricht einer FERMI-Energie von  $E_F = 4.4$  meV. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der Halbwertsbreite des PL-Signals von  $4.7$  meV. Im PLE-Spektrum sind zwei Linien zu erkennen. Die Absorptionskante setzt bei der hoch energetischen Flanke des PL-Signals ein, wie es für einen optischen Übergang zwischen Valenzband in die freien Leitungsbandzustände oberhalb des FERMI-Niveaus zu erwarten ist (vgl. Kap. 1.5.3). Wie im Folgenden gezeigt wird, lässt sich aus der zirkularen Polarisation dieses Übergangs im Magnetfeld schließen, dass diese Linie auf die Erzeugung eines geladenen Exzitons zurückzuführen ist. Die Linie ist in Abb. 2.12a daher mit  $X^-$  bezeichnet. Die zweite, höher energetische Linie im PLE-Spektrum ist auf die resonante Erzeugung eines Exzitons zurückzuführen. Diese Linie zeigt eine deutliche Verbreiterung auf der hoch energetischen Seite. Die Verbreiterung ist auf eine Streuung der Exzitonen mit den Elektronen des 2DEGs zurückzuführen [Sur01, Ess03].

Die energetische Verschiebung der Linien in den PLE-Spektren mit dem Magnetfeld ist in Abb. 2.12b gezeigt. Offene Symbole repräsentieren  $\sigma^-$ -polarisierte Übergänge, geschlossene Symbole entsprechen  $\sigma^+$ -polarisierten Übergängen. Im Gegensatz zu PL-Messungen liefern



**Abbildung 2.12:** (a) PL- und PLE-Spektrum von ModQW26 bei  $B = 0$  und  $T = 1.6$  K. (b) Energie der in den PLE-Spektren beobachtbaren Übergänge in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Offene (geschlossene) Symbole repräsentieren  $\sigma^-$ - ( $\sigma^+$ -) polarisierte Übergänge.

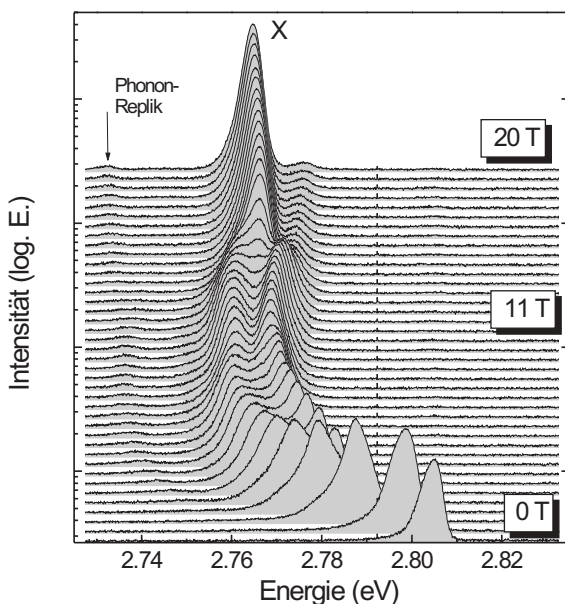
PLE-Messungen auch Informationen über angeregte Zustände des Quantentrog. Die Energie des Leichtlochübergangs  $X_{lh}$  und des Übergangs zwischen dem zweiten Quantentrogniveau des Leitungsbandes und dem ersten Quantentrogniveau des Schwerlochbandes  $X_{e2-hh1}$  sind in Abb. 2.12 durch Sterne bzw. Quadrate dargestellt. Die durch Rauten repräsentierten Daten entsprechen der Energie des Schwerlochexzitons. Die Energie des geladenen Exzitons ist durch Dreiecke dargestellt. In  $\sigma^-$ -Polarisation ist die Trionlinie über den gesamten Magnetfeldbereich beobachtbar. In  $\sigma^+$ -Polarisation hingegen verschwindet sie bei einem Magnetfeld von  $B = 0.5$  T. Dies legt nahe, dass es sich bei der nieder energetischen Linie nicht um einen Band-Band-Übergang, sondern um ein geladenes Exziton handelt, dessen Formation durch die Polarisation des 2DEGs unterdrückt wird.

Die FERMI-Energie hat in ModQW6 einen Wert von  $E_F = 4.4$  meV. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der Trionbindungsenergie von  $E_b^{X_s^-} = 4.5$  meV in einem  $100 \text{ \AA}$  breiten ZnSe/Zn<sub>0.94</sub>Be<sub>0.06</sub>Se Trog. Es ist zu erwarten, dass bei dieser Elektronenkonzentration keine Trion Formation mehr möglich ist. Eine vollständige Abschirmung der COULOMB-Wechselwirkung zwischen dem optisch erzeugten Loch und den Elektronen ist in zweidimensionalen Strukturen auch für sehr hohe Elektronendichten ( $E_F \approx E_X$ ) nicht möglich. Dies führt deshalb Ausbildung eines gebundenen Zustands zwischen Elektron und Loch.<sup>5</sup> Das COULOMB-Potenzial des optisch erzeugten Lochs führt deshalb auch bei hohen Elektronendichten zu Ausbildung eines zweifach besetzten COULOMB-gebundenen Zustands (Singulett-Trion). Nach BROWN et al. sind in Absorptionsspektren deshalb prinzipiell drei Absorptionskanten  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  und  $\omega_3$  zu erwarten, die aus der Besetzung des COULOMB-gebundenen Zustandes durch zwei (Trion) ein (Exziton) bzw. kein (Band-Band-Übergang) Elektron resultieren [Bro96]. Der energetische Abstand  $\omega_1 - \omega_2$  entspricht der minimalen Energie, die benötigt wird um eines der gebundenen Elektronen des doppelt besetzten Zustandes zu entfernen. BROWN

<sup>5</sup>Die theoretisch berechnete Bindungsenergie zwischen Elektron und Loch in Abhängigkeit der Elektronendichte ist in Abb. 1.15 dargestellt.

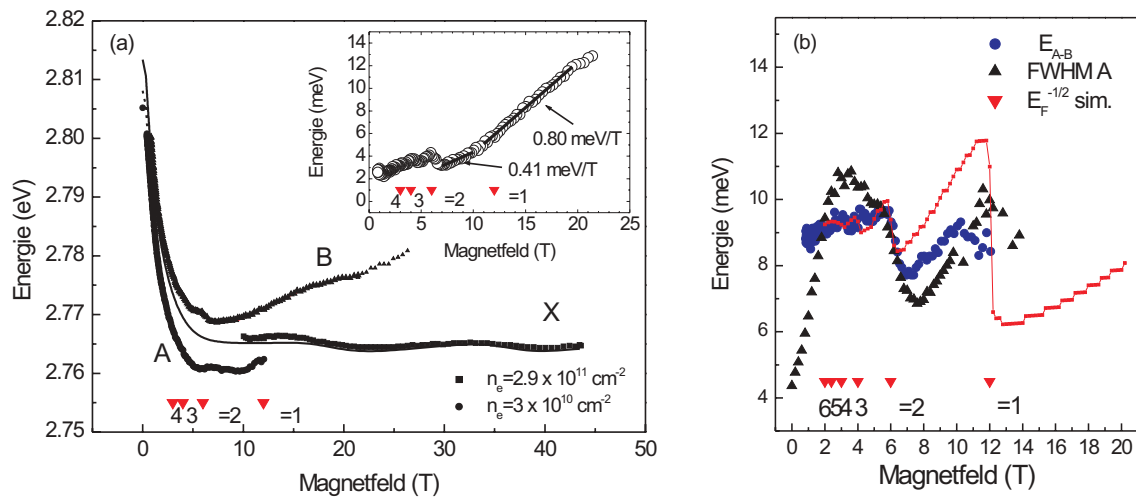
et al. zeigten theoretisch, dass die Absorption zweidimensionaler Elektronengase über einen weiten Bereich von Elektronendichten durch die Absorptionskanten  $\omega_1$  und  $\omega_2$  des zweifach bzw. einfach COULOMB-gebundenen Zustandes bestimmt wird. In den berechneten Absorptionsspektren ist keine Signatur der Absorption des Kontinuums ( $\omega_3$ ) zu erkennen. Experimentell konnten die Autoren in GaAs-basierten Quantentrögen nur die Absorption an der Absorptionskante  $\omega_1$  nachweisen.

Die Trionlinie verschwindet in  $\sigma^+$ -Polarisation schon in kleinen Magnetfeldern. Die Absorption durch das Exziton bleibt in dieser Polarisation über den gesamten Magnetfeldbereich erhalten. Mit steigendem Magnetfeld und stärker werdender LANDAU-Quantisierung entwickelt sich die zur hoch energetischen Seite verbreiterte Exzitonlinie in eine Serie diskreter Exziton-Zyklotron-Resonanzen [Yak97]. Die Exziton-Zyklotron-Resonanz ist ein kombinierter Prozess, bei dem während der Erzeugung des Exzitons zusätzlich ein Elektron aus besetzten LANDAU-Niveaus in ein freies LANDAU-Niveau angehoben wird.



**Abbildung 2.13:** In  $\sigma^+$ -Polarisation detektierte PL-Spektren von ModQW6 für verschiedene Magnetfelder in einem Bereich von  $B = 0$  bis  $B = 20$  T. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von  $T = 1.6$  K durchgeführt.

Der Einfluss eines Magnetfeldes auf das PL-Signal von ModQW6 ist Abbildung 2.13 dargestellt. In Abb. 2.13 sind  $\sigma^+$ -polarisierte Lumineszenzspektren für Magnetfelder im Bereich zwischen  $B = 0$  und  $B = 20$  T bei einer Temperatur von 1.6 K gezeigt. Die Intensität der Spektren ist in logarithmischer Darstellung angegeben. Die Linie bei 2.8060 eV im Spektrum bei  $B = 0$  wird im Folgenden als A-Linie bezeichnet. Sie zeigt eine Verbreiterung zur nieder energetischen Seite hin und besitzt eine Halbwertsbreite, die in der Größenordnung der FERMI-Energie liegt. Im Magnetfeld verschiebt das Lumineszenzsignal wegen der großen ZEEMAN-Aufspaltung in  $\sigma^+$ -Polarisation schnell zu niedrigeren Energien. In  $\sigma^-$ -Polarisation verschwindet das Signal schon bei sehr kleinen Feldern. Bei einem Magnetfeld von  $B = 0.8$  T ist 8.9 meV oberhalb der A-Linie eine zweite Linie in den PL-Spektren beobachtbar, die im Folgenden als B-Linie bezeichnet wird. Bis zu einem Magnetfeld von  $B = 11$  T gewinnt die B-Linie mit steigendem Magnetfeld an Intensität. Ab dieser Magnetfeldstärke ist in den PL-Spektren eine dritte Linie beobachtbar, die energetisch zwischen der A- und der B-Linie liegt. Mit zunehmendem Magnetfeld gewinnt dieser Übergang an Intensität und die anderen



**Abbildung 2.14:** (a) Energie der in  $\sigma^+$ -polarisierten PL-Spektren von ModQW6 beobachteten Übergänge in Abhängigkeit vom Magnetfeld (Symbole). Die Energie des Exzitons in der undotierten Referenzstruktur SQW2 ist zum Vergleich durch eine durchgezogene Linie gezeigt. Bildeinlage: Energie der B-Linie nach der Subtraktion der Exziton Energie. (b) Halbwertsbreite der A-Linie (Punkte) und Energiedifferenz von A- und B-Linie (Dreiecke). Zum Vergleich ist die berechnete FERMI-Energie von Elektronen mit Spin  $-1/2$  durch eine durchgezogene Linie gezeigt.

beiden Linien verschwinden. Die dritte Linie bleibt auch bei hohen Magnetfeldern stabil. Bei der schwachen Linie, die energetisch ungefähr 33 meV unterhalb der B-Linie liegt handelt es sich um eine Phonon-Replik der B-Linie. Die Phonon-Replik verschiebt über den ganzen Magnetfeldbereich parallel zur B-Linie. Die Energie des LO-Phonons hat in ZnSe-basierten Strukturen einen Wert von 32.5 meV.

Die Energie der optischen Übergänge in Abhängigkeit des Magnetfeldes ist in Abb. 2.14a zusammengefasst. Zum Vergleich ist die Energie von neutralem und geladenem Exziton in der nominell undotierten Referenzstruktur SQW2 gezeigt (durchgezogene und gestrichelte Linien). Im Bereich hoher Magnetfelder ( $\nu \ll 1$ ) stimmt die Energie des in ModQW6 beobachteten Übergangs in guter Näherung mit der Energie des Exzitonübergangs in der undotierten Referenzstruktur überein. Die Wiederherstellung des Exzitonübergangs bei Füllfaktoren  $\nu < 1$  wurde ebenfalls in nichtmagnetischen Quantentrögen beobachtet. Bei der Linie, die das Spektrum ab  $\nu = 1$  dominiert, handelt es sich um die Rekombination eines neutralen Exzitons.

In der undotierten Referenzstruktur verschwindet das geladene Exziton, wenn die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes größer ist als die Bindungsenergie des zweiten Elektrons. Bei einer Mn-Konzentration von  $x = 0.035$  findet die Dissoziation des Trions bei einem Magnetfeld von  $B = 0.8$  T statt. Es ist zu erwarten, dass das geladene Exziton in den stärker dotierten Strukturen ebenfalls bei diesem Magnetfeld dissoziiert. Die Emissionsspektren zeigen jedoch deutliche Abweichungen zu diesem Verhalten. Die A-Linie, die sich durch die steigende Dotierung aus dem  $X_S^-$ -Übergang entwickelt, ist Abb. 2.14a durch gefüllte Kreise dargestellt. Im Gegensatz zu der undotierten Referenzstruktur ist diese Linie bis zum Füllfaktor  $\nu = 1$  stabil.

Die Halbwertsbreite der A-Linie in Abhängigkeit vom Magnetfeld ist in Abb. 2.14b durch Dreiecke dargestellt. Die Halbwertsbreite zeigt das gleiche Verhalten wie es für teilweise polarisierte Elektronengase im vorigen Kapitel beschrieben wurde. Bei  $B = 0$  entspricht die Halbwertsbreite der Linie ungefähr der FERMI-Energie von  $E_F = 4.4$  meV. Mit der Polarisation des Elektronengases durch die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes steigt die FERMI-Energie für Elektronen mit Spin  $-1/2$  (vgl. Abb. 2.10b). Die Halbwertsbreite der A-Linie in  $\sigma^+$ -Polarisation steigt ebenfalls bis zu einem Magnetfeld von  $B = 2.8$  T. Die theoretisch zu erwartende ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes hat bei einer Mn-Konzentration von  $x = 0.035$  bei diesem Magnetfeld einen Wert von 12.8 meV. Die Halbwertsbreite der A-Linie ist bei diesem Magnetfeld auf 10.8 meV angewachsen, was ungefähr der doppelten Breite bei  $B = 0$  entspricht. Das Elektronengas ist also vollständig polarisiert. Für höhere Magnetfelder oszilliert die Breite der A-Linie mit dem FERMI-Niveau, das für steigende Magnetfelder in niedrigere LANDAU-Niveaus springt. Die berechnete FERMI-Energie für Elektronen bei  $T = 1.6$  K mit Spin  $-1/2$  ist in Abb. 2.14b durch eine durchgezogene Linie dargestellt. Bei der Berechnung wurden LORENTZ-förmig verbreiterte LANDAU-Niveaus mit einer Breite von  $\Gamma = 2$  meV angenommen. Zur Berechnung der Energie der LANDAU-Niveaus wurde eine effektive Masse von  $m_e = 0.15m_0$  und eine Mn-Konzentration von  $x = 0.035$  verwendet (vgl. Glg. 1.33).

Das Verhalten der A-Linie entspricht qualitativ dem Verhalten der breiten Lumineszenzbande, die in den nichtmagnetischen Quantentrögen beobachtet wird. Der Unterschied zu den PL-Spektren semimagnetischer Quantentröge mit kleinerer Mn-Konzentration besteht in dem Auftauchen der B-Linie. Bei dem gleichen Magnetfeld bei dem das Singulett-Trion in der undotierten Referenzstruktur dissoziiert, wird in den PL-Spektren des modulationsdotierten Quantentrögs die B-Linie beobachtbar, die mit steigendem Magnetfeld an Intensität gewinnt. Die A- bzw. B-Linie kann deshalb als gebundener Zustand von zwei Elektronen (Trion) bzw. einem Elektron an ein Valenzbandloch (Exziton) interpretiert werden.

Die Energiedifferenz der beiden Übergänge ist in Abb. 2.14b durch Kreise dargestellt. Der Abstand der beiden Linien oszilliert mit der FERMI-Energie für Elektronen mit Spin  $E_F^{+1/2}$ . Diese Tatsache entspricht ebenfalls der Interpretation der A- und B-Linie als trionischem und exzitonischem Zustand, da die Energiedifferenz zwischen neutralem und geladenem Exziton nach  $\Delta XT = E_b + E_F$  von der FERMI-Energie abhängt.

Die B-Linie wird im Bereich  $\nu < 1$  gleichzeitig mit dem Übergang des neutralen Exziton beobachtet. Des Weiteren ist die Energie der B-Linie bei  $\nu > 1$  im Vergleich zur Exzitonenergie der undotierten Referenzstruktur zu höheren Energien verschoben. Die Energieverschiebung des Übergangs muss ihre Ursache in der Anwesenheit des 2DEGs haben. Der mögliche Ursprung der B-Linie wird im Folgenden diskutiert. Um den Einfluss der ZEEMAN-Aufspaltung vom Einfluss des 2DEGs auf die Energieverschiebung der B-Linie zu trennen wurde die ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons der undotierten Referenzstruktur von der Energie der B-Linie subtrahiert. Das Ergebnis zeigt die Bildeinlage von Abb. 2.14a. Bei niedrigen Füllfaktoren oszilliert die Energie mit der FERMI-Energie. Im Bereich von  $2 > \nu > 1$  steigt die Energie ungefähr mit der halben Zyklotronenergie. Die Zyklotronenergie in ZnSe hat bei einer effektiven Elektronenmasse von  $m_e = 0.15m_0$  einen Wert von  $\hbar\omega_c^e = 0.77$  meV/T. Ab  $\nu < 1$  steigt die Energie der B-Linie linear mit dem Magnetfeld an, mit einem Wert der ungefähr der ganzen Zyklotronenergie entspricht.

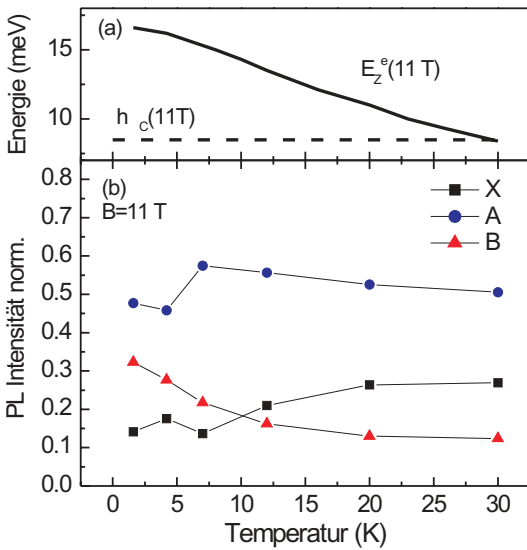
Für den Ursprung der B-Linie lassen sich zwei verschiedene Mechanismen verantwortlich machen: (i) Ein möglicher Prozess, der einen linearen Anstieg der Energie der A-Linie



mit  $\hbar\omega_c^e$  im Magnetfeld für  $\nu < 1$  erklären kann, ist eine inverse Exziton-Zyklotron-Resonanz, d.h. während der Rekombination des Exzitons findet ein Übergang eines Elektrons aus dem LANDAU-Niveau mit  $N_e = 1$  in das niedrigste LANDAU-Niveau mit  $N_e = 0$  statt. Für die Energie dieses kombinierten Prozesses ergibt sich  $\hbar\omega_{ph} = E_X + \hbar\omega_c^e$ . Die Intensität dieses Prozesses muss eine starke Abhängigkeit von der Besetzung des LANDAU-Niveaus mit  $N_e = 1$  haben. Der Prozess verschwindet wenn das  $N_e = 1$  LANDAU-Niveau nicht mehr thermisch besetzt ist. Experimentell wird beobachtet, dass die Intensität der Linie bei  $\nu = 1$  stark abnimmt. (ii) Ein weiterer Prozess der den linearen Anstieg mit der Zyklotronenergie erklären kann, ist die Rekombination eines Magnetoexzitons, das aus einem Elektron aus dem LANDAU-Niveau mit  $N_e = 1$  und einem Loch aus dem LANDAU-Niveau mit  $N_h = 0$  aufgebaut ist. Die COULOMB-Wechselwirkung solcher Exzitonen kann im Rahmen der Magnetoexziton-Theorie beschrieben werden. Die Magnetoexziton-Theorie ist eigentlich nur im Grenzfall hoher Magnetfelder ( $\hbar\omega_c \gg E_b^X$ ) und in der Nähe ganzzahliger Füllfaktoren anwendbar. Die Bedingung  $\hbar\omega_c \gg E_b^X$  ist in den untersuchten ZnSe-basierten Quantentrögen bei den Magnetfeldern  $B < 40$  T nicht erfüllt. Die Magnetoexziton-Theorie soll im Folgenden jedoch für eine qualitative Interpretation der Daten benutzt werden. Ein Magnetoexziton  $\text{MX}(N_e, N_h)$  wird aus Zuständen aus dem Elektron-LANDAU-Niveau  $N_e$  und Loch-LANDAU-Niveau  $N_h$  aufgebaut. Nach BYCHKOV und RASHBA sind Magnetoexzitonen  $\text{MX}(N_e, N_h)$  an der FERMI-Energie in der Nähe ganzzahliger Füllfaktoren stabil [Byc91]. Optisch erlaubt sind nur Übergänge von Magnetoexzitonen mit  $N_e = N_h$ . Diese Auswahlregel wird jedoch durch Streuung der Magnetoexzitonen an Elektronen mit  $N_e = 1$  gelockert. Die Rekombination eines Magnetoexzitons  $\text{MX}(1,0)$  kann somit nach RASHBA et al. für das Auftreten der Zyklotronsatelliten in der Nähe von  $\nu = 1$  verantwortlich sein [Ras00].  $\text{MX}(1,0)$  ist nur bei  $\nu \gtrsim 1$  stabil, da das  $N_e = 0$  LANDAU-Niveau vollständig gefüllt sein muss. Bei  $\nu \lesssim 1$  nimmt die Intensität des  $\text{MX}(1,0)$ -Übergangs sehr schnell ab und der Übergang verschwindet so schnell wie es die Homogenität der Probe erlaubt. Der energetische Abstand zum Magnetoexziton mit der niedrigsten Energie  $\text{MX}(0,0)$  bzw.  $X$  entspricht der Zyklotronenergie  $\hbar\omega_c$ .

Beide oben erläuterten Prozesse können den Anstieg der B-Linie mit  $\hbar\omega_c$  bei Füllfaktoren  $\nu < 1$  erklären. Um festzustellen welcher Prozess die wahrscheinlichere Ursache für die A-Linie ist, wurden temperaturabhängige Messungen durchgeführt. Das Ergebnis der Messungen bei  $B = 11$  T ist in Abbildung 2.15 gezeigt. Der Füllfaktor hat bei diesem Magnetfeld einen Wert von  $\nu \gtrsim 1$ . Die Erhöhung der Temperatur bewirkt in diesem Fall eine stärkere thermische Besetzung des  $N_e = 1$  LANDAU-Niveaus und eine Entvölkerung des  $N_e = 0$  Niveaus. Die vollständige Spinpolarisation des Elektronengases bleibt über den ganzen Temperaturbereich erhalten. Dies ist in Abb. 2.15a veranschaulicht. Die Simulation der ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes in Abhängigkeit der Temperatur bei  $B = 11$  T ist in Abb. 2.15a durch eine durchgezogene Linie dargestellt. Die Zyklotronenergie ist unabhängig von der Temperatur und ist in Abb. 2.15a durch eine gestrichelte Linie dargestellt. Die ZEEMAN-Aufspaltung ist im ganzen dargestellten Temperaturbereich größer als die Zyklotronenergie. Der Füllfaktor ist ebenfalls unabhängig von der Temperatur. Wegen  $\nu \gtrsim 1$  sind bei diesem Magnetfeld nur 2 LANDAU-Niveaus besetzt. Die energetisch niedrigsten LANDAU-Niveaus sind über den ganzen Temperaturbereich also die Niveaus mit  $N_e = 0$  und  $N_e = 1$  der Elektronen mit Spin  $-1/2$ .

Bei  $B = 11$  T sind im Spektrum von ModQW6 drei Linien zu erkennen. Abbildung 2.15b zeigt die Abhängigkeit der relativen Intensität dieser drei Linien von der Temperatur. Die Intensität der A-Linie bzw. des Singulett-Trions (Kreise) hängt nur schwach von der Tem-



**Abbildung 2.15:** (a) Berechnete ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes in Abhängigkeit der Temperatur bei einem Magnetfeld von  $B = 11\text{ T}$  (durchgezogene Linie). Zum Vergleich ist die von der Temperatur unabhängige Zyklotronenergie  $\hbar\omega_c$  bei  $B = 11\text{ T}$  durch eine gestrichelte Linie dargestellt. (b) Relative Intensität der bei  $B = 11\text{ T}$  im PL-Spektrum beobachtbaren Übergänge in Abhängigkeit der Temperatur.

peratur ab. Ihre Intensität bleibt über den gesamten Temperaturbereich nahezu konstant. Die Intensität der Exzitonlinie (Quadrate) nimmt mit steigender Temperatur deutlich zu, während die Intensität der höher energetischen B-Linie (Dreiecke) deutlich abnimmt. Dies widerspricht der Vermutung, dass es sich bei der B-Linie um eine inverse Exziton-Zyklotron-Resonanz handelt, bei der ein Exziton rekombiniert und gleichzeitig ein Elektron vom LANDAU-Niveau mit  $N_e = 1$  auf den frei werdenden Platz im LANDAU-Niveau mit  $N_e = 0$  fällt. Durch Erhöhung der Temperatur wird das  $N_e = 1$  LANDAU-Niveau stärker besetzt. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozess müsste also zunehmen. Experimentell zeigt sich jedoch, dass die Intensität des Übergangs mit steigender Temperatur abnimmt. Dies entspricht dem Verhalten, wie es für die Intensität der Rekombination eines  $\text{MX}(1,0)$  zu erwarten wäre. Wie bereits erwähnt ist dieser Übergang optisch verboten. Die  $N_e = N_h$  Auswahlregel kann nur durch Streuung des Magnetoexzitons an einem weiteren Elektron aus dem  $N_e = 1$  LANDAU-Niveau gelockert werden. Die Intensität der A-Linie müsste folglich mit steigender Besetzung des  $N_e = 1$  LANDAU-Niveaus ebenfalls ansteigen. Eine Erhöhung der Temperatur führt jedoch nicht nur zu einer vermehrten Besetzung von  $N_e = 1$  Zuständen, sondern gleichzeitig zu einer Entvölkerung des  $N_e = 0$  LANDAU-Niveaus. Ein  $\text{MX}(1,0)$  ist jedoch nur stabil, wenn das  $N_e = 0$  LANDAU-Niveau vollständig gefüllt ist [Byc91]. Dies führt zur starken Abnahme der Intensität der B-Linie mit der Temperatur.

Bei den experimentellen Daten in Abb. 2.15b wurde die Besetzung des  $N_e = 1$  Niveaus durch eine thermische Umverteilung zwischen dem  $N_e = 1$  und  $N_e = 0$  Niveau erreicht. Bei einer Änderung der Besetzung des  $N_e = 1$  LANDAU-Niveaus durch eine Vergrößerung des Füllfaktors mittels einer Verkleinerung des Magnetfeldes nimmt die Intensität der B-Linie mit größer werdendem Füllfaktor im Bereich  $1 < \nu < 2$  monoton zu (nicht gezeigt). Dies entspricht ebenfalls dem Verhalten, wie es für ein Magnetoexziton  $\text{MX}(1,0)$  zu erwarten wäre, da mit steigendem Füllfaktor die Anzahl der potentiellen Streupartner erhöht wird.

Die Voraussagen der Magnetoexziton-Theorie sind in guter qualitativer Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen in der Nähe von  $\nu \approx 1$ . Es liegt nahe, dass die B-Linie auch für kleinere Magnetfelder, d.h. für Füllfaktoren  $\nu > 1$ , als das jeweils stabile Magnetoexziton interpretiert werden kann. Dieses Magnetoexziton wird aus Lochzuständen des  $N_h = 0$

LANDAU-Niveaus und Elektronzuständen des jeweiligen LANDAU-Niveaus am FERMI-Niveau gebildet.

## 2.4 Zusammenfassung und Diskussion

In den vorangegangenen Kapiteln wurden exzitonische Effekte in modulationsdotierten ZnSe bzw. (Zn,Mn)Se Quantentrögen beschrieben. Der Einfluss einer steigenden Dotierung auf die Spektrform kann wie folgt zusammengefasst werden: Mit wachsender Elektronengaskonzentration entwickelt sich die Trionlinie in Lumineszenzspektren in eine verbreitete Lumineszenzbande. Im Bereich kleiner Elektronendichten ( $n_e \lesssim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) entspricht die Form der Linie einer zur nieder energetischen Seite asymmetrisch verbreiterten Trionlinie. Bei höheren Elektronendichten wird die Spektrform durch die thermische Besetzung der Lochzustände bzw. durch eine Lokalisierung der Löcher beeinflusst. Die Halbwertsbreite der Linie steht in direktem Zusammenhang mit der FERMI-Energie des Elektronengases. Übersteigt die FERMI-Energie die inhomogene Verbreiterung des Übergangs, kann aus der Halbwertsbreite der verbreiterten Trionlinie die Elektronengaskonzentration abgeschätzt werden.

In einem äußeren Magnetfeld entspricht die Breite der Linie der FERMI-Energie des jeweiligen Subbandes mit Spin  $\pm 1/2$ . Die optischen Übergänge können im Bereich  $\nu > 2$  als Übergänge zwischen Einteilchenzuständen interpretiert werden. Die Energieverschiebung der Übergänge im Magnetfeld wird in diesem Fall hauptsächlich durch die lineare Energieverschiebung der Elektron- und Lochzustände durch die LANDAU-Quantisierung bestimmt. Die LANDAU-Niveaus der Elektronen sind stark verbreitert und können nur im Bereich niedriger Füllfaktoren als diskrete Linien beobachtet werden. Beim Füllfaktor  $\nu = 2$  ändert sich die Energieverschiebung der optischen Übergänge mit dem Magnetfeld von einer linearen Verschiebung durch die LANDAU-Quantisierung in eine quadratische Verschiebung, wie sie für die diamagnetische Verschiebung exzitonischer Übergänge charakteristisch ist. In nicht vollständig polarisierten Elektronengasen entspricht die Energie der diamagnetisch verschiebenden Linie der Energie des Singulett-Trions der entsprechenden undotierten Referenzstrukturen. Bei  $\nu \leq 1$  ist in diesem Fall in den Spektren eine weitere Linie bei der Exzitonenergie der undotierten Referenzstrukturen zu beobachten. Die Energieverschiebung dieser Linie im Magnetfeld entspricht der diamagnetischen Verschiebung des Exzitons der entsprechenden undotierten Referenzstrukturen. In semimagnetischen Quantentrögen wird die lineare Energieverschiebung im Bereich  $\nu < 2$  durch die BRILLOUIN-artige Energieänderung der Leitungs- und Valenzbandzustände aufgrund der *s/p-d*Austauschwechselwirkung überlagert. Der Übergang von LANDAU-artiger zu exzitonartiger Verschiebung findet in Elektronengasen, die schon bei Füllfaktoren  $\nu > 2$  vollständig spinpolarisiert sind, bei  $\nu = 1$  statt.

Der abrupte Wechsel von LANDAU-artiger zu exzitonartiger Verschiebung ist theoretisch noch nicht vollständig verstanden. Als mögliche Erklärung dieses abrupten Wechsels bei diesem Füllfaktor wird in der Literatur eine verborgene Symmetrie des zweidimensionalen Elektronensystems bei  $\nu \leq 2$  genannt [Ras00, Mac90], die dazu führt dass alle optischen Übergänge die Energie des MX(0,0) Magnetoexzitons besitzen. Nur symmetrisch dotierte Quantentröge besitzen diese Symmetrie. In asymmetrisch dotierten Quantentrögen sollte also keine diamagnetische Verschiebung der optischen Übergänge beobachtbar sein. Diese Voraussage konnte experimentell in dieser Arbeit nicht überprüft werden, da keine einseitig modulationsdotierten

Quantentröge mit ausreichend hoher Elektronendichte zur Verfügung standen. Im Widerspruch dazu, dass die versteckte Symmetrie bei  $\nu \leq 2$  die Ursache für die diamagnetische Verschiebung der optischen Übergänge ist, steht das experimentelle Ergebnis, dass bei  $\nu \leq 1$  zwei Linien im Spektrum beobachtet werden, die als Singulett-Trion und neutrales Exziton identifiziert werden können. Die Formation eines Singulett-Trions ist unter den Bedingungen der versteckten Symmetrie verboten [Ras00].

Wie oben bereits erwähnt, lässt sich die Energie der optischen Übergänge in Lumineszenzspektren qualitativ durch Band-Band Übergänge zwischen einer durch Vielteilcheneffekte renormalisierten Bandlücke beschreiben. Die PLE-Messungen an vollständig spinpolarisierten Elektronengasen zeigen jedoch, dass die mit zunehmender Elektronendichte im Trog stark verbreiterte Linie bei moderaten Dichten ( $n_e \lesssim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) trionischen Charakter hat, d.h. dass sie auf die Rekombination eines zweifach besetzten COULOMB-gebundenen Zustandes (Singulett-Trion) zurückzuführen ist. In den PL-Spektren höher dotierter Proben ist diese Linie im gesamten Bereich von  $\nu \geq 1$  beobachtbar. Im Gegensatz hierzu ist in nur schwach oder undotierten Quantentrögen die ZEEMAN-Aufspaltung der Leitungsbandzustände der bestimmende Faktor, der für die Dissoziation des Singulett-Trions verantwortlich ist. In diesem Fall verschwindet der Singulett-Trionübergang aus den PL-Spektren, wenn die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes die Bindungsenergie des zweiten Elektrons übersteigt. Vergleicht man Quantentröge mit gleicher Mn-Konzentration und somit gleicher ZEEMAN-Aufspaltung, so fällt auf, dass beim gleichen Magnetfeld bei dem das Singulett-Trion in undotierten Strukturen instabil wird, eine weitere Linie in den Spektren stärker dotierter Quantentröge in der Nähe der Exzitonenergie der undotierten Referenzstruktur zu beobachten ist. Der Übergang ist jedoch leicht zu höheren Energien verschoben. Die temperaturabhängigen Messungen legen nahe, dass es sich bei diesem Übergang um ein Magnetoexziton handelt, das aus Zuständen des energetisch tiefsten nur teilweise besetzten LANDAU-Niveaus aufgebaut ist.

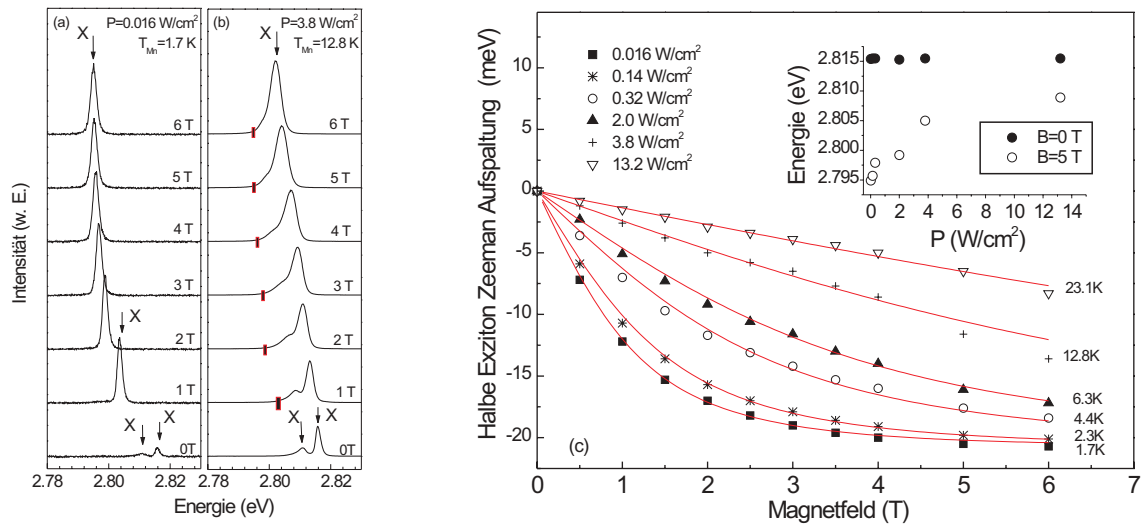
# Kapitel 3

## Wechselwirkung von freien Ladungsträgern mit magnetischen Ionen

*In diesem Kapitel wird die Wechselwirkung von freien Ladungsträgern und magnetischen Ionen in semimagnetischen (Zn,Mn)Se-Quantentrögen untersucht. Die Wechselwirkung beruht auf der Spinflip-Streuung der Leitungsband Elektronen an den magnetischen Mn-Ionen. Die Spinflip-Streuung der Elektronen führt zu einer Verringerung der Magnetisierung und somit zu einer Verkleinerung der ZEEMAN-Aufspaltung der Bandkantenzustände. Als experimentelle Methoden zur Untersuchung der beteiligten Effekte werden Lumineszenz, Lumineszenz-Anregungsspektroskopie und Reflexionsmessungen verwendet. Des Weiteren werden zeitaufgelöste PL-Messungen präsentiert, mit denen die Spin-Gitter-Relaxationszeit der magnetischen Ionen in den Quantentrögen in Abhängigkeit verschiedener Probenparameter, wie der Mn-Konzentration und der Dotierung bestimmt wurde. Den Abschluss dieses Kapitels bilden orts aufgelöste Lumineszenz-messungen an den semimagnetischen Quantentrögen. Im Mittelpunkt des Interesses stehen hierbei vor allem die Diffusion der photogenerierten Ladungsträger sowie die Auswirkungen eines örtlich inhomogenen Austauschpotenzials auf die Diffusion der Ladungsträger.*

### 3.1 Überheizung des Mangansystems in undotierten Quantentrögen

Die Spinflip-Streuung der Leitungsbandelektronen an den Mn-Ionen führt zu einer Verringerung der Magnetisierung der Quantentröge. Bei den Experimenten an undotierten Quantentrögen werden die für die Streuung verantwortlichen Elektronen optisch erzeugt. Die Verringerung der Magnetisierung durch die Photoladungsträger wird durch die Änderung der ZEEMAN-Aufspaltung sowie durch die Änderung der zirkularen Polarisation der exzitonischen Übergänge nachgewiesen. Die Reduktion der Magnetisierung kann durch eine gegenüber der Gittertemperatur erhöhte Spintemperatur der magnetischen Ionen beschrieben werden und wird deshalb im Folgenden als Überheizung des Mn-Systems bezeichnet.



**Abbildung 3.1:** Lumineszenzspektren von MQW2 für verschiedene Magnetfelder bei einer Anregungsdichte von (a)  $P = 0.016 \text{ W/cm}^2$  bzw. (b)  $P = 3.8 \text{ W/cm}^2$ . Die Temperatur des Probenraums beträgt jeweils 1.6 K. (c) Experimentelle Werte der Exziton ZEEMAN-Aufspaltung für verschiedene Anregungsdichten. Die Linien entsprechen Anpassungen der Daten mit Gleichung 1.23, bei denen  $T_{\text{Mn}}$  als Parameter dient. Die Bildeinlage vergleicht die Energieverschiebung des Exzitons bei  $B = 0$  und  $B = 5 \text{ T}$ .

### 3.1.1 Reduktion der Zeeman-Aufspaltung durch Photoladungsträger

Abbildung 3.1a zeigt  $\sigma^+$ -polarisierte Lumineszenzspektren von Probe MQW2 für verschiedene Magnetfeldstärken. Eine Tabelle, in der die wichtigsten Parameter aller verwendeten Proben zusammengefasst sind, ist in Kapitel A.2 angegeben. Die Spektren wurden mit einer sehr niedrigen Anregungsdichte von  $0.016 \text{ W/cm}^2$  aufgenommen. Die beiden Linien im Spektrum bei  $B = 0$  können dem Schwerlohexziton ( $X$ ) und dem geladenen Schwerlohexziton bzw. Trion ( $X^-$ ) zugeordnet werden. Die ZEEMAN-Aufspaltung des zweiten Elektrons führt im Magnetfeld zur Dissoziation des Singulett-Trions. Die Probe MQW2 hat einen Mn-Gehalt von  $x = 0.012$ . Bei einer Temperatur von 1.7 K führt dies dazu, dass ab Magnetfeldstärken von  $B \approx 1 \text{ T}$  keine Bildung von Trionen mehr möglich ist. Die in Abb. 3.1b dargestellten Spektren wurden unter den gleichen Bedingungen wie in Abb. 3.1a aufgenommen. Zur Anregung wurde jedoch eine höhere Anregungsdichte von  $3.8 \text{ W/cm}^2$  verwendet. Die Energie des Exzitons bei niedriger Anregungsleistung ist für das jeweilige Magnetfeld mit einem vertikalen Strich markiert. Die Steigerung der Anregungsdichte beeinflusst offensichtlich sehr stark die Magnetfeldabhängigkeit der Spektren. Zum einen sind die Energien der jeweiligen Übergänge zu höheren Energien verschoben. Zum anderen sind die Intensitätsverhältnisse von geladenem und neutralem Exziton  $I^{X^-}/I^X$  in beiden Fällen sehr unterschiedlich. Im Gegensatz zur niedrigen Anregungsdichte ist das geladene Exziton bei Verwendung der hohen Anregungsdichte noch in Magnetfeldern von bis zu  $B = 6 \text{ T}$  beobachtbar.

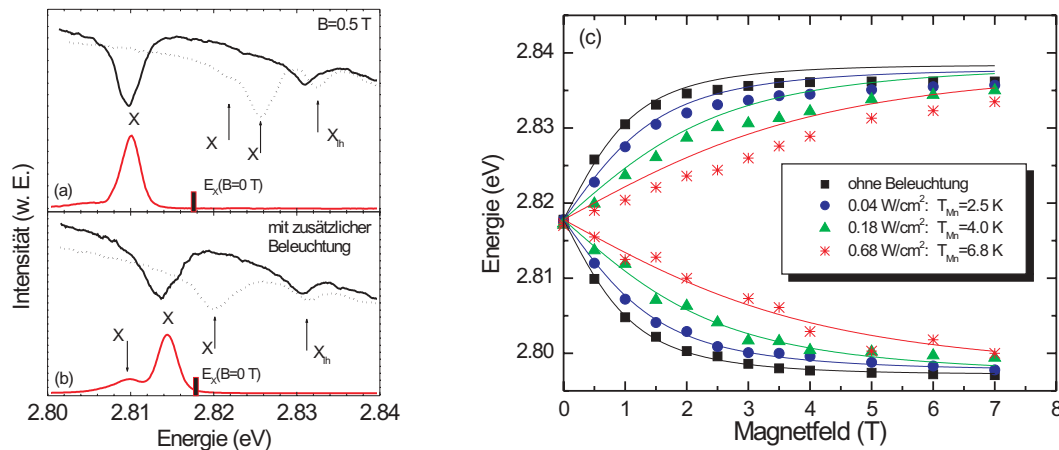
In der Bildeinlage von Abb. 3.1c ist ein Vergleich der energetischen Verschiebung des Exzitons in Abhängigkeit der Anregungsdichte bei  $B = 0$  und  $B = 5 \text{ T}$  dargestellt. Bei  $B = 5 \text{ T}$

zeigt die Exzitonenergie mit Zunahme der Anregungsdichte eine deutliche Erhöhung, während die Exzitonenergie bei  $B = 0$  unabhängig von der Laserleistung ist. Daraus lässt sich schließen, dass die Änderung der Exzitonenergie bei einer Änderung der Laserleistung hauptsächlich auf eine reduzierte ZEEMAN-Aufspaltung zurückzuführen ist. Andere mögliche Mechanismen, wie etwa die Unterdrückung der Bildung magnetischer Polaronen durch die Steigerung der Anregungsdichte oder eine Änderung der Bandlücke durch eine erhöhte Gittertemperatur können somit ausgeschlossen werden.

Eine mögliche Ursache für eine Änderung von  $I^{X^-}/I^X$  bei der Steigerung der Anregungsdichte, ist die Erhöhung der Elektronendichte  $n_e$  im Quantentrog. Zur Anregung der Ladungsträger in den Spektren von Abb. 3.1 wurden die UV-Linien eines Ar-Ionen Lasers verwendet. Die Energie des Lasers  $\hbar\omega_L \approx 3.41$  eV ist größer als die Bandlücke des Barrierenmaterials. Durch unterschiedliche Sammlungseffizienzen von Elektronen und Löchern im Quantentrog kann es bei der Steigerung der Anregungsleistung zu einer Änderung der Elektronendichte im Trog kommen. Dieser Effekt ist in erster Näherung unabhängig vom Magnetfeld und müsste somit auch ohne Magnetfeld beobachtbar sein. Da sich das Intensitätsverhältnis  $I^{X^-}/I^X$  bei  $B = 0$  nicht ändert kann dieser Effekt jedoch ausgeschlossen werden. Der Grund für die Änderung von  $I^{X^-}/I^X$  bei einer Erhöhung der Laserleistung ist also ebenfalls in der reduzierten ZEEMAN-Aufspaltung der Ladungsträger zu sehen.

In Abb. 3.1c sind die experimentellen Werte der ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons für verschiedene Anregungsdichten dargestellt. Alle Messungen wurden bei einer Temperatur von 1.6 K durchgeführt. Die ZEEMAN-Aufspaltung für die jeweiligen Anregungsdichten kann mit Gleichung 1.23 unter der Annahme einer gegenüber der Probenraumtemperatur erhöhten Temperatur der Mn-Ionen angepasst werden. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in Abb. 3.1c durch Linien dargestellt. Die Werte der hierbei benutzten Mn-Temperatur sind jeweils angegeben. Die starke Erhöhung der Mn-Temperatur auf bis zu 23.1 K, bei einer moderaten Anregungsdichte von  $P = 13.2$  W/cm<sup>2</sup> ist nicht durch eine Temperaturerhöhung der gesamten Probe zu erklären, da die Wärmekapazität des Gitters zu groß und die Wärmekopplung an das flüssige Helium zu gut ist für eine derart starke Erwärmung.

Die Verringerung der ZEEMAN-Aufspaltung durch die Erzeugung von Photoladungsträgern ist mit verschiedenen optischen Methoden, wie z.B. Reflexionsmessungen oder PLE-Messungen beobachtbar. Sie kann also nicht auf eventuelle Änderungen der Lokalisierungsmechanismen oder der Rekombinationsdynamik zurückgeführt werden, wie sie in Photolumineszenzexperimenten auftreten können. Abbildung 3.2a zeigt  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ -polarisierte Reflexionsspektren von MQW2 zusammen mit Lumineszenzspektren bei einem Magnetfeld von  $B = 0.5$  T. Das Lumineszenzsignal ist bei diesem Magnetfeld schon vollständig zirkular polarisiert. Das  $\sigma^-$ -polarisierte Lumineszenzspektrum ist daher nicht gezeigt. Zusätzlich zu den Resonanzen der Schwerlochübergänge sind in den Reflexionsspektren noch die Resonanzen des Leichtlochexzitons ( $X_{lh}$ ) beobachtbar. Aufgrund des unterschiedlichen *confinements* für das leichte und schwere Loch und der Verspannung des Quantentrog liegt der Leichtlochübergang bei  $B = 0$  energetisch 14 meV höher als das Schwerlochexziton. Die energetische Position des Exzitons bei  $B = 0$  ist durch einen vertikalen Strich gekennzeichnet. Die Reflexionsspektren in Abb. 3.2b wurden unter den gleichen Bedingungen wie in Abb. 3.2a gemessen. Durch Laserbeleuchtung ( $\hbar\omega = 3.41$  eV,  $P = 0.18$  W/cm<sup>2</sup>) wurden jedoch zusätzliche Photoladungsträger im Trog erzeugt. Der zur Messung des Reflexionssignals verwendete Bereich der Probe wurde mit einer Blende versehen. Um eine homogene Verteilung der Photoladungsträger in



**Abbildung 3.2:** (a) Lumineszenz- und Reflexionsspektren von MQW2 bei einem Magnetfeld von  $B=0.5$  T und einer Temperatur von  $T=1.6$  K. (b) wie (a), jedoch mit einer zusätzlichen Laserbeleuchtung ( $\hbar\omega = 3.41$  eV;  $P = 0.18$  W/cm<sup>2</sup>). (c) Energetische Verschiebung der Exziton Resonanz in Reflexionsspektren ohne und mit zusätzlicher Beleuchtung verschiedener Stärken. Linien entsprechen Anpassungen der experimentellen Daten mit Glg. 1.23 aus denen die Mn-Temperatur bestimmt wurde.

diesem Bereich zu erreichen, wurde der Laser stark defokussiert. Die Anregungsdichte im Bereich der Blende war ungefähr konstant. Da man bei dieser Art von Messung eine Überlagerung von Lumineszenz- und Reflexionssignal erhält, wurde das PL-Signal anschließend noch einmal getrennt aufgenommen und nachträglich vom reflektierten Signal subtrahiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass die zusätzliche Beleuchtung der Probe eine symmetrische Verringerung der ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons zur Folge hat. Die symmetrische Reduktion der ZEEMAN-Aufspaltung tritt beim Leichtlochexziton ebenfalls auf. Sie ist in Abb. 3.2b jedoch aufgrund der kleineren absoluten Aufspaltung des Leichtlochexzitons weniger deutlich sichtbar.

Abbildung 3.2c zeigt die energetische Verschiebung der Exzitonresonanzen in  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ -Polarisation in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke für verschiedene Beleuchtungsstärken. Ohne zusätzliche Beleuchtung entspricht die energetische Verschiebung des Exzitons in  $\sigma^+$ -Polarisation der theoretisch zu erwartenden Verschiebung einer Schicht mit  $x = 0.012$  bei 1.6 K. Da es sich bei MQW2 um einen Quantentrog handelt, ist die Verschiebung nicht exakt symmetrisch. Vor allem im Bereich  $B > 2$  T ist die experimentell messbare Energieverschiebung in  $\sigma^-$ -Polarisation im Vergleich zur Simulation bei 1.6 K reduziert. Mögliche Ursachen hierfür sind die in Quantentrögen auftretende Mischung von Schwer- und Leichtlochzuständen sowie das wegen der unterschiedlichen Trogtiefen in den beiden ZEEMAN-Ästen unterschiedliche *confinement* der Ladungsträger. Diese Effekte sind in der Simulation mit Glg. 1.23 vernachlässigt. Wie schon für Lumineszenzexperimente gezeigt wurde, führt die zusätzliche Erzeugung von Photoladungsträgern in Reflexionsmessungen ebenfalls zu einer Verringerung der ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons. Die energetische Verschiebung des Exzitons kann mit Glg. 1.23 angepasst werden, indem die Mn-Temperatur als *fitting*-Parameter variiert wird. Die starken Schwankungen der Exzitonenergie im  $\sigma^+$ -Ast, verglichen mit dem  $\sigma^-$ -Ast, lassen sich durch Schwankungen der Lumineszenzintensität erklären. Da das Reflexionsspektrum und



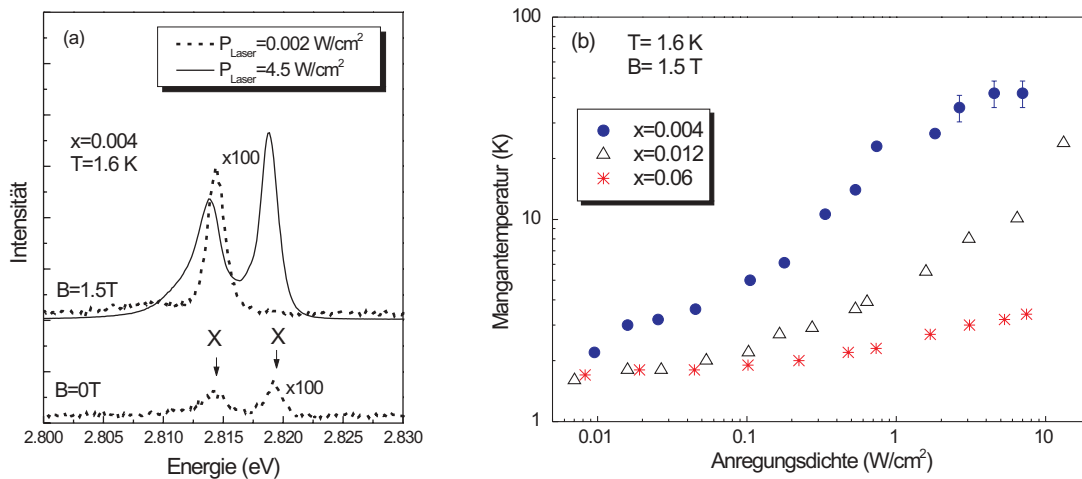
das zur Subtraktion benötigte Spektrum des Lumineszenzsignals nacheinander aufgenommen wurden, haben, vor allem bei höheren Anregungsdichten, Schwankungen in der PL-Intensität Auswirkungen auf die Form der Reflexionsspektren. Diese Schwankungen machen sich nur in  $\sigma^+$ -Polarisation bemerkbar, da die Lumineszenz schon in kleinen Magnetfeldern vollständig polarisiert und in  $\sigma^-$ -Polarisation nicht mehr vorhanden ist.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sowohl in PL- als auch in Reflexionsmessungen eine starke Unterdrückung der ZEEMAN-Aufspaltung durch zusätzliche Photoladungsträger zu beobachten ist. Die ZEEMAN-Aufspaltung ist in semimagnetischen Halbleitern proportional zur Magnetisierung. Die Reduzierung der ZEEMAN-Aufspaltung bzw. der Magnetisierung lässt sich durch eine erhöhte Spintemperatur der Mn-Ionen beschreiben. In undotierten Quantentrögen ist diese Temperatur unabhängig vom äußeren Magnetfeld.

### 3.1.2 Abhängigkeit der Mangantemperatur von der Mangankonzentration

Der im vorangegangenen Kapitel anhand vom MQW2 erläuterte Effekt der Heizung des Mangan Spin-Systems durch Photoladungsträger wird in diesem Kapitel für Quantentröge mit unterschiedlicher Mn-Konzentration untersucht. Es stellt sich heraus, dass vor allem Proben mit sehr kleinem Mn-Gehalt eine extrem starke Überheizung zeigen. Abbildung 3.3a zeigt PL-Spektren von MQW1 bei zwei verschiedenen Laserleistungen. Der Mn-Gehalt von MQW1 beträgt  $x = 0.004$ . Die durch gestrichelte Linien dargestellten Spektren wurden mit einer Anregungsdichte von  $P = 2 \text{ mW/cm}^2$ , das mit einer durchgezogenen Linie dargestellte Spektrum mit  $P = 4.5 \text{ W/cm}^2$  aufgenommen. Zum besseren Vergleich sind die Spektren mit niedriger Anregungsdichte 100-fach vergrößert dargestellt. Im Spektrum von  $B = 0$  sind Signale von neutralem und geladenem Exziton zu sehen. In einem Magnetfeld von  $B = 1.5 \text{ T}$  ist das neutrale Exziton um  $4.9 \text{ meV}$  zu tieferen Energien verschoben. Das geladene Exziton ist bei dieser ZEEMAN-Aufspaltung nahezu komplett unterdrückt. Eine schrittweise Erhöhung der Anregungsdichte auf  $4.5 \text{ W/cm}^2$  führt zum fast vollständigen Verschwinden der ZEEMAN-Aufspaltung. Die Intensitätsverhältnisse von geladenem und neutralem Exziton entsprechen bei dieser Anregungsdichte ebenfalls dem Fall von  $B = 0$ . Um eine derart starke Verminderung der ZEEMAN-Aufspaltung von mehr als 90 % zu erklären, muss eine Mn-Temperatur von über 40 K angenommen werden.

Abbildung 3.3b vergleicht die aus der energetischen Verschiebung gewonnene Mn-Temperatur in Abhängigkeit der Anregungsdichte für drei Quantentröge mit unterschiedlicher Mn-Konzentration. Bei den drei untersuchten Proben handelt es sich jeweils um Mehrfach-Quantentröge mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.004$ ,  $0.012$  bzw.  $x = 0.06$ . Die Daten stammen aus Lumineszenzmessungen in einem Magnetfeld von  $B = 1.5 \text{ T}$ . Die Messungen fanden für alle drei Proben bei gleichen experimentellen Bedingungen statt. Die durch den Mn-Gehalt der Proben bestimmte ZEEMAN-Aufspaltung bei  $1.6 \text{ K}$  wurde durch Reflexionsmessungen ermittelt. Wegen der niedrigen Beleuchtungsstärke kann bei Reflexionsmessungen eine eventuelle Erhöhung der Mn-Temperatur gegenüber der Temperatur des Probenraums ausgeschlossen werden. Die Größe der in den Reflexionsmessungen ermittelten ZEEMAN-Aufspaltung stimmt mit der ZEEMAN-Aufspaltung in den Lumineszenzmessungen mit sehr niedriger Anregungsdichte überein.



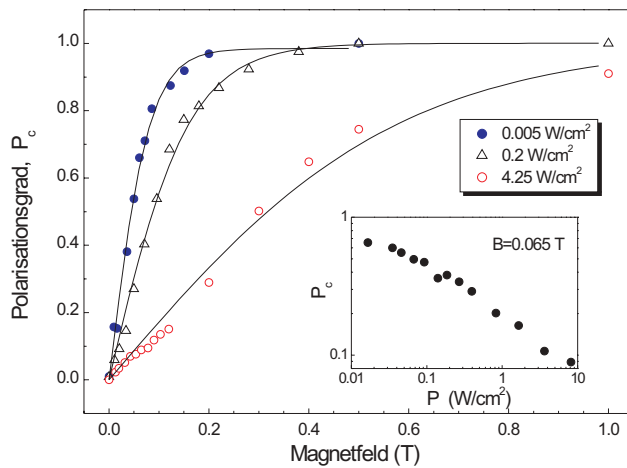
**Abbildung 3.3:** (a) PL-Spektren von MQW1 bei  $T = 1.6$  K für zwei verschiedene Anregungsdichten. (b) Mn-Temperatur in Abhängigkeit der Anregungsdichte für drei Proben mit Mn-Konzentrationen von  $x = 0.004$ ,  $0.012$  und  $0.06$  (MQW1, MQW2 bzw. MQW3). Die Daten stammen aus Lumineszenzmessungen bei  $B = 1.5$  T und  $T = 1.6$  K.

Wie in Abb. 3.3b deutlich zu erkennen ist, nimmt die bei der jeweils entsprechenden Anregungsdichte erreichte Mn-Temperatur mit sinkender Mn-Konzentration stark zu. Die maximale verwendete Anregungsdichte von ca.  $7$  W/cm<sup>2</sup> führt bei MQW1 mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.004$  zu einer Mn-Temperatur von  $42$  K. MQW3 mit einer Mn-Konzentration von  $x = 0.06$  zeigt bei der gleichen Anregungsdichte nur eine Mn-Temperatur von  $3.4$  K. Die Ursache für die starke Abnahme der Überheizung des Mn-Systems mit der Mn-Konzentration, ist vor allem in der Abnahme der Spin-Gitter-Relaxationszeit zu sehen. Die Wechselwirkung von Photoladungsträgern mit magnetischen Ionen in undotierten Quantentrögen wird in Kapitel 3.1.4 noch genauer diskutiert.

### 3.1.3 Detektion der Heizung des Mangansystems durch den zirkularen Polarisationsgrad optischer Übergänge

In den vorangehenden Kapiteln wurde die Temperatur der Mn-Ionen durch die spektrale Verschiebung der optischen Übergänge bestimmt. Eine alternative Methode bietet die Analyse des zirkularen Polarisationsgrades der Übergänge. Der Vorteil dieser Methode ist vor allem in ihrer hohen Sensitivität im Bereich kleiner Magnetfelder ( $B \approx 0.1$  T) zu sehen. Die spektrale Verschiebung der Linien ist in diesem Bereich nur sehr klein und liefert keine verlässliche Information über die Temperatur des Mn-Systems. Durch die Analyse des Polarisationsgrades können selbst kleinste Veränderungen der Magnetisierung mit hoher Genauigkeit festgestellt werden. Ein weiterer Vorteil der Methode liegt darin, dass sie auch bei Strukturen mit sehr stark inhomogen verbreiterten Linien angewendet werden kann, da sie anstatt auf der spektralen Verschiebung der Linien, nur auf der Analyse ihrer Intensitäten beruht.

Abbildung 3.4 zeigt den zirkularen Polarisationsgrad  $P_c$  der Exzitonlinie von MQW2 in Abhängigkeit vom Magnetfeld für drei verschiedene Anregungsdichten. Alle Messungen fan-



**Abbildung 3.4:** Zirkularer Polarisationsgrad des Exzitonübergangs von MQW2 in Abhängigkeit des Magnetfeldes für drei verschiedene Anregungsleistungen. Die Messungen wurden bei einer Probenraumtemperatur von 1.6 K durchgeführt. Die Bildeinlage zeigt die Änderung des Polarisationsgrades mit der Anregungsdichte bei einem konstanten Magnetfeld von  $B = 0.065 \text{ T}$ .

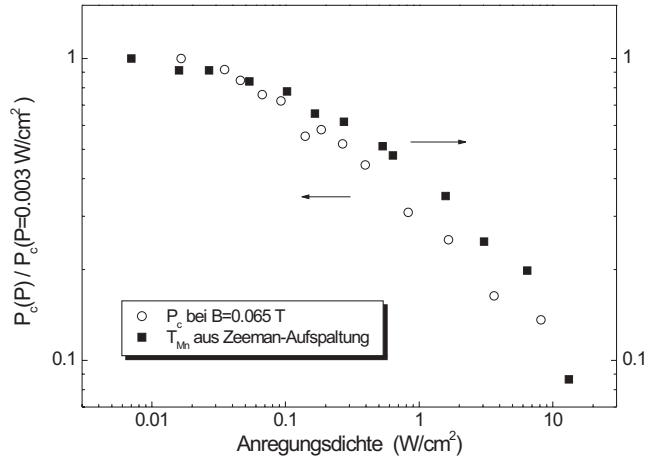
den bei einer Probenraumtemperatur von 1.6 K statt. Im Bereich kleiner Magnetfelder steigt der Polarisationsgrad zunächst linear an und geht anschließend in eine Sättigung über. Der Sättigungswert von  $P_c \approx 1$  entspricht der vollständigen Spinpolarisation der Exzitonen. Bei der Verwendung kleiner Anregungsdichten ist der Sättigungswert bei einem Magnetfeld von  $B \approx 0.2 \text{ T}$  erreicht. Eine Erhöhung der Laserleistung führt zu einem schwächeren Anstieg des Polarisationsgrades mit dem Magnetfeld. Die Sättigung des Polarisationsgrades setzt ebenfalls erst bei höheren Magnetfeldern ein. Bei einer Anregungsdichte von  $P = 4.25 \text{ W/cm}^2$  ist die Sättigung von  $P_c$  bei  $B = 1 \text{ T}$  immer noch nicht erreicht. Die Bildeinlage von Abb. 3.4 zeigt die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Anregungsdichte bei einem konstanten Magnetfeld von  $B = 0.065 \text{ T}$  in doppelt logarithmischer Auftragung. Der Polarisationsgrad nimmt monoton mit zunehmender Anregungsdichte ab. Speziell im Bereich niedriger Leistungen reagiert der Polarisationsgrad auf kleine Erhöhungen der Laserleistung sehr sensitiv.

Die Verkleinerung des Polarisationsgrades bei Erhöhung der Anregungsdichte ist auf die Reduzierung der ZEEMAN-Aufspaltung zurückzuführen. Die Ursache für die verringerte ZEEMAN-Aufspaltung ist die Spinflip-Streuung der zusätzlichen Photoladungsträger, die zu einer Temperaturerhöhung des Mn-Systems führt. Nach Gleichung 1.36 gilt für den Polarisationsgrad exzitonischer Übergänge:

$$P_c = \frac{\tau}{\tau_{spin} + \tau} \tanh\left(\frac{\Delta E_{ZM}(T_{Mn}, B)}{2k_b T_X}\right). \quad (3.1)$$

Hierbei sind  $\tau$  die Lebensdauer und  $\tau_{spin}$  die Spinrelaxationszeit der Exzitonen.  $T_{Mn}$  ist die Temperatur der Mn-Ionen und  $T_X$  beschreibt die Temperatur der thermalisierten Exzitonen, die zur strahlenden Rekombination beitragen. Aufgrund der Wechselwirkung der Ladungsträger mit den Mn-Ionen ist in verdünnt magnetischen Halbleitern die Spinrelaxationszeit im allgemeinen viel kürzer, als die Lebensdauer der Exzitonen. Der Wert des Vorfaktors ergibt sich zu  $\tau/(\tau_{spin} + \tau) \approx 1$ . Eine direkte Ermittlung der Mn-Temperatur mit Gleichung 3.1 ist jedoch schwierig, da für verschiedene Wertepaare von  $T_{Mn}$  und  $T_X$  eine Anpassung der experimentellen Daten möglich ist. Wählt man für die Temperatur der Exzitonen  $T_X$  einen Wert in der Nähe der Gittertemperatur von 1.6 K so ergibt sich bei der Messung mit  $P = 0.001 \text{ W/cm}^2$  eine Mn-Temperatur von  $T_{Mn} \approx 10 \text{ K}$ . Bei der Ermittlung der Mn-Temperatur aus der ZEEMAN-Aufspaltung erhält man für Messungen mit derart kleinen Anregungsdichten Werte

von  $T_{\text{Mn}} \approx T_{\text{Bad}} = 1.6$  K. Es ist davon auszugehen, dass die Temperatur der thermalisierten Exzitonen  $T_X$  höher ist als die Gittertemperatur, da durch die Laseranregung ständig neue Exzitonen erzeugt werden, die unter Emission von optischen und akustischen Phononen zur Bandkante relaxieren. Der absolute Wert von  $T_X$  ist experimentell nicht zugänglich.



**Abbildung 3.5:**  $P_c(P)$  normiert auf  $P_c(P \rightarrow 0)$  bei einem Magnetfeld von  $B = 0.065$  T (Kreise). Zum Vergleich ist  $T_{\text{Mn}}(P)$  normiert auf  $T_{\text{Mn}}(P \rightarrow 0) + T_0$  (Quadrate) bei  $B = 1.5$  T dargestellt. Die Daten bei  $B = 1.5$  T wurden aus der ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons ermittelt.

Abbildung 3.5 demonstriert, dass eine Messung des Polarisationsgrades eines optischen Übergangs die gleiche Information über die Temperatur der Mn-Ionen liefert, wie die Messung der energetischen Verschiebung eines Übergangs. Im Bereich kleiner Magnetfelder, d.h. im Fall von  $\Delta E_{ZM}/(2k_B T_X) \ll 1$ , steigt  $P_c$  linear mit der ZEEMAN-Aufspaltung und kann genähert werden durch:

$$P_c \approx \frac{\tau}{\tau_{spin} + \tau} \frac{\Delta E_{ZM}}{2k_B T_X}. \quad (3.2)$$

Der Vorfaktor hat in semimagnetischen Schichten einen Wert von  $\tau/(\tau_{spin} + \tau) \approx 1$ . Die ZEEMAN-Aufspaltung kann nach Gleichung 1.23 und 1.7 im Bereich kleiner Magnetfelder ebenfalls linear genähert werden. Es ergibt sich somit  $\Delta E_{ZM} \propto (T_{\text{Mn}} + T_0)^{-1}$ .  $T_0$  entspricht hierbei der antiferromagnetischen Temperatur.<sup>1</sup> Damit folgt für den Polarisationsgrad:

$$P_c \propto \frac{1}{T_X(T_{\text{Mn}} + T_0)}. \quad (3.3)$$

Unter der Annahme, dass sich die unbekannte Temperatur der Exzitonen  $T_X$  nicht signifikant mit der Anregungsdichte ändert, kann bei einem festen Magnetfeld  $T_X$  durch Normierung der  $P_c(P)$ -Abhängigkeit auf den Wert von  $P_c(P \rightarrow 0)$  eliminiert werden. Die Abhängigkeit dieses normierten Polarisationsgrades von der Anregungsleistung ist in Abb. 3.5 durch Kreise (linke Achse) dargestellt. Zum Vergleich ist  $(T_{\text{Mn}} + T_0)^{-1}$  normiert auf  $(T_{\text{Mn}}(P \rightarrow 0) + T_0) = (1.6 \text{ K} + T_0)$  aufgetragen (Quadrate; rechte Achse). Die Mn-Temperatur  $T_{\text{Mn}}$  wurde bei diesen Daten aus der Energieverschiebung des Exzitons bei  $B = 1.5$  T ermittelt.<sup>2</sup> Beide Datensätze zeigen

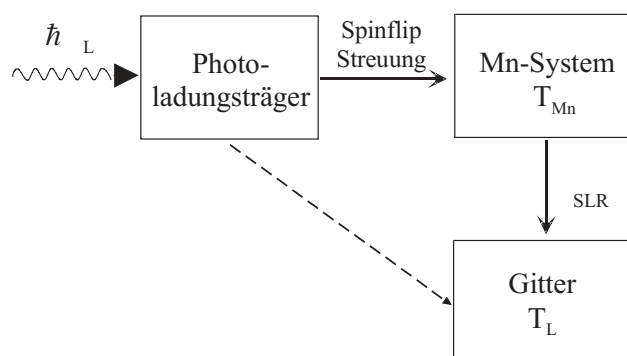
<sup>1</sup>Der phänomenologische Parameter  $T_0$  hängt ausschließlich von der Mn-Konzentration der Proben ab (siehe Kap. 1.2.3).

<sup>2</sup>Die Daten entsprechen der in Abb. 3.3 für MQW2 gezeigten Abhängigkeit der Mn-Temperatur von der Anregungsdichte.

gute Übereinstimmung. Die Untersuchung der ZEEMAN-Aufspaltung und die Analyse des Polarisationsgrades liefern also die gleiche Information über die Temperatur der Mn-Ionen. Des Weiteren kann aus der Übereinstimmung der beiden Datensätze gefolgert werden, dass die Heizung des Mn-Systems, wie für den Fall höherer Magnetfelder schon gezeigt, auch im Bereich sehr kleiner Magnetfelder unabhängig vom Magnetfeld ist.

### 3.1.4 Diskussion

In den vorangegangenen Kapiteln wurde ein starker Einfluss der Photoladungsträger auf die Magnetisierung von verdünnt magnetischen Halbleitern nachgewiesen. Der Mechanismus, der für den Energie- und Spintransfer zwischen Photoladungsträgern und Mn-Ionen verantwortlich ist, ist die Spinflip-Streuung der Elektronen an den Mn-Ionen. Ein Modell zur Analyse der beteiligten Prozesse wurde für dotierte Quantentröge bereits in Kapitel 1.6 vorgestellt. In undotierten Quantentrögen vereinfacht sich die Situation erheblich. Die Diskussion der in undotierten Quantentrögen beteiligten Mechanismen findet anhand des Schemas in Abb. 3.6 statt. Die Photoladungsträger besitzen in Abhängigkeit von der Laserenergie  $\hbar\omega_L$  eine gewisse Überschussenergie zur Bandkante. Diese Überschussenergie kann über zwei verschiedene Pfade ans Mn-System abgegeben werden.



**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung der bei der Heizung des Mn-Systems beteiligten Energiereservoirs. Die durch Licht der Energie  $\hbar\omega_L$  erzeugten Photoladungsträger geben ihre Energie an das Mn-System und an das Gitter ab. Die Stärke der Heizung des Mn-Systems hängt vor allem von der Effizienz der Spinflip-Streuung und der Spin-Gitter-Relaxationszeit  $\tau_{SLR}$  ab.

Zum einen existiert ein direkter Energietransfer von den Photoladungsträgern ins Mn-System, der auf der Spinflip-Streuung der Elektronen und der Mn-Ionen beruht. Bei der Streuung handelt es sich um Übergänge der Art  $|m, M\rangle \rightarrow |m \pm 1, M \mp 1\rangle$  zwischen den ZEEMAN-Niveaus des Leitungsbandes  $m$  und den ZEEMAN-Niveaus des  ${}^6A$ -Grundzustandes des Mn-Ions  $M$ , mit  $-5/2 \leq M \leq +5/2$ . Da Spin und Energie zwischen Elektron und Mn-Ion übertragen werden, müssen bei der Streuung sowohl Spin- als auch Energieerhaltungssatz berücksichtigt werden. Dies bedeutet jedoch nicht, dass die ZEEMAN-Aufspaltung von Mn-Ion und Elektron gleich sein muss, da durch Elektron-Elektron Streuung der Energieerhaltungssatz eingehalten werden kann. Das Streupotenzial für diese *flip-flop* Streuung bilden die Nebendiagonalelemente der *s-d*-Austauschwechselwirkung. Ein Energietransfer in den angeregten  ${}^4T$ -Zustand der Mn-Ionen (interner Mn-Übergang) wird in dieser Arbeit nicht berücksichtigt [Fal03].

Zum anderen besteht die Möglichkeit, dass dem Mn-System Energie über das Gitter zugeführt wird. Bei der Relaxation der Photoladungsträger zur Bandkante, werden akustische Phononen emittiert, die von den Mn-Ionen absorbiert werden können. Dieser Vorgang entspricht einer umgekehrten Spin-Gitter-Relaxation. Die Temperaturerhöhung des Mn-Systems

in (Cd,Mn)Te Quantentrögen wurde in [Kou03] durch diesen Mechanismus erklärt. Eine indirekte Heizung des Mn-Systems über das Gitter kann in den vorliegenden Experimenten aus verschiedenen Gründen ausgeschlossen werden: (i) Bei einer Anregungsdichte von ungefähr  $7 \text{ W/cm}^2$  wurde beispielsweise bei einer Probe mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.004$  eine Mn-Temperatur von 42 K gemessen. Die Wärmekapazität des Gitters ist viel zu groß, um bei dieser vergleichsweise niedrigen Anregungsdichte eine derart starke Erwärmung zu zeigen. (ii) Schließt man eine mögliche direkte Wechselwirkung zwischen Photoladungsträgern und Mn-Ionen aus, sollte sich die Mn-Temperatur an die Gittertemperatur angleichen. In diesem Fall ist für die Stärke der Mn-Heizung nur eine schwache Abhängigkeit von der Mn-Konzentration zu erwarten. Im Gegensatz hierzu wurde in Kapitel 3.1.2 eine sehr starke Abhängigkeit der Mn-Temperaturen vom Mn-Gehalt der Proben festgestellt. In MQW1 ( $x = 0.004$ ) wurde eine Mn-Temperatur von 42 K gemessen. Bei der gleichen Anregungsdichte betrug die Mn-Temperatur von MQW3 ( $x = 0.06$ ) jedoch nur 3.4 K. Wäre die starke Mn-Heizung in MQW1 allein auf eine erhöhte Gittertemperatur zurückzuführen, könnte bei der gleichen Anregungsdichte in MQW3 unmöglich eine Mn-Temperatur von nur 3.4 K gemessen werden. (iii) Der mögliche Beitrag der bei der optischen Erzeugung von Ladungsträgern generierten Phononen zur Heizung des Mn-Systems wurde auch experimentell überprüft. Mit einer Laserenergie  $\hbar\omega_L < E_0$ , bei der keine Absorption im Quantentrog stattfindet, wurden im Substrat selektiv Ladungsträger erzeugt. Bei der Relaxation der Ladungsträger zur Bandkante werden Phononen emittiert und die Gittertemperatur erhöht sich. Gleichzeitig wurden Reflexionsspektren des beleuchteten Bereichs aufgenommen. Die Laserbeleuchtung zeigte bis zu einer maximal verwendeten Anregungsdichte von  $10 \text{ W/cm}^2$  keinerlei Auswirkungen auf die Mn-Temperatur im Quantentrog.

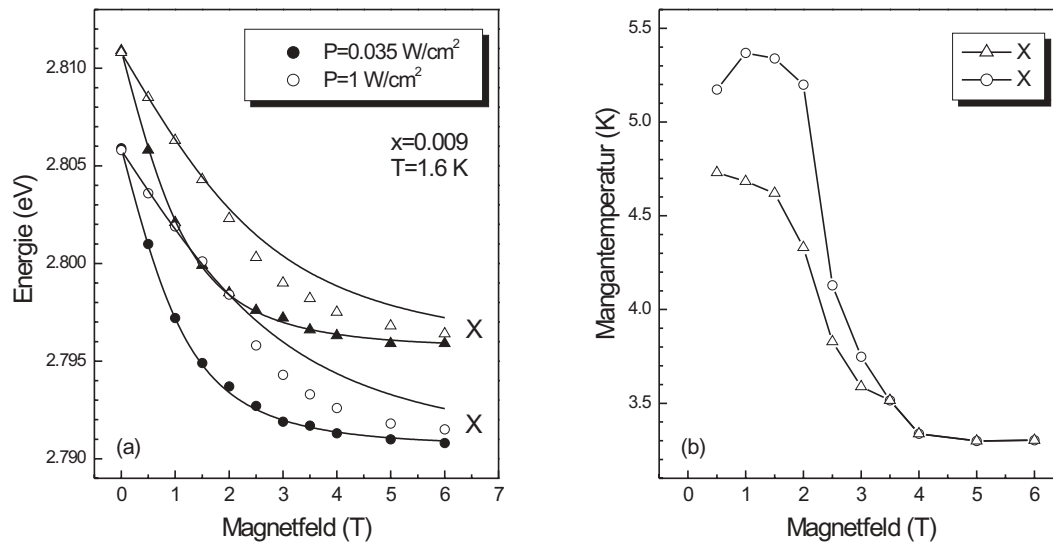
Die Mn-Temperatur wird also von zwei Energieflüssen bestimmt. Zum einen erhält das Mn-System Energie durch die Spinflip-Streuung der Elektronen. Zum anderen kann es durch Spin-Gitter-Relaxation Energie an das Gitter abgeben. Für die in Kapitel 3.1.2 gefundene starke Abhängigkeit der Überheizung des Mn-Systems von der Mn-Konzentration der Schichten können zwei mögliche Gründe gefunden werden. Eine Ursache dieses Verhaltens liegt in der mit steigendem Mn-Gehalt steigenden Wärmekapazität des Mn-Systems. Bei einer Erhöhung des Mn-Gehalts wird die Energie, die dem System durch die Erzeugung der Photoladungsträger zugeführt wird, unter einer größeren Anzahl von Mn-Ionen verteilt. Dies führt zu einem schwächeren Anstieg der Mn-Temperatur bei höheren Mn-Konzentrationen. Die weitaus wichtigere Ursache für die extrem starke Heizung in Schichten mit niedrigem Mn-Gehalt liegt jedoch in der sehr langsamen Spin-Gitter-Relaxation in diesen Schichten. Wie in Kapitel 3.3 noch gezeigt wird, ist die Spin-Gitter-Relaxationszeit in MQW1 um etwa drei Größenordnungen langsamer als in MQW3. Die Spin-Gitter-Relaxationszeit ist die charakteristische Zeit mit der die gestörte Magnetisierung ihr thermisches Gleichgewicht mit dem Gitter erreicht. Bei einer langsamen Spin-Gitter-Relaxation ist die Anbindung der Mn-Ionen an das Gitter schlecht und die durch die Spinflips mit den Leitungsbandelektronen angeregten Mn-Ionen können die ihnen zugeführte Energie nur schlecht an das Gitter abführen.

## 3.2 Heizung des Mangansystems in modulationsdotierten Quantentrögen

Die Messungen des vorangegangenen Kapitels wurden an undotierten Quantentrögen durchgeführt. Die Anwesenheit eines zweidimensionalen Elektronengases zeigt starke Auswirkungen auf die Effektivität des Energie- und Spintransfers zwischen den Photoladungsträgern und den Mn-Ionen. Der Einfluss eines 2DEGs auf die Überheizung des Mn-Systems in modulationsdotierten (Cd,Mn)Te Quantentrögen wurde von KÖNIG et al. bereits nachgewiesen. In [Kön00b, Kön00a] wurde darüber hinaus ein theoretisches Modell entwickelt, durch das die gefundenen experimentellen Ergebnisse quantitativ beschrieben werden konnten.<sup>3</sup> Der fundamentale Unterschied zu undotierten Proben besteht darin, dass in dotierten Quantentrögen die Anzahl der optisch generierten Ladungsträger gegenüber der Anzahl der durch die Dotierung schon vorhandenen freien Ladungsträger vernachlässigbar klein ist. Spinflip-Streuprozesse mit den Mn-Ionen können sowohl durch optisch erzeugte Ladungsträger als auch durch die Elektronen des 2DEGs stattfinden. Unter diesen Bedingungen ist es sinnvoll, die Auswirkungen der Photoladungsträger dadurch zu beschreiben, dass sie über Elektron-Elektron Streuung während ihrer Relaxation zur Bandkante zu einer Temperaturerhöhung des Elektronengases führen. Ist die Spin-Gitter-Relaxationszeit der Mn-Ionen  $\tau_{\text{SLR}}$  groß gegen die charakteristische Zeit  $\tau_{e-\text{Mn}}$  des Energietransfers zwischen Elektronengas und Mn-System, gleicht sich die Temperatur des Mn-Systems an die Temperatur des Elektronengases an.

Abbildung 3.7a zeigt die Verschiebung der Exziton- bzw. Trionenergie in  $\sigma^+$ -polarisierten Lumineszenzspektren von ModQW1 mit dem Magnetfeld für zwei verschiedene Anregungsdichten. Bei ModQW1 handelt es sich um einen einseitig modulationsdotierten Quantentrog mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.009$ . Die Elektronendichte im Quantentrog wurde aus dem Verhältnis der Oszillatorstärken von neutralem und geladenem Exziton zu  $n_e \approx 9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  bestimmt. Die Messungen in Abb. 3.7 wurden bei einer Probenraumtemperatur von 1.6 K durchgeführt. Zur Anregung wurde ein Farbstofflaser der Energie  $\hbar\omega_L = 2.8402 \text{ eV}$  verwendet. Diese Energie ist kleiner als die Bandlücke des Barrierenmaterials. Die Ladungsträger werden selektiv im Quantentrog erzeugt. Eine Änderung der Elektronendichte mit der Anregungsleistung durch unterschiedliche Sammlungseffizienzen von Elektronen und Löchern aus dem Barrierenmaterial kann somit ausgeschlossen werden. Die Änderung der Energie von Exziton und Trion kann deshalb nicht auf eine Variation der Elektronendichte zurückgeführt werden. Die Ursache für die Energieänderung der Linien ist die Verkleinerung der ZEEMAN-Aufspaltung. Bei der niedrigen Anregungsdichte von  $0.035 \text{ W/cm}^2$  zeigt die ZEEMAN-Aufspaltung einen BRILLOUIN-artigen Verlauf. Die Anpassung der experimentellen Daten liefert eine vom Magnetfeld unabhängige Mn-Temperatur von 1.9 K. Dieser Wert stimmt in guter Näherung mit der Temperatur des Probenraums überein. Die Erhöhung der Anregungsdichte hat, wie es schon für undotierte Quantentröge gezeigt wurde, eine Reduzierung der ZEEMAN-Aufspaltung zur Folge. Im Gegensatz zu undotierten Quantentrögen führt die Steigerung der Anregungsdichte jedoch nicht zu einer vom Magnetfeld unabhängigen Erhöhung der Mn-Temperatur. Durch gepunktete Linien in Abb. 3.7a ist eine Simulation der ZEEMAN-Aufspaltung von geladenem und neutralem Exziton bei einer Mn-Temperatur von 5.3 K ( $X^-$ ) bzw. 4.7 K ( $X$ ) dargestellt. Die experimentellen Daten stimmen bis zu einem Magnetfeld von ungefähr 2 T gut mit der

<sup>3</sup>Eine ausführliche Erläuterung dieses Modells findet sich in Kap. 1.6.



**Abbildung 3.7:** (a) Energie von neutralem und geladenem Exziton von ModQW1 in  $\sigma^+$ -polarisierten Lumineszenzspektren in Abhängigkeit vom Magnetfeld für zwei verschiedene Anregungsdichten. (b) Mn-Temperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei einer Anregungsdichte von  $P = 1 \text{ W/cm}^2$ . Die Temperatur wurde aus der ZEEMAN-Aufspaltung von Exziton und Trion bestimmt.

Simulation überein. Für größere Magnetfelder weicht die Simulation von den experimentellen Daten ab und die Überheizung des Mn-Systems wird schwächer. In Abb. 3.7b ist die Magnetfeldabhängigkeit der Mn-Temperatur genauer dargestellt. Die Mn-Temperaturen wurden hierbei für jedes Magnetfeld durch eine Anpassung der ZEEMAN-Aufspaltung ermittelt. Die so gewonnene Mn-Temperatur ist im Bereich kleiner Magnetfelder unterschiedlich für geladenes und neutrales Exziton. Die Temperatur ist für das Trion gegenüber dem Exziton leicht erhöht. Ab einem Magnetfeld von ungefähr 2 T sinkt die Mn-Temperatur und sättigt ab etwa 4 T für geladenes und neutrales Exziton bei dem gleichen Wert von ungefähr 3.3 K.

Die Magnetfeldabhängigkeit der Mn-Temperatur ist typisch für dotierte Quantentröge und wurden in (Cd,Mn)Te Quantentrögen ebenfalls beobachtet [Kön00b, Kön00a]. Sie wird zurückgeführt auf die starke Änderung der Elektron-Mangan-Relaxationszeit mit dem Magnetfeld. Wie bereits erwähnt, ist das Verhältnis von Elektron-Mangan-Relaxationszeit  $\tau_{e-\text{Mn}}$  zur Spingitter-Relaxationszeit  $\tau_{\text{SLR}}$  das entscheidende Kriterium für das Auftreten einer Überheizung des Mn-Systems bei der Anwesenheit eines zweidimensionalen Elektronengases. Im Fall von  $\tau_{e-\text{Mn}} \ll \tau_{\text{SLR}}$  gleicht sich die Temperatur des Mn-Systems an die Temperatur des 2DEGs an. Die Temperatur des 2DEGs ist durch die Streuung mit den Photoladungsträgern erhöht. Dies führt zur Überheizung des Mn-Systems. Sowohl  $\tau_{e-\text{Mn}}$  als auch  $\tau_{\text{SLR}}$  sind abhängig vom Magnetfeld. Die Abhängigkeit der Elektron-Mangan-Relaxationszeit vom Magnetfeld ist im Fall kleiner Elektronendichten sehr stark.<sup>4</sup> Die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes führt bei kleinen Elektronendichten schon bei niedrigen Magnetfeldern zu einer starken Polarisation des

<sup>4</sup>Eine Simulation von  $\tau_{e-\text{Mn}}$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Elektronendichten wurde in Abb. 1.19 gezeigt.



Elektronengases. Dies hat zur Folge, dass die Wahrscheinlichkeit von Spinflip-Streuungen der Form  $|+1/2, M\rangle \rightarrow |-1/2, M+1\rangle$ , die zu einer Heizung des Mn-Systems führen, abnimmt, da Leitungsbandzustände mit Spin  $+1/2$  weniger stark besetzt sind. Die Überheizung des Mn-Systems wird somit schwächer. Nach der vollständigen Polarisation des Elektronengases verschwindet der Energietransfer zwischen Elektronengas und Mn-Ionen. Durch die unpolarierte Anregung der Photoladungsträger werden immer noch Elektronen mit Spin  $+1/2$  erzeugt. Die Rekombination dieser Ladungsträger erfolgt aus dem nieder energetischeren  $-1/2$ -Zustand. Dieser Spinfluss ist verantwortlich für die konstant erhöhte Mn-Temperatur für Magnetfelder  $B \geq 4$  T in Abb. 3.7b.

Abbildung 3.7b zeigt darüber hinaus, dass die Mn-Temperatur bei der Ermittlung aus der ZEEMAN-Aufspaltung der Trionen höher ist, als bei einer Ermittlung aus der ZEEMAN-Aufspaltung der Exzitonen. Die Ursache hierfür liegt in der örtlich inhomogenen Elektronendichte. In modulationsdotierten Quantentrögen führen Trogbreiten- und Bandkantenfluktuationen sowie die Potenziale der ionisierten Donatoren zu Potenzialfluktuationen. Diese Potenzialfluktuationen führen zur Lokalisierung der Elektronen und zu einer örtlichen Variation der Elektronendichte [Eyt98]. Das Intensitätsverhältnis von geladenem und neutralem Exziton  $I_{X^-}/I_X$  ist proportional zur Elektronendichte  $n_e$ . Bereiche erhöhter Elektronendichte tragen deshalb mehr zum Trionsignal bei, als Bereiche niedriger Dichte. Aufgrund der höheren Elektronendichte ist die Überheizung des Mn-Systems in diesen Bereichen auch stärker.

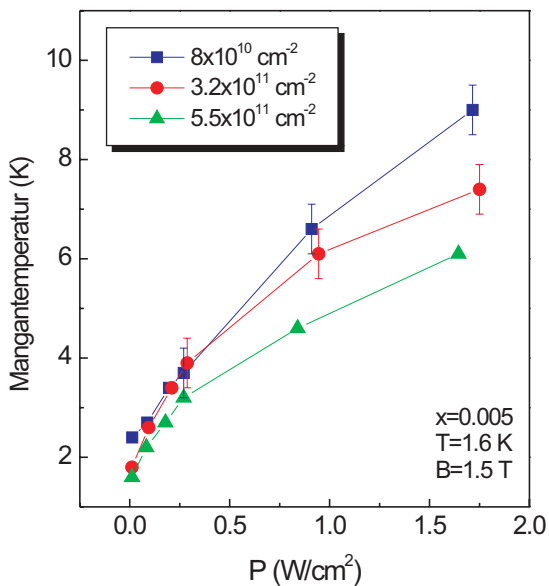
Ein ähnlicher Effekt wurde in Experimenten beobachtet, bei denen die Überheizung des Mn-Systems durch lateralen Ladungsträgertransport untersucht wurde [Kön00a]. Hierbei wurde das Elektronengas nicht durch die Erzeugung von Photoladungsträgern, sondern direkt durch einen elektrischen Strom geheizt. In diesen Experimenten wurde festgestellt, dass die Überheizung des Mn-Systems in Regionen erhöhter Elektronendichte stärker ist.

### 3.2.1 Einfluss der Elektronendichte auf die Mangantemperatur

Der Energietransfer zwischen Elektronengas und Mn-System wird von der Dichte des Elektronengases beeinflusst. In [Kön00b] wurde eine Verstärkung der Überheizung des Mn-Systems mit steigender Elektronendichte festgestellt. Die Messungen wurden dabei an einem modulationsdotierten (Cd,Mn)Te Quantentrog durchgeführt. Die Elektronendichte des Quantentrogs wurde durch zusätzliche Beleuchtung mit Licht dessen Energie größer als die Bandlücke des Barrierenmaterials war ( $\hbar\omega_L > E_0^B$ ) von  $n_e = 1.2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  auf  $n_e = 3.2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  gesteigert. Diese Erhöhung der Elektronendichte führte bei einer vergleichbaren Anzahl von Photoladungsträgern im Quantentrog dazu, dass die ZEEMAN-Aufspaltung des Trions doppelt so stark reduziert wurde.

Eine Verstärkung der Überheizung des Mn-Systems mit steigender Elektronendichte ist jedoch nicht für alle Elektronendichten zu erwarten. Der Einfluss der Elektronendichte auf die Stärke der Überheizung hängt im Allgemeinen stark von anderen Parametern, wie der Mn-Konzentration und dem Magnetfeld ab. Für  $B \rightarrow 0$  wird  $\tau_{e-\text{Mn}}$  mit zunehmender Elektronendichte kürzer. Dies führt dazu, dass die Bedingung  $\tau_{e-\text{Mn}} \ll \tau_{\text{SLR}}$  auch für Quantentröge mit höherem Mn-Gehalt erfüllt werden kann.<sup>5</sup> Die Bedingung für eine Überheizung des Mn-Systems, die durch eine Temperaturerhöhung des Elektronengases hervorgerufen wird, kann

<sup>5</sup>Siehe Abb. 1.19b.



**Abbildung 3.8:** Mn-Temperatur in Abhängigkeit von der Anregungsdichte für Quantentröge mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.005$  und verschiedener Dotierung (SQW1, ModQW2 und ModQW3). Die Messungen wurden in einem Magnetfeld von  $B = 1.5$  T und bei einer Probenraumtemperatur von  $1.6$  K durchgeführt. Zur Anregung wurde ein Laser der Energie  $\hbar\omega_L = 2.8501$  eV verwendet. Die Laserenergie ist kleiner, als die Bandlücke des Barrierenmaterials.

somit in Proben mit höherem Mn-Gehalt erfüllt werden. Für entartete Elektronengase tritt jedoch eine Sättigung von  $\tau_{e-\text{Mn}}$  ein. Eine weitere Erhöhung der Elektronendichte führt nicht mehr zu einer Änderung von  $\tau_{e-\text{Mn}}$ , sondern nur noch zu einer Änderung der Wärmekapazität des 2DEGs. Die Ursache hierfür ist, dass Elektronen nicht an der Spinflip-Streuung teilnehmen können, wenn sie energetisch tief liegende Zustände im FERMI-See besetzen. Die Spinflip-Streuung ist wegen dem PAULI-Prinzip für diese Elektronen verboten, da keine freien Zustände vorhanden sind, die das Elektron nach der Streuung einnehmen kann. Eine weitere wichtige Rolle spielt das Verhältnis der Größe der ZEEMAN-Aufspaltung und der FERMI-Energie  $E_F$  des 2DEGs. Die Überheizung des Mn-Systems durch das Elektronengas verschwindet, falls die halbe ZEEMAN-Aufspaltung größer ist, als die FERMI-Energie des Leitungsbandes. Wenn man nichtmagnetische Spinrelaxationsmechanismen, wie den BIR-ARANOV-PIKUS, den ELLIOTT-YAFET und den DYAKONOV-PEREL-Mechanismus vernachlässigt, ist das Elektronengas unter diesen Bedingungen vollständig polarisiert. Alle Elektronen besetzen in diesem Fall Zustände mit Spin  $-1/2$ . Die Spinflip-Streuung dieser Elektronen führt nicht zu einer Erhöhung der Mn-Temperatur. Die Überheizung des Mn-Systems verschwindet also in diesem Fall, selbst wenn die Temperatur des 2DEGs über der Temperatur der Mn-Ionen liegt.

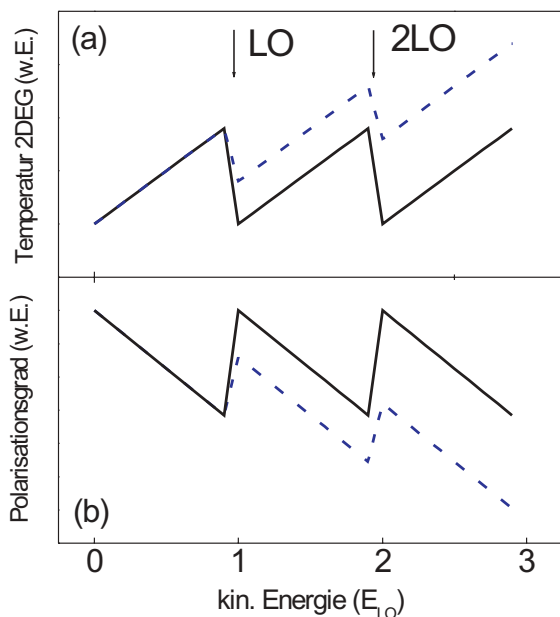
Abbildung 3.8 zeigt experimentelle Ergebnisse zur Abhängigkeit der Überheizung des Mn-Systems von der Elektronendichte. Die Abhängigkeit der Mn-Temperaturen von der Anregungsdichte wird für Quantentröge mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.005$  verschiedener Dotierung verglichen. Die Stärke der Überheizung des Mn-Systems sinkt mit steigender Elektronenkonzentration im Quantentrog. Die Daten stammen aus Messungen bei einer Probenraumtemperatur von  $1.6$  K und in einem Magnetfeld von  $B = 1.5$  T. Die Energie des zur Anregung verwendeten Lasers betrug  $\hbar\omega_L = 2.8499$  eV. Da diese Energie kleiner als die Bandlücke des Barrierenmaterials ist, kann eine Änderung der Elektronendichte im Quantentrog mit steigender Anregungsleistung ausgeschlossen werden. In allen drei Proben ist das Elektronengas im Quantentrog entartet. Die charakteristische Zeit für den Energietransfer  $\tau_{e-\text{Mn}}$  zwischen Elektronengas und Mn-Ionen ist in allen Proben ungefähr gleich.<sup>6</sup> Aufgrund der niedrigen Mn-

<sup>6</sup>Eine Simulation von  $\tau_{e-\text{Mn}}$  in Abhängigkeit von  $n_e$  ist in Abb. 1.19b gezeigt.

Konzentration der Proben, ist noch keine vollständige Polarisation des Elektronengases zu erwarten. Da der Mn-Gehalt in allen drei Proben gleich ist, ist die Spin-Gitter-Relaxationszeit der drei Quantentröge ebenfalls gleich. Unter diesen Bedingungen hängt die Stärke der Überheizung allein von der Temperatur des Elektronengases ab. Der Grund für die kleiner werdende Mn-Temperatur mit steigender Elektronendichte ist die steigende Wärmekapazität des Elektronengases. Eine Steigerung der Elektronendichte führt dazu, dass die gleiche Energie, die dem System durch die kinetische Überschussenergie der Photoladungsträger zur Bandkante zugeführt wird, unter einer größeren Anzahl von Ladungsträgern verteilt wird. Dies resultiert in einer kleineren Temperatur des Elektronengases. Da sich die Temperatur des Mn-Systems im Fall von  $\tau_{e-Mn} \ll \tau_{SLR}$  an die Temperatur des Elektronengases angleicht, sinkt die Mn-Temperatur mit steigender Elektronendichte ebenfalls.

### 3.2.2 Einfluss der kinetischen Energie und des Spins der Photoladungsträger auf die Mangantemperatur

Nach dem in Kapitel 1.6 vorgestellten Modell sind starke Auswirkungen der kinetischen Überschussenergie und des Spins der erzeugten Photoladungsträger auf die Überheizung des Mn-Systems zu erwarten. Die Voraussagen des Modells werden in diesem Kapitel experimentell überprüft. Die Überschussenergie der Photoladungsträger ist für die Temperaturerhöhung des Elektronengases verantwortlich. Ist diese Energie der Photoladungsträger größer als die Energie von longitudinal-optischen (LO) Phononen  $E_{LO}$ , relaxieren die Photoladungsträger zunächst unter der Emission von LO-Phononen zur Bandkante. Die charakteristische Zeit für die Emission von LO-Phononen liegt in der Größenordnung von ungefähr 100 fs. Nach dieser Zeit ist die Energie der Elektronen kleiner als  $E_{LO}$ . Der Anteil der kinetischen Energie der Photoelektronen  $\Delta G_e^{LO}$ , der während dieser Zeit ans Gitter abgegeben wird, führt nicht zu einer Temperaturerhöhung des Elektronengases, d.h. er liefert keinen Beitrag zur Überheizung des Mn-Systems. Eine indirekte Heizung durch das Gitter kann ausgeschlossen werden, da die Wärmekapazität des Gitters sehr groß ist, und die emittierten LO-Phononen die Gittertemperatur kaum merklich erhöhen können. Die weitere Energierelaxation der Ladungsträger erfolgt durch Emission von akustischen Phononen und bei der Anwesenheit eines 2DEGs durch Elektron-Elektron Streuung. Nach einer Zeit von etwa 1 ps stellt sich die Temperatur des Elektronengases ein. Die Stärke der Überheizung wird in diesem Modell durch die Temperatur des Elektronengases bestimmt. Bei einem solchen Verhalten wäre eine besonders starke Heizung des Mn-Systems bei Laserenergien zu erwarten, die nur geringfügig kleiner als  $E_X + nE_{LO}$  sind. Eine besonders schwache Überheizung wäre hingegen bei Laserenergien zu erwarten, die geringfügig größer sind als  $E_X + nE_{LO}$ . Dies ist schematisch in Abb. 3.9 dargestellt. Abbildung 3.9a zeigt die Temperatur des 2DEGs in Abhängigkeit der Überschussenergie der erzeugten Photoladungsträger zur Bandkante. Im Fall undotierter Quantentröge kann der Anteil  $\Delta G_e^{LO}$ , der an das Gitter abgegeben wird, keinen Beitrag zur Heizung des Mn-Systems liefern. Dieser Fall ist in Abb. 3.9 durch eine durchgezogene Linie dargestellt. In undotierten Quantentrögen ist zu erwarten, dass die Stärke der Überheizung mit der Energie von LO-Phononen oszilliert. Ein solches Verhalten wurde z.B. von KRENN et al. in Experimenten zur photoinduzierten Magnetisierung von (Hg,Mn)Te-Schichten festgestellt [Kre89].

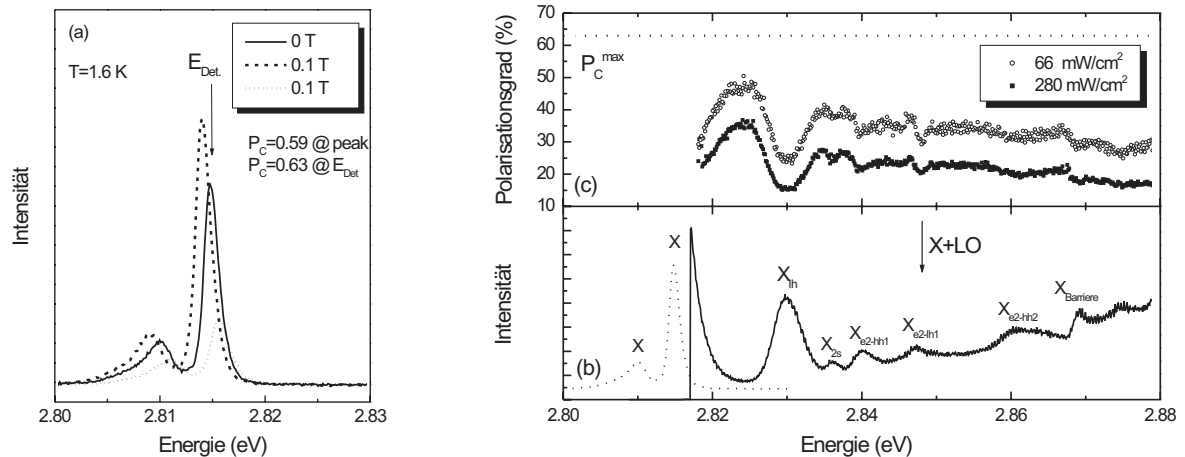


**Abbildung 3.9:** (a) Schematische Darstellung der 2DEG Temperatur in Abhängigkeit der Anregungsenergie  $\hbar\omega_L$ . Die Größe des Sprungs bei Vielfachen der LO-Phononenergie wird durch den Anteil der Energie  $\Delta G_e^{LO}$  bestimmt, der von den Elektronen bei der Relaxation zur Bandkante durch Emission von LO-Phononen an das Gitter abgegeben wird. (b) Schematische Darstellung des zirkularen Polarisationsgrades der optischen Übergänge in Abhängigkeit der Anregungsenergie. Die Temperatur der Mn-Ionen wird durch die Temperatur des Elektronengases bestimmt. Dies führt zur Oszillation des Polarisationsgrades mit der LO-Phononenergie.

Die zunehmende Dotierung führt dazu, dass die Elektron-Elektron Streuung zunimmt. In GaAs-basierten Strukturen wurde z.B. beobachtet, dass ab einer Elektronenkonzentration von  $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  die Energierelaxation durch Elektron-Elektron Streuung effektiver wird als die Energierelaxation durch Emission von Phononen [Ul78]. Dies kann dazu führen, dass in dotierten Quantentrögen ein Teil von  $\Delta G_e^{LO}$  einen Beitrag zur Heizung des Mn-Systems liefert. Der Sprung der Elektronentemperatur bei Vielfachen von  $E_{LO}$  wird kleiner und die Oszillation der Elektronentemperatur ist durch einen linearen Anstieg mit der Anregungsenergie überlagert. Dieser Fall ist in Abb. 3.9 durch eine gestrichelte Linie dargestellt.

In Kap. 3.1.3 wurde gezeigt, dass die Analyse des zirkularen Polarisationsgrades der exzitonischen Linien eine sehr sensitive Möglichkeit zum Nachweis einer Überheizung des Mn-Systems darstellt. Diese Methode ermöglicht Messungen bei sehr kleinen Magnetfeldern im Bereich  $B \leq 0.1 \text{ T}$ . Bei diesen Magnetfeldern ist die ZEEMAN-Aufspaltung der optischen Übergänge sehr klein und in der Größenordnung der inhomogenen Verbreiterung der Linien. Die Auswirkungen eines zirkularen Dichroismus auf die Polarisation der erzeugten Photoladungsträger können daher vernachlässigt werden. Die Methode wird deshalb im Folgenden verwendet, um die Abhängigkeit der Überheizung des Mn-Systems von der kinetischen Überschussenergie zur Bandkante zu untersuchen. Das oben erläuterte Modell lässt eine oszillatorische Abhängigkeit der Elektronentemperatur und somit der Stärke der Überheizung des Mn-Systems von der Anregungsenergie  $\hbar\omega_L$  erwarten. Der zirkulare Polarisationsgrad der Übergänge im Magnetfeld wird umso kleiner, je stärker die Temperatur der Mn-Ionen erhöht ist. Für den Polarisationsgrad der Übergänge ist in diesem Fall eine ebenfalls oszillierende Abhängigkeit von der Laserenergie  $\hbar\omega_L$  zu erwarten. Die Amplitude des Sprungs bei der LO-Phononenergie hängt von dem Verhältnis der Effektivität der LO-Phonon Emission und Elektron-Elektron-Streuung ab. Es ist zu erwarten, dass die Amplitude des Sprungs mit steigender Dotierung abnimmt. Dies ist in Abb. 3.9b veranschaulicht.

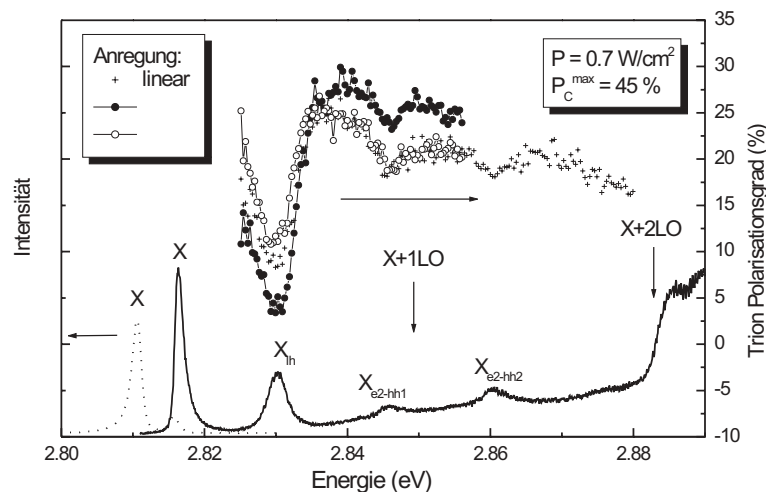
Das Prinzip der Messungen wird anhand von Abb. 3.10a erläutert. Es handelt sich hierbei um Messungen am undotierten Quantentrog MQW2. Das in Abb. 3.10a durch eine durchge-



**Abbildung 3.10:** (a) PL-Spektren von MQW2 bei  $B = 0$  und  $B = 0.1$  T für eine niedrige Anregungsdichte von  $10$   $mW/cm^2$ . (b) PL- und PLE-Spektrum von MQW2 bei  $B = 0$  und  $T = 1.6$  K. (c) Zirkularer Polarisationsgrad der Lumineszenz bei der Energie  $E_{Det}$ . für zwei höhere Anregungsdichten.

zogene Linie dargestellte Spektrum entspricht einem Lumineszenzspektrum von MQW2 bei  $B = 0$  und einer Probenraumtemperatur von  $1.6$  K. Im Spektrum sind die Signale des neutralen Exzitons bei einer Energie von  $2.8149$  eV und des geladenen Exzitons bei  $2.8100$  eV zu erkennen. Die Spektren, die durch eine gestrichelte bzw. gepunktete Linie dargestellt sind, wurden in einem Magnetfeld von  $B = 0.1$  T in  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ -Polarisation mit niedriger Anregungsdichte aufgenommen. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons beträgt unter diesen Bedingungen  $1.7$  meV. Die Temperatur des Mn-Systems ist bei dieser Anregungsdichte nicht gegenüber der Gittertemperatur erhöht und hat einen Wert von  $1.6$  K. Der zirkulare Polarisationsgrad der Exzitonlinie beträgt  $P_c = 0.59$ . Zur Messung des zirkularen Polarisationsgrades in Abhängigkeit der Laserenergie wurde der Polarisationsgrad der Lumineszenz bei  $2.8149$  eV mit einem optischen Modulator gemessen und die Energie des anregenden Lasers entsprechend variiert. Da die ZEEMAN-Aufspaltung und die Linienform des Exzitons symmetrisch sind, entspricht der so gemessene Polarisationsgrad in guter Näherung dem zirkularen Polarisationsgrad der Exzitonlinie. Bei den Messungen in Abb. 3.10a ergibt sich mit dieser Methode ein zirkularer Polarisationsgrad von  $P_c = 0.63$ . Der Polarisationsgrad am Maximum der Exzitonlinien hat im Vergleich hierzu einen Wert von  $P_c = 0.59$ .

Abbildung 3.10c zeigt die Abhängigkeit des nach der oben erläuterten Methode gemessenen Polarisationsgrades von der Energie des anregenden Lasers für zwei verschiedene Anregungsdichten bei  $B = 0.1$  T. Je kleiner der gemessene Polarisationsgrad ist, desto stärker ist die Reduzierung der ZEEMAN-Aufspaltung bzw. desto höher ist die Temperatur des Mn-Systems. Für beide Anregungsdichten ist die Temperatur des Mn-Systems gegenüber der Temperatur des Probenraums von  $1.6$  K über den gesamten Bereich der Laserenergie erhöht. Der Polarisationsgrad der Exzitonlinie bei einer Mn-Temperatur von  $1.6$  K ist durch eine vertikale Linie dargestellt. Die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Energie des anregenden Lasers ist für beide Anregungsdichten ähnlich. Für die höhere Anregungsdichte ist die Überheizung des Mn-Systems jedoch stärker.



**Abbildung 3.11:** Zirkularer Polarisationsgrad des Trionübergangs bei einem Magnetfeld von  $B = 0.1$  T und einer Anregungsdichte von  $P = 0.7$  W/cm<sup>2</sup> bei linear polarisierter (Kreuz),  $\sigma^+$ -polarisierter (geschlossene Kreise) und  $\sigma^-$ -polarisierter (offene Kreise) Anregung. Zum Vergleich ist ein PL- (gestrichelte Linie) und PLE-Spektrum (durchgezogene Linie) von SQW1 bei  $B = 0$  gezeigt.

Da die Überheizung des Mn-Systems stark von der Anzahl der erzeugten Ladungsträger abhängt, muss bei der Untersuchung des Einflusses der kinetischen Überschussenergie der Photoladungsträger die Zustandsdichte berücksichtigt werden. Abbildung 3.10b zeigt ein PL- und ein PLE-Spektrum von MQW2 bei  $B = 0$ . Die Intensität des PLE-Spektrums ist proportional zur Anzahl der Photoladungsträger im Quantentrog bei der entsprechenden Laserenergie. Im PLE-Spektrum sind Resonanzen der angeregten Zustände des Quantentrog, wie das Leichtlochexziton ( $X_{lh}$ ) und Übergänge zwischen den angeregten Quantentrog-Niveaus ( $X_{e2-hh1}$ , ...) zu erkennen. Die Energie, bei der ein erzeugtes Exziton unter der Emission eines LO-Phonons direkt zur Bandkante relaxieren kann, ist mit einem Pfeil markiert. Die Energie des LO-Phonons in MQW2 wurde durch Phonon-RAMAN-Messungen bestimmt und beträgt 33.2 meV. Der Vergleich von Abb. 3.10b und 3.10c macht deutlich, dass die Stärke der Überheizung maßgeblich durch die Anzahl der erzeugten Photoladungsträger bestimmt wird. Die Ladungsträger wurden im Experiment unpolarisiert erzeugt. Aufgrund der ZEEMAN-Aufspaltung erfolgt die Rekombination der Elektronen im Magnetfeld jedoch hauptsächlich mit Spin  $-1/2$ . Ein Großteil der Elektronen, die mit Spin  $+1/2$  erzeugt wurden, relaxieren während ihrer Lebensdauer ihren Spin. Falls diese Spinrelaxation als Spinflip-Streuung an einem Mn-Ion stattfindet, trägt also rund die Hälfte der Photoladungsträger zur Heizung des Mn-Systems bei. Ein oszillierendes Verhalten des Polarisationsgrades mit der LO-Phononenergie, wie es in Abb. 3.9b gezeigt ist, kann nicht festgestellt werden.

Wie oben bereits erwähnt, kann die Anwesenheit eines Elektronengases die Relaxation der Photoladungsträger zur Bandkante beeinflussen. Abbildung 3.11 zeigt den Polarisationsgrad der Trionlinie von SQW1 in Abhängigkeit von der Energie des Lasers. Die Elektronendichte in SQW1 beträgt  $\approx 8 \times 10^{10}$  cm<sup>-2</sup>. Zum Vergleich ist ein PL-Spektrum (gestrichelte Linie) und ein PLE-Spektrum (durchgezogene Linie) bei  $B = 0$  gezeigt. Die Messungen der Ener-

gieabhängigkeit des Polarisationsgrades wurden in einem Magnetfeld von 0.1 T durchgeführt. Verwendet man eine sehr niedrige Anregungsdichte, die zu keiner Temperaturerhöhung des Mn-Systems führt, hat die Trionlinie bei diesem Magnetfeld einen zirkularen Polarisationsgrad von  $P_{max} = 0.45$ . Der Polarisationsgrad der Trionlinie bei einer linear polarisierten Anregung mit einer Dichte von  $0.7 \text{ W/cm}^2$  ist in Abb. 3.11 durch Kreuze dargestellt. Die charakteristischen Energien  $E_X + nE_{LO}$  sind durch Pfeile markiert.  $E_X + 2E_{LO}$  liegt in der Nähe der Exzitonenergie der (Zn,Be)Se-Barriere. Ein eventueller Sprung der Mn-Temperatur kann also nur bei  $E_X + E_{LO}$  beobachtet werden. Wie schon für undotierte Proben gezeigt wurde, ist die Verkleinerung des zirkularen Polarisationsgrades der Trionlinie bzw. die Überheizung des Mn-Systems direkt proportional zur Anzahl der erzeugten Photoladungsträger bzw. der Intensität des PLE-Spektrums. Ein Sprung des Polarisationsgrades bei der Energie  $E_X + E_{LO}$  kann auch in SQW1 nicht beobachtet werden. In Proben mit Elektronengasen höherer Dichte konnte ebenfalls keine Oszillation des Polarisationsgrades gefunden werden. Die Temperatur des 2DEGs wird also nur schwach durch die Überschussenergie der optisch erzeugten Ladungsträger zur Bandkante beeinflusst.

Die bisherigen Messungen wurden mit linear polarisiertem Licht durchgeführt. Bei linear polarisierter Anregung ist die Anzahl der Elektronen die mit Spin  $+1/2$  und Spin  $-1/2$  erzeugt werden gleich. Da jedoch nur Elektronen mit Spin  $+1/2$  eine Spinflip-Streuung der Form  $|+1/2, M\rangle \rightarrow |-1/2, M+1\rangle$  an den Mn-Ionen durchführen und somit zur Heizung des Mn-Systems beitragen können, müsste sich ein starker Unterschied in der Heizung des Mn-Systems zwischen  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisierter Anregung erwarten lassen. Die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Anregungsenergie ist in Abb. 3.11 für  $\sigma^+$ -polarisierte Anregung durch geschlossene Kreise und für  $\sigma^-$ -polarisierte Anregung durch offene Kreise dargestellt. Abbildung 3.11 zeigt, dass die Reduktion des Polarisationsgrades bei resonanter Anregung mit der Energie des Leichtlochübergangs stärker für  $\sigma^+$ -polarisierte Anregung ist, als für  $\sigma^-$ -polarisierte Anregung. Bei einer Anregung mit einer größeren Energie als  $X_{lh}$  ist zu beobachten, dass die Reduktion des Polarisationsgrades für  $\sigma^-$ -polarisierte Anregung stärker ist, als für  $\sigma^+$ -polarisierte Anregung. Elektronen mit Spin  $+1/2$  werden in Schwerlochübergängen in  $\sigma^-$ -polarisierter und in Leichtlochübergängen in  $\sigma^+$ -polarisierter Anregung erzeugt.<sup>7</sup> Bei nicht resonanter Anregung finden sowohl Leicht- als auch Schwerlochübergänge statt. Da das Verhältnis der Matrixelemente von Schwer- und Leichtlochübergängen 3:1 ist, werden bei nicht resonanter Anregung mit  $\hbar\omega_L > X_{lh}$  in  $\sigma^-$ -polarisierter Anregung hauptsächlich Elektronen mit Spin  $+1/2$  erzeugt. Der experimentell gefundene Einfluss der Polarisation des anregenden Lichts entspricht also der zu erwartenden Abhängigkeit der Überheizung des Mn-Systems vom Spin der erzeugten Elektronen.

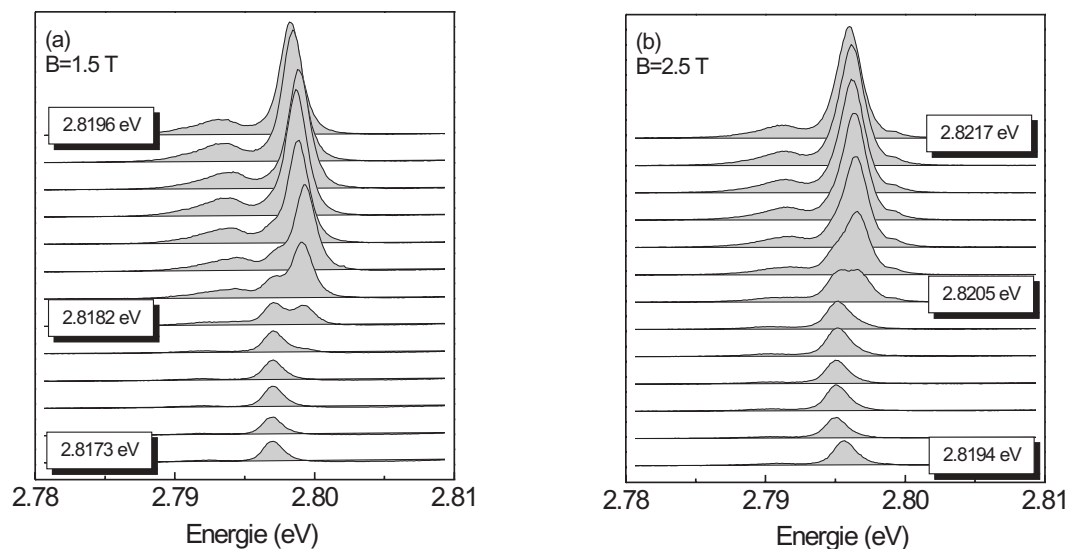
In Materialien mit langer Spinrelaxationszeit ist eine optische Orientierung der Ladungsträger möglich. In semimagnetischen Strukturen ist die Spinrelaxationszeit im Allgemeinen kurz gegen die Lebensdauer der Ladungsträger. Um sicher ausschließen zu können, dass die unterschiedliche Polarisation des Trions bei  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisierter Anregung nicht auf die optische Orientierung der Ladungsträger zurückzuführen ist, wurde die Abhängigkeit des zirkularen Polarisationsgrades von der Polarisation der Anregung bei  $B = 0$  überprüft. Es konnte keine Abhängigkeit von  $P_c$  von der Polarisation der Anregung festgestellt werden. Die Reduktion von  $P_c$  im Magnetfeld ist nur auf die Verringerung der ZEEMAN-Aufspaltung bzw. auf die

<sup>7</sup>Die zirkulare Polarisation von Leicht- und Schwerlochübergängen ist in Abb. 1.10 schematisch dargestellt.

Überheizung des Mn-Systems zurückzuführen. Die Abhängigkeit der Überheizung vom Spin der erzeugten Elektronen konnte somit bestätigt werden.

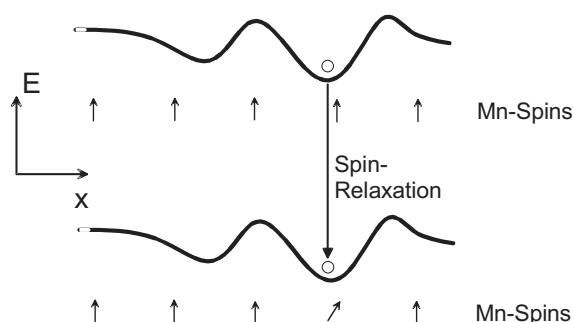
### 3.2.3 Bildung von Domänen erhöhter Mangantemperatur bei resonanter Anregung

In höheren Magnetfeldern zeigt die Wahl der Anregungsenergie  $\hbar\omega_L$  starke Auswirkungen auf die Temperatur der Mn-Ionen. Besonders deutlich sind diese Auswirkungen im Fall resonanter Anregung. Abbildung 3.12a zeigt PL-Spektren von ModQW1 bei einem Magnetfeld von  $B = 1.5$  T und einer Probenraumtemperatur von  $T = 1.6$  K für verschiedene Laserenergien  $\hbar\omega_L$ . Alle Spektren wurden mit einer sehr niedrigen Anregungsdichte von  $6$  mW/cm<sup>2</sup> aufgenommen. Die Anregung wurde mit  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht durchgeführt. Bei einer Laserenergie von  $\hbar\omega_L = 2.8173$  eV ist im PL-Spektrum nur das Signal des neutralen Exzitons bei  $2.7976$  eV zu beobachten. Die Ermittlung der Mn-Temperatur aus der ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons liefert einen Wert von  $1.6$  K. Bei einer Laserenergie von  $\hbar\omega_L = 2.8182$  eV erfolgt die Anregung resonant zur Energie des  $\sigma^-$ -polarisierten neutralen Exzitons. Die Energie des Exzitonübergangs bei diesem Magnetfeld wurde durch Reflexions- und PLE-Messungen bestimmt. Bei dieser Anregungsenergie ist ein starkes Anwachsen der Signalintensität und eine deutliche Veränderung der Spektralform zu beobachten. Zusätzlich zur Exzitonlinie bei  $2.7976$  eV taucht eine zweite Linie im Spektrum auf, die um  $2.1$  meV zu höheren Energien verschoben ist. Eine weitere Erhöhung der Laserenergie  $\hbar\omega_L$  führt dazu, dass die Intensität dieser Linie anwächst, bis sie nicht mehr von der Exzitonlinie bei  $1.6$  K zu trennen ist. Abbildung 3.12b zeigt die



**Abbildung 3.12:** (a) PL-Spektren von ModQW1 bei einem Magnetfeld von  $B = 1.5$  T für zwei verschiedene Anregungsenergien  $\hbar\omega_L$ . Bei einer Anregung resonant zur Energie des  $\sigma^-$ -polarisierten Exzitons ( $2.8182$  eV) kommt es zur Ausbildung von Domänen mit unterschiedlicher Mn-Temperatur. (b) Die entsprechenden Spektren bei  $B = 2.5$  T. Die Bildung der Domänen findet ebenfalls bei resonanter Anregung mit der Exzitonenergie ( $2.8202$  eV) statt.





**Abbildung 3.13:** Schematische Darstellung des Bandkantenverlaufs im Exzitonbild unter der Berücksichtigung lokaler Potenzialfluktuationen. Die resonante Anregung der Exzitonen führt zu einer lokalen Erhöhung der Mn-Temperatur.

entsprechenden Spektren bei einem Magnetfeld von  $B = 2.5$  T. Die resonante Absorption durch das  $\sigma^-$ -polarisierte neutrale Exziton beginnt bei diesem Magnetfeld bei einer Energie von  $\hbar\omega_L = 2.8205$  eV. Bei dieser Laserenergie entsteht im PL-Spektrum wiederum eine zweite höher energetische Linie, die um 1.0 meV bezüglich des neutralen Exzitons bei 1.6 K zu höheren Energien verschoben ist. Eine weitere Erhöhung der Laserenergie führt wie schon bei  $B = 1.5$  T zu einem Anwachsen der Intensität dieser Linie, bis die beiden Linien nicht mehr getrennt werden können.

Eine Steigerung der Anregungsdichte führt dazu, dass die Energiedifferenz zwischen den beiden Linien größer wird. Bei den zusätzlichen Linien, die bei resonanter Anregung mit Energie des  $\sigma^-$ -polarisierten neutralen Exzitons beobachtbar sind, handelt es sich um Exzitonen aus Domänen erhöhter Mn-Temperatur. Durch die lokal erhöhte Mn-Temperatur in diesen Domänen ist das PL-Signal zu höheren Energien verschoben. Das Auftreten solcher Domänen wurde bereits von TYAZHLOV et al. in zeitaufgelösten Lumineszenzmessungen an (Cd,Mn)Te Quantenträgern beobachtet [Tya97, Tya99]. In [Tep03] wurde die Domänenbildung durch zeitaufgelöste Messungen des magneto-optischen KERR-Effekts untersucht. Es wurde ebenfalls ein Anstieg der Temperaturdifferenz der Domänen mit der Anregungsdichte festgestellt.

Die Domänenbildung setzt bei nicht resonanter Anregung erst bei hohen Anregungsdichten ein. In den oben erläuterten Experimenten muss die Domänenformation auf die resonante Erzeugung der Ladungsträger zurückzuführen sein. Anhand von Abb. 3.13 wird erläutert wie es in diesem Fall zu Domänen unterschiedlicher Mn-Temperatur kommt. Aufgrund von Trogbreitenfluktuationen und der Störpotenziale der ionisierten Donatoren des modulationsdotierten Quantentrog kommt es zu Potenzialfluktuationen im Quantentrog. Diese Potenzialfluktuationen sind in Abb. 3.13 schematisch für den Exzitonübergang dargestellt. Die resonante Anregung führt dazu, dass die Ladungsträger selektiv in den Potenzialfluktuationen angeregt werden. Durch die Spinflip-Streuung der Ladungsträger bei der Spinrelaxation erhöht sich die Mn-Temperatur in diesen Fluktuation. Erst wenn die Laserenergie größer ist, als die Potenzialfluktuationen, kommt es zu einer gleichmäßigen Verteilung der Photoladungsträger und einer homogenen Mn-Temperatur im Quantentrog.

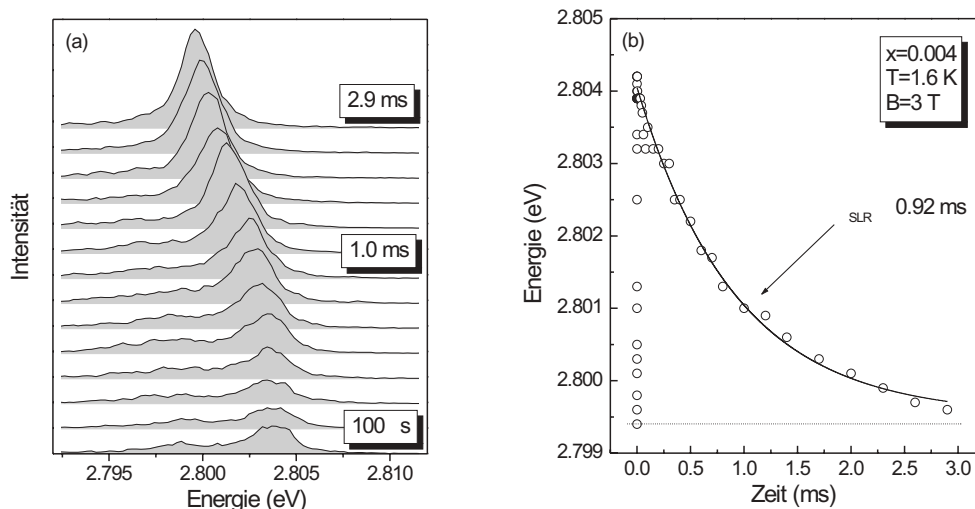
### 3.3 Messung der Spin-Gitter-Relaxationszeit

In Kapitel 3.1 wurde gezeigt, dass die Spin-Gitter-Relaxationszeit maßgeblich für die Überheizung des Mn-Systems bei der Erzeugung von Photoladungsträgern verantwortlich ist. Die Spin-Gitter-Relaxation stellt die Kopplung der Mn-Ionen zum Gitter her und ermöglicht, dass

die Mn-Spins nach der Streuung mit Leitungsbandelektronen wieder in ihren Grundzustand relaxieren können. Die Überheizung des Mn-Systems ist vor allem in Proben mit niedriger Mn-Konzentration stark ausgeprägt, da die Spin-Gitter-Relaxationszeit in diesen Strukturen sehr groß ist. Wie in Kapitel 1.2.4 bereits erläutert wurde, findet die Spin-Gitter-Relaxation hauptsächlich in Clustern aus mehreren Mn-Ionen statt, die durch die Abhängigkeit der  $d$ - $d$ -Austauschkonstanten vom Abstand der Mn-Ionen über eine effektive Kopplung an Gitterschwingungen verfügen. Isolierte Mn-Ionen wechselwirken nur sehr schwach mit dem Gitter und haben deshalb eine sehr lange Spin-Gitter-Relaxationszeit. Die Spin-Gitter-Relaxation setzt sich aus zwei getrennten Prozessen zusammen. Zunächst erfolgt eine Spindiffusion durch Kreuzrelaxation isolierter Mn-Ionen zu den Clustern aus mehreren gekoppelten Mn-Ionen. In diesen Clustern findet nun eine schnelle Spin-Gitter-Relaxation statt. Für (Cd,Mn)Te existieren experimentelle Daten zur Spin-Gitter-Relaxationszeit in der Literatur [Str92, Sch00, Sch01]. Eine systematische Untersuchung der Spin-Gitter-Relaxationsrate in (Zn,Mn)Se ist in der Literatur nicht vorhanden. In dieser Arbeit wurde deshalb die Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationsrate von der Mn-Konzentration und der Dotierung der Proben durch zeitaufgelöste Lumineszenzspektroskopie untersucht.

Die Messungen in diesem Kapitel wurden in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. BAYER an der Universität Dortmund durchgeführt. Für die Messungen wurde folgender Messaufbau verwendet: Durch einen cw Laser mit niedriger Anregungsdichte wurde die zeitliche Änderung der Magnetisierung durch die Messung der ZEEMAN-Aufspaltung der Exzitonen verfolgt. Zur Störung der Magnetisierung bzw. zur Heizung des Mn-Systems wurden die Proben zusätzlich mit einem gepulsten Laser mit hoher Anregungsdichte beleuchtet. Zur gepulsten Anregung wurde ein Frequenz verdreifachter YAG Laser mit einer Wellenlänge von 355 nm benutzt. Die Breite des Pulses betrug ungefähr 10 ns bei einer Pulsfrequenz von 3 kHz. Die maximale Peakintensität des Pulses betrug ungefähr  $8 \text{ kW/cm}^2$ . Zur zeitaufgelösten Detektion des Lumineszenzsignals wurde eine CCD-Kamera verwendet, die mit dem Laserpuls synchronisiert wurde und mit einem zeitlichen Delay zum Laserpuls versehen werden konnte. Die zeitliche Auflösung der CCD-Kamera beträgt ungefähr 5 ns. Als cw Anregungsquelle diente ein HeCd-Laser, der bei einer Wellenlänge von 325 nm betrieben wurde. Um eine Überheizung des Mn-Systems durch den cw Laser zu vermeiden betrug dessen Anregungsdichte maximal  $0.1 \text{ W/cm}^2$ . Die Spotdurchmesser beider Laser waren größer als 1 mm. Um Effekte durch eine inhomogene Intensitätsverteilung der Laser ausschließen zu können, wurde mittels einer Blende nur der zentrale Bereich der anregenden Spots ( $\emptyset \approx 200 \mu\text{m}$ ) auf den Monochromatorspalt abgebildet. Alle Messungen wurden in flüssigem Helium bei einer Temperatur von 1.6 K durchgeführt.

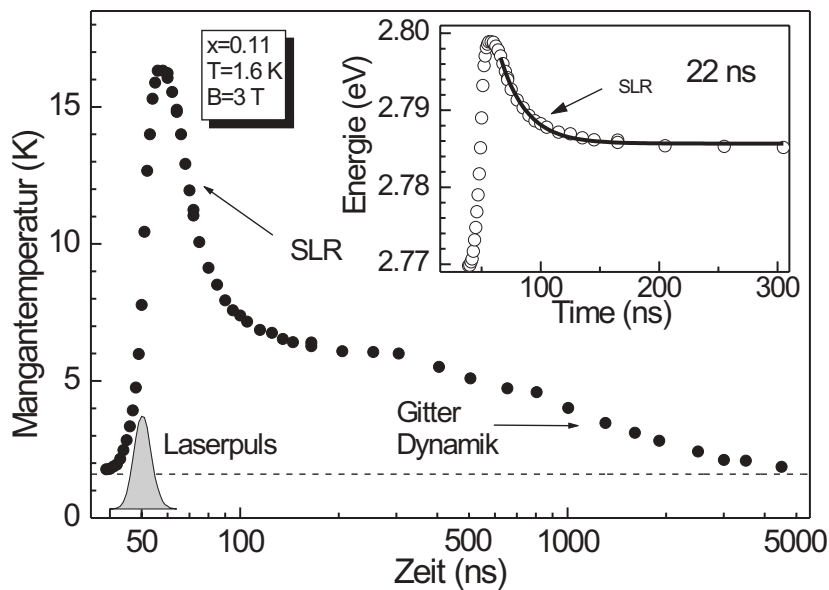
Abbildung 3.14a zeigt typische Lumineszenzspektren in Abhängigkeit der Delayzeit. Es handelt sich hierbei um Spektren von MQW1, die in einem Magnetfeld  $B = 3 \text{ T}$  aufgenommen wurden. Das Intensitätsmaximum des gepulsten Lasers liegt bei einer Delayzeit von 50 ns. Die Lebensdauer von Exzitonen in ZnSe-basierten Strukturen liegt im Bereich von etwa 100 ps. Eventuelle Einflüsse der hohen Anregungsdichte auf die Spektrenform des Lumineszenzsignals, wie sie durch die Erzeugung eines Elektron-Loch-Plasmas auftreten können, sind also unmittelbar nach dem Ende des Laserpulses bei einer Delayzeit von 60 ns verschwunden. Das Lumineszenzsignal in den Spektren ist nur auf die schwache Anregung durch den cw-Laser zurückzuführen, durch die über die ZEEMAN-Aufspaltung der Exzitonen die Magnetisierung des Systems gemessen werden kann. Bei einer Delayzeit von  $100 \mu\text{s}$  sind im Spektrum Signa-



**Abbildung 3.14:** (a) PL Spektren von MQW1 mit  $x = 0.004$  für verschiedene Delay-Zeiten nach dem Laserpuls bei  $t = 50$  ns. Die Spektren wurden in einem Magnetfeld von  $B = 3$  T und bei einer Temperatur von  $T = 1.6$  K aufgenommen. (b) Änderung der Energie des Exzitons in Abhängigkeit der Zeit (Kreise). Die Energie des Exzitons ist proportional zur Magnetisierung des Quantentrogens. Die durchgezogene Linie entspricht einer exponentiellen Anpassung des Abfalls der experimentellen Daten und liefert einen Wert von  $\tau_{\text{SLR}} = 0.92$  ms für die Spin-Gitter-Relaxationszeit der Mn-Ionen.

le des neutralen Exzitons bei 2.8043 eV und des negativ geladenen Exzitons bei 2.7988 eV zu erkennen. Aufgrund des geringen Mn-Gehalts von MQW1 ändert sich die Magnetisierung der Probe nur sehr langsam. Die vollständige ZEEMAN-Aufspaltung bzw. Magnetisierung der Probe ist erst mehrere Millisekunden nach dem Laserpuls wieder erreicht. Parallel zum Anstieg der ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons mit der Delayzeit, ist die Dissoziation des Trions zu beobachten. Das Verschwinden des Signals des geladenen Exzitons ist ebenfalls auf die steigende ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes zurückzuführen, die zu einer Unterdrückung der Formation des Singulett-Zustandes des Trions führt. In Abbildung 3.14b ist die Energie des Exzitons in Abhängigkeit der Delayzeit dargestellt. Durch die vertikale Linie ist die Energie des Exzitons vor bzw. nach dem Laserpuls markiert. Während des Laserpulses steigt die Energie des Exzitons stark an. Die hohe Anzahl der Photoladungsträger und ihre Spinflip-Streuung führt zu einer Heizung des Mn-Systems. Die Energie des Exzitons ändert sich um 5.1 meV, das entspricht einer Änderung um über 80 % der ZEEMAN-Aufspaltung bei  $B = 3$  T. Nach dem Laserpuls verläuft der Abfall der Exzitonenergie mit der Zeit exponentiell. Die Anpassung der experimentellen Daten (durchgezogene Linie) liefert eine Relaxationszeit von  $\tau = 0.92$  ms. Aufgrund der oben bereits erwähnten Proportionalität von ZEEMAN-Aufspaltung und Magnetisierung der Probe entspricht diese Relaxationszeit der Relaxationszeit der Magnetisierung und somit der Spin-Gitter-Relaxationszeit.

Für Proben mit höherem Mn-Gehalt sinkt die Spin-Gitter-Relaxationszeit, aufgrund der steigenden Anzahl von Clustern aus Mn-Ionen. Darüber hinaus zeigen Proben mit hoher Mn-Konzentration eine Abweichung vom einfachen exponentiellen Verlauf der Relaxation. Abbil-



**Abbildung 3.15:** Mn-Temperatur von MQW5 ( $x=0.11$ ) in Abhängigkeit der Delay-Zeit in logarithmischer Darstellung. Das zeitliche Intensitätsprofil des Laserpulses ist schematisch dargestellt. Die Einblendung zeigt die zeitliche Änderung der Exzitonenergie im Bereich niedriger Delay-Zeiten. Die exponentielle Anpassung des Abfalls der Exzitonenergie liefert einen Wert von  $\tau_{\text{SLR}} = 22 \text{ ns}$  für die Spin-Gitter-Relaxationszeit (durchgezogene Linie).

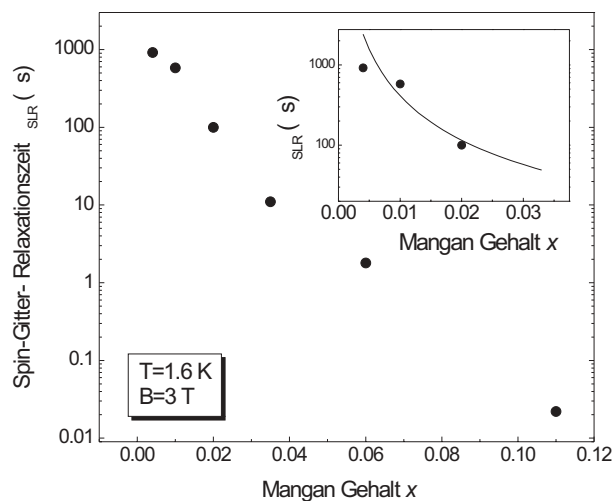
Abbildung 3.15 zeigt die Änderung der Mn-Temperatur in Abhängigkeit der Zeit für MQW5 mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.11$ . Die Messungen wurden ebenfalls bei einem Magnetfeld von  $B = 3 \text{ T}$  und einer Probenraumtemperatur von  $1.6 \text{ K}$  durchgeführt. Das Intensitätsmaximum des Laserpulses liegt bei einer Zeit von  $50 \text{ ns}$ . Die zeitliche Ausdehnung des Laserpulses ist in Abb. 3.15 schematisch dargestellt. Vor dem Auftreffen des Laserpulses befindet sich das Mn-System mit dem Heliumbad im thermischen Gleichgewicht und hat eine Temperatur von  $1.6 \text{ K}$ . In der Zeit während des Laserpulses steigt die Mn-Temperatur stark an und erreicht einen Wert von über  $15 \text{ K}$ . Nach dem Ende des Laserpulses kühlt das Mn-System ab. Bei einer Zeit von etwa  $150 \text{ ns}$  erreicht die Mn-Temperatur ein Plateau und stagniert auf einem Wert von ungefähr  $6 \text{ K}$ . Danach erfolgt eine weitere Abkühlung des Mn-Systems mit einer deutlich längeren Zeitkonstante. Erst nach etwa  $5 \mu\text{s}$  hat das Mn-System endgültig die Temperatur des Heliumbades erreicht. Der zweite exponentielle Abfall mit einer Zeitkonstante von  $\tau \approx 1.4 \mu\text{s}$  ist in allen Proben beobachtbar. Aufgrund des hohen Mn-Gehalts von MQW5 ist eine deutlich schnellere Spin-Gitter-Relaxationszeit als  $1 \mu\text{s}$  zu erwarten. Der erste schnell verlaufende Abfall wird deshalb als charakteristische Spin-Gitter-Relaxationszeit interpretiert. Die zweite langsamere und von der Mn-Konzentration unabhängige Relaxation wird durch die Gitterdynamik bestimmt. Durch die hohe Anregungsdichte des gepulsten Lasers kommt es während der Pulsdauer nicht nur zu einer Temperaturerhöhung des Mn-Systems, sondern auch zu einer Temperaturerhöhung des Gitters. Die charakteristische Zeit mit der das Gitter die ihm zugeführte Energie an das Heliumbad abgeben kann liegt im Bereich weniger Mikrosekunden. Dies wurde ebenfalls in Experimenten festgestellt, in denen die Spin-Gitter-Relaxationszeit von (Cd,Mn)Te Schichten

durch eine Injektion eines Phononenpulses untersucht wurde [Sch00]. Hierbei wurde mittels eines Strompulses durch eine auf dem Substrat aufgetragene Konstantenschicht ein Phononenpuls in die Probe injiziert. Die charakteristische Lebensdauer des Phononenpulses betrug in diesen Experimenten zwei bis drei Mikrosekunden.

Die Bildeinlage von Abb. 3.15 zeigt den zeitlichen Verlauf der Exzitonenergie (Kreise) in dem Bereich, in dem die Dynamik des Mn-Systems nur durch die Spin-Gitter-Relaxation beeinflusst wird. Während dieser Zeitspanne hat das Gitter eine, gegenüber dem Heliumbad, noch leicht erhöhte Temperatur von etwa 6 K. Die Exzitonenergie erreicht deshalb nicht ihren Ausgangswert vor dem Laserpuls. Eine Anpassung des exponentiellen Energieabfalls nach dem Ende des Laserpulses liefert eine Spin-Gitter-Relaxationszeit von  $\tau_{\text{SLR}} = 22 \text{ ns}$  (durchgezogene Linie). Vergleicht man den Wert der Spin-Gitter-Relaxationszeit von MQW5 ( $x = 0.11$ ,  $\tau_{\text{SLR}} = 22 \text{ ns}$ ) mit dem Wert von MQW1 ( $x = 0.004$ ,  $\tau_{\text{SLR}} = 0.92 \text{ ms}$ ) zeigt sich, dass die Relaxationszeit um fast fünf Größenordnungen ansteigt. Die Abhängigkeit der SLR-Rate vom Mn-Gehalt der Quantentröge wird im nächsten Kapitel genauer erläutert.

### 3.3.1 Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationsrate von der Mangankonzentration

Abbildung 3.16 zeigt eine Zusammenfassung experimenteller Werte der Spin-Gitter-Relaxationszeit von undotierten Quantentrögen mit verschiedenem Mn-Gehalt  $x$ . Alle Messungen wurden in einem Magnetfeld von  $B = 3 \text{ T}$  und bei einer Probenraumtemperatur von  $1.6 \text{ K}$  durchgeführt. Für steigende Mn-Konzentrationen nimmt die Spin-Gitter-Relaxationszeit sehr stark ab. Insgesamt ändert sich die Relaxationszeit bei einer Erhöhung der Mn-Konzentration von  $x = 0.004$  auf  $x = 0.11$  um mehr als vier Größenordnungen. Die Ursache für die starke Abnahme der Spin-Gitter-Relaxationszeit mit der Mn-Konzentration ist vor allem die steigende Anzahl von Clustern aus Mn-Ionen auf direkt benachbarten Kationplätzen. Eine schnelle Spin-Gitter-Relaxation findet hauptsächlich in Clustern mehrerer Mn-Ionen statt. Die SLR-Zeit hängt deshalb stark von der Anzahl dieser Cluster ab. Bei einer statistischen Verteilung der Mn-Ionen auf einem fcc-Gitter, sinkt die Wahrscheinlichkeit ein isoliertes Mn-Ion zu finden, das auf keinem seiner direkt benachbarten Gitterplätze ein Mn-Ion hat, mit dem Mn-



**Abbildung 3.16:** Experimentelle Werte der Spin-Gitter-Relaxationszeit von (Zn,Mn)Se-Quantentrögen mit unterschiedlichem Mn-Gehalt bei einem Magnetfeld von  $B = 3 \text{ T}$  und einer Temperatur von  $T = 1.6 \text{ K}$ . Die Bildeinlage zeigt einen Vergleich der Daten im Bereich kleiner Mn-Konzentration mit einer Simulation mit Gleichung 1.20. Die Simulation wurde für  $T = 2 \text{ K}$  und  $a = 0.4 \text{ \AA}$  durchgeführt.

Gehalt  $x$  wie  $(1-x)^{12}$ . Bei einer Mn-Konzentration von  $x = 0.004$  können also noch über 95 % der Mn-Ionen als isoliert betrachtet werden. Bei einer Mn-Konzentration von  $x = 0.06$  jedoch nur noch ungefähr 48 %.

SCALBERT berechnete die Spin-Gitter-Relaxationsrate in Abhängigkeit der Mn-Konzentration und der Temperatur unter der Berücksichtigung des Beitrags von Paaren und Triplets von Mn-Ionen für (Cd,Mn)Te. Ein wichtiger Materialparameter in diesem Modell<sup>8</sup> ist die Änderung der Austauschkonstanten bei der Deformation des Gitters durch die Phononen  $a = J/(\partial J/\partial R)$ . In (Cd,Mn)Te hat dieser Parameter einen Wert von  $a = 0.35 \text{ \AA}$  [Sca95]. Die Bildeinlage von Abb. 3.16 zeigt einen Vergleich der experimentellen Werte der (Zn,Mn)Se Quantentröge für niedrige Mn-Konzentrationen aus diesem Kapitel mit einer Simulation mittels Glg. 1.20. Bei der Simulation wurde ein Wert von  $T = 2 \text{ K}$  und ein Wert von  $a = 0.4 \text{ \AA}$  verwendet. Für niedrige Mn-Konzentrationen  $x \leq 0.02$  stimmen die experimentellen Werte qualitativ mit der Simulation überein. Für höhere Mn-Konzentrationen zeigen sich sehr starke Abweichungen, da die Simulation ab einem Mn-Gehalt von  $x = 0.03$  in Sättigung geht.

Ein möglicher Grund für die Abweichung ist wahrscheinlich die während der Messung der SLR-Rate noch erhöhte Gittertemperatur. Im vorangegangenen Kapitel wurde bereits erwähnt, dass die Gittertemperatur nach dem Laserpuls noch etwa eine Mikrosekunde lang gegenüber der Temperatur des Probenraums erhöht ist. In Abb. 3.15 wurde gezeigt, dass bei MQW5 ( $x = 0.11$ ) die Gittertemperatur während der Spin-Gitter-Relaxation noch etwa  $T \approx 6 \text{ K}$  betrug. Die SLR-Rate ist stark von der Gittertemperatur abhängig, da die Spin-Gitter-Relaxation wegen des Beitrags von ORBACH-Prozessen von der thermischen Besetzung der Gitterschwingungen abhängt.<sup>9</sup> Die Daten für Proben, bei denen die Spin-Gitter-Relaxationszeit in der Größenordnung der charakteristischen Zeit der Gitterdynamik von einer Mikrosekunde liegt, sind also mit einem Temperaturfehler behaftet.

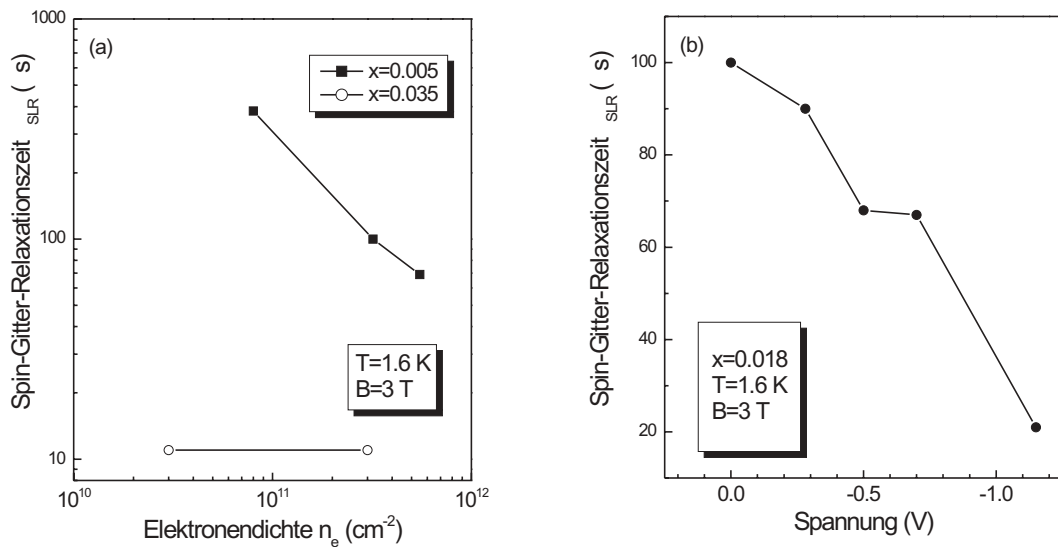
Ein weiterer möglicher Grund für die Abweichung der Simulation von den experimentellen Daten bei hohen Mn-Konzentrationen ist, dass in Gleichung 1.20 nur Beiträge von Clustern aus zwei und drei Mn-Ionen berücksichtigt sind. Die Beiträge von Clustern aus vier und mehr Mn-Ionen liefern bei größeren Mn-Konzentrationen einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zur Spin-Gitter-Relaxationszeit. Die Wahrscheinlichkeit, ein Mn-Ion in einem Cluster aus vier Atomen zu finden, beträgt bei einem Mn-Gehalt von  $x = 0.02$  etwa 9 % [Sha02].

### 3.3.2 Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationsrate von der Elektronenkonzentration

Wie in Kap. 3.2 gezeigt wurde, beeinflusst die Anwesenheit eines zweidimensionalen Elektronengases die Wechselwirkung zwischen Photoladungsträgern und Mn-Ionen. Die Auswirkungen des Elektronengases hängen stark von den gewählten experimentellen Bedingungen ab. In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der Anwesenheit eines 2DEGs auf die Spin-Gitter-Relaxation untersucht.

<sup>8</sup>Das von SCALBERT entwickelte Modell ist in Kapitel 1.2.4 genauer beschrieben.

<sup>9</sup>Bei ORBACH-Prozessen handelt es sich um zweistufige Prozesse, bei denen das Mn-Ion zunächst ein Phonon absorbiert und anschließend durch Emission eines weiteren Phonons in ein anderes ZEEMAN-Niveau des Grundzustandes relaxiert. Im Gegensatz zu RAMAN-Prozessen wird bei ORBACH-Prozessen der Zwischenzustand nicht nur virtuell eingenommen.



**Abbildung 3.17:** (a) Spin-Gitter-Relaxationszeit von modulationsdotierten Quantentrögen mit einer Mn-Konzentration von  $x = 0.005$  (Quadrate) und  $x = 0.035$  (Kreise) und verschiedenen Elektronendichten bei  $B = 3\text{ T}$ . (b) Spin-Gitter-Relaxationszeit eines modulationsdotierten Quantentrog mit Gate in Abhängigkeit der angelegten Gate-Spannung. Durch das Anlegen einer negativen Gate-Spannung kann die Elektronendichte im Quantentrog von  $n_e \approx 1 \times 10^{10}\text{ cm}^{-2}$  auf  $n_e \approx 4 \times 10^{11}\text{ cm}^{-2}$  erhöht werden.

Abbildung 3.17a zeigt experimentelle Werte der Spin-Gitter-Relaxationszeit von Proben unterschiedlicher Dotierung. Alle Daten stammen aus Messungen, die in einem Magnetfeld von  $B = 3\text{ T}$  und bei einer Probenraumtemperatur von  $1.6\text{ K}$  durchgeführt wurden. Quadrate repräsentieren Daten eines Satzes von Quantentrögen mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.005$ . Die Spin-Gitter-Relaxationszeit des nominell undotierten Quantentrog (SQW1) beträgt  $382\text{ }\mu\text{s}$ . Die Elektronendichte im Quantentrog hat in SQW1 einen Wert von  $n_e \approx 8 \times 10^{10}\text{ cm}^{-2}$ . In den beiden symmetrisch modulationsdotierten Quantentrögen ModQW1 und ModQW2 sinkt die Spin-Gitter-Relaxationszeit auf  $100\text{ }\mu\text{s}$  bzw.  $69\text{ }\mu\text{s}$ . Die durch Kreise repräsentierten Daten stammen von SQW2 und ModQW3. Beide Quantentröge haben einen Mn-Gehalt von  $x = 0.035$ . Die zusätzliche Dotierung von ModQW3 hat bei dieser Mn-Konzentration keinen Einfluss auf den Wert der Spin-Gitter-Relaxationszeit. Die Spin-Gitter-Relaxationszeit liegt in beiden Proben in der Größenordnung von  $10\text{ }\mu\text{s}$ . Abbildung 3.17b demonstriert, dass die für den niedrigen Mn-Gehalt gemessene Verkürzung der Spin-Gitter-Relaxationszeit mit der Elektronendichte nicht aus der Verwendung unterschiedlicher Quantentröge resultiert, die eine leicht unterschiedliche Mn-Konzentrationen haben könnten. Die Daten 3.17b stammen von einem modulationsdotierten Quantentrog mit Gate (GQW1). Die Mn-Konzentration des Quantentrog beträgt  $x = 0.018$ . Das Anlegen einer negativen Gate-Spannung ermöglicht eine Erhöhung der Elektronendichte von  $n_e \approx 1 \times 10^{10}\text{ cm}^{-2}$  bei  $U_G = 0$  auf  $n_e \approx 4 \times 10^{11}\text{ cm}^{-2}$  bei  $U_G = 1.15\text{ V}$ . Die Elektronendichte wurde durch das Verhältnis von Exziton- und Trion Oszillatorstärke in Reflexionsspektren bzw. durch die Halbwertsbreite des Trionsignals abgeschätzt. In Abb. 3.17b ist die Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationszeit von der Gate-Spannung dargestellt. Die Mes-

sungen wurden in einem Magnetfeld von  $B = 3$  T und bei einer Probenraumtemperatur von 1.6 K durchgeführt. Durch die Erhöhung der Elektronendichte im Quantentrog ist es möglich, die Spin-Gitter-Relaxationszeit um einen Faktor fünf von  $100 \mu\text{s}$  auf  $21 \mu\text{s}$  zu senken.

Die starke Verkürzung der Spin-Gitter-Relaxationszeit bei der Anwesenheit eines Elektronengases wurde von SCHERBAKOV et al. ebenfalls festgestellt. In [Sch01] wurde die Spin-Gitter-Relaxationszeit von (Cd,Mn)Te Quantentrögen mit unterschiedlicher Dotierung durch Injektion von Phononenpulsen untersucht. Die starke Abnahme der SLR-Zeit mit der Elektronendichte im Trog wurde durch die Wechselwirkung der Leitungsbandelektronen mit den Mn-Ionen erklärt. Ähnlich wie in den Experimenten zur Überheizung des Mn-Systems, steht bei der Anwesenheit eines 2DEGs ein zusätzlicher Kanal zur Energie und Spinrelaxation für die Mn-Ionen zur Verfügung. In den Experimenten mit cw-Laseranregung hoher Anregungsdichte aus Kapitel 3.2 führt die Laseranregung zu einer Temperaturerhöhung des 2DEGs. Falls die charakteristische Zeit für den Energietransfer zwischen Elektronengas und Mn-System kleiner ist, als die charakteristische Zeit für die Wechselwirkung zwischen Mn-System und Gitter, führt dies dazu, dass sich die Temperatur des Mn-Systems der Temperatur des 2DEGs angleicht. Diese Temperatur ist höher, als die Temperatur des Gitters und es kommt zu einer Überheizung des Mn-Systems. In den zeitaufgelösten Experimenten ist die Situation umgekehrt. Die schwache cw-Anregung führt nicht zu einer Überheizung des Mn-Systems und des 2DEGs. Die Magnetisierung der Mn-Ionen wird nur durch den zusätzlichen Laserpuls gestört. Unmittelbar nach dem Laserpuls kühlen sich das Gitter und das Elektronengas ab. Die Spin-Gitter-Relaxation läuft im Fall geringer Mn-Konzentration erheblich langsamer ab. In undotierten Quantentrögen besteht für die Mn-Ionen nur die Möglichkeit ihren Spin und ihre zusätzliche Energie durch eine Spin-Gitter-Relaxation an das Gitter abzugeben. Bei der Anwesenheit eines Elektronengases haben die Mn-Ionen zusätzlich die Möglichkeit Spin und Energie durch Spinflip-Streuung an das Elektronengas abzugeben. Die Zeit  $\tau_{\text{SLR}}^*$  mit der das Mn-System seinen Gleichgewichtszustand herstellen kann, wird in diesem Fall durch zwei Faktoren bestimmt. Zum einen ist dies die Effektivität der Wechselwirkung zwischen Mn-Ionen und Gitter und zum anderen die Effektivität der Wechselwirkung zwischen Mn-Ionen und 2DEG. Für die Relaxationsrate ergibt sich:

$$\frac{1}{\tau_{\text{SLR}}^*} = \frac{1}{\tau_{\text{SLR}}^0} + \frac{1}{\tau_{\text{Mn-e}}} \quad (3.4)$$

Hierbei entspricht  $\tau_{\text{SLR}}^0$  der Spin-Gitter-Relaxation des undotierten Systems.  $\tau_{\text{Mn-e}}$  entspricht der charakteristischen Zeit der Spinflip-Streuung der Mn-Ionen mit den Elektronen des 2DEGs. Durch eine Simulation mit Gleichung 3.4 konnte in [Sch01] eine qualitative Übereinstimmung mit der experimentell ermittelten Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationszeit von der Elektronendichte erreicht werden.

In Abb. 3.17a fällt auf, dass die Spin-Gitter-Relaxationszeit bei den Quantentrögen mit  $x = 0.005$  durch ein Elektronengas der Dichte  $n_e \approx 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  um einen Faktor vier kürzer wird, während die zusätzliche Dotierung bei den Proben mit  $x = 0.035$  keinen Einfluss hat. Die Ursache hierfür ist darin zu sehen, dass der zusätzliche Kanal, der den Mn-Ionen durch die Spinflip-Streuung mit den Elektronen des 2DEGs für eine Spinrelaxation zur Verfügung steht, nur solange einen Einfluss auf die charakteristische Zeit  $\tau_{\text{SLR}}^*$  hat, wie die Bedingung  $\tau_{\text{SLR}}^0 \gtrsim \tau_{\text{Mn-e}}$  erfüllt ist. In Strukturen mit hohem Mn-Gehalt verschwindet der Einfluss des 2DEGs, weil die Spinrelaxation der Mn-Ionen durch die Emission von Phononen schneller



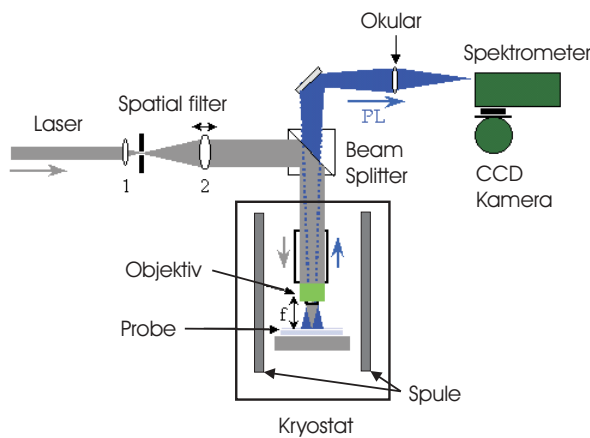
abläuft, als eine eventuelle Spinrelaxation durch die Spinflip-Streuung mit den Elektronen des 2DEGs.

### 3.3.3 Zusammenfassung

Die wesentlichen Ergebnisse von Kapitel 3.3 können wie folgt zusammengefasst werden. Durch die Verwendung zeitaufgelöster Lumineszenzmessungen wurde erstmals die Spin-Gitter-Relaxationszeit der magnetischen Ionen in (Zn,Mn)Se Quantentrögen systematisch untersucht. Die zeitliche Änderung der Magnetisierung wurde durch die Messung der ZEEMAN-Aufspaltung der optischen Übergänge bestimmt. Ein Laserpuls hoher Anregungsdichte diente dazu, die Spintemperatur der magnetischen Ionen temporär zu erhöhen. Es wurde eine starke Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationszeit vom Mn-Gehalt der Quantentröge nachgewiesen. Bei einem Magnetfeld von  $B = 3$  T und einer Probenraumtemperatur von 1.6 K sinkt die Spin-Gitter-Relaxationszeit durch die Erhöhung der Mn-Konzentration im Quantentrog von  $x = 0.004$  auf  $x = 0.11$  um mehr als vier Größenordnungen von einem Wert von 0.92 ms auf einen Wert von 22 ns. Die starke Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationszeit ist auf die mit der Mn-Konzentration steigende Anzahl von Clustern aus mehreren Mn-Ionen auf direkt benachbarten Kationplätzen zurückzuführen. Diese Cluster verfügen durch die Abhängigkeit der  $d-d$ -Austauschwechselwirkung vom Abstand der magnetischen Ionen über eine stärkere Wechselwirkung mit den Gitterschwingungen als isolierte Mn-Ionen. Der Anstieg der Spin-Gitter-Relaxationsrate mit dem Mn-Gehalt ist der wichtigste Grund für die unter cw-Anregung mit steigendem Mn-Gehalt schwächer werdende Überheizung des Mn-Systems (vgl. Kapitel 3.1.2). Darüber hinaus wurde gezeigt, dass die Anwesenheit eines 2DEGs einen starken Einfluss auf die Spinrelaxationszeit der magnetischen Ionen haben kann. Die Spinflip-Streuung der Mn-Ionen mit den Elektronen des 2DEGs stellt eine alternative Möglichkeit zur Spin-Relaxation der magnetischen Ionen dar. Die Spin-Relaxationsrate der Mn-Ionen setzt sich in diesem Fall aus der Summe der Spin-Gitter-Relaxationsrate und der Spin-Relaxationsrate durch die Streuung mit den Elektronen des 2DEGs zusammen.

## 3.4 Ortsaufgelöste Lumineszenzmessungen

Die Messungen in diesem Kapitel wurden im *High Field Magnet Laboratory* an der *Universität Nijmegen* durchgeführt. Der dort vorhandene Mikro-PL Aufbau erlaubt ortsaufgelöste Lumineszenzmessungen in Magnetfeldern bis zu  $B = 12$  T. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 3.18 gezeigt. Das Lumineszenzsignal wird durch ein Mikroskop auf den Eingangsspalt des Spektrometers abgebildet. Das 40-fach vergrößernde Objektiv des Mikroskops befindet sich direkt über der Probe im Heliumbad und dient gleichzeitig zur Fokussierung des anregenden Lasers. Mit einem *spatial filter* wird gewährleistet, dass das Strahlprofil exakt GAUSS-förmig ist. Durch Linse 2 lässt sich die Divergenz des Strahls und somit der Spotdurchmesser auf der Probe einstellen. Zur Anregung wurde die 363.8nm-Linie eines Ar-Ionen Lasers verwendet. Der minimal erreichbare Spotdurchmesser bei dieser Wellenlänge beträgt etwa  $1.2 \mu\text{m}$ . Zur Detektion des Lumineszenzsignals wird eine CCD-Kamera verwendet. Die im *imaging-mode* betriebene Kamera liefert Bilder, die in horizontaler Richtung spektral aufgelöst und in vertikaler Richtung räumlich aufgelöst sind. Nach dem Rayleigh Kriterium beträgt

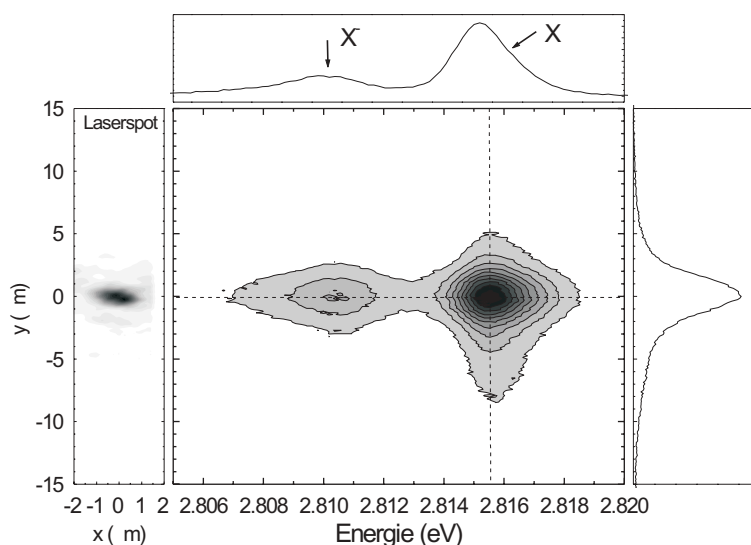


**Abbildung 3.18:** Schematische Darstellung des Messaufbaus für die ortsaufgelösten Lumineszenzmessungen. Das Lumineszenzsignal wird durch ein Mikroskop auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet (Abstand: 5m). Das Objektiv des Mikroskops befindet sich direkt über der Probe im Heliumbad. Mit einem spatial filter kann die Divergenz des Laserstrahls und somit der Durchmesser des Laserspots auf der Probenoberfläche eingestellt werden. Linse 2 dient zur Einstellung der Divergenz des Laserstrahls bzw. der Spotgröße auf der Probenoberfläche. Durch das Objektiv des Mikroskops wird der Laserstrahl auf die Probe fokussiert.

das räumliche Auflösungsvermögen des Aufbaus ungefähr  $0.7 \mu\text{m}$ . Alle Messungen in diesem Kapitel wurden in flüssigem Helium bei einer Temperatur von  $T = 4.2 \text{ K}$  durchgeführt.

Abbildung 3.19 zeigt eine Graustufendarstellung des Lumineszenzsignals von MQW2 bei  $B = 0$ . Die horizontale Achse entspricht der spektralen Verteilung des Lumineszenzsignals. Die vertikale Achse entspricht der Position auf der Probe. Im Spektrum sind Signale des neutralen und geladenen Exzitons zu erkennen. Rechts und oberhalb des Bildes sind zur Verdeutlichung ein vertikaler und ein horizontaler Schnitt durch das Spektrum gezeigt. Die Lage der Schnitte entspricht der Energie des Exzitons bzw. der Mitte des Laserspots. Links ist zum Vergleich ein Bild des von der Probe reflektierten Laserstrahls gezeigt. Dieses Bild wurde mit der CCD Kamera bei geöffnetem Eintrittsspalt und einer Monochromatorstellung von  $363 \text{ nm}$  aufgenommen. Sowohl vertikale wie auch horizontale Achse der CCD liefern daher Information über die räumliche Ausdehnung des Laserspots. Die volle Halbwertsbreite des Laserspots beträgt ungefähr  $1.4 \mu\text{m}$ . Das Lumineszenzsignal hat eine Halbwertsbreite von  $3.8 \mu\text{m}$ . Die Verbreiterung des Lumineszenzsignals gegenüber dem anregenden Laserspot ist durch die Diffusion der Ladungsträger zu erklären. Die Diffusion hängt schwach von der verwendeten Laserleistung ab. Für kleine Anregungsdichten steigt die Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals linear mit der Laserleistung. Insgesamt variiert die Halbwertsbreite bei den verwendeten Anregungsdichten von  $0.45$  bis  $250 \text{ kW/cm}^2$  zwischen  $3.8$  und  $4.8 \mu\text{m}$ .

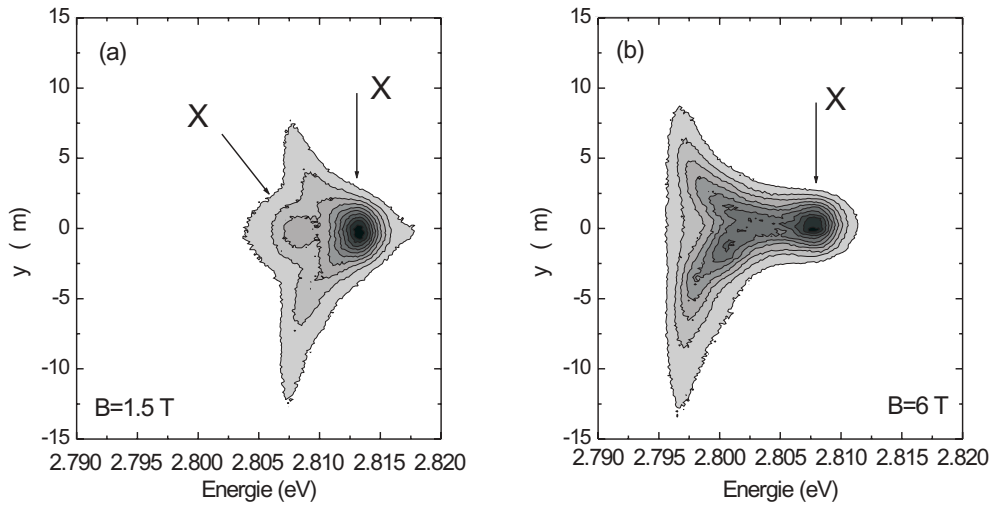
Das Intensitätsverhältnis von geladenem und neutralem Exziton  $I^{X^-}/I^X$  ist unabhängig vom Ort auf der Probe. Hieraus kann nicht geschlossen werden, dass Exziton und Trion die gleiche Beweglichkeit besitzen. Trionen sind vor allem in ternären Materialien in Potenzialfluktuationen lokalisiert [Eyt98]. Eine Diffusion der Trionen konnte bisher nur in qualitativ sehr hochwertigen GaAs Quantentrögen nachgewiesen werden [Pul03]. Zur Erklärung des konstanten Intensitätsverhältnisses von Exziton und Trion ist es ausreichend anzunehmen, dass nur Exzitonen diffundieren. Da die Hintergrunddotierung örtlich konstant ist, führt eine Diffusion von Exzitonen, die jeweils an jedem Ort der Probe mit Trionen und Elektronen im thermischen Gleichgewicht stehen, bereits zu einem konstanten Verhältnis  $I^{X^-}/I^X$ .



**Abbildung 3.19:** Mitte: Graustufendarstellung der Intensität des Lumineszenzsignals in Abhängigkeit der Energie und der Position auf der Probe bei  $B = 0$ . Oben: Querschnitt des Spektrums am Ort  $y = 0$  (Mitte des Laserspots, gestrichelt markiert). Rechts: Querschnitt der räumlichen Intensitätsverteilung bei der Energie des Exzitons (gestrichelt markiert). Links: Bild des reflektierten Laserspots.

Abbildung 3.20 zeigt in  $\sigma^+$ -Polarisation detektierte, ortsaufgelöste Lumineszenzspektren von MQW2 in Magnetfeldern von 1.5 bzw. 6 T. Die Spektren wurden mit einer Anregungsdichte von  $P = 250 \text{ kW/cm}^2$  aufgenommen. Der Durchmesser des anregenden Laserspots betrug  $1.4 \text{ }\mu\text{m}$ . Im Spektrum bei 1.5 T sind Lumineszenzsignale von ungeladenem und geladenem Exziton zu sehen. Die hohe Anregungsdichte führt zu einer erhöhten Mn-Temperatur und somit zu einer reduzierten ZEEMAN-Aufspaltung im Bereich des Laserspots. Mit zunehmendem Abstand vom Laserspot sinkt die Mn-Temperatur und die ZEEMAN-Aufspaltung steigt. In den Spektren ist dies an den nieder energetischen Ausläufern des Exzitons zu erkennen. In einem Abstand von etwa  $6 \text{ }\mu\text{m}$  zum Zentrum des Laserspots hat das Exziton die gleiche Energie wie das Trion unter dem Laserspot. Für das geladene Exziton sind nur sehr schwache nieder energetische Ausläufer zu erkennen. In Abb. 3.20b ist das entsprechende Spektrum bei  $B = 6 \text{ T}$  gezeigt. Der Unterschied zwischen der Exzitonenergie unter dem Laserspot und der Exzitonenergie außerhalb des Spots ist größer als bei  $B = 1.5 \text{ T}$ . Außerhalb des Laserspots ist kein Trionsignal vorhanden. Die Spektren in Abb. 3.19 und 3.20 wurden mit der gleichen Leistung aufgenommen. Die Graustufendarstellung ist jeweils auf die maximale Intensität des Signals normiert. Der Vergleich der räumlichen Ausdehnung des Lumineszenzsignals zeigt, dass die räumliche Ausdehnung des Signals bei  $B = 1.5 \text{ T}$  bzw.  $B = 6 \text{ T}$  größer ist als bei  $B = 0$ . Im Magnetfeld führt die hohe Anregungsdichte zu einer reduzierten ZEEMAN-Aufspaltung unter dem Laserspot. Während der Diffusion wirkt auf die Ladungsträger eine zusätzliche Kraft, die für die Vergrößerung der Diffusionslänge verantwortlich ist. Dieser Effekt wird in Kapitel 3.4.2 genauer untersucht.

In Abb. 3.20 sind keine bzw. nur sehr schwache nieder energetische Ausläufer des geladenen Exzitons zu erkennen. Die Ursache dieses Effektes wird im Folgenden genauer un-

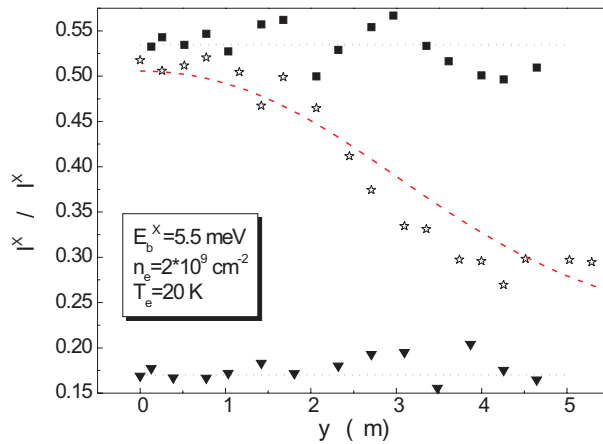


**Abbildung 3.20:** (a) Graustufendarstellung der Intensität des Lumineszenzsignals von MQW2 in Abhängigkeit der Energie und der Position auf der Probe bei  $B = 1.5$  T. Das Spektrum wurde mit einer Anregungsdichte von  $P = 250$  kW/cm<sup>2</sup> aufgenommen. (b) Das entsprechende Spektrum bei  $B = 6$  T.

tersucht. Abbildung 3.21 zeigt das Intensitätsverhältnis von geladenem und neutralem Exziton  $I^{X^-}/I^X$  bei einer bestimmten Distanz zur Mitte des anregenden Laserspots exemplarisch für zwei verschiedene Anregungsdichten und Magnetfelder. Quadrate entsprechen experimentellen Werten von  $I^{X^-}/I^X$  bei  $B = 0$ . Das Verhältnis ist unabhängig vom Ort und hat einen Wert von ungefähr 0.53. Dieser Wert ist bei  $B = 0$  unabhängig von der Anregungsdichte. Dreiecke repräsentieren experimentelle Daten von  $I^{X^-}/I^X$  bei  $B = 1$  T. Die entsprechenden PL Spektren wurden mit einer niedrigen Anregungsdichte von 0.45 kW/cm<sup>2</sup> aufgenommen. Bei dieser Anregungsdichte findet keine Heizung des Mn-Systems statt und die ZEEMAN-Aufspaltung der Ladungsträger ist unabhängig von der Position auf der Probe. Unter diesen Bedingungen ist das Verhältnis Trion- und Exzitonintensität konstant und hat einen Wert von  $I^{X^-}/I^X = 0.17$ . Durch Sterne sind in Abb. 3.21 die entsprechenden Werte von  $I^{X^-}/I^X$  bei einer hohen Anregungsdichte von 250 kW/cm<sup>2</sup> bei  $B = 1$  T dargestellt. Das Verhältnis ist nicht mehr unabhängig von der Position auf der Probe und nimmt mit der Distanz zur Spotmitte stark ab. Wie oben bereits erwähnt, müsste die Diffusion von Exzitonen, die sich an jedem Ort der Probe mit dem Elektronengas im thermischen Gleichgewicht befinden, zu einem konstanten Intensitätsverhältnis von geladenem und neutralem Exziton führen. Im Magnetfeld muss jedoch die ZEEMAN-Aufspaltung des zweiten Elektrons berücksichtigt werden. Die ZEEMAN-Aufspaltung führt dazu, dass die Formation von geladenen Exzitonen im Singulett-Zustand unterdrückt wird. Nach Gleichung 1.57 gilt für die Verhältnisse von Trion- und Exzitonintensität in Abhängigkeit von der ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes  $\Delta_e$ :

$$\frac{I_{X^-}}{I_X} = n_e \frac{\pi \hbar^2 m_{X^-}^*}{\cosh^2 \left( \frac{\Delta_e(y)}{k_B T_e} \right) k_B T_e m_e^* m_X^*} \exp \left( \frac{E_b^{X^-}}{k_B T_e} \right). \quad (3.5)$$

Hierbei ist  $n_e$  die Elektronenkonzentration und  $m_X^* = m_e^* + m_h^*$  die effektive Masse des Exzi-

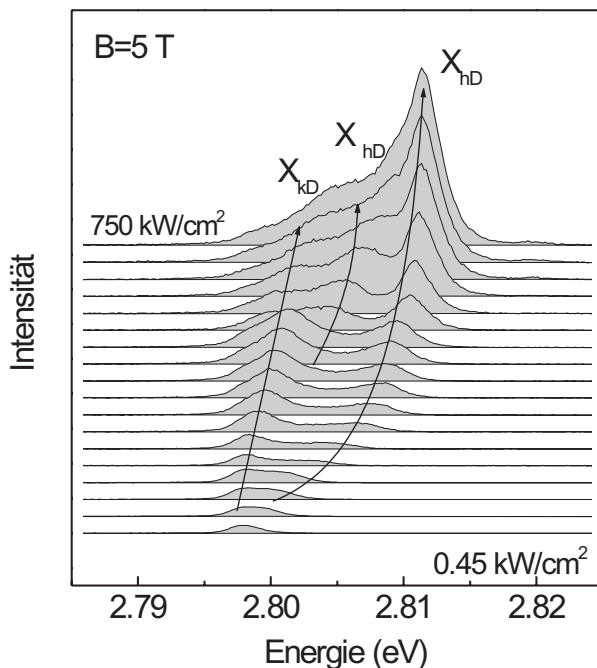


**Abbildung 3.21:** Das Verhältnis der Intensität von geladenem und neutralem Exziton  $I^{X^-}/I^X$  in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentrum des anregenden Laserspots. Quadrate und Dreiecke repräsentieren Daten, die mit einer niedrigen Anregungsdichte von  $0.45 \text{ kW/cm}^2$  in einem Magnetfeld von  $B = 0$  bzw.  $B = 1 \text{ T}$  aufgenommen wurden. Durch Sterne sind die entsprechenden Daten bei  $B = 1 \text{ T}$  und einer Anregungsdichte von  $250 \text{ kW/cm}^2$  dargestellt.

tons.  $m_{X^-}^* = 2m_e^* + m_h^*$  entspricht der effektiven Masse des Trions. Die gestrichelte Linie in 3.21 entspricht der Anpassung der experimentellen Daten mit Gleichung 3.5. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes  $\Delta_e(y)$  ist experimentell durch die Messung der ZEEMAN-Aufspaltung des Exzitons zugänglich, die sich entsprechend dem Verhältnis der bekannten Austauschkonstanten  $\alpha$  und  $\beta$  auf das Leitungs- bzw. Valenzband aufteilt. Die Bindungsenergie des Trions  $E_b^{X^-}$  entspricht bei der niedrigen Elektronenkonzentration von MQW2 dem energetischen Abstand des geladenen und neutralen Exzitons bei  $B = 0$ . Die Elektronendichte  $n_e$  und die Temperatur des Elektronengases  $T_e$  dienen als Anpassungsparameter. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten konnte für  $n_e = 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  bzw.  $T = 20 \text{ K}$  erzielt werden. Die hohe Temperatur der Elektronen resultiert aus der sehr hohen Anregungsdichte. Die Unterdrückung des Trionsignals außerhalb des stark überheizten Bereichs des Laserspots ist also nicht auf eine Lokalisierung der geladenen Exzitonen oder eine verminderte Wahrscheinlichkeit der Trionformation während der Diffusion der Ladungsträger zurückzuführen. Sie resultiert allein aus der Ortsabhängigkeit der ZEEMAN-Aufspaltung unter den gewählten experimentellen Bedingungen.

### 3.4.1 Domänen erhöhter Spintemperatur

Eine genauere Analyse der spektralen Verteilung der Lumineszenz zeigt, dass das Mn-System nicht mit einer einheitlichen, nur auf der Größenordnung des örtlichen Auflösungsvermögens des Mikroskops veränderlichen Temperatur beschrieben werden kann. Vor allem im Fall hoher Anregungsdichten und hoher Magnetfelder kommt es zur Ausbildung von Domänen mit unterschiedlicher Mn-Temperatur. Die räumliche Ausdehnung dieser Domänen liegt im Submikrometer-Bereich, da sie durch das verwendete Mikroskop nicht aufgelöst werden können. Abbildung 3.22 zeigt exemplarisch das Auftreten solcher magnetischer Domänen in den ortsaufgelösten PL-Spektren. Die Spektren wurden bei einem Magnetfeld von  $B = 5 \text{ T}$  mit verschiedenen Anregungsdichten aufgenommen und stammen aus dem Zentrum des anregenden Laserspots. Bei einer Anregungsdichte von  $0.45 \text{ kW/cm}^2$  ist im Spektrum nur eine Linie zu erkennen. Die Linie kann dem neutralen Exziton zugeordnet werden und wird im Folgenden mit  $X_{kD}$  bezeichnet. Aus der Energie des Übergangs kann die Mn-Temperatur bestimmt werden. Bei dieser Anregungsdichte ist keine Erhöhung der Mn-Temperatur gegenüber der Git-

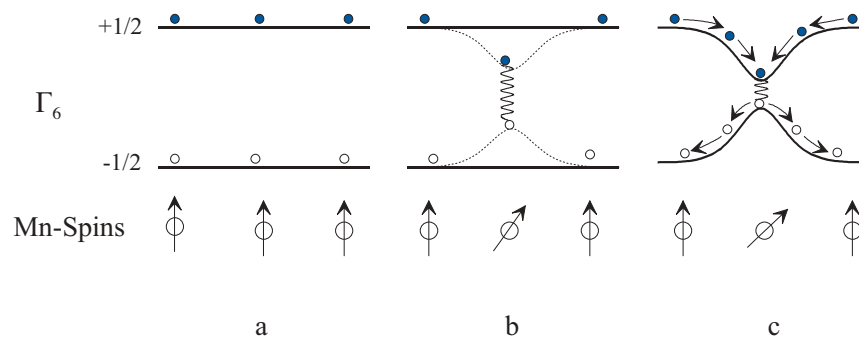


**Abbildung 3.22:** PL-Spektren von MQW2 aus dem Zentrum des Laserspots ( $y = 0$ ) bei  $B = 5$  T für verschiedene Anregungsdichten. Durch die Steigerung der Anregungsdichte kommt es zur Bildung von Domänen mit unterschiedlicher Mn-Temperatur. Bei sehr hohen Anregungsdichten ist die ZEEMAN-Aufspaltung in den heißen Domänen so weit unterdrückt, dass neben dem Exzitonübergang  $X_{hD}$  auch der Trionübergang  $X_{hD}^-$  beobachtet werden kann. Der mit  $X_{kD}$  bezeichnete Übergang ist auf die Rekombination eines Exzitons in Domänen mit niedrigerer Mn-Temperatur zurückzuführen.

tertemperatur von  $T = 4.2$  K zu beobachten. Eine Steigerung der Anregungsdichte führt dazu, dass sich die  $X_{kD}$ -Linie langsam zu höheren Energien verschiebt. Des Weiteren taucht bei der Erhöhung der Anregungsdichte eine weitere Linie an der hoch energetischen Seite der  $X_{kD}$ -Linie auf. Sie wird im Folgenden mit  $X_{hD}$ -Linie bezeichnet. Die Intensität der  $X_{hD}$ -Linie ist zunächst sehr schwach. Der Energiedifferenz der  $X_{kD}$ -Linie und  $X_{hD}$ -Linie nimmt mit steigender Anregungsdichte zu. Die  $X_{kD}$ -Linie und die  $X_{hD}$ -Linie können als Exzitonen aus Domänen mit unterschiedlicher Mn-Temperatur interpretiert werden. Bei einer noch stärkeren Erhöhung der Anregungsdichte führt die immer kleiner werdende ZEEMAN-Aufspaltung in den heißen Domänen dazu, dass das geladene Exziton ( $X_{hD}^-$ ) in heißen Domänen wieder stabil wird. Bei einer Anregungsdichte von  $750 \text{ kW/cm}^2$  kann die Trionlinie aus den heißen Bereichen nicht mehr von der Exzitonlinie aus den kälteren Bereichen getrennt werden.

Die Größe der Domänen muss kleiner sein, als das Auflösungsvermögen des Mikroskops von  $0.7 \mu\text{m}$ , da sie örtlich nicht aufgelöst werden können. Sie müssen jedoch größer sein, als die Ausdehnung der Wellenfunktion der Exzitonen, da sonst die ZEEMAN-Aufspaltung der Exzitonen durch eine Mittelung der Magnetisierung von mehreren Domänen bestimmt wäre, was nicht zu einer scharfen Energie des Exzitons in den heißen Domänen führen kann.

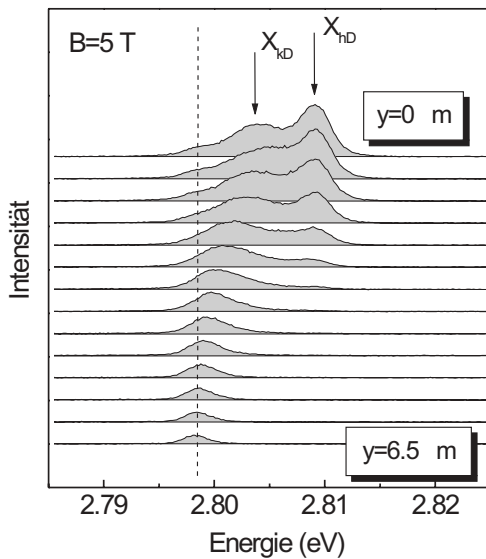
Die Formation magnetischer Domänen wurde von TYAZHLOV et al. in zeitaufgelösten Lumineszenzmessungen ebenfalls experimentell beobachtet. Die sehr hohe Leistungsdichte bei der gepulsten Anregung führte in den untersuchten (Cd,Mn)Te Quantentrögen zur Ausbildung von Domänen mit unterschiedlicher Mn-Temperatur [Tya97, Tya99]. Der Mechanismus der nach TYAZHLOV et al. zur Formation der Domänen führt wird anhand Abb. 3.23 erklärt. Vor der Domänenbildung (Abb. 3.23a) ist die Magnetisierung der Probe homogen. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes ist ebenfalls vom Ort unabhängig. Eine Spinflip-Streuung der Form  $|+1/2, M\rangle \rightarrow |-1/2, M+1\rangle$  eines Leitungsbandelektrons an einem Mn-Ion führt nun zu einer örtlich begrenzten Reduzierung der ZEEMAN-Aufspaltung (Abb. 3.23b). Nach dieser Streuung (Abb. 3.23c) resultiert dies in einem attraktiven Potenzial für Elektronen mit



**Abbildung 3.23:** Schematische Darstellung des Mechanismus, der zur Ausbildung von Domänen mit unterschiedlicher Mn-Temperatur führt. Durch eine örtliche Fluktuation der Magnetisierung kommt es zu einer lokalen Reduzierung der ZEEMAN-Aufspaltung. Durch eine Diffusion der Elektronen mit Spin  $+1/2$  kommt es zu einer vermehrten Anzahl von Spinflips in diesem Bereich. Die anfängliche Fluktuation verstärkt sich solange selbst, bis sich ein Gleichgewicht ausgebildet hat. Nach [Tya97].

Spin  $+1/2$  und einem abstoßenden Potenzial für Elektronen mit Spin  $-1/2$ . Elektronen mit Spin  $+1/2$  erfahren eine vermehrte Lokalisierung in der Nähe des Mn-Ions. Weitere Spinflip-Streuungen  $|+1/2, M\rangle \rightarrow |-1/2, M+1\rangle$  erhöhen nun die lokale Temperatur des Mn-Systems. Die anfängliche Fluktuation in der Magnetisierung verstärkt sich durch die Lokalisierung der Elektronen und anschließende Spinflip-Prozesse so lange selbst, bis sich ein Gleichgewicht ausgebildet hat. TEPPE et al. untersuchten vor kurzem die Domänenbildung in (Cd,Mn)Te Quantentrögen durch zeitaufgelöste Messungen des magneto-optischen KERR-Effekts [Tep03]. Die Autoren machen ebenfalls den oben erläuterten *positive feedback* Prozess für die Bildung der Domänen unterschiedlicher Mn-Temperatur verantwortlich, der dazu führt, dass Mn-Ionen in wärmeren Bereichen stärker geheizt werden. Kritische Parameter, durch die die Temperatur der Domänen beeinflusst wird sind die Anregungsdichte, die Anregungsenergie  $\hbar\omega_L$  und das Magnetfeld.

Abbildung 3.24 zeigt PL-Spektren von ModQW2 bei einer Anregungsdichte von  $250 \text{ kW/cm}^2$  für verschiedene Abstände zum Zentrum des anregenden Laserspots. Die Halbwertsbreite des Laserspots hatte bei dieser Messung einen Wert von  $1.4 \mu\text{m}$ . Der Abstand der dargestellten, aufeinander folgenden Spektren entspricht  $0.5 \mu\text{m}$ . Im Bereich außerhalb des Spots ist nur die Lumineszenz des neutralen Exzitons aus kalten Domänen zu erkennen. In einem Abstand von  $y = 6.5 \mu\text{m}$  entspricht die Energie des Exzitons genau der Energie des Exzitons bei der Verwendung niedriger Anregungsdichten, bei denen die Temperatur des Mn-Systems der Gittertemperatur von  $T = 4.2 \text{ K}$  entspricht. Diese Energie ist in Abb. 3.24 mit einer vertikalen Linie markiert. Im Zentrum des Laserspots ( $y = 0$ ) ist zusätzlich zu der Lumineszenz der kalten Domänen noch Lumineszenz aus höher energetischen heißen Domänen beobachtbar. Das PL-Spektrum im Bereich des Laserspots ist eine Überlagerung aus dem Signal von geladenem und neutralem Exziton aus den heißen Domänen und dem Signal des neutralen Exzitons in den kalten Domänen. Nur im Bereich der heißen Domänen ist die Trionformation wegen der stark reduzierten ZEEMAN-Aufspaltung möglich. Mit größer werdendem Abstand vom Laserspot nimmt die Intensität der Lumineszenz aus den heißen Domänen ab. Die Energie



**Abbildung 3.24:** PL-Spektren von MQW2 bei  $B = 5 \text{ T}$  und einer Anregungsdichte von  $250 \text{ kW/cm}^2$  für verschiedene Abstände  $y$  zum Zentrum des anregenden Laserspots. Die Energie des Exzitons in den heißen Domänen  $X_{hD}$  ist unabhängig vom Abstand zum Zentrum des Laserspots. Die Energie des Exzitons aus den kalten Domänen wird mit zunehmendem Abstand kleiner. Während ihrer Diffusion wirkt eine zusätzliche Kraft auf die Ladungsträger in den kalten Domänen.

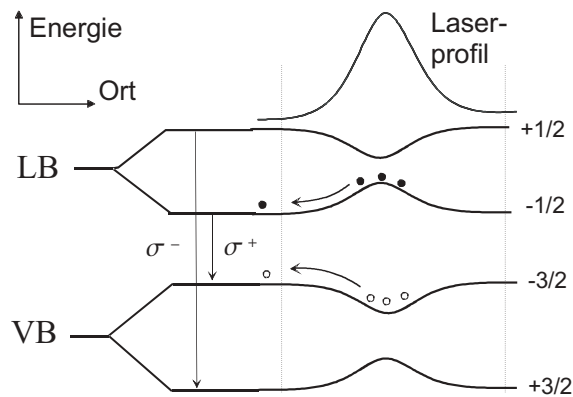
des Exzitons in den heißen Domänen bleibt jedoch konstant und hängt nicht vom Ort auf der Probe ab. Die Mn-Temperatur der heißen Domänen ist im Bereich des anregenden Laserspots gleich. Die diffundierenden Ladungsträger aus den kälteren Domänen erfahren während ihrer Diffusion eine kontinuierliche Energieabsenkung.

### 3.4.2 Diffusion von Ladungsträgern in einem örtlich inhomogenen Austauschpotenzial

Durch die Verwendung eines stark fokussierten Lasers ist es möglich, durch die Erzeugung von Photoladungsträgern eine örtlich inhomogene ZEEMAN-Aufspaltung zu erzeugen, die sich auf der Größenordnung der Diffusionslänge der Ladungsträger ändert. Der Einfluss eines solchen Gradienten in der  $s/p-d$ -Austauschwechselwirkung auf die Diffusion der Ladungsträger wird im Folgenden näher untersucht. Abbildung 3.25 zeigt schematisch den örtlichen Verlauf der ZEEMAN-Aufspaltung von Leitungs- und Valenzband bei der Erzeugung von Photoladungsträgern. Das GAUSS-förmige Intensitätsprofil des anregenden Lasers führt durch die Spinflip-Streuung der Elektronen zu einer ebenfalls GAUSS-förmigen Reduktion der ZEEMAN-Aufspaltung der Bandkantenzustände. Die Bildung von Domänen unterschiedlicher Mn-Temperatur wurde hierbei vernachlässigt. Während ihrer Lebensdauer relaxieren die unpolarisiert erzeugten Ladungsträger ihren Spin. Es sind somit hauptsächlich die niederenergetischen Elektronenzustände im Leitungs- und Valenzband mit Spin  $-1/2$  bzw. Drehimpuls  $+3/2$  besetzt. Die reduzierte ZEEMAN-Aufspaltung im Bereich des Laserspots führt zu einer Kraft, durch die diese Ladungsträger aus dem Bereich des anregenden Laserspots getrieben werden. Falls die Diffusionslänge groß ist gegen die Größenordnung auf der sich die ZEEMAN-Aufspaltung ändert, führt dies zu einem Anstieg der Diffusionslänge. Die Kraft hat für beide Ladungsträgerarten die gleiche Richtung. Im Gegensatz zu elektrischen Feldern ist es durch einen Gradienten in der Austauschwechselwirkung möglich, Elektron und Loch gemeinsam als Exziton durch den Kristall zu bewegen.

Nach der nicht resonanten Erzeugung relaxieren die Ladungsträger innerhalb weniger Picosekunden durch die Emission optischer Phononen zur Bandkante. Vor und während dieser





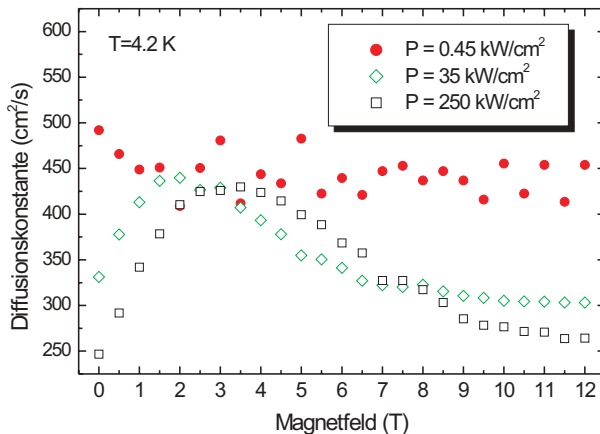
**Abbildung 3.25:** Schematische Darstellung des Bandkantenverlaufs von Leitungs- und Valenzband im Magnetfeld bei zusätzlicher Laserbeleuchtung. Das GAUSS-förmige Intensitätsprofil des Lasers resultiert in einer näherungsweise ebenfalls GAUSS-förmigen Reduzierung der ZEEMAN-Aufspaltung von Valenz- und Leitungsband. Der Gradient in der Austauschwechselwirkung führt dazu, dass während ihrer Diffusion eine zusätzliche Kraft auf die Ladungsträger wirkt.

Energierelaxation besteht jedoch schon die Möglichkeit zu exzitonischem Transport. ZHAO et al. zeigten kürzlich, dass bei nicht resonanter Anregung in ZnSe-basierten Quantentrögen der Transport während der Thermalisierung der Exzitonen eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt [Zha02]. Die Exzitonen können mehrere Mikrometer diffundieren, ohne ihre Energie durch eine Emission von LO-Phononen zu relaxieren. Die Beschreibung der Diffusion der Photoladungsträger, bei nicht resonanter Anregung, durch klassische Diffusionsgleichungen stellt nur eine grobe Näherung dar. Eine exakte Beschreibung der Diffusion heißer Photoladungsträger ist sehr schwierig. Im Folgenden wird nur der Einfluss der örtlich inhomogenen  $s/p-d$ -Austauschwechselwirkung auf die Diffusion untersucht. Zur theoretischen Beschreibung der experimentellen Daten wird daher auf die klassischen Diffusionsgleichungen zurückgegriffen. Vernachlässigt man zunächst die zusätzliche Kraft durch den Gradienten in der  $s/p-d$ -Austauschwechselwirkung und den Transport während der Thermalisierung der Photoladungsträger, kann die Diffusion der Exzitonen im stationären Fall durch die folgende Diffusionsgleichung beschrieben werden:

$$\frac{\partial n(x, y)}{\partial t} = D \Delta n(x, y) - \frac{n(x, y)}{\tau} + G(x, y) = 0. \quad (3.6)$$

Hierbei entspricht  $n$  der Dichte der Elektron-Loch-Paare am Ort  $(x, y)$  und  $D$  der Diffusionskonstanten.  $G(x, y)$  ist die Generationsrate der Ladungsträger und  $\tau$  ist die Lebensdauer der Ladungsträger. Zur Vereinfachung wird das System als eindimensional angenommen. Berücksichtigt man die Generationsrate durch ein GAUSS-förmiges Laserprofil  $G \propto \exp(-y^2/2\sigma_L^2)$  kann Gleichung 3.6 analytisch gelöst werden.  $\sigma_L$  entspricht hierbei der Halbwertsbreite des Lasers. Die Anzahl der Elektron-Loch-Paare ist proportional zur spektral integrierten Gesamtintensität am Ort  $y$ . Die integrale Intensität als Funktion des Abstandes zum Lasermittelpunkt kann nun mit der analytischen Lösung von Gleichung 3.6 angepasst werden. Die Lebensdauer der Ladungsträger wurde mit einem Wert von  $\tau = 100$  ps abgeschätzt, wie er für ZnSe-basierte Quantentröge typisch ist. Als Parameter bei der Anpassung dient die Diffusionskonstante  $D$ . Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb. 3.26 dargestellt.

Abbildung 3.26 zeigt die Abhängigkeit der Diffusionskonstanten  $D$  vom Magnetfeld für drei verschiedene Anregungsdichten. Kreise repräsentieren die ermittelten Werte der Diffusionskonstanten bei der Verwendung einer niedrigen Anregungsdichte von  $0.45 \text{ kW/cm}^2$ . Bei dieser Leistung entspricht die Mn-Temperatur der Gittertemperatur von  $4.2 \text{ K}$ . Es wirkt also



**Abbildung 3.26:** Diffusionskonstante in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Anregungsdichten. Bei  $0,45 \text{ kW/cm}^2$  ist die Mn-Temperatur gegenüber der Gittertemperatur von  $4,2 \text{ K}$  nicht erhöht. Die Diffusionskonstante ist unter diesen Bedingungen unabhängig vom Magnetfeld. Bei höheren Anregungsdichten ist im Bereich kleiner Magnetfelder, bei denen die ZEEMAN-Aufspaltung durch die erhöhte Mn-Temperatur reduziert ist, ein Anwachsen der Diffusionskonstante beobachtbar.

keine zusätzliche Kraft auf die Ladungsträger. Ein örtlich inhomogenes Austauschfeld ist nicht vorhanden. Die Diffusionskonstante ist relativ konstant und zeigt nur einen leichten Abfall mit dem Magnetfeld. Theoretisch wurde gezeigt, dass die Diffusionskonstante von Exzitonen im Magnetfeld abnimmt [Dzy95]. Aufgrund der Änderung der effektiven Masse des Exzitons ist diese Abnahme im Fall kleiner Magnetfelder quadratisch  $D(B) = D_0(1 - (B/B_0)^2)$ . Im Fall großer Magnetfelder ist die Diffusionskonstante proportional zu  $B^{-1}$ . Die theoretischen Vorhersagen wurden experimentell von PULIZZI et al. bestätigt [Pul01]. Für den untersuchten GaAs-basierten Quantentrog wurde ein Wert von  $B_0 = 13 \text{ T}$  ermittelt.

Der absolute Wert der für MQW2 ermittelten Diffusionskonstanten ist im Vergleich zu Literaturdaten von II-VI Quantentrögen sehr hoch (CdTe:  $D \approx 7 \text{ cm}^2/\text{s}$  [PO02]; (Zn,Cd)Se:  $D = 1,7 \text{ cm}^2/\text{s}$  [Log97]). Die fehlende Magnetfeldabhängigkeit der Diffusionskonstanten bei den Messungen mit niedriger Anregungsdichte in Abb. 3.26 und der für II-VI Quantentröge sehr hohe Wert der Diffusionskonstanten ist auf die nicht resonante Erzeugung der Ladungsträger zurückzuführen. Bei nicht resonanter Erzeugung der Ladungsträger kommt es während der Relaxation der Ladungsträger zur Bandkante schon zu einem Transport von heißen Ladungsträgern. Der starke Anstieg der Diffusionskonstanten bei nicht resonanter Erzeugung wurde in [Pul01] ebenfalls beobachtet.

Rauten und Quadrate in Abb. 3.26 repräsentieren Werte der Diffusionskonstante bei hohen Anregungsdichten von  $35 \text{ kW/cm}^2$  bzw.  $250 \text{ kW/cm}^2$ . Bei diesen Anregungsleistungen kommt es zu einer starken Erhöhung der Mn-Temperatur im Bereich des Laserspots. Während ihrer Diffusion wirkt nun die zusätzliche Kraft auf die Ladungsträger. Der Potenzialunterschied ist am größten für mittlere Magnetfelder im Bereich von  $1$  bis  $7 \text{ T}$ , weil eine Erhöhung der Mn-Temperatur in diesem Bereich eine maximale Änderung der ZEEMAN-Aufspaltung verursacht.<sup>10</sup> Bei diesen Magnetfeldern zeigt die Diffusionskonstante ebenfalls einen starken Anstieg. Für hohe Magnetfelder geht die ZEEMAN-Aufspaltung langsam in Sättigung über und der Potenzialunterschied zwischen dem Bereich innerhalb und außerhalb des Laserspots verschwindet. Die Diffusionskonstante zeigt für hohe Magnetfelder ebenfalls einen Rückgang und erreicht ungefähr ihren Wert von  $B = 0$ . Der Gradient in der  $s/p$ - $d$ -Austauschwechselwirkung hat bei dem verwendeten Spotdurchmesser von  $1,4 \mu\text{m}$  einen starken Einfluss auf die Diffu-

<sup>10</sup>Der Grund hierfür ist die Temperaturabhängigkeit der BRILLOUIN-förmigen ZEEMAN-Aufspaltung. Siehe Abb. 1.7.

sionslänge. Der Einfluss des zusätzlichen Potentials verschwindet, wenn man Spotdurchmesser verwendet, die größer als die Diffusionslänge der Ladungsträger sind. Bei einer Halbwertsbreite des anregenden Laserspots von  $13 \mu\text{m}$  konnte trotz starker Überheizung des Mn-Systems im Bereich des Laserspots keine Erhöhung der Diffusionskonstanten durch die ortsabhängige  $s/p-d$ -Austauschwechselwirkung mehr nachgewiesen werden.

Die zusätzliche Kraft durch die ortsabhängige ZEEMAN-Aufspaltung ist in Gleichung 3.6 nicht explizit berücksichtigt. Ihre Auswirkung wurde bisher nur durch eine im Vergleich zu  $B = 0$  erhöhte Diffusionskonstante beschrieben. Die Erhöhung der Mn-Temperatur unter dem Laserspot führt zu Potenzialunterschieden von mehreren meV auf einer Distanz von wenigen Mikrometern. Im Folgenden wird überprüft, ob eine Kraft dieser Größenordnung für den experimentell gefundenen Anstieg der Diffusionslänge verantwortlich sein kann. Bei Anwesenheit eines zusätzlichen Potentials hat die Diffusionsgleichung die Form:

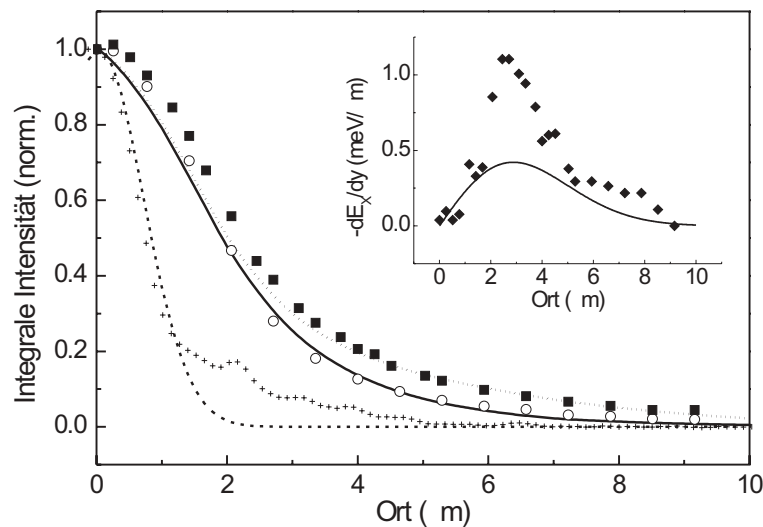
$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu \nabla \left( n \nabla \frac{V_{s/p-d}}{e} \right) + D \Delta n - \frac{n}{\tau} + G = 0. \quad (3.7)$$

$\mu = De/k_B T$  entspricht hierbei der Beweglichkeit der Ladungsträger.  $V_{s/p-d}$  ist die örtlich inhomogene ZEEMAN-Aufspaltung.  $V_{s/p-d}$  wird als proportional zu Ladungsträgerdichte angenommen und als GAUSS-förmig genähert:

$$V_{s/p-d} = V_0 \exp(-(x^2 + y^2)/2\sigma_{PL}^2) \quad (3.8)$$

Hierbei ist  $V_0$  die Amplitude des Potentials und  $\sigma_{PL}$  die Breite des Lumineszenzsignals. Die Generationsrate wurde ebenfalls GAUSS-förmig mit  $G \propto \exp(-(x^2 + y^2)/2\sigma_L^2)$  genähert. Die Ladungsträgerverteilung  $n(x, y)$  kann nun für verschiedene Werte von  $V_0$  durch die numerische Integration von Gleichung 3.8 bestimmt werden.

Abbildung 3.27 zeigt einen Vergleich der experimentellen Daten mit einer Simulation der Diffusion der Ladungsträger durch Gleichung 3.8. Die integrale Lumineszenzintensität, in Abhängigkeit von der Distanz zur Mitte des Laserspots, ist in Abb. 3.27 für  $B = 0$  durch Kreise und für  $B = 1 \text{ T}$  durch Quadrate dargestellt. Bei  $B = 1 \text{ T}$  ist noch keine Domänenbildung zu beobachten. Die Energie des Exzitonübergangs kann über die gesamte Diffusionslänge der Ladungsträger eindeutig bestimmt werden. Dies ermöglicht die Bestimmung der tatsächlich auf die Ladungsträger wirkenden Kraft. Zum Vergleich ist das Intensitätsprofil des anregenden Laserstrahls dargestellt (Kreuze). Die gestrichelte Linie ist proportional zur GAUSS-förmig genäherten Generationsrate. Die Anregungsdichte betrug  $250 \text{ kW/cm}^2$ . Zur Anpassung des Lumineszenzprofils bei  $B = 0$  wurde das Potenzial  $V_{s/p-d}$  in Gleichung 3.8 zunächst gleich null gesetzt und die Diffusionskonstante  $D$  variiert. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergab sich für eine Diffusionskonstante von  $D = 400 \text{ cm}^2/\text{s}$  (durchgezogene Linie). Zur Anpassung der Daten bei  $B = 1 \text{ T}$  wurde nun die Diffusionskonstante auf den Wert von  $B = 0$  festgesetzt und die Amplitude  $V_0$  des zusätzlichen Potentials  $V_{s/p-d}$  variiert. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Werten ergab eine Amplitude von  $V_0 = 2 \text{ meV}$  (gepunktete Linie). Die aus der ZEEMAN-Aufspaltung resultierende Kraft entspricht der Ableitung der Exzitonenergie nach dem Ort  $-\partial E_X/\partial y$ . Die experimentellen Werte von  $-\partial E_X/\partial y$  für  $B = 1 \text{ T}$  sind in der Bildeinlage von Abb. 3.27 durch Rauten dargestellt. Die durchgezogene Linie repräsentiert den in der Simulation mit Gleichung 3.8 verwendeten Gradienten im Austauschpotential.



**Abbildung 3.27:** Integrale Intensität des Lumineszenzsignals in Abhängigkeit vom Abstand  $y$  zum Mittelpunkt des Lasers bei  $B = 0$  (Kreise) und  $B = 1$  T (Quadrate). Die durchgezogene und gepunktete Linie repräsentiert jeweils die Simulation der Ladungsträgerdichte mit Glg. 3.8 mit  $D = 400 \text{ cm}^2/\text{s}$  und  $\tau = 100 \text{ ps}$ . Durch Kreuze ist die normierte Intensität des Lasers dargestellt. Die Bildeinlage zeigt die Ableitung der Exzitonenergie nach dem Ort. Zum Vergleich ist die bei der Simulation mit Glg. 3.8 verwendete Kraft gezeigt.

Bei der Simulation der Ladungsträgerdichte mit Gleichung 3.8 wird der Transport von heißen Photoladungsträgern während ihrer Relaxation zur Bandkante vernachlässigt. Eine getrennte Diffusion von Elektronen und Löchern ist in Gleichung 3.8 ebenfalls nicht berücksichtigt. Trotz dieser vereinfachenden Annahmen bei der Beschreibung der Diffusion der Ladungsträger, zeigt sich eine gute qualitative Übereinstimmung der zur Anpassung der integralen Lumineszenzintensität benötigten Kraft mit den experimentellen Daten. Der gefundene Anstieg der Diffusionslänge der Ladungsträger ist also tatsächlich auf die lokale Variation der ZEEMAN-Aufspaltung zurückzuführen.

### 3.4.3 Zusammenfassung

Die wesentlichen Ergebnisse der orts aufgelösten Lumineszenzmessungen können folgendermaßen zusammengefasst werden. Bei den Messungen wurde eine Bildung von Domänen mit unterschiedlicher Mn-Temperatur festgestellt. Die Domänenformation konnte durch zusätzliche Linien in den PL-Spektren nachgewiesen werden, die bei der Verwendung von höheren Anregungsdichten in den Spektren beobachtbar waren. Die Mn-Temperatur in den Domänen und die relative Größe der Domänen hängen stark von der Anregungsdichte und dem Magnetfeld ab. Die Ursache für die Domänenbildung ist die Diffusion der Photoladungsträger und ihre anschließende Spinflip-Streuung mit den magnetischen Ionen. Die Diffusion der Ladungsträger führt dazu, dass Spinflip-Streuungen, die eine Heizung des Mn-Systems bewirken, vermehrt in Bereichen höherer Mn-Temperatur stattfinden. Bereiche mit höherer Mn-Temperatur werden somit stärker geheizt, als Bereiche niedrigerer Mn-Temperatur.

Der Einfluss einer örtlich variierenden ZEEMAN-Aufspaltung auf die Diffusionslänge der Ladungsträger bildete einen weiteren Schwerpunkt dieses Kapitels. Durch Laserbeleuchtung kann die Spintemperatur der Mn-Ionen lokal stark erhöht werden. Es wurde nachgewiesen, dass die lokale Variation der ZEEMAN-Aufspaltung zu einem Anstieg der Diffusionslänge führen kann. Eine deutliche Zunahme der Diffusionslänge war nur bei Messungen mit kleinem Laserspot zu beobachten, bei denen die Spotgröße in der Größenordnung von einem Mikrometer lag. Bei diesen Spotgrößen können in dem untersuchten  $\text{Zn}_{0.988}\text{Mn}_{0.012}\text{Se}/\text{Zn}_{0.94}\text{Be}_{0.06}\text{Se}$  Quantentrog Gradienten von mehreren  $\text{meV}/\mu\text{m}$  in der ZEEMAN-Aufspaltung erzeugt werden. Die Diffusion der Ladungsträger wurde durch die numerische Lösung der Diffusionsgleichung simuliert, in der das Potenzial durch die örtlich veränderliche *s/p-d*-Austauschwechselwirkung explizit berücksichtigt wurde. Die Simulation zeigte eine gute qualitative Übereinstimmung mit dem experimentell festgestellten Anstieg der Diffusionslänge.



# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden nichtmagnetische und semimagnetische ZnSe-basierte Quantentröge untersucht. Im Mittelpunkt des Interesses standen hierbei vor allem die Modifikation der optischen Spektren mit einer zunehmenden Modulationsdotierung der Strukturen und der Einfluss von Spinflip-Streuungen der freien Band-Elektronen an den Mn-Ionen auf die Magnetisierung und somit die ZEEMAN-Aufspaltung der Strukturen. Als experimentelle Methoden wurden Photolumineszenz (PL), Photolumineszenzanregung (PLE) und Reflexionsmessungen verwendet, die in Magnetfeldern von bis zu  $B = 48$  T und bei Temperaturen im Bereich von 1.6 K bis 70 K durchgeführt wurden. Darüber hinaus wurde die Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationszeit der Mn-Ionen von der Mn-Konzentration und der Elektronengasdichte in den Quantentrögen durch zeitaufgelöste Lumineszenzmessungen untersucht. Der Einfluss eines Gradienten in der  $s/p-d$ -Austauschwechselwirkung auf die Diffusion der Ladungsträger bildet einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit. Als experimentelle Methode wurde hierbei ortsaufgelöste Lumineszenz verwendet.

Im ersten Teil der Arbeit wurden exzitonische Effekte in ZnSe-basierten zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs) untersucht. Bei der Anwesenheit eines Elektronengases geringer Dichte werden die optischen Spektren durch Übergänge von Exzitonen und negativ geladenen Exzitonen (Trionen) dominiert. Mit wachsender Elektronendichte entwickelt sich die Trionlinie in den PL-Spektren in eine verbreiterte Lumineszenzbande. Selbst bei hohen Elektronenkonzentrationen, bei denen die FERMI-Energie in der Größenordnung der Exzitonbindungsenergie liegt, entspricht die Energie der Absorptions- und Emissionskante der energetischen Lage des geladenen Exzitonübergangs in den undotierten Referenzstrukturen. Bis zu Elektronendichten von etwa  $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  entspricht die Form der PL-Linie einer zur nieder energetischen Seite verbreiterten Trionlinie. Bei höheren Elektronendichten wird die Form der PL-Spektren durch die thermische Besetzung der Lochzustände bzw. durch die Lokalisierung der Löcher beeinflusst. Die Elektronendichte im Quantentrog kann aus der Halbwertsbreite der verbreiterten Trionlinie abgeschätzt werden, wenn die Halbwertsbreite der Linie größer ist, als die inhomogene Verbreiterung des Übergangs. Durch die Messungen an (Zn,Mn)Se Quantentrögen konnte gezeigt werden, dass die Halbwertsbreite der Linie in  $\sigma^-$ - bzw.  $\sigma^+$ -polarisierten PL-Spektren der FERMI-Energie des jeweiligen Elektronensubbandes mit Spin  $\pm 1/2$  entspricht. Die optischen Übergänge in den PL-Spektren zweidimensionaler Elektronengase moderater Dichte ( $n_e \geq 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) können bei Füllfaktoren  $\nu > 2$  als Übergänge zwischen Einteilchenzuständen interpretiert werden. Die Energieverschiebung der optischen Übergänge im Magnetfeld wird bei diesen Füllfaktoren hauptsächlich durch die LANDAU-Quantisierung, den intrinsischen ZEEMAN-Effekt und durch die  $s/p-d$ -Austauschwechselwirkung bestimmt. Beim Füllfaktor  $\nu = 2$  ändert sich die Energieverschiebung von einer linearen Abhängigkeit vom Magnetfeld

durch die LANDAU-Quantisierung ( $\nu > 2$ ) abrupt in eine quadratische Abhängigkeit, wie sie für exzitonische Übergänge typisch ist ( $\nu < 2$ ). In Strukturen in denen die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes die Bindungsenergie des Trions nicht übersteigt, entspricht die Energie des optischen Übergangs bei  $2 > \nu > 1$  der Energie des Singulett-Trions in den undotierten Referenzstrukturen. Im Bereich  $\nu < 1$  sind in diesen Strukturen zwei Übergänge zu beobachten. Die Energie der beiden Übergänge entspricht ungefähr der Energie des geladenen bzw. des neutralen Exzitons in den undotierten Referenzstrukturen.

In semimagnetischen Quantentrögen mit höherem Mn-Gehalt ist eine vollständige Spinpolarisation des Elektronengases schon bei Füllfaktoren  $\nu > 1$  möglich. In diesen Strukturen findet der Wechsel von LANDAU-artiger auf diamagnetische Verschiebung beim Füllfaktor  $\nu = 1$  statt. Um eine vollständige Polarisation des Elektronengases zu erreichen, muss die ZEEMAN-Aufspaltung des Leitungsbandes doppelt so groß sein wie die FERMI-Energie des 2DEGs bei  $B = 0$ . Bei Strukturen mit moderater Elektronendichte führt eine ZEEMAN-Aufspaltung dieser Größenordnung ebenfalls zur Dissoziation des Singulett-Trions. Durch Absorptions- und Emissionsmessungen an vollständig polarisierten Elektronengasen konnte gezeigt werden, dass die optischen Übergänge im Bereich von  $\nu > 1$ , deren Energieverschiebung im Magnetfeld im Rahmen von Band-Band Übergängen zwischen LANDAU-Niveaus beschrieben werden kann, bei moderaten Elektronendichten ( $n_e \approx 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) trionischen Charakter haben. Sie sind auf die Absorption bzw. Emission eines zweifach besetzten COULOMB-gebundenen Zustands (Singulett-Trion) zurückzuführen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Wechselwirkung von freien Ladungsträgern mit magnetischen Ionen in (Zn,Mn)Se Quantentrögen untersucht. Die *s/p-d*-Austauschwechselwirkung der Bandkantenzustände mit den lokalisierten Elektronen der Mn-3d-Schale führt in diesen Strukturen neben der bekannten riesigen ZEEMAN-Aufspaltung von Valenz- und Leitungsbandzuständen zu Spinflip-Streuungen der Valenz- und Leitungsbandelektronen an den Mn-Ionen. Die *Flipflop*-Streuung der Elektronen an den Mn-Ionen stellt einen zusätzlichen Mechanismus zur Spinrelaxation der Bandelektronen bzw. der Mn-Ionen in den semimagnetischen Strukturen dar.

Experimentell wurde nachgewiesen, dass elektrische Ströme oder die Erzeugung von Photoladungsträgern zu einer Erhöhung der Spintemperatur der Mn-Ionen und somit zu einer Verringerung der ZEEMAN-Aufspaltung führen können. Die Temperatur des Mn-Subsystems kann die Gittertemperatur um mehrere Kelvin übersteigen. Die Erhöhung der Mn-Temperatur wird deshalb als Überheizung des Mn-Systems bezeichnet. Die Überheizung wurde durch die Analyse der ZEEMAN-Aufspaltung und durch die Messung des zirkularen Polarisationsgrades der optischen Übergänge nachgewiesen.

Die optischen Messungen an undotierten Quantentrögen haben gezeigt, dass die Mn-Temperatur stark vom Mn-Gehalt der Schichten abhängt. Eine starke Überheizung des Mn-Systems konnte vor allem in Quantentrögen mit niedriger Mn-Konzentration ( $x \lesssim 0.01$ ) festgestellt werden. In einem Quantentrog mit einem Mn-Gehalt von  $x = 0.004$  wurde z.B. bei einer Anregungsdichte von  $7 \text{ W/cm}^2$  eine Mn-Temperatur gemessen, die die Gittertemperatur um etwa  $40 \text{ K}$  übersteigt. Für die starke Abhängigkeit der Überheizung des Mn-Systems von der Mn-Konzentration wurden zwei Ursachen gefunden. Zum einen bewirkt die steigende Mn-Konzentration eine Erhöhung der Wärmekapazität des Mn-Systems. Die Energie, die den magnetischen Ionen durch die Spinflip-Streuung mit den Photoladungsträgern zugeführt wird, wird bei einer Steigerung des Mn-Gehalts auf eine größere Anzahl von Mn-Ionen verteilt. Bei



gleicher Anregungsdichte ergibt sich somit eine kleinere Überheizung des Mn-Systems. Zum anderen führt die Erhöhung der Mn-Konzentration zu einer drastischen Verkürzung der Spin-Gitter-Relaxationszeit. Nach der Spinflip-Streuung mit einem Elektron befindet sich das Mn-Ion in einem angeregten Zustand. Durch Emission eines Phonons kann das Mn-Ion wieder in seinen Grundzustand relaxieren. Dieser Prozess wird als Spin-Gitter-Relaxation bezeichnet. Die Spin-Gitter-Relaxationszeit in (Zn,Mn)Se-basierten Strukturen wurde in dieser Arbeit erstmals systematisch untersucht. Durch zeitaufgelöste Lumineszenzmessungen konnte gezeigt werden, dass die Spin-Gitter-Relaxationszeit bei einer Steigerung des Mn-Gehalts von  $x = 0.004$  auf  $x = 0.11$  um mehr als vier Größenordnungen abnimmt. Unter cw-Anregung ergibt sich daher für Strukturen mit größerem Mn-Gehalt eine deutlich niedrigere Mn-Temperatur, als bei Strukturen mit kleinem Mn-Gehalt.

Durch Lumineszenz- und Reflexionsmessungen mit zusätzlicher Laserbeleuchtung wurde gezeigt, dass die Temperatur der Mn-Ionen in undotierten Quantentrögen unabhängig vom Magnetfeld ist. Die Mn-Temperatur hängt nur von der Anzahl der erzeugten Photoladungsträger und vom Mn-Gehalt ab. In modulationsdotierten Quantentrögen wurde eine Abweichung von diesem Verhalten festgestellt. Die Zahl der optisch erzeugten Photoladungsträger ist in diesem Fall gegenüber der Anzahl der Elektronen des zweidimensionalen Elektronengases vernachlässigbar. Unter diesen Bedingungen wird die Temperatur der Mn-Ionen durch die Temperatur des 2DEGs bestimmt, die durch Elektron-Elektron Streuung mit den Photoladungsträgern erhöht ist. Der Einfluss des Elektronengases auf die Temperatur der Mn-Ionen verschwindet bei einer vollständigen Polarisation des Elektronengases. Die Mn-Temperatur hängt deshalb in dotierten Quantentrögen von verschiedenen Parametern wie der Mn-Konzentration, der Elektronendichte und dem äußeren Magnetfeld ab.

Die Anwesenheit eines Elektronengases zeigt ebenfalls einen Einfluss auf die Spin-Relaxationszeit der Mn-Ionen. Dies konnte in dieser Arbeit durch zeitaufgelöste Lumineszenzmessungen nachgewiesen werden. Durch die Spinflip-Streuung der Mn-Ionen mit den Elektronen des 2DEGs besteht zusätzlich zur Spin-Gitter-Relaxation ein weiterer Mechanismus zur Spin-Relaxation der Mn-Ionen. Die Spin-Relaxationsrate der Mn-Ionen setzt sich in diesem Fall aus der Summe der Spin-Gitter-Relaxationsrate und der Spin-Relaxationsrate durch die Spinflip-Streuung der Mn-Ionen an den Elektronen des 2DEGs zusammen.

Die ZEEMAN-Aufspaltung kann durch die Erzeugung von Photoladungsträgern lokal reduziert werden. Durch eine Verwendung kleiner Spotgrößen des zur Anregung benutzten Lasers können Gradienten in der  $s/p-d$ -Austauschwechselwirkung in der Größenordnung von einigen  $\text{meV}/\mu\text{m}$  erzeugt werden. Der Einfluss dieses örtlich inhomogenen Potenzials auf die Diffusion der Ladungsträger wurde in dieser Arbeit durch ortsaufgelöste Lumineszenzmessungen untersucht. Bei Spotgrößen die kleiner waren, als die Diffusionslänge der Photoladungsträger, konnte eine deutliche Erhöhung der Diffusionslänge nachgewiesen werden.

Insgesamt konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass das von KÖNIG et al. [Kön00a, Kön00b] entwickelte Modell sehr gut zur Beschreibung der Wechselwirkung von Mn-Ionen und Leitungsbandelektronen in (Zn,Mn)Se-basierten Strukturen geeignet ist. Die Erweiterung der experimentellen Untersuchungen, auf die Wechselwirkung zweidimensionaler Lochgase und magnetischer Ionen, bietet eine Möglichkeit für weitere zukünftige Untersuchungen auf diesem Gebiet.



# Summary

In the present work, nonmagnetic and semimagnetic ZnSe based quantum wells were studied. The thesis was focussed on the modification of optical spectra with an increasing modulation-doping of the structures. Further emphasis was placed on the influence of the spinflip scattering of the free carriers and the Mn ions on the magnetization and thus the *giant ZEEAMAN* splitting of the structures. As experimental methods, photoluminescence spectroscopy (PL), photoluminescence excitation spectroscopy (PLE) and reflection measurements were used and were performed in magnetic fields up to  $B = 48$  T and at temperatures within the range of 1.6 K to 70 K. In addition, the dependence of the spin-lattice relaxation time of the Mn ions on the Mn concentration and the electron density was examined by time-resolved luminescence spectroscopy. The influence of a gradient in the *s/p-d*-exchange interaction on the diffusion of carriers was studied by spatially resolved luminescence spectroscopy.

In the first part of the work, excitonic effects in a ZnSe based two-dimensional electron gas (2DEG) were examined. The optical spectra of quantum wells with a dilute electron gas are dominated by transitions of neutral and negatively charged excitons (trions). With increasing electron density, the trion line develops into a broad luminescence band. Even for very high electron densities, when the FERMI energy is in the order of the exciton binding energy, the characteristic threshold for absorption and emission falls close to the trion transition in the undoped reference structures. Up to electron densities of approximately  $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , the shape of the luminescence line corresponds to a broadened trion line with a low energy tail. At higher electron densities, the shape of the PL spectrum is affected by the thermal occupation and by the localization of the holes. If the full-width-at-half-maximum (FWHM) of the broadened trion line exceeds the inhomogeneous broadening of the line, the electron density in the quantum wells can be derived from the width of the trion line. It was proved by experiments on (Zn, Mn)Se quantum wells that under these circumstances the line width in  $\sigma^-$ - and  $\sigma^+$ -polarized PL spectra corresponds to the FERMI energy of the respective electron subband with spin  $\pm 1/2$ . For a two-dimensional electron gas of moderate density ( $n_e \geq 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) and filling factor  $\nu > 2$ , the lines in the PL spectra can be interpreted in terms of band to band transitions. For this filling factor, the energy shift of the optical transitions in magnetic field is mainly determined by LANDAU quantization, intrinsic ZEEAMAN effect and *s/p-d*-exchange interaction. At filling factor  $\nu = 2$ , the energy shift of the lines changes abruptly from a linear dependence ( $\nu > 2$ ), caused by LANDAU quantization, into a  $B^2$  dependence ( $\nu < 2$ ), as it is typical for excitons. The energy of the optical transition at filling factors  $2 > \nu > 1$  corresponds to the energy of the singlet trion in the undoped reference structures. In structures where the ZEEAMAN-splitting of the conduction band does not exceed the binding energy of the trion, two transitions can be observed at filling factors  $\nu < 1$ . The energy of these transitions corre-

sponds approximately to the energy of the charged and neutral exciton in the undoped reference structures.

In semimagnetic quantum wells with higher Mn content, a complete spin polarization of the electron gas is possible for filling factors  $\nu > 1$ . In order to achieve a complete polarization of the electron gas, the ZEEMAN splitting of the conduction band must be twice as large as the FERMI energy of the 2DEG at  $B = 0$ . In structures with moderate electron densities, a ZEEMAN-splitting of this order of magnitude leads to the dissociation of the singlet trion. The change of a LANDAU like energy shift to a diamagnetic shift occurs at filling factor  $\nu = 1$  in these structures. In addition, it was shown by analyzing absorption and emission of completely polarized electron gases that the optical transitions within the range of  $\nu > 1$ , whose energy shift in magnetic field can be described in terms of band to band transitions between electron and hole LANDAU levels, are due to the absorption and emission of a doubly occupied COULOMB bound state, i.e. a singlet trion.

In the second part of the work, the energy and spin transfer between free carriers and magnetic ions in (Zn, Mn)Se quantum wells was examined. Besides the well-known *giant* ZEE-MAN splitting of valence and conduction band, the *s/p-d*-exchange interaction gives rise to a spinflip scattering of the valence and conduction electrons with the magnetic ions. The *flipflop* scattering of electrons and Mn ions provides an additional mechanism for the spin relaxation of the electrons and the Mn ions, respectively.

It was found experimentally that electric currents or photoexcited carriers can cause an increase of spin temperature of the Mn ions and thus a decrease of the ZEEMAN splitting. The Mn temperature can exceed the lattice temperature under steady state conditions. The increase of the Mn temperature is therefore interpreted as a heating of the magnetic ion system. The heating was verified by the analysis of the ZEEMAN splitting and by the analysis of the degree of circular polarization of the optical transitions.

The optical studies of undoped quantum wells have shown that the Mn temperature depends on the Mn content of the layers. A strong heating of the Mn system was particularly found in quantum wells with low Mn concentration ( $x \lesssim 0.01$ ). In a quantum well with a Mn content of  $x = 0.004$ , e.g. a Mn temperature was detected which exceeded the lattice temperature by approximately 40 K for a moderate excitation density of  $7 \text{ W/cm}^2$ . Two reasons for the strong dependence of the heating of the Mn system on the Mn concentration were identified. On the one hand, an increasing Mn concentration causes an increase of the heat capacity of the Mn system. The energy which is transferred to the magnetic ions by the spinflip scattering with photocarriers is distributed under a larger number of Mn ions. Thus, the same excitation density results in a weaker heating of the Mn system. On the other hand, an increase of the Mn concentration gives rise to a drastic shortening of the spin-lattice relaxation time. After the excitation of a Mn ion by a spinflip scattering with an electron, the Mn ion can relax its spin and energy via the emission of a phonon. This process is referred to as spin-lattice relaxation. The spin-lattice relaxation time in (Zn,Mn)Se based structures was for the first time systematically examined in this work. It was shown by time-resolved luminescence spectroscopy that the spin-lattice relaxation time decreases dramatically with an increase of Mn content, e.g. for  $x = 0.004$  to  $x = 0.11$  by more than four orders of magnitude from 0.92 ms to 22 ns. Under cw conditions, the heating of the Mn system is therefore weaker for structures with a large Mn concentration.

It was shown experimentally by luminescence and reflection measurements with additional laser illumination, that the temperature of the Mn ions is independent of magnetic field in undoped quantum wells. The Mn temperature depends only on the number of excited photocarriers and on the Mn content. In modulation-doped quantum wells a deviation from this behavior was observed. In modulation-doped quantum wells, the number of optically generated carriers can be neglected, compared to the number of electrons of the two-dimensional electron gas. Under these conditions, the temperature of the Mn ions is determined by the temperature of the 2DEG, which is elevated by electron-electron scattering with photocarriers. The influence of the electron gas on the temperature of the Mn ions disappears, when the electron gas is completely spin polarized. The Mn temperature in doped quantum wells therefore depends on various parameters as the Mn concentration, the electron density and the applied magnetic field.

According to this, the presence of an electron gas has an influence on the spin relaxation time of the Mn ions as well. This influence was verified in the present work by time-resolved luminescence spectroscopy. Besides spin-lattice relaxation, the spinflip scattering of the Mn ions and the electrons of the 2DEG provides an additional mechanism for the spin relaxation of the magnetic ions. For doped structures, the spin relaxation rate of the Mn ions is therefore composed of the spin-lattice relaxation rate and the spin relaxation rate due to the spinflip scattering of Mn ions and electrons of the 2DEG.

The ZEEMAN splitting of the conduction and valence electrons (holes) can be reduced locally by photocarriers. Using small spot diameters of the exciting laser, gradients in the  $s/p-d$  exchange interaction in the order of several  $\text{meV}/\mu\text{m}$  can be generated optically. The influence of this locally varying potential on the diffusion of the carriers was examined in this work by spatially resolved luminescence spectroscopy. A considerable increase of the diffusion length of the carriers was proved for spot diameters smaller than the intrinsic diffusion length.

In conclusion, it was shown in this work that the model developed by KÖNIG et al. [Kön00a, Kön00b] applies very well to the description of the spin and energy transfer of Mn-ions and conduction band electrons in (Zn, Mn)Se based structures. The extension of the experimental investigations on the spin and energy transfer between a two-dimensional hole gas and magnetic ions offers a possibility for further investigations in this field.



# Anhang

## A.1 Experimenteller Aufbau

Die in dieser Arbeit präsentierten Messungen wurden größtenteils am Lehrstuhl für Experimentelle Physik III der Universität Würzburg durchgeführt. Eine detaillierte Beschreibung des dort vorhandenen Messplatzes findet sich z.B. in [Jäk89] und [Kuh92]. Im Folgenden wird kurz die Funktion der wichtigsten Komponenten des Messplatzes erläutert.

Als Anregungsquelle dient ein Ar-Ionen-Laser (Coherent, Inova 400). Im *multiline UV mode* emittiert der Laser diskrete Linien in einem Bereich von 333.6 bis 363.8 nm. Dieser Laser kann direkt für Lumineszenzmessungen oder als Pumpquelle für einen Dye-Laser (Coherent CR-590) eingesetzt werden. Die Wellenlänge des Farbstofflasers kann durch einen doppelbrechenden Kristall (Lyot-Filter) im Resonator des Lasers verändert werden. Der Lyot-Filter wird durch einen Schrittmotor bewegt, der über den Messrechner angesteuert wird. Der verwendete Farbstoff (Stilbene 3) ermöglicht eine Variation der Laserwellenlänge von 420 bis 460 nm. Die Reflexionsmessungen wurden mit dem kontinuierlichen Spektrum einer Wolfram-Halogenlampe durchgeführt.

Die Probe befindet sich in dem mit Helium gefüllten Probenraum eines Kryostaten. Durch Abpumpen des flüssigen Heliums können Temperaturen von bis zu  $T = 1.6$  K erreicht werden. Zur Erzeugung der Magnetfelder stehen zwei Kryostaten zur Verfügung. Der speziell für optische Messungen konstruierte *split-coil*-Magnet (Thor-Labs) besitzt Fenster zum Probenraum und kann maximal Felder bis zu  $B = 9$  T erzeugen. Der zweite Magnet (Oxford,  $B = 16$  T) besitzt keine Fenster und muss daher mit Glasfasern betrieben werden. Die Verwendung eines Probenspießes mit unterschiedlichen Glasfasern zur Anregung und zur Sammlung des Lichts erlaubt Anregungsspektroskopie in gekreuzter Polarisation. Als Zirkularpolarisator dienen in diesem Fall Polarisationsfolien, die sich oberhalb der Probe befinden.

Das Lumineszenz- bzw. Reflexionssignal der Probe wird auf den Eintrittsspalt eines Spektrometers (Jobin-Yvon HR1000) fokussiert. Die Detektion erfolgt entweder über eine CCD-Kamera (Princeton Instruments) oder über einen GaAs-Photomultiplier gefolgt von einem Photoncounter. Bei PLE-Messungen wird das Lumineszenzsignal durch die wellenlängenabhängige Intensität des Farbstofflasers dividiert, die über einen Strahlteiler durch ein Powermeter erfasst wird.

## A.2 Probenübersicht

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden durch Molekularstrahlepitaxie am Lehrstuhl EP III der Universität Würzburg hergestellt. Die Strukturen wurden auf einem (100)-orientierten GaAs Substrat gewachsen. Bei den Strukturen mit Gate wurde ein n-dotiertes GaAs Substrat verwendet. Bei einigen Strukturen wurde zur Verbesserung der Gitteranpassung zunächst eine BeTe Schicht abgeschieden. Auf dieser Pufferschicht wurden die  $Zn_{1-x}Mn_xSe/Zn_{1-y-z}Be_yMg_zSe$  Quantentröge gewachsen. Tabelle 1 fasst die wichtigsten Parameter der Proben zusammen. Bei den mit SQW bezeichneten Proben handelt es sich um Einfachquantentröge, bei denen die Barriere zusätzlich in eine zweite  $Zn_{0.92}Be_{0.08}Se$  Barriere eingebettet wurde. Bei den mit MQW bezeichneten Strukturen handelt es sich um Mehrfachquantentröge ohne Doppelbarriere. Die mit ModQW bezeichneten Proben sind modulationsdotierte Quantentröge, die in einem Abstand von 100 Å mit Iod dotiert wurden. Die modulationsdotierten Quantentröge sind größtenteils symmetrisch dotiert. Einseitig dotierte Proben sind mit einem Stern gekennzeichnet. Bei der mit GQW bezeichneten Probe handelt es sich um einen einseitig modulationsdotierten Quantentrog auf dessen Oberfläche *in situ* ein semitransparenter 10 nm dicker Goldkontakt aufgedampft wurde.

Name	Trogbreite [Å]	Mn-Gehalt $x$ (Trog)	Be-Gehalt $y$ (Barriere)	Mg-Gehalt $z$ (Barriere)	$n_e$ [cm <sup>-2</sup> ]	MBE- Bezeichnung
MQW1	100	0.004	0.06	0	-	cb1542
MQW2	100	0.012	0.06	0	-	cb1541
MQW3	200	0.06	0.05	0	-	cb1433
MQW4	100	0.019	0.06	0	-	cb1649
MQW5	100	0.11	0.06	0	-	cb886
ModQW1*	150	0.009	0.06	0	$\approx 9 \times 10^{10}$	cb1651
ModQW2	100	0.005	0.06	0	$3.2 \times 10^{11}$	cb2034
ModQW3	100	0.005	0.06	0	$5.8 \times 10^{11}$	cb2037
ModQW4	100	0	0.08	0.1	$5.0 \times 10^{11}$	cb1040
ModQW5	100	0	0.06	0	$1.4 \times 10^{12}$	cb2171
ModQW6	100	0.035	0.06	0	$2.9 \times 10^{11}$	cb2165
SQW1	100	0.005	0.06	0	$\approx 8 \times 10^{10}$	cb2033
SQW2	100	0.035	0.06	0	$\approx 3 \times 10^{10}$	cb2169
SQW3	100	0	0.06	0	$\approx 8 \times 10^{10}$	cb2167
GQW1*	100	0.018	0.06	0	-	cb2422

**Tabelle 1:** Wichtige Parameter der untersuchten  $Zn_{1-x}Mn_xSe/Zn_{1-y-z}Be_yMg_zSe$  Quantentröge. Mit \* gekennzeichnete Proben sind einseitig modulationsdotiert. Die übrigen modulationsdotierten Tröge sind symmetrisch dotiert.



# Literaturverzeichnis

- [And74] T. Ando und Y. Uemura. *Theory of quantum transport in a 2-dimensional electron-system under magnetic fields: Characteristics of level broadening and transport under strong fields*. J. Phys. Soc. Japan **36**, 959 (1974).
- [Ast02a] G. V. Astakhov, V. P. Kochereshko, D. R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nürnberger, W. Faschinger, G. Landwehr, T. Wojtowicz und G. K. J. Kossut. *Optical method for determination of carrier density in modulation-doped quantum wells*. Phys. Rev. B. **65**, 115310 (2002).
- [Ast02b] G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko, W. Ossau, W. Faschinger, J. Puls, F. Henneberger, S. A. Crooker, Q. McCulloch, D. Wolverson, N. A. Gippius und A. Waag. *Binding energy of charged excitons in ZnSe-based quantum wells*. Phys. Rev. B. **65**, 165335 (2002).
- [Ast04] G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, S. A. Crooker, A. B. Dzyubenko, W. Ossau, J. C. Maan, G. Karczewski und T. W. J. Kossut. *Hidden crossover of singlet and triplet states of charged excitons in high magnetic fields*. Zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Rev. Lett. (2004).
- [Aws87] D. D. Awschalom, J. Warnock und S. von Molnár. *Low-temperature magnetic spectroscopy of a dilute magnetic semiconductor*. Phys. Rev. Lett. **58**, 812 (1987).
- [Bas81] G. Bastard. *Superlattice band structure in the envelope-function approximation*. Phys. Rev. B. **24**, 5693 (1981).
- [Bas82] G. Bastard. *Theoretical investigations of superlattice band structure in the envelope-function approximation*. Phys. Rev. B. **25**, 7584 (1982).
- [Bha83] A. K. Bhattacharjee, G. Fishman und B. Coqblin. *Virtual bound-state model for the exchange interaction in semimagnetic semiconductors such as CdMnTe*. Physica B **117-118**, 449 (1983).
- [Blu62] M. Blume und R. Orbach. *Spin-Lattice Relaxation of S-State Ions:  $Mn^{2+}$  in a Cubic Environment*. Phys. Rev. **127**, 1587 (1962).
- [Bro96] S. A. Brown, J. F. Young, J. A. Brum, P. Hawrylak und Z. Wasilewski. *Evolution of interband absorption threshold with density of a two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. B **54**, R11083 (1996).

- [Bru84] J. A. Brum, G. Bastard und C. Guillemot. *Screened Coulombic impurity bound states in semiconductor quantum wells*. Phys. Rev. B **30**, 905 (1984).
- [Byc91] Y. A. Bychkov und E. I. Rashba. *Exzitons and deexzitons in a neutral two-dimensional magnetoplasma with a strong population inversion*. Phys. Rev. B **44**, 6212 (1991).
- [Cai86] W. Cai und C. S. Ting. *Screening effects on the Landau-level broadening for electrons in GaAs/GaAlAs heterojunctions*. Phys. Rev. B. **33**, 3967 (1986).
- [Che76] J. R. Chelikowsky und M. L. Cohen. *Nonlocal pseudopotential calculation for the electronic structure of eleven diamond and zink-blende semiconductors*. Phys. Rev. B **14**, 556 (1976).
- [Cro00] S. A. Crooker, E. Johnston-Halperin, D. D. Awschalom, R. Knobel und N. Samarth. *Stability of trions in strongly spin-polarized two-dimensional electron gases*. Phys. Rev. B **61**, R16307 (2000).
- [Die81] T. Dietl. *Semimagnetic Semiconductors in Magnetic Fields* (Springer, Berlin, 1981), Band 24, Seite 344.
- [Dzy58] I. Dzyaloshinski. *A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnets*. Physics. Chem. Solids **4**, 241 (1958).
- [Dzy95] A. B. Dzyubenko und G. E. W. Bauer. *Low-temperature transport of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells*. Phys. Rev. B **51**, 14524 (1995).
- [Dzy00] A. B. Dzyubenko und A. Y. Sivachenko. *Charged Magnetoexcitons in Two-Dimensions: Magnetic Translations and Families of Dark States*. Phys. Rev. Lett. **84**, 4429 (2000).
- [Eli57] R. J. Elliott. *Intensity of Optical Absorbption by Excitons*. Phys. Rev. **108**, 1384 (1957).
- [Ess03] A. Esser und R. Zimmermann. *Density-matrix theory of trionic spectra in semiconductor nanostructures*. Nato Science Series II **119**, 99 (2003).
- [Eyt98] G. Eytan, Y. Yanyon, M. Pappaport, H. Shtrikman und I. Bar-Joseph. *Near-Field Spectroscopy of a gated Electron Gas: A direct evidence for Elektron Localization*. Phys. Rev. Lett. **81**, 1666 (1998).
- [Fab99] J. Fabian und S. D. Darma. *Spin relaxation of conduction electrons*. J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1708 (1999).
- [Fal03] H. Falk, J. Hübner und W. Heimbrodtt. *Intralayer and interlayer energy transfer from excitonic states into the Mn 3d shell in diluted magnetic semiconductor structures*. Phys. Rev. B **68**, 165203 (2003).

- [Fie99] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp. *Injection and Detection of a Spin-polarized Current in a Light Emitting Diode*. Nature **402**, 787 (1999).
- [Fin95] G. Finkelstein, H. Shtrikman und I. Bahr-Joseph. *Optical spectroscopy of a Two-Dimensional Electron Gas near the Metal-Insulator Transition*. Phys. Rev. Lett. **74**, 976 (1995).
- [Fur87] J. K. Furdyna und N. Samarth. *Magnetic properties of diluted magnetic semiconductors: a review (invited)*. J. Appl. Phys. **61**, 3526 (1987).
- [Fur88] J. K. Furdyna. *Diluted magnetic semiconductors*. J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [Gaj79] J. A. Gaj, R. Planel und G. Fishman. *Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of  $Mn^{2+}$  ions in CdMnTe*. Solid State Commun. **29**, 435 (1979).
- [Gor85] E. Gornig, R. Lassnig, G. Strasser, H. L. Störmer, A. C. Gossard und W. Wiegmann. *Specific Heat of Two-Dimensional Electrons in GaAs-GaAlAs Multilayers*. Phys. Rev. Lett. **54**, 1820 (1985).
- [Haw91] P. Hawrylak. *Optical properties of a two-dimensional electron gas: Evolution of spectra from exzitons to Fermi-edge singularities*. Phys. Rev. B **44**, 3821 (1991).
- [Höl85] H. W. Hölscher, A. Nöthe und C. Uilein. *Investigation of band masses and g values of ZnSe by two-photon magnetoabsorbtion*. Phys. Rev. B **31**, 2379 (1985).
- [Jäk89] B. Jäkel. *Magneto-optische Untersuchungen am Exzitonensystem von GaAs/(Al,Ga)As*. Dissertation, Universität Würzburg (1989).
- [Khe93] K. Kheng, R. T. Cox, Y. Merle d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar und S. Tatarenko. *Observation of Negatively Charged Excitons  $X^-$  in Semiconductor Quantum Wells*. Phys. Rev. Lett. **71**, 1752 (1993).
- [Kle85] D. A. Kleinman. *Theory of excitons in semiconductor quantum wells containing degenerate electrons and holes*. Phys. Rev. B **32**, 3766 (1985).
- [Koh65] W. Kohn und L. J. Sham. *Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects*. Phys. Rev. A **140**, 1133 (1965).
- [Kön99] B. König, U. Zehnder, D. R. Yakovlev, W. Ossau, T. Gerhard, M. Keim, A. Waag und G. Landwehr. *Magneto-optical properties of ZnMnSe/ZnBeMgSe quantum wells and ZnMnSe/ZnBeSe spin superlattices*. Phys. Rev. B **60**, 2653 (1999).
- [Kön00a] B. König. *Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und magnetischen Ionen in semimagnetischen Halbleiter-Heterostrukturen*. Dissertation, Universität Würzburg (2000).

- [Kön00b] B. König, I. A. Merkulov, W. Ossau, S. M. Ryabchenko, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut. *Energy transfer from photocarriers into the magnetic ion system mediated by a two dimensional electron gas in (Cd-Mn)Te/(CdMg)Te quantum wells*. Phys. Rev. B **61**, 16870 (2000).
- [Kou03] A. V. Koudinov, Y. G. Kusrayev und I. G. Aksyanov. *Light-induced heating effects in semimagnetic quantum wells*. Phys. Rev. B **68**, 085315 (2003).
- [Kre85] H. Krenn, W. Zawadzki und G. Bauer. *Optically Induced Magnetization in a Dilute Magnetic Semiconductor: HgMnTe*. Phys. Rev. Lett. **55**, 1510 (1985).
- [Kre89] H. Krenn, K. Kaltenecker, T. Dietl, J. Spałek und G. Bauer. *Photoinduced magnetization in dilute magnetic (semimagnetic semiconductors)*. Phys. Rev. B **39**, 10918 (1989).
- [Kuh92] T. Kuhn. *Reduktion der Selbstkompensation in In- und Cl-dotierten CdTe-MBE-Schichten*. Dissertation, Universität Würzburg (1992).
- [Lam58] M. A. Lampert. *Mobile and immobile effective-mass-particle complexes in nonmetallic solids*. Phys. Rev. Lett. **1**, 450 (1958).
- [Lar88] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich und A. E. Carlsson. *Theory of exchange interactions and chemical trends in diluted magnetic semiconductors*. Phys. Rev. B **37**, 4137 (1988).
- [Lar89] B. E. Larson und H. Ehrenreich. *Anisotropic superexchange and spin-resonance linewidth in diluted magnetic semiconductors*. Phys. Rev. B **39**, 1747 (1989).
- [LB99] Landolt-Börnstein. *II-VI and I-VI Compounds; Semimagnetic Compounds* (Springer, Berlin, 1999), Band III/41b.
- [Lem00] A. Lemaitre, C. Testelin, C. Rigaux, T. Wojtowicz und G. Karczewski. *Magneto-optical evidence of many-body effects in a spin-polarized two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. B **62**, 5059 (2000).
- [Lew88] A. Lewicki, J. S. J. K. Furdyna und R. R. Galazka. *Magnetic susceptibility of diluted magnetic (semimagnetic) semiconductors: Further evidence for superexchange*. Phys. Rev. B **37**, 1860 (1988).
- [Liu61] S. H. Liu. *Exchange interaction between conduction electrons and magnetic shell electrons in rare-earth metals*. Phys. Rev. **121**, 451 (1961).
- [Log97] F. P. Logue, D. T. Fewer, S. J. Hewlett, J. F. Heffernan, C. Jordan, P. Rees, L. F. Donegan, E. M. McCabe, J. Hegarty, S. Taniguchi, T. Hino, K. Nakano und A. Ishbashi. *Optical measurement of ambipolar diffusion length in a ZnCdSe/ZnSe single quantum well*. J. Appl. Phys. **81**, 536 (1997).
- [Lut56] J. M. Luttinger. *Quantum theory of Cyclotron Resonance in Semiconductors: General Theory*. Phys. Rev. **102**, 1030 (1956).

- [Lyo88] S. K. Lyo, E. D. Jones und J. F. Klem. *Breaking of the Usual Selection Rule for Magnetoluminescence in Doped Semiconductor Quantum Wells*. Phys. Rev. Lett. **61**, 2265 (1988).
- [Mac86] A. H. MacDonald und D. S. Richie. *Hydrogenic energy levels in two dimensions at arbitrary magnetic fields*. Phys. Rev. B. **33**, 8336 (1986).
- [Mac90] A. H. MacDonald und E. H. Rezayi. *Fractional quantum Hall effect in a two-dimensional electron-hole fluid*. Phys. Rev. B **42**, 3225 (1990).
- [Mac96] G. Mackh. *Magnetische Lokalisation und Dynamik von Exzitonen in semimagnetischen Halbleitern*. Dissertation, Universität Würzburg (1996).
- [Mah67] G. Mahan. *Excitons in Degenerate Semiconductors*. Phys. Rev. **153**, 882 (1967).
- [Mor60] T. Moriya. *Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism*. Phys. Rev. **120**, 91 (1960).
- [Nag80] S. Nagata, R. R. Galaka, D. P. Mullin, H. Akbarzadeh, G. D. Khattak, J. K. Furdyna und P. H. Keesom. *Magnetic susceptibility, specific heat and the spin-glass transition in HgMnTe*. Phys. Rev. B **22**, 3331 (1980).
- [PO02] M. T. Portella-Oberli, V. Ciullin, S. Haacke, J. D. Ganiere, P. Kossacki, M. K. T. Wojtowicz und B. Deveaud. *Diffusion, localization and dephasing of trions and excitons in CdTe quantum wells*. Phys. Rev. B **66**, 155305 (2002).
- [Pul01] F. Pulizzi, W. H. A. Thijssen, P. C. M. Christianen und J. C. Maan. *Diffusion of two dimensional magnetoexcitons*. Physica B **298**, 441 (2001).
- [Pul03] F. Pulizzi, D. Sanvitto, P. C. M. Christianen, A. J. Shields, S. N. Holmes, D. A. Ritchie, M. Pepper und J. C. Maan. *Optical imaging of trion diffusion and drift in GaAs quantum wells*. Phys. Rev. B **68**, 205204 (2003).
- [Ras00] E. I. Rashba und M. D. Sturge. *Hidden symmetry and magnetospectroscopy of quantum wells near filling factor  $\nu = 2$* . Phys. Rev. B **63**, 045305 (2000).
- [Riv01] C. Riva, F. M. Peeters und K. Varga. *Magnetic field dependence of negatively charged excitons in semiconductor quantum wells*. Phys. Rev. B **63**, 115303 (2001).
- [San02] D. Sanvitto, D. M. Whittaker, A. J. Shields, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie und M. Pepper. *Origin of Oscillator Strength of the Triplet State of a trion in a Magnetic Field*. Phys. Rev. Lett. **89**, 246805 (2002).
- [Sca95] D. Scalbert. *Contribution of Spins Clusters to Magnetization Relaxation in (Cd,Mn)Te*. Materials Science Forum **182**, 451 (1995).
- [Sca96] D. Scalbert. *Spin-Lattice Relaxation in Diluted Magnetic Semiconductors*. phys. stat. sol. (b) **193**, 189 (1996).

- [Sch00] A. V. Scherbakov, A. V. Akimov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut. *Spin-Lattice Relaxation in Semimagnetic CdMnTe/CdMgTe Quantum Wells*. Phys. Rev. B **62**, R10641 (2000).
- [Sch01] A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, A. V. Akimov, I. A. Merkulov, W. Ossau, L. W. Molenkamp, T. Wojtowicz, G. Karczewski, G. Cywinski und J. Kossut. *Acceleration of spin-lattice relaxation in diluted magnetic quantum wells in the presence of a two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. B **64**, 155205 (2001).
- [Seg67] B. Segall und D. T. F. Marple. *Physics and Chemistry of II-VI Compounds* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1967).
- [Sha02] Y. Shapira und V. Bindliatti. *Magnetization-step studies of antiferromagnetic clusters and single ions: Exchange, anisotropie and statistics*. J. Appl. Phys. **92**, 4155 (2002).
- [Shi66] M. Shinada und S. Sugano. *Theory of quantum transport in a 2-dimensional electron-system under magnetic fields: Characteristics of level broadening and transport under strong fields*. J. Phys. Soc. Japan **21**, 1936 (1966).
- [Shi95] A. J. Shields, M. Pepper, M. J. Simmons und D. A. Richie. *Spin-triplet negatively charged excitons in GaAs quantum wells*. Phys. Rev. B. **52**, 7841 (1995).
- [Slo03] A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C. R. Becker, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. *Voltage controlled Spin Selection in a Magnetic Resonant Tunneling Diode*. Phys. Rev. Lett. **90**, 246601 (2003).
- [SR85] S. Schmitt-Rink, D. S. Chelma und D. A. B. Miller. *Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum well structures*. Phys. Rev. B **32**, 6601 (1985).
- [SR89] S. Schmitt-Rink, D. S. Chelma und D. A. B. Miller. *Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells*. Adv. Phys. **38**, 89 (1989).
- [Ste98] A. Steane. *Quantum Computing*. Rep. Prog. Phys. **61**, 117 (1998).
- [Str92] T. Strutz, A. M. Witowski und P. Wyder. *Spin-Lattice Relaxation at High Magnetic Fields*. Phys. Rev. Lett. **68**, 3912 (1992).
- [Sur01] R. A. Suris, V. P. Kochereshko, G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nürnberg, W. Faschinger, G. Landwehr, T. Wojtowicz und G. K. J. Kossut. *Excitons and trions modified by interaction with a two-dimensional electron gas*. phys. stat. sol. **227**, 343 (2001).
- [Tep03] F. Teppe, M. Vladimirova, D. Scalbert, T. Wojtowicz und J. Kossut. *Optically induced instability of spin precession in magnetic quantum wells*. Phys. Rev. B **67**, 033304 (2003).
- [Twa83] A. Twardowski, T. Dietl und M. Demianiuk. *The study of the s-d type exchange interaction in ZnMnSe mixed-crystals*. Solid State Commun. **48**, 845 (1983).

- [Twa84] A. Twardowski, M. von Ortenberg, M. Demianiuk und R. Pauthenet. *Magnetization and exchange constants in ZnMnSe*. Solid State Commun. **51**, 849 (1984).
- [Tya97] M. G. Tyazhlov, A. I. Filin, A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, D. R. Yakovlev, A. Waag und G. Landwehr. *Spin relaxation of Mn ions in (CdMn)Te/(CdMg)Te quantum wells under picosecond optical pumping*. JETP **85**, 784 (1997). [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **112**, 1440 (1997)].
- [Tya99] M. G. Tyazhlov, V. D. Kulakovskii, A. I. Filin, D. R. Yakovlev, A. Waag und G. Landwehr. *Mn spin domains in highly photoexcited (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te quantum wells*. Phys. Rev. B **59**, 2050 (1999).
- [Uen89] T. Uenoyama und L. J. Sham. *Many-body theory of optical spectra in doped quantum wells*. Phys. Rev. B **39**, 11044 (1989).
- [Ulb78] R. G. Ulbrich. *Low Density Photoexcitation Phenomena in Semiconductors: Aspects of Theory and Experiment*. Solid-State Electronics **21**, 51 (1978).
- [Ven79] L. Venghaus. *Valence-band parameters and g factors of cubic zinc selenide derived from free-exciton magnetorefectance*. Phys. Rev. B **19**, 3071 (1979).
- [Wil99] K. Wilmers, T. Wethkamp, N. Esser, C. Cobet, W. Richter, M. Cardona, V. Wagner, H. Lugauer, F. Fischer, T. Gerhard und M. Keim. *Ellipsometric Studies of ZnBeSe between 3 and 25 eV*. Phys. Rev. B **59**, 10071 (1999).
- [Woj00] A. Wojs, J. J. Quinn und P. Hawrylak. *Charged excitons in a dilute two-dimensional electron gas in a high magnetic field*. Phys. Rev. B **62**, 4630 (2000).
- [Wör97] M. Wörz, E. Griebel, T. Reisinger, R. Flierl, B. Haserer, T. Semmler, T. Frey und W. Gebhardt. *Gap energies, exciton binding energies and band offsets in ternary ZnMgSe compounds and ZnSe/ZnMgSe heterostructures*. Phys. Status Solidi (b) **202**, 805 (1997).
- [Yak97] D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko, R. A. Suris, H. Schenk, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, P. C. M. Christianen und J. C. Maan. *Combined Exciton-Cyclotron Resonance in Quantum Well Structures*. Phys. Rev. Lett. **79**, 3974 (1997).
- [Yoo97] H. W. Yoon, M. D. Sturge und L. N. Pfeiffer. *Magnetic field induced Mott transition of a one-component electron plasma in GaAs quantum wells*. Solid State Commun. **104**, 287 (1997).
- [Yu95] W. Y. Yu, A. Twardowski, L. P. Fu, A. Petrou und B. T. Jonker. *Magnetoanisotropy in ZnMnSe strained epilayers*. Phys. Rev. B **51**, 9722 (1995).
- [Zeh98] U. Zehnder. *Magnetooptische Untersuchungen an neuartigen und semimagnetischen II-VI-Halbleiter-Heterostrukturen*. Dissertation, Universität Würzburg (1998).
- [Zha02] H. Zhao, S. Moehl und H. Kalt. *Energy relaxation during hot-exciton transport in quantum wells: Direct observation by spatially resolved phonon-sideband spectroscopy*. Appl. Phys. Lett. **81**, 2794 (2002).





# Publikationsverzeichnis

1. T. Slobodskyy, C. Rüster, R. Fiederling, D. Keller, C. Gould, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp. *Molecular beam epitaxy of (Zn,Mn)Se on Si(100)* – APL 85, 6215 (2004)
2. D. R. Yakovlev, M. Kneip, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, M. Bayer, D. Keller, W. Ossau, L. W. Molenkamp, A. V. Scherbakov, A. V. Akimov, A. Waag. *Spin and energy transfer between magnetic ions and free carriers in diluted magnetic semiconductor heterostructures* – phys. stat. sol. 1, pp. 989-992 (2004)
3. D. R. Yakovlev, M. Kneip, M. Bayer, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, A. V. Scherbakov, A. V. Akimov, D. Keller, W. Ossau, L. W. Molenkamp, A. Waag. *Spin dynamics in diluted-magnetic-semiconductor heterostructures based on ZnMnSe* – Proc. 27 Int. Conf. Physics of Semiconductors, Flagstaff, USA 2004, published on CD (2004)
4. D. Keller, G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, L. Hansen and W. Ossau . *Optical studies of spin polarized modulation-doped (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se quantum wells in high magnetic fields* – Nato Science Series II. 119, pp. 217-232 (2003)
5. D. Keller, D. R. Yakovlev, B. König, W. Ossau, T. Gruber, L. W. Molenkamp, A. V. Scherbakov. *Heating of the magnetic ion system in (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se semimagnetic quantum wells by means of photoexcitation* – Phys. Rev. B. 65, 035313 (2002)
6. D. Keller, D. R. Yakovlev, Th. Gruber, A. Waag, W. Ossau L. W. Molenkamp, F. Pulizzi, P. C. M. Christianen, J. C. Maan. *Diffusion of Carriers Induced by Exchange Interaction with Magnetic-Ion System in (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se Quantum Wells* – phys. stat. sol. (b), 229, pp. 797-801 (2002)
7. D. Keller, G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, T. Barrick, S. A. Crooker, L. Hansen, W. Ossau, L. W. Molenkamp. *Heating of the magnetic ion spin system in modulation-doped (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se quantum wells by means of photoexcitation* – Proc. 26 Int. Conf. Physics of Semiconductors, Edinburgh, UK 2002, published on CD



# Lebenslauf

## *Persönliche Daten:*

Geboren: 15. März 1975 in Wertheim

Staatsangeh.: deutsch

Familienstand: ledig

## *Schule:*

1981-1985 Grundschule Collenberg

1985-1994 Johannes-Butzbach-Gymnasium Miltenberg

## *Zivildienst:*

1994-1995 Zivildienst an der Johanniter-Landesschule, Wertheim

## *Studium:*

1995-2001 Physikstudium an der Universität Würzburg

1998 Diplom-Vorprüfung

Februar 2001 Diplom-Prüfung

## *Promotionsstudium:*

2001-2004 Promotionsstudium am Lehrstuhl EP III,  
Physikalisches Institut der Universität Würzburg  
Prof. Dr. W. Ossau



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Zusammen- und Mitarbeit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere gilt mein Dank

- meinem Doktorvater Prof. Dr. Wolfgang Ossau für seine Unterstützung, die sehr interessante Themenstellung und die kollegiale Atmosphäre in seiner Arbeitsgruppe, die maßgeblich für den angenehmen und positiven Verlauf dieser Arbeit verantwortlich war.
- meinem Betreuer Dima Yakovlev für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.
- den Mitgliedern der PL-Gruppe Roland Fiederling, Georgy Astakhov, Bernd König und Christina Sas für die gute Zusammenarbeit und die zahlreichen Diskussionen und Hilfestellungen.
- Peter Christianen und Fabio Pulizzi für die tatkräftige Unterstützung bei den ortsaufgelösten PL-Messungen am HMFL der Universität Nijmegen (Niederlande).
- Scott Crooker für die gute Zusammenarbeit bei den Messungen in gepulsten Magnetfeldern am NHMFL in Los Alamos (USA).
- Martin Kneip und Andrei Maksimov von der Arbeitsgruppe von Prof. Manfred Bayer an der Universität Dortmund für die gute Zusammenarbeit bei den Messungen zur Spingitter-Relaxationszeit.
- Thomas Gruber, Günther Reuscher, Lars Hansen, Peter Grabs, Anatoli Slobodskyy und Volkmar Hock für die Herstellung und Prozessierung der Proben.
- Prof. Dr. Laurens Molenkamp für die Möglichkeit meine Doktorarbeit an seinem Lehrstuhl durchführen zu können. Die ausgezeichneten Rahmenbedingungen an seinem Lehrstuhl haben einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen der Arbeit geliefert.
- allen anderen Mitarbeitern der EPIII für die gute und kollegiale Atmosphäre. Speziell Roland Ebert für die Planung der Probenspieße und die tatkräftige Unterstützung bei der Lösung von Vakuum- und Tieftemperaturproblemen und Herrn Manger für die diversen Notlösungen bei der Versorgung mit flüssigen Helium.
- meiner Familie für die Unterstützung während meines Studiums und meiner Doktorarbeit. Spezielles Dankeschön an Alex und Uli für das Korrekturlesen der Arbeit.

# **Ehrenwörtliche Erklärung**

gemäß § 5 Abs. 2 Ziff. 2, 3 und 5  
der Promotionsordnung vom 22. September 2003 der  
Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, dass ich die von Prof. Ossau betreute Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder in gleicher noch in anderer Form in einem anderen Prüfungsfach vorgelegt.

Am 07.02.2001 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Physiker (Univ.)“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 20.12.2004

(Dirk Keller)