

# OPTISCHE SPINAUSWAHLREGELN IN HALBLEITERNANOSTRUKTUREN

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl. Phys. Stefan Pfalz

geboren am 18.04.1978 in Marburg an der Lahn

Hannover, im Februar 2007

Referent:                    PROF. DR. MICHAEL OESTREICH  
Korreferent:                PROF. DR. ROLF J. HAUG

Tag der Promotion: 16.02.2007

# KURZZUSAMMENFASSUNG

Im Hauptteil der vorliegenden Arbeit werden die optischen Auswahlregeln von Elektronenspins in GaAs-Quantenfilmen (QW) bei Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung mittels zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie untersucht. Dazu wird der anfängliche Spinpolarisationsgrad direkt nach der zirkular polarisierten Laseranregung als Funktion der Anregungsenergie für QWs mit unterschiedlichen Trogbreiten im Bereich von 6,3 nm bis 19,8 nm gemessen. Die experimentellen Resultate werden mit einer Theorie verglichen, die sowohl die Coulomb-Wechselwirkung als auch die Kopplung der Lochsubbänder vollständig berücksichtigt. Der Vergleich ermöglicht ein detailliertes Verständnis der Abhängigkeit der Auswahlregeln von dem realen Bandstrukturverlauf. Weiterhin werden die optischen Auswahlregeln für Elektronenspins in der QW-Ebene untersucht. Dazu wird ein GaAs-Vielfach-QW seitlich angeregt, wobei die Detektion der Photolumineszenz in Wachstumsrichtung erfolgt. Die Auswahlregeln weisen in dieser Geometrie deutliche Unterschiede zum vorher betrachteten Fall auf. Bei der resonanten seitlichen Anregung des Schwerloch-Exzitons wird nahezu keine Polarisation gemessen, während bei der Anregung in Wachstumsrichtung ein Spinpolarisationsgrad von fast 100 % beobachtet wird. Weiterhin zeigt der Leichtloch-Übergang bei seitlicher Anregung keinen Vorzeichenwechsel.

Im zweiten Teil der Arbeit wird die stimulierte bosonische Streuung in Halbleitern anhand der optischen Auswahlregeln untersucht. Die teilweise polarisierte Biexzitonen-Photolumineszenz eines ZnSe-QWs dient dabei als Nachweis der bosonischen Verstärkung eines spinpolarisierten Exzitonenensembles. Die Dichte- und Temperaturabhängigkeit des Biexzitonenpolarisationsgrades werden mit numerischen Berechnungen verglichen, die für den Fall extrem hoher Dichten und niedriger Temperaturen eine vollständige Biexzitonenpolarisation voraussagen. Das vorgestellte Verfahren liefert somit ein experimentell realisierbares Nachweiskriterium für bosonische Effekte in Quantenfilmen.

Abschließend wird die energetische LB-Spinaufspaltung in dotierten GaAs-QWs mittels der Raman-Spektroskopie untersucht. Dabei wird gezeigt, dass die Spinaufspaltung durch ein extern angelegtes Magnetfeld in der QW-Ebene beeinflusst werden kann. Die Änderung der Spinaufspaltung wird sowohl als Funktion der Magnetfeldstärke und -orientierung, als auch in Abhängigkeit der Probendotierung und damit der Ladungsträgerdichte gemessen.

**SCHLAGWORTE:** Halbleiter, Elektronenspin, Auswahlregeln

# ABSTRACT

In the main part of this work, the optical orientation of electron spins in GaAs quantum wells (QW) for excitation and detection along the growth direction is studied using time-resolved photoluminescence spectroscopy. The degree of spin-polarization directly after the circularly polarized laser excitation is measured as a function of excitation energy and QW-width (6.3 – 19.8 nm). The experimental results are compared to a theory taking fully into account electron-hole coulomb-interaction and hole-subband coupling. This comparison leads to a detailed understanding of the bandstructure-influence on the spin selection-rules. Next, a modified setup is used to study the optical orientation of electron spins in the QW-plane. While the photoluminescence is still detected along the growth direction, the laser excitation is focussed on the cleaved edge of the sample thus creating electron spins in the plane of a GaAs-Multi-QW. In this geometry, a different energy-dependence of the selection rules is observed: The excitation from the uppermost heavy-hole- to the lowest electron-subband leads to a vanishing degree of polarization, while in the former setup nearly 100 % spin-polarized electrons were observed. Moreover, the initial degree of spin-polarization shows no sign reversal for excitation energies near the light-hole transition.

In the second part of this work, the selection rules form the basis for studying stimulated bosonic scattering in semiconductors. The partially polarized biexciton-photoluminescence from a ZnSe-QW is shown to be a signature of bosonic enhancement effects in a spin-polarized exciton ensemble. The temperature- and density-dependent degrees of biexciton-polarization are compared to numerical calculations, which predict a fully polarized biexciton-photoluminescence in the case of very high densities and low temperatures. This method therefore provides a clear and easy to measure signature for bosonic effects in semiconductors.

Finally, the spin-splitting of the conduction band in doped GaAs-QWs is studied by means of Raman spectroscopy. It is demonstrated that the spin-splitting can be tuned by applying an external magnetic field in the plane of the QW. The spin-splitting is measured as a function of the magnetic field strength and orientation. Furthermore, a strong dependence on the carrier density is observed by investigating a set of samples with different doping concentrations.

**KEYWORDS:** semiconductor, electron spin, selection rules

# INHALTSVERZEICHNIS

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
1.1 Eigenschaften des GaAs-Volumenmaterials . . . . .	4
1.1.1 GaAs-Bandstruktur . . . . .	4
1.1.2 Optische Auswahlregeln des GaAs-Volumenhalb- leiters am $\Gamma$ -Punkt . . . . .	7
1.2 Zweidimensionale Systeme . . . . .	12
1.2.1 Grundlagen und optische Auswahlregeln von GaAs-QWs .	12
1.2.2 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode zur 2D-Bandstrukturberechnung . . . . .	17
1.3 Exzitonen . . . . .	19
1.4 Spinrelaxation . . . . .	22
1.4.1 Spinaufspaltung im GaAs-Leitungsband . . . . .	23
1.4.2 Spinrelaxationsmechanismen . . . . .	26
<b>2 Messaufbau</b>	<b>30</b>
2.1 Zeitaufgelöste PL-Spektroskopie . . . . .	30
2.2 Messaufbau zur seitlichen Anregung . . . . .	33
2.3 PLE-Aufbau . . . . .	33
<b>3 Optische Auswahlregeln in GaAs-QWs</b>	<b>36</b>
3.1 Probenstruktur . . . . .	37
3.1.1 GaAs/AlAs-Einzelquantenfilme mit variabler Trogbreite .	37
3.1.2 GaAs/Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As-Vielfachquantenfilm . . . . .	39
3.2 Datenanalyse . . . . .	40
3.2.1 Zeitabhängiger Polarisationsgrad . . . . .	40
3.2.2 Spinquantenschwebungen . . . . .	43

3.3	Anregung in Wachstumsrichtung . . . . .	47
3.3.1	19,8 nm-QW: Ergebnisse . . . . .	49
3.3.2	19,8 nm-QW: Diskussion . . . . .	53
3.3.3	Initial Spin Relaxation . . . . .	56
3.3.4	$P_0$ als Funktion der Anregungsleistung . . . . .	65
3.3.5	Zusammenfassung . . . . .	69
3.4	Seitliche Spinanregung . . . . .	70
3.4.1	Probencharakterisierung . . . . .	71
3.4.2	Messergebnisse und numerische Berechnungen . . . . .	74
3.4.3	LH1:E1-Resonanz . . . . .	79
3.4.4	Zusammenfassung . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Stimulierte bosonische Streuung</b>	<b>83</b>
4.1	Grundlagen . . . . .	85
4.1.1	Biexzitonen . . . . .	85
4.1.2	Stimulierte bosonische Exzitonenstreuung . . . . .	87
4.1.3	Experimentelle Methoden . . . . .	92
4.2	Messdaten . . . . .	93
4.2.1	PL-Spektren zu unterschiedlichen Zeitpunkten . . . . .	93
4.2.2	Temperaturabhängigkeit . . . . .	95
4.2.3	Dichteabhängigkeit . . . . .	98
4.3	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	101
<b>5</b>	<b>Spinaufspaltung in GaAs-Quantenfilmen</b>	<b>103</b>
5.1	Grundlagen . . . . .	105
5.1.1	Spin-Flip Raman-Streuung . . . . .	105
5.1.2	Experimentelle Methoden . . . . .	108
5.2	Messergebnisse . . . . .	111
5.2.1	Anisotropie von $\Delta\mathbf{S}$ bei $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ . . . . .	111
5.2.2	Magnetfeldabhängigkeit von $\Delta\mathbf{S}$ . . . . .	116
5.3	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	123
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>124</b>
	<b>A Symbole und Abkürzungen</b>	<b>128</b>

<b>B</b>	<b>Theoretisches Modell</b>	<b>132</b>
B.1	Grundlegendes Modell . . . . .	132
B.2	Erweitertes Modell . . . . .	136
<b>C</b>	<b>Numerische Berechnungen der Biexzitonen-PL-Spektren</b>	<b>139</b>
<b>D</b>	<b>Berechnung der Raman-Linienform</b>	<b>141</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>148</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>149</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>162</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>165</b>





---

# EINLEITUNG

---

In der Geschichte der Festkörperphysik zählt die Erfindung des Transistors und damit des Grundbausteins der halbleiterbasierten Elektronik zweifelsfrei zu den wichtigsten Errungenschaften. Schon am Beispiel des ersten hergestellten Transistors<sup>1</sup> lässt sich eine Entwicklung erkennen, die in den nächsten Jahrzehnten fortgesetzt werden sollte: Das Bauteil hatte die Größe eines Fingerhuts und war damit wesentlich kleiner als die damals gebräuchlichen Röhrenverstärker, die die Größe einer Glühbirne hatten. Das Bestreben, die Abmessungen der Bauteile immer weiter zu reduzieren, führte nicht nur zu wesentlichen Fortschritten in der Halbleitertechnologie (z. B. durch die Entwicklung immer effizienterer Wachstums- und Lithographieverfahren), sondern ermöglichte auch die Untersuchung grundlegender physikalischer Prozesse. Neben der Einführung neuer Materialsysteme wie den Verbindungshalbleitern konnten vor allem die Strukturgrößen so weit reduziert werden, dass quantenmechanische Phänomene wie der Quanten-Hall-Effekt, für dessen Entdeckung K. v. KLITZING 1985 den Physik-Nobelpreis erhielt, experimentell beobachtbar wurden.

Die Miniaturisierung bietet also die Möglichkeit, immer tiefgreifendere Einblicke in physikalische Phänomene zu gewinnen. Gleichzeitig führt die Reduktion der Bauteilgröße zu einer Effizienzsteigerung elektronischer Schaltungen, da die Integrationsdichte der Transistoren beispielsweise auf Computerchips zunimmt. Die Grenzen der Miniaturisierung sind allerdings spätestens bei einer Bauteilgröße erreicht, die in der Größenordnung eines oder weniger Atome liegt. Das häufig zitierte MOORE'SCHE Gesetz sagt diesen Fall ungefähr für das Jahr 2020

---

<sup>1</sup>Dieser Transistor wurde 1947 auf der Basis des Halbleiters Germanium von W. B. SHOCKLEY, J. BARDEEN und W. BRATTAIN an den Bell Laboratories entwickelt, die dafür 1956 mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet wurden.

voraus. Dadurch wird die Notwendigkeit verdeutlicht, alternative Möglichkeiten der technologischen Weiterentwicklung zu finden, die nicht ausschließlich auf der Reduktion der Strukturgröße basieren.

Ein vielversprechender Ansatz ist die Nutzung des Elektronenspins, wobei die grundlegende Idee darin besteht, neben der Ladung der Elektronen auch den Spin als Informationszustand zu verwenden. Aus diesem Konzept hat sich das Forschungsgebiet der sogenannten Spinelektronik oder kurz Spintronik entwickelt. [1, 2] Forschungsergebnisse der metallbasierten Spintronik, auch Magnetoelektronik genannt, führten bereits zu kommerziellen Bauteilen wie Festplattenleseköpfen und magnetischen Speicherbausteinen, deren Funktionsweise auf dem Riesenmagnetowiderstand beruht. [3] Die Halbleiter-Spintronik befindet sich noch in einem früheren Stadium der grundlagenbasierten Forschung, wobei untersucht wird, wie einzelne Elektronen- und Lochspins präpariert, kontrolliert und ausgelesen werden können. Zahlreiche Arbeiten zeigen, dass die Nutzung des Ladungsträgerspins einen technologischen Fortschritt ermöglicht: Beispielsweise wurde ein optisch geschaltetes Etalon unter Ausnutzung der Spindynamik in GaAs-Quantenfilmen entwickelt, [4] eine CNOT-Operation basierend auf der Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen- und Lochspins in Exzitonen demonstriert [5] und die Reduktion der Laserschwelle eines oberflächenemittierenden Lasers durch spinpolarisiertes optisches Pumpen erreicht. [6]

Sowohl für diese als auch eine Fülle von weiteren Experimenten ist die kontrollierte Erzeugung und eindeutige Detektion von spinpolarisierten Ladungsträgern eine grundlegende Voraussetzung. Beispielsweise können auf elektrischem Weg polarisierte Ladungsträger, deren Spinorientierung durch ferromagnetische Metall- oder Halbleiterkontakte eingestellt wird, [7, 8, 9] in den Halbleiter injiziert werden. Häufig werden die spinpolarisierten Ladungsträger allerdings mittels zirkular polarisiertem Laserlicht angeregt. Dabei liefern die optischen Auswahlregeln die zugrundeliegende Vorschrift, welche spinabhängigen Übergänge im Halbleiter mit welcher Übergangswahrscheinlichkeit erlaubt sind. Gleichzeitig dienen die Auswahlregeln auch als Grundlage für die Detektion polarisierter Elektronen- und Lochspins, beispielsweise anhand des zirkularen Polarisationsgrades der bei der strahlenden Ladungsträgerrekombination emittierten Photolumineszenz (PL). Auf der Basis der optischen Auswahlregeln kann eine Vielzahl von spinabhängigen Phänomenen untersucht werden, [10] sodass ein großes In-

teresse an einem grundlegenden physikalischen Verständnis der Auswahlregeln besteht. Die vorliegende Arbeit widmet sich daher im Hauptteil der detaillierten Analyse der optischen Auswahlregeln in Halbleiternanostrukturen mit dem Ziel, die Abhängigkeit von diversen Parametern wie z. B. der Anregungsenergie zu studieren. Die Arbeit gliedert sich im Einzelnen wie folgt:

In **Kapitel 1** werden die zur Diskussion der Ergebnisse benötigten theoretischen Grundlagen besprochen. Im Mittelpunkt stehen dabei die Bandstruktur und die Auswahlregeln am  $\Gamma$ -Punkt von Volumenhalbleitern sowie Halbleiterheterostrukturen. Weiterhin werden fundamentale Eigenschaften von Exzitonen besprochen, und im letzten Abschnitt wird ein Überblick über Spinrelaxationsmechanismen gegeben.

Der Messaufbau der zeit- und polarisationsaufgelösten Photolumineszenzspektroskopie, der dem Großteil der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zugrundeliegt, wird in **Kapitel 2** vorgestellt. **Kapitel 3** beinhaltet eine umfassende Diskussion der optischen Auswahlregeln anhand eines Vergleichs experimenteller Daten und numerischer Berechnungen. Zunächst werden die Ergebnisse für einen Messaufbau vorgestellt, bei dem die Anregung der spinpolarisierten Ladungsträger und die PL-Detektion in Wachstumsrichtung eines GaAs-Quantenfilms erfolgen. Der anfängliche Spinpolarisationsgrad direkt nach der Laseranregung wird dabei als Funktion der Energie und Leistung des anregenden Pulses sowie der Quantentrogbreite untersucht. Im nächsten Schritt wird eine veränderte Messgeometrie verwendet, bei der eine seitliche Anregung des GaAs-Vielfachquantenfilms erfolgt, während die PL weiterhin in Wachstumsrichtung detektiert wird. Abschließend werden die experimentellen Resultate beider Messanordnungen miteinander verglichen.

In **Kapitel 4** wird eine Methode zum Nachweis bosonischer Effekte in Halbleitern mittels einer polarisierten Biexzitonen-PL entwickelt. Dazu wird der PL-Polarisationsgrad der Biexzitonen als Funktion der Temperatur und Dichte gemessen und die Ergebnisse mit numerischen Berechnungen verglichen. Im letzten Teil (**Kapitel 5**) werden Raman-Spektroskopie-Messungen der Leitungsband-Spinaufspaltung in dotierten GaAs-QWs vorgestellt. Dabei wird ein externes Magnetfeld in der QW-Ebene zur Manipulation der Spinaufspaltung verwendet.

# KAPITEL 1

---

## THEORETISCHE GRUNDLAGEN

---

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente dargelegt, wobei der Fokus der Betrachtung auf den optischen Auswahlregeln in GaAs liegt. In Abschnitt 1.1 werden die Bandstruktur und die optischen Auswahlregeln vom GaAs-Volumenmaterial vorgestellt. Auf dieser Basis werden in Abschnitt 1.2 die optischen Auswahlregeln in Halbleiter-Heterostrukturen entwickelt, und weiterhin wird die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode zur Bandstrukturberechnung erläutert. Abschnitt 1.3 widmet sich den Grundlagen und den optischen Eigenschaften von Exzitonen. Abschließend wird in Abschnitt 1.4 die Spinrelaxation behandelt, wobei zunächst Ursachen für die GaAs- Leitungsbandaufspaltung besprochen und anschließend verschiedene Spinrelaxationsmechanismen vorgestellt werden.

### 1.1 Eigenschaften des GaAs-Volumenmaterials

#### 1.1.1 GaAs-Bandstruktur

Der Verbindungshalbleiter GaAs, welcher aus einem Element der Gruppe III und einem Element der Gruppe V des Periodensystems besteht, kristallisiert in der Zinkblendestruktur. Diese Gitterstruktur besteht aus ineinanderliegenden, ku-

## 1.1. EIGENSCHAFTEN DES GAAS-VOLUMENMATERIALS

---

bisch flächenzentrierten Gittern, die gegeneinander entlang der Raumdiagonalen der kubischen Zelle verschoben sind. [11] Die Plätze des ersten Gitters sind durch ein Ga-Ion besetzt, die Plätze des zweiten Gitters durch As-Ionen. Für die weitere Betrachtung spielt die Symmetrie des Gitters eine entscheidende Rolle, da die Bandstruktur die Symmetrieeigenschaften direkt widerspiegelt. Bei einem Verbindungshalbleiter in der Zinkblendestruktur ist jeweils ein Atom des einen Elements (z. B. Ga) von vier Atomen des anderen Elements umgeben (z. B. As), sodass die Anordnung einen Tetraeder bildet. Daher hat ein Zinkblende-HL die Symmetrie der Tetraeder-Punktgruppe  $T_d$ , sodass der Hamiltonoperator zur Berechnung der Bandstruktur invariant unter Symmetrieeoperationen dieser Gruppe ist. Im reziproken Raum besitzt die Zinkblendestruktur in der Brillouinzone Punkte besonders hoher Symmetrie, die als  $\Gamma$ -,  $X$ - und  $L$ -Punkt bezeichnet werden. [12] Der  $\Gamma$ -Punkt bezeichnet den Punkt der Brillouinzone mit  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ , und in vielen Halbleitern mit Zinkblendestruktur liegen sowohl das Maximum des Valenzbandes (VB) als auch das Minimum des Leitungsbandes (LB) bei  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ . Zu diesen sogenannten direkten Halbleitern zählen auch GaAs und ZnSe, bei denen die optischen Prozesse wie Absorption oder Emission hauptsächlich in der Umgebung des  $\Gamma$ -Punktes stattfinden. Aus diesem Grund ist die Bandstruktur um  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  entscheidend für die optischen Auswahlregeln und soll im Folgenden näher betrachtet werden.

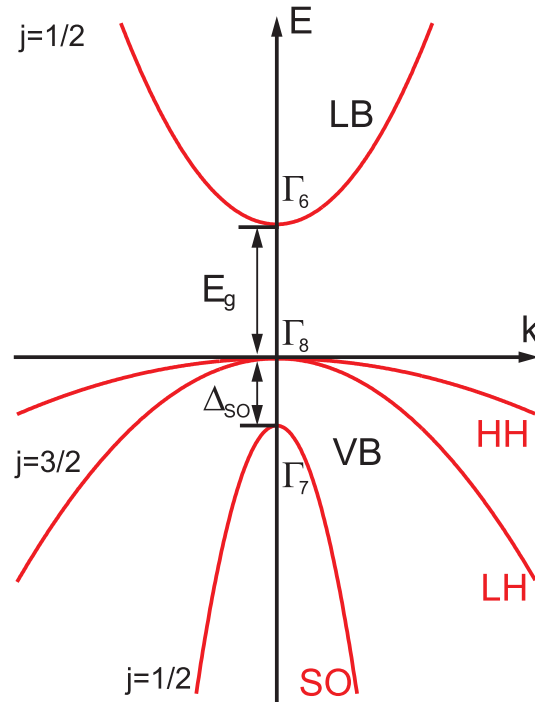
Die Schrödingergleichung für die Wellenfunktion  $\psi_n(\mathbf{r})$  in einem periodischen Gitter  $V_G(\mathbf{r})$  lautet

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_G(\mathbf{r}) \right) \psi_n(\mathbf{r}) = E_n \psi_n(\mathbf{r}), \quad (1.1)$$

wobei  $n$  der Index des entsprechenden Energieniveaus ist. Nach dem Bloch-Theorem muss für die Lösung von Gl. (1.1)  $\psi_n(\mathbf{r} + \mathbf{G}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{G}} \psi_n(\mathbf{r})$  gelten, wenn  $\mathbf{G}$  der Periodizitätsvektor des Gitters ist. Daraus folgt dann

$$\psi_n(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \cdot u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (1.2)$$

wobei  $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{G}) = u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  die gitterperiodischen Blochfunktionen sind. Abbildung 1.1 zeigt schematisch die Bandstruktur von GaAs, die aus der Lösung von Gl. (1.1) unter Berücksichtigung der weiter unten diskutierten Spin-Bahn-Kopplung [(SB)-Kopplung] berechnet wurde. Leitungsband und Valenzband sind durch die Bandlücke  $E_g$  getrennt und besitzen jeweils näherungsweise eine parabolische Dispersion.



**Abb. 1.1:** Schematische Darstellung der Bandstruktur des GaAs-Volumenmaterials.

Die Zustände in den Bändern werden anhand ihrer Symmetrieeigenschaften gruppentheoretisch klassifiziert, wobei die Bezeichnung diejenige irreduzible Darstellung der Punktgruppe  $T_d$  wiedergibt, die die Symmetrie des Zustandes am  $\Gamma$ -Punkt beschreibt. Die Darstellung erfolgt hierbei nach der Nomenklatur von KOSTER. [13] Eine weitere wichtige Eigenschaft ist der Gesamtdrehimpuls  $j$  des Zustandes, welcher sich aus der Summe des Bahndrehimpulses  $l$  und des Elektronenspins zusammensetzt. Die Zustände mit gleichen  $j$  werden weiterhin durch die magnetische Quantenzahl  $m_j$  charakterisiert, die die Projektion von  $j$  auf die positive  $z$ -Achse des Systems angibt. Der Gesamtdrehimpuls wird zusammen mit der jeweiligen irreduziblen Darstellung für das entsprechende Band in Abb. 1.1 angegeben. Im s-artigen Leitungsband befinden sich Zustände mit  $j = 1/2$ , welche durch die irreduzible Darstellung  $\Gamma_6$  beschrieben werden. In dem einfachen Bild ist das Leitungsband spinentartet, da die Inversionsasymmetrie der Zinkblendestruktur nicht berücksichtigt wurde (siehe dazu auch Abschnitt 1.4.1). Das Valenzband spaltet am  $\Gamma$ -Punkt in das p-artige  $\Gamma_8$ -Band, welches vierfach

## 1.1. EIGENSCHAFTEN DES GAAS-VOLUMENMATERIALS

---

entartet ist, sowie das spinabgespaltene (SO) Band mit  $\Gamma_7$ -Symmetrie auf. Die energetische Abspaltung des SO-Bandes resultiert aus der SB-Wechselwirkung, die die Kopplung des Ladungsträgerspins an den Bahndrehimpuls durch den Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}_{\text{SB}} = -\frac{\hbar}{4m_e^2 c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \times (\nabla V_0) \quad (1.3)$$

beschreibt. [14] Dabei ist  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  der Vektor der Pauli-Spinmatrizen,  $\mathbf{p}$  der Impulsoperator und  $V_0$  das Coulombpotential der Atomkerne. Im GaAs-Volumenmaterial gilt  $\Delta_{\text{SO}} = 0,341$  eV und  $E_g = 1,519$  eV. [15]

Die  $\Gamma_8$ -Zustände besitzen  $j = 3/2$ , unterscheiden sich aber in ihren Eigenschaften anhand der magnetischen Quantenzahlen  $m_j$ : Für Zustände im Band mit der geringeren Krümmung, welche aufgrund der antiproportionalen Beziehung zwischen Krümmung und effektiver Masse als Schwerlöcher (HH) bezeichnet werden, gilt  $m_j = \pm 3/2$ . Die Leichtloch (LH)-Zustände sind durch  $m_j = \pm 1/2$  gekennzeichnet und im Volumenhalbleiter sind das HH- und das LH-Band am  $\Gamma$ -Punkt entartet. Insgesamt ergeben sich damit die Dispersionsrelationen

$$E_{\text{LB}}(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}, \quad (1.4a)$$

$$E_{\text{HH,LH}}(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{HH,LH}}^*}, \quad (1.4b)$$

$$E_{\text{SO}}(k) = -\Delta_{\text{SO}} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{SO}}^*}, \quad (1.4c)$$

wobei  $m^*$  die effektive Masse eines Teilchens aus dem entsprechenden Band und  $\Delta_{\text{SO}}$  die SO-Lücke ist.

### 1.1.2 Optische Auswahlregeln des GaAs-Volumenhalbleiters am $\Gamma$ -Punkt

In diesem Abschnitt werden die optischen Auswahlregeln am  $\Gamma$ -Punkt des Volumenmaterials GaAs hergeleitet und besprochen, wobei sich die Darstellung an D'YAKONOV und PEREL' in [16] orientiert. Die Betrachtung konzentriert sich im weiteren Verlauf auf GaAs, da in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich GaAs-basierte Strukturen untersucht werden. Die Herleitung ist allerdings für eine Vielzahl von direkten Halbleitern in der Zinkblendestruktur gültig, wie z. B. für GaN

oder auch für den II-VI-Halbleiter ZnSe. Die Ergebnisse bilden die Grundlage für die Auswahlregeln in zweidimensionalen Systemen, welche in Abschnitt 1.2.1 besprochen werden.

Um die Auswahlregeln für optische Übergänge zwischen dem LB und dem VB zu bestimmen, wird die Struktur der Blochfunktionen am  $\Gamma$ -Punkt untersucht. Die Zustände im Leitungsband werden durch die Blochfunktionen

$$\psi_{\mathbf{k}m_j} = u_{m_j}^{(1/2)}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad m_j = \pm\frac{1}{2} \quad (1.5)$$

beschrieben, während die Valenzbandzustände aus der Überlagerung

$$\psi_{\mathbf{k}M} = \left( \sum_{\mu} \chi_{M\mu}(\mathbf{k}) u_{\mu}^{(3/2)}(\mathbf{r}) \right) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad M = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2} \quad (1.6)$$

der vier entarteten Zustände  $u_{\mu}^{(3/2)}(\mathbf{r})$  des  $\Gamma_8$ -Bandes mit  $\mu = \pm 3/2, \pm 1/2$  bestehen.  $\chi_{M\mu}(\mathbf{k})$  sind hierbei die Lösungen der Eigenwertgleichung

$$\mathcal{H}_L \chi_{M\mu} = \epsilon_{\mu}(\mathbf{k}) \chi_{M\mu} \quad (1.7)$$

mit dem Luttinger-Operator  $\mathcal{H}_L$  und der Dispersion  $\epsilon_{\mu}(\mathbf{k})$ . [17] Der Index  $M = \pm 1/2, \pm 3/2$  gibt in der sphärischen Näherung den Gesamtdrehimpuls des Elektrons bezogen auf die  $\mathbf{k}$ -Richtung an. Am  $\Gamma$ -Punkt mit  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  reduziert sich die Betrachtung letztlich auf die Blochfunktionen  $u_{\mu}^{(3/2)}(\mathbf{r})$ , die bei einer geeigneten Wahl des Koordinatensystems wie Eigenfunktionen des  $\mathcal{J}_z$ -Operators transformieren. Deshalb kann der allgemeine Index  $\mu$  durch  $m_j$  ersetzt werden, sodass die Zustände zur besseren Übersicht durch  $|j, m_j\rangle$  bezeichnet werden können. Weiterhin wird der s-artige Winkelanteil von  $u_{m_j}^{(1/2)}(\mathbf{r})$  im Folgenden durch  $S$  beschrieben, während  $X, Y$  und  $Z$  die Komponenten der p-artigen Blochfunktionen  $u_{m_j}^{(3/2)}(\mathbf{r})$  sind, deren Bahnanteil in  $x, y$  und  $z$ -Richtung zeigen. Insgesamt lassen sich die Zustände  $|j, m_j\rangle$  wie in Tabelle 1.1 aufgelistet darstellen. [18]

Beim optischen Übergang eines Elektrons vom VB ins LB und auch bei der strahlenden Rekombination vom LB in das VB muss die Erhaltung des Drehimpulses gewährleistet sein. Im Folgenden soll exemplarisch der Fall einer optischen Anregung in [001]-Richtung (also in  $z$ -Richtung) mit einem zirkular polarisierten Photon  $\sigma^- = x - iy$  betrachtet werden. Das  $\sigma^-$ -polarisierte Photon besitzt einen Spin  $-1$  in  $z$ -Richtung, sodass die Gesamtdrehimpulsänderung zwischen dem Ausgangs- und dem Endzustand ebenfalls  $-1$  betragen muss. Beispielsweise kann mit dem  $\sigma^-$ -polarisierten Photon ein Elektron vom VB-Zustand



## 1.1. EIGENSCHAFTEN DES GAAS-VOLUMENMATERIALS

---

Symmetrie	$ j, m_j\rangle$	Wellenfunktion
$\Gamma_6$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$ S \uparrow\rangle$
	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ S \downarrow\rangle$
$\Gamma_7$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{3}\rangle^{(1/2)} (X + iY) \downarrow - \frac{1}{3}\rangle^{(1/2)} Z \uparrow\rangle$
	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{3}\rangle^{(1/2)} (X - iY) \uparrow - \frac{1}{3}\rangle^{(1/2)} Z \downarrow\rangle$
$\Gamma_8$	$ \frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}\rangle^{(1/2)} (X + iY) \uparrow\rangle$
	$ \frac{3}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{6}\rangle^{(1/2)} (X + iY) \downarrow + \frac{2}{3}\rangle^{(1/2)} Z \uparrow\rangle$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{6}\rangle^{(1/2)} (X - iY) \uparrow + \frac{2}{3}\rangle^{(1/2)} Z \downarrow\rangle$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}\rangle^{(1/2)} (X - iY) \downarrow\rangle$

**Tabelle 1.1:** Winkel- und Spinanteil der Blochfunktionen am  $\Gamma$ -Punkt.

$|\frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle$  in den LB-Zustand  $|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$  angeregt werden. Andererseits ist eine Anregung  $|\frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle \rightarrow |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$  nicht erlaubt, da hier eine Drehimpulsänderung in  $z$ -Richtung von  $-2$  erfolgen müsste. Zusammengefasst gilt also die Vorschrift  $\Delta m_j = \pm 1$  für die Anregung mit  $\sigma^\pm$ -polarisiertem Licht. Daraus ergibt sich das Schema der optischen Auswahlregeln, welches in Abb. 1.2 dargestellt ist.

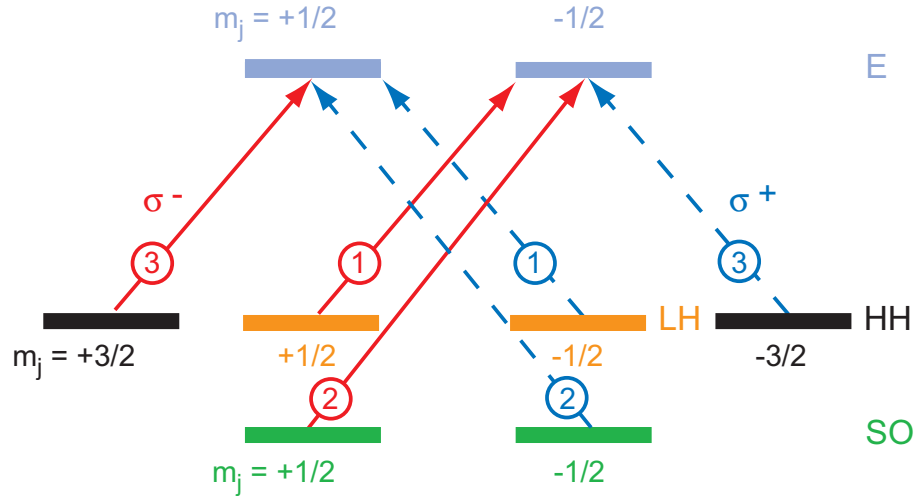
Anhand der optischen Auswahlregeln kann eine Spinpolarisation der Elektronen durch die Anregung geeigneter Übergänge erzeugt werden, da die LB-Zustände mit  $m_j = \pm 1/2$  eine unterschiedliche Spinorientierung up bzw. down besitzen. Für die Anwendung der optischen Auswahlregeln in spinabhängigen Experimenten ist die entscheidende Frage, welchen Betrag und welches Vorzeichen die angeregte Spinpolarisation

$$P_s = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (1.8)$$

hat. Hierbei ist  $N_{\uparrow,\downarrow}$  die Anzahl der Elektronen mit Spin up bzw. down. Die Antwort auf diese Frage kann durch die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten  $W_{|i\rangle}^{|f\rangle}$  vom Ausgangszustand  $|i\rangle$  in den Endzustand  $|f\rangle$  gemäß Fermis Goldener Regel gegeben werden, wobei

$$W_{|i\rangle}^{|f\rangle} \propto |\langle f | \mathcal{H}_{\text{dip}} | i \rangle|^2 \quad (1.9)$$

gilt. Die optische Anregung wird als Dipolübergang zwischen dem VB und dem LB betrachtet, sodass für den Dipoloperator  $\mathcal{H}_{\text{dip}} \propto X \pm iY$  bei  $\sigma^\pm$ -polarisiertem



**Abb. 1.2:** Optische Auswahlregeln des GaAs-Volumenhalbleiters am  $\Gamma$ -Punkt. Die blauen gestrichelten bzw. roten durchgezogenen Linien zeigen erlaubte optische Anregungen mit  $\sigma^\pm$ -polarisierten Photonen an, die jeweiligen Zahlen geben die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten an.

Licht gilt. Der Winkelanteil der Zustände kann schließlich durch die Kugelflächenfunktionen  $Y_{l,m}$

$$\begin{aligned}
 S &= Y_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}, \\
 \frac{1}{\sqrt{2}}(X \pm iY) &= \pm Y_{1,1} = \mp \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \cdot \sin \theta \cdot e^{i\phi}, \\
 Z &= -Y_{1,0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cdot \cos \theta
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

substituiert werden, [18] sodass z. B. für den Übergang zwischen  $|\frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle$  und  $|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$

$$\begin{aligned}
 \left| \left\langle \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right| (X - iY) \left| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle \right|^2 &= \left| \int Y_{0,0}^* \cdot \sqrt{2} Y_{1,1} \cdot Y_{1,1} \right|^2 \\
 &= \frac{9}{128} \sqrt{\pi}
 \end{aligned} \tag{1.11a}$$

gilt. Für einen Übergang aus dem LH-Band folgt analog

$$\left| \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right| (X - iY) \left| \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{3}{128} \sqrt{\pi} \tag{1.11b}$$

## 1.1. EIGENSCHAFTEN DES GAAS-VOLUMENMATERIALS

---

sodass der HH-LB-Übergang dreimal so stark wie der Übergang vom LH-Zustand ist. Insgesamt ergeben sich die folgenden relativen Übergangswahrscheinlichkeiten, immer bezogen auf einen Übergang vom LH-Band ins Leitungsband:

$$\frac{W_{|HH\rangle}^{|E\rangle}}{W_{|LH\rangle}^{|E\rangle}} = 3, \quad \frac{W_{|SO\rangle}^{|E\rangle}}{W_{|LH\rangle}^{|E\rangle}} = 2. \quad (1.12)$$

Diese Übergangswahrscheinlichkeiten sind ebenfalls in Abb. 1.2 für die jeweilige Anregung eingezeichnet. Aus dem gesamten Schema können schließlich fundamentale Aussagen über den optisch erzeugten Spinpolarisationsgrad getroffen werden. Bei einer Anregung mit  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht vom HH-Band ins LB  $|\frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle \rightarrow |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$  werden dreimal so viele Elektronen mit Spin up erzeugt wie Spin-down-Elektronen beim LH-Übergang  $|\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}\rangle \rightarrow |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$  angeregt werden. Damit folgt aus Gleichung (1.8) für den Spinpolarisationsgrad:

$$P_s = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 0,5. \quad (1.13)$$

Im GaAs-Volumenmaterial beträgt der maximale optisch angeregte Polarisationsgrad also 50 %. Zerfallen die angeregten Ladungsträger unter strahlender Rekombination, so werden dabei je nach Spinpolarisation des Elektrons zirkular polarisierte Photonen emittiert. Da die optischen Auswahlregeln sowohl für die Anregung als auch für den strahlenden Zerfall gelten, rekombinieren dreimal so viele Elektronen mit dem entsprechenden HH-Zustand wie mit dem LH-Zustand, so dass der zirkulare Polarisationsgrad des emittierten Lichts  $P_{\text{opt}} = 0,25$  beträgt.<sup>1</sup> Um durch die optischen Auswahlregeln eine direkte Korrespondenz zwischen dem Elektronen-Spinpolarisationsgrad und der zirkularen Polarisation des emittierten Lichts zu erhalten, muss zunächst die Entartung der HH- und LH-Zustände am  $\Gamma$ -Punkt aufgehoben werden, was in quasi-zweidimensionalen Systemen der Fall ist (siehe Abschnitt 1.2).

Die Abhängigkeit des Spinpolarisationsgrades von der Anregungsenergie  $E_{\text{ex}}$  wird bereits an dem oben vorgestellten Schema deutlich, wie das Beispiel einer Anregung der Elektronen vom SO-Band in das LB zeigt. Bei  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht werden LB-Zustände  $m_j = -1/2$  erzeugt, gleichzeitig aber auch Ladungsträger vom HH- und vom LH-Band angeregt. Da diejenigen Elektronen, die aus

---

<sup>1</sup>Hier wird eine unpolarisierte Lochpopulation vorausgesetzt (siehe dazu auch Abschnitt 1.2.1).

dem HH-Band angeregt wurden,  $m_j = +1/2$  besitzen, folgt nach dem Einsetzen der Übergangswahrscheinlichkeiten in Gl. (1.8)  $P_s = 0$ . Im weiteren Verlauf wird der SO-Übergang ins Leitungsband allerdings nicht weiter betrachtet, da in den hier vorgestellten Experimenten  $E_{\text{ex}} \ll (E_g + \Delta_{\text{SO}})$  gilt. Dennoch wird die Kopplung aus Zuständen des SO-Bandes mit HH- bzw. LH-Zuständen in den numerischen Berechnungen sehr wohl berücksichtigt, da dieser Einfluss nicht vernachlässigbar ist.

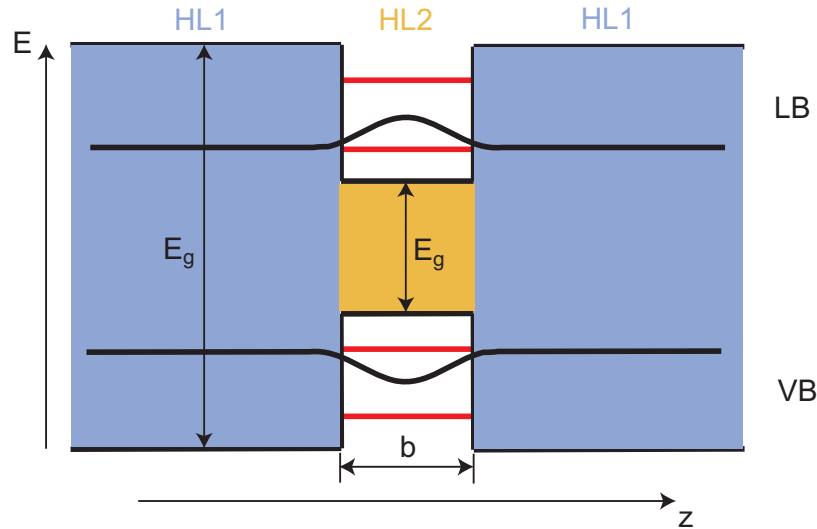
## 1.2 Zweidimensionale Systeme

### 1.2.1 Grundlagen und optische Auswahlregeln von GaAs-QWs

Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich Halbleiterheterostrukturen untersucht, in denen die Bewegung der Ladungsträger durch ein Einschlusspotential auf zwei Dimensionen reduziert ist. Eine typische Heterostruktur besteht aus einer Schichtfolge von verschiedenen Halbleitermaterialien wie GaAs, AlAs oder AlGaAs. Die Strukturen werden z. B. per Molekularstrahlepitaxie oder durch Metall-Organische Gasphasen-Epitaxie hergestellt, wobei die entsprechenden Schichten nacheinander in  $z$ -Richtung auf ein Substrat aufgewachsen werden. Wird die Schichtfolge so gewählt, dass ein Halbleiter HL2 mit der kleineren Bandlücke durch zwei Schichten des Halbleiters HL1 mit größerer Bandlücke eingeschlossen wird, so sind die Ladungsträger in HL2 durch das resultierende Einschlusspotential auf die Bewegung in  $x$ - und  $y$ -Richtung eingeschränkt. Aus quantenmechanischer Sicht handelt es sich bei diesem System um einen Quantentrog, in dem sich in diesem Fall ein zweidimensionales Elektronensystem (2DES) bildet.<sup>2</sup> Das Energieschema und die entsprechenden Wellenfunktionen sind in Abb. 1.3 skizziert. Die Reduktion der Symmetrie in diesem System führt zu der Aufhebung von Entartungen, woraus eine Beeinflussung der Bandstruktur und damit auch der optischen Auswahlregeln resultiert. Die wichtigsten Punkte werden im Folgenden diskutiert und schließlich die Auswahlregeln eines 2DES am  $\Gamma$ -Punkt der 2D-Brillouinzone vorgestellt. In einem QW spalten das LB und das VB in Elektronen und Lochsubbänder auf. Daraus resultiert eine größere

---

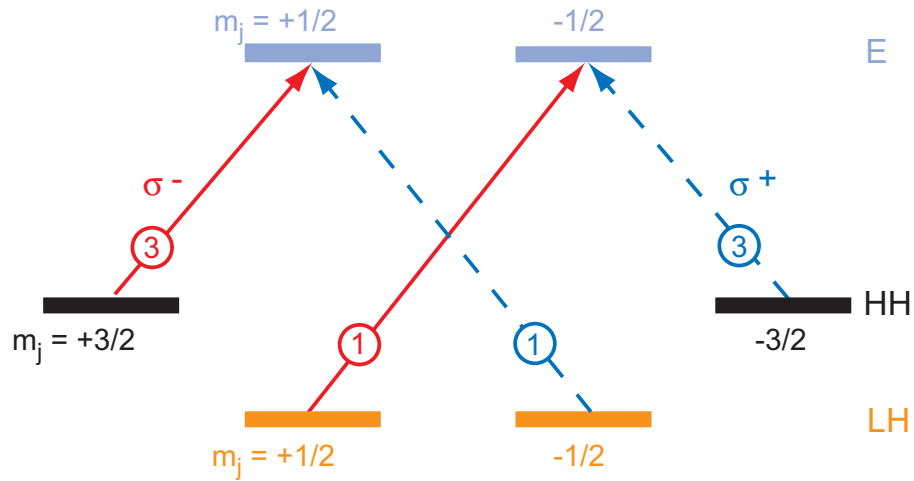
<sup>2</sup>Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich Typ-I-QWs betrachtet.



**Abb. 1.3:** Bandschema einer Halbleiterheterostruktur mit der Wachstumsrichtung  $z$ . Die roten Linien stellen schematisch die Elektronen- und Lochsubbänder dar.

effektive Bandlücke im QW, da der energetische Abstand zwischen dem obersten Lochsubband und dem untersten Elektronensubband größer ist als die Bandlücke des Volumenhalbleiters. Die effektive Bandlücke hängt stark von der Trogbreite  $b$  des QWs ab: Je schmaler der QW, desto größer die effektive Bandlücke. Für die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen bedeutet dieses Verhalten, dass die Emission unterschiedlich breiter QWs spektral getrennt ist, da die breiten QWs bei niedrigeren Energien und damit höheren Wellenlängen emittieren als die schmalen. Die energetisch am niedrigsten liegende Emission stammt folglich von der strahlenden Rekombination im Substrat.

Die Quantisierung führt nicht nur zu einer Aufspaltung der HH-artigen und LH-artigen Subbänder untereinander, sondern auch zu einer energetischen Trennung des HH- und des LH-Bandes am  $\Gamma$ -Punkt. Daraus ergibt sich ein verändertes Schema der optischen Auswahlregeln, welches in Abb. 1.4 gezeigt ist. Die HH-LH Aufspaltung führt dazu, dass durch eine resonante Anregung des Übergangs vom HH-Band ins LB mit zirkular polarisiertem Licht  $P_s = 1$  erreicht werden kann, da ein Übergang vom LH-Band mit entgegengesetzter Spinpolarisation nicht möglich ist. Prinzipiell besteht in ein 2D-System daher die Möglichkeit, die Elektronenspinpolarisation 1 : 1 auf den optisch gemessenen Polarisationsgrad abzubilden, da die strahlende Rekombination über den  $E \rightarrow \text{HH}$ -Übergang



**Abb. 1.4:** Optische Auswahlregeln am  $\Gamma$ -Punkt eines GaAs-QWs. Die SO-Übergänge werden in diesem Schema nicht berücksichtigt.

erfolgt. Die Ursache dafür liegt darin, dass die Lebensdauer der angeregten Elektronen wesentlich größer ist als ihre Energierelaxationszeit. Daher relaxieren die Elektronen zunächst in den energetisch niedrigsten Zustand mit  $k \approx 0$ , bevor sie zu einem späteren Zeitpunkt mit einem HH-Zustand strahlend rekombinieren. Für eine direkte Identifikation  $P_{\text{opt}} \equiv P_s$  müssen allerdings weitere Kriterien erfüllt sein, welche im Folgenden für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit diskutiert werden:

### 1. Schnelle Lochspinrelaxation

Sowohl der Elektronenspin als auch der Lochspin relaxieren nach der Anregung aufgrund diverser Spinrelaxationsmechanismen, allerdings auf unterschiedlichen Zeitskalen (siehe Abschnitt 1.4.2). Wären die Relaxationszeiten der Elektronen und Löcher gleich lang, so würde der erzeugten Elektronenspinpolarisation zu jedem Zeitpunkt eine entsprechende Spinpolarisation im VB gegenüberstehen. Wäre weiterhin der Polarisationsgrad der Elektronenspins geringer als 1, so könnten die Elektronen mit der Minoritätsspinorientierung nicht strahlend rekombinieren, da kein entsprechendes Loch zur Verfügung steht. Daher wäre im Extremfall das gemessene  $P_{\text{opt}} = 1$  und somit unabhängig von  $P_s$ . Folglich muss die Lochspinrelaxationszeit wesentlich kürzer sein als die Relaxationszeit

## 1.2. ZWEIDIMENSIONALE SYSTEME

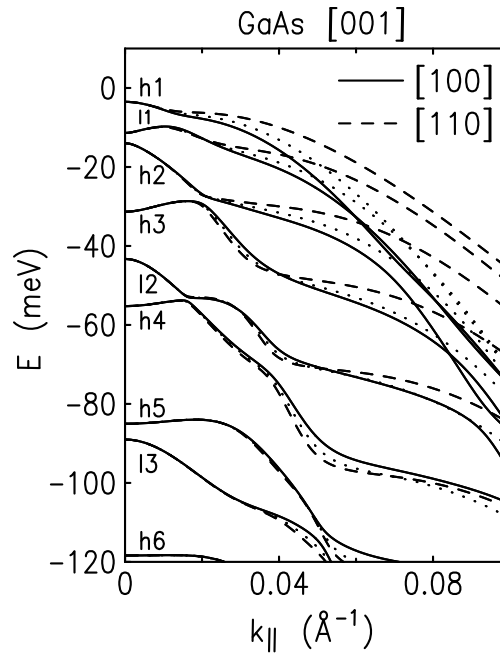
---

der Elektronen, eine Bedingung, die in den hier untersuchten GaAs-Strukturen erfüllt ist. Der Grund für die schnelle Lochspinrelaxation liegt darin, dass die p-artigen Lochzustände im Allgemeinen aus einer Überlagerung verschiedener Spineigenzustände bestehen. Dadurch führt jede Energierelaxation bzw. Impulsstreuung einer der Zustandskomponenten zu einer Lochspinrelaxation, die aufgrund der kurzen Streuzeiten in diesen Systemen sehr schnell abläuft. [19] Im GaAs-Volumenhalbleiter werden daher wegen der Entartung der  $\Gamma_8$ -Zustände bei  $k = 0$  sehr kurze Lochspinrelaxationszeiten von ca. 110 fs gemessen. [20] In einem QW hängt die Spinrelaxationszeit von der Trogbreite und dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\parallel}$  ab, liegt aber typischerweise im Bereich einiger Pikosekunden. [21]

### 2. Erhaltung der Elektronenspinpolarisation bei der Energierelaxation

Erfolgt die optische Anregung mit einer Energie, die größer ist als die effektive Bandlücke, so wird die Überschussenergie  $\Delta E$  der Elektronen durch inelastische Stöße (beispielsweise an Störstellen oder Phononen) auf einer sehr schnellen Zeitskala abgebaut, bevor die Rekombination am HH-Übergang erfolgt. Bei der Energierelaxation ist es möglich, dass auch die Spinorientierung der Elektronen beeinflusst wird, sodass das gemessene  $P_{\text{opt}}$  am  $\Gamma$ -Punkt nicht mehr dem ursprünglich angeregten  $P_s$  entspricht. In den später vorgestellten Messungen wird sich allerdings zeigen, dass der Elektronenspin in breiten QWs selbst bei extrem hochenergetischer Anregung weitestgehend erhalten bleibt. Die Abweichungen bei schmalen QWs werden durch ein schnelles anfängliches Spindephasieren erklärt.

Sowohl die in Abb. 1.2 skizzierten Auswahlregeln für das GaAs-Volumenmaterial als auch das in Abb. 1.4 vorgestellte 2D-Schema sind nur direkt am  $\Gamma$ -Punkt des jeweiligen Systems gültig. Deutliche Abweichungen ergeben sich vor allem in einem 2DES bei  $k \neq 0$ , worauf im Folgenden näher eingegangen wird. Im 3D-System wird die Bandstruktur in der Umgebung des  $\Gamma$ -Punktes durch die parabolische Näherung weitestgehend richtig beschrieben, da Kopplungen der Bänder keine entscheidende Rolle spielen. Somit liefern die Auswahlregeln des GaAs-Volumenhalbleiters bei  $k = 0$  ein Schema, welches in guter Näherung auch für die Umgebung des  $\Gamma$ -Punktes gültig ist. Im Gegensatz dazu wird die Bandstruktur eines 2DES insbesondere durch die Kopplung von Lochsubbändern in



**Abb. 1.5:** Lochsubbanddispersion entlang der [100]-Richtung (durchgezogene Linie) und der [110]-Richtung (gestrichelte Linie) eines 15 nm breiten GaAs-Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,3</sub>As-(100)QWs, berechnet anhand des  $8 \times 8$ -Kane-Modells. Die gepunkteten Linien zeigen Ergebnisse von Rechnungen in der axialen Näherung. Die Abbildung wurde entnommen aus [14].

der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes stark beeinflusst. Abbildung 1.5 zeigt die mit der weiter unten vorgestellten  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode (siehe Abschnitt 1.2.2) berechnete Lochsubbanddispersion eines 15 nm breiten GaAs-Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,3</sub>As-QWs. Hier ist die Energie als Funktion des Wellenvektors  $\mathbf{k}_{\parallel}$  in der QW-Ebene aufgetragen. Die Subbänder zeigen deutliche Abweichungen vom parabolischen Verlauf, die sich in Bandabstoßungen beispielsweise zwischen dem Schwerlochband h1 und dem Leichtlochband l1 bemerkbar machen. Die Ursache für das Auftreten der Bandabstoßung ist das Subbandmischen, welches generell bei höheren  $\mathbf{k}_{\parallel}$  an Bedeutung gewinnt. Da die Übergangswahrscheinlichkeit eines Mischzustandes in das LB letztlich durch die Beiträge der einzelnen Subbandkomponenten bestimmt wird, zeigen die optischen Auswahlregeln in einem 2DES eine signifikante Abhängigkeit vom Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\parallel}$  und damit auch von  $E_{\text{ex}}$ . Dieser Effekt wird in Kapitel 3 untersucht.



### 1.2.2 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode zur 2D-Bandstrukturberechnung

Die Auswahlregeln aus Abschnitt 1.2.1 geben ein grundlegendes Schema der optischen Übergänge am  $\Gamma$ -Punkt wieder. Bei der Herleitung wurden allerdings entscheidende Faktoren außer acht gelassen, die die Auswahlregeln maßgeblich beeinflussen. Um realistische Auswahlregeln in 2D-Strukturen zu berechnen, muss zunächst die Bandstruktur bekannt sein. Zur Berechnung der Bandstruktur  $E_n(\mathbf{k})$  existieren verschiedene Verfahren wie z. B. das *tight binding*-Modell, in dem die Wellenfunktionen in Linearkombinationen von Atomorbitalen entwickelt werden, oder auch die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode. [22, 23] Im Folgenden wird die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode näher betrachtet, da diese den numerischen Berechnungen der Bandstruktur und des Polarisationsgrades aus Anhang B zugrundeliegt.

Bei der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode handelt es sich um ein Verfahren zur Bandstrukturberechnung basierend auf störungstheoretischen Methoden. Im Einteilchenbild ergibt sich durch Einsetzen von Gl. (1.2) in die Schrödingergleichung folgende Differentialgleichung für die Blochfunktionen: [22]

$$\left( \frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V_G(\mathbf{r}) \right) u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{n\mathbf{k}} u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (1.14)$$

Im weiteren Verlauf wird der  $\hbar \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}/m$ -Term als Störung betrachtet, sodass die Lösungsstrategie wie folgt verläuft: Zunächst werden die Blochfunktionen bei  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  gemäß

$$\left( \frac{p^2}{2m} + V_G(\mathbf{r}) \right) u_{n\mathbf{0}}(\mathbf{r}) = E_{n\mathbf{0}} u_{n\mathbf{0}}(\mathbf{r}), \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.15)$$

berechnet, um anschließend  $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  und  $E_{n\mathbf{k}}$  durch störungstheoretische Maßnahmen anhand von

$$u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{n\mathbf{0}}(\mathbf{r}) + \frac{\hbar}{m} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle u_{n\mathbf{0}} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n'\mathbf{0}} \rangle}{E_{n\mathbf{0}} - E_{n'\mathbf{0}}} u_{n'\mathbf{0}}(\mathbf{r}) \quad (1.16a)$$

und

$$E_{n\mathbf{k}} = E_{n\mathbf{0}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2}{m^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n\mathbf{0}} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n'\mathbf{0}} \rangle|^2}{E_{n\mathbf{0}} - E_{n'\mathbf{0}}} \quad (1.16b)$$

zu bestimmen. Zusammengefasst wird der Bandverlauf hier anhand der Impulsmatrixelemente  $\langle u_{n\mathbf{0}} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n'\mathbf{0}} \rangle$  berechnet, wobei die Blochfunktionen bei  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  bekannt sein müssen. Prinzipiell erlaubt die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode auch die Berechnung

der Bandstruktur um einem beliebigen Punkt  $\mathbf{k}_0$ , indem  $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  um  $\mathbf{k}_0$  entwickelt wird.

Die elementare  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode für Einteilchenzustände kann mit Hilfe der Envelope-Funktions-Näherung (EFA) auch zur Berechnung von Mehrteilchenzuständen verwendet werden. Insbesondere lassen sich mit der EFA Elektronen- und Lochzustände in einem elektrischen und magnetischen Feld bestimmen. Die grundlegende Idee der EFA besteht darin, die Wellenfunktion in zwei Anteile zu zerlegen, deren Ortsabhängigkeit auf einer unterschiedlichen Längenskala liegt:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_{n'\sigma'} \psi_{n'\sigma'}(\mathbf{r}) u_{n'\mathbf{0}}(\mathbf{r}) \times |\sigma'\rangle. \quad (1.17)$$

Die Blochfunktionen  $u_{n'\mathbf{0}}(\mathbf{r})$  am  $\Gamma$ -Punkt bilden einen schnell variierenden Anteil von  $\Psi(\mathbf{r})$ , der auf der Längenskala der Gitterkonstante oszilliert, während die ortsabhängigen Entwicklungskoeffizienten  $\psi_{n'\sigma'}(\mathbf{r})$  nur langsam auf dieser Skala modulieren und daher als Envelopefunktion bzw. Einhüllende bezeichnet werden. Die Zustände  $|\sigma'\rangle$  repräsentieren den Spinanteil der Wellenfunktion. Die EFA-Methode wird unter anderem zur Berechnung von exzitonischen Zuständen verwendet (siehe dazu Abschnitt 1.3). Im Folgenden werden die  $u_{n'\mathbf{0}}(\mathbf{r})$ , die gemäß Gl. (1.15) berechnet werden können, als bekannt vorausgesetzt. Nach Einsetzen von Gl. (1.17) in die Schrödingergleichung (1.14) ergibt sich für die gesuchten Entwicklungskoeffizienten  $\psi_{n'\sigma'}(\mathbf{r})$  ein System gekoppelter Differentialgleichungen mit entsprechenden  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Termen. Aus diesen Koeffizienten können letztlich die gesuchten Systemgrößen wie beispielsweise der Bandstrukturverlauf berechnet werden.

Um den Hamiltonoperator der GaAs-Halbleiterheterostruktur zu beschreiben, wird häufig das erweiterte Kane-Modell verwendet. [24, 25] Das grundlegende Konzept ist hierbei eine Zerlegung des Hamiltonoperators in Blöcke, von denen jeder einzelne die Wechselwirkung zwischen den jeweils berücksichtigten Bändern repräsentiert. Im Rahmen dieser Arbeit wird das  $8 \times 8$  Kane-Modell mit dem Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}_{8 \times 8} = \begin{pmatrix} \mathcal{H}_{6c6c} & \mathcal{H}_{6c8v} & \mathcal{H}_{6c7v} \\ \mathcal{H}_{8v6c} & \mathcal{H}_{8v8v} & \mathcal{H}_{8v7v} \\ \mathcal{H}_{7v6c} & \mathcal{H}_{7v8v} & \mathcal{H}_{7v7v} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

verwendet, wobei die einzelnen Blöcke die Wechselwirkung zwischen folgenden acht Bändern beschreiben: den  $\Gamma_6$ -artigen LB-Subbändern, den  $\Gamma_8$ -artigen VB-

Subbändern sowie den  $\Gamma_7$  artigen SO-Subbändern.<sup>3</sup> [26] So beschreibt der Block  $\mathcal{H}_{7v8v}$  die Wechselwirkung (WW) der Zustände des SO-Bandes mit den HH- bzw. LH-Zuständen, während  $\mathcal{H}_{6c6c}$  im Wesentlichen die parabolische Dispersion des LB wiedergibt. Die einzelnen Blöcke werden basierend auf Symmetrieüberlegungen aus fundamentalen Kenngrößen  $E_g, \Delta_{\text{SO}}, \dots$  des zu beschreibenden Systems berechnet; eine ausführliche Darstellung findet sich in [14].

## 1.3 Exzitonen

In der bisherigen Betrachtung wurde die Coulomb-WW zwischen den angeregten Elektronen im LB und den Löchern im VB nicht berücksichtigt. Aus der attraktiven Wechselwirkung zwischen einem Elektron und einem Loch resultiert eine korrelierte Bewegung der Teilchen im Halbleiter, wobei dieses gebundene Elektron-Lochpaar als Exziton bezeichnet wird. Exzitonische Effekte beeinflussen unter anderem die optischen Eigenschaften des Halbleiters, indem sie z. B. zusätzliche Absorptionslinien im Absorptionsspektrum hervorrufen. [27] Folglich sind Exzitonen von fundamentaler Bedeutung für die optischen Auswahlregeln und werden daher in diesem Abschnitt eingehend betrachtet.

Die gebundenen Zustände mit unterschiedlichem Elektronen- und Lochspin sind in der Lage, in einem direkten, einstufigen Prozess strahlend zu rekombinieren. Die nichtstrahlenden Exzitonen mit gleichem Elektronen- und Lochspin können hingegen nur nach dem Spin-Flip eines der beiden Ladungsträger unter Emission eines Photons zerfallen. Im weiteren Verlauf der Arbeit sind nur die strahlenden Exzitonen relevant, weshalb die nichtstrahlenden Exzitonen aus der Betrachtung ausgeklammert werden. Eine weitere grundlegende Einteilung von Exzitonen erfolgt anhand ihrer Ausdehnung im Gitter: Bei Frenkel-Exzitonen handelt es sich um sehr stark gebundene Exzitonen, bei denen Elektron und Loch in derselben oder der nächsten Elementarzelle lokalisiert sind. In den meisten Halbleitern ist die Coulomb-WW jedoch aufgrund der hohen Dielektrizitätskonstante so stark abgeschirmt, dass die Elektronen und Löcher häufig als schwach gebundene Wannier-Exzitonen vorliegen, [28] deren Wellenfunktionen sich im Gegensatz zum Frenkel-Exziton über mehrere Elementarzellen erstrecken. Die Dar-

---

<sup>3</sup>Hier wird die in der Literatur übliche Schreibweise verwendet, bei der das Leitungsband durch  $c$  und das Valenzband durch  $v$  gekennzeichnet wird.

stellung konzentriert sich im Folgenden auf die Wannier-Exzitonen.

Mit den Einteilchen-Blochfunktionen des Elektrons  $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}_e)$  und des Lochs  $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}_h)$  lässt sich der gekoppelte Zustand des Elektronen-Lochpaares in der EFA analog zu Gl. (1.17) durch

$$\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{N}}} \sum_{\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h} \sum_{n'_e, n'_h} \sum_{\sigma'_e, \sigma'_h} \Phi(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h) u_{n'_e \mathbf{k}_e}(\mathbf{r}_e) u_{n'_h \mathbf{k}_h}(\mathbf{r}_h) \times |\sigma'_e\rangle |\sigma'_h\rangle \quad (1.19)$$

beschreiben, wobei  $\Phi(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h)$  die Entwicklungskoeffizienten der Exzitonen-Envelopefunktion sind. Anhang B stellt den Lösungsweg zur numerischen Berechnung der Zustände aus Gl. (1.19) in einer Heterostruktur vor. Hier sollen zunächst die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der Exzitonen analysiert werden, weshalb das Problem in der Effektiven-Masse-Näherung betrachtet wird. Dazu wird die Schrödingergleichung für den Radial- und Winkelanteil der Envelopefunktion analog zum Wasserstoffproblem gelöst. [22] Zunächst erfolgt eine Transformation von Gl. (1.19) in den Ortsraum mit den Elektronen- und Loch-Ortsvektoren  $\mathbf{R}_e$  sowie  $\mathbf{R}_h$ , und anschließend wird ein Übergang zu den Relativ- und Schwerpunktskoordinaten

$$\mathbf{r} = \mathbf{R}_e - \mathbf{R}_h, \quad \mathbf{R} = \frac{m_e^* \mathbf{R}_e + m_h^* \mathbf{R}_h}{m_e^* + m_h^*} \quad (1.20)$$

vollzogen. Dadurch entkoppelt die Schrödingergleichung in den Schwerpunktsanteil, der die Bewegung eines freien Teilchens beschreibt, sowie den Relativanteil

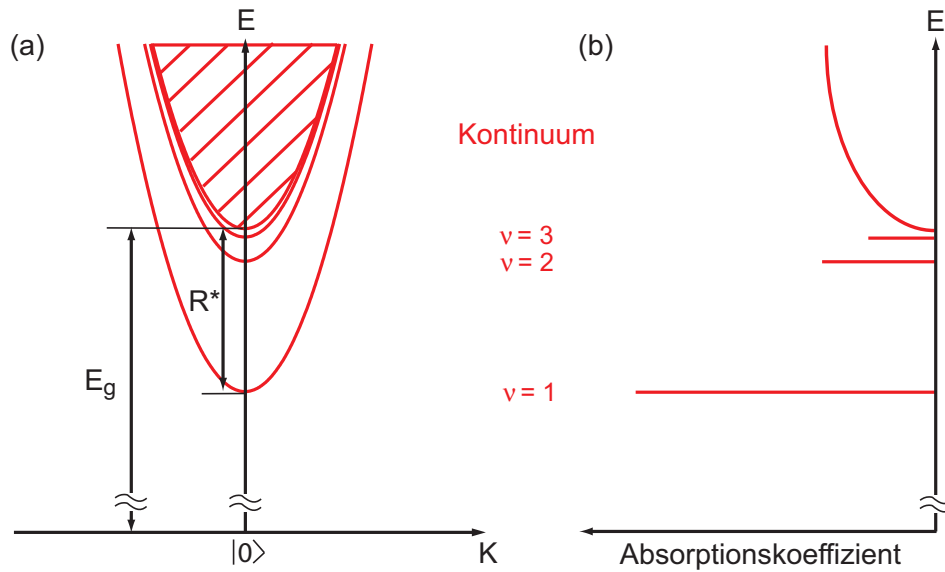
$$\left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{r}}^2 - \frac{e^2}{\epsilon_0 r} \right) \kappa(\mathbf{r}) = E_r \kappa(\mathbf{r}). \quad (1.21)$$

Hierbei ist  $\mu^{-1} = (m_e^*)^{-1} + (m_h^*)^{-1}$  die reduzierte Exzitonenmasse,  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums,  $e$  die Elektronenladung und  $\kappa(\mathbf{r})$  der Relativanteil der Exzitonen-Envelopefunktion. Aus der Lösung von Gl. (1.21) folgt das vom Wasserstoffatom bekannte exzitonsche Energieschema

$$E_\nu(K) = E_g + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} - \frac{R^*}{\nu^2}, \quad (1.22)$$

wobei  $K$  der Schwerpunktsimpuls und  $M = m_e^* + m_h^*$  die Gesamtmasse des Exzitons ist. Die diskreten Energieniveaus  $\nu = 1, 2, 3 \dots$  sind durch die effektive Rydbergenergie

$$\frac{R^*}{\nu^2} = \frac{1}{\nu^2} \cdot \left( \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0^2} \right) \quad (1.23)$$



**Abb. 1.6:** (a) Schematische Darstellung der Energieniveaus und der entsprechenden Dispersionsrelationen eines Exzitons im Volumenhalbleiter, (b) zugehöriges Absorptionsspektrum.

von den Kontinuumszuständen getrennt, wobei im GaAs-Volumenmaterial  $R^* = 4,9$  meV gilt. [29] Die Gleichungen (1.22) und (1.23) sind für 3D-Exzitonen gültig, bei 2D-Exzitonen muss  $\nu$  durch  $(\nu + 1/2)$  ersetzt werden mit  $\nu = 0, 1, 2, \dots$ . Die Exzitonendispersion  $E(K)$  der einzelnen Niveaus ist in Abb. 1.6(a) schematisch dargestellt. Die diskreten Energieniveaus unterhalb des Kontinuums erlauben optische Übergänge bei Anregungsenergien  $E_{\text{ex}} < E_g$ . Ein Elektron kann folglich aus dem VB in das LB angeregt werden, wobei die Übergangsenergie des Exzitons um dessen Bindungsenergie reduziert ist. Daraus resultiert ein Absorptionsspektrum, welches Abb. 1.6(b) zeigt. [30] Unterhalb der Bandlücke treten diskrete Absorptionslinien auf, die den quantisierten Exzitonenzuständen  $\nu = 1, 2, 3, \dots$  entsprechen. Der Verlauf der Kontinuumsabsorption resultiert letztlich aus der energieabhängigen Zustandsdichte des Systems.

In einem zweidimensionalen System spalten die VB- und LB-Zustände in Subbänder auf, sodass sich Elektron-Lochpaare mit unterschiedlicher Grundzustandsenergie aus verschiedenen Subbändern bilden können. Zur Klassifizierung der Exzitonen wird an einigen Stellen in dieser Arbeit ein weit verbreitetes Schema verwendet, bei dem das Elektron-Lochpaar durch den führenden

Beitrag des jeweiligen Loch-(HH $n$  bzw. LH $n$ ) und Elektronensubbandes ( $En$ ) beschrieben wird. [31] Hierbei ist  $n = 1, 2, 3, \dots$  der entsprechende Subbandindex. Beim HH1:E1-Übergang wird durch die Laseranregung also ein Exziton aus einem HH1-Subband-Loch und einem Elektron aus dem E1-Subband gebildet, wohingegen der führende Beitrag des LH1:E1-Exzitons aus einer Anregung vom LH1-Subband resultiert, etc. Die dominanten Beiträge zum exzitonischen Absorptionsspektrum eines symmetrischen QWs ergeben sich aus Zuständen, bei denen sowohl das Loch als auch das Elektron aus Bändern stammen, die entweder beide einen geraden oder beide einen ungeraden Subbandindex besitzen. Die Ursache dafür liegt darin, dass diese Zustände die gleiche Symmetrie besitzen und damit aufgrund des Überlapps der Wellenfunktionen eine Bindung eingehen können. Dennoch koppelt die Coulomb-WW auch Subbänder mit unterschiedlicher Parität, allerdings nur schwach, sodass der Beitrag dieser Zustände zum Absorptionsspektrum im Allgemeinen vernachlässigbar ist. Um die Exzitonen weiter zu klassifizieren, wird häufig das magnetische Moment  $m_E$  des 2D-Exzitons durch  $m_E = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  oder auch  $s, p_{\pm}, d_{\pm}, \dots$  angegeben, sodass die vollständige Bezeichnung HH $n$ :E $n$ ( $m_E$ ) lautet, z. B. HH1:E1( $s$ ). [32] Auf diese Angabe wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit aus Gründen der besseren Lesbarkeit verzichtet, da alle betrachteten Exzitonenzustände  $m_E = 0$  besitzen.

Aufgrund der Subbandstruktur des QWs liegen die diskreten Resonanzen eines Exzitons häufig energetisch im Kontinuum eines anderen Exzitons mit geringerer Bindungsenergie. Das Mischen der diskreten Zustände mit den Kontinuumszuständen führt zu einer Verbreiterung der Resonanz und einer asymmetrischen Linienform. Insgesamt werden diese Mischzustände als Fano-Resonanzen bezeichnet [33] und spielen auch in den hier vorgestellten Messungen eine entscheidende Rolle, da die Form der Absorptionslinie den optisch erzeugten Spinpolarisationsgrad beeinflusst.

### 1.4 Spinrelaxation

Da der Spinpolarisationsgrad der Ladungsträger in der vorliegenden Arbeit zeit aufgelöst gemessen wird, zeigt sich in den Daten auch der Einfluss der Ladungsträger-Spinrelaxation. Dabei spielt die LB-Aufspaltung in inversionsasymmetrischen Strukturen eine entscheidende Rolle und wird in Abschnitt 1.4.1 be-

sprochen. Die relevanten Spinrelaxationsmechanismen werden anschließend in Abschnitt 1.4.2 vorgestellt.

### 1.4.1 Spinaufspaltung im GaAs-Leitungsband

Das  $\Gamma_6$ -artige LB ist in einem einfachen Bild gemäß Abb. 1.1 zweifach spinentartet, die Bänder werden im Folgenden mit  $E_+(\mathbf{k})$  bzw.  $E_-(\mathbf{k})$  bezeichnet. Die Entartung beruht auf der Annahme, dass das betrachtete System inversionssymmetrisch in Raum und Zeit ist. [34] Aus der räumlichen Inversionssymmetrie folgt  $E_+(\mathbf{k}) = E_+(-\mathbf{k})$ , während aus der Inversionssymmetrie in der Zeit  $E_+(\mathbf{k}) = E_-(-\mathbf{k})$  folgt. Die Kombination dieser Beziehungen führt zu  $E_+(\mathbf{k}) = E_-(\mathbf{k})$ , also der Aussage, dass das LB spinentartet ist. Eine fehlende Inversionssymmetrie des Systems bewirkt folglich die Aufhebung der LB-Spinentartung. Der tiefere Grund für die Aufhebung der Spinentartung liegt in der Tatsache, dass die Inversionsasymmetrie des Coulombpotentials in den SB-Hamiltonoperator aus Gl. (1.3) eingeht, wodurch die Symmetriebrechungen mittels des SB-Terms aus Gl. (1.3) effektiv auf die Bandstruktur übertragen werden. Bei fehlender SB-Kopplung haben daher die nachfolgend beschriebenen Inversionsasymmetrien keinen Einfluss auf die LB-Spinentartung. [14]

#### Inversionsasymmetrie der Zinkblendestruktur (BIA)

Wie bereits erwähnt ist die Punktgruppe der Zinkblendestruktur die eines Tetraeders. Bei der näheren Betrachtung der Struktur eines Tetraeders fällt auf, dass diese kein Inversionszentrum besitzt und folglich inversionssymmetrisch ist. Daher ist die Beziehung  $E_+(\mathbf{k}) = E_+(-\mathbf{k})$  bei einem Zinkblende-HL nicht erfüllt, [35] sodass aus der Inversionsasymmetrie des GaAs-Volumenhalbleiters (BIA) eine Spinaufspaltung des Leitungsbandes resultiert. Der zugehörige Hamiltonoperator  $\mathcal{H}_{\text{Dressel}}$  hat die Form

$$\mathcal{H}_{\text{Dressel}} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}_{\text{BIA}}(\mathbf{k}), \quad (1.24)$$

wobei

$$\boldsymbol{\Omega}_{\text{BIA}}(\mathbf{k}) = \frac{2\gamma}{\hbar} \begin{pmatrix} k_x (k_y^2 - k_z^2) \\ k_y (k_z^2 - k_x^2) \\ k_z (k_x^2 - k_y^2) \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

ist. Die Spinaufspaltung wird hierbei ähnlich zur Zeeman-Aufspaltung durch die Wirkung eines effektiven Magnetfeldes  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}) \propto \mathbf{\Omega}_{\text{BIA}}(\mathbf{k})$  beschrieben. Das effektive Magnetfeld ist zum einen durch den Spin-Bahn-Koeffizient  $\gamma$  material-spezifisch, zum anderen hängt  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  von der Richtung und vom Betrag des Elektronen-Wellenvektors ab. Im 2DES mit einer Quantisierung in  $z$ -Richtung werden  $k_z$  und  $k_z^2$  durch ihre Erwartungswerte  $\langle k_z \rangle$  und  $\langle k_z^2 \rangle$  ersetzt.

### Struktur-Inversionsasymmetrie (SIA)

In Halbleiterheterostrukturen kann die räumliche Inversionssymmetrie durch die Geometrie der Struktur gebrochen werden. Werden z. B. einseitig lokalisierte Dotierungen eingebracht, sodass ein Potentialabfall über den QW entsteht, ist das Einschlusspotential  $V(\mathbf{r})$  des QWs nicht mehr symmetrisch. Durch eine Taylor-Entwicklung des Einschlusspotentials

$$V(\mathbf{r}) = V_0 + e\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{r} + \dots \quad (1.26)$$

kann die resultierende Inversionsasymmetrie mittels eines elektrischen Feldes  $\boldsymbol{\varepsilon}$  charakterisiert werden. Aus der SIA folgt wiederum eine Aufhebung der LB-Spinentartung, [36] wobei der zugehörige Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}_{\text{Rashba}} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{\Omega}_{\text{SIA}}(\mathbf{k}_{\parallel}) \quad (1.27)$$

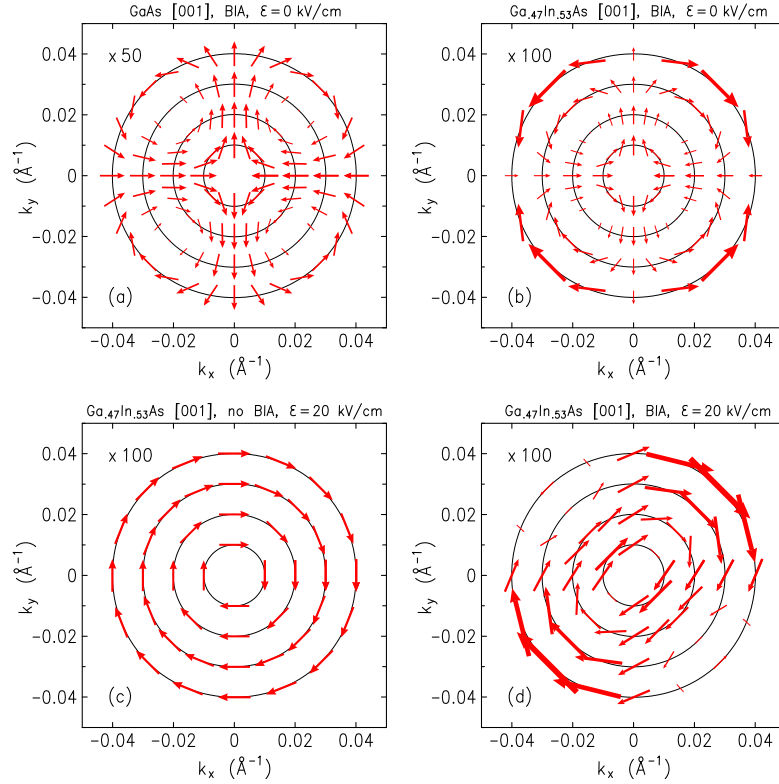
mit

$$\mathbf{\Omega}_{\text{SIA}}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{2\alpha_{\text{R}}}{\hbar} \begin{pmatrix} k_y \\ -k_x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

die Wirkung des effektiven Magnetfeldes  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel}) \propto \mathbf{\Omega}_{\text{SIA}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  beschreibt. [37] In der zweidimensionalen Struktur ist  $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$  der Wellenvektor der Elektronen in der QW-Ebene. Der materialspezifische Rashba-Parameter  $\alpha_{\text{R}}$  berechnet sich durch Mittelung der ortsabhängigen Rashba-Koeffizienten  $r^{6c6c}$  über den QW und das Barrierenmaterial gemäß  $\alpha_{\text{R}} = \langle r^{6c6c} \varepsilon_z \rangle$ , wobei  $\varepsilon_z$  ein elektrisches Feld in  $z$ -Richtung darstellt.

Um den Einfluss der LB-Aufspaltung auf den Ladungsträgerspin zu beschreiben, wird die Wirkung der Spinaufspaltung in einer 2D-Struktur häufig mittels des herrschenden effektiven Gesamtmagnetfeldes  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel}) \propto \mathbf{\Omega}_{\text{BIA}} + \mathbf{\Omega}_{\text{SIA}}$





**Abb. 1.7:** Effektives Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  für einen (a) GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As- und (b)-(d) einen Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>P-InP-QW (in allen Fällen ist  $b = 10$  nm). In (a) und (b) wird die SIA vernachlässigt und nur der Einfluss der BIA berücksichtigt, während in (c)  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  aufgrund eines elektrischen Felds  $\varepsilon_z = 20$  kV/cm mit vernachlässigter BIA gezeigt wird. (d) zeigt  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  bei gleichzeitigem Einfluss von BIA und SIA (wiederum ist  $\varepsilon_z = 20$  kV/cm). Gesamte Abbildung entnommen aus [14].

beschrieben. Die Orientierung des effektiven Magnetfeldes hängt dabei gemäß Gln. (1.25) und (1.28) entscheidend von der Richtung des Wellenvektors  $\mathbf{k}_{\parallel}$  ab, und die Stärke von  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  ist proportional zur Größe der LB-Aufspaltung  $\Delta S = E_+(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_-(\mathbf{k}_{\parallel})$ . Orientierung und Stärke von  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  spielen eine wichtige Rolle in der gesamten vorliegenden Arbeit, da das effektive Magnetfeld die Grundlage für verschiedene Spinrelaxationsmechanismen bildet (siehe Abschnitt 1.4). Außerdem basieren die in Kap. 5 vorgestellten Messungen zur LB-Aufspaltung auf den unten vorgestellten Berechnungen. Daher ist in Abb. 1.7 das unter Verwendung eines  $8 \times 8$  Kane-Hamiltonoperators gemäß Gl. (1.18) numerisch berechnete  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  exemplarisch für zwei verschiedene QW-Strukturen dargestellt. Der

Vergleich dieser Resultate zeigt deutliche Unterschiede zwischen dem BIA- und dem SIA-induzierten  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  und auch zwischen den untersuchten Materialsystemen. Während das effektive Magnetfeld in Abb. 1.7(a) im Falle eines reinen BIA-Einflusses auch parallel zu  $\mathbf{k}_{\parallel}$  orientiert sein kann, gilt in Abb. 1.7(c) immer  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel}) \perp \mathbf{k}_{\parallel}$  bei der Berücksichtigung reiner SIA. Der Vergleich von Abb. 1.7(a) und (b) zeigt die Abhängigkeit des effektiven Magnetfeldes vom Materialsystem, da z. B.  $|\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})|$  im GaAs-QW bei  $k_{\parallel} = 0,04 \text{ \AA}^{-1}$  nicht so stark variiert wie im  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{P-InP-QW}$ .

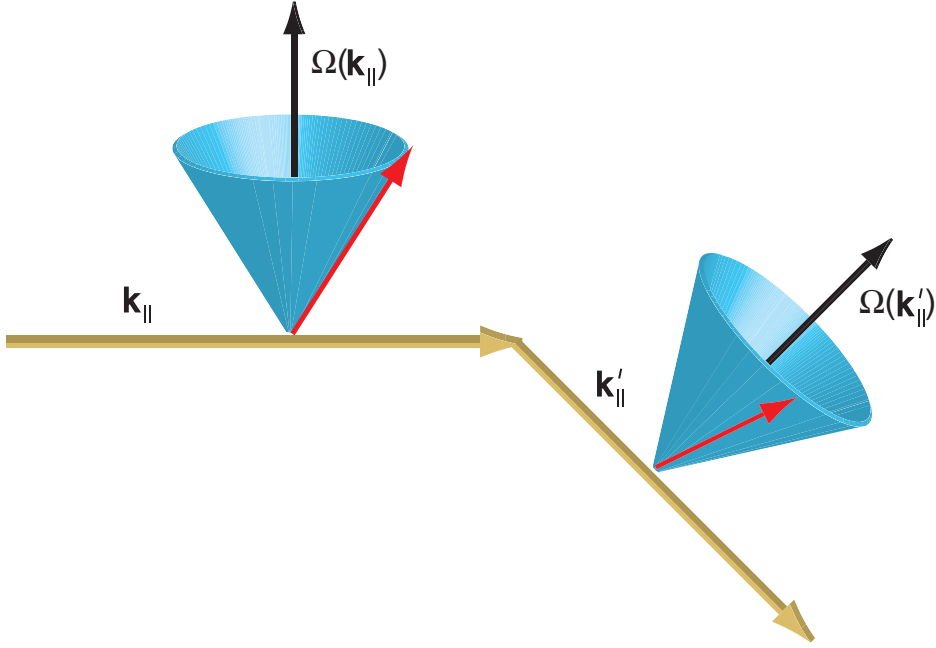
## 1.4.2 Spinrelaxationsmechanismen

### D'yakonov-Perel'-Mechanismus

Der D'yakonov-Perel' (DP)-Mechanismus ist insbesondere in GaAs-basierten Systemen ein sehr effizienter Spinrelaxationsmechanismus, der aus der Wirkung des effektiven Magnetfeldes  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  auf den Elektronenspin resultiert. [38] Dabei führt der Elektronenspin eine Präzessionsbewegung um das effektive Magnetfeld aus, deren Ursprung sich quantenmechanisch wie folgt verstehen lässt: Der Erwartungswert des Elektronenspins befindet sich nicht in einem Eigenzustand des Systems. Aus der zeitabhängigen Schrödingergleichung für den Spinzustand  $\mathbf{S}$  folgt dann die Bewegungsgleichung

$$\frac{d}{dt}\mathbf{S} = \mathbf{S} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}, \quad (1.29)$$

die eine Präzession des Elektronenspins um das effektive Magnetfeld beschreibt. Anschaulich gesehen folgt die Präzession aus der Bestrebung des Systems, den Spin in einen Eigenzustand mit einer Spinorientierung parallel bzw. antiparallel zum Magnetfeld zu überführen. Aus der Präzession resultiert ein Verlust der Elektronen-Spinpolarisation, der sich gut am Beispiel eines Ensembles aus spinpolarisierten Elektronen veranschaulichen lässt. Durch Stoßprozesse der Elektronen mit der Umgebung (z. B. an Störstellen oder anderen Ladungsträgern) ändert sich  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  für jedes Elektron individuell, wodurch das Ensemble ein  $\mathbf{k}_{\parallel}$ -abhängiges, zufällig fluktuierendes effektives Magnetfeld erfährt. Der Elektronenspins präzedieren also um Magnetfeldachsen mit unterschiedlicher Orientierung, woraus insgesamt ein Verlust der ursprünglichen Spinorientierung resultiert.



**Abb. 1.8:** Schematische Darstellung des *motional narrowing*.

Die Effizienz der DP-Spinrelaxation ist eng mit der Impulsstreuzeit der Ladungsträger  $\tau_p$  verbunden, da die Häufigkeit der Streuprozesse die effektive Änderung der Spinorientierung beeinflusst. Herrscht in dem QW ein isotropes effektives Magnetfeld, so gilt für die Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  die Beziehung

$$\frac{1}{\tau_s} \propto \langle \Omega^2 \rangle \tau_p, \quad (1.30)$$

wobei  $\langle \Omega^2 \rangle$  das über  $\mathbf{k}_{\parallel}$  gemittelte effektive Magnetfeld aus den Gln. (1.25) und (1.28) ist. Gleichung (1.30) beschreibt einen Effekt, der häufig durch den englischsprachigen Begriff *motional narrowing* bezeichnet wird. [38, 39] Nach dem Stoß eines Elektrons beispielsweise mit einem anderen Elektron ändert sich der Wellenvektor von  $\mathbf{k}_{\parallel}$  zu  $\mathbf{k}'_{\parallel}$ . Folglich ist das Elektron dann einem effektiven Magnetfeld  $\Omega(\mathbf{k}'_{\parallel})$  ausgesetzt, das gemäß den Gln. (1.25) und (1.28) in der Regel eine andere Orientierung als  $\Omega(\mathbf{k}_{\parallel})$  hat. Abbildung 1.8 zeigt schematisch die Rotation des Elektronenspins um das  $\mathbf{k}_{\parallel}$ -abhängige Magnetfeld. Bei kurzen Impulsstreuzeiten erfolgen viele Streuprozesse der Elektronen, sodass sich die Orientierung der Achse, um die der Elektronenspin präzediert, häufig ändert. Da der Spin nur kurz um die jeweilige Achse rotiert, wird die Spinorientierung nur schwach beeinflusst, und folglich werden lange  $\tau_s$  beobachtet. Lange Impulsstreuzeiten hingegen

führen zu einer geringen  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$ -Fluktuation, sodass der Präzessionswinkel des Elektronenspins bezogen auf die jeweilige Magnetfeldachse relativ groß ist, bevor die Orientierung des einwirkenden  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  durch einen Stoßprozess geändert wird. Daraus resultiert ein signifikanter Verlust der ursprünglichen Spinorientierung durch DP-Relaxation und damit ein relativ kurzes  $\tau_s$ .

Die Spinrelaxation durch den DP-Mechanismus hängt weiterhin sehr stark von der Temperatur des Systems ab: Bei höheren Temperaturen werden LB-Zustände mit größeren  $\mathbf{k}_{\parallel}$  besetzt, sodass die Impulsstreuzeit aufgrund der zunehmenden Anzahl von Ladungsträgerstoßprozessen abnimmt und damit  $\tau_s$  gemäß Gl. (1.30) ansteigt. Allerdings herrscht bei höheren  $\mathbf{k}_{\parallel}$  ein größeres effektives Magnetfeld, wodurch die Spinrelaxationszeit abnimmt. Da letzterer Effekt den Anstieg von  $\tau_s$  aufgrund geringerer  $\tau_p$  überkompensiert, treten insgesamt bei höheren Temperaturen geringere Spinrelaxationszeiten auf, sodass der DP-Mechanismus generell bei höheren Temperaturen an Bedeutung gewinnt. [37, 40] Auch die Struktur des QWs hat großen Einfluss auf die Effizienz des DP-Mechanismus. In einem (110)-orientierten GaAs-QW setzt sich das effektive Magnetfeld durch eine Superposition von  $\mathbf{\Omega}_{\text{SIA}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  in der QW-Ebene und  $\mathbf{\Omega}_{\text{BIA}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  in  $z$ -Richtung zusammen. [14] In einer symmetrischen Struktur ohne SIA-Einfluss ist die DP-Spinrelaxation in Wachstumsrichtung vollständig unterdrückt, da  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  in  $z$ -Richtung zeigt. Folglich ist ein Elektronenspin in  $z$ -Richtung hier parallel zum effektiven Magnetfeld orientiert, sodass gemäß Gl. (1.29)  $\dot{\mathbf{S}} = 0$  gilt und somit keine Spinrelaxation durch die Präzessionsbewegung erfolgt. Daher werden in (110)-QWs für die  $z$ -Komponente des Elektronenspins sehr lange  $\tau_s$  beobachtet. [41] Weiterhin kann der SIA-Beitrag zur DP-Spinrelaxation durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes in  $z$ -Richtung variiert werden, wodurch sehr lange Spinrelaxationszeiten erzielt werden. [42]

### Bir-Aronov-Pikus (BAP)-Mechanismus

Da sowohl der Elektronen- sowie der Lochspin mit einem magnetischen Moment verbunden ist, kann bei einem Überlapp der Wellenfunktionen eine Interaktion aufgrund der magnetischen Austauschwechselwirkung stattfinden. Daher können Spinumklapp-Prozesse von Löchern über die Austauschwechselwirkung das Umklappen von Elektronenspins induzieren und somit zu einer Spinrelaxa-

tion führen. Dieser Mechanismus wurde von BIR, ARONOV und PIKUS vorgeschlagen und wird als BAP-Mechanismus bezeichnet. [43] Die Ursache der BAP-Spinrelaxation wird oft anschaulich durch die Präzession des Elektronenspins um das vom Lochspin erzeugte effektive Magnetfeld dargestellt. [44] Im Gegensatz zum DP-Mechanismus nimmt die Effizienz des BAP-Mechanismus mit steigender Temperatur ab, da der Elektronen-Loch-Überlapp durch die Besetzung höherer  $\mathbf{k}$  abnimmt. Weiterhin führt eine erhöhte Lochdichte zu einer verstärkten BAP-Spinrelaxation.

### Weitere Spinrelaxationsmechanismen

Der Elliott-Yafet-Mechanismus basiert auf der Mischung von LB- mit VB-Zuständen unterschiedlicher Spinorientierungen und ist daher besonders effektiv in Strukturen mit geringer Bandlücke. Aufgrund der SB-Wechselwirkung koppeln Zustände mit Spin-up und Spin-down untereinander, und die Wechselwirkung des gekoppelten Zustands mit Phononen oder Störstellen führt zu einer Spinrelaxation. [45, 46] Für den Elliott-Yafet-Mechanismus gilt im Gegensatz zur DP-Spinrelaxation  $\tau_s \propto \tau_p$ . Daher hat der Elliott-Yafet-Mechanismus in der Regel nur bei höheren Temperaturen eine relevante Bedeutung und wird aus diesem Grund in der vorliegenden Arbeit nicht weiter betrachtet.

Der Intersubband-Relaxationsmechanismus ist auf die Streuung der Elektronen aus verschiedenen LB-Subbändern zurückzuführen. [47] Ähnlich wie beim Elliott-Yafet-Mechanismus führt die Mischung der Subbandzustände durch die SO-Wechselwirkung dazu, dass Spin-Flip-Übergänge bei den Streuprozessen schwach erlaubt sind und dadurch eine Spinrelaxation auftritt. Dieser Mechanismus ist insbesondere in (110)-GaAs-QWs mit kleinen Subbandabständen von Bedeutung und wird wie der Elliott-Yafet-Mechanismus in dieser Arbeit vernachlässigt.

# KAPITEL 2

---

## MESSAUFBAU

---

In diesem Kapitel wird zunächst in Abschnitt 2.1 der typische Messaufbau für die zeit- und polarisationsaufgelöste PL-Spektroskopie vorgestellt, der für die in Kap. 3 sowie in Kap. 4 besprochenen Experimente verwendet wurde. Hierbei erfolgt die optische Anregung der Ladungsträger sowie die Detektion der PL in Wachstumsrichtung der untersuchten Probe. Im Gegensatz dazu wird in Abschnitt 2.2 eine experimentelle Anordnung beschrieben, bei der die Probe seitlich angeregt und die PL zeitaufgelöst in Wachstumsrichtung detektiert wird. In Abschnitt 2.3 wird der Aufbau der PLE<sup>1</sup>-Messungen besprochen.

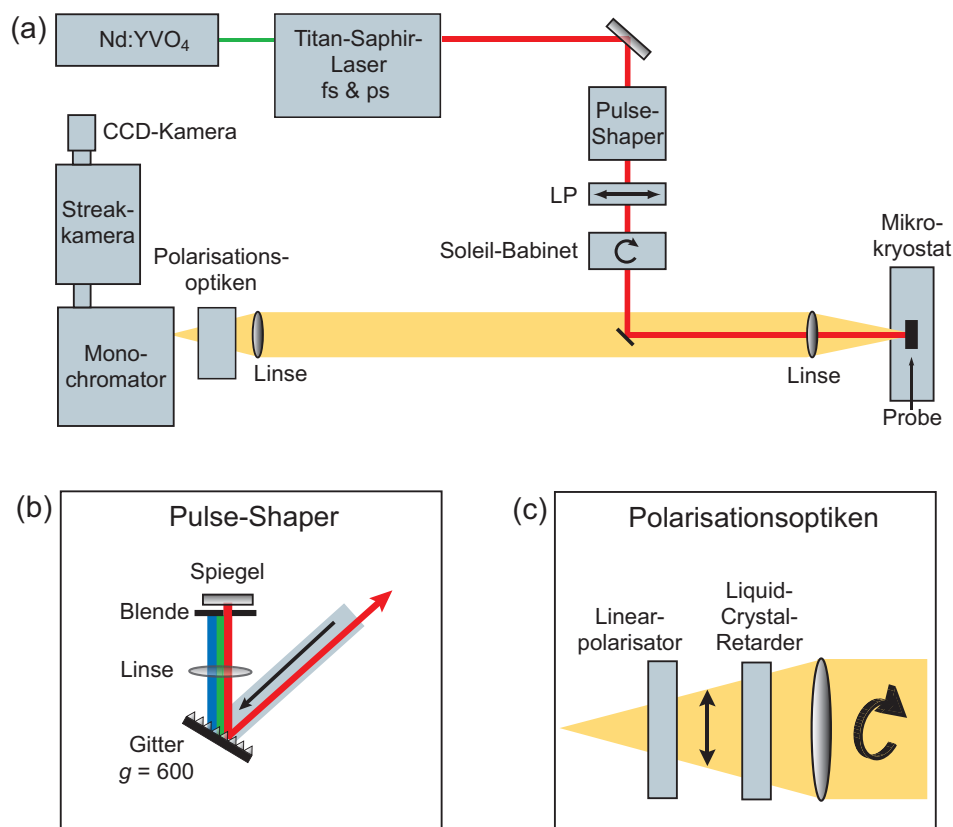
### 2.1 Zeitaufgelöste PL-Spektroskopie

Abbildung 2.1(a) zeigt den experimentellen Aufbau der zeit- und polarisationsaufgelösten PL-Spektroskopie. Ein modengekoppelter Titan-Saphir-Laser, der von einem frequenzverdoppelten Neodym-YVO<sub>4</sub>-Laser mit einer Leistung von 5–10 W bei 532 nm gepumpt wird, erzeugt kurze Laserpulse mit einer Pulsdauer von ca. 100–200 fs bzw. 2–3 ps. Die Pulswiederholfrequenz beträgt 80 MHz und die Wellenlänge der Pulse ist kontinuierlich durchstimmbare im Bereich von 700–880 nm, wobei die zeitgemittelte maximale Ausgangsleistung 1,8 W bei

---

<sup>1</sup>Aus dem Englischen: Photoluminescence Excitation

## 2.1. ZEITAUFGELÖSTE PL-SPEKTROSKOPIE



**Abb. 2.1:** (a) Messaufbau der zeitaufgelösten PL-Spektroskopie. In (b) ist der Aufbau des Pulse-Shapers schematisch dargestellt, (c) zeigt die Anordnung der Optiken zur polarisationsaufgelösten Spektroskopie.

780 nm beträgt. Die Leistung  $P_{\text{ex}}$  der anregenden Pulse wird in diesem Aufbau durch einen variablen Abschwächer eingestellt.

Befindet sich der Laser im fs-Betrieb, verfügen die einzelnen Pulse über eine Halbwertsbreite von ca. 8 – 10 nm, was einer energetischen Halbwertsbreite von 15,5 – 20 meV bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm entspricht. Da die typische Linienbreite der optischen Übergänge in den hier untersuchten Proben 1 – 2 meV beträgt, müssen die Pulse spektral geformt werden, um die Übergänge resonant anregen zu können. Daher wird im fs-Betrieb ein Pulse-Shaper in den Strahlengang gebracht, um die Pulsbreite im Frequenzraum zu reduzieren [siehe Abb. 2.1(b)]. Der einfallende Puls wird mittels eines Gitters (Strichzahl  $g = 600$ ) spektral aufgespalten und über eine Linse auf eine Blende abgebildet. Das transmittierte Licht wird über einen Spiegel auf das Gitter zurückreflektiert und an-

schließend wieder in den ursprünglichen Strahlengang eingekoppelt. Durch Verfahren der Blendenposition und durch Variation der Blendenbreite kann die Wellenlänge bzw. die Halbwertsbreite des rückgekoppelten Pulses eingestellt werden. Die Pulsbreite kann mittels des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Pulse-Shapers auf bis zu 1 meV reduziert werden.

Die zirkulare Polarisation der Pulse wird durch den Linearpolarisator (LP) und den Soleil-Babinet-Kompensator eingestellt. Bei der Eichung des Soleil-Babinet-Kompensators wurde insbesondere darauf geachtet, dass der Einfluss von nachfolgenden Spiegeln auf den Polarisationszustand kompensiert wird. [48] Die zirkular polarisierten Pulse werden anschließend über einen Spiegel umgelenkt und mittels einer Linse auf die Probe fokussiert. Die Probe ist in einem für optische Messungen geeigneten Heliumdurchflusskryostaten angebracht und kann dort auf Temperaturen bis zu  $T = 4,2$  K abgekühlt werden.

Die bei der Ladungsträgerrekombination emittierte PL der Probe wird durch zwei Linsen auf den Eingangsspalt eines Gittermonochromators abgebildet. Zur polarisationsaufgelösten Detektion wird ein Flüssigkristall-Verzögerer mit elektrisch einstellbarer Verzögerung in Kombination mit einem Linearpolarisator verwendet [siehe Abb. 2.1(c)]. Die an den Verzögerer angelegte Spannung wird so gewählt, dass die  $\sigma^\pm$ -polarisierte Komponente der PL durch die auftretende Verzögerung in senkrecht bzw. parallel zur Tischebene linear polarisiertes Licht konvertiert wird. Das Licht passiert anschließend einen LP mit fest eingestellter Polarisationsrichtung<sup>2</sup>, sodass die Intensitäten der  $\sigma^+$ - bzw.  $\sigma^-$ -polarisierten PL-Komponenten durch Anlegen der entsprechenden Spannung an den Flüssigkristall-Verzögerer getrennt voneinander detektiert werden können. Da diese Verzögerung wellenlängenabhängig ist, muss bei polarisationsaufgelösten Messungen besonderes Augenmerk auf eine sorgfältige Eichung und Fehlerkorrektur gelegt werden. Dazu wird der Flüssigkristall-Verzögerer zunächst so geeicht, dass die perfekte zirkulare Polarisation des Laserpulses bei einer Zentralwellenlänge  $\lambda = 770$  nm fehlerfrei detektiert wird. Anschließend wird der Polarisationsgrad des zirkular polarisierten Laserpulses bei unterschiedlichen Wellenlängen im Bereich  $720 \leq \lambda \leq 820$  nm in der oben ermittelten Einstellung des Verzögerers gemessen. Aus dem Fehler in der Detektion kann schließlich ein Korrekturfaktor für die Inten-

---

<sup>2</sup>Aufgrund der Bauweise des Gittermonochromators ist die eingestellte Polarisationsrichtung in der Regel parallel zur Tischebene orientiert.



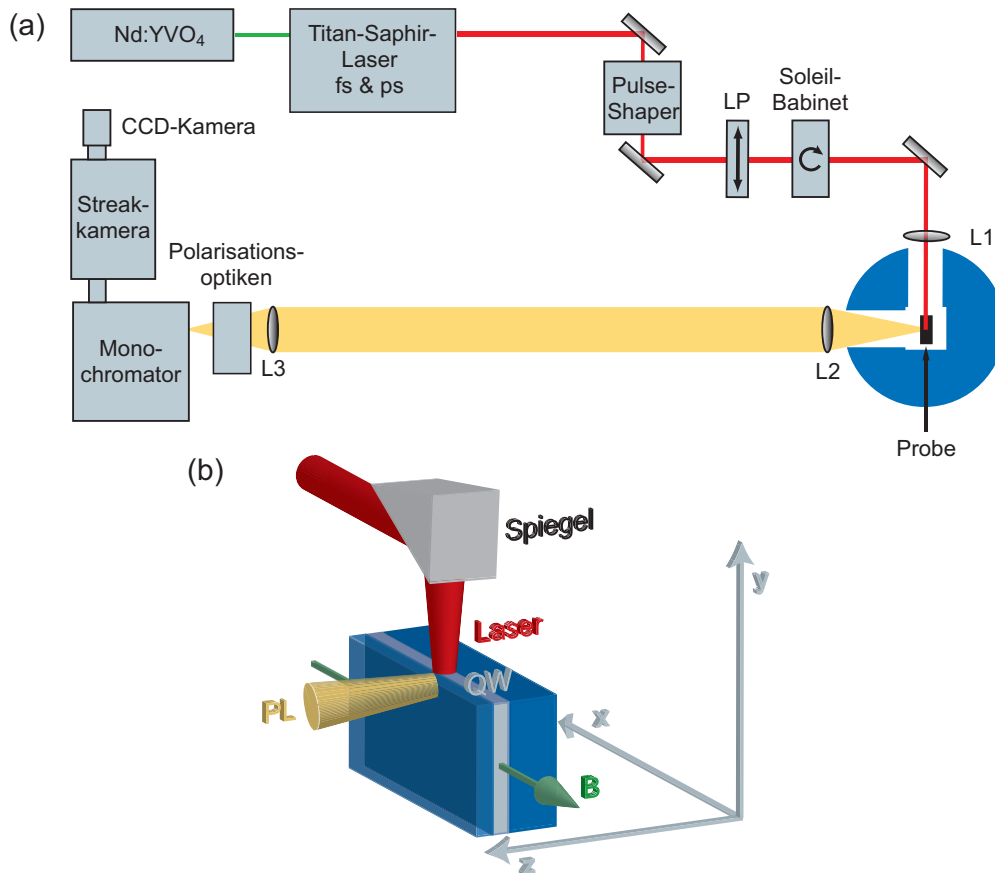
sität der QW-PL bei der entsprechenden Wellenlänge berechnet werden. Das spektral aufgespaltene Licht wird schließlich durch eine Streackkamera zeitaufgelöst auf eine CCD-Kamera abgebildet und dort detektiert. Die Zeitauflösung der Streackkamera ist stufenweise einstellbar, wobei die höchste erzielte Auflösung ca. 6 ps beträgt.

## 2.2 Messaufbau zur seitlichen Anregung

Abbildung 2.2(a) zeigt den Messaufbau der Experimente zur seitlichen Anregung, die in Abschnitt 3.4 besprochen werden. Die Anregung der Probe erfolgt wiederum durch zirkular polarisierte fs-Laserpulse, die mittels eines Pulseshapers spektral geformt werden. Da die Experimente zu den optischen Auswahlregeln bei seitlicher Anregung das Anlegen eines statischen Magnetfeldes erfordern, wird die Probe hier in einem Heliumdampfkryostaten mit supraleitenden Spulen montiert. Bei diesem System können Magnetfeldstärken von bis zu 11,5 T angelegt werden, wobei die einstellbare Probentemperatur im Bereich von 1,5 – 300 K liegt. Anregung und Detektion erfolgen hier auf getrennten optischen Wegen: Die Laserpulse werden über die Linse L1 und einen Umlenkspiegel seitlich auf eine Probenspaltfläche fokussiert [siehe Abb. 2.2(b)]. Die Anregung erfolgt also in diesem Koordinatensystem in  $y$ -Richtung, wobei die  $z$ -Richtung der Wachstumsrichtung der Probe entspricht. Ein externes Magnetfeld  $B = \pm 2$  T in  $x$ -Richtung sorgt für die Larmor-Präzession des angeregten Elektronenspins, wodurch der Spinpolarisationsgrad mittels Spinquantenschwebungs-Spektroskopie gemessen werden kann [siehe Abschnitt 3.2.2]. Die Detektion der emittierten PL erfolgt entlang der  $z$ -Richtung analog zu der in Abschnitt 2.1 vorgestellten Methode.

## 2.3 PLE-Aufbau

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden teilweise mittels der PLE-Spektroskopie charakterisiert. Bei einer PLE-Messung wird die bei einer festen Detektionsenergie gemessene PL-Intensität als Funktion der Anregungsenergie  $\hbar\omega$  gemessen. Aus diesen Daten lassen sich direkt Rückschlüsse auf den Absorptionskoeffizienten  $\alpha(\omega)$  ziehen, da im Bereich moderater Anregungsenergien die Intensität der emittierten PL proportional zur Anzahl der angeregten Ladungs-



**Abb. 2.2:** (a) Skizze des Messaufbaus zur zeitaufgelösten PL-Spektroskopie bei seitlicher Anregung der Probe. (b) zeigt die spezielle Messgeometrie zur seitlichen Anregung und zur Detektion in Wachstumsrichtung bei externem Magnetfeld in der Quantenfilmebene.

träger ist.

Der Messaufbau dieser Methode basiert auf dem PL-Aufbau aus Abb. 2.1, wobei folgende Modifikationen vorgenommen wurden: Der Laser wird im Dauerstrich-Modus betrieben, indem der Ausgangspalt des Lasers vollständig geöffnet wird und somit eine Modenkopplung nicht mehr erfolgt. Zur Einstellung der Emissionswellenlänge wird ein Schrittmotor an der entsprechenden Mikrometerschraube angebracht und über den USB-Port eines Messrechners gesteuert. Die Detektion der PL erfolgt weiterhin über die Streakkamera, bei der die Zeitablenkung deaktiviert ist. Da auch der Auslesevorgang des CCD-Bildes vom PC gesteuert wird, läuft das Experiment vollautomatisiert ab. Für jeden Messpunkt

wird die Leistung des anregenden Lichts durch ein Leistungsmessgerät aufgenommen, um die PL-Intensität anschließend auf die Laserleistung zu normieren.

# KAPITEL 3

---

## OPTISCHE AUSWAHLREGELN IN GAAs-QWs

---

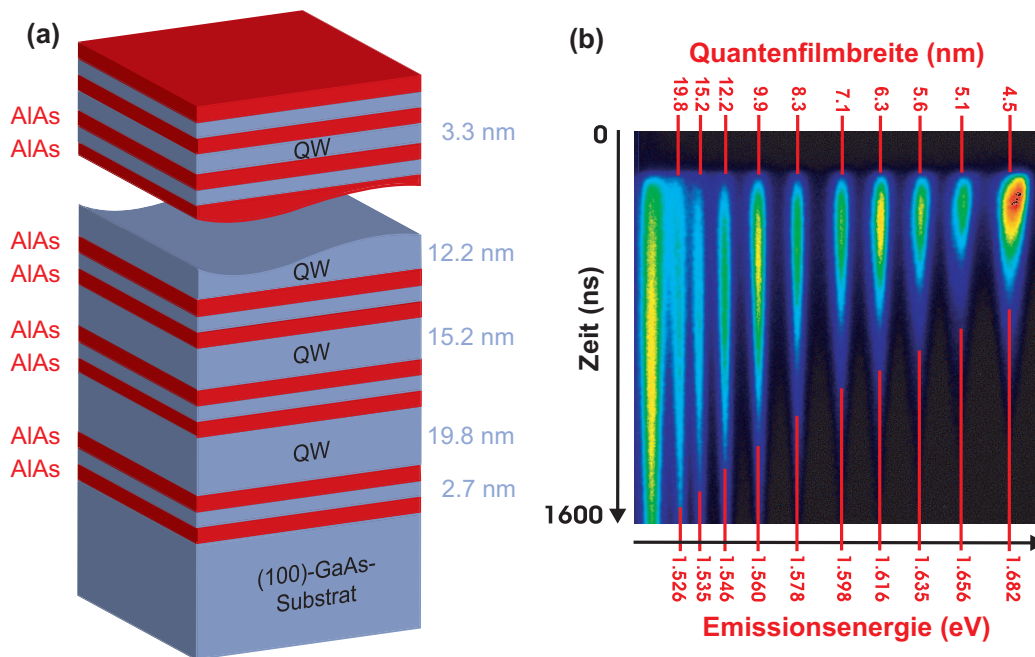
Die optischen Auswahlregeln bilden die Grundlage für die Durchführung und Interpretation einer Vielzahl von spinabhängigen Experimenten in Halbleiterheterostrukturen. Aus diesem Grund bedürfen die Auswahlregeln in realen 2D-Strukturen einer detaillierten Kenntnis. In Abschnitt 1.2.1 wurde bereits festgestellt, dass der Bandstrukturverlauf die Auswahlregeln in einem 2DES stark beeinflusst. Gerade dieser Effekt wurde in der Literatur bisher allerdings nicht systematisch untersucht, sodass ein tiefgreifendes Verständnis der realen Auswahlregeln bisher fehlt. Daher ist die Analyse der grundlegenden physikalischen Prozesse bei der optischen Anregung und Detektion von spinpolarisierten Ladungsträgern in 2D-Systemen Gegenstand dieses Kapitels. Durch die Anregung optischer Übergänge mit einer Energie, die größer als die effektive Bandlücke des QWs ist, wird der Einfluss der Bandstruktur jenseits des  $\Gamma$ -Punktes auf die optischen Auswahlregeln untersucht. Der Spinpolarisationsgrad der erzeugten Ladungsträger wird anschließend anhand des PL-Polarisationsgrades gemessen. Die Ergebnisse werden verglichen mit numerischen Berechnungen, die auf einem Modell basieren, welches sowohl die Coulomb-WW als auch Kopplungen der Subbänder vollständig berücksichtigt (siehe Anhang B).

Das Kapitel gliedert sich wie folgt: Zunächst werden in Abschnitt 3.1 die Strukturen derjenigen Proben vorgestellt, an denen die Experimente durchgeführt wurden. Aus den Daten der zeitaufgelösten PL-Messungen an diesen Proben wird gemäß der Darstellung aus Abschnitt 3.2 der zum Zeitpunkt der Laseranregung erzeugte Spinpolarisationsgrad  $P_0$  bestimmt. Als Erstes werden die Auswahlregeln bei Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung in Abschnitt 3.3 untersucht, indem der Verlauf von  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie  $E_{\text{ex}}$  analysiert wird. Weiterhin wird in diesem Abschnitt die Abhängigkeit von  $P_0$  von der QW-Breite und der Anregungsleistung detailliert besprochen. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse werden in Abschnitt 3.4 weiterführende Experimente vorgestellt, bei denen die Anregungs- und Detektionsgeometrie verändert wurde: Der Laser wird auf die gespaltene Kante der Probe fokussiert, sodass Elektronenspins *in der QW-Ebene* angeregt werden. Die Diskussion der Ergebnisse zeigt deutlich, dass in dieser Geometrie veränderte optische Auswahlregeln gelten, die bei Experimenten mit seitlich angeregten bzw. detektierten Spinpolarisationen berücksichtigt werden müssen.

### 3.1 Probenstruktur

#### 3.1.1 GaAs/AlAs-Einzelquantenfilme mit variabler Trogbreite

Im Folgenden wird die verwendete Probe zur Untersuchung der optischen Auswahlregeln in Wachstumsrichtung vorgestellt. Die Probe wurde per Molekularstrahlepitaxie von Dr. D. Reuter und Prof. A. D. Wieck an der Ruhr-Universität Bochum gewachsen und zeichnet sich durch eine äußerst hohe Qualität aus. [49] Eine bewusste Dotierung wurde nicht in die Probe eingebracht, sodass sie als nominell undotiert betrachtet werden kann. In Abb. 3.1(a) ist die Schichtstruktur der Probe schematisch dargestellt. Auf dem (100)-orientierten GaAs-Substrat wird zunächst eine kurzperiodische Übergitterstruktur gewachsen, die aus einer 2,6 nm-AlAs-Schicht, einer 2,7 nm-GaAs-Schicht und einer weiteren 2,6 nm-AlAs-Schicht besteht und als Barriere dient. Anschließend folgen zwölf Komplexe aus jeweils einem GaAs-Quantenfilm und einer Barrierenstruktur, wobei die Trogbreite des QWs schrittweise im Bereich von 19,8 nm bis 3,3 nm abnimmt.



**Abb. 3.1:** (a) Probenstruktur der AlAs/GaAs-Einzelquantenfilme auf einem (100)-orientierten GaAs-Substrat. Die Trogbreite der einzelnen QWs variiert von 3,3 – 19,8 nm. Zwischen den QWs befindet sich jeweils eine Barriere aus 2,6 nm-AlAs, 2,7 nm-GaAs und 2,6 nm-AlAs. (b) Streackamera-Messbild der Proben-PL. Auf der vertikalen Achse ist der zeitliche Verlauf aufgetragen, während horizontal die Energieachse aufgetragen ist.

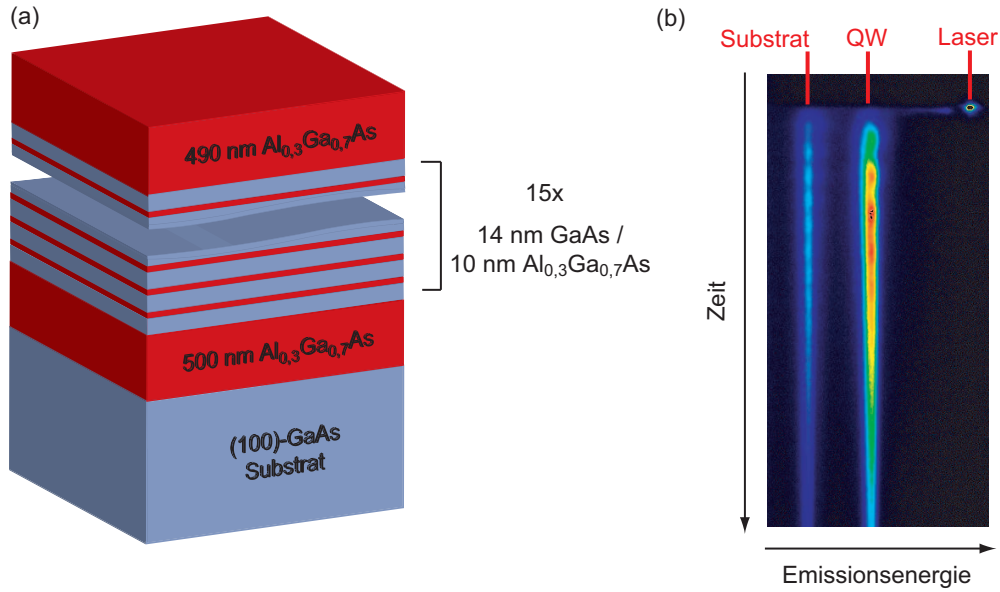
Aufgrund dieser Schichtstruktur aus Quantenfilmen unterschiedlicher Breite ist es bei geeigneter Anregungsenergie möglich, die PL von allen Quantenfilmen gleichzeitig zu detektieren. Abbildung 3.1(b) zeigt ein solches Streackamera-Messbild der Proben-PL. In diesem 2D-Falschfarbenplot bedeutet rot eine hohe und blau eine niedrige PL-Intensität. Der zeitliche Verlauf ist auf der vertikalen Achse des Graphen dargestellt und die Emissionsenergie auf der horizontalen Achse. Die PL-Spur bei der niedrigsten Emissionsenergie stammt von der Rekombination im Substrat, und von links nach rechts folgen die PL-Signale von zehn Quantenfilmen mit abnehmender Trogbreite. Dieses Bild zeigt nicht die PL des 4,0 nm und des 3,3 nm breiten QWs, da die jeweilige Emissionsenergie zu hoch für den hier gezeigten spektralen Ausschnitt ist. In Tabelle 3.1 sind die QW-Breiten mit den entsprechenden Emissionswellenlängen bzw. -energien zur besseren Übersicht zusammengefasst.

Trogbreite (nm)	PL-Wellenlänge (nm)	PL-Energie (eV)
19,8	812,4	1,526
15,2	807,9	1,535
12,2	802,1	1,546
9,9	794,5	1,560
8,3	785,8	1,578
7,1	775,9	1,598
6,3	767,1	1,616
5,6	758,1	1,635
5,1	748,8	1,656
4,5	737,1	1,682
4,0	724,0	1,711

**Tabelle 3.1:** Zusammenstellung der Emissionswellenlängen bzw. -energien der GaAs/AlAs-Proben-PL als Funktion der Trogbreite.

### 3.1.2 GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-Vielfachquantenfilm

Für die Messungen zur seitlichen Spinanregung wird ein GaAs-Vielfachquantenfilm (MQW) verwendet, bei dem eine periodische Schichtstruktur aus QWs mit gleicher Breite übereinandergewachsen wurde. Die Probe wurde von John Reno am Sandia National Lab in den USA hergestellt. Ähnliche Probenstücke wurden bereits in früheren Experimenten untersucht und weisen eine hohe Qualität auf, [50] welche durch eigene Messungen bestätigt wird (siehe Abschnitt 3.4.1). Abbildung 3.2(a) zeigt das Wachstumsschema der Probe. Auf einem (100)-GaAs-Substrat wird zunächst eine Barrierenschicht aus 500 nm-Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As gewachsen. Anschließend folgt eine periodische Struktur aus jeweils 14 nm-GaAs und 10 nm-Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As, die sich 15 mal wiederholt. In Abb. 3.2(b) ist ein typisches Streackkamera-Messbild der Probe dargestellt. Die Quantenfilm-PL, welche bei 806,6 nm bzw. 1,537 eV liegt, ist energetisch sehr gut von dem Substrat bei 1,513 eV getrennt, sodass kein PL-Überlapp des Substrats mit der QW-PL zu beobachten ist. In diesem Messbild sind periodische Intensitätsschwankungen der Substrat- und der QW-PL zu erkennen, die aus den Quantenschwebungen des Elektronenspins aufgrund des extern angelegten Magnetfeldes resultieren.



**Abb. 3.2:** (a) Schichtstruktur des GaAs/ $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Vielfachquantenfilms. (b) Exemplarisches Streackamera-Bild einer Spinquantenschwebung des Substrats und des MQWs.

## 3.2 Datenanalyse

Die grundlegende Idee der hier vorgestellten Experimente besteht darin, den optisch erzeugten Polarisationsgrad der Elektronenspins durch die Messung des PL-Polarisationsgrades zu ermitteln. Dieser Abschnitt bespricht die einzelnen notwendigen Schritte zur Bestimmung des zeitabhängigen Polarisationsgrades sowie die angewendete Fitprozedur (siehe Abschnitt 3.2.1). Die Spinquantenschwebungs-Spektroskopie wird detailliert in Abschnitt 3.2.2 besprochen.

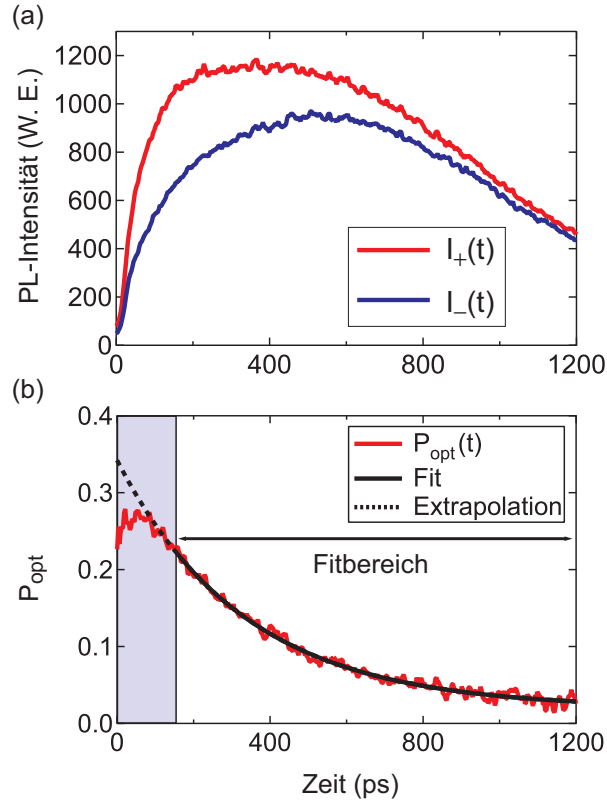
### 3.2.1 Zeitabhängiger Polarisationsgrad

Der zeitabhängige optische Polarisationsgrad  $P_{\text{opt}}(t)$  ist analog zu Gl. (1.8) definiert als

$$P_{\text{opt}}(t) = \frac{I_+(t) - I_-(t)}{I_+(t) + I_-(t)}, \quad (3.1)$$

wobei  $I_{\pm}(t)$  die zeitabhängige Intensität der  $\sigma^{\pm}$ -polarisierten PL-Komponente ist. Um  $I_{\pm}(t)$  zu bestimmen, wird aus den Messbildern die vertikale Spur über den





**Abb. 3.3:** Messdaten für den 15,2 nm breiten QW bei einer Anregungsenergie von 1,544 eV und 1 mW Anregungsleistung: (a)  $I_{\pm}(t)$  und (b)  $P_{\text{opt}}(t)$

gesamten Emissionsbereich des jeweiligen QWs extrahiert. In Abb. 3.3(a) sind typische  $I_{\pm}(t)$ -Profile für den 15,2 nm breiten Quantenfilm bei einer Anregungsenergie von 1,544 eV und einer Anregungsleistung von 1 mW dargestellt. Bei den hier gezeigten PL-Verläufen handelt es sich bereits um die wellenlängenabhängig korrigierten Intensitätsprofile (siehe Abschnitt 2.1). Der Zeitnullpunkt der dargestellten Messung wird anhand des aufgenommenen zeitabhängigen Pulsprofils des Anregungslasers bestimmt, indem der Laserpuls gaußförmig angefitet wird. Aus dem Intensitätsverlauf ist deutlich eine zirkulare Polarisation der PL zu erkennen, da in weiten Bereichen  $I_+(t) > I_-(t)$  gilt. Idealerweise sollte für große Zeiten ( $t > 1$  ns) bei diesem Quantenfilm keine Polarisation zu beobachten sein, d. h.  $I_+(t) = I_-(t)$ . Der hier gemessene minimale Intensitätsunterschied führt jedoch zu einem kleinen Offset  $P_1$  in  $P_{\text{opt}}(t)$ , der typischerweise im Bereich  $|P_1| \approx 0,03$  liegt. Dieser Messfehler ist auf eine systematische Ungenauigkeit bei der Verzöge-

rung des Flüssigkristall-Verzögerers zurückzuführen.

Der anhand von Gl. (3.1) berechnete Polarisationsgrad ist in Abb. 3.3(b) dargestellt. Aus dem Verlauf von  $P_{\text{opt}}(t)$  können nun Informationen über  $P_1$ , die Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  und über den gesuchten Anfangspolarisationsgrad  $P_0$  zur Zeit  $t = 0$  gewonnen werden. Dazu wird an  $P_{\text{opt}}(t)$  ein exponentieller Zerfall gemäß

$$P_{\text{opt}}(t) = P_1 + P_0 \exp(-t/\tau_s) \quad (3.2)$$

angefittet, wobei  $\tau_s$  die Spindephasierungszeit ist. Wie in Abb. 3.3(b) zu erkennen, wird der Fit allerdings nicht über den gesamten Zeitbereich durchgeführt, sondern der Fitbereich beginnt in diesem Beispiel erst bei  $t \approx 175$  ps. Der Grund hierfür ist die mögliche Beeinflussung von  $I_{\pm}(t)$  durch Laserstreulicht zu frühen Zeitpunkten. Diese Überlagerung des Streulichts mit der PL führt zu einer Verfälschung des gemessenen  $P_{\text{opt}}(t)$  bei Zeiten  $t < 175$  ps. Erfolgt die Anregung mit einer Energie vergleichbar der QW-Emissionsenergie, so wird eine starke Überhöhung von  $P_{\text{opt}}(t \approx 0)$  beobachtet, da der Laserpuls perfekt zirkular polarisiert ist. Bei höherenergetischen Anregungen erfolgt ebenfalls häufig eine Beeinflussung durch Streulicht, welches nicht direkt vom Laserpuls stammt, sondern z. B. von der Fluoreszenz von Fremdpartikeln auf der Probenoberfläche. Dieses Streulicht ist im Allgemeinen unpolarisiert, sodass  $|P_{\text{opt}}(t \approx 0)|$  kleiner ist als im ungestörten Fall. Der Effekt ist auch in der hier gezeigten Messung zu beobachten, da  $P_{\text{opt}}(t)$  im Bereich  $0 \leq t \leq 75$  ps deutlich von dem exponentiellen Zerfallsverhalten abweicht. Die Verzerrung von  $P_{\text{opt}}(t)$  ist abhängig von der Anregungswellenlänge, da bei Energien nahe der Emissionsenergie des QWs der Streulichteinfluss stark zunimmt und damit die PL auch bis zu 175 ps nach der Laseranregung beeinflusst. Auch bei höherenergetischen Anregungen wie in dem hier vorgestellten Beispiel (die Anregungsenergie ist 209 meV höher als die PL-Emissionsenergie) startet der Fitbereich erst bei  $t \approx 175$  ps, um gleiche Fitbedingungen für jeden Datensatz zu gewährleisten. Die Extrapolation des Fits zu  $t = 0$  [siehe gestrichelte Linie in Abb. 3.3(b)] liefert  $P_{\text{opt}}(t = 0) = P_1 + P_0$ , woraus schließlich das gesuchte

$$P_0 = P_{\text{opt}}(t = 0) - P_1 \quad (3.3)$$

bestimmt wird. In der gesamten vorliegenden Arbeit ist mit dem gemessenen Anfangspolarisationsgrad immer das nach Gl. (3.3) ermittelte  $P_0$  gemeint.

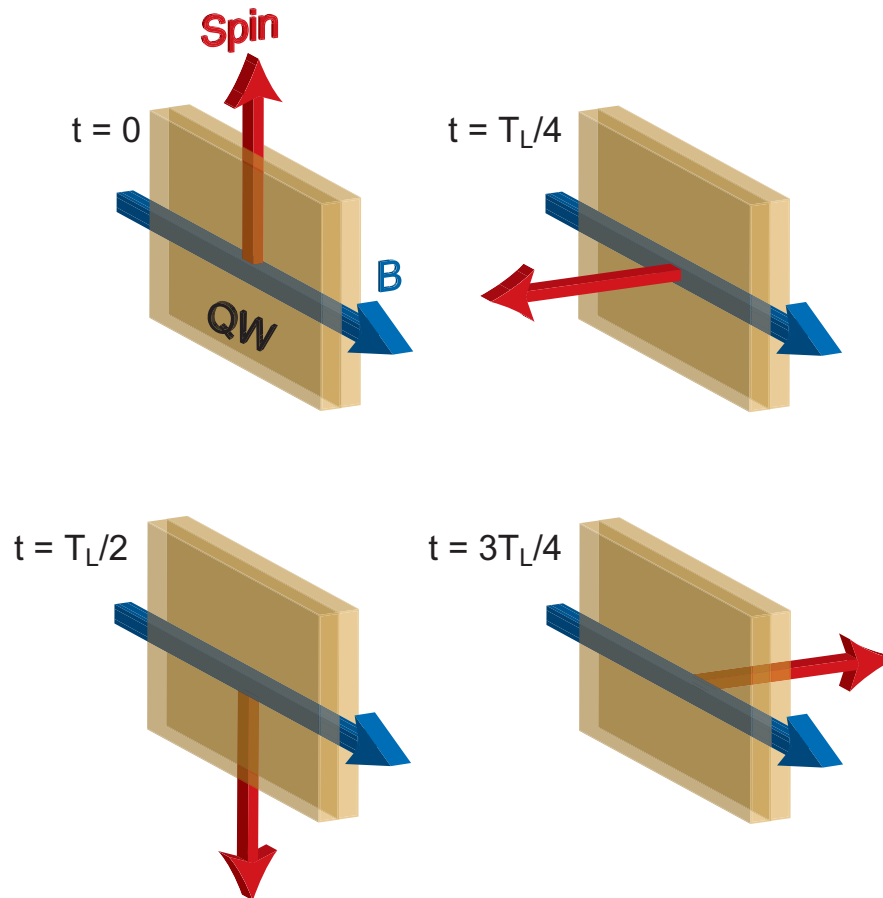
### 3.2.2 Spinquantenschwebungen

In Abschnitt 2.2 wurde eine Messgeometrie vorgestellt, die die Erzeugung eines Elektronenspins in der Quantenfilmebene erlaubt. Bei diesen Experimenten wird  $P_0$  mittels der Spinquantenschwebungs-Spektroskopie bestimmt, die in diesem Abschnitt detailliert erläutert wird.

Die Spinquantenschwebungs-Spektroskopie in Halbleiterstrukturen wurde ursprünglich zur Bestimmung des Elektronen-Landè- $g$ -Faktors implementiert. [51] Die grundlegende Idee dieser Methode basiert darauf, eine Präzession des Elektronenspins um ein extern angelegtes Magnetfeld  $\mathbf{B}$  hervorzurufen. Das Magnetfeld liegt in der Quantenfilmebene und steht senkrecht auf dem Elektronenspinvektor. In einer solchen Geometrie vollführt der Elektronenspin eine Larmor-Präzession um das Magnetfeld, deren Einfluss auf die PL-Polarisation bereits 1969 von PARSONS nachgewiesen wurde. [52] Der Ursprung der Präzessionsbewegung liegt analog zur DP-Spinrelaxation darin, dass sich der Erwartungswert des Spins nicht in einem Eigenzustand des Systems befindet (siehe Abschnitt 1.4.2). In Abb. 3.4 ist die Rotation des Elektronenspins, der zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der QW-Ebene liegt, schematisch dargestellt, wobei  $T_L$  die Präzessionsperiode ist. Ist der Elektronenspin in der Quantenfilmebene orientiert, so ist die gemessene PL unpolarisiert. Die Ursache hierfür liegt in der schnellen Lochspinrelaxation (siehe Abschnitt 1.2.1): Während sich der Zustand des Elektronenspins  $|e\rangle$  in der QW-Ebene durch eine kohärente Überlagerung der Komponenten  $|m_j = \pm 1/2\rangle$  entlang der  $z$ -Richtung beschreiben lässt, sind die entsprechenden Komponenten  $|m_j = \pm 3/2\rangle$  des Lochspinzustandes  $|h\rangle$  mit schnell variierenden Phasen  $\phi_{\pm}(t)$  versehen. Insgesamt ergibt sich daraus die Darstellung

$$\begin{aligned} |e\rangle &\propto | +1/2\rangle + i | -1/2\rangle, \\ |h\rangle &\propto e^{i\phi_+}(t) | +3/2\rangle + i e^{i\phi_-}(t) | -3/2\rangle \end{aligned} \quad (3.4)$$

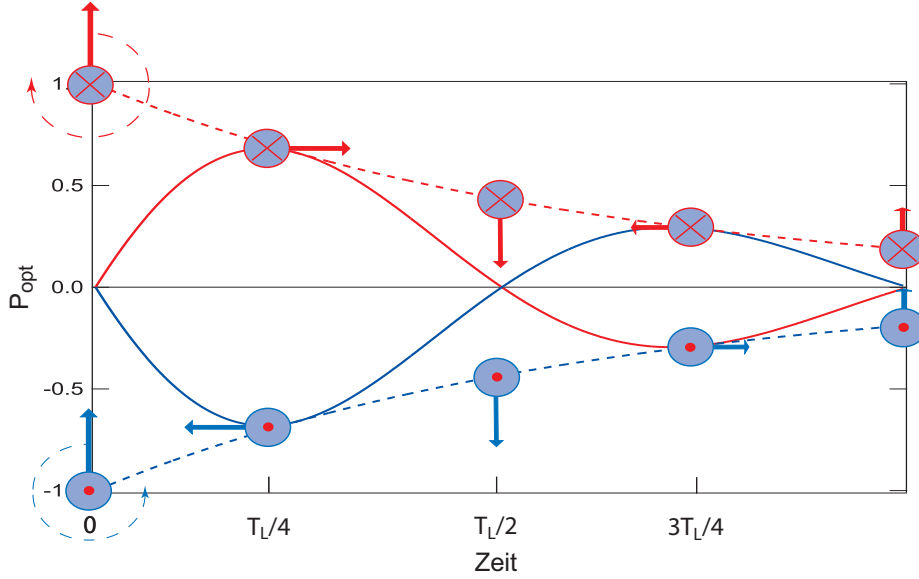
wobei im Allgemeinen  $\phi_+(t) \neq \phi_-(t)$  gilt. Anhand der Auswahlregeln erfolgt die strahlende Rekombination zwischen den Zuständen  $| +3/2\rangle \rightarrow | +1/2\rangle$  bzw.  $| -3/2\rangle \rightarrow | -1/2\rangle$  unter Emission von  $\sigma^-$ - bzw.  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht in  $z$ -Richtung, wobei die beiden zirkular polarisierten PL-Komponenten gemäß Gl. (3.4) unterschiedliche Phasen  $\phi_{\pm}(t)$  besitzen. Da keine feste Phasenbeziehung zwischen den Lochzuständen und damit den  $\sigma^{\pm}$ -polarisierten PL-Komponenten herrscht, ist die PL im Mittel unpolarisiert. Aus diesem Grund wird die Spinquantenschwe-



**Abb. 3.4:** Schematische Darstellung der Präzession des Elektronenspins (roter Pfeil) um ein extern angelegtes Magnetfeld (blauer Pfeil). Der Spin liegt bei  $t = 0$  in der Ebene des QW.

bungs-Spektroskopie für die Bestimmung von  $P_0$  bei seitlicher Spinanregung verwendet, da die anfänglich erzeugte Spinpolarisation in die Wachstumsebene gedreht wird und somit messbar ist.

Abbildung 3.2(b) zeigt ein typisches polarisationsaufgelöstes Messbild bei extern angelegtem Magnetfeld in der QW-Ebene. Die Spinquantenschwebungen werden hier als Intensitätsschwankungen der PL detektiert, und aus dem Verlauf der  $\sigma^+$ - und der  $\sigma^-$ -polarisierten Komponente kann wiederum gemäß Gl. (3.1) der PL-Polarisationsgrad berechnet werden, welcher schematisch in Abb. 3.5 dargestellt ist. In diesem Graphen ist  $P_{\text{opt}}(t)$  für ein positives (rot) und ein negatives (blau) Magnetfeld aufgetragen. Die roten und blauen Pfeile symbolisieren die



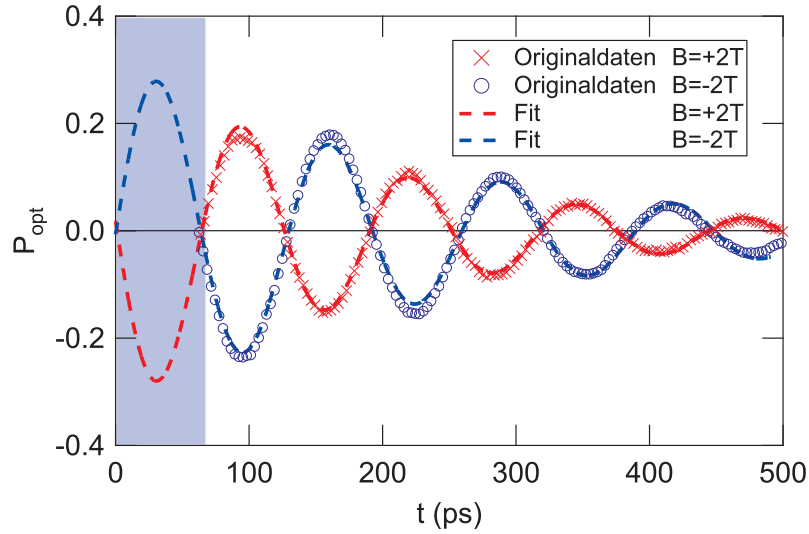
**Abb. 3.5:** Schematische Darstellung des PL-Polarisationsgrades einer Spinquantenschwebung. Die rote (blaue) Kurve zeigt  $P_{\text{opt}}(t)$  für positives (negatives) angelegtes externes Magnetfeld. Die Pfeile symbolisieren den Elektronenspinvektor, der um das Magnetfeld präzediert. Die Magnetfeldrichtung wird durch die Symbole  $\otimes$  (in die Zeichenebene hinein) bzw.  $\odot$  (aus der Zeichenebene heraus) angezeigt. Die gestrichelten Linien zeigen den exponentiellen Zerfall von  $P_{\text{opt}}(t)$ .

Ausrichtung des Elektronenspins zu den Zeitpunkten, die auch in Abb. 3.4 skizziert sind. Der Verlauf von  $P_{\text{opt}}(t)$  lässt sich mathematisch durch

$$P_{\text{opt}}(t) = P_1 + P_0 \sin(\omega_L t) \cdot \exp(-t/\tau_s), \quad (3.5)$$

beschreiben, wobei  $\omega_L = 2\pi/T_L$  die Larmor-Frequenz ist. Die Quantenschwebung wird überlagert von dem exponentiellen Zerfall der Spinpolarisation, der durch die gestrichelten Linien in Abb. 3.5 dargestellt ist. Die Schwebung des Elektronenspins spiegelt sich also in der gemessenen PL wider: Zum Zeitpunkt  $t = 0$  liegt der Elektronenspin in der QW-Ebene, weshalb die PL unpolarisiert ist und somit  $P_{\text{opt}}(t = 0) = 0$  gilt. Nach einer Viertelperiode ist der Spin soweit präzediert, dass er in Wachstumsrichtung zeigt. In diesem Fall ist die PL gemäß den optischen Auswahlregeln zirkular polarisiert, sodass  $P_{\text{opt}}(t = T_L/4)$  ein Maximum bzw. Minimum aufweist. Bei  $t = T_L/2$  liegt der Elektronenspin wieder in der Quantenfilmebene, weshalb  $P_{\text{opt}}(t = T_L/2) = 0$  gemessen wird, u.s.w.

Abbildung 3.6 zeigt typische gemessene  $P_{\text{opt}}(t)$  bei  $B = \pm 2$  T und die zu-



**Abb. 3.6:**  $P_{\text{opt}}(t)$  bei 10 K, einer Anregungsenergie von 1,576 eV und einer Anregungsleistung von 6 mW. Die roten Kreuze (blauen Kreise) zeigen die gemessenen Werte für  $B = +2$  T ( $B = -2$  T), die gestrichelten Linien die entsprechenden Fits.

gehörigen Fits gemäß Gl. (3.5). Auch bei diesen Messungen beeinflusst Laserstreulicht das gemessene  $P_{\text{opt}}(t)$  zu frühen Zeiten, sodass der Fit nur in dem weiß unterlegten Bereich durchgeführt wurde und in dem blauen Bereich eine Extrapolation zu  $t = 0$  gezeigt ist. Aus den Fitdaten wird schließlich  $P_0$  gemäß Gl (3.3) bestimmt.

Bei der seitlichen optischen Laseranregung muss aufgrund der speziellen Messgeometrie besonderes Augenmerk auf die Identifizierung des Ursprungs der emittierten PL gerichtet werden. Da der Fokusbereich größer als die Quantenfilmbreite ist, werden auch die GaAs-Bereiche in unmittelbarer Nähe des QWs angeregt. Aufgrund des sehr hohen Brechungsindex  $n_{\text{GaAs}} \approx 3,8$  im hier relevanten Wellenlängenbereich ist es denkbar, dass das Licht außerhalb des Quantenfilms so stark gebrochen wird, dass eine effektive Anregung des QW in Wachstumsrichtung erfolgt. In diesem Fall setzt sich die PL aus einer Überlagerung von zwei Komponenten zusammen, deren Ursprung zum einen in der Rekombination der seitlich angeregten Ladungsträger liegt, zum anderen aus der effektiven Anregung in Wachstumsrichtung resultiert. Da in dieser Messung die optischen Auswahlregeln für Spinanregung in der Quantenfilmebene untersucht werden, muss

### 3.3. ANREGUNG IN WACHSTUMSRICHTUNG

---

sichergestellt werden, dass die PL und damit das gemessene  $P_{\text{opt}}(t)$  keine Komponenten aus der Anregung in Wachstumsrichtung enthält. Die Bestimmung des PL-Ursprungs erfolgt anhand der folgenden zwei Kriterien:

#### 1. $P_{\text{opt}}(0) = 0$

Bei seitlicher Anregung liegt der Elektronenspin zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der Quantenfilmebene und daher ist  $P_{\text{opt}}(0) = 0$ . Sollte eine Komponente des Spins in Wachstumsrichtung zeigen, würde der Polarisationsgrad dieses Anteils zum Zeitnullpunkt ein Maximum bzw. Minimum aufweisen. Daher wäre insgesamt  $P_{\text{opt}}(0) \neq 0$  und somit ist  $P_{\text{opt}}(0) = 0$  ein klares Kriterium für den PL-Ursprung.

#### 2. Gegenphasigkeit für positives bzw. negatives Magnetfeld

Ein anfänglich in der QW-Ebene liegender Elektronenspin ist nach einer Viertelperiode der Larmor-Präzession soweit rotiert, dass er in Wachstumsrichtung ausgerichtet ist. Je nach Orientierung des externen Magnetfeldes rotiert der Spin aber in mathematisch positiver bzw. negativer Richtung, sodass  $P_{\text{opt}}(t = T_L/4) > 0$  bzw.  $P_{\text{opt}}(t = T_L/4) < 0$  gilt. Insgesamt resultiert daraus eine Gegenphasigkeit von  $P_{\text{opt}}(t)$  für  $\pm \mathbf{B}$ , die im Falle einer effektiven Anregung in Wachstumsrichtung nicht zu beobachten wäre. Hier läge der Spin bei  $t = T_L/4$  für beide Magnetfeldrichtungen in der QW-Ebene, weshalb  $P_{\text{opt}}(t = T_L/4) = 0$  unabhängig von  $\mathbf{B}$  wäre und damit eine Gleichphasigkeit beobachtet würde.

Die Kriterien wurden im Rahmen der Experimente mit seitlicher Anregung mehrfach unter verschiedenen Konditionen (z. B. bei unterschiedlichen Anregungsenergien) überprüft und waren stets erfüllt. Auch die in Abb. 3.6 gezeigten Daten zeigen anhand der obigen Kriterien deutlich, dass der PL-Ursprung hier aus der seitlichen Spinanregung resultiert.

### 3.3 Anregung in Wachstumsrichtung

Die optische Anregung und die PL-Detektion entlang der Wachstumsrichtung eines QWs zählt zu den Standardverfahren der Halbleiterspektroskopie, sodass

Teilaspekte der Auswahlregeln für diese Geometrie bereits von verschiedenen Autoren untersucht wurden. In ersten Arbeiten wurden polarisationsaufgelöste Transmissions- und PL-Experimente an GaAs/AlGaAs-QWs bei Dauerstrich-Laseranregung durchgeführt, [53, 54] wobei der optische Polarisationsgrad als Funktion eines kleinen Bereichs von Anregungsenergien gemessen wurde. Zeitaufgelöste Messungen von  $P_s$  mittels PL-Spektroskopie in quasi-zweidimensionalen Systemen wurden erst in späteren Arbeiten durchgeführt. Diverse Autoren beobachteten  $P_s < 1$  bei einer Anregungsenergie höher als die HH1:E1-Übergangsenergie. [55, 56, 57] Diese Messungen wurden jedoch an sehr schmalen GaAs/AlGaAs-QWs durchgeführt ( $b = 4$  nm in [55, 56] bzw.  $b = 7,7$  nm in [57]); Daten zu breiteren Quantentrögen wurden in diesen Arbeiten nicht präsentiert. Eine erste systematische experimentelle Untersuchung von  $P_0$  als Funktion von  $E_{\text{ex}}$  und der Quantentrogbreite wurde von ROUSSIGNOL et al. durchgeführt, [58] wobei sich die Experimente auf Überschussenergien

$$\Delta E = (E_{\text{ex}} - E_{\text{HH1:E1}}) \leq 30 \text{ meV} \quad (3.6)$$

beschränken ( $E_{\text{HH1:E1}}$  ist die Resonanzenergie des HH1:E1-Übergangs). Die Autoren berichten von gemessenen  $P_0$  im Bereich von  $0,6 - 0,8$ , obwohl ein Polarisationsgrad von  $0,85 - 0,9$  mittels eines Ratengleichungsmodells vorhergesagt wird. Diese Reduktion von  $P_0$  wird auf einen zusätzlichen Relaxationsmechanismus zurückgeführt, der nicht näher spezifiziert wird. Dieses Phänomen wird auch in der vorliegenden Arbeit beobachtet, wobei die Reduktion des gemessenen  $P_0$  durch eine schnelle anfängliche Spinrelaxation erklärt wird. Im Gegensatz zu KOHL *et. al.*, die an einem 8 nm-breiten GaAs-QW bei einer Überschussenergie von 60 meV einen anfänglichen Spinpolarisationsgrad von nahezu eins messen, [59] wird im Rahmen der hier vorgestellten Experimente ein wesentlich niedrigeres  $P_0 \approx 0,2$  bei vergleichbarer QW-Breite und Quantisierungsenergie ermittelt (siehe Abb. 3.12). Ein möglicher Grund für diese Diskrepanz könnte der Streulichteinfluss des polarisierten Laserpulses auf die in [59] präsentierten Ergebnisse sein.

Neben den experimentellen Studien wurden die optischen Auswahlregeln auch grundlegend theoretisch untersucht. TWARDOWSKI und HERMANN sowie UENO-YAMA und SHAM berechneten den Polarisationsgrad der QW-PL, wobei sie die HH-LH-Kopplung im Valenzband berücksichtigten. [60, 61] Da in den zugrundeliegenden Modellen die Coulomb-WW zwischen Elektronen- und Lochzuständen



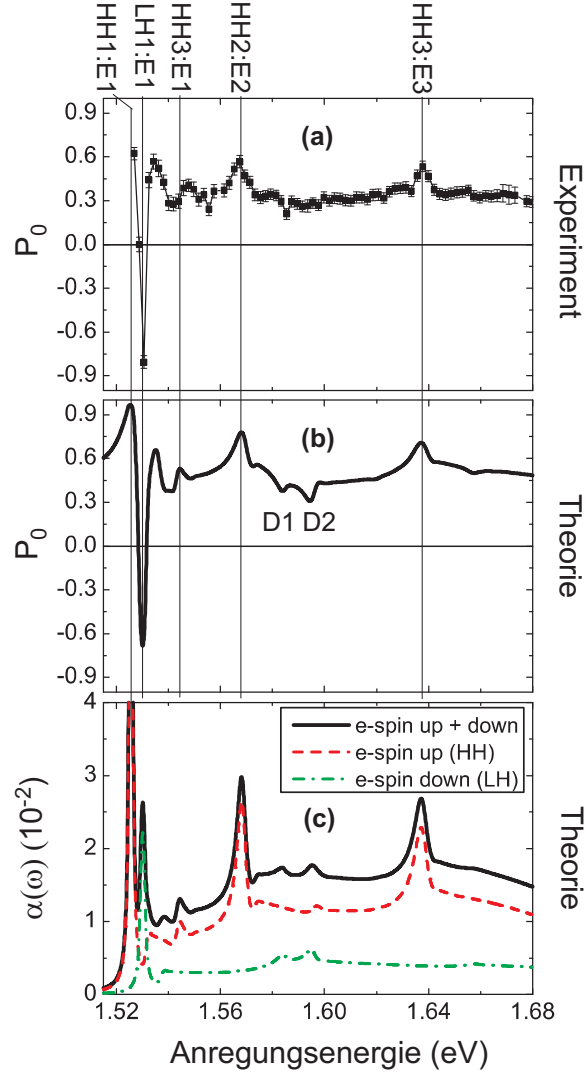
nicht enthalten ist, beschreiben die Ergebnisse nur bedingt das reale  $P_0$ . In einer weiteren Arbeit untersuchten MAIALLE et al. die Spindynamik von Exzitonen unter Berücksichtigung der Coulomb-WW, wobei aber das Valenzbandmischen vernachlässigt wurde. [62] Auch diese Ergebnisse sind nicht exakt, da für eine realistische Berechnung des Absorptionskoeffizienten und damit auch der optischen Auswahlregeln sowohl die Coulomb-WW als auch das Valenzbandmischen in das Modell eingebaut werden müssen. [32]

Um die optischen Auswahlregeln in Wachstumsrichtung systematisch zu untersuchen, wird in diesem Abschnitt  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie, der Anregungsleistung sowie der QW-Breite analysiert. Die Messungen werden, wenn nicht anders angegeben, an der in Abschnitt 3.1.1 vorgestellten Probe durchgeführt, und die numerischen Berechnungen erfolgen anhand des in Anhang B.1 beschriebenen grundlegenden Modells. Abschnitt 3.3.1 stellt zunächst die Daten für den 19,8 nm breiten QW vor, während das theoretische Modell sowie das Identifikationsschema der Resonanzen in Abschnitt 3.3.2 diskutiert werden. In Abschnitt 3.3.3 wird die  $P_0$ -Abhängigkeit von der QW-Breite untersucht und insbesondere das anfängliche Spindephasieren besprochen. Schließlich wird in Abschnitt 3.3.4  $P_0$  bei niedrigen und hohen Anregungsleistungen untersucht und das optische Ausbleichen mittels eines Ratengleichungssystems modelliert.

#### 3.3.1 19,8 nm-QW: Ergebnisse

Die Abbildungen 3.7(a) und (b) zeigen das gemessene bzw. berechnete  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie für den 19,8 nm breiten QW. Bei diesen Messungen wurde eine konstante Anregungsleistung  $P_{\text{ex}} = 200 \mu\text{W}$  bei einer Proben-temperatur von 4,2 K verwendet. Da der Spotdurchmesser des Laserfokus auf der Probe  $f \approx 125 \mu\text{m}$  bewusst sehr groß gewählt wurde, wird durch die Laseranregung eine relativ niedrige Ladungsträgerdichte in der Größenordnung von  $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  erzeugt. Aufgrund der niedrigen angeregten Ladungsträgerdichte ist bei diesen Messungen nicht mit Pauli-Spinblockade-Effekten zu rechnen, die das gemessene  $P_0$  reduzieren. Weiterhin wird das PL-Überstrahlen des Substrats auf den 19,8 nm-QW, dessen Emissionsenergie nur 12 meV unterhalb der des Substrats liegt, durch die niedrigen Anregungsleistungen minimiert.

In Abb. 3.7(c) ist zum Vergleich der berechnete Absorptionskoeffizient  $\alpha(\omega)$  (schwarze durchgezogene Linie) für  $\sigma^-$ -polarisierte Laseranregung dargestellt.



**Abb. 3.7:**  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie in (a) Experiment und (b) Theorie. Die vertikalen Linien kennzeichnen die exzitonen Resonanzen durch Angabe der führenden VB- und LB-Beiträge. Die schwarze durchgezogene Linie in (c) zeigt den Absorptionskoeffizienten  $\alpha(\omega)$ , wobei die rote gestrichelte bzw. grüne gestrichelte und gepunktete Linie den Beitrag der Exzitonen mit Elektronenspin up bzw. down zu  $\alpha(\omega)$  angeben.

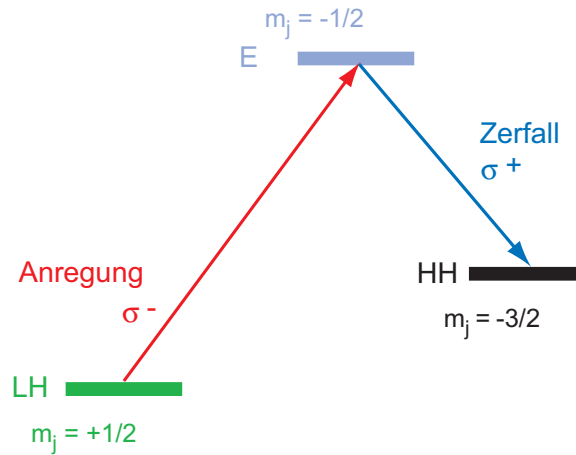
### 3.3. ANREGUNG IN WACHSTUMSRICHTUNG

---

Die rote gestrichelte bzw. grüne gestrichelte und gepunktete Linie zeigen den Beitrag der Übergänge mit Elektronenspin up ( $m_j = +1/2$ ) bzw. down ( $m_j = -1/2$ ) zu  $\alpha(\omega)$ . Bei  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht muss die Anregung eines Übergangs mit Elektronenspin up bzw. down aufgrund der in Abb. 1.4 dargestellten Auswahlregeln von einem HH- bzw. LH-Zustand aus erfolgen. Daher stellen die Zerlegungen von  $\alpha(\omega)$  im Prinzip die Beiträge der HH- und LH-Subbänder zu den exzitonischen Übergängen dar. Anhand dieser Komponenten und der berechneten Elektronen- und Loch-Subbandenergien kann der Ursprung der Resonanzen in  $\alpha(\omega)$  und damit auch in  $P_0$  identifiziert werden. Dieses Zerlegungsprinzip sowie die theoretischen Grundlagen werden eingehend in Abschnitt 3.3.2 vorgestellt. Die vertikalen Linien zeigen die zugeordneten Übergänge in Abb. 3.7(a) und (b) an, wobei die Bezeichnung der Resonanzen anhand des in Abschnitt 1.3 vorgestellten Schemas erfolgt.

Nachfolgend wird der Verlauf von  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie im Vergleich zwischen Experiment und Theorie diskutiert. Der energetisch niedrigste Peak in  $P_0$  bei 1,525 eV resultiert aus dem HH1:E1-Übergang. Die numerischen Berechnungen sagen für diese Anregungsenergie  $P_0 = 1$  voraus, also eine 100%-spinpolarisierte Ladungsträgerverteilung. Im Experiment ist der maximal gemessene Polarisationsgrad  $P_0 \approx 0,6$  bei einer geringfügig höheren Anregungsenergie von 1,527 eV. Bei der Anregung mit  $E_{\text{ex}} = 1,525$  eV wurde die QW-PL zu stark vom Streulicht des Laserpulses und der Substrat-PL überlagert, sodass der Messwert nicht aussagekräftig ist. Aufgrund der endlichen energetischen Breite des geformten Laserpulses verbunden mit der geringen HH-LH Aufspaltung des 19,8 nm-QWs wird bereits bei einer Anregung mit  $\Delta E = 2$  meV eine signifikante Abweichung von  $P_0 = 1$  gemessen. Insbesondere die Ergebnisse für die schmalen Quantenfilme zeigen aber, dass  $P_0 = 1$  bei resonanter Anregung auch im Experiment gefunden werden kann, da hier die energetische Aufspaltung zwischen der HH- und der LH-Absorptionslinie hinreichend groß ist.

In einem schmalen Bereich um 1,53 eV erfolgt ein Vorzeichenwechsel von  $P_0$ , wobei ein maximal negativer Polarisationsgrad  $P_0 \approx -0,8$  gemessen wird. Dieser Vorzeichenwechsel resultiert aus der Anregung des LH1:E1-Übergangs, da bei 1,53 eV der LH-Beitrag zu  $\alpha(\omega)$  dominiert. Abbildung 3.8 skizziert diesen Fall schematisch, um den Vorzeichenwechsel von  $P_0$  zu erklären. Durch die  $\sigma^-$ -polarisierte Laseranregung am LH1:E1-Übergang werden spinpolarisierte Elek-



**Abb. 3.8:** Skizze der optischen Auswahlregeln bei resonanter LH1:E1-Anregung mit  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht.

tronen mit  $m_j = -1/2$  angeregt. Wie bereits in Abschnitt 1.2.1 besprochen wurde, rekombinieren die Elektronen nach der schnellen Energierelaxation mit einem Zustand im HH-Band (in diesem Fall mit  $m_j = -3/2$ ). Dabei wird  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht emittiert, sodass insgesamt ein negativer PL-Polarisationsgrad festgestellt wird. Im Idealfall sollte am LH1:E1-Übergang bei perfekt zirkular polarisierter Anregung  $|P_0| = 1$  gemessen werden, in Abb. 3.7(a) und (b) wird aber  $|P_0| < 1$  beobachtet. Die Ursache hierfür ist die homogene Verbreiterung des HH1:E1-Übergangs, dessen Ausläufer bei 1,53 eV für eine Mischung aus HH- und LH-artigen Übergängen sorgt. Für diesen Zustand muss  $|P_0| < 1$  gelten, da die Rekombination der HH- und LH-Komponente unter Emission von entgegengesetzt zirkular polarisierter PL erfolgt. Bei dem LH1:E1-Übergang handelt es sich aufgrund der geringen HH-LH-Aufspaltung ( $\approx 5$  meV) nicht um eine Fanoresonanz, wodurch das Ergebnis  $|P_0| < 1$  ebenfalls erklärt werden könnte.

Der Peak in  $P_0$  bei 1,535 eV spiegelt die Absorptionskante des HH1:E1-Exzitons wider und zeigt daher ein positives Vorzeichen. Da der LH-Beitrag zu  $\alpha(\omega)$  bei dieser Energie ein Minimum aufweist, wird hier ein relativ hoher Polarisationsgrad  $P_0 \approx 0,57$  gemessen und auch berechnet. Wird die Anregungsenergie weiter erhöht, so nimmt  $P_0$  ab und fällt auf  $P_0 \approx 0,28$  bei 1,541 eV. Hier addieren sich zwei Effekte, die zu der Reduktion von  $P_0$  führen: Zum einen setzt in diesem Bereich die Absorptionskante des LH1:E1-Übergangs ein, zum anderen nimmt der Beitrag des HH1:E1-Kontinuums ab. Das nachfolgende lokale Maxi-

### 3.3. ANREGUNG IN WACHSTUMSRICHTUNG

---

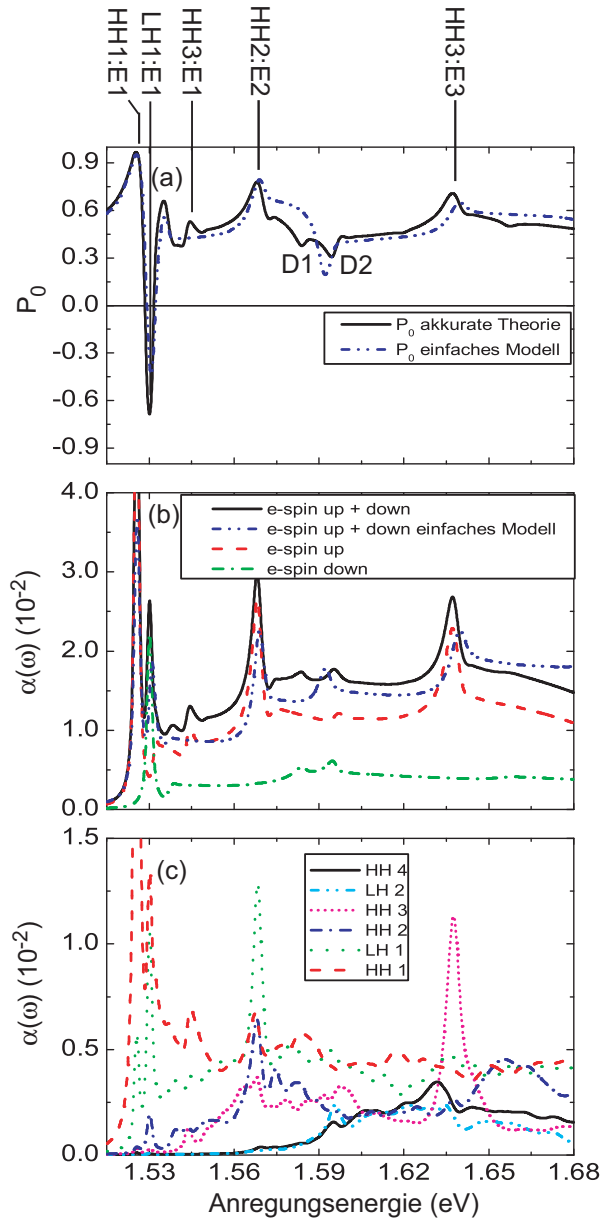
mum bei 1,545 eV resultiert aus der HH3:E1-Resonanz, und im weiteren Verlauf von  $P_0$  werden noch zwei Peaks bei 1,568 eV bzw. 1,637 eV in Experiment und Theorie beobachtet, die dem HH2:E2-Übergang bzw. dem HH3:E3-Übergang zuzuordnen sind. Da es sich bei diesen Resonanzen aufgrund des Überlapps mit dem Kontinuum um Fanoresonanzen handelt, gilt hier  $|P_0| < 1$ .

In Abb. 3.7(b) sind zwei weitere Strukturen mit D1 und D2 gekennzeichnet, bei denen es sich um lokale Minima in  $P_0$  handelt. Beide Strukturen sind auch in dem LH-Beitrag zu  $\alpha(\omega)$  ersichtlich, dennoch lässt sich der Ursprung der Resonanzen nicht eindeutig zuordnen. Der Vergleich mit den berechneten Subbandenergien der Valenz- und Leitungsbänder lässt keine eindeutige Zuordnung des D1-Übergangs bei 1,584 eV zu. Bei 1,595 eV (D2-Resonanz) weisen sowohl der HH- als auch der LH-Beitrag zu  $\alpha(\omega)$  Peaks auf. Hier sind zwei Übergänge fast entartet: das LH2:E2-Exziton und das HH4:E2-Exziton. Eine eindeutige Zuordnung ist also auch bei D2 anhand dieser Daten nicht möglich.

Insgesamt zeigt der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den numerischen Berechnungen eine sehr gute Übereinstimmung. Die gemessene Struktur von  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie wird durch die Theorie detailgetreu sowohl in Bezug auf die Position als auch die relativen Intensitäten der Peaks wiedergegeben.

#### 3.3.2 19,8 nm-QW: Diskussion

Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie basiert auf dem zugrundeliegenden Modell, welches sowohl das Valenzbandmischen als auch die Coulomb-WW zwischen Elektronen- und Lochzuständen berücksichtigt. Werden diese Kopplungen und Wechselwirkungen vernachlässigt, können die experimentellen Ergebnisse nicht realistisch modelliert werden. In Abb. 3.9(a) sind die berechneten anfänglichen Polarisationsgrade als Funktion der Anregungsenergie für den 19,8 nm breiten QW gezeigt. Hierbei gibt die schwarze durchgezogene Linie die Ergebnisse des vollständigen Modells wieder, während die blaue gestrichelte und gepunktete Linie die Daten eines vereinfachten Modells ohne Valenzbandmischen und Coulomb-WW beschreibt. Die entsprechenden  $\alpha(\omega)$  für  $\sigma^-$ -polarisierte Anregung sind in Abb. 3.9(b) dargestellt. Die Zerlegung in den Anteil der Übergänge mit Elektronenspin up bzw. down bezieht sich auf das  $\alpha(\omega)$  des vollständigen Modells. Die Resultate der vollständigen und vereinfach-



**Abb. 3.9:** Numerische Berechnungen für den 19,8 nm-QW: Die schwarze durchgezogene bzw. blaue gestrichelte und gepunktete Linie in (a) und (b) zeigen  $P_0$  und  $\alpha(\omega)$  für das vollständige bzw. vereinfachte Modell ohne Valenzbandmischen und Subbandkopplungen. Die rote und grüne Linie in (b) zeigen die Zerlegung von  $\alpha(\omega)$  in Spin-up und -down-Komponenten, während in (c) die Lochsubband-Beiträge zu  $\alpha(\omega)$  dargestellt sind, beides für das vollständige Modell.

### 3.3. ANREGUNG IN WACHSTUMSRICHTUNG

---

ten Berechnungen für  $P_0$  weisen deutliche Unterschiede auf. Zum einen weicht der Wert von  $P_0$  und  $\alpha(\omega)$  der vereinfachten Theorie in vielen Bereichen stark von dem  $P_0$  der vollständigen Theorie ab. Besonders deutlich zu erkennen ist dies bei der HH3:E1-Resonanz, die im vereinfachten Modell fast vollständig verschwindet, sowie zwischen dem HH2:E2-Übergang und D2. Zum anderen sind die HH2:E2- und die HH3:E3-Resonanz im einfachen Modell zu höheren Anregungsenergien verschoben. Da im vorigen Abschnitt die gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit der vollständigen Theorie gezeigt wurde, ist folglich eine vereinfachte Theorie ohne Valenzbandmischen und Coulombkoppelung der Subbänder nicht geeignet für eine realistische Beschreibung von  $\alpha(\omega)$  und  $P_0$ . Aus diesem Grund liefert die Interpretation von exzitonischen Absorptionsspektren und damit auch von  $P_0$  anhand der Klassifizierung von individuellen Elektronen- und Lochpaaren ungenaue Resultate.

Weiterhin dient die Bezeichnung der Resonanzen anhand der führenden Subbandbeiträge zur Orientierung und gibt nicht den exakten physikalischen Ursprung der Resonanz wieder. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes werden im Folgenden die Beiträge jedes einzelnen Lochsubbandes zu  $\alpha(\omega)$  berechnet. Analog zu der Darstellung aus Anhang B.1 werden die partiellen Oszillatorstärken gemäß

$$f_{l\alpha, n_h}^{\hat{e}} = \frac{1}{A} \left| \sum_{n_e} \sum_{j_e, j_h} \mathcal{P}_{l\alpha n_e n_h}^{j_e j_h} \right|^2 \quad (3.7)$$

definiert, wobei die Normierung  $A$  so gewählt ist, dass

$$\sum_{n_h} f_{l\alpha, n_h}^{\hat{e}} = f_{l\alpha}^{\hat{e}}. \quad (3.8)$$

Im Vergleich zu Gl. (B.4a) wird in Gl. (3.7) auf die Summation über  $n_h$  verzichtet, wodurch der Beitrag jedes Lochsubbandes aufgelöst werden kann. Der entsprechende Absorptionskoeffizient wird schließlich gemäß Gl. (B.6) berechnet, und in Abbildung 3.9(c) ist das nach Lochsubbändern aufgeteilte  $\alpha(\omega)$  dargestellt. Hier ist deutlich zu erkennen, dass eine klare Zerlegung der Resonanzen nach individuellen Elektronen-Lochpaaren nicht möglich ist. Der Beitrag des HH1-Subbandes zu der Oszillatorstärke des LH1:E1-Exzitons ist größer als der Beitrag des LH1-Subbandes. Bei der HH2:E2-Resonanz weisen außer dem HH2-Subband auch noch das HH1- und das LH1-Subband einen Beitrag auf. Durch dieses Mischen

der Valenzbänder ist die Klassifizierung der Übergänge nach führenden Subbandbeiträgen problematisch.

Aus diesem Grund wird hier ein weiteres Identifikationsschema vorgestellt, welches bereits in Abschnitt 3.3.1 eingeführt wurde: die Aufteilung anhand der HH- und LH-artigen Beiträge zu  $\alpha(\omega)$ . Hierzu werden die partiellen Oszillatorstärken

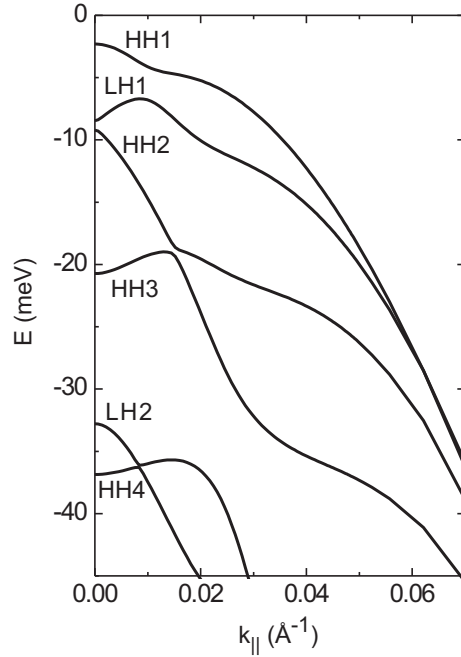
$$f_{\ell\alpha,j_e}^{\hat{e}} = \frac{1}{A} \left| \sum_{n_e, n_h} \sum_{j_h} \mathcal{P}_{\ell\alpha n_e n_h}^{j_e j_h} \right|^2 \quad (3.9)$$

berechnet, wobei  $A$  so gewählt wurde, dass wiederum Gl. (3.8) erfüllt ist. Gleichung (3.9) gibt also die Oszillatorstärke in Abhängigkeit der Spinpolarisation des am Übergang beteiligten Elektrons an. In Abb. 3.9(b) sind die entsprechenden  $\alpha(\omega)$  als rote gestrichelte sowie grüne gestrichelte und gepunktete Linie dargestellt. Hierbei werden die Absorptionskoeffizienten für  $\sigma^-$ -polarisierte Laseranregung gezeigt, sodass diese gemäß Abb. 1.4 eine Zerlegung in HH- und LH-Beiträge angeben. Im Gegensatz zu den partiellen Oszillatorstärken aus Gl. (3.7) liefert die Zerlegung nach Beiträgen mit Elektronenspin up bzw. down ein klares und verständliches Bild. Der Grund hierfür ist die Tatsache, dass die Bezeichnung der einzelnen Lochsubbänder als HH- bzw. LH-artig nur den dominanten Beitrag bei  $\mathbf{k} = 0$  wiedergibt. Bei höheren Anregungsenergien und damit höheren Beträgen  $k_{\parallel}$  der Wellenvektoren in der QW-Ebene werden die Subbänder stark durch das HH-LH-Mischen beeinflusst, wie Abb. 3.10 zeigt. Die Zerlegung aus Abb. 3.7(b) ermöglicht ein detailliertes Verständnis des  $P_0$ -Verlaufs, da entweder die Komponente mit Elektronenspin up *oder* down bei einem Exziton optisch aktiv ist, unabhängig von der Stärke des Valenzbandmischens. Somit ist anhand dieser Komponenten ersichtlich, ob bei einem Übergang mehr Elektronen mit Spin up oder down angeregt werden, wodurch direkte Aussagen über das entsprechende  $P_0$  getroffen werden können. Aus diesem Grund werden in der weiteren Analyse neben der Bezeichnung anhand der führenden Subbandterme häufig auch die Zerlegungen nach Elektronenspinorientierungen angegeben.

### 3.3.3 Initial Spin Relaxation

Die Abhängigkeit des Anfangspolarisationsgrades  $P_0$  von der QW-Breite wird in diesem Abschnitt untersucht. Die Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen in der oberen Zeile das gemessene  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie. Die mittlere

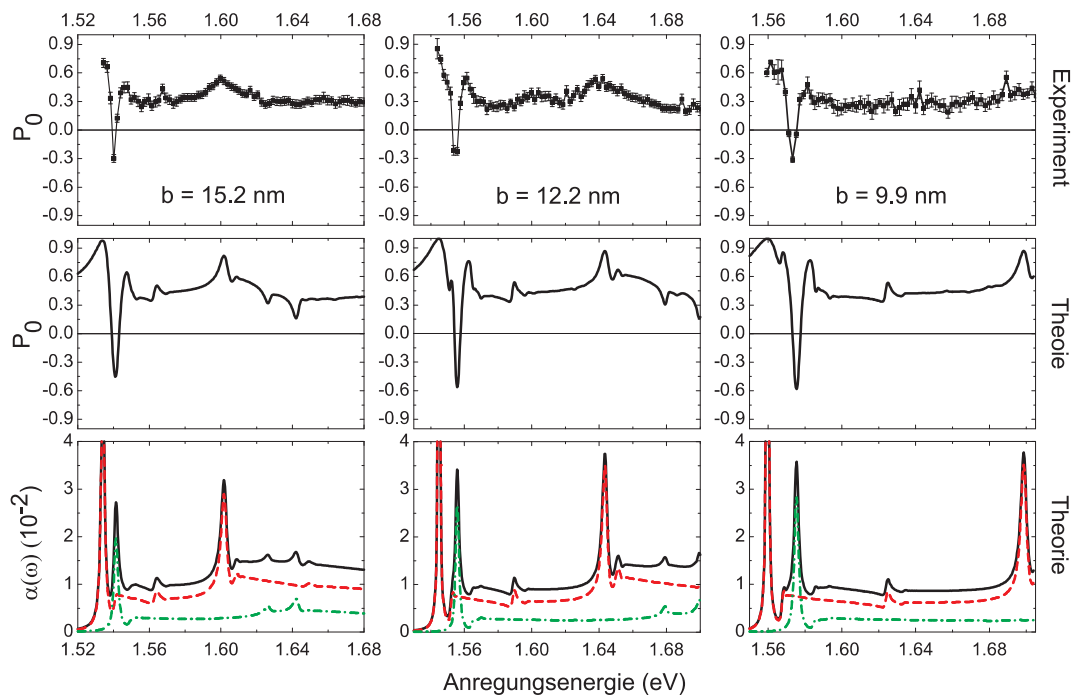




**Abb. 3.10:** Lochsubbanddispersion des 19,8 nm breiten QWs, berechnet mittels eines  $8 \times 8$  Kane-Multiband-Hamiltonoperators.

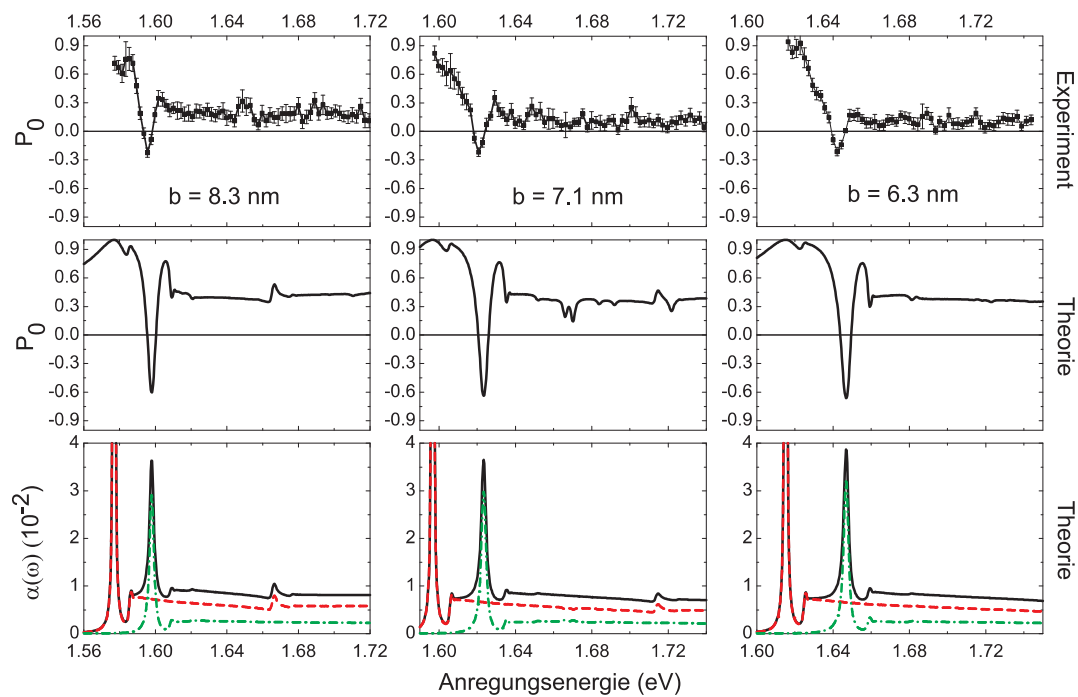
Zeile zeigt zum Vergleich das berechnete  $P_0$ , während die untere Zeile das entsprechende  $\alpha(\omega)$  und die Zerlegung in Komponenten mit Elektronenspin up bzw. down darstellt. Die Messungen wurden bei einer Temperatur  $T = 4,2$  K und einer Anregungsleistung  $P_{\text{ex}} = 1$  mW durchgeführt. Die Ergebnisse für die QWs mit  $b < 6,3$  nm werden hier nicht weiter betrachtet, da die im Experiment erreichbare Anregungsenergie durch den Verstärkungsbereich des Laser beschränkt ist, wodurch für diese QWs nur im Bereich relativ geringer  $\Delta E$  gemessen. Weiterhin steigt die homogene Linienbreite der Absorptionslinien von 8 meV bei  $b = 19,8$  nm auf über 13 meV bei  $b = 4,0$  nm an, sodass eine eindeutige Zuordnung der Resonanzen zu den exzitonischen Übergängen nicht mehr möglich ist. Schließlich müssen bei geringen Trogbreiten auch Effekte wie die Streuung an Grenzflächenrauhigkeiten berücksichtigt werden, [63] wodurch insgesamt der Vergleich mit der Theorie bedeutend schwieriger wird.

In weiten Bereichen weist der Vergleich zwischen Experiment und Theorie auch für die QWs mit  $b < 19,8$  nm eine gute Übereinstimmung auf. Insbesondere bei dem 15,2 nm und dem 12,2 nm breiten QW werden viele Charakteristika



**Abb. 3.11:** Gemessener (obere Zeile) und berechneter (mittlere Zeile) anfänglicher Spinpolarisationsgrad für die QWs mit den Trogbreiten  $b = 15,2$  nm,  $12,2$  nm und  $9,9$  nm. Die schwarze durchgezogene Linie in der unteren Zeile zeigt das berechnete  $\alpha(\omega)$ , wobei die rote gestrichelte bzw. grüne gestrichelte und gepunktete Linie die Zerlegung nach Komponenten mit Elektronenspin up bzw. down darstellen.

### 3.3. ANREGUNG IN WACHSTUMSRICHTUNG



**Abb. 3.12:** Gemessener (obere Zeile) und berechneter (mittlere Zeile) anfänglicher Polarisationsgrad für die QWs mit den Trogbreiten  $b = 8,3$  nm,  $7,1$  nm und  $6,3$  nm. Die schwarze durchgezogene Linie in der unteren Zeile zeigt das berechnete  $\alpha(\omega)$ , wobei die rote gestrichelte bzw. grüne gestrichelte und gepunktete Linie die Zerlegung nach Komponenten mit Elektronenspin up bzw. down darstellen.

von  $P_0$  im Experiment aufgelöst, die durch die numerischen Berechnungen vorhergesagt wurden. Dennoch ist zu beobachten, dass das Verhältnis

$$R = \frac{P_0 \text{ (Experiment)}}{P_0 \text{ (Theorie)}} \quad (3.10)$$

zwischen gemessenem und berechnetem  $P_0$  mit abnehmender QW-Breite ebenfalls abnimmt, wobei  $R$  allerdings für jeden einzelnen QW nahezu konstant ist. Diese Reduktion des gemessenen  $P_0$  zeigt sich vermehrt bei Anregungsenergien über der LH1:E1-Resonanzenergie. Bei dem 19,8 nm breiten QW gilt in diesem Bereich noch  $R \approx 1$ , während für den 6,3 nm breiten QW  $R \approx 0,25$  ermittelt wird. Die in Abschnitt 1.2.1 diskutierte Beziehung  $P_s \equiv P_0$  wird also in den Experimenten mit breiten Quantenfilmen sehr gut reproduziert, während bei schmalen QWs signifikante Abweichungen auftreten. Im Folgenden wird dieses Phänomen durch eine schnelle anfängliche Spinrelaxation (ISR) erklärt.

Der zugrundeliegende Mechanismus der ISR ist vergleichbar mit dem der D'yakonov-Perel'-Spinrelaxation von Elektronen, die in Abschnitt 1.4 besprochen wird [siehe auch [57]]. Bei der optischen Anregung mit hohen Überschussenergien werden Elektronen mit großen Wellenvektoren  $\mathbf{k}_{\parallel}$  in der QW-Ebene erzeugt. In diesem Zustand sind die Elektronen einem effektiven Magnetfeld  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})$  ausgesetzt, welches aufgrund der Spinaufspaltung im LB entsteht. Der Elektronenspin präzediert folglich um  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})$  und ändert dabei seine Spinorientierung. Gleichzeitig relaxiert das Elektron z. B. durch Emission von LO-Phononen von dem angeregten Zustand in das thermische Gleichgewicht mit geringerem  $k_{\parallel}$ . Auf jeder möglichen Zwischenstufe, bei der sich das Elektron im Zustand  $\mathbf{k}'_{\parallel}$  befindet, rotiert der Elektronenspin dabei um das jeweilige Magnetfeld  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}'_{\parallel})$ . Insgesamt relaxiert also die anfänglich erzeugte Elektronenspinpolarisation bei der Thermalisierung, sodass bei der strahlenden Rekombination mit  $k_{\parallel} \approx 0$  das gemessene  $P_0$  geringer ist als das angeregte  $P_0$ . Die ISR erfolgt auf einer wesentlich kürzeren Zeitskala als die anschließende DP-Spinrelaxation im thermischen Gleichgewicht, da  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})$  bei größeren  $k_{\parallel}$  stark ansteigt. Aus diesem Grund ist der exponentielle Abfall von  $P_{\text{opt}}(t)$  durch die DP-Spinrelaxation mit Zeitkonstante  $\tau_s$  im Experiment gut sichtbar [siehe Abb. 3.3(b)], während der Einfluss der ISR in den vorgestellten Messungen zeitlich nicht auflösbar ist.

Um die Reduktion des gemessenen  $P_0$  aufgrund des ISR näherungsweise zu bestimmen, wird im Folgenden eine Abschätzung der Präzessionszeit  $T_z$  des Elektronenspins um das effektive Magnetfeld  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})$  vorgenommen, bevor der erste

### 3.3. ANREGUNG IN WACHSTUMSRICHTUNG

---

Stoßprozess zu einer Energie- und  $\mathbf{k}_{\parallel}$ -Relaxation führt. Bei der Berechnung werden nur inelastische Stoßprozesse mit der Energierelaxationszeit  $\tau_E$  berücksichtigt. Der Einfluss elastischer Streuprozesse und insbesondere das damit verbundene *motional narrowing* (siehe Abschnitt 1.4.2) wird hier vernachlässigt, sodass  $T_z$  insgesamt eine *untere* Grenze für die relevante Zeitskala der ISR ist. Die Vernachlässigung der Coulomb-WW führt dazu, dass die Elektronen isoliert von den Löchern betrachtet werden können durch ihren Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\parallel}$  charakterisiert werden, nicht durch den Exziton-Wellenvektor  $\boldsymbol{\kappa}$ .

Den Ausgangspunkt für die Berechnungen liefert der folgende Ausdruck für den Dresselhaus-Term  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})$  in symmetrischen (100)-QWs: [64]

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{2\gamma}{\hbar} \begin{pmatrix} k_x (k_y^2 - \langle k_z^2 \rangle) \\ k_y (\langle k_z^2 \rangle - k_x^2) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Hierbei wird die Zerlegung  $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$  verwendet,  $k_z$  ist die in Wachstumsrichtung quantisierte Komponente von  $\mathbf{k}$  und  $\gamma$  ist der Spin-Bahn-Koeffizient für den Volumenhalbleiter GaAs. Gleichung (3.11) folgt direkt aus Gl. (1.25), wenn  $k_z$  und  $k_z^2$  durch ihre Erwartungswerte ersetzt werden und weiterhin berücksichtigt wird, dass  $\langle k_z \rangle = 0$  gilt. Für die Berechnung wird zunächst eine Zerlegung in Polarkoordinaten mit  $\mathbf{k}_{\parallel} = k_{\parallel}(\cos \phi, \sin \phi, 0)$  vorgenommen. Anschließend wird die mittlere Präzessionsfrequenz  $\langle \omega_z \rangle(k_{\parallel})$  eines Elektronenspins in  $z$ -Richtung berechnet, indem  $|\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})|$  über den Polarwinkel  $\phi$  gemittelt wird:

$$\langle \omega_z \rangle(k_{\parallel}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi |\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})|. \quad (3.12)$$

Aus Gl. (3.12) wird schließlich  $T_z(k_{\parallel}) = 2\pi/\langle \omega_z \rangle(k_{\parallel})$  berechnet. Unter Annahme einer parabolischen Dispersion  $\Delta E = \hbar^2 k_{\parallel}^2 / (2m_e^*)$  kann schließlich  $T_z(\Delta E)$  berechnet werden.

Insgesamt liefert  $T_z$  eine Abschätzung der Zeitskala, auf der die ursprünglich erzeugte Elektronenspinpolarisation verloren geht. Um weiterhin abzuschätzen, welchen Einfluss ISR auf die gemessene Spinpolarisation hat, muss die Zeitskala  $T_z$  mit der Zeitskala  $\tau_E$  der Energierelaxation verglichen werden. Ist  $T_z \ll \tau_E$ , so ist der Elektronenspin möglicherweise lange genug einem festen  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})$  ausgesetzt, um seine ursprüngliche Ausrichtung durch die Präzession nahezu vollständig zu verlieren. Im entgegengesetzten Fall  $T_z \gg \tau_E$  rotiert der Spin nur kurz um  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})$ ,

bevor die Energierelaxation erfolgt. Hierbei bleibt die angeregte Polarisation weitestgehend erhalten und kann dann gemessen werden. Dieser Prozess gleicht dem bekannten *motional narrowing*, allerdings mit inelastischen Stoßprozessen. Der qualitative Vergleich der Zeitskalen wird im Folgenden durch eine Abschätzung von  $R$  in Abhängigkeit von  $k_{\parallel}$  genauer betrachtet. Dazu wird

$$R(k_{\parallel}) = \frac{1}{\tau_E(k_{\parallel})} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \int_0^{\infty} dt \exp[-t/\tau_E(k_{\parallel})] \cos[|\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})|t] \quad (3.13a)$$

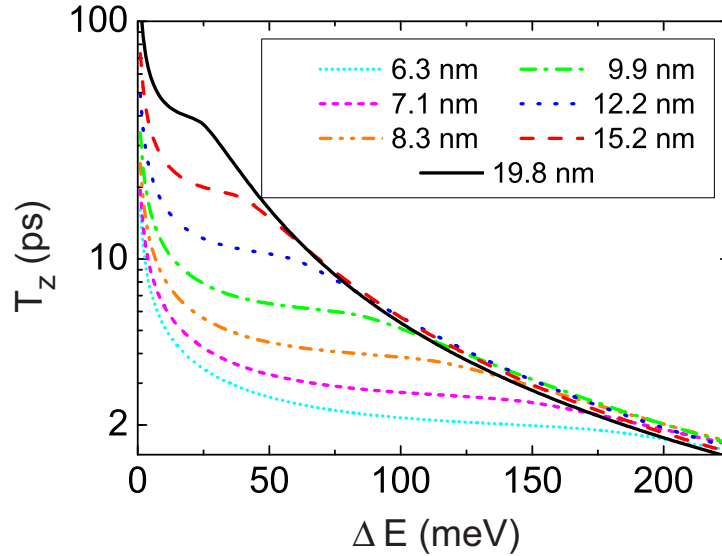
$$= \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \frac{1}{1 + |\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})|^2 \tau_E^2(k_{\parallel})} \quad (3.13b)$$

berechnet, wobei ein exponentieller Zerfall der ursprünglich angeregten Zustände mit Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\parallel}$  auf der Zeitskala  $\tau_E$  angenommen wird. Der  $\cos[|\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}_{\parallel})|t]$ -Term in Gl. (3.13a) modelliert die Präzession des Elektronenspins um das effektive Magnetfeld. Im Grenzfall  $T_z \gg \tau_E$  vereinfacht sich Gl. (3.13b) zu

$$R(k_{\parallel}) \approx 1 - (2\pi\tau_E/T_z)^2 \rightarrow 1. \quad (3.14)$$

Im Prinzip kann nun  $R(k_{\parallel})$  anhand von Gl. (3.13b) quantitativ abgeschätzt und mit dem Experiment verglichen werden, falls  $\tau_E(k_{\parallel})$  bekannt ist. In den hier vorgestellten Messungen kann  $\tau_E(k_{\parallel})$  allerdings nicht bestimmt werden, da die notwendige Zeitskala wesentlich geringer ist als die erzielte Zeitauflösung. Außerdem ist eine Abschätzung nicht möglich, da  $\tau_E(k_{\parallel})$  von einer Vielzahl von Parametern abhängt, die nicht hinreichend genau bekannt sind (z. B. der Störstellendichte und -verteilung sowie der Ladungsträgerdichte und -mobilität). Dennoch können aus diesem Modell interessante Schlussfolgerungen gezogen werden, die im Folgenden diskutiert werden.

In Abb. 3.13 ist  $T_z(\Delta E)$  für die sieben hier betrachteten QWs gezeigt, wobei  $\gamma = 19,55 \text{ eV}\text{\AA}^3$  verwendet wurde. [25] Die entsprechenden  $\langle k_z^2 \rangle$ , die aus den  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Berechnungen entnommen wurden, sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Zunächst wird der Bereich kleiner Überschussenergien  $\Delta E \leq 50 \text{ meV}$  betrachtet. Für die breiten QWs mit den Trogbreiten 19,8 nm, 15,2 nm und 12,2 nm ergibt sich eine relativ lange Präzessionszeit  $T_z \gtrsim 10 \text{ ps}$ . Zur Verdeutlichung kann gemäß Gl. (3.13b)  $R(k_{\parallel})$  berechnet werden, wenn ein typisches  $\tau_E = 200 \text{ fs}$  angenommen wird. [65] Bei diesen Quantenfilmen ist demnach der Verlust von  $P_0$  durch ISR unter 3 % und kann vernachlässigt werden. Die schmalen QWs mit Trogbreiten  $\leq 7,1 \text{ nm}$  weisen hingegen kurze  $T_z \lesssim 4 \text{ ps}$  auf, woraus ein relativ hoher  $P_0$ -Verlust von



**Abb. 3.13:**  $T_z$  als Funktion der Überschussenergie  $\Delta E$  für die hier untersuchten QWs.

ca. 50 % berechnet und im Experiment auch gefunden wird. Die Ursache dieses Verhaltens liegt in der Zunahme von  $\langle k_z^2 \rangle$  mit sinkender QW-Breite, weshalb gemäß Gl. (3.11) ein größeres effektives Magnetfeld herrscht.

Bei höheren Überschussenergien  $\Delta E > 50$  meV bildet sich zunächst ein Bereich aus, in dem bei  $b \leq 9,9$  nm über weite Strecken  $T_z$  nahezu konstant ist. Hier werden die Terme aus Gl. (3.12), die linear in  $k_{\parallel}$  sind, durch die  $k_{\parallel}^3$ -Terme kompensiert. Aus diesem Grund ist letztlich auch  $R(k_{\parallel}) = \text{const}$ . Auf den Bereich mit  $T_z = \text{const}$  folgt ein Bereich, in dem  $T_z$  weiter abnimmt. Insbesondere bei den breiten QWs ist dieses Verhalten für  $\Delta E > 50$  meV zu beobachten. Hier tragen die  $k_{\parallel}^3$ -Terme stärker zu  $|\Omega(\mathbf{k}_{\parallel})|$  bei als die  $k_{\parallel}$ -Terme, wodurch die Stärke des Magnetfeldes zunimmt und damit  $T_z$  kürzer wird. Insgesamt sollte das gemessene  $P_0$  durch die ISR auch in breiten Quantenfilmen stark reduziert werden, wenn die Überschussenergie so hoch ist, dass  $k_{\parallel}^2 \gg \langle k_z^2 \rangle$  gilt. Diese Schlussfolgerung kann in der vorliegenden Arbeit nicht weiter untersucht werden, da der relevante Energiebereich nicht durch die numerischen Berechnungen abgedeckt werden kann.

Der ISR-Einfluss auf die Messergebnisse ist abhängig von  $\langle \omega_z \rangle(k_{\parallel})$ , also letztlich der Stärke des effektiven Magnetfeldes *in* der Quantenfilmebene. In einem

QW-Breite (nm)	$\langle k_z^2 \rangle$ ( $10^{-3}/\text{\AA}^2$ )
19,8	0,2154
15,2	0,3489
12,2	0,5171
9,9	0,7463
8,3	1,004
7,1	1,302
6,3	1,572

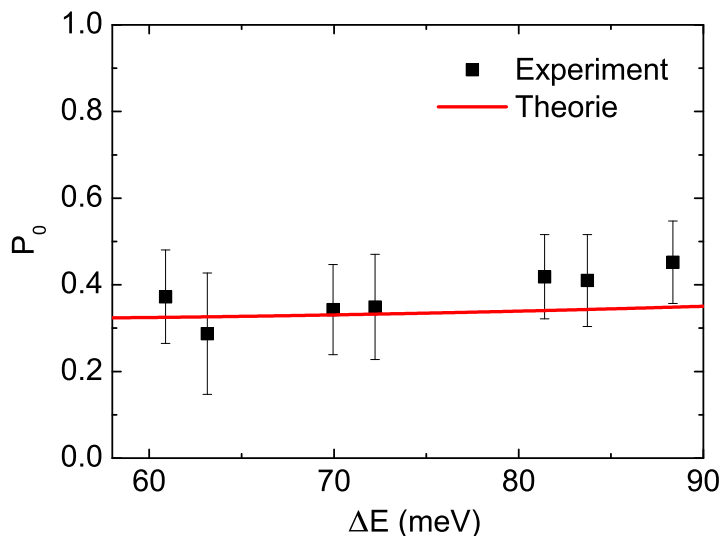
**Tabelle 3.2:**  $\langle k_z^2 \rangle$  der GaAs/AlAs-QWs zur Berechnung von  $T_z$ .

System, in dem das effektive Magnetfeld in Wachstumsrichtung zeigt, ist der angeregte Elektronenspin parallel zu diesem Feld ausgerichtet und verliert seine Anfangspolarisation nicht durch eine Präzessionsbewegung. Ein solches System ist wie in Abschnitt 1.4.2 besprochen durch einen (110)-orientierten, symmetrischen Quantenfilmstrukturen realisiert, sodass die DP-Spinrelaxation für in Wachstumsrichtung orientierte Spins unterdrückt ist. [66] Bei einer Messung von  $P_0$  an einem (110)-QW sollte also auch bei hohen  $\Delta E$  keine Beeinflussung durch ISR auftreten und somit sollten die Messergebnisse die numerisch berechneten Werte widerspiegeln. Abbildung 3.14 zeigt das gemessene  $P_0$  als Funktion von  $\Delta E$  bei  $T = 4,2$  K und  $P_{\text{ex}} = 1$  mW. Bei der untersuchten Probe<sup>1</sup> handelt es sich um eine (110)-GaAs/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-Struktur, bei der zehn QWs keilförmig übereinander gewachsen wurden. Dadurch ist die Breite des untersuchten QW abhängig von der Position der Laseranregung und kann im Bereich von 2 nm bis 10 nm variiert werden. Für diese Messungen wurde eine QW-Breite von 4,7 nm eingestellt, da hier  $\langle k_z^2 \rangle$  nahezu identisch ist mit dem  $\langle k_z^2 \rangle$  des 6,3 nm breiten (100)-GaAs/AlAs-QWs. Der Vergleich der Ergebnisse dieser beiden QWs (siehe dazu auch Abb. 3.12) zeigt deutliche Unterschiede im Verhalten von  $P_0$ . Während bei dem (100)-QW das gemessene  $P_0$  für Anregungsenergien oberhalb des LH1:E1-Übergangs stark reduziert ist, stimmen bei dem (110)-QW Experiment und Theorie in diesem Energiebereich gut überein. Diese Resultate untermauern letztlich die Erklärung der  $P_0$ -Reduktion in den (100)-QWs durch den ISR-Mechanismus.

---

<sup>1</sup>Probe Ta 13 05-13-3.1, gewachsen von Dr. D. Schuh am Walter-Schottky-Institut, München



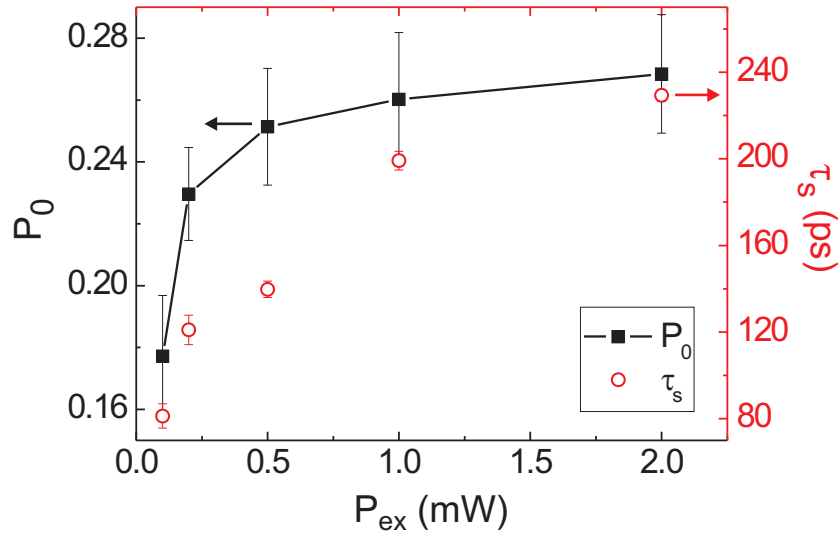


**Abb. 3.14:**  $P_0$  als Funktion von  $\Delta E$  für die (110)-GaAs/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-Struktur ( $P_{\text{ex}} = 1$  mW,  $T = 4,2$  K). Die rote Linie zeigt die Ergebnisse der numerischen Berechnungen.

#### 3.3.4 $P_0$ als Funktion der Anregungsleistung

Bisher wurde  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie untersucht, wobei die Anregungsleistung konstant gehalten wurde. In diesem Abschnitt wird nun das Verhalten des gemessenen  $P_0$  bei unterschiedlichen Anregungsleistungen und konstantem  $E_{\text{ex}}$  betrachtet. Zunächst wird der Fall niedriger  $P_{\text{ex}}$  diskutiert, und anschließend wird das spinabhängige, optische Ausbleichen bei höheren  $P_{\text{ex}}$  untersucht.

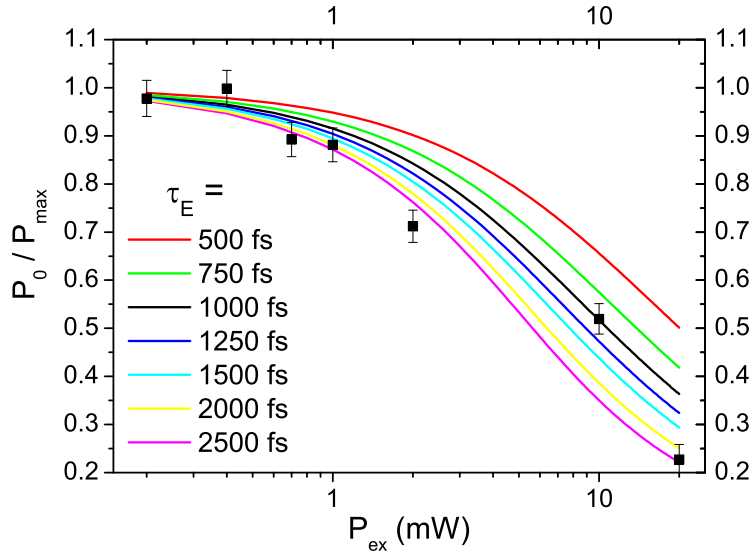
Abbildung 3.15 zeigt  $P_0$  als Funktion von  $P_{\text{ex}}$  für den 12,2 nm-GaAs/AlAs-QW. Die Proben­temperatur beträgt  $T = 4,2$  K, und die Anregung erfolgt mit einer Überschussenergie  $\Delta E = 176$  meV. Die Ergebnisse zeigen eine deutliche Abnahme von  $P_0$  bei niedrigerem  $P_{\text{ex}}$ . Der Grund hierfür liegt in der Abhängigkeit der ISR-Effizienz von der Anregungsleistung. Die Abschätzung von  $T_z$  aus Abschnitt 3.3.3 berücksichtigt nur inelastische Stoßprozesse der Elektronen beispielsweise an Störstellen oder mit Phononen. Diese Prozesse sind allerdings weitestgehend unabhängig von der Ladungsträgerdichte im Quantenfilm. Zusätzlich treten jedoch auch elastische Elektron-Elektron-Stoßprozesse auf, deren Streuquerschnitt stark von der Elektronendichte abhängt. Liegt eine hohe Ladungsträgerdichte vor, so führen die elastischen Streuprozesse zu einem verstärkten



**Abb. 3.15:** Die schwarzen Quadrate zeigen das gemessene  $P_0$  als Funktion von  $P_{\text{ex}}$  für den 12,2 nm breiten (100)-GaAs/AlAs-QW bei  $\Delta E = 176$  meV und  $T = 4,2$  K. Die schwarze Linie dient zur Verdeutlichung des Verlaufs von  $P_0$ . Die roten Kreise stellen das entsprechende  $\tau_s$  dar.

*motional narrowing*-Effekt, wodurch die Wirkung des ISR-Mechanismus abgeschwächt wird. Bei niedrigen Ladungsträgerdichten hingegen sinkt die Anzahl der elastischen Streuprozesse, sodass der Verlust der anfänglichen Spinpolarisation durch die ISR zunimmt. Aufgrund dieses Phänomens ist das gemessene  $P_0$  bei niedrigen Anregungsleistungen und damit niedrigen Ladungsträgerdichten signifikant geringer als bei höheren  $P_{\text{ex}}$ . Das *motional narrowing* beeinflusst nicht nur die Effizienz des ISR, sondern auch die Spindephasierung nach der Relaxation der Überschussenergie zu späteren Zeitpunkten. Daher sollte  $\tau_s$  aus Gl. (3.2) ebenfalls von der Anregungsleistung abhängen. Die roten Kreise in Abb. 1.8 zeigen  $\tau_s$  als Funktion von  $P_{\text{ex}}$ , und in der Tat steigt  $\tau_s$  mit zunehmender Anregungsleistung, da wiederum das *motional narrowing* die Wirkung der DP-Spinrelaxation bei höheren Dichten schwächt. Der Einfluss des BAP-Mechanismus, welcher bei höheren Lochdichten an Relevanz gewinnt und somit möglicherweise  $\tau_s$  reduziert, ist in diesen Messungen nicht zu beobachten.

Um bei der Messung von  $P_0$  einen Wert zu erzielen, der möglichst nah bei dem realen angeregten  $P_0$  liegt, darf aber die Anregungsleistung nicht beliebig groß gewählt werden. Ab einem bestimmten Punkt setzt ein Bereich ein, in dem das



**Abb. 3.16:** Verhältnis zwischen gemessenem und berechnetem  $P_0$  als Funktion von  $P_{\text{ex}}$  untersucht an der (110)-GaAs/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-Struktur bei  $T = 4,2$  K. Die durchgezogenen Linien zeigen die modellierten Daten für unterschiedliche  $\tau_E$ .

spinabhängige Ausbleichen der optischen Absorption den Polarisationsgrad beeinflusst. [67, 68] Hier sind die optisch angeregten Zustände der Majoritätsspinpopulation so stark besetzt, dass durch das Pauli-Ausschlussprinzip die Erzeugung weiterer Elektronen mit der Majoritätsspinorientierung verhindert wird. Dadurch sinkt effektiv der Absorptionskoeffizient dieser Spinorientierung, während  $\alpha(\omega)$  für die Minoritätsspinorientierung gleich bleibt. Insgesamt führt das optische Ausbleichen also zu einer Reduktion von  $P_0$  mit zunehmender Anregungsleistung. In Abb. 3.16 ist das Verhältnis von gemessenem  $P_0$  zu dem maximal bei dieser Überschussenergie erreichbaren, numerisch berechneten Polarisationsgrad  $P_{\max}$  als Funktion von  $P_{\text{ex}}$  dargestellt. Die Messungen wurden an der (110)-GaAs/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-Struktur bei  $T = 4,2$  K und  $\Delta E = 150$  meV durchgeführt. Bei  $P_{\text{ex}} \leq 1$  mW ist  $P_0/P_{\max} \approx 0,95$  noch relativ hoch, da hier das Ausbleichen noch nicht einsetzt.<sup>2</sup> Bei größeren Anregungsleistungen nimmt das Verhältnis jedoch stark ab, und bei  $P_{\text{ex}} = 20$  mW wird schließlich nur noch  $P_0/P_{\max} \approx 0,25$

<sup>2</sup>Bei der (110)-Struktur wird  $P_0$  nicht durch ISR-Einfluss reduziert.

gemessen.

Im Folgenden wird ein Ratengleichungssystem entwickelt, um das optische Ausbleichen als Funktion von  $P_{\text{ex}}$  zu modellieren. [6] Dazu wird die Dynamik  $N_{\pm}(t)$  der Besetzung von LB-Zuständen mit  $m_j = \pm 1/2$  durch

$$\frac{d}{dt}N_{\pm}(t) = -\frac{N_{\pm}(t)}{\tau_E} + \frac{(1 \mp P_{\text{max}})}{2} \cdot S(t) \cdot \underbrace{\alpha_i \left(1 - \frac{N_{\pm}(t)}{D \cdot E_{\text{Puls}}}\right)}_{\text{Ausbleichen}} \quad (3.15)$$

beschrieben, wobei

$$S(t) = \frac{P_{\text{ex}}}{2\pi f_L d_L^2 E_{\text{ex}}} \cdot f_p(t) \quad (3.16)$$

die zeitabhängige, durch Laseranregung generierte Ladungsträgerdichte ist. Hierbei ist  $f_L$  die Wiederholfrequenz des Lasers und  $d_L$  der Durchmesser des Laserspots auf der Probe. Die Funktion  $f_p(t)$  modelliert die Pulsform im Zeitraum, die verwendet wird, um die zeitabhängige Besetzung der Zustände zu berechnen. Der Term  $(1 \mp P_{\text{max}})/2$  beschreibt das Verhältnis der angeregten Elektronen mit Spin up und down. Das spinabhängige Ausbleichen des ursprünglichen Absorptionskoeffizienten  $\alpha_i$  wird schließlich durch den entsprechend gekennzeichneten Term in Gl. (3.15) berücksichtigt, wobei  $D = m_e^*/(\pi\hbar^2)$  die zweidimensionale Zustandsdichte und  $E_{\text{Puls}}$  die energetische Pulsbreite ist. Der effektive Absorptionskoeffizient der Ladungsträger mit Spin up bzw. down nimmt demnach stark ab, wenn die Anzahl der bereits erzeugten Ladungsträger  $N_+(t)$  bzw.  $N_-(t)$  in eine vergleichbare Größenordnung ansteigt wie die Anzahl der verfügbaren Zustände ( $D \cdot E_{\text{Puls}}$ ). Um  $P_0$  auszurechnen, wird zunächst das über eine Pulsdauer  $\tau_{\text{Puls}}$  gemittelte

$$\overline{N}_{\pm} = \frac{1}{\tau_{\text{Puls}}} \int_0^{\tau_{\text{P}}} N_{\pm}(t) dt \quad (3.17)$$

berechnet und anschließend in  $P_0 = (\overline{N}_+ - \overline{N}_-)/(\overline{N}_+ + \overline{N}_-)$  eingesetzt. Gleichung (3.15) wird mit dem Computeralgebraprogramm *Maple* numerisch unter Verwendung der in Tabelle 3.3 angegebenen Parameter gelöst. Bei den Berechnungen wurde die Pulsform durch eine halbe Periode einer Sinuskurve modelliert. Der einzige freie Parameter der Berechnungen ist  $\tau_E$ , welches zur Anpassung an die Messdaten im Bereich  $\tau_E = 500 - 2500$  fs variiert wird. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abb. 3.16 gezeigt. Insgesamt beschreibt das Modell die

### 3.3. ANREGUNG IN WACHSTUMSRICHTUNG

---

$f_L$	80 MHz
$d_L$	18 $\mu m$
$\alpha_i$	0,02
$m^*$	$0,067 \cdot 6,103 \cdot 10^{-31}$ kg
$E_{\text{Puls}}$	1,5 meV
$\tau_{\text{Puls}}$	1,5 ps

**Tabelle 3.3:** Parameter für die Modellierung des spinabhängigen Ausbleichens. Die Parameter  $d_L$  und  $E_{\text{Puls}}$  wurden experimentell bestimmt, während  $\alpha_i$  numerisch berechnet wurde und  $f_L$  den Angaben des Laserherstellers entspricht.

Abhängigkeit des anfänglichen Spinpolarisationsgrades von  $P_{\text{ex}}$  unter Verwendung realistischer Parameter sehr gut, wobei die beste Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie für  $\tau_E > 1$  ps erzielt wird. Das spinabhängige optische Ausbleichen wird auch bei der Laseranregung in der Wachstumsebene beobachtet (siehe Abschnitt 3.4.3).

#### 3.3.5 Zusammenfassung

In Abschnitt 3.3.1 wurden die optischen Auswahlregeln bei Anregung in Wachstumsrichtung untersucht, indem der Anfangspolarisationsgrad  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie gemessen und numerisch berechnet wurde. Der Vergleich zwischen Experiment und Theorie weist eine sehr gute Übereinstimmung auf, da nicht nur die Lage der einzelnen Resonanzen, sondern in weiten Bereichen auch der Wert von  $P_0$  bei den breiten QWs übereinstimmt. Das zugrundeliegende theoretische Modell, welches auf einem  $8 \times 8$ -Kane-Hamiltonoperator basiert, berücksichtigt vollständig die Coulomb-WW der Ladungsträger sowie das Valenzbandmischen. In Abschnitt 3.3.2 konnte gezeigt werden, dass eine Vernachlässigung dieser Effekte zu signifikanten Abweichungen zwischen Experiment und Theorie führt. Für eine realistische Modellierung der optischen Auswahlregeln sind daher die Wechselwirkungen von großer Bedeutung. Weiterhin wurde ein neues Identifikationsschema der Resonanzen eingeführt, indem  $\alpha(\omega)$  in Bestandteile aus optischen Übergängen mit Elektronenspin up bzw. down zerlegt wurde. Die Charakterisierung der Resonanzen anhand dieser Methode erlaubt eine detaillierte Analyse des physikalischen Ursprungs einer Resonanz, während

die Bezeichnung anhand der führenden Subbandterme (z. B. HH1:E1) in einigen Fällen ungenau ist.

Der Verlauf von  $P_0$  als Funktion von  $E_{\text{ex}}$  wurde in Abschnitt 3.3.3 für verschiedene Trogbreiten untersucht. Dabei zeigte sich, dass das Verhältnis zwischen gemessenem und berechnetem  $P_0$  bei Überschussenergien  $\Delta E \geq 50$  meV in weiten Bereichen konstant, aber dennoch signifikant geringer als eins ist. Diese Reduktion des gemessenen  $P_0$  wurde auf eine schnelle anfängliche Spinrelaxation zurückgeführt, bei der die Elektronenspinorientierung ähnlich wie beim DP-Mechanismus durch die Präzession um ein effektives Magnetfeld verloren geht. Der Einfluss der ISR wurde durch numerische Berechnungen der Präzessionszeit quantitativ abgeschätzt, wodurch die experimentellen Resultate insbesondere für schmale QWs erklärt werden konnten. Abschließend wurde in Abschnitt 3.3.4 die Abhängigkeit des anfänglichen Spinpolarisationsgrades von der Anregungsleistung analysiert. Bei niedrigen  $P_{\text{ex}}$  ist eine Reduktion von  $P_0$  zu beobachten, die auf die zunehmende Effizienz des ISR aufgrund der sinkenden Beeinflussung durch *motional narrowing* zurückzuführen ist. Im Fall hoher Anregungsleistungen führt das spinabhängige optische Ausbleichen, welches durch ein Ratengleichungssystem modelliert wurde, ebenfalls zu einer Abnahme des gemessenen  $P_0$ .

### 3.4 Seitliche Spinanregung

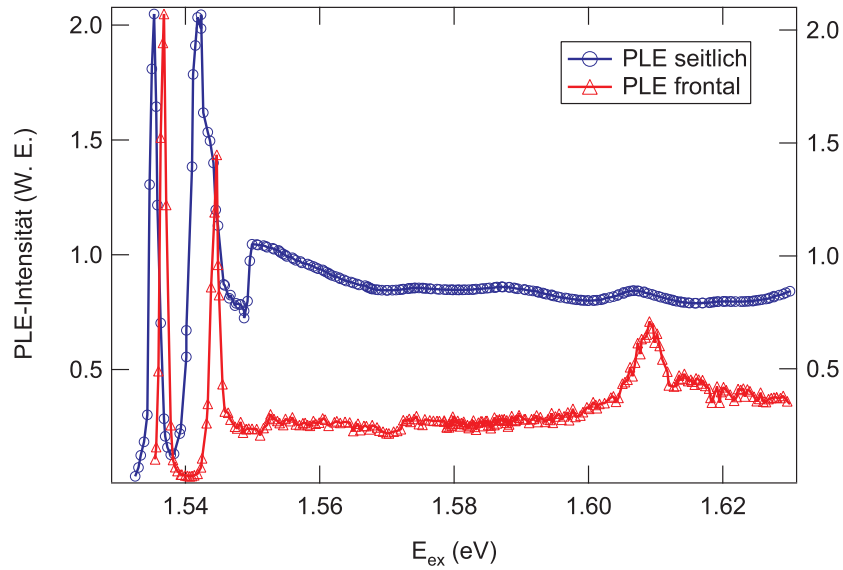
Im vorigen Abschnitt wurden die optischen Auswahlregeln bei Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung des GaAs-QWs grundlegend untersucht. Für eine Vielzahl von Experimenten und Bauteilen spielen allerdings diejenigen optischen Auswahlregeln eine große Rolle, bei denen die Anregungs- bzw. Detektionsrichtung des Lichts *parallel* zur QW-Ebene und damit senkrecht zur Wachstumsrichtung ist. Beispielsweise untersuchten OHNO et al. die Effizienz der elektrischen Injektion von spinpolarisierten Löchern in eine Spin-LED-Struktur durch die Messung des Polarisationsgrades von seitlich emittierter Elektrolumineszenz. [69] Dieses Ergebnis wurde allerdings kontrovers diskutiert, da z. B. FIERDERLING et al. in ähnlichen Experimenten eine nahezu unpolarisierte Elektrolumineszenz gemessen haben. [70] Die Autoren der letzteren Arbeit weisen darauf hin, dass die optischen Auswahlregeln in seitlicher Konfiguration nicht für die Messung der injizierten Spinpolarisation geeignet sind. Dennoch werden weiterhin Expe-

perimente durchgeführt, die die optischen Auswahlregeln in seitlicher Geometrie zur Spindetektion verwenden, bei denen gemessene Polarisationsgrade der Emission durch Nebeneffekte wie Verspannung erklärt werden. [71, 72] Insgesamt wird aber für eine verlässliche Interpretation und Diskussion der experimentellen Resultate ein detailliertes Verständnis der Auswahlregeln für seitliche Emission bzw. Anregung benötigt. Hierzu leisten die in diesem Abschnitt vorgestellten Daten einen Beitrag. Hier wird  $P_0$  als Funktion von  $P_{\text{ex}}$  bei seitlicher, zirkular polarisierter Laseranregung der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-Probe analysiert. Der verwendete Messaufbau und die Prozeduren zur Datenanalyse wurden bereits in Abschnitt 2.2 bzw. in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Zunächst wird eine Charakterisierung der Probe durch PLE-Messungen bei Anregung in Wachstumsrichtung und bei seitlicher Anregung vorgenommen (siehe Abschnitt 3.4.1). Anschließend werden in Abschnitt 3.4.2 die Ergebnisse für  $P_0$  für beide Anregungsrichtungen vorgestellt und verglichen.

### 3.4.1 Probencharakterisierung

In einem ersten Schritt wird eine PLE-Messung an der GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-Probe mittels des in Abschnitt 2.3 beschriebenen Messaufbaus durchgeführt. Hierbei wird die Probe mit linear in  $x$ -Richtung polarisiertem Laserlicht angeregt und die zeitintegrierte PL-Intensität gemessen. In einem Fall erfolgen Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung, im anderen Fall wird die Probe seitlich angeregt und die PL ebenfalls seitlich detektiert. Die Ergebnisse der beiden Messungen sind in Abb. 3.17 dargestellt. Der Vergleich der Daten zeigt, dass  $\alpha(\omega)$  von der Anregungs- bzw. Detektionsrichtung abhängt. Bei der seitlichen Anregung fällt eine Verschiebung der Resonanzen zu niedrigeren Energien im Vergleich zur Anregung in  $z$ -Richtung auf. Die beiden niederenergetischen Peaks bei Anregung in Wachstumsrichtung (rote Kurve), die dem HH1:E1- bzw. LH1:E1-Übergang zuzuordnen sind, liegen bei 1,537 eV bzw. bei 1,545 eV. Bei der seitlichen PLE hingegen befinden sich diese Resonanzen bei 1,535 eV und bei 1,542 eV, die energetische Verschiebung beträgt folglich ca. 2 – 3 meV. Diese Verschiebung wird im gesamten Anregungsenergiebereich beobachtet, so z. B. auch bei der Absorptionskante bei 1,553 eV bzw. 1,550 eV und bei der Struktur mit einer Anregungsenergie von 1,609 eV bzw. 1,607 eV.

Die Ursache für diese energetische Verschiebung ist möglicherweise eine orts-

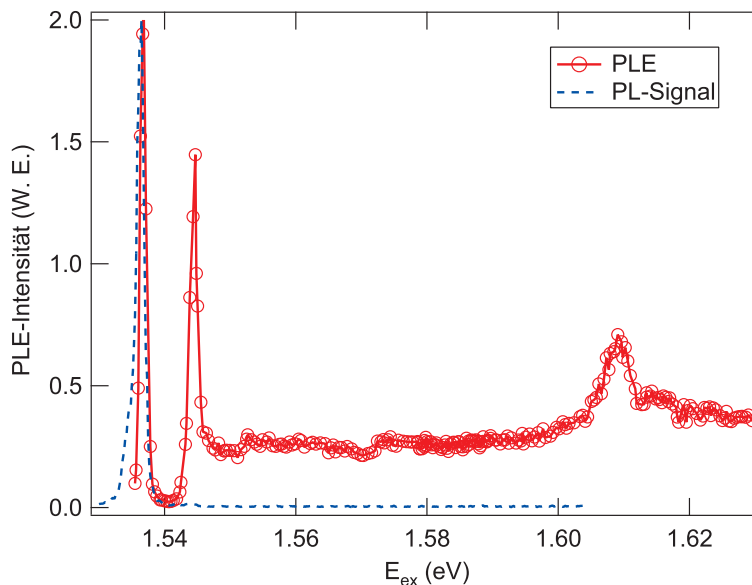


**Abb. 3.17:** PLE-Messungen an der GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-Struktur bei Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung (rote Dreiecke) und bei seitlicher Anregung und Emission (blaue Kreise).

abhängige Verspannung der Probe. Die Probe ist aus messtechnischen Gründen so aufgeklebt, dass sie über die Kante des Probenhalters herausragt und somit die seitlich angeregte Spaltfläche frei steht. Diese Art der Halterung führt zu einer Reduktion des bei der Messung eingefangenen Streulichts, welches vom Probenhalter reflektiert wird. Beim Abkühlen der Probe kann daher der aufgeklebte Teil anders verspannt sein als die freistehende Kante. Ein weitere Ursache könnte der Spaltvorgang selbst sein: Am Rand der Probe, an dem die zur seitlichen Messung benötigte saubere Kante durch Spalten hergestellt wurde, führt diese mechanische Einwirkung zu einer größeren Verspannung als im Zentrum, wo die Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung erfolgen. Die Verspannung hat einen starken Einfluss auf die Bandstruktur und damit auf  $\alpha(\omega)$ , [73] wodurch die gemessenen Unterschiede in Abb. 3.17 erklärt werden könnten.

Zum Vergleich der experimentellen und theoretischen Werte von  $P_0$  wurden für die numerischen Berechnungen Probenparameter verwendet, die für die jeweilige Messgeometrie spezifisch sind. Beispielsweise zeigen die PLE-Messungen, dass die Verbreiterung der Absorptionslinien von der Messgeometrie abhängt. Besonders deutlich ist dies an der LH1:E1-Resonanz zu erkennen, bei der eine





**Abb. 3.18:** PLE-Spektrum (rote Kreise) und ein Spektrum der zeitintegrierten PL (blaue gestrichelte Linie) für die  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ -Probe. Die Stokes-Verschiebung beträgt ca 0,3 meV.

Halbwertsbreite der gaußförmigen Absorptionslinie von  $\delta \approx 1$  meV bei Anregung in  $z$ -Richtung gemessen wird. Daraus lässt sich zunächst auf eine sehr gute Probenqualität schließen, da die intrinsische Linienbreite sehr gering ist. Der Einfluss der Verspannung an der Bruchkante ist jedoch nicht zu vernachlässigen, da bei der seitlichen PLE am LH1:E1-Übergänge eine Halbwertsbreite  $\delta \approx 3 - 4$  meV gemessen wird. Diese Tatsache muss bei der Diskussion der Daten berücksichtigt werden.

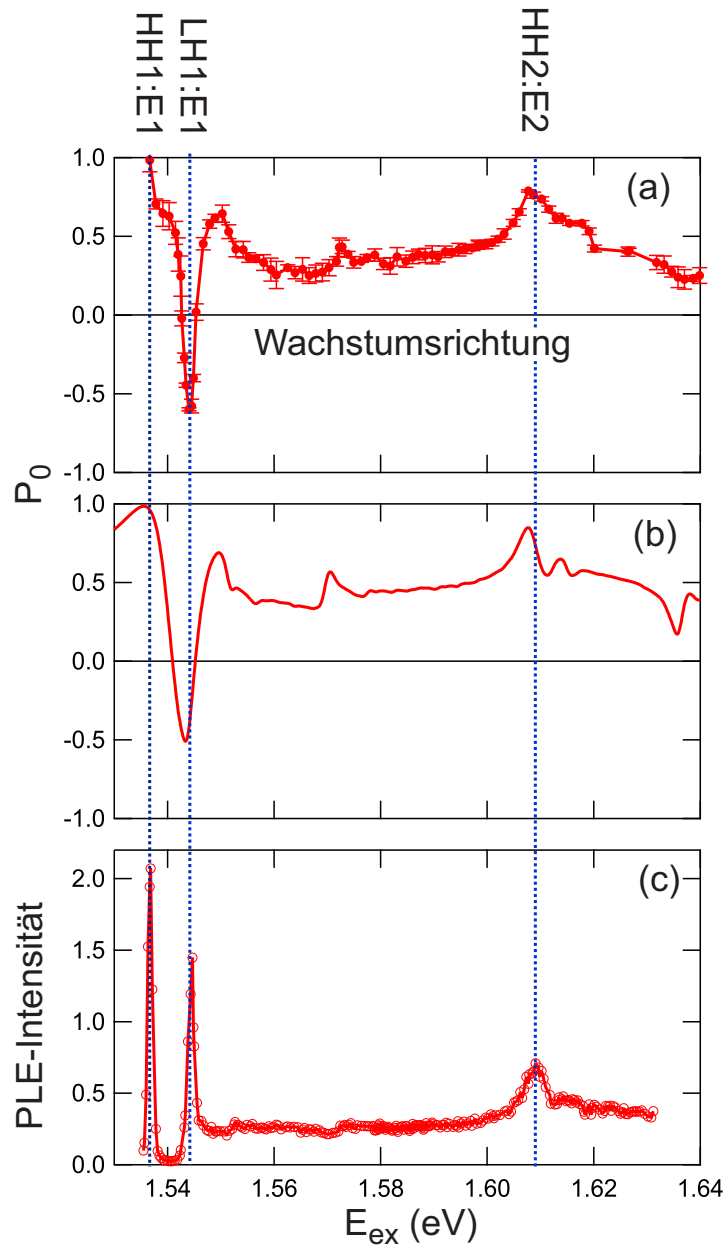
Die gute Gesamtqualität der Probe zeigt sich auch an der niedrigen gemessenen Stokes-Verschiebung, wie aus Abb. 3.18 zu entnehmen ist. Hier ist zum Vergleich das in Wachstumsrichtung aufgenommene PLE-Spektrum sowie ein zeitintegriertes Spektrum der PL gezeigt. Die Stokes-Verschiebung, die sich aus der energetischen Differenz zwischen der HH1:E1-Absorptionslinie und der PL-Position berechnet, beträgt für diese Probe ca. 0,3 meV und liegt an der Auflösungsgrenze des Messaufbaus.

### 3.4.2 Messergebnisse und numerische Berechnungen

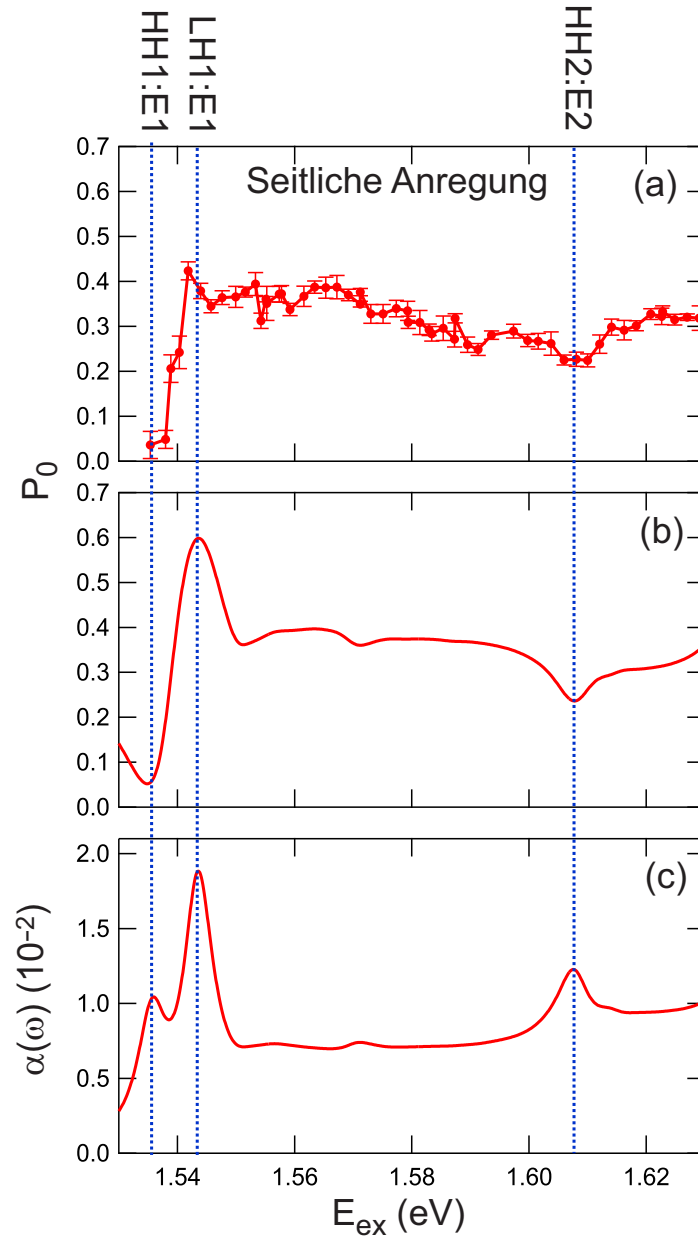
In diesem Abschnitt werden die experimentellen und theoretischen Ergebnisse sowohl bei Anregung in Wachstumsrichtung als auch bei seitlicher Anregung vorgestellt. Zunächst werden hier aus zwei Gründen die Resultate für die Anregung in  $z$ -Richtung besprochen. Zum einen wurden alle numerischen Berechnungen in diesem Abschnitt mit dem erweiterten theoretischen Modell durchgeführt, welches in Anhang B.2 besprochen wird. Der Vergleich zwischen Experiment und Theorie dient zur Verifizierung des Modells und Demonstration, dass in dieser Geometrie  $P_0$  noch immer realistisch dargestellt wird. Zum anderen kann anhand dieser Daten ein direkter Vergleich der optischen Auswahlregeln bei seitlicher Anregung und bei Anregung in Wachstumsrichtung vorgenommen werden.

#### Anregung in Wachstumsrichtung

Die Messungen zur Anregung und Detektion in  $z$ -Richtung wurden bei  $T = 10$  K und  $P_{\text{ex}} = 1$  mW durchgeführt, der Messaufbau entspricht dem in Abschnitt 2.1 vorgestellten Schema. Bei den Berechnungen wurde eine phänomenologische Lorentzverbreiterung  $\Gamma_L = 1$  meV der Absorptionslinien angenommen. Abbildung 3.19 zeigt die Zusammenstellung der Daten für die Anregung in  $z$ -Richtung. Die vertikalen gestrichelten Linien kennzeichnen die energetischen Positionen wichtiger exzitonischer Übergänge. Bei  $E_{\text{ex}} = 1,537$  eV handelt es sich um den HH1:E1-Übergang, sodass  $P_0 = 1$  gemessen und berechnet wird. Der nachfolgende Vorzeichenwechsel von  $P_0$  bei Energien um 1,544 eV ist auf den führenden Beitrag des LH1:E1-Übergangs zu  $\alpha(\omega)$  zurückzuführen, wobei direkt an der LH1:E1-Resonanz ein maximal negatives  $P_0 \approx -0,6$  beobachtet wird. Die nächste Struktur bei  $E_{\text{ex}} = 1,55$  eV repräsentiert die Absorptionskante des HH1:E1-Kontinuums. Bei höheren Anregungsenergien  $P_{\text{ex}} = 1,572$  eV bzw.  $P_{\text{ex}} = 1,61$  eV zeigen sich zwei weitere Strukturen, die energetisch der HH3:E1 bzw. HH2:E2-Resonanz zuzuordnen sind. Wie erwartet weist der Verlauf von  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie eine große Ähnlichkeit zu den in Abschnitt 3.3 vorgestellten Daten auf. Da die hier untersuchte Struktur aus relativ breiten QWs besteht, ist der Einfluss des ISR auf die Messergebnisse vergleichsweise gering. Daraus resultiert letztlich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, welche die Schlussfolgerung zulässt, dass auch das erweiterte Modell



**Abb. 3.19:** (a) Experimentelles und (b) numerisch berechnetes  $P_0$  als Funktion von  $E_{\text{ex}}$  für den GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-MQW ( $b = 14$  nm) bei Anregung in Wachstumsrichtung. (c) zeigt ein gemessenes PLE-Spektrum.



**Abb. 3.20:** (a) Experimentelles und (b) numerisch berechnetes  $P_0$  als Funktion von  $E_{\text{ex}}$  für den GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-MQW ( $b = 14$  nm) bei seitlicher Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung. (c) zeigt ein berechnetes Absorptionsspektrum mit einer Linienbreite  $\Gamma_L = 3$  meV für dieses Geometrie.

eine realistische Beschreibung der physikalischen Realität liefert.

#### Seitliche Anregung

In Abbildung 3.20 sind die Ergebnisse für die seitliche Anregung und die Emission in Wachstumsrichtung gezeigt (siehe Messaufbau in Abb. 2.2). Die Detektionsrichtung wurde in die  $z$ -Richtung gelegt, da hier die Auswahlregeln durch die Experimente aus Abschnitt 3.3 bereits bekannt sind. Somit können in dieser Geometrie die Auswahlregeln für die seitliche Anregung und damit auch für die seitliche Emission isoliert untersucht werden. Die Messung wurde wiederum bei  $T = 10$  K und  $P_{\text{ex}} = 1$  mW durchgeführt. Das in Abb. 3.20(c) gezeigte Absorptionsspektrum wurde mit einer Linienverbreiterung von  $\Gamma_L = 3$  meV ausgerechnet. In dieser Geometrie wird bei der resonanten Anregung des HH1:E1-Übergangs mit  $E_{\text{ex}} = 1,535$  eV ein  $P_0 \approx 0,035$  in guter Übereinstimmung mit der Theorie bestimmt. Im Gegensatz zu der HH1:E1-Anregung in Wachstumsrichtung, bei der die emittierte PL fast vollständig zirkular polarisiert ist, zeigt das Licht hier nahezu keine zirkulare Polarisation. Im Idealfall muss in dieser Messgeometrie sogar  $P_0 = 0$  gelten, wie die Herleitung im nächsten Absatz zeigen wird. Der Grund für den sehr kleinen Wert von  $P_0$ , der hier bestimmt wird, liegt in der relativ großen Verbreiterung der Absorptionslinien. Dadurch existiert ein nicht verschwindender Anteil der LH1:E1-Absorptionslinie an der HH1:E1-Position, der einen Beitrag zur Absorption liefert, was dann letztlich zu einem  $P_0 \neq 0$  führt. Werden bei der numerischen Berechnung schmalere Absorptionslinien mit  $\Gamma_L = 1$  meV angenommen, so gilt tatsächlich  $P_0 = 0$  für resonante HH1:E1-Anregung.

Bei einer Anregung in  $y$ -Richtung mit zirkular polarisiertem Licht hat der Dipoloperator  $\mathcal{H}_{\text{dip}}$  gemäß der Darstellung aus Abschnitt 1.1.2 die Form  $\mathcal{H}_{\text{dip}} \propto X \pm iZ$ . Im Folgenden soll der Fall  $\sigma^-$ -polarisierter Anregung in  $y$ -Richtung betrachtet werden, sodass sich der Dipoloperator umformen lässt zu

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{dip}} \propto X - iZ &= \frac{(X + iY) + (X - iY)}{2} - iZ \\ &= \frac{\mathcal{H}_{\text{dip}}^{\sigma^+} + \mathcal{H}_{\text{dip}}^{\sigma^-}}{2} - iZ, \end{aligned} \quad (3.18)$$

wobei  $\mathcal{H}_{\text{dip}}^{\sigma^+}, \sigma^-$  der Dipoloperator für  $\sigma^\pm$ -polarisierte Anregung bzw. Emission *in Wachstumsrichtung* ist. Die Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{|HH\rangle}^{(E)}$  vom Schwer-

lochzustand mit  $m_j = +3/2$  zu einem LB-Zustand mit  $m_j = +1/2$  berechnet sich durch Einsetzen von Gl. (3.18) in Gl. (1.9) gemäß

$$W_{|HH\rangle}^{(E)} = \left| \underbrace{\left\langle \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \left| \left( \mathcal{H}_{\text{dip}}^{\sigma^+} + \mathcal{H}_{\text{dip}}^{\sigma^-} \right) / 2 \right| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle}_{\text{I}} - \underbrace{\left\langle \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \left| iZ \right| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle}_{\text{II}} \right|^2 \quad (3.19)$$

Term I repräsentiert insgesamt eine *linear polarisierte* Anregung in Wachstumsrichtung, wobei die Polarisation in  $x$ -Richtung der Probe orientiert ist. Term II berechnet sich mit der Normierungskonstante  $A$  gemäß

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \left| iZ \right| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle &= A \cdot \int d\theta d\phi Y_{0,0}^* \cdot (iY_{1,0}) \cdot Y_{1,1} \\ &= A' \cdot \int d\theta d\phi i \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta e^{i\phi} \\ &= 0, \end{aligned} \quad (3.20)$$

wenn  $(X \pm iY)$  bzw.  $Z$  durch die Kugelflächenfunktion  $\pm Y_{1,1}$  bzw. durch  $-Y_{1,0}$  ersetzt werden. Durch eine resonante, zirkular polarisierte HH1:E1-Anregung in  $y$ -Richtung wird also ein linear in  $x$ -Richtung spinpolarisiertes Exziton angeregt, weil das HH1:E1-Exziton kein Dipolmoment  $d_z$  in  $z$ -Richtung besitzt. [74] Da diese Auswahlregeln auch für die Rekombination gelten, wird in Wachstumsrichtung linear polarisiertes Licht emittiert und somit  $P_0 = 0$  gemessen. Insbesondere folgt aus Gl. (3.20) auch, dass sich die optischen Auswahlregeln bei seitlicher Emission nicht für die Bestimmung des Spinpolarisationsgrades eignen, da die am HH1:E1-Übergang emittierte PL immer linear polarisiert ist, unabhängig vom Spinpolarisationsgrad der Ladungsträger. [75]

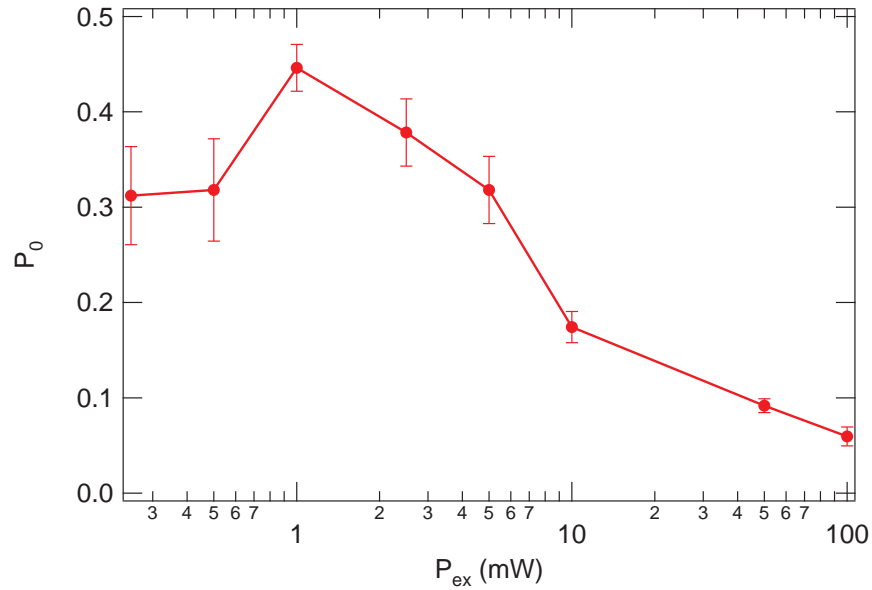
Bei höheren Anregungsenergien steigt  $P_0$  bis zu einem Maximum von  $P_0 \approx 0,43$  bei dem LH1:E1-Übergang mit  $E_{\text{ex}} = 1,542$  eV. Obwohl ansonsten eine sehr gute quantitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie herrscht, wird hier ein merkbar geringerer Anfangspolarisationsgrad gemessen als mit  $P_0 = 0,6$  berechnet wird. Dieses Verhalten ist insofern interessant, als dass die berechneten Werte das gemessene  $P_0$  nahezu exakt reproduzieren, wenn mit  $E_{\text{ex}} \geq 1,55$  eV die Anregungsenergie nur geringfügig über der LH1:E1-Resonanz liegt. Der Unterschied zwischen gemessenem und berechnetem  $P_0$  scheint also auf einer Besonderheit des LH1:E1-Exzitons zu beruhen und wird in Abschnitt 3.4.3 eingehend diskutiert. Unabhängig davon weist der LH1:E1-Übergang sowohl im Experiment als auch in der Theorie in dieser Geometrie

ein globales Maximum auf. Im Gegensatz zum HH1:E1-Exziton, welches kein Dipolmoment in  $z$ -Richtung besitzt, gilt für das LH1:E1-Exziton  $d_z \neq 0$  (siehe Tabelle 1 in [16]). Die Ursache hierfür liegt in der Struktur des Winkelanteils der LH-Wellenfunktion, welche gemäß Tabelle 1.1 eine nicht verschwindende  $Z$ -Komponente besitzt. Daher ist Term II in Gl (3.19) von null verschieden, und durch die seitliche Anregung mit zirkular polarisiertem Licht werden in  $y$ -Richtung spinpolarisierte Ladungsträger erzeugt. Weiterhin wird in Abb. 3.20 sowohl direkt bei der LH1:E1-Resonanz als auch bei höheren und niedrigeren  $E_{\text{ex}}$  kein Vorzeichenwechsel von  $P_0$  beobachtet. Damit unterscheiden sich die optischen Auswahlregeln bei seitlicher Anregung auch am LH1:E1-Übergang von den Auswahlregeln in Wachstumsrichtung, da an dieser Stelle kein Vorzeichenwechsel von  $P_0$  auftritt.

Neben den beiden bisher besprochenen Resonanzen führt der HH2:E2-Übergang bei 1,61 eV in Abb. 3.20(a) und (b) zu einem lokalen Minimum von  $P_0$ . Da dieser Übergang vom HH-Band ins Leitungsband erfolgt, ist die Reduktion von  $P_0$  auf ein verschwindendes  $d_z$  des reinen HH2:E2-Übergangs zurückzuführen. Weil die Resonanz hier aber energetisch unter anderem im Kontinuum des LH1:E1-Exzitons liegt, handelt es sich um eine Fanoresonanz, weshalb ein  $P_0 > 0$  gemessen wird.

#### 3.4.3 LH1:E1-Resonanz

Bei der LH1:E1-Resonanz zeigt sich eine Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie, da das gemessene  $P_0$  niedriger ist als das berechnete. Dieses Verhalten tritt speziell bei der resonanten Anregung des LH1:E1-Exzitons auf, da die Ergebnisse von Experiment und Theorie bei höheren und auch bei niedrigeren  $E_{\text{ex}}$  sehr gut übereinstimmen. Ein naheliegender Grund wäre das spinabhängige optische Ausbleichen, welches schon bei Messungen an der GaAs/AlAs-Struktur beobachtet wurde (siehe Abschnitt 3.3.4). Da gemäß Abb. 3.20(c)  $\alpha(\omega)$  bei  $E_{\text{ex}} = 1,542$  eV signifikant größer ist als bei anderen Anregungsenergien, könnte ein Ausbleichen der Absorption nur an dieser Stelle auftreten und somit das gemessene  $P_0$  selektiv bei der LH1:E1-Resonanz reduzieren. Um diese These zu überprüfen, wird im Folgenden eine Messung von  $P_0$  als Funktion der Anregungsleistung vorgestellt, welche bei  $E_{\text{ex}} = 1,542$  eV,  $T = 10$  K sowie  $B = 2$  T unter seitlicher Anregung durchgeführt wird. Die experimentellen Bedingungen sind



**Abb. 3.21:**  $P_0$  als Funktion von  $P_{\text{ex}}$  bei einer Anregungsenergie  $E_{\text{ex}} = 1,542$  eV,  $T = 10$  K sowie  $B = +2$  T.

demnach nahezu identisch zu den in Abschnitt 3.4.2 vorgestellten Messungen, außer dass die Anregung mit ps-Pulsen einer leicht geringeren Halbwertsbreite von ca. 0,8 meV erfolgt. Abbildung 3.21 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Wie erwartet hängt  $P_0$  stark von der Anregungsleistung ab, sodass das maximale  $P_0 \approx 0,45$  bei  $P_{\text{ex}} = 1$  mW bis zu einem Wert von  $P_0 \approx 0,08$  bei  $P_{\text{ex}} = 100$  mW abnimmt. Allerdings sind die Messwerte bei  $P_{\text{ex}} < 1$  mW mit  $P_0 \approx 0,31$  ebenfalls geringer als bei  $P_{\text{ex}} = 1$  mW. Die Begründung hierfür könnte trotz der relativ geringen Überschussenergie der Anregung darin liegen, dass der ISR bei niedrigen angeregten Ladungsträgerdichten aufgrund des unterdrückten *motional narrowing* effizienter ist, da es sich um eine (100)-orientierte Probe handelt. Das optische Ausbleichen kann insgesamt als Ursache für die Unterschiede zwischen gemessenem und berechnetem  $P_0$  an der LH1:E1-Resonanz ausgeschlossen werden. Der anfängliche Spinpolarisationsgrad zeigt zwar eine Abhängigkeit von  $P_{\text{ex}}$ , erreicht aber sein Maximum  $P_0 \approx 0,45$  genau bei der Anregungsleistung, bei der die in Abb. 3.20 gezeigten Messungen durchgeführt wurden, und nimmt bei niedrigeren  $P_{\text{ex}}$  wieder ab. Der Einfluss des optischen Ausbleichens wurde auch bei der resonanten Anregung des HH1:E1-Übergangs überprüft, wobei die



Nachmessungen bei  $P_{\text{ex}} < 1$  mW im Rahmen der Messfehler zu dem gleichen Resultat für  $P_0$  wie in Abb. 3.20(c) führten.

Ein weiterer Grund könnte eine unterschiedliche Absorptionslänge der einzelnen linear polarisierten Komponenten des Anregungspulses aufgrund von Verspannung sein. Eine solche Verspannung, die z. B. durch das Spalten der Probe entlang der Kante verursacht wird, würde entlang der  $z$ -Achse an der Probe anliegen. In diesem Fall ist es vorstellbar, dass sich die Absorptionslängen der  $x$ - bzw.  $z$ -Komponente des Anregungspulses unterscheiden. Sollte beispielsweise die Absorptionslänge der  $z$ -Komponente geringer sein als die der  $x$ -Komponente, so würde zwar direkt an der Kante eine Anregung mit  $\mathcal{H}_{\text{dip}} \propto X \pm iZ$  erfolgen, aber in einem weiter in  $y$ -Richtung entfernten Punkte erfolgte die Anregung effektiv mit  $\mathcal{H}_{\text{dip}} \propto X$ . Da weiterhin in der Messung nicht nur die PL direkt von der Kante, sondern auch in einem kleinen Bereich um die Anregungsstelle herum detektiert wird, wäre schließlich das gemessene  $P_0$  geringer als das tatsächlich angeregte  $P_0$ . Dieser Effekt würde sich am stärksten bei einer resonanten Anregung des LH1:E1-Übergangs bemerkbar machen, da hier ein vergleichsweise hoher anfänglicher Spinpolarisationsgrad erzielt werden kann [siehe Abb. 3.20(b)], dessen Reduktion im Experiment deutlich erkennbar wäre. Eine Beeinflussung des gemessenen  $P_0$  um den gleichen Faktor zeigt sich in den Messungen bei höherenergetischen Anregungen und damit niedrigeren erreichbaren Polarisationsgraden nicht so ausgeprägt. Bei einer resonanten Anregung des HH1:E1-Übergangs würde sich dieser Effekt nicht bemerkbar machen, da hier  $d_z = 0$  gilt.

#### 3.4.4 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurden die optischen Auswahlregeln bei seitlicher Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung besprochen. Die grundlegende Idee bestand darin,  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie an derselben Probe einmal bei Anregung in Wachstumsrichtung und einmal bei seitlicher Anregung zu untersuchen. In einem ersten Schritt wurde die Probe durch PLE-Messungen charakterisiert, wobei die Unterschiede in den Absorptionsspektren durch den Einfluss einer ortsabhängigen Verspannung erklärt wurden. In Abschnitt 3.4.2 wurden zunächst die Ergebnisse für die Anregung in Wachstumsrichtung analysiert und die gute Übereinstimmung mit der erweiterten Theorie festgestellt. Dies zeigt, dass die Erweiterung des Modells tatsächlich zu einer Verallgemeinerung

der Theorie geführt hat. Die Daten der seitlichen Anregung bei Detektion in Wachstumsrichtung wurden im Anschluss besprochen und auch hier konnten die numerischen Berechnungen das gemessene  $P_0$  sehr gut modellieren. Eine Ausnahme bildete hierbei die LH1:E1-Resonanz, bei der die Messergebnisse merkbar geringer sind als die berechneten Werte. In Abschnitt 3.4.3 wurden mögliche Gründe für dieses Phänomen diskutiert, wobei das spinabhängige Ausbleichen durch Nachmessungen ausgeschlossen werden konnte.

Insgesamt wurden durch den Vergleich der geometrieabhängigen Daten Unterschiede der jeweiligen optischen Auswahlregeln aufgezeigt. Während bei der resonanten HH1:E1-Anregung in  $z$ -Richtung  $P_0 = 1$  gemessen wird, gilt bei der seitlichen Anregung  $P_0 = 0$  aufgrund der Tatsache, dass das HH1:E1-Exziton kein Dipolmoment in  $z$ -Richtung besitzt. Weiterhin wird bei der Anregung in Wachstumsrichtung ein Vorzeichenwechsel von  $P_0$  beobachtet, wenn die Anregungsenergie in der Nähe des LH1:E1-Übergangs liegt, wobei im Fall der seitlichen Anregung der Verlauf von  $P_0$  keinen Vorzeichenwechsel aufweist.

# KAPITEL 4

---

## STIMULIERTE BOSONISCHE STREUUNG

---

In Kap. 3 wurden die optischen Auswahlregeln in GaAs-QWs detailliert untersucht. Das grundlegende Verständnis der Auswahlregeln erlaubt die Anwendung in optischen Experimenten zur Bestimmung des Ladungsträger-Polarisationsgrades. In diesem Kapitel wird demonstriert, wie die optischen Auswahlregeln zum Nachweis von bosonischen Effekten in Halbleitern verwendet werden können. Während die Bose-Einstein-Kondensation (BEC) von Atomen durch die Messung der Geschwindigkeitsverteilung gut nachgewiesen werden kann, [76, 77] gestaltet sich die Verifikation einer BEC in Halbleitern bis heute schwierig, obwohl die kritische Temperatur  $T_c$  für den BEC-Übergang in Halbleitern wesentlich höher sein kann als in Gasen. [78] Im Allgemeinen ist  $T_c$  invers proportional zur Masse der kondensierenden Teilchen, sodass die Kondensationstemperatur eines Polaritons<sup>1</sup> oder Exzitons wesentlich höher ist als die eines Atoms. Weiterhin ist  $T_c \propto n^{(2/3)}$ , wobei  $n$  die Teilchendichte ist. [79] In Halbleitern ist die Teilchendichte von optisch angeregten Exzitonen bei geeigneter Anregungsleistung in der Regel mehrere Größenordnungen höher als die Dichte atomarer Gase, woraus eine weitere Erhöhung von  $T_c$  folgt. Trotz der hohen kritischen Temperatur stellt

---

<sup>1</sup>Ein Polariton ist ein gekoppeltes Exziton-Photon-Paar.

der Nachweis bosonischer Effekte in Halbleitern große experimentelle Anforderungen, da eindeutige Kriterien häufig einen perfekten Halbleiterkristall oder die fehlende WW des Kondensats mit der Halbleiterumgebung fordern. Dieser Punkt kann exemplarisch an den folgenden Kriterien verdeutlicht werden: BLATT et al. schlugen bereits 1962 vor, dass der Nachweis einer Exzitonenkondensation über die Messung der Reduktion der homogenen PL-Linienbreite erfolgen kann. [80] Dabei zeigt sich die Schwierigkeit des experimentellen BEC-Nachweises in Halbleitern, da die inhomogene PL-Linienbreite aufgrund von Einflüssen der Halbleiterstruktur (z. B. Verspannung oder Störstellendichte) oft viel größer ist als die homogene Linienverbreiterung. Auch die von FERNANDEZ-ROSSIER vorgeschlagene Methode, bei der in der Photonenstatistik der Kondensat-PL ein nicht-thermisches, laserartiges Verhalten gefunden werden soll, [81] ist in realen Systemen experimentell nicht durchführbar, da extrem niedrige Ladungsträgerdichten und ein absolut isotropes Gitterpotential benötigt werden.

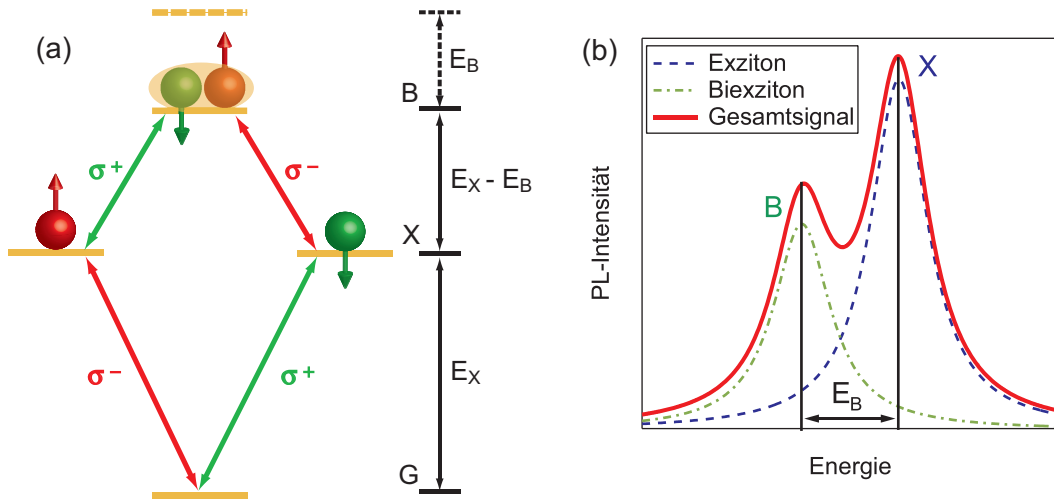
Dennoch ist die BEC in Halbleitern aufgrund der interessanten physikalischen Eigenschaften Gegenstand einer Vielzahl von experimentellen Arbeiten. Eine umfassendere Auflistung der entsprechenden Veröffentlichungen findet sich in [82] (S. 500 ff.); im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Ergebnisse kurz vorgestellt. Die bosonische Streuung von Polaritonen in Halbleiterlaserstrukturen wurde bereits experimentell nachgewiesen, [83, 84, 85] wobei der Schluss auf ein bosonisches Verhalten der Polaritonen aufgrund der bosonischen Natur des Photons nahe liegt. Ein Szenario, welches näher an der bekannten atomaren BEC liegt, bietet dagegen die Kondensation von Exzitonen, da Exzitonen aus den fermionischen Elektronen und Löchern aufgebaut sind. Obwohl die Elektron-Lochpaare aufgrund des Pauli-Ausschlussprinzips keine idealen Bosonen bilden, wurde eine Kondensation von Exzitonen in Halbleitern vorausgesagt. [86, 87] In der Literatur wurde bereits vom experimentellen Nachweis der Exzitonen-BEC in  $\text{Cu}_2\text{O}$  [88] und in GaAs-Heterostrukturen [89] berichtet. Allerdings ist die Interpretation der Messergebnisse umstritten, da die angewandten Nachweiskriterien auch durch physikalische Effekte erfüllt werden können, die keinen Rückschluss auf eine Exzitonen-BEC zulassen. [90, 91] Für den Beleg der BEC in Halbleitern müssen daher zunächst eindeutige Kriterien entwickelt werden, durch die makroskopisch geordnete Zustände mit experimentell realisierbaren Methoden detektiert werden können.

In diesem Kapitel wird ein Kriterium zum Nachweis der Exzitonen-BEC in Halbleitern vorgestellt, welches die stimulierte bosonische Exzitonenstreuung durch Polarisierungseffekte der Biexzitonen-PL nachweist. Die Ergebnisse einer ersten Messreihe wurden bereits in [48] vorgestellt, bei der der Polarisierungseffekt der Biexzitonen-PL grundlegend nachgewiesen werden konnte. In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse einer zweiten, verbesserten Messreihe gezeigt, die aufgrund einer höheren spektralen Auflösung eine genauere Bestimmung des Biexzitonenpolarisationsgrades erlaubt. Insbesondere werden neue dichte- und temperaturabhängige Polarisierungsgrade sowie erstmals temperaturabhängige Spektren präsentiert. In Abschnitt 4.1.1 werden zunächst die Grundlagen von Biexzitonen und deren Rekombinationsschema besprochen, während das Modell der stimulierten bosonischen Exzitonenstreuung in Abschnitt 4.1.2 entwickelt wird. Die experimentellen Methoden sowie die untersuchte Probe werden in Abschnitt 4.1.3 vorgestellt. Die Messdaten werden anschließend in Abschnitt 4.2 analysiert, wobei zunächst der zeitliche Verlauf (Abschnitt 4.2.1) und schließlich die Temperatur- und Dichteabhängigkeit in Abschnitt 4.2.2 und 4.2.3 diskutiert werden.

## 4.1 Grundlagen

### 4.1.1 Biexzitonen

Aus dem Überlapp der Wellenfunktionen zweier Exzitonen kann ein gebundenes Exzitonenmolekül entstehen, welches als Biexziton bezeichnet wird. Prinzipiell können zwei Exzitonen auch in einem ungebundenen Streuzustand vorliegen, bei dem die Bewegung der Exzitonen ebenfalls korreliert ist. Diese ungebundenen Zustände werden im Folgenden nicht weiter betrachtet, da im Rahmen dieser Arbeit nur gebundene Biexzitonen untersucht werden. Die Existenz von gebundenen Biexzitonen wurde bereits 1958 von LAMPERT [92] vorausgesagt und erstmals 1968 von MYSYROWICZ [93] in CuCl durch das Auftauchen einer PL-Emissionslinie, die energetisch unterhalb der Exzitonen-PL liegt, nachgewiesen. Biexzitonen gliedern sich weiterhin in strahlende und nichtstrahlende Zustände, wobei die strahlenden gebundenen Biexzitonen aus einem strahlenden Exziton mit Elektronenspin up und einem strahlenden Exziton mit Elektronenspin down



**Abb. 4.1:** (a) Optisches Zerfallsschema eines Biexzitons. Die Pfeile kennzeichnen die Orientierung up bzw. down des Elektronenspins der Exzitonen. (b) zeigt ein simuliertes PL-Spektrum des Exziton- und Biexzitonzerfalls.

aufgebaut sind. Nachfolgend wird der Fokus auf die strahlenden Biexzitonen gelegt, da die nichtstrahlenden Biexzitonen, welche aus zwei dunklen Exzitonen bestehen, nicht im Experiment beobachtet werden. Im Folgenden sind mit dem Begriff Biexziton also immer strahlende, gebundene Exzitonenmoleküle gemeint.

Im einfachsten Fall eines 3D-Systems, bei dem die beiden Exzitonen aus dem untersten Energieniveau  $\nu = 1$  stammen und weiterhin angenommen wird, dass die effektive Masse des Biexzitons durch  $2M$  gegeben ist, ergibt sich unter Verwendung von Gl. (1.22) eine Biexzitonendispersion [82]

$$E_{\text{biex}}(\mathbf{K}) = 2(E_g - R^*) - E_B + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{4M}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $E_B$  die Bindungsenergie der Biexzitonen, die stark material- und strukturabhängig ist. In 2D-Systemen nimmt  $E_B$  mit höherem Einschlusspotential und damit niedrigeren QW-Breiten zu. [94]

Die Formation von Biexzitonen setzt bei hinreichend großen Exzitonendichten ein, die z. B. durch eine optische Anregung mit hohen Anregungsleistungen und scharfer Fokussierung erreicht werden können. [95] Dabei erfolgen die optische Anregung und der strahlende Zerfall der Biexzitonen in einem zweistufigen Prozess, der schematisch in Abb. 4.1(a) dargestellt ist. [96] Im Folgenden wird der Zerfallsprozess eines Biexzitons näher betrachtet: Im ersten Schritt erfolgt eine

strahlende Rekombination eines der beiden gebundenen Exzitonen (X) des Biexzitons (B). Je nachdem, welche Elektronenspinorientierung das zerfallende Exziton besitzt, wird dabei  $\sigma^\pm$ -polarisiertes Licht mit der Energie  $E_X - E_B$  emittiert, wobei  $E_X = E_g - R^*$  die Energie eines Exzitons ist. Anschließend zerfällt im zweiten Schritt das übrig gebliebene Exziton in den Grundzustand (G) bei entsprechender zirkular polarisierter Emission mit der Energie  $E_X$ . Die Biexzitonen-PL liegt folglich energetisch um den Betrag  $E_B$  unterhalb der Emissionsenergie der Exzitonen und ist dadurch im Experiment gut identifizierbar. Insgesamt ergeben sich zwei Zerfallskanäle

$$B \xrightarrow{\sigma^+} X_\uparrow \xrightarrow{\sigma^-} G \quad \text{und} \quad (4.2a)$$

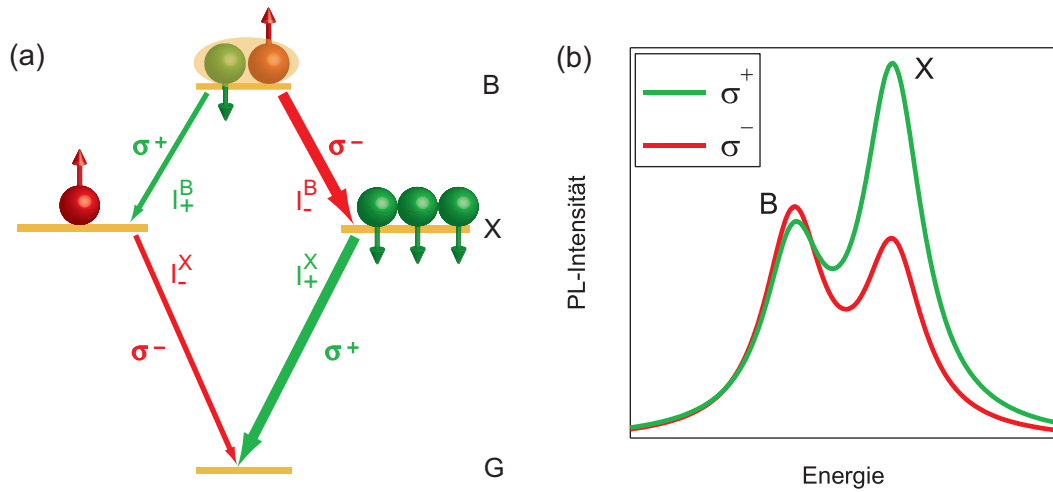
$$B \xrightarrow{\sigma^-} X_\downarrow \xrightarrow{\sigma^+} G, \quad (4.2b)$$

wobei der Index  $\uparrow, \downarrow$  die Elektronenspinorientierung des Exzitons angibt. In Abb. 4.1(b) ist ein schematisches PL-Spektrum für einen der beiden Zerfallskanäle gezeigt. Aufgrund der Symmetrie des Biexzitons sollten beide Zerfallskanäle gleichberechtigt sein, sodass die Biexzitonen-PL im Mittel unpolarisiert wäre. In Abschnitt 4.1.2 wird gezeigt, wie die stimulierte bosonische Streuung der Exzitonen anhand einer zirkular polarisierten Biexzitonen-PL nachgewiesen werden kann.

### 4.1.2 Stimulierte bosonische Exzitonenstreuung

Eine charakteristische Eigenschaft eines Bose-Einstein-Kondensats ist das Auftreten der stimulierten bosonischen Streuung, die in atomaren Gasen durch die gerichtete, superradiante Rayleigh-Streuung von Photonen bereits 1999 demonstriert wurde. [97] Dabei streut das Kondensat die Photonen nicht in alle Raumrichtungen, sondern gerichtet entlang der Kondensatachse, sodass der übertragene Rückstoß zur Verstärkung des Kondensats führt. Dieser Streuprozess wird also durch die bosonische Natur des Kondensats stimuliert und dient damit als Nachweiskriterium für die Existenz eines makroskopisch geordneten Zustandes. Daher wird die stimulierte bosonische Streuung z. B. durch Polariton-Polariton Streuprozesse zur Verstärkung eines Polaritonkondensats auch in Halbleitern zum Kondensatnachweis verwendet. [98, 99]

In diesem Kapitel wird eine Methode zur Detektion der stimulierten bosonischen Exzitonenstreuung in Halbleiter-QWs vorgestellt, die als Nachweiskriteri-



**Abb. 4.2:** Schematische Darstellung des (a) polarisierten Biexzitonzerfalls bei stimulierter Exzitonenstreuung, (b) des polarisierten PL-Spektrums.

um für ein Exzitonenkondensat dient. Die grundlegende Idee besteht darin, durch den Nachweis einer zirkular polarisierten Biexziton-PL zu belegen, dass einer der Zerfallskanäle aus Gl. (4.2a) oder (4.2b) durch stimulierte bosonische Streuung verstärkt wird. Der Vorgang ist schematisch in Abb. 4.2(a) dargestellt, wobei  $I_{\pm}^X$  bzw.  $I_{\pm}^B$  die PL-Intensität des  $\sigma^{\pm}$ -polarisierten Exziton- bzw. Biexzitonzerfalls ist. In dem hier betrachteten Szenario wurden polarisierte Exzitonen mit Elektronenspin down durch die Anregung mit  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht erzeugt. Durch eine Anregung, die energetisch nah an dem HH1:E1-Übergang liegt, kann anhand der optischen Auswahlregeln ein fast zu 100% spinpolarisiertes Exzitonenensemble bei  $t = 0$  erzeugt werden. Folglich ist die beim Exzitonzerfall emittierte PL sehr stark  $\sigma^+$ -polarisiert, sodass ein hoher Polarisationsgrad  $P_X$  der Exziton-PL gemessen wird. Bei der Anregung werden auch Exzitonen mit Elektronenspin up erzeugt, da die Anregung nicht vollständig resonant erfolgt. Weiterhin führt eine schnelle Spinrelaxation der Exzitonen dazu, dass auch Exzitonen mit Elektronenspin up vorliegen. Aus den beiden unterschiedlich polarisierten Exzitonpopulationen bilden sich anschließend die Biexziton. Ein Biexziton besteht jeweils aus einem Exziton mit Elektronenspin up bzw. down, sodass statistisch betrachtet der linke und rechte Zerfallskanal in Abb. 4.2(a) gleich stark sein sollten. Formieren sich die spinpolarisierten Exzitonen allerdings zu einem makroskopisch geordneten Zustand, so führen stimulierte bosonische



Streuprozesse dazu, dass bei dem Biexzitonenzzerfall die Majoritätsspinpopulation der Exzitonen verstärkt wird. Dadurch wird die Zerfallswahrscheinlichkeit des rechten Kanals erhöht, sodass  $I_-^B > I_+^B$  gilt und folglich gemäß Gl. (3.1) eine zirkular polarisierte Biexzitonens-PL beobachtet wird. Insgesamt wird bei  $\sigma^+$ -polarisierter Anregung hier eine  $\sigma^+$ -polarisierte Exzitonen-PL gemessen, während die Biexzitonens-PL  $\sigma^-$ -polarisiert ist. Für diesen Fall ist die PL beider Zerfallskanäle in Abb. 4.2(b) schematisch dargestellt, wobei die rote bzw. grüne Kurve die  $\sigma^-$ - bzw.  $\sigma^+$ -polarisierte Komponente ist. Die Biexzitonenspolarisation ist hier im Vergleich zur Polarisation der Exzitonen-PL relativ gering, was sich auch in den Experimenten zeigen wird. Der Grund dafür liegt darin, dass in dem Dichte- und Temperaturbereich, der im Rahmen dieser Messungen experimentell realisierbar ist, nur ein schwach ausgeprägter makroskopischer Exzitonenzustand vorliegt. Die stimulierte bosonische Streuung an den Exzitonen führt daher zu einem kleinen, aber signifikanten Polarisationsgrad der Biexzitonens-PL.

Der oben beschriebene Vorgang weist Parallelen zur Superradianz eines Atomensembles auf, die durch die Dicke-Theorie beschrieben wird. [100, 101] Im Folgenden wird das Auftreten einer polarisierten Biexzitonens-PL in Analogie zur Dicke-Theorie durch die Berechnung von  $I_\pm^X$  und  $I_\pm^B$  hergeleitet. In einem 1D-Modell wird eine Kette von Exzitonen und Biexzitonen an den Orten  $j$  betrachtet, wobei sich an jedem Ort entweder ein Exziton oder ein Biexziton befindet. Die Exzitonen werden hierbei aufgrund ihrer fermionischen Struktur als sogenannte *Hardcore-Bosonen* betrachtet, für die die gemischten fermionischen und bosonischen Vertauschungsrelationen

$$\mathcal{X}_{j,\pm} \mathcal{X}_{l,\pm} = \mathcal{X}_{l,\pm} \mathcal{X}_{j,\pm} \quad \text{und} \quad (4.3a)$$

$$\mathcal{X}_{j,\pm}^2 = 0 \quad (4.3b)$$

gelten, wobei  $\mathcal{X}_{j,\pm}$  der Vernichteroperator eines Exzitons am Ort  $j$  mit Elektronenspin  $\pm 1/2$  ist. Der Abstand der Plätze in der 1D-Kette soll dabei dem Exzitonendurchmesser entsprechen, sodass bei einer hinreichend hohen Besetzung der Plätze eine Exzitonendichte vorliegt, bei der sich ein makroskopisch geordneter Zustand bilden kann. Der Gesamtdipoloperator des Exzitonenzzerfalls ist dabei gemäß

$$\mathcal{D}_\pm^X = d \sum_j \mathcal{X}_{j,\pm} \quad (4.4)$$

gegeben, wobei  $d$  das Dipolmoment des exzitonischen Übergangs ist. Analog dazu wird der Biexzitonazerfall durch den Dipoloperator

$$\mathcal{D}_{\pm}^B = d \sum_j \mathcal{X}_{j,\mp}^{\dagger} (\mathcal{X}_{j,+} \mathcal{X}_{j,-}) \quad (4.5)$$

modelliert, wobei hier zunächst ein Biexziton am Ort  $j$  durch  $\mathcal{X}_{j,+}\mathcal{X}_{j,-}$  vernichtet und anschließend am selben Ort ein Exziton erzeugt wird, dessen Spinpolarisation entgegengesetzt zu dem des zerfallenen Exzitons orientiert ist. Um die PL-Intensitäten der Exziton- und Biexzitonrekombination zu berechnen, wird ein Übergang in den Impulsraum vollzogen, wobei die Vernichterooperatoren des Exzitons ( $x_{K,\pm}$ ) und des Biexzitons ( $b_K$ )

$$x_{K,\pm} = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{N}}} \sum_j \mathcal{X}_{j,\pm} \cdot \exp(2\pi i \cdot k \cdot j/\mathcal{N}), \quad (4.6a)$$

$$b_K = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{N}}} \sum_j (\mathcal{X}_{j,+} \mathcal{X}_{j,-}) \cdot \exp(2\pi i \cdot k \cdot j/\mathcal{N}) \quad (4.6b)$$

eingeführt werden. Dabei ist  $\mathcal{N}$  die Anzahl an Plätzen in der 1D-Kette, die in der Berechnung berücksichtigt werden. Die PL-Intensität berechnet sich allgemein aus dem Mittelwert der entsprechenden Dipoloperatoren  $I_{\pm} = \langle \mathcal{D}_{\pm}^{\dagger} \mathcal{D}_{\pm} \rangle$ , sodass aus den Gln. (4.4) und (4.6a) für die Intensität des Exzitonazerfalls

$$I_{\pm}^X = \mathcal{N} |d|^2 \langle x_{K=0,\pm}^{\dagger} x_{K=0,\pm} \rangle \quad (4.7)$$

folgt. Hierbei wurde bereits berücksichtigt, dass nur Exzitonen mit  $K = 0$  strahlend rekombinieren können. Die Intensität der  $\sigma^{\pm}$ -polarisierten Exziton-PL ist wie erwartet proportional zur Anzahl  $\langle x_{K=0,\pm}^{\dagger} x_{K=0,\pm} \rangle$  der Exzitonen mit Spin up bzw. down. In Analogie zur Superradianz eines kohärenten Atomensembles ist  $I_{\pm}^X$  allerdings um den Faktor  $\mathcal{N}$  im Vergleich zu der Emission eines einzelnen Exzitons verstärkt. [102]

Für den Biexzitonazerfall ergibt sich unter Verwendung der Gln. (4.5) und (4.6b)

$$I_{\pm}^B = \langle (\mathcal{D}_{\pm}^B)^{\dagger} \mathcal{D}_{\pm}^B \rangle \quad (4.8a)$$

$$= |d|^2 \sum_{K,K'} \langle b_K^{\dagger} x_{K,\mp} x_{K',\mp}^{\dagger} b_{K'} \rangle \quad (4.8b)$$

$$\approx |d|^2 \sum_K \langle b_K^{\dagger} x_{K,\mp} x_{K,\mp}^{\dagger} b_K \rangle. \quad (4.8c)$$

Der Übergang von Gl. (4.8b) zu Gl. (4.8c) basiert auf der Annahme, dass die Exzitonen und Biexzitonen bei sehr hohen Anregungsdichten in einem inkohärenten Ensemble vorliegen. Da die Terme mit  $K \neq K'$  die Kohärenz zwischen den Zuständen ausdrücken, verschwindet dieser Beitrag zu Gl. (4.8b), sodass die Summation auf  $K$  beschränkt werden kann. Anders als bei den Exzitonen können auch Biexzitonen mit einem Schwerpunktsimpuls  $K \neq 0$  strahlend rekombinieren, da der Impuls des zerfallenden Exzitons an das übrig bleibende Exziton weitergegeben wird. Daher muss in Gl. (4.8c) im Gegensatz zu Gl. (4.7) die Summe über  $K$  ausgeführt werden. Für die Exzitonen wird nun die bosonische Vertauschungsrelation

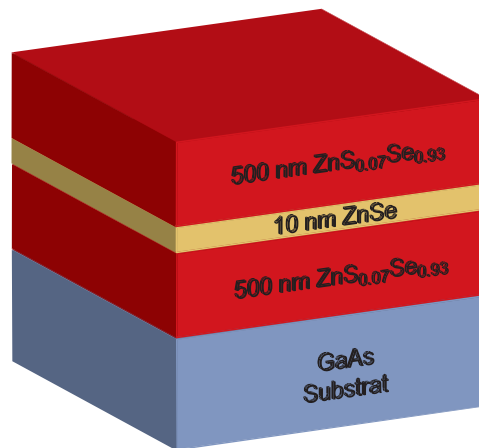
$$\left[ x_{K,\pm}, x_{K,\pm}^\dagger \right] = 1 - \frac{2n_\pm}{\mathcal{N}} \quad (4.9)$$

verwendet, [103] wobei  $n_\pm = \sum_K x_{K,\pm} x_{K,\pm}^\dagger$  die Anzahl der Exzitonen mit Spin up bzw. down zählt. Daraus ergibt sich schließlich eine PL-Intensität des Biexzitonenzerfalls

$$I_\pm^B \approx |d|^2 \sum_K \left\langle b_K^\dagger \left( 1 + x_{K,\mp}^\dagger x_{K,\mp} - \frac{2n_\pm}{\mathcal{N}} \right) b_K \right\rangle \quad (4.10a)$$

$$\approx |d|^2 \sum_K \left\langle b_K^\dagger b_K \right\rangle \left( 1 + \left\langle x_{K,\mp}^\dagger x_{K,\mp} \right\rangle - \frac{2\langle n_\pm \rangle}{\mathcal{N}} \right). \quad (4.10b)$$

Aus Gl. (4.10b) folgt unmittelbar, dass  $I_\pm^B$  nicht nur von der Anzahl der Biexzitonen  $\langle b_K^\dagger b_K \rangle$  abhängt, sondern auch von einem bosonischen Verstärkungsfaktor  $\langle x_{K,\mp}^\dagger x_{K,\mp} \rangle$ , dessen Größe durch die Anzahl der Exzitonen im Zustand  $(K, \mp)$  bestimmt wird. Daraus folgt, dass ein spinpolarisierter Exzitonenhintergrund zu einer spinpolarisierten Biexzitonen-PL führt. Insbesondere wird die Anzahl der Biexzitonenzerfälle, bei denen das Exziton mit der Elektronenspinpolarisation *up* strahlend rekombiniert, durch einen Exzitonenhintergrund mit Majoritätsspin *down* der Elektronen verstärkt und umgekehrt. Die bosonische Verstärkung der bekannten Form  $1 + n$  wird aufgrund der fermionischen Struktur der Elektronen und Löcher durch den Term  $2\langle n_\pm \rangle / \mathcal{N}$  abgeschwächt, welcher die Pauli-Spinblockade modelliert. Insgesamt folgt aus Gl. (4.10b) und Abb. 4.1, dass in dem hier untersuchten Fall eine  $\sigma^\mp$ -polarisierte Biexzitonen-PL zusammen mit einer  $\sigma^\pm$ -polarisierten Exzitonen-PL gemessen wird. Eine polarisierte PL des Biexzitonenzerfalls ist folglich ein Nachweis für das Auftreten stimulierter bosonischer Streuung in Halbleitern.



**Abb. 4.3:** Probenstruktur des 10 nm-ZnSe/ZnS<sub>0,07</sub>Se<sub>0,93</sub>-QWs, gewachsen von Prof. Wolfgang Faschinger an der Universität Würzburg per Molekularstrahlepitaxie (Probennummer S1079).

### 4.1.3 Experimentelle Methoden

Bei den hier vorgestellten Experimenten wird ein 10 nm breiten ZnSe/ZnS<sub>0,07</sub>Se<sub>0,93</sub>-QW untersucht, der auf einem GaAs-Substrat gewachsen wurde (siehe Abb. 4.3). Die Probe ist nominell undotiert und weist eine geringe Linienbreite der HH1:E1-Absorption von 0,8 meV und eine homogene Linienbreite von 0,65 meV auf. [104] Weiterhin beträgt bei diesem schmalen QW die HH-LH-Aufspaltung > 25 meV, sodass bei entsprechend geformten Laserpulsen eine resonante Anregung des HH1:E1-Übergangs experimentell möglich ist. Der Messaufbau dieser Experimente entspricht dem in Abschnitt 2.1 vorgestellten Schema, wobei der Laserpuls vor dem Pulse-Shaper einen BBO-Kristall passiert und dadurch frequenzverdoppelt wird. Die Zentralwellenlänge des Pulses beträgt 440 nm und die geformten Pulse regen die Probe bei 2,815 eV mit einer Pulsbreite von 3 meV an. Da der Biexzitonenzzerfall auf einer sehr schnellen Zeitskala erfolgt, wird die Streakkamera im Modus der höchstmöglichen Zeitauflösung von 6 ps betrieben. Für die spektrale Aufspaltung der PL wird ein speziell für diese Messung selbstangefertigtes Spektrometer benutzt, wodurch eine spektrale Auflösung von 2 meV erzielt. [48] Die Fokussierung des Laserpulses auf die Probe erfolgt durch ein für den UV-Bereich beschichtetes Mikroskopobjektiv mit einem Arbeitsabstand von 7,4 mm, sodass der Fokusedurchmesser des Laserpulses auf der Probe ca. 10 μm

beträgt. Die optisch angeregte Ladungsträgerdichte wird in diesen Experimenten auf  $1 - 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  abgeschätzt.

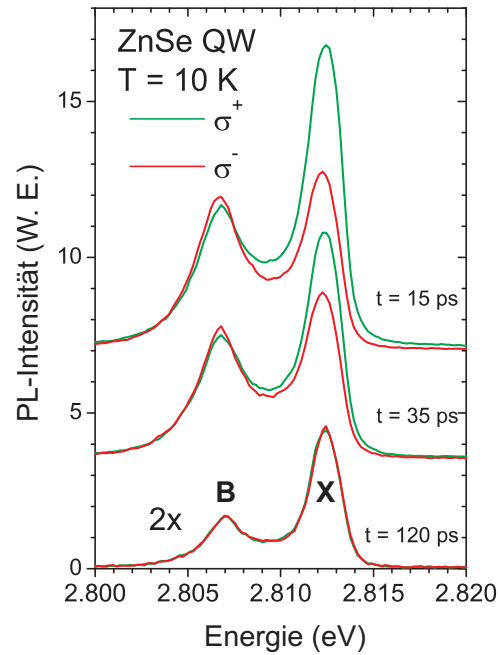
Der Polarisationsgrad der Exzitonen- und Biexzitonen-PL wird aus den zeitintegrierten PL-Spektren durch Anfitten der polarisationsabhängigen Emissionslinien gewonnen. Der Zerfall des Biexzitonenpolarisationsgrades erfolgt auf einer Zeitskala, die je nach Temperatur und Ladungsträgerdichte im Bereich von 20 – 50 ps liegt. Aufgrund der nahezu resonanten Anregung ist zu den Zeiten  $< 15$  ps eine signifikante Beeinflussung der PL-Intensität durch Laserstreulicht zu beobachten, sodass die Bestimmung des anfänglichen Biexzitonenpolarisationsgrades aus den zeitabhängigen Spektren mit großen Fehlern behaftet ist. Aus diesem Grund werden hier die zeitintegrierten Spektren analysiert, welche in den meisten Fällen 15 ps nach der Laseranregung aus den Messbildern extrahiert wurden und somit hinreichend frei vom Streulichteinfluss sind. Obwohl die Exzitonen- von der Biexzitonen-PL spektral gut getrennt ist, führt der nicht verschwindende Überlapp der Emissionslinien zu einer gegenseitigen Überhöhung der PL-Intensität, die letztlich den Polarisationsgrad verfälscht. Durch das gleichzeitige Anfitten der Exzitonen- und Biexzitonenemissionslinien mit Voigt-Profilen und die anschließende Subtraktion der Exzitonenlinie von den Originaldaten kann der Einfluss der Exzitonen-PL aus den Spektren herausgerechnet werden. Aus den reinen Biexzitonenlinien wird schließlich der Biexzitonenpolarisationsgrad anhand des Intensitätsunterschiedes der  $\sigma^\pm$ -polarisierten Komponenten bestimmt.<sup>2</sup>

## 4.2 Messdaten

### 4.2.1 PL-Spektren zu unterschiedlichen Zeitpunkten

Abbildung 4.4 zeigt zeitintegrierte PL-Spektren bei einer Probertemperatur  $T = 10$  K und einer Anregungsleistung  $P_{\text{ex}} = 50 \mu\text{W}$ . Die Anregung erfolgt in diesem Fall mit  $\sigma^+$ -polarisierten Laserpulsen, sodass die Exzitonen-PL einen Polarisationsgrad  $P_X = +0,25$  zum Zeitpunkt  $t = 15$  ps aufweist. Zu diesem Zeitpunkt ist ein geringer aber deutlicher Polarisationsgrad an der Biexzitonenlinie zu erkennen, der anhand der Fitdaten  $P_B = -0,05$  beträgt. In den gezeigten Messdaten

<sup>2</sup>Der Intensitätsunterschied wird an der energetischen Position mit der maximalen PL-Intensität abgelesen.



**Abb. 4.4:** Zeitintegrierte PL-Spektren der Exzitonen- und Biexzitonenemission 15 ps, 35 ps und 120 ps nach der Laseranregung. Die grüne (rote) Linie zeigt die  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) polarisierte PL-Komponente. Zur besseren Übersicht sind die Spektren um einen konstanten Wert in vertikaler Richtung verschoben und um den Faktor 2 verstärkt dargestellt.

scheint  $|P_B|$  niedriger als 0,05 zu sein, da die  $\sigma^+$ -polarisierte Exzitonenlinie einen stärkeren spektralen Überlapp mit der  $\sigma^+$ -polarisierten Biexzitonenlinie hat als bei den entsprechenden  $\sigma^-$ -polarisierten Komponenten. Zu einem späteren Zeitpunkt  $t = 35$  ps nach der Laseranregung ist der Polarisationsgrad der Exzitonen auf  $P_X = 0,15$  durch die Spinrelaxation gesunken. Gleichzeitig nimmt auch  $|P_B| \approx 0,03$  in Übereinstimmung mit Gl. (4.10b) ab, da aus der niedrigeren Exzitonenpolarisation eine geringere bosonische Verstärkung des Biexzitonenzerfalls resultiert. Zu einem sehr späten Zeitpunkt  $t = 120$  ps ist keine Polarisation der Exzitonen-PL zu beobachten, und folglich ist auch die Biexzitonenemission unpolarisiert.

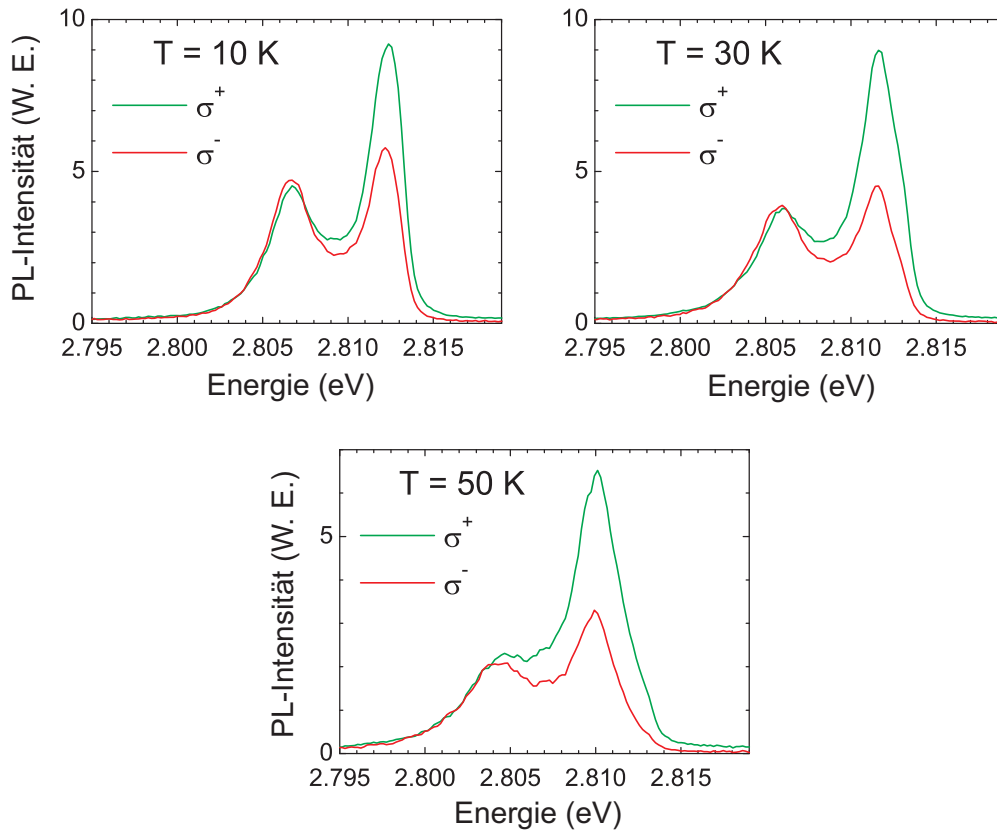
In den gezeigten Spektren wie auch bei allen anderen in diesem Kapitel vorgestellten Daten liegen die  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisierte PL-Komponente zu späten Zeiten perfekt übereinander. Daher können Messartefakte der Polarisationsdetektion als Grund für die polarisierte Biexzitonen-PL ausgeschlossen werden. Die-

se Aussage wird durch Messungen mit entgegengesetzter Anregungspolarisation ( $\sigma^-$ ) bestätigt, bei der eine  $\sigma^-$ -polarisierte Exziton-PL und eine  $\sigma^+$ -polarisierte Biexziton-PL gemessen wurden. Ein weiteres Artefakt, welches zu einer polarisierten Biexzitonemission führen könnte, wäre eine signifikante energetische Spinaufspaltung der Exzitonenniveaus. In diesem Fall wäre die Biexziton-PL auf der Hochenergieseite stark  $\sigma^\pm$ -polarisiert und auf der Niederenergieseite stark  $\sigma^\mp$ -polarisiert, je nachdem, welches Exzitonenniveau energetisch höher liegt. Über den gesamten Emissionsbereich integriert wäre die Biexziton-PL folglich unpolarisiert. Auch dieses Artefakt kann anhand der Messdaten als Ursache der polarisierten Biexziton-PL ausgeschlossen werden, da zum einen keine signifikante Energieaufspaltung der Exzitonemission beobachtet wird. Zum anderen weist die Biexziton-PL über den gesamten Emissionsbereich integriert eine deutliche Polarisation auf.

### 4.2.2 Temperaturabhängigkeit

Die spinabhängige Verstärkung des Biexzitonenzufalls aufgrund der stimulierten bosonischen Streuung sollte eine Temperaturabhängigkeit zeigen: Bei höheren Temperaturen werden zunehmend Exzitonenzustände mit höheren  $K$ -Werten besetzt, sodass die Populationsdichte bei den niedrigen  $K$ -Werten abnimmt und schließlich zu niedrig ist, um einen makroskopisch geordneten Zustand zu bilden. Daher ist die temperaturabhängige Reduktion von  $|P_B|$  eine Bestätigung der Dateninterpretation aufgrund stimulierter bosonischer Streuung. In Abb. 4.5 sind PL-Spektren bei verschiedenen Proben Temperaturen  $T = 10$  K, 30 K und 50 K gezeigt, wobei die Anregung mit einer konstanten Leistung  $P_{\text{ex}} = 50 \mu\text{W}$  erfolgt. Bei diesen Experimenten muss die Temperaturabhängigkeit der Bandkante berücksichtigt werden, da sich der HH1:E1-Übergang bei höheren Temperaturen zu niedrigeren Energien verschiebt. [105] Die Energie der Laserpulse wird bei jeder Temperatur neu eingestellt, sodass die Anregung immer 2 meV über der HH1:E1-Resonanz liegt.

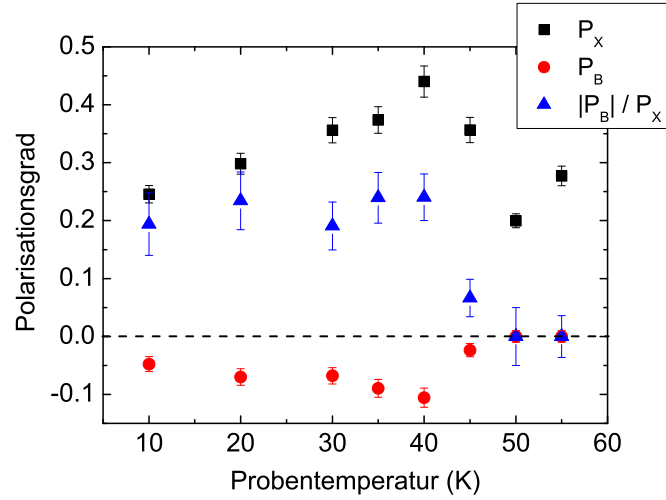
Während bei  $T = 10$  K noch ein deutlicher Biexzitonpolarisationsgrad  $P_B = -0,05$  an den Originalspektren beobachtet wird, scheint schon bei  $T = 30$  K eine Abnahme von  $|P_B|$  stattzufinden. Das Anfitten der Daten und die Entfernung der Exzitonlinie aus den Spektren zeigt allerdings, dass das Biexziton einen Polarisationsgrad  $P_B = 0,06$  besitzt. Aufgrund der höheren Temperatur



**Abb. 4.5:** Temperaturabhängige PL-Spektren bei  $T = 10$  K, 30 K und 50 K und einer Anregungsleistung  $P_{\text{ex}} = 50 \mu\text{W}$ .

nimmt die Breite der Absorptionslinien und damit auch die der Emissionslinien zu. Daraus resultiert ein größerer Überlapp der Exzitonen- und Biexzitonen-PL, sodass in dem hier betrachteten Fall hauptsächlich die  $\sigma^+$ -Komponente des Biexzitons eine höhere Intensität besitzt als in der Realität. Dieser Effekt beeinflusst die Spektren noch stärker bei  $T = 50$  K, wo  $P_B$  auf den ersten Blick sogar das Vorzeichen wechselt. Eine detaillierte Analyse zeigt jedoch, dass bei dieser hohen Temperatur  $P_B = 0$  gilt, sodass in den PL-Spektren wie erwartet kein Einfluss der stimulierten bosonischen Streuung nachzuweisen ist. Abbildung 4.6 zeigt die Zusammenstellung der Messergebnisse für  $P_X$ ,  $P_B$  und das Verhältnis  $|P_B|/P_X$  als Funktion der Probentemperatur. Im Bereich  $T \leq 40$  K zeigt sich ein simultaner Anstieg von  $P_X$  und  $|P_B|$  bis zu einer maximalen Biexzitonenpolarisation  $|P_B| = 0,1$  bei einer Exzitonenpolarisation  $P_X = 0,44$ . Die Zunahme von  $P_X$  mit steigender Temperatur lässt sich durch die steigende Spinlebensdauer





**Abb. 4.6:** Temperaturabhängigkeit von  $P_B$  (rote Kreise),  $P_X$  (schwarze Quadrate) und  $|P_B|/P_X$  (blaue Dreiecke) bei konstanter Anregungsleistung  $P_{ex} = 50 \mu\text{W}$ .

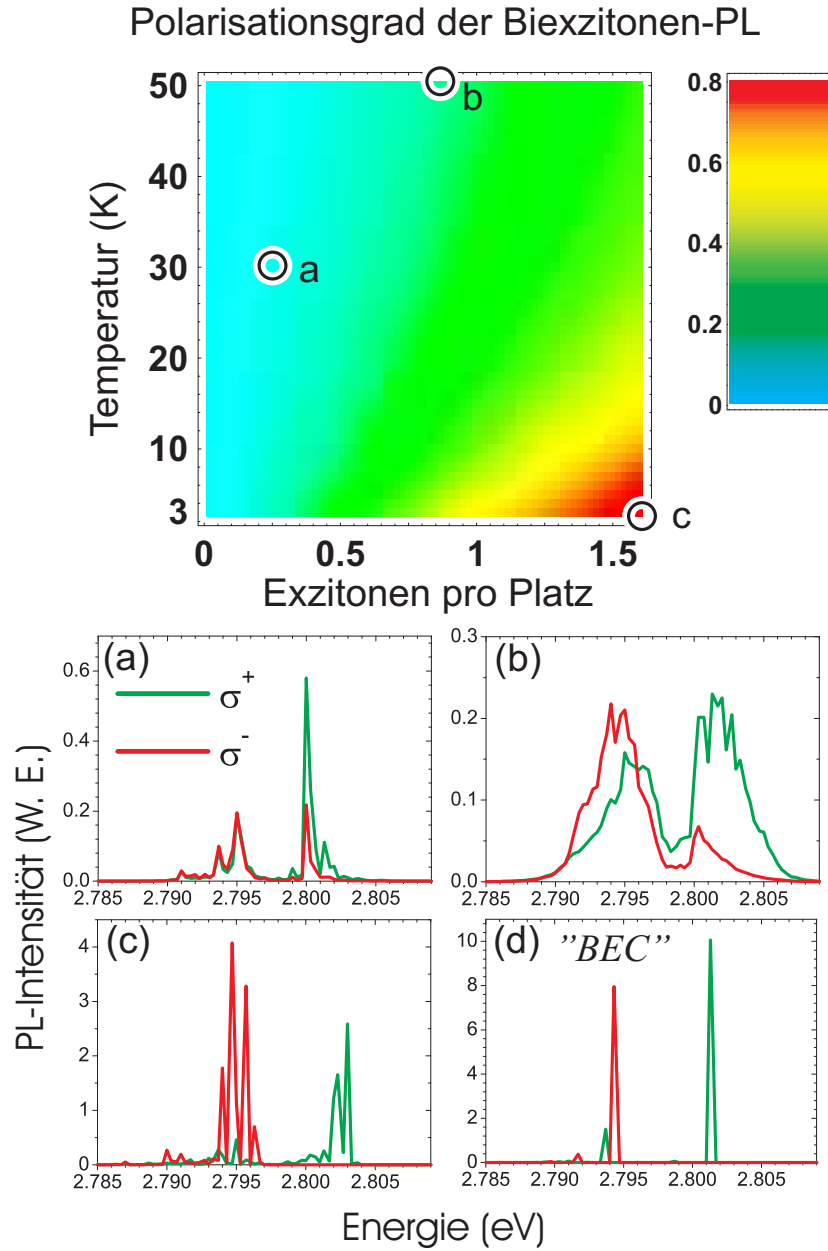
er erklären, die im Experiment anhand der zeitaufgelösten Spektren beobachtet werden kann. Da der Polarisationsgrad der Exzitonen-PL immer zu dem festen Zeitpunkt 15 ps nach der Laseranregung bestimmt wird, steigt  $P_X$  demnach bei höheren Temperaturen an. Die blauen Dreiecke zeigen das Verhältnis  $|P_B|/P_X$ , welches in diesem Temperaturbereich nahezu konstant ist. Das bedeutet, dass der Anstieg der Exzitonenpolarisation zu einem Anstieg von  $|P_B|$  mit der gleichen Steigung führt. Dieses Verhalten ist in Einklang mit der Deutung der Ergebnisse durch stimulierte Streuprozesse, da die bosonische Verstärkung mit dem Faktor  $1 + \langle n_{\pm} \rangle$  erfolgt, sodass aus einem größeren  $P_X$  ein größeres  $P_B$  resultiert. Bei höheren Temperaturen  $T > 40 \text{ K}$  erfolgt eine rapide Abnahme von  $|P_B|/P_X$ , die hauptsächlich aus der Reduktion von  $P_B$  resultiert. Bei  $T \geq 50 \text{ K}$  ist im Experiment keine Biexzitonenpolarisation mehr zu beobachten, obwohl ein polarisierter Exzitonenhintergrund vorliegt. Folglich bilden die Exzitonen keinen makroskopisch geordneten Zustand mehr aus, an dem stimulierte Streuprozesse stattfinden könnten.

Die Messergebnisse zeigen, dass die Temperaturabhängigkeit der Biexzitonen-PL durch stimulierte Streuprozesse vollständig erklärt werden kann. Die interessante Frage, wie sich  $|P_B|$  in Bereichen hoher Dichten und niedriger Temperaturen

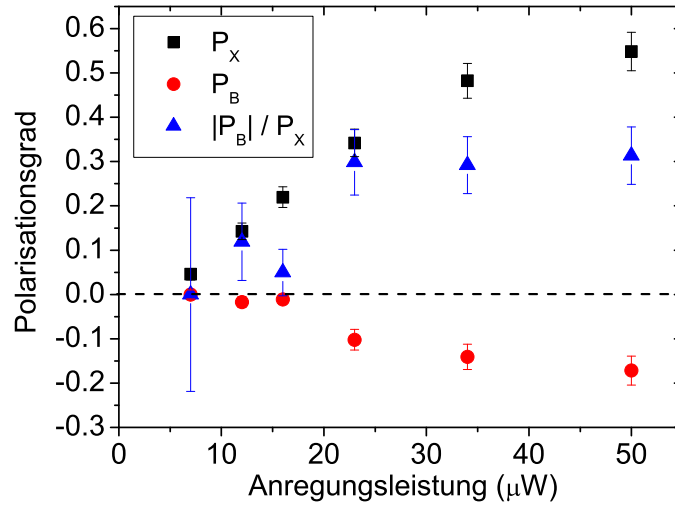
verhält, kann aufgrund der Messbedingungen hier nicht experimentell untersucht werden. Daher werden im Folgenden numerischen Berechnungen vorgestellt, die von Prof. Dr. Daniel Hägele durchgeführt wurden. Das Modell berechnet die polarisationsaufgelösten PL-Spektren einer 1D-Kette mit sieben Plätzen durch die exakte Diagonalisierung eines Hamiltonoperators für die Exzitonen und Biexzitonen. Eine detaillierte Beschreibung der Theorie findet sich in Anhang C. Abbildung 4.7 zeigt im oberen Teil die Ergebnisse der numerischen Berechnung von  $|P_B|$  und in den unteren vier Graphen die PL-Spektren bei verschiedenen Proben-temperaturen und Dichten. In Abb. 4.7(a) ist ein PL-Spektrum bei  $T = 30$  K und einer Dichte von 0,25 Exzitonen pro Gitterplatz dargestellt, was einer Ladungsträgerdichte von ungefähr  $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  entspricht. Dadurch werden die experimentellen Bedingungen der entsprechenden Messung aus Abb. 4.5 mit einer etwas höheren Dichte modelliert. Folglich wird auch ein vergleichbarer Biexzitonenpolarisationsgrad  $|P_B| = 0,05$  aus der numerischen Berechnung für diese Parameter bestimmt. Abbildung 4.7(b) zeigt den Fall einer relativ hohen Proben-temperatur  $T = 50$  K bei einer großen Exzitonendichte von 0,85. Zunächst tritt hier eine signifikante Verbreiterung der Absorptionslinien auf, die auch im Experiment beobachtet wird. Abweichend von den Messdaten wird in den Berechnungen ein deutlich von null verschiedenes  $|P_B|$  beobachtet, was auf die wesentlich höheren Exzitonendichten zurückzuführen ist. Der Fall niedriger Temperaturen und sehr hoher Dichten wird in Abb. 4.7(c) gezeigt. Die Biexzitonen-PL ist nahezu vollständig polarisiert, da ein Exzitonenhintergrund mit  $P_X = 1$  in einem makroskopisch geordneten Zustand vorliegt und dementsprechend eine starke bosonische Verstärkung erfolgt. Im Extremfall  $T = 0$  K und hohen Dichten von 0,86 Exzitonen pro Kettenplatz liegt ein BEC-artiger Exzitonen-Gesamtzustand vor, sodass  $P_B = -1$  bei  $P_X = 1$  gilt [siehe Abb. 4.7(d)]. Insgesamt zeigen die Rechnungen also, dass die polarisierte Biexzitonen-PL als Nachweis für stimulierte bosonische Streuprozesse dient und bei entsprechenden Konditionen Rückschlüsse auf einen kondensierten Exzitonenzustand zulässt.

### 4.2.3 Dichteabhängigkeit

In Abb. 4.8 sind die gemessenen  $P_X$ ,  $P_B$  und  $|P_B|/P_X$  als Funktion der Anregungsleistung bei einer Proben-temperatur von  $T = 10$  K dargestellt. Mit zunehmender Anregungsleistung steigen sowohl  $P_X$  als auch  $|P_B|$  an, wobei der maximal gemessene

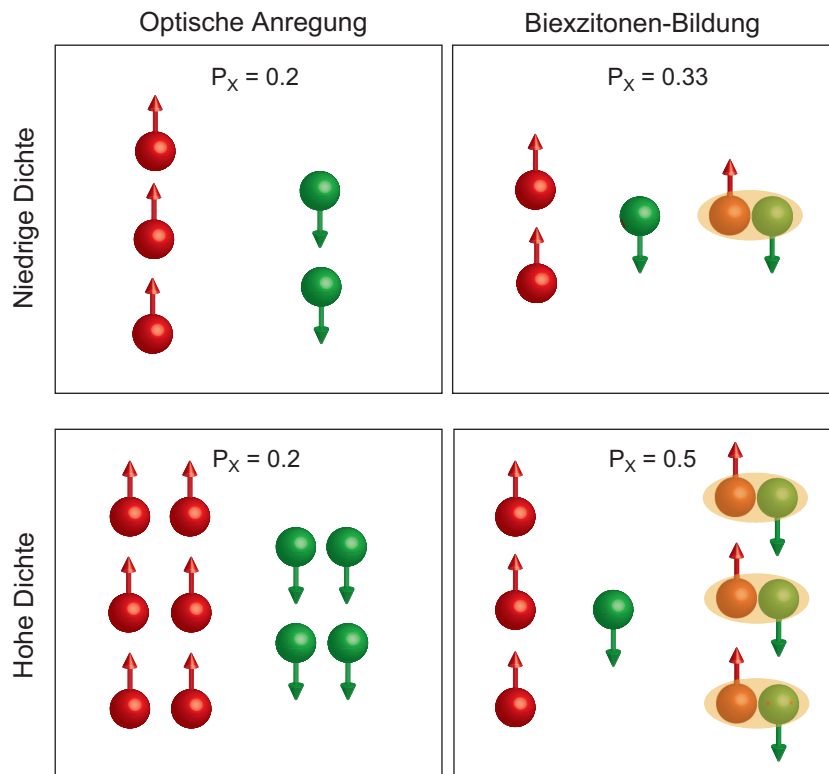


**Abb. 4.7:** Der obere Teil zeigt  $|P_B|$  in einem Fehlfarbenplot als Funktion der Proben­temperatur und der Exzitonendichte. Die Kreise bezeichnen diejenigen  $|P_B|$  bei der entsprechenden Temperatur und Dichte, für die in (a)-(c) dargestellten PL-Spektren berechnet wurden. Abbildung (d) zeigt ein berechnetes PL-Spektrum unter Konditionen, bei denen ein BEC vorliegen würde ( $T = 0$ , Dichte von 0,86 Exziton­en pro Kettenplatz).



**Abb. 4.8:** Dichteabhängigkeit von  $P_X$ ,  $P_B$  und  $|P_B|/P_X$  bei der Proben­temperatur  $T = 10$  K.

sene Wert  $|P_B| = 0,16$  bei  $P_X = 0,55$  beträgt. Bei den hier vorgestellten Messungen erfolgt die Anregung ca. 1 meV über dem HH1:E1-Übergang und damit energetisch näher zur Resonanz als bei den temperaturabhängigen Experimenten aus Abschnitt 4.2.2, sodass ein höheres  $P_X$  und folglich auch  $|P_B|$  erreicht wird. Der Anstieg von  $P_X$  lässt sich anschaulich anhand der Biexzitonenbildung erklären und ist schematisch in Abb. 4.9 dargestellt. In den beiden betrachteten Fällen wird eine Exzitonenpolarisation von 0,2 angeregt, wobei in der unteren Zeile die doppelte Anzahl an Exzitonen vorliegt. Für die anschließende Formation der Biexzitonen werden gleichviele Exzitonen mit Spin up und Spin down polarisier­ten Elektronen verwendet, sodass die Exzitonen-PL ein höheres  $P_X$  aufweist als dem angeregten Polarisationsgrad entspricht. Bei höheren Dichten werden allerdings mehr Biexzitonen gebildet als bei niedrigen Dichten, sodass das gemessene  $P_X$  trotz des gleichen angeregten Exzitonenpolarisationsgrades höher ist als bei niedrigen Dichten. Das ansteigende  $|P_B|$  resultiert unmittelbar aus dem größeren Exzitonenpolarisationsgrad bei höheren Dichten, da die bosonische Verstärkung wiederum durch  $1 + \langle n_{\pm} \rangle$  gegeben ist. Daher bestätigen die dichteabhängigen Messungen ebenfalls die Interpretation der polarisierten Biexzitonen-PL durch



**Abb. 4.9:** Schematische Darstellung der Biexzitonformation und des Einflusses auf  $P_x$ . Die obere Zeile zeigt den Fall niedriger Dichte, während die angeregte Dichte in der unteren Zeile doppelt so hoch ist.

stimulierte Streuprozesse.

### 4.3 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde ein Nachweiskriterium für die BEC in Halbleitern vorgestellt, wobei die polarisierte PL des Biexzitonzerfalls als Indikator für die stimulierte bosonische Exzitonstreuung verwendet wird. Die strahlende Rekombination der optisch aktiven Biexzitonen erfolgt in einem zweistufigen Prozess, bei dem die beiden Exzitonen mit unterschiedlichen Elektronenspinorientierungen nacheinander zerfallen. Liegt ein spinpolarisierter Exzitonengrund vor, so wird eine entsprechend zirkular polarisierte Exziton-PL erwartet, während die Biexziton-PL aufgrund der Symmetrie des Exzitonmoleküls unpolarisiert sein sollte. Durch stimulierte bosonische Streuprozesse erfolgt al-

lerdings eine Verstärkung des Biexzitonen-Zerfallskanals, bei dem nach der Rekombination des ersten Exzitons ein Exziton mit der Majoritätsspinorientierung übrigbleibt. Daraus resultiert eine entgegengesetzt zur Exzitonen-PL zirkular polarisierte Biexzitonen-PL, die als Nachweis von stimulierter bosonischer Exzitonenstreuung dient. Dieser Polarisierungseffekt wurde hier durch zeitaufgelöste PL-Spektroskopie an ZnSe/ZnS<sub>0,07</sub>Se<sub>0,93</sub>-QWs experimentell nachgewiesen und in Abhängigkeit der Temperatur und Ladungsträgerdichte untersucht. Der Polarisationsgrad der Biexzitonen-PL verschwindet bei  $T \geq 50$  K, obwohl ein deutlich spinpolarisierter Exzitonenhintergrund vorliegt. Die Messergebnisse sind in Einklang mit numerischen Berechnungen eines 1D-Modells, welches bei  $T = 0$  K und hohen Dichten eine vollständig polarisierte Biexzitonen-PL voraussagt. Weiterhin steigt der Biexzitonen-Polarisationsgrad aufgrund der ansteigenden effektiven Exzitonen spinpolarisation mit zunehmender Ladungsträgerdichte an, ein Indiz für verstärkte bosonische Streuung bei hohen Dichten.

Insgesamt ist der Polarisierungseffekt der Biexzitonen-PL deutlicher bei hohen Dichten und niedrigen Temperaturen ausgeprägt, da die Exzitonen hier verstärkt einen makroskopisch geordneten Zustand bilden. Um diese Bedingungen im Experiment zu erreichen, wäre die simultane Anregung der Exzitonen und Biexzitonen durch entsprechend geformte Laserpulse ein denkbarer Weg, da in diesem Fall die Biexzitonenbildung nicht zum Aufheizen des Exzitonengases führen würde. Weiterhin könnte das Exzitonengas in einem photonischen Kristall erzeugt werden, bei dem die Resonanzenergie der Exzitonen in der optischen Bandlücke des Kristalls liegt. Dadurch würde die Lebensdauer der Exzitonen erhöht werden, sodass die Ladungsträger die nötige Zeit bekämen, die Temperatur des Kristallgitters anzunehmen.

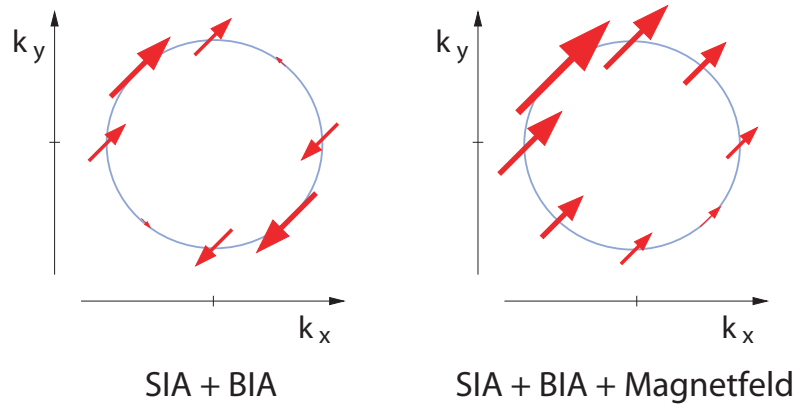
# KAPITEL 5

---

## SPINAUFSPALTUNG IN GAAS-QUANTENFILMEN

---

In Halbleitern mit Zinkblendestruktur tritt eine energetische Spinaufspaltung des Leitungsbandes auf, die einen starken Einfluss auf fundamentale Eigenschaften der Ladungsträger hat. Durch diese Spinaufspaltung  $\Delta S$  kann beispielsweise die Elektron-Elektron-Streurate in 1D-Systemen stark reduziert werden und somit eine Beeinflussung der Transporteigenschaften erfolgen. [106] Weiterhin bildet die LB-Aufspaltung die Grundlage für wichtige Spinrelaxationsmechanismen wie die DP-Spinrelaxation. Auch die in Abschnitt 3.3.3 besprochene anfängliche Spinrelaxation basiert auf der Präzession des Elektronenspins um das effektive Magnetfeld, welches durch die Spinaufspaltung hervorgerufen wird. In diesem Kapitel wird daher die Spinaufspaltung in GaAs-QWs untersucht, wobei die zentrale Fragestellung lautet, wie die LB-Aufspaltung durch eine externe Einwirkung kontrolliert und verändert werden kann. In früheren Experimenten konnte bereits gezeigt werden, dass die SIA-Spinaufspaltung durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes beeinflusst wird, da das charakteristische elektrische Feld  $\varepsilon_z$  verstärkt oder abgeschwächt wird. [107, 108] Im vorliegenden Kapitel werden Messungen von  $\Delta S$  als Funktion eines extern angelegten Magnetfeldes präsentiert. Das äußere Magnetfeld liegt dabei in der Ebene des QWs, sodass es zu



**Abb. 5.1:** Vergleich zwischen dem Fall eines reinen  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  (linkes Bild), welches aus der Struktur- und Volumenasymmetrie hervorgeht, und der Überlagerung  $\mathbf{B}_r(\mathbf{k}_{\parallel}) = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  mit einem externen Magnetfeld  $\mathbf{B}$  (rechtes Bild).

einer Überlagerung mit dem effektiven Magnetfeld aufgrund der Spinaufspaltung kommt. In Abb. 5.1 ist das resultierende Magnetfeld  $\mathbf{B}_r(\mathbf{k}_{\parallel}) = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  im Vergleich zu dem reinen  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  schematisch dargestellt. In diesem Experiment kann  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  durch eine Änderung der Orientierung und der Stärke des externen Magnetfeldes in der QW-Ebene durchgestimmt werden, wodurch eine direkte Beeinflussung der LB-Spinaufspaltung möglich ist.

Zur Messung der Spinaufspaltung können diverse Methoden verwendet werden. Verschiedene Autoren haben  $\Delta S$  in Transportexperimenten anhand des Magnetowiderstandes [109, 110] oder der Schwebungen von Shubnikov-de Haas-Oszillationen [111] bestimmt. Da in diesen Messungen mit externen Magnetfeldern gearbeitet wird, muss  $\Delta S$  in der Regel durch eine Extrapolation zu  $B = 0$  bestimmt werden. Eine direkte Messung der Spinaufspaltung mit hoher Präzision und ohne externen Magnetfeldeinfluss gelang 1992 JUSSEMAND et al. unter Verwendung der Raman-Spektroskopie. [112] Dabei streut das eingestrahlte Licht inelastisch an den Ladungsträgern, sodass das zurückgestreute Licht energetisch im Vergleich zum eingestrahlichten Licht verschoben ist. Im weiteren Verlauf wird nur die sogenannte Stokes-Streuung betrachtet, bei der das gestreute Licht zu niedrigeren Energien verschiebt. Aus der Ramanverschiebung können dann fundamentale Eigenschaften des untersuchten Systems wie z. B. die Ladungsträgerdichte oder  $\Delta S$  bestimmt werden. In den Experimenten von JUSSEMAND et al.



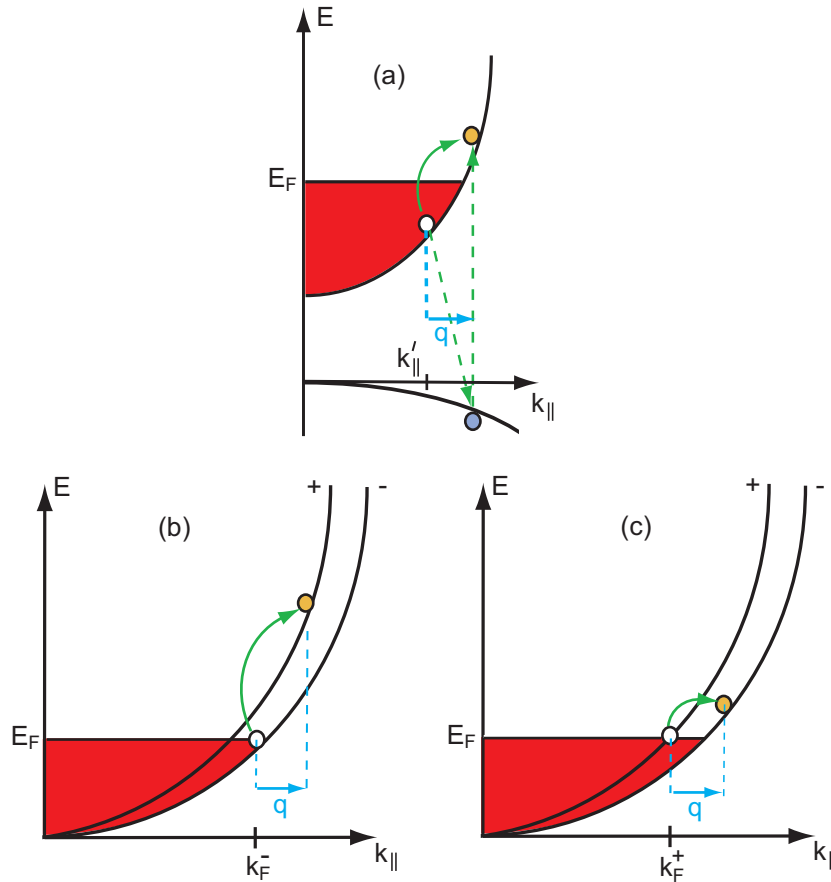
wurde dazu die Probe gegenüber dem einfallenden Strahl um einen Winkel  $\Theta$  verkippt, sodass das eingestrahlte Licht einen Wellenvektor  $\mathbf{q}$  in der QW-Ebene besitzt, der bei den Stößen auf die Elektronen übertragen wird. Durch eine Änderung von  $\Theta$  kann  $q$  geändert werden, während die Orientierung von  $\mathbf{q}$  in der QW-Ebene durch eine Drehung der Probe um die Wachstumsachse eingestellt wird. Diese Methode eignet sich also besonders gut, um die Anisotropie von  $\Delta S$  in der QW-Ebene zu untersuchen und wird daher auch hier verwendet, um den Magnetfeldeinfluss auf  $\Delta S$  zu analysieren.

In Abschnitt 5.1.1 werden die Grundlagen der Spin-Flip (SF)-Raman-Streuung besprochen und erklärt, wie  $\Delta S$  aus den Raman-Signalen ermittelt werden kann. Der Messaufbau sowie die untersuchten Proben werden in Abschnitt 5.1.2 vorgestellt. Abschnitt 5.2 gliedert sich in zwei Teile: In Abschnitt 5.2.1 werden zunächst die Messergebnisse bei  $B = 0$  diskutiert und anhand dieser Daten eine Prozedur zum Anfitten der Raman-Signale vorgestellt. Anschließend werden in Abschnitt 5.2.2 magnetfeldabhängige Messungen von  $\Delta S$  an unterschiedlichen Proben präsentiert und die Resultate miteinander verglichen. Alle in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden im Rahmen eines Forschungsaufenthalts am *Institut des NanoSciences de Paris* der *Université Pierre et Marie Curie* in Paris unter Betreuung von Dr. Bernard Jusserand durchgeführt.

## 5.1 Grundlagen

### 5.1.1 Spin-Flip Raman-Streuung

Die Raman-Streuung bietet eine Vielzahl an experimentellen Möglichkeiten zur Untersuchung von Halbleitereigenschaften. [113] Grundsätzlich wird hierbei zwischen kollektiven und Einteilchen-Anregungen unterschieden. Bei den kollektiven Anregungen erfolgt eine Wechselwirkung des einfallenden Lichts mit einem Ensemble aus mehreren Teilchen, z. B. mit Ladungsträger- und Spindichten oder mit Polaritonen und Phononen. [114, 115, 116, 117] Die Einteilchen-Anregung hingegen beschreibt Streuungen des Lichts an einzelnen Ladungsträgern und ist in Abb. 5.2(a) skizziert. [118] In diesem Beispiel handelt es sich um einen n-dotierten Halbleiter, sodass das LB mit Elektronen bis zur Fermienergie  $E_F$  aufgefüllt ist. Das einfallende Licht streut an einem Elektron aus dem Fermisee



**Abb. 5.2:** (a) Schematische Darstellung der Einteilchen-Anregung und der virtuellen Übergänge vom VB ins LB. (b) Skizze der SF-Raman-Streuung vom  $E_-(\mathbf{k}_{\parallel})$ - in das  $E_+(\mathbf{k}_{\parallel})$ -Band und (c) vom  $E_+(\mathbf{k}_{\parallel})$ - in das  $E_-(\mathbf{k}_{\parallel})$ -Band.

(weißer Kreis) mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}'_{\parallel}$ , sodass das Elektron nach dem Stoß den Wellenvektor  $\mathbf{k}'_{\parallel} + \mathbf{q}$  und die Energie  $E(\mathbf{k}'_{\parallel} + \mathbf{q})$  besitzt (symbolisiert durch den gelben Kreis). Dieser Streuvorgang kann durch virtuelle Übergänge in einem zweistufigen Prozess veranschaulicht werden: Das eingestrahelte Licht regt zunächst den Übergang ein Elektron vom VB ins LB bei  $\mathbf{k}'_{\parallel} + \mathbf{q}$  an, und anschließend rekombiniert ein Elektron aus dem Fermisee mit Wellenvektor  $\mathbf{k}'_{\parallel}$  strahlend mit dem Loch im VB [dargestellt durch die gestrichelten Pfeile in Abb. 5.2(a)]. Der virtuelle diagonale Übergang kann strahlend erfolgen, da das eingestrahelte Licht ein Wellenvektorübertrag  $\mathbf{q}$  auf das System liefert, welcher beispielsweise auf das rekombinierende Elektron im Fermisee übertragen wird. Insgesamt sind

damit Energie und Impuls des gesamten Streuvorgangs erhalten. Die Energie des rückgestreuten Lichts ist um den Betrag  $E(\mathbf{k}'_{\parallel} + \mathbf{q}) - E(\mathbf{k}'_{\parallel})$  geringer als die des einfallenden Strahls, sodass eine Ramanverschiebung in Stokes-Richtung erfolgt.

In Experimenten mit extern angelegtem oder internem Magnetfeld wird häufig die Methode der SF-Raman-Streuung an Elektronen verwendet, [119] wobei die Ausgangs- und Endzustände der Elektronen unterschiedliche Spinzustände sind. Im LB eines Halbleiters mit Zinkblendestruktur können Streuprozesse der Elektronen zwischen den spinaufgespaltenen Bändern  $E_{\pm}(\mathbf{k}_{\parallel})$  durch Raman-Streuung induziert werden, wodurch die LB-Spinaufspaltung in n-dotierten GaAs-QWs vermessen werden kann. [112] In Abb. 5.2(b) und (c) sind die Streuprozesse von Elektronen bei  $E_{\pm}(\mathbf{k}_{\text{F}}^{\pm})$  in das entsprechend andere Band  $E_{\mp}(\mathbf{k}_{\text{F}}^{\pm} + \mathbf{q})$  schematisch gezeigt. Zur besseren Übersicht wurden die virtuellen Übergänge hier nicht eingezeichnet und weiterhin wird der Betrag der Spinaufspaltung stark vergrößert dargestellt. Die Streuung erfolgt in beiden Fällen bei einem identischen Wellenvektorübertrag von  $\mathbf{q}$ , wobei die Energie der Endzustände allerdings unterschiedlich ist. In Abb. 5.2(b) erfolgt die Streuung von  $E_{-}$  nach  $E_{+}$ , sodass der Endzustand eine höhere Energie ( $E_{\text{F}} + \hbar\omega_c^{(-+)}$ ) besitzt als bei der Streuung von  $E_{+}$  nach  $E_{-}$  mit der Energie ( $E_{\text{F}} + \hbar\omega_c^{(+-)}$ ) [siehe 5.2(c)]. Die Frequenz  $\omega_c$  ist dabei die Abschneidefrequenz (engl.: cutoff), die dem Streuprozess der Elektronen an der Fermikante zuzuordnen ist. Im Folgenden wird der minimale Unterschied zwischen  $\mathbf{k}_{\text{F}}^{+}$  und  $\mathbf{k}_{\text{F}}^{-}$  vernachlässigt, sodass  $\mathbf{k}_{\text{F}}^{+} = \mathbf{k}_{\text{F}}^{-}$  gilt. Da weiterhin  $q \ll k_{\text{F}}$  gilt, kann die parabolische Dispersion an der Fermikante durch die Tangente mit der Steigung  $\nu_{\text{F}} = \hbar k_{\text{F}}/m_{\text{e}}^*$  angenähert werden.<sup>1</sup> Die LB-Spinaufspaltung ist somit im relevanten Bereich zwischen  $\mathbf{k}_{\text{F}} - \mathbf{q}$  und  $\mathbf{k}_{\text{F}} + \mathbf{q}$  konstant, sodass schließlich

$$\hbar\omega_c^{(-+)} = \Delta S + \nu_{\text{F}}q \quad \text{und} \quad \hbar\omega_c^{(+-)} = -\Delta S + \nu_{\text{F}}q \quad (5.1)$$

folgt. Im Gegensatz zu der Einteilchenanregung im entarteten Band werden die Raman-Signale der SF-Streuung nur bei orthogonaler linearer Anregungs- und Detektionspolarisation beobachtet. [119] Bei paralleler Polarisationsrichtung der LPen wird nur eine einzelne Raman-Linie beobachtet, während bei senkrechten Polarisationsrichtungen gemäß Gl. (5.1) zwei Signale gemessen werden, die energetisch um den Betrag  $2\Delta S$  gegeneinander verschoben sind.

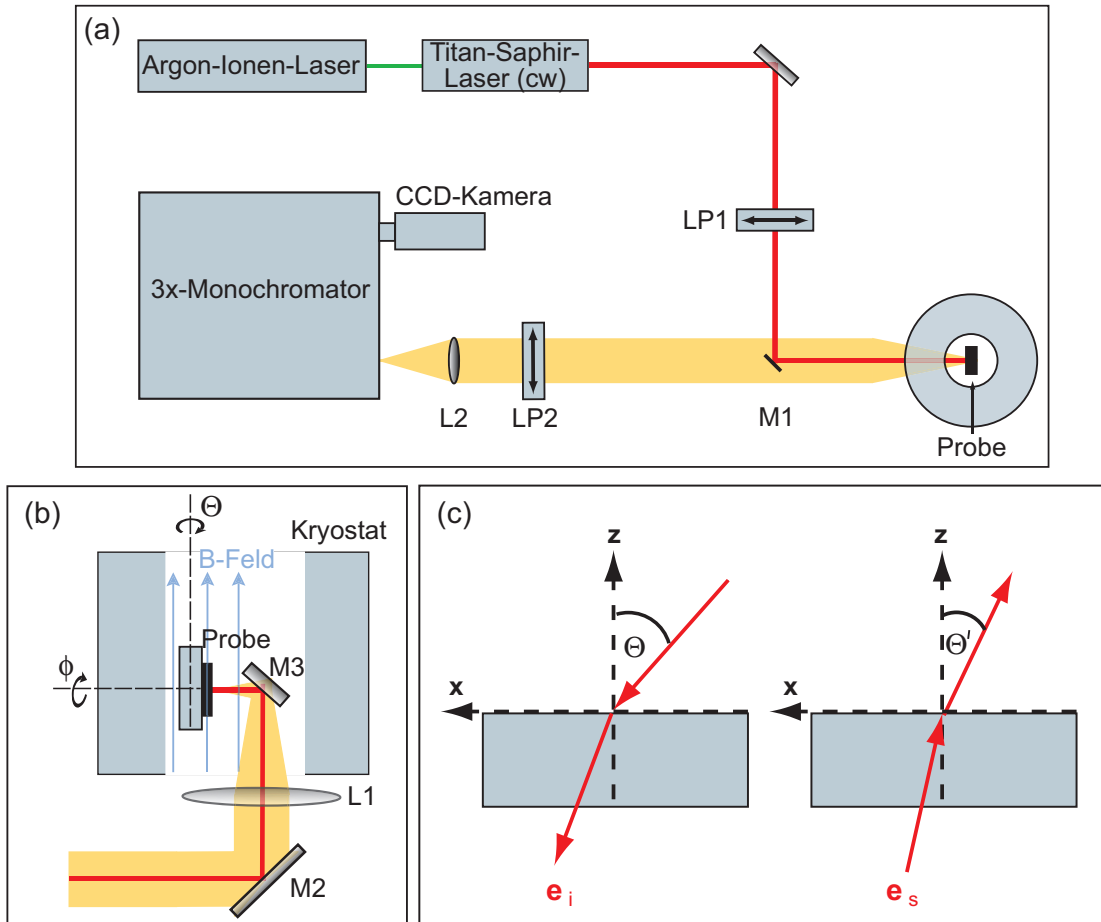
<sup>1</sup> $\nu_{\text{F}}$  ist die Fermi-Geschwindigkeit.

Die SF-Raman-Streuung bietet damit eine exakte und experimentell vorteilhafte Methode zur Bestimmung von  $\Delta S$  in n-dotierten Halbleitern. Während die Ramanverschiebung der Signale mit größerem  $q$  aufgrund des Anstiegs von  $\omega_c$  zunimmt, ist  $\Delta S$  in wegen  $q \ll k_F$  unabhängig vom Betrag  $q$  des eingekoppelten Wellenvektors. Daher kann  $q$  so gewählt werden, dass die gemessenen Signale möglichst gut aufgelöst und frei von Streulichteinfluss sind. Weiterhin sind die Messergebnisse für  $\Delta S$  unabhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  des eingestrahnten Lichts, da die Spinaufspaltung allein aus der relativen Ramanverschiebung der Signale bestimmt wird. Aus diesem Grund kann  $\lambda$  auf einen experimentell vorteilhaften Wert gesetzt werden, bei dem möglichst intensive Raman-Signale beobachtet werden, z. B. nahe einer exzitonischen Resonanz mit hohem Absorptionskoeffizienten.

### 5.1.2 Experimentelle Methoden

In Abbildung 5.3(a) ist der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Messaufbau der Raman-Spektroskopie gezeigt. Die Anregung erfolgt mit einem Dauerstrich-Titan-Saphir-Laser, der von einem Argon-Ionen-Laser gepumpt wird. Das Laserlicht wird durch den Polarisator LP1 linear polarisiert und über den Spiegel M1 auf die Anregungs- und Detektionsachse umgelenkt. Der weitere Strahlverlauf wird in der Seitenansicht durch Abb. 5.3(b) dargestellt. Das Licht wird hier durch den Spiegel M2, der sich zentral unter dem Kryostaten befindet, senkrecht zur Tischebene nach oben umgelenkt. Anschließend wird der Strahl durch die Linse L1 fokussiert und schließlich in der Probenkammer des Kryostaten durch den Spiegel M3 auf die Probe gelenkt. Die Probe ist auf einem drehbaren Halter montiert, der 360°-Rotationen um die Wachstumsrichtung der Probe zulässt. Weiterhin kann der gesamte Halter um eine Achse senkrecht zur  $\phi$ -Achse und zur Tischebene um den Winkel  $\Theta$  gedreht werden. In dem Kryostaten ist eine supraleitende Spule montiert, mit der Magnetfelder bis zu  $B = 4,8$  T in positiver und negativer Richtung der  $\Theta$ -Achse erzeugt werden können. In dieser Geometrie liegt das Magnetfeld also für jede Winkeleinstellung  $\Theta$  und  $\phi$  in der Quantenfilmebene. Die Probe befindet sich in einem Bad aus suprafluidem Helium bei einer Temperatur  $T = 2$  K.

Die Messung wird in der Rückstreuungsgeometrie gemäß der in Abb. 5.3(c) skizzierten Anordnung durchgeführt. Die Rotation der Probe um den Winkel  $\Theta$



**Abb. 5.3:** Messaufbau der Raman-Spektroskopie (a) in der Draufsicht bzw. (b) in der Seitenansicht. (c) zeigt die Rückstreuungsgeometrie für das unter dem Winkel  $\Theta$  einfallende Licht  $e_i$  und das gestreut Licht  $e_s$  mit dem Winkel  $\Theta'$ .

führt dazu, dass das eingestrahlte Licht einen Wellenvektor  $\mathbf{q}$  in  $x$ -Richtung besitzt, der bei dem nachfolgenden Streuprozess auf das Elektron übertragen wird. Das gestreute Licht verlässt die Probe unter dem Winkel  $\Theta'$ , sodass insgesamt

$$q = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin \Theta + \sin \Theta') \quad (5.2)$$

gilt. [120] Bei den hier vorgestellten Messungen ist  $\Theta' \approx \Theta$ , sodass sich Gl. (5.2) zu  $q = 4\pi/\lambda \sin \Theta$  vereinfacht. Das rückgestreute Licht wird durch M3 auf die Linse L1 umgeleitet, und das kollimierte Signal wird anschließend durch M2 in die Anregungs- und Detektionsrichtung gelenkt. Der Strahl passiert den Linearpolarisator LP2, der wahlweise parallel oder senkrecht zu LP1 eingestellt

Probe	Barrierendicke [nm]	$\nu_F$ [ $10^5$ m/s]	$k_F$ [ $10^6$ cm $^{-1}$ ]	$n$ [ $10^{12}$ cm $^{-2}$ ]	$\lambda$ [nm]
J524	20	3,86	2,34	0,87	787,8
GC00	10	4,60	2,78	1,23	779,2

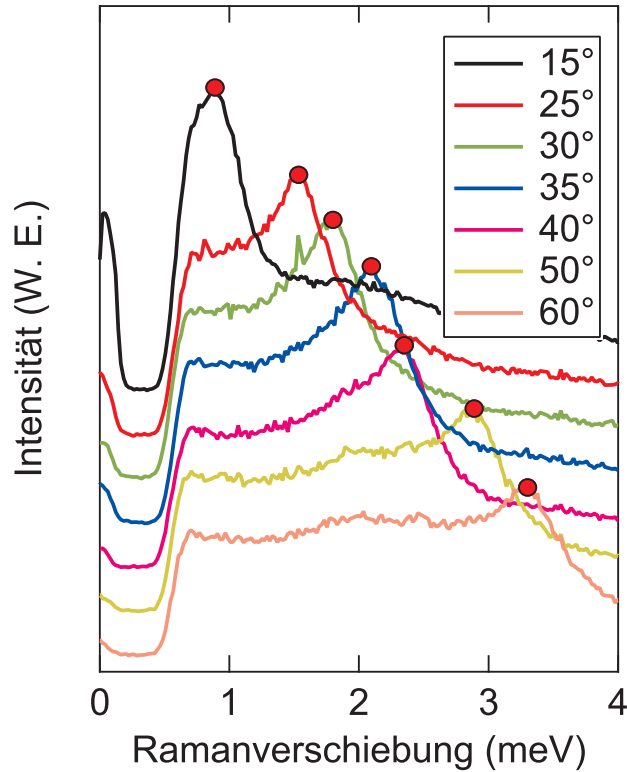
**Tabelle 5.1:** Zusammenstellung der Eigenschaften von Probe J524 und GC00.

wird, und wird danach durch die Linse L2 auf den Eintrittsspalt eines Dreifach-Monochromators fokussiert. Das spektral aufgespaltene Licht wird letztlich auf eine stickstoffgekühlte CCD-Kamera abgebildet und mittels eines PCs ausgelesen.

In den vorgestellten Experimenten werden zwei Proben J524 und GC00 untersucht, bei denen es sich um einseitig modulationsdotierte GaAs/Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As Quantenfilme mit einer Trogbreite  $b = 18$  nm handelt. Die Strukturen wurden auf einem GaAs-Substrat in [001]-Richtung gewachsen. Die Proben unterscheiden sich ausschließlich in der Barrierendicke einer undotierten Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As-Schicht, die sich zwischen der dotierten Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As-Schicht und der GaAs-Schicht befindet. Die Ladungsträgerdichte im QW ist bei der Probe J524 geringer als bei der GC00-Probe, da die undotierte Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As-Zwischenschicht breiter ist. Um die Ladungsträgerdichte im QW zu bestimmen, wurde die Ramanverschiebung an beiden Proben in Abhängigkeit von  $q$  gemessen, indem der Winkel  $\Theta$  schrittweise von  $15^\circ - 60^\circ$  variiert wurde. [121] Die Raman-Signale wurden bei paralleler Anregungs- und Detektionspolarisation und einer Anregungsleistung  $P_{\text{ex}} = 5$  mW aufgenommen. Abbildung 5.4 zeigt exemplarisch die Messergebnisse für die Probe J524. Im Rahmen dieser Arbeit wird die übliche Auftragung der Signale relativ zur Laserenergie verwendet, die sich am Ursprung des Koordinatensystems befindet. Die Ramanverschiebung weist eine lineare Abhängigkeit von  $q$  auf, und aus der Steigung der Ausgleichsgeraden kann  $k_F$  mit Hilfe der Beziehung

$$\left. \frac{dE(k_{\parallel})}{dk_{\parallel}} \right|_{k_{\parallel}=k_F} = \frac{\hbar^2 k_F}{2m_e^*} \quad (5.3)$$

bestimmt werden, da die Ableitung von  $E(k_{\parallel})$  an der Stelle  $k_{\parallel} = k_F$  der Steigung der Ausgleichsgeraden entspricht. Die Ergebnisse für die beiden Proben sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die Ladungsträgerdichte wurde gemäß  $n = D(E) \cdot E_F = k_F^2 / (2\pi)$  berechnet, wobei  $D(E) = m_e^* / (\pi \hbar^2)$  die 2D-Zustandsdichte



**Abb. 5.4:** Raman-Signale der Probe J524 als Funktion von  $\Theta$  bei konstantem  $\phi$ . Die roten Kreise markieren zur besseren Übersicht die Positionen der Maxima.

ist. Die Daten stimmen sehr gut mit den Ergebnissen aus [122] überein: Die Probe J524 und das Probenstück B sowie die Probe GC00 und Probenstück D stammen jeweils von demselben Wafer. Weiterhin ist in Tabelle 5.1 die Wellenlänge  $\lambda$  angegeben, mit der die Probe in den Experimenten angeregt wurde.

## 5.2 Messergebnisse

### 5.2.1 Anisotropie von $\Delta S$ bei $B = 0$

In einem ersten Schritt wird die Anisotropie der LB-Spinaufspaltung ohne extern angelegtes Magnetfeld untersucht. Die Anisotropie von  $\Delta S$  kann anhand des effektiven Magnetfeldes aufgrund der BIA und der SIA verstanden werden. In Abb. 1.7(d) ist das effektive Magnetfeld bei kombiniertem Einfluss der BIA und

der SIA dargestellt. Hier ist deutlich zu erkennen, dass  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  sowohl von der Richtung als auch vom Betrag von  $\mathbf{k}_{\parallel}$  abhängt: Entlang der [110]-Richtung wird ein zunehmendes  $B_{\text{eff}}$  mit ansteigendem  $k_{\parallel}$  beobachtet, und der Vergleich mit  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  entlang der  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung verdeutlicht die Winkelanisotropie. Die  $\mathbf{k}_{\parallel}$ -Abhängigkeit des effektiven Magnetfeldes spiegelt sich direkt in der Anisotropie der LB-Spinaufspaltung wider: [123, 14]

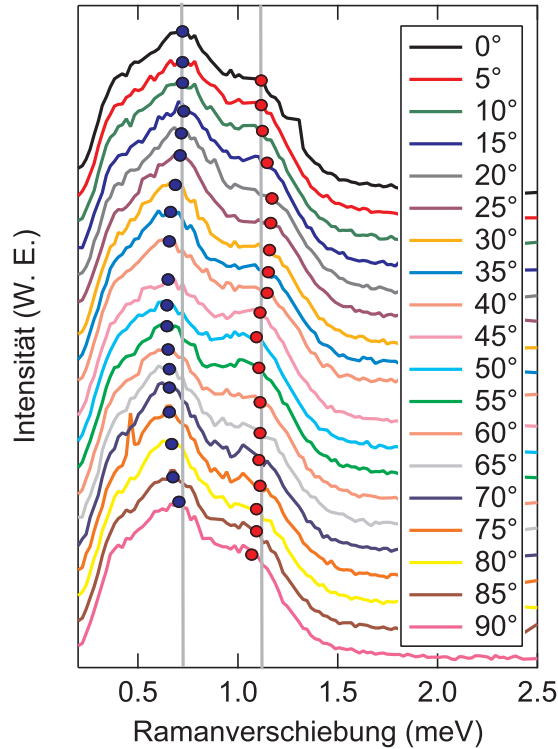
$$\Delta S(k_{\parallel}, \varphi) = \pm k_{\parallel} \left\{ \alpha_{\text{R}}^2 + \alpha_{\text{R}} \eta_{\text{D}} (k_{\parallel}^2 - 2\langle k_z^2 \rangle) \sin(2\theta) + \eta_{\text{D}}^2 \left[ \langle k_z^2 \rangle^2 + \left( \frac{1}{4} k_{\parallel}^2 - \langle k_z^2 \rangle \right) k_{\parallel}^2 \sin(2\theta)^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (5.4)$$

wobei  $\eta_{\text{D}}$  ein materialspezifischer Dresselhaus-Vorfaktor für das entsprechende System ist.

In Abb. 5.5 sind die Raman-Signale für Messungen an der Probe J524 ohne externes Magnetfeld gezeigt. Hierbei wurde der Winkel  $\phi$  in Schritten von  $5^\circ$  um insgesamt  $90^\circ$  gedreht, wobei  $\Theta = 14^\circ$  konstant gehalten wurde. Das Experiment wurde bei gekreuzter Anregungs- und Detektionspolarisation durchgeführt, sodass in diesem Fall SF-Raman-Signale gemessen wurden. Um die Anisotropie von  $\Delta S$  anhand dieser Daten zu demonstrieren, werden die Intensitätsmaxima der Raman-Signale durch die blauen bzw. roten Punkte markiert. Die vertikalen grauen Linien, welche die Maximumspositionen bei  $\phi = 0$  anzeigen, werden bei den weiteren vorgestellten Ergebnissen stets eingezeichnet, um eine bessere Übersicht zu gewähren. Der Unterschied in der Ramanverschiebung zwischen den Maxima der einzelnen Signale entspricht in guter Näherung der doppelten energetischen LB-Spinaufspaltung. Die Messergebnisse zeigen damit eine deutliche Änderung von  $\Delta S$  als Funktion des Winkels  $\phi$ . Während in der Ausgangsposition bei  $\phi = 0$  ein  $\Delta S \approx 0,2$  meV gemessen wird, nimmt die LB-Spinaufspaltung mit größerem  $\phi$  zu und erreicht einen Wert von  $\Delta S \approx 0,24$  meV bei  $\phi = 40^\circ$ . Bei höherem  $\phi$  nimmt  $\Delta S$  wieder ab, sodass letztlich bei  $\phi = 90^\circ$  ein  $\Delta S \approx 0,18$  meV beobachtet wird.

Die oben genannten Werte für  $\Delta S$  wurden manuell aus den Originaldaten ermittelt und sind daher aufgrund von möglichen Ablesefehlern ungenau. Beispielsweise können die Positionen der einzelnen Maxima einer Doppellinie bei konstantem  $\Delta S$  durch größere Linienverbreiterungen derart beeinflusst werden, dass aus den Daten eine verfälschte Spinaufspaltung abgelesen wird. Eine präzisere Bestimmung von  $\Delta S$  wird durch das Anfitten der Daten mit Hilfe der in

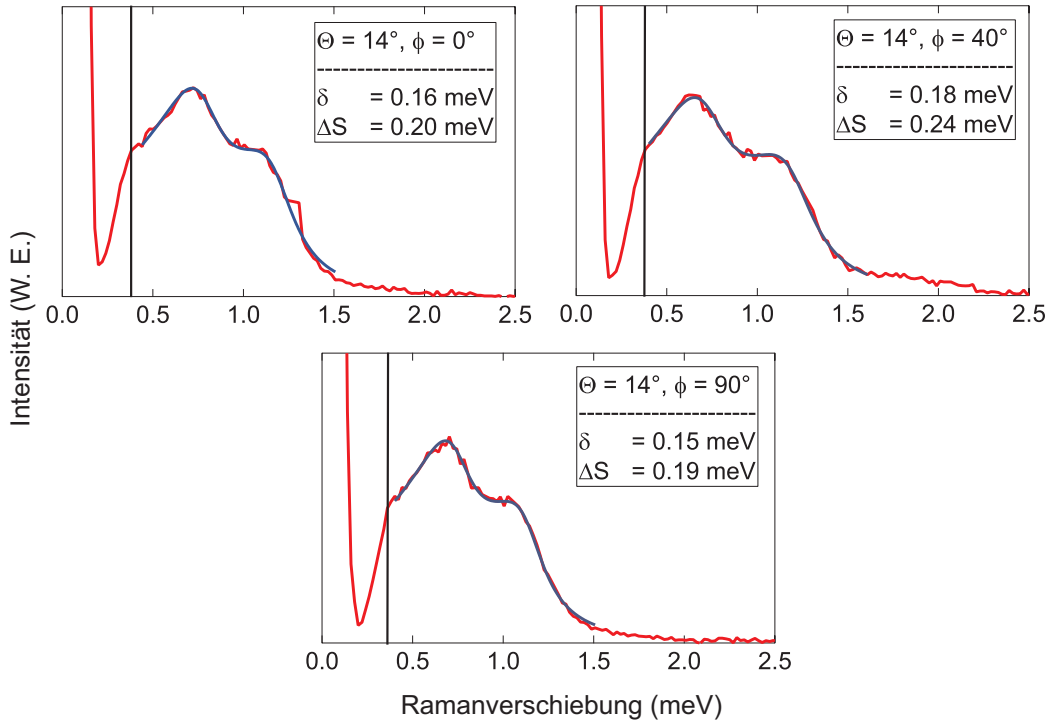




**Abb. 5.5:** Raman-Signale der Messungen an Probe J524 bei  $B = 0$  und  $\Theta = 14^\circ$ . Die Probe wird um  $90^\circ$  gedreht, sodass  $\mathbf{q} \parallel [110]$  bei  $\phi = 0^\circ$  und  $\mathbf{q} \parallel [1\bar{1}0]$  bei  $\phi = 90^\circ$  gilt. Die eingezeichneten vertikalen Linien dienen zur besseren Übersicht und zeigen die Position des linken bzw. rechten Peaks bei  $\phi = 0^\circ$  an.

Anhang D beschriebenen Prozedur ermöglicht. Die freien Parameter der Fits sind die Verbreiterung  $\delta$ , eine Normierungskonstante  $A$  und  $\Delta S$ . Die weiteren Parameter werden im Rahmen geringer Toleranzgrenzen konstant gehalten, sodass die Temperatur im Bereich von 3 K bis 6 K und der Wellenvektorübertrag  $q$  zwischen  $3,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  und  $3,95 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  liegen.<sup>2</sup> Die Grenzen resultieren aus den experimentellen Bedingungen: Der Toleranzbereich von  $q$  deckt eine Winkelungenauigkeit von  $\pm 0,5^\circ$  ab, die durch das nicht vollständig planare Aufkleben der Probe verursacht wird. Die Temperaturvariationen werden häufig dadurch verursacht, dass der Drehpunkt der Probe nicht exakt mit dem Ort der Laseranregung übereinstimmt und somit bei bestimmten Winkeln Orte mit größeren Oberflächenverunreinigungen angeregt werden. An diesen Stellen wird das

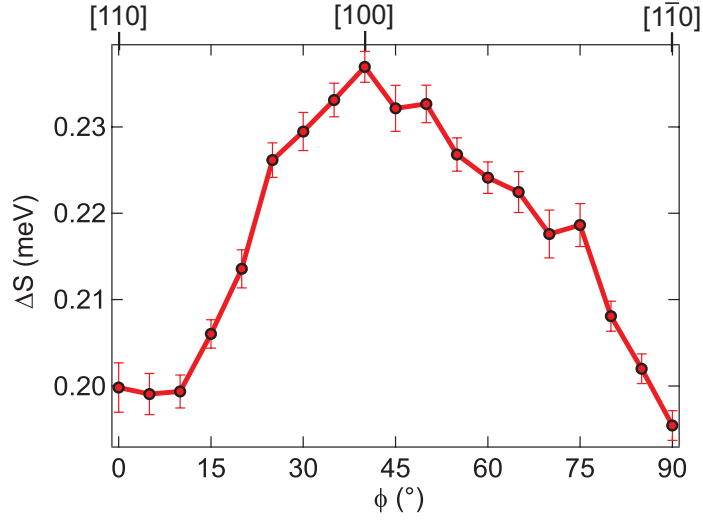
<sup>2</sup>Auf die Angabe von  $A$  wird im Folgenden verzichtet.



**Abb. 5.6:** Angefittete Raman-Linien an die Daten aus Abb. 5.5. Die freien Parameter sind  $\delta$  und  $\Delta S$ , die Parameter  $T$  und  $q$  sind nahezu konstante Parameter, die nur im Rahmen enger Grenzen variiert werden (siehe dazu auch Diskussion im Text).

eingestrahlt Licht vermehrt reflektiert, wodurch letztlich die Ladungsträgertemperatur sinkt. Abbildung 5.6 zeigt die Raman-Signale und die entsprechenden Fits exemplarisch für die drei Fälle  $\phi = 0^\circ$ ,  $40^\circ$  und  $90^\circ$ . Die vertikalen Linien zeigen die Position an, bei der das Spektrum von der Blende des Monochromators abgeschnitten wurde, um den Laserreflex abzublocken. Der Fitvorgang reproduziert die Originaldaten sehr gut, sodass eine hohe Genauigkeit in der Bestimmung von  $\Delta S$  erreicht wird. Die Fitergebnisse für  $\Delta S$  stimmen zwar weitestgehend mit den manuell bestimmten Werten überein, allerdings wird bei  $\phi = 90^\circ$  ein leicht größeres  $\Delta S$  aus den Fitdaten extrahiert als im manuellen Verfahren bestimmt wurde. Generell nimmt die Ungenauigkeit der manuellen Ablesung stark zu, wenn geringe  $\Delta S$  vorliegen und die Raman-Signale damit energetisch eng beieinander liegen.

Die Ergebnisse dieser Messungen können zur Bestimmung der Orientierung des eingekoppelten Wellenvektors  $\mathbf{q}$  verwendet werden, indem ein Vergleich mit



**Abb. 5.7:**  $\Delta S$  als Funktion des Winkels  $\phi$  bei  $B = 0$ , gemessen an der Probe J524.

den Daten aus Abb. 2 in  $[122]$  vorgenommen wird. Der Wert  $\Delta S = 0,2$  meV bei  $\phi = 0$  entspricht dem Ergebnis von RICHARDS et al. bei  $\mathbf{q} \parallel [110]$ , und das Maximum bei  $\phi = 40^\circ$  weist mit  $\Delta S = 0,24$  nahezu den selben Wert auf wie die Spinaufspaltung bei  $\mathbf{q} \parallel [100]$ . Weiterhin stimmt das hier gemessene  $\Delta S = 0,19$  bei  $\phi = 90^\circ$  mit dem in  $[122]$  angegebenen Wert für  $\mathbf{q} \parallel [1\bar{1}0]$  überein. Anhand des Vergleichs der Messergebnisse bei  $B = 0$  mit bereits publizierten Ergebnissen kann eine Eichung der Winkelskala für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen vorgenommen werden. Abschließend zeigt Abb. 5.7 die Zusammenstellung der aus den Fits bestimmten Werte für  $\Delta S$  als Funktion des Winkels  $\phi$ . Die LB-Spinaufspaltung zeigt eine Anisotropie mit einem Maximum bei  $\phi = 40^\circ$ , wobei das maximale  $\Delta S$  bei einer Drehung um  $90^\circ$  ausgehend von  $\mathbf{q} \parallel [110]$  bei  $\phi = 45^\circ$  gemessen werden sollte. Der Grund für diese geringfügige Abweichung könnte in einer ungenauen Ablesung der Winkelskala von  $\phi$  liegen, die dazu führen würde, dass die gesamte  $\phi$ -Achse bei dieser Messung um einen konstanten Winkel verschoben werden müsste. Das Phänomen tritt allerdings bei den anderen vorgestellten Messungen nicht mehr auf, sodass im Folgenden nicht weiter darauf eingegangen wird.

Diese Messung wurde sowohl an der Probe J524 als auch an der Probe GC00 bei externem Magnetfeld im Bereich  $B = -4,8 \text{ T} \dots 4,8 \text{ T}$  wiederholt, wobei eine deutliche Beeinflussung von  $\Delta S$  zu beobachten ist. Eine quantitative Aus-

wertung dieser Daten wird allerdings im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht vorgenommen, da das Modell der Raman-Linienform, welches der Fitprozedur zugrundeliegt, streng genommen auf den Fall  $B = 0$  eingeschränkt ist. Die Ursache dafür liegt in der Winkelabhängigkeit von  $\Delta S$ , die in dem hier verwendeten Modell nicht explizit berücksichtigt wird, da die LB-Spinaufspaltung durch ein winkelunabhängiges  $\Delta S$  in Gl. D.12 beschrieben wird. Um das Modell zu erweitern, muss die Spinaufspaltung bereits in der Subbanddispersion durch

$$\epsilon_{k_{\parallel}}^n = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e^*} \pm \Delta S(\mathbf{k}_{\parallel}) \quad (5.5)$$

berücksichtigt werden, sodass mit den Polarkoordinaten  $\mathbf{k}_{\parallel} = k_{\parallel}(\cos \theta, \sin \theta, 0)$  und  $\mathbf{q} = q(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$  dann

$$\epsilon_{k_{\parallel}}^n - \epsilon_{k_{\parallel}+q}^n = -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} [q^2 + 2k_{\parallel} q \cos(\theta - \varphi)] \pm [\Delta S(\mathbf{k}_{\parallel}) + \Delta S(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{q})] \quad (5.6)$$

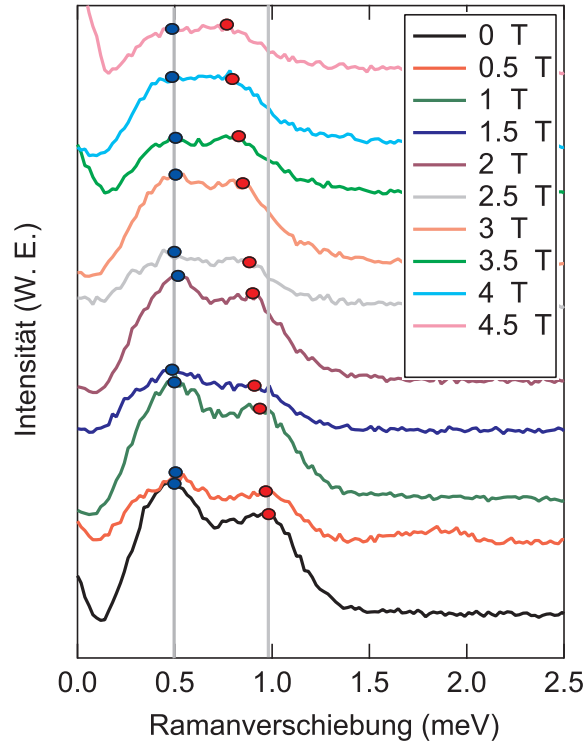
folgt. Unter den Bedingungen geringer Spinaufspaltung  $\Delta S$  und  $q \ll k_F$  lässt sich Gl. (5.6) gemäß [124] an der Fermikante durch

$$\epsilon_{k_F}^n - \epsilon_{k_F+q}^n \approx -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} [q^2 + 2k_F q \cos(\theta - \varphi)] \pm 2\Delta S(k_F, \theta) \quad (5.7)$$

ausdrücken. Um die magnetfeldabhängigen Raman-Signale anzufitten, muss zunächst ein Modell für  $\Delta S(k_F, \theta)$  entwickelt werden, welches den  $\theta$ -abhängigen Einfluss von  $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$  vollständig einbezieht. Als Ausgangspunkt könnte dazu Gl. (5.4) dienen, wobei bereits in diesem Fall das  $\theta$ -Integral in Gl. (D.11b) nicht mehr analytisch lösbar ist und der Rechenaufwand signifikant ansteigt. Erste Optimierungen der Fitprozedur haben allerdings bereits gezeigt, dass auch eine vollständige numerische Berechnung der Linienform für den Fall  $B = 0$  unter Verwendung von Gl. (5.4) mit hinreichend kurzer Rechendauer durchführbar ist.

### 5.2.2 Magnetfeldabhängigkeit von $\Delta S$

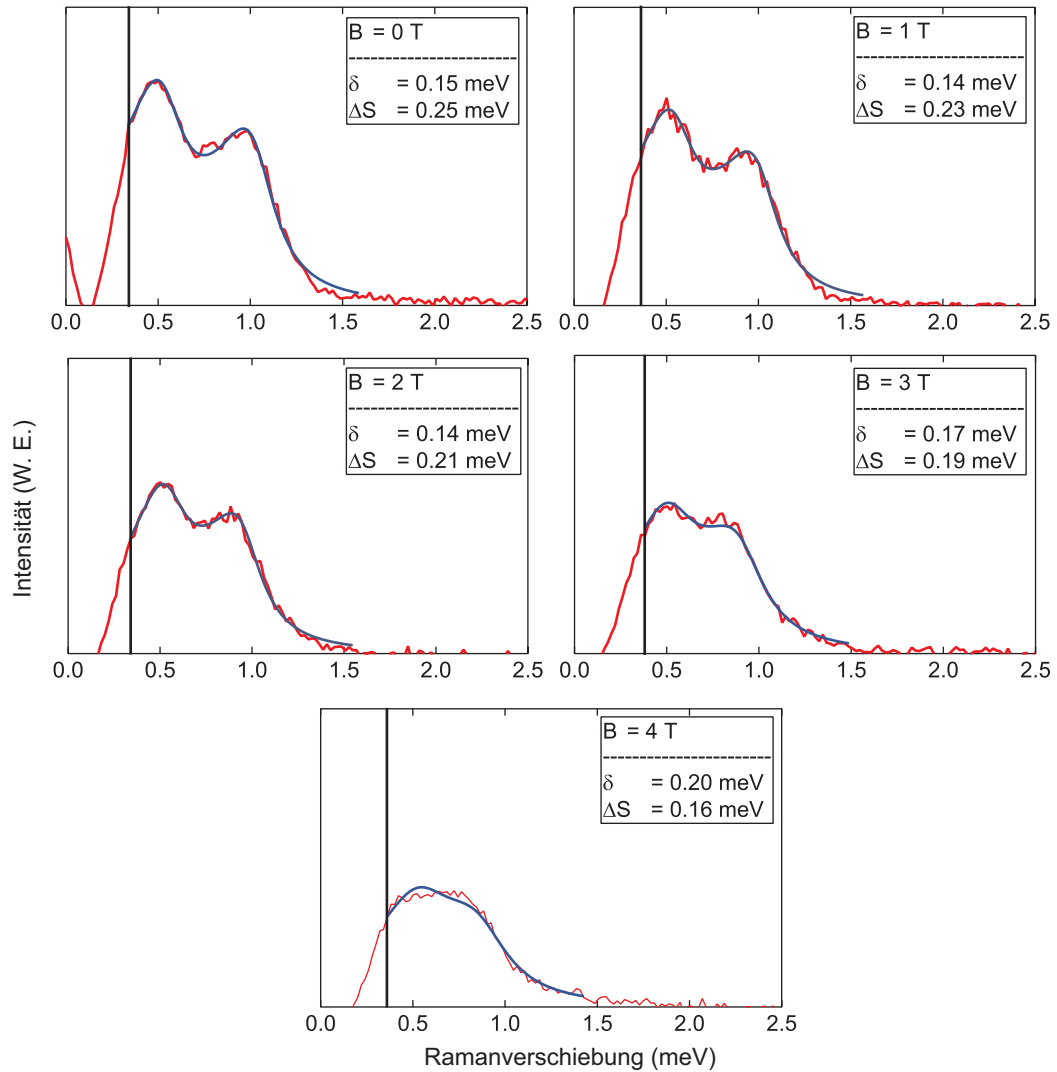
Abbildung 5.8 zeigt die SF-Raman-Signale gemessen an der Probe J524 bei  $\Theta = 11^\circ$  und  $\mathbf{q} \parallel [100]$ . Das externe Magnetfeld hat hier einen starken Einfluss auf die LB-Spinaufspaltung, sodass  $\Delta S$  um ca. 0,1 meV von  $\Delta S \approx 0,25$  meV bei  $B = 0$  T bis zu  $\Delta S \approx 0,15$  meV bei  $B = 4,5$  T abnimmt. Wie bereits im vorigen Abschnitt besprochen führt das Anfitten der Daten bei höheren Magnetfeldern zu steigenden Ungenauigkeiten, sodass im Rahmen des Modells aus Anhang D eine



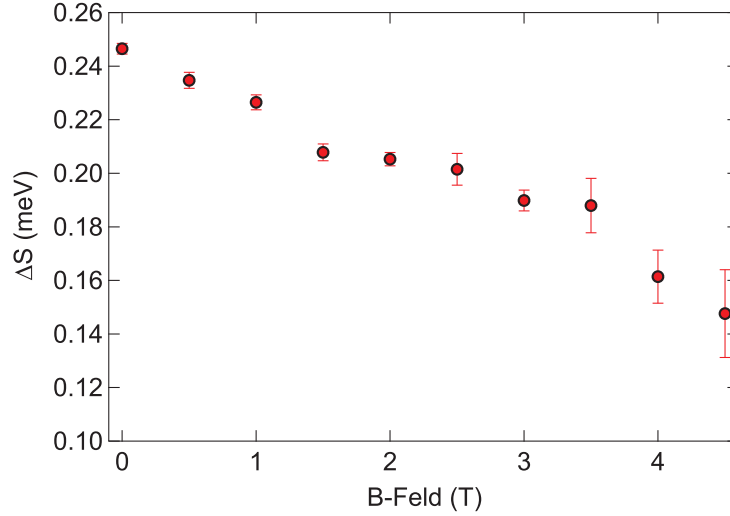
**Abb. 5.8:** SF-Raman-Signal der Probe J524 unter extern angelegten Magnetfeldern  $B_{||} = 0 \dots 4,5$  T bei  $\Theta = 11^\circ$  und  $\mathbf{q} \parallel [100]$ .

exakte quantitative Auswertung nicht möglich ist. Um diesen Punkt zu verdeutlichen, werden in Abb. 5.9 an die Daten aus Abb. 5.8 angefittete Raman-Signale dargestellt. Das Spektrum wurde zum Schutz der CCD-Kamera bei Energien, die geringer sind als durch die vertikale Linie angezeigt, abgeschnitten. Die Größen  $T = 1 \dots 3$  K und  $q = 2,9 \dots 3,1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$  sind die quasi-konstanten Parameter des Fits.

Die Fits weisen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Raman-Signalen für Magnetfelder im Bereich  $B = 0 \dots 2$  T auf. Bei  $B = 3$  T sind erste Abweichungen zu erkennen, die bei  $B = 4$  T deutlicher ausgeprägt sind. Der Grund für die zunehmende Diskrepanz zwischen dem Fit und den gemessenen Signalen liegt darin, dass sich in Abb. 5.8 nur der rechte Peak zu niedrigeren Ramanverschiebungen hin bewegt, während die Position des linken Peaks nahezu konstant bleibt. Dieses Phänomen wird weiter unten noch eingehend betrachtet. Die Fitprozedur modelliert dieses asymmetrische Verhalten der Ramanverschie-



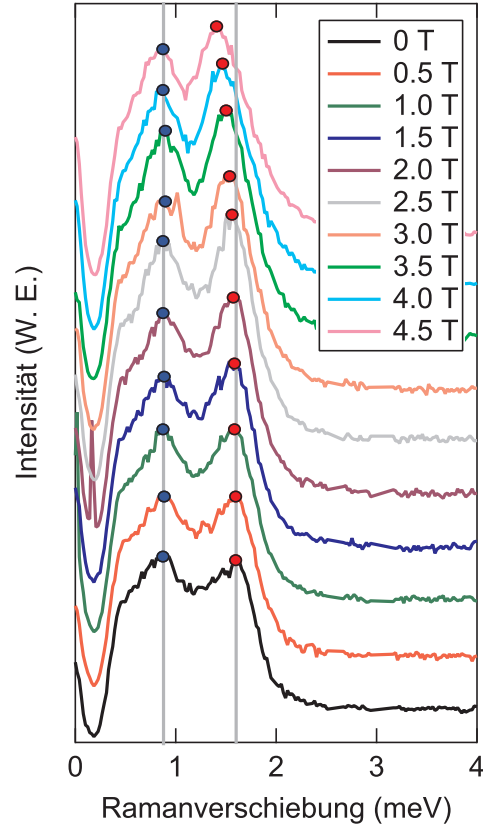
**Abb. 5.9:** Angefittete Raman-Linien an die Signale aus Abb. 5.8. Die Fitresultate der freien Parameter  $\delta$  und  $\Delta S$  sind in den jeweiligen Abbildungen angegeben,  $T$  und  $q$  werden in engen Grenzen konstant gehalten (siehe Text).



**Abb. 5.10:** Magnetfeldabhängigkeit von  $\Delta S$  für die Probe J524, bestimmt aus den in Abb. 5.8 vorgestellten Daten durch Anfitzen des Raman-Signals. Hier ist  $\mathbf{q} \parallel [100]$  und  $\Theta = 11^\circ$ .

bung mit steigendem Magnetfeld nicht, sondern verschiebt beide Einzelsignale jeweils um die gleiche Aufspaltung  $\Delta S$  zu niedrigeren bzw. höheren Energien. Daher liefert der Fit bei höherem  $B$  einen Wert für  $\Delta S$ , der mit entsprechend großen Fehlern behaftet ist. Da das einfache Fitmodell bei moderaten Magnetfeldern dennoch gute Ergebnisse liefert, kann der quantitative Einfluss des externen Magnetfeldes auf die LB-Spinaufspaltung zumindest bei  $B = 0 \dots 3$  T durch die oben gezeigten Fits mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse ist in Abb. 5.10 gezeigt.

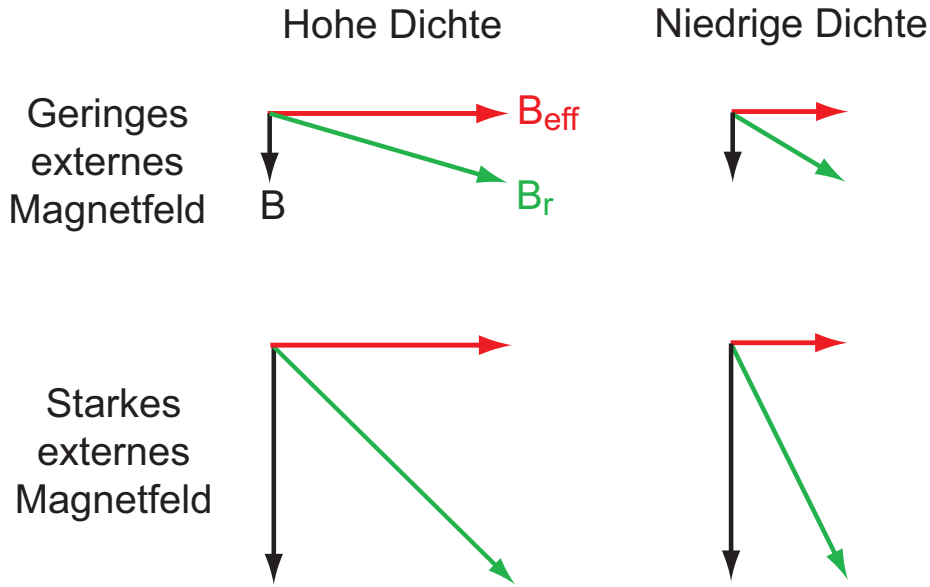
In einer weiteren Messreihe wurde die Magnetfeldabhängigkeit von  $\Delta S$  an der Probe GC00 vermessen. Aufgrund der höheren Ladungsträgerdichte im Quantenfilm verglichen mit der bisher untersuchten Probe J524 werden hier gemäß Gl. (5.4) größere  $\Delta S$  an der Fermikante gemessen. Die Ursache dafür liegt darin, dass  $\langle k_z^2 \rangle$  näherungsweise konstant bleibt, während  $k_F$  ansteigt. Daher sind die SF-Raman-Signale spektral weiter voneinander getrennt, sodass die Probe sich insgesamt gut zur Untersuchung der LB-Spinaufspaltung bei externem Magnetfeld eignet. In Abb. 5.11 sind die Raman-Signale der GC00-Probe bei variierendem externem Magnetfeld und  $\Theta = 20^\circ$  sowie  $\mathbf{q} \parallel [110]$  gezeigt. Bei  $B = 0$  beträgt  $\Delta S \approx 0,36$  meV und entspricht damit sehr genau dem von RICHARDS



**Abb. 5.11:** Raman-Signale der magnetfeldabhängigen Messungen bei  $\Theta = 20^\circ$  und  $\mathbf{q} \parallel [110]$  an der Probe GC00.

et al. in [122] bestimmten Wert für  $\mathbf{q} \parallel [110]$ . Mit zunehmendem Magnetfeld bewegt sich der rechte Peak zu niedrigeren Ramanverschiebungen, während die linke Struktur nahezu keine Veränderung im Magnetfeld zeigt. Daraus resultiert eine Verringerung der LB-Spinaufspaltung um ca. 0,09 meV, da bei  $B = 4,5$  T ein  $\Delta S \approx 0,27$  meV gemessen wird. Sowohl bei dieser als auch bei weiteren Messungen der Magnetfeldabhängigkeit von  $\Delta S$  an der Probe GC00 zeigt sich, dass die relative Änderung der LB-Spinaufspaltung geringer ist als bei der J524-Probe. Beispielsweise verringert sich  $\Delta S$  bei den Messungen aus Abb. 5.8 von  $B = 0$  zu  $B = 4,5$  T um 40 %, während die  $\Delta S$ -Reduktion in Abb. 5.11 ca. 25 % verglichen zum Wert bei  $B = 0$  beträgt. Zwar ist die Orientierung von  $\mathbf{q}$  bei diesen Messungen unterschiedlich, aber auch ein Vergleich der relativen  $\Delta S$ -Änderung bei Experimenten mit gleicher  $\mathbf{q}$ -Richtung zeigt den oben beschriebenen Trend.

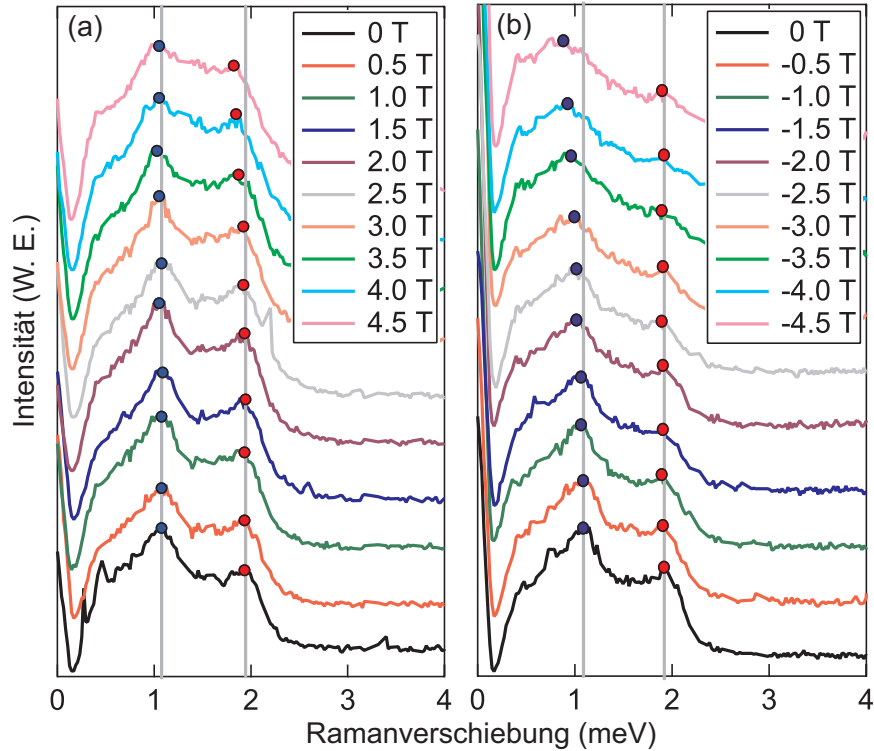




**Abb. 5.12:** Schematische Darstellung der Überlagerung des externen Magnetfeldes  $B$  (schwarzer Pfeil) mit dem effektiven Magnetfeld  $B_{\text{eff}}$  (roter Pfeil) für eine Probe mit hoher und eine Probe mit niedriger Ladungsträgerdichte. Die Stärke des resultierenden Magnetfeldes  $B_r$  zeigt bei niedrigeren Dichten eine größere relative Änderung als bei hohen Dichten.

Bei der GC00-Probe liegt eine größere LB-Spinaufspaltung an der Fermikante vor als bei der J524-Probe, sodass  $B_{\text{eff}}(\mathbf{k}_F)$  bei der Probe GC00 im Allgemeinen signifikant größer ist als bei der Probe J524. Dadurch ist die relative Änderung des resultierenden Magnetfeldes  $B_r(\mathbf{k}_F) = B + B_{\text{eff}}(\mathbf{k}_F)$  bei steigendem  $B$  größer, wenn ein geringeres  $B_{\text{eff}}(\mathbf{k}_F)$  herrscht, was bei der J524-Probe mit der niedrigeren Ladungsträgerdichte der Fall ist. Die Überlagerung der Magnetfelder ist in Abb. 5.12 schematisch für eine Probe mit hoher und eine Probe mit niedriger Ladungsträgerdichte dargestellt.

Die Raman-Signale beider untersuchter Proben zeigen das gleiche Phänomen, wenn ein externes Magnetfeld angelegt wird: Nur bei einer der überlagerten Linien ändert sich die Ramanverschiebung, die Position des anderen Signals bleibt nahezu konstant. Um dieses Phänomen näher zu untersuchen, wurden die magnetfeldabhängigen Raman-Signale an der Probe GC00 bei entgegengesetzten Feldrichtungen gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 5.13(a) bzw. (b) dargestellt. Während bei positiven Magnetfeldern wie in den bisheri-



**Abb. 5.13:** Vergleich der SF-Raman-Signale für (a) positives und (b) negatives Magnetfeld, gemessen an der Probe GC00. Hierbei ist  $\Theta = 20^\circ$  und  $\mathbf{q} \parallel [1\bar{1}0]$ .

gen Messungen der rechte Peak zu niedrigeren Ramanverschiebungen wandert, verschiebt sich im Fall negativer Magnetfelder der linke Peak bei nahezu konstanter Position des rechten Signals. Die Daten legen die Schlussfolgerung nahe, dass der Einfluss des externen Magnetfeldes je nach Magnetfeldrichtung unterschiedlich stark ist für die Zustände im  $E_+(\mathbf{k}_{\parallel})$ - bzw.  $E_-(\mathbf{k}_{\parallel})$ -Band. Eine solches Verhalten wird im Rahmen des gängigen Dateninterpretationsschemas (siehe Abschnitt 5.1.1) nicht modelliert, da die Änderung von  $\mathbf{B}_r(\mathbf{k}_F)$  und die damit verbundene Änderung von  $\Delta S$  gemäß Gl. (5.1) zu einer Beeinflussung der Abschneidefrequenzen *beider* Raman-Linien führen sollte. Eine abschließende Erklärung des Phänomens kann also nur durch eine exakte Berechnung der Bandstruktur unter Berücksichtigung des externen Magnetfeldes gegeben werden, die eine Erklärung der physikalischen Prozesse liefert und eine Anpassung der Auswertungs- und Fitprozeduren ermöglicht.

Der Vergleich der Daten aus Abb. 5.13(a) und (b) zeigt außerdem, dass die

$\Delta S$ -Änderung ebenfalls von der Richtung des Magnetfeldes abhängt. Während bei steigendem positivem  $B$  eine Verringerung von  $\Delta S$  beobachtet wird, vergrößert sich die LB-Spinaufspaltung bei stärker negativen Magnetfeldern. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass die Überlagerung des externen und des effektiven Magnetfeldes in einem Fall konstruktiv und im anderen Fall destruktiv ist.

## 5.3 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde die energetische LB-Spinaufspaltung in n-dotierten GaAs-Quantenfilmen mittels ramanspektroskopischer Messungen untersucht. Das Ziel der Messungen lag dabei auf der Bestimmung von  $\Delta S$  bei angelegtem externen Magnetfeld in der QW-Ebene. Zunächst wurde die Anisotropie von  $\Delta S$  in der QW-Ebene bei  $B = 0$  untersucht, um diese Ergebnisse im weiteren Verlauf mit den magnetfeldabhängigen Daten vergleichen zu können. Anhand der Messungen ohne externes Magnetfeld wurde eine Fitprozedur für die Raman-Signale vorgestellt, durch die die Signale angefitet werden konnten und somit eine präzise Bestimmung von  $\Delta S$  möglich war. Als nächstes wurde die Orientierung des eingekoppelten Wellenvektors  $\mathbf{q}$  konstant gehalten und das Magnetfeld im Bereich  $B = -4,5 \dots + 4,5$  T durchgefahren. Hier zeigte sich ein deutlicher Einfluss des angelegten Magnetfeldes auf die LB-Spinaufspaltung, da eine Reduktion von  $\Delta S$  um bis zu 40 % bei hohen Magnetfeldern nachgewiesen werden konnte. Dabei wurde beobachtet, dass die Ladungsträgerdichte im QW eine entscheidende Rolle für den Verlauf von  $\Delta S$  als Funktion von  $B$  spielt: Bei der Probe mit geringerer Ladungsträgerdichte wurde ein deutlich stärkerer Einfluss des externen Magnetfeldes gemessen als bei einer Probe mit vergleichsweise hoher Ladungsträgerdichte. Außerdem konnte gezeigt werden, dass das Vorzeichen der  $\Delta S$ -Änderung durch die Richtung des externen Magnetfeldes gegeben ist. Die Daten sind insgesamt in Einklang mit der Interpretation der Messergebnisse durch die vektorielle Überlagerung des externen und des angelegten Magnetfeldes.

Bereits die qualitative Datenanalyse lieferte sehr interessante Ergebnisse, eine quantitative Auswertung konnte nur im Bereich moderater Magnetfeldstärken durchgeführt werden. Die Ursache liegt in der Struktur der Fitprozedur, bei der der Einfluss des externen Magnetfeldes auf  $\Delta S$  nicht explizit berücksichtigt

wird. Um die Raman-Signale auch bei höheren Magnetfeldern präzise anzufitten, muss zunächst eine Theorie zur Modellierung des Magnetfeldeinflusses auf  $\Delta S$  entwickelt werden, sodass die Fitprozedur erweitert werden kann. In einem nächsten Schritt müssen anhand dieses Modells exakte Bandstrukturberechnungen durchgeführt werden, um daraus  $\Delta S$  als Funktion des externen Magnetfeldes berechnen zu können. Diese Ergebnisse können auch Aufschluss über die Ursache des Phänomens geben, dass sich je nach Magnetfeldrichtung nur eine der beiden Raman-Linien zu niedrigeren bzw. höheren Ramanverschiebungen bewegt, während die Position der anderen Linie nahezu konstant bleibt. Eine exakte Auswertung des kompletten vorliegenden Datensatzes und der anschließende Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen wird schließlich einen umfassenden Einblick in die Struktur der LB-Spinaufspaltung liefern.

---

# ZUSAMMENFASSUNG

---

Im Hauptteil der vorliegenden Arbeit wurden die optischen Auswahlregeln für die Anregung und Detektion von spinpolarisierten Ladungsträgern in GaAs-Quantenfilmen untersucht. In den Experimenten wurde mittels zeit- und polarisationsaufgelöster PL-Spektroskopie der zeitabhängige Spinpolarisationsgrad der Elektronen bestimmt. An die Daten wurde ein exponentieller Zerfallsverlauf angefitet, woraus der zum Zeitpunkt der Laseranregung erzeugte anfängliche Spinpolarisationsgrad  $P_0$  ermittelt wurde. Der Verlauf von  $P_0$  als Funktion der Anregungsenergie wurde mit den numerisch berechneten Werten einer  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie verglichen, die sowohl die Coulomb-Wechselwirkung als auch die Kopplung der Lochsubbänder untereinander vollständig berücksichtigt. Die wichtigsten Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefasst.

Zunächst wurde  $P_0$  an einer Struktur aus zwölf GaAs/AlAs-Einzelquantenfilmen mit unterschiedlicher Trogbreite im Bereich von 3,3 nm bis 19,8 nm gemessen, wobei Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung der Struktur erfolgten. Bei allen QWs wurde im Fall einer resonanten Anregung des Übergangs vom obersten Schwerlochsubband zum untersten Elektronensubband ein Spinpolarisationsgrad von nahezu 100 % gemessen, während bei der Anregung aus dem obersten Leichtlochband ein negativer Polarisationsgrad von bis zu  $-75$  % beobachtet wurde. Bei höheren Anregungsenergien wurden positive Polarisationsgrade zwischen  $+10$  % und  $+40$  % gemessen, wobei deutliche Signaturen von exzitonischen Resonanzen aus höheren Subbändern nachgewiesen werden konnten. Insbesondere bei dem 19,8 nm breiten QW zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, wobei die Berechnungen nicht nur den qualitativen Verlauf, sondern auch die absoluten gemessenen Werte von

$P_0$  nahezu exakt reproduzierten. Der Vergleich der Messergebnisse mit einer vereinfachten Theorie ohne Berücksichtigung der Coulomb-WW und der Schwerloch-Leichtloch-Kopplung wies gravierende Unterschiede auf, wodurch der starke Einfluss der exakten Bandstruktur auf die optischen Auswahlregeln eindeutig belegt werden konnte. Durch die Einführung eines neuen Bezeichnungsschemas, welches die exzitonischen Übergänge anhand der Komponenten mit Elektronenspin up und down klassifiziert, konnte der physikalische Ursprung der Resonanzen detailliert untersucht und verstanden werden. Bei den schmalen Quantenfilmen und höheren Anregungsenergien wurde mit abnehmender Trogbreite eine zunehmende Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie beobachtet, da die gemessenen  $P_0$  geringer waren als die berechneten Werte. Dieser Effekt konnte durch eine schnelle anfängliche Spinrelaxation erklärt werden: Die hochenergetisch angeregten Elektronen verlieren ihre Spinpolarisation vor der Relaxation zum thermischen Gleichgewicht durch eine Spinpräzession um das effektive Magnetfeld, dessen Ursprung in der LB-Spinaufspaltung liegt. Weiterhin wurde eine starke Reduktion von  $P_0$  sowohl bei hohen Anregungsleistungen aufgrund eines spinabhängigen optischen Ausbleichens als auch bei niedrigen Anregungsleistungen wegen der Unterdrückung des *motional narrowing* gemessen. Insgesamt konnte somit der Einfluss der Probenstruktur sowie der Anregungsenergie und -leistung auf die optischen Auswahlregeln in GaAs-Quantenfilmen qualitativ bestimmt werden und dadurch ein tiefgreifender Einblick in die zugrundeliegende Physik gewonnen werden.

Im nächsten Schritt wurde die Messgeometrie so verändert, dass eine seitliche Anregung der gespaltenen Probenfläche und damit eine Anregung des Elektronenspins in der QW-Ebene bei einer PL-Detektion in Wachstumsrichtung der Probe erfolgte. Hier zeigten sich deutliche Unterschiede im Vergleich zur Anregung in Wachstumsrichtung: Beim Übergang vom obersten Schwerlochsubband ins unterste Leitungsband wurde ein verschwindend geringes  $P_0 \approx 3 - 4 \%$  gemessen, und die numerischen Berechnungen sagen im Idealfall sogar  $P_0 = 0 \%$  voraus. Der Grund für diesen Unterschied zu den vorher beschriebenen Messungen liegt darin, dass das Schwerlochexziton kein Dipolmoment in Wachstumsrichtung besitzt und daher bei zirkular polarisierter seitlicher Anregung ausschließlich linear polarisierte Zustände erzeugt werden. Weiterhin wurde kein Vorzeichenwechsel, sondern ein absolutes Maximum der Spinpolarisation am Leichtlochübergang festgestellt.

Der Vergleich der Daten mit einer für diese Messgeometrie erweiterten Theorie zeigt wiederum eine gute Übereinstimmung, sodass die optischen Auswahlregeln auch in Abhängigkeit der Anregungs- und Detektionsrichtung grundlegend verstanden wurden.

Ausgehend von den oben beschriebenen Ergebnissen wurde anschließend demonstriert, wie die optischen Auswahlregeln zum Nachweis von stimulierten bosonischen Streuprozessen an makroskopisch geordneten Exzitonenzuständen verwendet werden können. Dazu wurde in einem ZnSe-Quantenfilm ein spinpolarisiertes Exzitonensembel angeregt, aus dem sich aufgrund der hohen Dichte Biexzitonen formierten. Der optische Zerfall der Biexzitonen erfolgte dann derart, dass die Majoritätsspinpopulation der Exzitonen verstärkt wurde, woraus eine zirkular polarisierte Biexzitonen-PL resultierte, die eindeutig nachgewiesen werden konnte. Der PL-Polarisationsgrad des Biexzitonenzfalls nahm sowohl bei steigenden Proben Temperaturen als auch bei niedrigeren Dichten ab, wodurch das Interpretationsschema der Ergebnisse anhand stimulierter bosonischer Streuprozesse bestätigt werden konnte. Für den umgekehrten Fall sehr hoher Dichten und niedriger Proben Temperaturen sagen numerische Berechnungen eine vollständig polarisierte Biexzitonen-PL voraus, sodass die vorgestellte Methode ein eindeutiges und experimentell realisierbares Nachweiskriterium für bosonische Effekte in Halbleitern liefert.

Abschließend wurde die Spinaufspaltung des Leitungsbandes untersucht, die die Grundlage für viele im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Effekte bildet, beispielsweise der schnellen anfänglichen Spinrelaxation. Der Fokus der Experimente wurde dabei auf die Fragestellung gelegt, wie ein externes Magnetfeld in der QW-Ebene das durch die Leitungsbandaufspaltung hervorgerufene effektive Magnetfeld beeinflusst. Durch raman spektroskopische Messungen wurde gezeigt, dass die Spinaufspaltung durch das externe Magnetfeld je nach Orientierung der Probe um bis zu 40 % reduziert werden kann. Der Einfluss des externen Magnetfeldes zeigte eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte der untersuchten Probe, da bei höheren Dichten eine geringere relative Änderung der Spinaufspaltung beobachtet wurde. Weiterhin konnte die Spinaufspaltung auch vergrößert werden, indem die Magnetfeldrichtung um  $180^\circ$  gedreht wurde.

# ANHANG A

---

## SYMBOLE UND ABKÜRZUNGEN

---

### Symbole

$\alpha$	Quantenzahl zur Klassifizierung von $\ell$
$\alpha_{\text{R}}$	Rashba-Parameter
$\alpha_i$	Absorptionskoeffizient im linear-response-regime
$\alpha(\omega)$	Energieabhängiger Absorptionskoeffizient
$A$	Normierungskonstante
$b$	Quantentrogbreite
$b_{\text{K}}$	Biexzitonen-Vernichtoperator im Impulsraum
$\mathbf{B}_{\text{eff}}$	Effektives Magnetfeld aufgrund der LB-Spinaufspaltung
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$d_{x,y,z}$	Dipolmoment in $x$ , $y$ und $z$ -Richtung
$D(E)$	Zustandsdichte
$\delta$	Verbreiterung bzw. Linienbreite
$\mathcal{D}^{X,B}$	Exzitonen- bzw. Biexzitonen-Dipoloperator
$\Delta E$	Überschussenergie der Elektronen
$\Delta S$	Spinabhängige energetische Leitungsbandaufspaltung
$\eta_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n$	$\mathbf{k}_{\parallel}$ - abhängige Besetzungszahl des $n$ -ten Elektronensubbandes
$\eta_{\text{D}}$	Dresselhaus-Koeffizient
$\epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n$	Parabolische Dispersion des $n$ -ten Elektronensubbandes



---

$\epsilon_0, \epsilon$	Dielektrizitätskonstante des Vakuums bzw. des entspr. Materials
$\boldsymbol{\varepsilon}$	Elektrisches Feld
$e$	Elektronenladung
$E_{\pm}(\mathbf{k})$	Spinabhängige LB-Dispersion mit $m_j = \pm 1/2$
$E_B$	Biexzitonen-Bindungsenergie
$E_{\text{ex}}$	Anregungsenergie
$E_F$	Fermienergie
$E_{\text{Puls}}$	Energetische Laserpulsbreite
$f(\mathbf{k})$	Fermi-Dirac-Verteilung
$f_p(t)$	Zeitabhängige Pulsform
$\gamma$	Spin-Bahn-Koeffizient
$\Gamma_L$	Lorentzverbreiterung
$\mathcal{H}_{8 \times 8}$	Kane-Hamiltonoperator mit $\Gamma_6, \Gamma_7$ und $\Gamma_8$ -Band
$\mathcal{H}_B$	Hamiltonoperator der Exzitonen- und Biexzitonen-1D-Kette
$\mathcal{H}_{\text{dip}}$	Dipoloperator
$\mathcal{H}_{\text{ex}}, \mathcal{H}_B$	Exzitonen- bzw. Biexzitonen-Hamiltonoperator
$\mathcal{H}_L$	Luttinger-Hamiltonoperator
$\mathcal{H}_{\text{SB}}$	Hamiltonoperator der Spin-Bahn-Wechselwirkung
$I_{\text{PL}}, I_{\pm}$	PL-Gesamtintensität bzw. PL-Intensität der $\sigma^{\pm}$ -Komponente
$I^X, I^B$	PL-Intensität des Exzitonen- bzw. Biexzitonenzerfalls
$\mathcal{J}_z$	$z$ -Komponente des Gesamtdrehimpulsoperators
$j$	Gesamtdrehimpuls
$\boldsymbol{\kappa}$	Relativkoordinate des Exzitonenimpulses in der QW-Ebene
$\mathbf{k}_{\parallel}$	Wellenvektor in der QW-Ebene
$\mathbf{k}_F$	Fermi-Wellenvektor
$\mathbf{K}$	Exzitonenschwerpunktsimpuls
$\ell$	Gesamtdrehimpuls des Exzitons
$l$	Bahndrehimpuls
$\mu$	Reduzierte Exzitonenmasse
$m_e, m_h$	Elektronen- bzw. Lochmasse
$m_E$	Magnetisches Moment des Exzitons
$m_x^*$	Reduzierte Masse des Teilchens $x$
$M$	Exzitonenmasse
$M_j$	$z$ -Komponente des Gesamtdrehimpulses von $\xi_{nk}^j(z_{e,h})$

## ANHANG A. SYMBOLE UND ABKÜRZUNGEN

---

$\nu_F$	Fermi-Geschwindigkeit
$n_{\pm}$	Anzahloperator $\sum_K x_{K,\pm} x_{K,\pm}^\dagger$ der Exzitonen mit Spin up bzw. down
$n_{e,h}$	Index der Elektronen- bzw. Lochsubbänder
$\mathcal{N}$	Anzahl der Plätze in der 1D-Kette
$N_{\uparrow,\downarrow}$	Anzahl der Elektronen mit Spin up bzw. down
$\phi$	Drehwinkel um die Wachstumsrichtung
$P_{\text{ex}}$	Anregungsleistung
$P_{\text{max}}$	Numerisch berechnetes Maximum von $P_0$ bei festem $\Delta E$
$P_s$	Spinpolarisationsgrad
$P_{\text{opt}}(t)$	Zeitabhängiger zirkularer PL-Polarisationsgrad
$P_X, P_B$	Zirkularer Polarisationsgrad der Exzitonen- bzw. Biexzitonen-PL
$\mathbf{q}$	Wellenvektor des einfallenden Lichts in der QW-Ebene
$\varrho$	Ladungsträgerdichte
$\boldsymbol{\rho}$	Relativkoordinate des Ortsvektors in der QW-Ebene
$R, R(\mathbf{k}_{\parallel})$	Verhältnis aus berechnetem und gemessenem $P_0$
$\boldsymbol{\sigma}$	Vektor der Pauli-Spinmatrizen $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$
$\mathbf{S}$	Spinpolarisationsvektor der Elektronen
$S_e(\omega)$	Spinpolarisation der Elektronen
$S^e$	Spinoperator
$\Theta$	Winkel zwischen der Probennormalen und dem einfallenden Licht
$\tau_E$	Energierelaxationszeit bei inelastischen Stoßprozessen
$\tau_p$	Ladungsträger-Impulsstreuzeit
$\tau_{\text{Puls}}$	Zeitliche Laserpulsbreite
$\tau_s$	Spinrelaxationszeit
$T_z$	Präzessionszeit des Elektronenspins
$V_G(\mathbf{r})$	Periodisches Gitterpotential
$W_{ i\rangle}^{ f\rangle}$	Übergangswahrscheinlichkeit $ i\rangle \rightarrow  f\rangle$
$\omega_c$	Abschneidefrequenz
$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$	Effektives Magnetfeld
$\langle \omega_z \rangle(k_{\parallel})$	Mittlere Präzessionsfrequenz eines Spins in $z$ -Richtung
$x_K, \mathcal{X}$	Exzitonen-Vernichteroperator im Impuls- bzw. Ortsraum
$\xi_{nk}^j(z_{e,h})$	$j$ -te Komponente des Elektron/Loch-Spinors
$Y_{l,m}$	Kugelflächenfunktionen

---

## Abkürzungen

2DES	Zweidimensionales Elektronensystem
B	Biexziton
BAP	Bir-Aronov-Pikus
BIA	Volumen-Inversionsasymmetrie (engl.: <u>B</u> ulk- <u>I</u> nversion- <u>A</u> symmetry)
DP	D'yakonov-Perel'
EFA	Envelope-Funktions-Näherung (engl.: <u>E</u> nvelope <u>F</u> unction <u>A</u> pproximation)
HH	Schwerloch (engl.: <u>H</u> eavy- <u>H</u> ole)
ISR	Schnelle anfängliche Spinrelaxation (engl.: <u>I</u> nitial <u>S</u> pin <u>R</u> elaxation)
LB	Leitungsband
LH	Leichtloch (engl.: <u>L</u> ight- <u>H</u> ole)
LP	Linearpolarisator
MQW	Vielfachquantenfilm (engl.: <u>M</u> ulti- <u>Q</u> uantum- <u>W</u> ell)
PL	Photolumineszenz
QW	Quantenfilm (engl.: <u>Q</u> uantum- <u>W</u> ell)
SB	Spin-Bahn
SF	Spin-Flip
SIA	Struktur-Inversionsasymmetrie
SO	spinabgespaltenes Band (engl.: <u>S</u> plit- <u>O</u> ff)
VB	Valenzband
WW	Wechselwirkung
$X_{\uparrow,\downarrow}$	Exziton mit Elektronenspin up bzw. down

# ANHANG B

---

## THEORETISCHES MODELL

---

In diesem Anhang wird das theoretische Modell vorgestellt, welches den numerischen Berechnungen des Absorptionskoeffizienten und des anfänglichen Spinpolarisationsgrades zugrundeliegt. Das Modell sowie die numerischen Berechnungen wurden von Prof. Dr. Roland Winkler entwickelt und durchgeführt, die Darstellung orientiert sich an der Herleitung in [32]. In Abschnitt B.1 wird zunächst das grundlegende Modell besprochen, welches zur Berechnung von  $P_0$  bei Anregung und Detektion in Wachstumsrichtung verwendet wird. Auf dieser Basis wird das Modell anschließend in Abschnitt B.2 auf den Fall unterschiedlicher Anregungs- und Detektionsrichtungen erweitert.

### B.1 Grundlegendes Modell

Das Vorgehen zur numerischen Berechnung des Spinpolarisationsgrades als Funktion der Anregungsenergie ist in folgende Schritte unterteilt: Zunächst wird die Schrödingergleichung für das Exziton in Relativ- und Schwerpunktskoordinaten aufgestellt. Hierbei wird die exzitonische Wellenfunktion anhand der Elektronen- und Lochzustände in der EFA entwickelt und ebenfalls in Relativ- und Schwerpunktskoordinaten transformiert. Die Lösung der Schrödingergleichung erfolgt dann im Impulsraum unter Verwendung einer modifizierten Quadraturmethode.

Anschließend werden aus den berechneten Dispersionen und Entwicklungskoeffizienten die Oszillatorstärken der exzitonischen Übergänge in der Dipolnäherung berechnet. Anhand dieser Oszillatorstärken wird im nächsten Schritt der Absorptionskoeffizient als Funktion der Anregungsenergie unter Verwendung von Fermis Goldener Regel ermittelt. Schließlich kann die Spinpolarisation der Elektronen aus dem Absorptionskoeffizient und den Oszillatorstärken bestimmt werden. Die einzelnen Schritte werden im Folgenden detailliert beschrieben.

Im Rahmen der EFA wird der Zwei-Teilchen-Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = \mathcal{H}_e \otimes \mathbf{1}_h - \mathbf{1}_e \otimes \mathcal{H}_h - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} \quad (\text{B.1})$$

verwendet, wobei  $\mathcal{H}_e$  und  $\mathcal{H}_h$   $8 \times 8$ -Hamiltonoperatoren für die Elektronen bzw. Löcher nach dem Kane-Modell sind [siehe Gl. (1.18)]. Der Operator  $\mathcal{H}_{\text{ex}}$  berücksichtigt explizit die Wechselwirkungen zwischen dem  $\Gamma_6$ -artigen LB, dem  $\Gamma_8$ -artigen VB und dem  $\Gamma_7$ -artigen SO-Band. Die Lösungen der Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator  $\mathcal{H}_{\text{ex}}$  liefern daher Elektronen- und Lochsubbandzustände, welche den realen Bandstrukturverlauf und insbesondere das HH-LH-Mischen vollständig berücksichtigen. Der dritte Term in Gl. (B.1) beschreibt die Coulomb-WW der Elektronen und Löcher untereinander, wobei die Abschirmung des Potentials durch die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  des QW- und Barrierenmaterials repräsentiert wird. Die Einbeziehung der Coulomb-WW in Gl. (B.1) erlaubt letztlich die Berechnung des realen exzitonischen Absorptionsspektrums.

Die hier untersuchten Systeme zeichnen sich durch eine Quantisierung in  $z$ -Richtung aus, weshalb die Orts- und Impulskoordinaten der Elektronen und Löcher in  $\mathbf{r}_{e,h} = (\boldsymbol{\rho}_{e,h}, z_{e,h})$  bzw.  $\mathbf{k}_{e,h} = (\mathbf{k}_{\parallel,(e,h)}, k_{z,(e,h)})$  unterteilt werden. Im Folgenden wird auf den Index  $\parallel$  aus Gründen der Lesbarkeit verzichtet, und somit ist mit  $\mathbf{k}_{e,h}$  immer der Wellenvektor in der QW-Ebene gemeint. Weiterhin wird  $\mathbf{k}_{e,h}$  aufgrund der Symmetrie des Systems in Polarkoordinaten durch  $\mathbf{k}_{e,h} = (k_{e,h} \cos \varphi, k_{e,h} \sin \varphi)$  ausgedrückt. In der axialen Näherung, bei der gemäß  $[\mathcal{H}_{\text{ex}}, \mathcal{J}_z] = 0$  der Hamiltonoperator mit dem Drehimpulsoperator  $\mathcal{J}_z$  vertauscht, [14] werden die Einteilchenzustände dann analog zu Gl. (1.17) durch

$$\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}_{e,h}) = \frac{1}{2\pi} \sum_j \exp(i\mathbf{k}_{e,h} \cdot \boldsymbol{\rho}_{e,h}) \exp(-iM_j\varphi) \xi_{nk}^j(z_{e,h}) u_j(\mathbf{r}_{e,h}) \quad (\text{B.2})$$

beschrieben. [125] Dabei ist  $\xi_{nk}^j(z_{e,h})$  die  $j$ -te Komponente des Elektronen- bzw. Loch-Spinors [analog zu  $|\sigma\rangle$  in Gl. (1.17)], und  $M_j$  ist die  $z$ -Komponente des

Gesamtdrehimpulses von  $\xi_{nk}^j(z_{e,h})$ . In dem  $8 \times 8$  Kane-Modell beschreibt  $M_j$  die z-Komponente des Ladungsträgerspins, vergleichbar mit den in Kap. 1 eingeführten  $m_j$ . Im nächsten Schritt wird ein Übergang zu einem geeigneten Koordinatensystem für die Lösung des Problems vollzogen. Dazu werden Relativ- und Schwerpunktskoordinaten eingeführt, wobei im weiteren Verlauf nur optisch aktive Exzitonen mit  $K = 0$  betrachtet werden. Folglich können die Exzitonen vollständig durch die Relativkoordinaten  $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_e - \boldsymbol{\rho}_h$  und  $\boldsymbol{\kappa} = 1/2(\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h)$  beschrieben werden. In diesen Koordinaten setzt sich die Wellenfunktion des Exzitons aus den in Gl. (B.2) beschriebenen Einteilchen-Wellenfunktionen analog zu Gl. (1.19) wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} \Psi_{\ell\alpha}(\boldsymbol{\rho}, z_e, z_h) = & \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{n_e, n_h} \sum_{j_e, j_h} \int d^2\kappa \phi_{\ell\alpha\kappa}^{n_e n_h} \exp[i(\ell - M_{j_e} + M_{j_h})\varphi] \\ & \times \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \boldsymbol{\rho}) \xi_{n_e\kappa}^{j_e}(z_e) \xi_{n_h\kappa}^{j_h*}(z_h) u_{j_e}(\mathbf{r}) u_{j_h}^*(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Hierbei sind  $\phi_{\ell\alpha\kappa}^{n_e n_h}$  die Entwicklungskoeffizienten der Exzitonen-Envelopefunktion. In der axialen Näherung werden die Zustände durch  $\ell$  und  $\alpha$  klassifiziert, wobei  $\ell$  die z-Komponente des Exzitonen-Gesamtdrehimpulses ist und  $\alpha$  die Zustände mit gleichem  $\ell$  durchnummeriert. In Gl. (B.3) sind nur  $\ell$  und  $\alpha$  gute Quantenzahlen, d. h., dass die exzitonicen Zustände nicht durch ein direktes Produkt der Einteilchenzustände mit jeweils guten Elektronen- bzw. Loch-Quantenzahlen ausgedrückt werden können.

Zur Lösung der Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator  $\mathcal{H}_{\text{ex}}$  und den exzitonicen Zuständen  $\Psi_{\ell\alpha}(\boldsymbol{\rho}, z_e, z_h)$  wird das System in den Impulsraum transformiert. [126] Dabei zerfällt die Schrödingergleichung für die Entwicklungskoeffizienten  $\phi_{\ell\alpha\kappa}^{n_e n_h}$  und die exzitoniche Dispersion  $E_{\ell\alpha}$  in ein System von gekoppelten Integralgleichungen, die numerisch mittels einer modifizierten Quadraturmethode gelöst werden. [127] Im nächsten Schritt werden die Oszillatorstärken der Exzitonen  $f_{\ell\alpha}^{\hat{e}}$  aus den Lösungen der Schrödingergleichung berechnet. Dabei wird das Exziton in der Dipolnäherung betrachtet, sodass  $f_{\ell\alpha}^{\hat{e}}$  die Stärke eines exzitonicen Dipolüberganges zwischen dem Loch und dem Elektron angibt. Folglich beschreibt  $f_{\ell\alpha}^{\hat{e}}$  die optischen Auswahlregeln für Exzitonen in dem betrachteten 2D-System. Die Oszillatorstärke pro Flächeneinheit berechnet sich gemäß Fer-

mis Goldener Regel durch

$$f_{\ell\alpha}^{\hat{e}} = \frac{1}{\pi m_e E_{\ell\alpha}} \left| \sum_{n_e, n_h} \sum_{j_e, j_h} \mathcal{P}_{\ell\alpha n_e n_h}^{j_e j_h} \right|^2, \quad (\text{B.4a})$$

wobei

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\ell\alpha n_e n_h}^{j_e j_h} = \delta_{\ell - M_{j_e} + M_{j_h}, 0} \int d\kappa \kappa \phi_{\ell\alpha\kappa}^{n_e n_h} \int dz \xi_{n_h\kappa}^{j_h*}(z) \xi_{n_e\kappa}^{j_e}(z) \\ \times \langle u_{j_h} | \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p} | u_{j_e} \rangle \end{aligned} \quad (\text{B.4b})$$

das Dipolmatrixelement des entsprechenden Übergangs,  $\mathbf{p}$  der Impulsoperator und  $\hat{\mathbf{e}}$  der Polarisationsvektor des einfallenden Lichts sind. Bei einer Anregung mit  $\sigma^\pm$ -polarisiertem Licht gilt

$$\hat{\mathbf{e}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Die grundlegende Struktur der Auswahlregeln ist bei näherer Betrachtung von Gl. (B.4b) zu erkennen: Das Übergangsmatrixelement  $\langle u_{j_h} | \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p} | u_{j_e} \rangle$  beschreibt analog zu den Gln. (1.11a) und (1.11b) einen Dipolübergang vom VB-Zustand  $u_{j_h}$  in den LB-Zustand  $u_{j_e}$ . Das Produkt der Spinoren  $\xi_{n_h\kappa}^{j_h*}(z)$  und  $\xi_{n_e\kappa}^{j_e}(z)$  berücksichtigt die Orientierung des Elektron- und Lochspins. Weiterhin beschreibt das Kronecker- $\delta$  die bereits aus dem einfachen Bild der Auswahlregeln bekannten Einschränkungen der erlaubten optischen Übergänge aufgrund der Drehimpulserhaltung (siehe Abschnitt 1.1.2). Eine grundlegende Erweiterung des vorgestellten Modells liegt darin, dass hier die Übergangswahrscheinlichkeit für Exzitonen berechnet wird, die durch die Entwicklungskoeffizienten  $\phi_{\ell\alpha\kappa}^{n_e n_h}$  repräsentiert sind, und nicht die für ungebundene Elektronen und Löcher. Weiterhin wird durch die Doppelsumme in Gl. (B.4a) die Subbandstruktur bei der Berechnung der Oszillatorstärken einbezogen. Insgesamt werden durch  $f_{\ell\alpha}^{\hat{e}}$  folglich die Oszillatorstärken von optischen Übergängen bei vollständiger Berücksichtigung der HH-LH-Kopplung und der Coulomb-WW berechnet.

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{\hat{e}}(\omega)$  für die exzitonen Übergänge wird analog zu dem Absorptionskoeffizient der freien Elektron-Lochübergänge durch

$$\alpha_{\hat{e}}(\omega) = \alpha_0 \sum_{\ell, \alpha} f_{\ell\alpha}^{\hat{e}} \delta(\hbar\omega - E_{\ell\alpha}) \quad (\text{B.6})$$

definiert. [128, 129] Dabei ist  $\alpha_0 = \hbar e^2 \pi / (2m_e \epsilon_0 c n_{\text{GaAs}})$  ein materialspezifischer Vorfaktor mit dem GaAs-Brechungsindex  $n_{\text{GaAs}}$  sowie der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ;  $\hbar\omega$  ist die Anregungsenergie. Da in einer realen Probe keine  $\delta$ -förmigen Absorptionslinien vorliegen, wird in den Berechnungen  $\delta(\hbar\omega - E_{\ell\alpha})$  aus Gl. (B.6) durch eine phänomenologische Lorentzverbreiterung

$$\frac{\Gamma_L/\pi}{(\hbar\omega - E_{\ell\alpha})^2 + \Gamma_L^2} \quad (\text{B.7})$$

ersetzt, wobei  $\Gamma_L$  charakteristisch für die untersuchte Probe ist.

Anhand des Absorptionskoeffizienten wird im letzten Schritt die Spinpolarisation der Elektronen  $S_e(\omega)$  berechnet. Dazu wird zunächst die Elektronen-Spinpolarisation eines optisch erzeugten Exzitons im Zustand  $(\ell, \alpha)$  als Erwartungswert der  $z$ -Komponente des Spinoperators  $\mathcal{S}^e$  berechnet:

$$\langle \mathcal{S}_z^e \rangle_{\ell\alpha} = \sum_{j_e} M_{j_e} \sum_{n_e, n_h} \int d\kappa \kappa |\phi_{\ell\alpha\kappa}^{n_e n_h}|^2 \int dz_e |\xi_{n_e\kappa}^{j_e}(z_e)|^2. \quad (\text{B.8})$$

Gleichung (B.8) berücksichtigt den Beitrag der Spinorkomponente  $\xi_{n_e\kappa}^{j_e}(z_e)$  jedes Elektronensubbandes zum Gesamtspin gewichtet mit den Beiträgen der Elektronen- und Lochsubbänder zu den Entwicklungskoeffizienten der Exzitonen-Envelopefunktion. Um  $S_e(\omega)$  zu ermitteln, muss weiterhin die Anzahl der Exzitonen im Zustand  $(\ell, \alpha)$  bekannt sein, welche in dem hier vorgestellten Modell proportional zur entsprechenden Oszillatorstärke  $f_{\ell\alpha}^{\hat{e}}$  ist. Folglich ist der Spinpolarisationsgrad als Funktion der Anregungsenergie durch

$$S_e(\omega) = \frac{\alpha_0}{\alpha_{\hat{e}}(\omega)} \sum_{\ell, \alpha} \langle \mathcal{S}_z^e \rangle_{\ell\alpha} f_{\ell\alpha}^{\hat{e}} \delta(\hbar\omega - E_{\ell\alpha}) \quad (\text{B.9})$$

gegeben. In der gesamten vorliegenden Arbeit wird die Größe  $S_e(\omega)$  mit dem gemessenen anfänglichen Spinpolarisationsgrad verglichen.

## B.2 Erweitertes Modell

Das im vorigen Abschnitt beschriebene Modell ist auf den Fall einer optischen Anregung und Detektion in  $z$ -Richtung des Systems beschränkt. Die Ursache für diese Einschränkung liegt in der Struktur des Modells: Jedem exzitonen Übergang wird eine Oszillatorstärke  $f_{\ell\alpha}^{\hat{e}}$  zugeordnet und daraus gemäß Fermis Goldener Regel die Spinpolarisation berechnet. Diese Oszillatorstärken hängen



allerdings von der Polarisationsrichtung  $\hat{e}$  des einfallenden Lichts ab und erlauben eine realistische Beschreibung der optischen Übergänge nur für Photonen mit Spin in  $z$ -Richtung. Der Grund hierfür liegt darin, dass in dem Modell die axiale Näherung verwendet wird, wobei die Exzitonen nach den  $z$ -Komponenten  $\ell$  ihres Drehimpulses klassifiziert werden. Im Rahmen dieser Näherung lässt sich für die Anregung in  $z$ -Richtung jedem Exziton eine Oszillatorstärke und ein Elektronenspin zuordnen, da hier der Photonenspin sowie  $\ell$  entlang der selben Quantisierungsachse angegeben sind. Bei einer Anregung entlang einer anderen Achse (z. B. der  $y$ -Achse) hingegen gilt diese Korrespondenz nicht mehr, die Quantisierungsachsen der Exzitonen und des Photons stimmen also nicht überein. Letztlich folgt daraus, dass bei der Berechnung der Oszillatorstärken auch Exzitonen mit nicht erlaubten Spinkonfigurationen einen Beitrag liefern und somit keine Aussage über den erzeugten Spinpolarisationsgrad möglich ist.

Um das Modell so zu erweitern, dass auch der Polarisationsgrad von seitlich angeregten Elektronenspins berechnet werden kann, muss eine neue Basis konstruiert werden. Durch eine kohärente Überlagerung der exzitonischen Zustände, die durch ihren Drehimpuls entlang der  $z$ -Achse klassifiziert werden, können neue Zustände gebildet werden, die einen wohldefinierten Drehimpuls z. B. in  $x$ - oder  $y$ -Richtung besitzen. Die Linearkombination aus Exzitonen mit verschiedenen  $\ell$  kann bei der geeigneten Wahl der Zustände zu einer kohärenten Überlagerung führen, da die Zustände auch mit unterschiedlichen  $\ell$  im vorliegenden Fall fast entartet sind. Aus diesen kohärenten Überlagerungen könnten anschließend analog zu der in Abschnitt B.1 besprochenen Methode der Absorptionskoeffizient und die Spinpolarisation für eine Anregung in  $y$ -Richtung berechnet werden.

Das vorgestellte Verfahren gestaltet sich in der Praxis allerdings äußerst umständlich, da für jede Orientierung des Photonenspins eine neue Basis gefunden werden muss. Daher wird die Spindichtematrix  $\varrho(\omega)$  eingeführt, deren Einträge gemäß

$$\begin{aligned} \varrho_{j_e, j'_e}(\omega) &= \sum_{\ell, \ell'} \sum_{\alpha, \alpha'} \frac{2}{m_0} \frac{\mathcal{P}_{\ell\alpha} \mathcal{P}_{\ell'\alpha'}^*}{\sqrt{E_{\ell\alpha} E_{\ell'\alpha'}}} \delta(\hbar\omega - E_{\ell\alpha}) \delta(\hbar\omega - E_{\ell'\alpha'}) \\ &\times \sum_{n_e, n'_e} \sum_{n_h} \int d\kappa \kappa \phi_{\ell\alpha\kappa}^{n_e n_h} \phi_{\ell'\alpha'\kappa}^{n'_e n_h} \int dz_e \xi_{n_e\kappa}^{j_e}(z_e) \xi_{n'_e\kappa}^{j'_e}(z_e) \quad (\text{B.10}) \end{aligned}$$

berechnet werden, wobei

$$\mathcal{P}_{\ell\alpha} = \sqrt{\frac{A}{2\pi}} \sum_{n_e, n_h} \sum_{j_e, j_h} \mathcal{P}_{\ell\alpha n_e n_h}^{j_e j_h} \quad (\text{B.11})$$

gilt. Die Einträge der Spindichtematrix enthalten prinzipiell alle möglichen Linearkombinationen. Um anhand von  $\boldsymbol{\varrho}(\omega)$  den Absorptionskoeffizient zu berechnen, wird die Spur

$$\alpha(\omega) = \text{Sp } \boldsymbol{\varrho}(\omega) \quad (\text{B.12})$$

gebildet. Mittels der sogenannten generalisierten Spinmatrizen  $\boldsymbol{\mathcal{S}}$ , die z. B. in [14] durch Gl. (6.65) und Tabelle C.2 definiert sind, kann schließlich der Spinpolarisationsgrad  $\boldsymbol{P}(\omega)$  durch die Spur

$$\boldsymbol{P}(\omega) = \frac{\text{Sp } [\boldsymbol{\mathcal{S}} \boldsymbol{\varrho}(\omega)]}{\text{Sp } \boldsymbol{\varrho}(\omega)} \quad (\text{B.13})$$

berechnet werden.

# ANHANG C

---

## NUMERISCHE BERECHNUNGEN DER BIEXZITONEN-PL-SPEKTREN

---

Die nachfolgend vorgestellte Theorie zur Modellierung des PL-Polarisationsgrades der Biexzitonen sowie die numerischen Berechnungen wurden von Prof. Dr. Daniel Hägele entwickelt und implementiert. Die numerischen Berechnungen wurden mit dem Computeralgebraprogramm *MatLab* auf einem PC durchgeführt. In dem Modell wird eine 1D-Kette mit sieben Plätzen betrachtet ( $\mathcal{N} = 7$ ), die entweder mit einem Exziton oder einem Biexziton besetzt sein können. Bei dem Übergang in den Impulsraum entsteht daraus eine Kette mit  $K = -3, -2, \dots, +3$ . Dem betrachteten System liegt der Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}_B = \sum_{K, s=\pm} E(K) x_{K,s}^\dagger x_{K,s} - \sum_j E_B \mathcal{X}_{j,+}^\dagger \mathcal{X}_{j,+} \mathcal{X}_{j,-}^\dagger \mathcal{X}_{j,-} \quad (\text{C.1})$$

in der gemischten Orts- und Impulsdarstellung zugrunde, wobei  $E(K)$  die Exzitonendispersion und  $E_B$  die Bindungsenergie der Biexzitonen beschreibt. Der erste Term in Gl. (C.1) bestimmt die Gesamtenergie der Exzitonen, während der zweite Term die Plätze mit einem Biexziton ermittelt und dort die Bindungsenergie  $E_B$  von der Gesamtenergie der beiden einzelnen Exzitonen subtrahiert.

Zunächst wird  $\mathcal{H}_B$  exakt diagonalisiert, wobei das aus dem Experiment bestimmte  $E_B = 8$  meV verwendet wird. Weiterhin wird eine parabolische Exzito-

## ANHANG C. NUMERISCHE BERECHNUNGEN DER BIEXZITONEN-PL-SPEKTREN

---

nendispersion  $E(K) = 2,8 \text{ eV} + 0,011 \text{ eV} \cdot [K/((\mathcal{N} + 1)/2)]^2$  angenommen, wobei die effektive Bandlücke von 2,8 eV einem typischen Wert in ZnSe-QWs entspricht (siehe S. 250 ff in [82]). Um die  $2^{14} \times 2^{14}$  Matrix von  $\mathcal{H}_B$  zu diagonalisieren, wird eine Basis aus Eigenzuständen des exzitonischen Anzahloperators  $n_{\pm}$  gewählt, wodurch  $\mathcal{H}_B$  in eine Blockdarstellung zerfällt und somit die Berechnungsdauer reduziert wird. Das PL-Spektrum wird anschließend anhand von Fermis Golden-er Regel gemäß

$$I_{\pm}(\epsilon) = \sum_{i,f} \langle i | \rho_B | f \rangle \cdot |\langle f | \mathcal{D}_{\pm} | i \rangle|^2 \cdot \lambda(\epsilon - (\epsilon_i - \epsilon_f)) \quad (\text{C.2})$$

berechnet, wobei die Dichtematrix

$$\rho_B = \exp\left(-\frac{\mathcal{H}_B - \mu_+ n_+ - \mu_- n_-}{k_B T}\right) \quad (\text{C.3})$$

mit den chemischen Potentialen  $\mu_{\pm}$  der Spin up bzw. Spin down Exzitonen eingeführt wird. Die chemischen Potentiale werden so gewählt, dass die ursprünglich optisch angeregte Exzitonen-Spinpolarisation  $(\langle n_+ \rangle - \langle n_- \rangle) / (\langle n_+ \rangle + \langle n_- \rangle)$  immer 0,25 beträgt. Die Funktion  $\lambda(\epsilon)$  repräsentiert die Linienform des optischen Übergangs der Multi-Exzitonenzustände  $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ , wobei die Energiedifferenz  $\epsilon_i - \epsilon_f$  die spektrale Position der Emissionslinie bestimmt. In den Rechnungen wird eine lorentzförmige Linie mit der Verbreiterung  $\Gamma_L = 0,33 \text{ meV}$  verwendet.

In diesem Modell können die temperatur- und dichteabhängigen PL-Spektren einer 1D-Kette mit sieben Plätzen berechnet werden. Die Feinstruktur in den Spektren resultiert dabei aus der endlichen Anzahl an berücksichtigten Kettenplätzen. Abweichungen zu den Messergebnissen treten hauptsächlich aufgrund der nicht berücksichtigten schnellen Spinrelaxation auf, die den ca. 15 ps nach der Anregung gemessenen PL-Polarisationsgrad reduzieren. Insgesamt kann durch das Modell allerdings das Verhalten der Biexzitonen-PL in Temperatur- und Dichtebereichen vorhergesagt werden, die im Rahmen der hier vorgestellten Experimente nicht zugänglich sind. Eine 2D-Modellierung des Systems würde den PL-Polarisationsgrad der Exzitonen und Biexzitonen quantitativ genauer modellieren, allerdings auf Kosten einer stark ansteigenden Komplexität und Berechnungsdauer. Da für den qualitativen Verlauf des Exzitonen- und Biexzitonen-Polarisationsgrades keine neuen Aussagen zu erwarten sind, wird hier auf das 1D-Modell zurückgegriffen.

# ANHANG D

---

## BERECHNUNG DER RAMAN-LINIENFORM

---

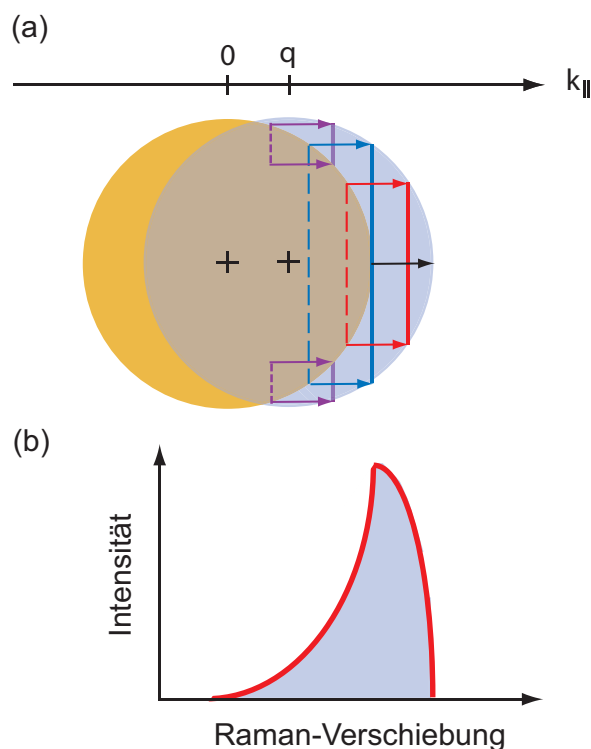
Durch die Einstrahlung von Photonen mit dem elektrischen Feld  $\boldsymbol{\varepsilon}$  werden in einem Elektronengas Dipolmomente induziert, wobei die Polarisierbarkeit

$$\mathbf{P} = \chi \boldsymbol{\varepsilon} \quad (\text{D.1})$$

mit der magnetischen Suszeptibilität  $\chi$  ein Maß für die Stärke der Dipolausrichtung ist. Die Intensität des Raman-Signals ist direkt proportional zum Imaginärteil der Polarisierbarkeit  $I(\omega) \propto \text{Im } P$ , [130] da der Streuquerschnitt und damit die elektrische Feldstärke des gestreuten Lichts vom Imaginärteil der Polarisierbarkeit abhängen (siehe dazu z. B. [131], Seiten 456 ff.). Im Folgenden wird ein Ausdruck für  $P$  hergeleitet, wozu der Lindhard-Mermin-Ansatz zur Modellierung von  $\chi$  in dotierten Halbleiterstrukturen verwendet wird. [132, 113] Damit ergibt sich für die Polarisierbarkeit von Intersubbandübergängen  $n \rightarrow n'$  gemäß KING-SMITH *et. al* [133]

$$P^{nn'}(\mathbf{q}, \omega, \delta) = \frac{1}{\Pi} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \frac{2 \left( \eta_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n - \eta_{\mathbf{k}_{\parallel}+\mathbf{q}}^{n'} \right)}{E_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n - E_{\mathbf{k}_{\parallel}+\mathbf{q}}^{n'} - \hbar\omega - i\delta} \quad (\text{D.2})$$

mit dem konstanten Vorfaktor  $1/\Pi$ , der  $\mathbf{k}_{\parallel}$ -abhängigen Besetzungszahl des  $n$ -ten Elektronensubbandes  $\eta_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n$  und der Subbanddispersion  $E_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n$ . Die Intensität des



**Abb. D.1:** (a) Zwei Fermi-Kreisflächen mit Radius  $k_F$ , die entlang der  $k_{\parallel}$ -Achse um  $q$  verschoben sind. Die Ausgangs- bzw. Endzustände der möglichen Streuprozesse  $\mathbf{k}_{\parallel} \rightarrow \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{q}$  sind durch die gestrichelten bzw. durchgezogenen vertikalen Linien dargestellt, die Pfeile mit der Länge  $q$  symbolisieren die entsprechenden Übergänge. (b) zeigt das zugehörige Raman-Signal.

gestreuten Lichts wird anhand von Gl. D.2 maßgeblich durch die Besetzung der Zustände  $\eta_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n$  und  $\eta_{\mathbf{k}_{\parallel}+\mathbf{q}}^{n'}$  beschrieben. Anschaulich gesehen bedeutet dies, dass die Anzahl der zurückgestreuten Photonen bei einer bestimmten Energie mit der Besetzung der Elektronen im Ausgangs- und Endzustand des Streuprozesses bei  $\mathbf{k}_{\parallel}$  und  $\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{q}$  skaliert. Abbildung D.1(a) zeigt die Streuprozesse der Ausgangszustände, die in einer Fermi-Kreisfläche mit Radius  $k_F$  liegen, in die Endzustände, welche in einer um  $q$  verschobenen Fermikreisfläche liegen müssen. Die Länge der vertikalen Linien gibt in diesem Bild die Anzahl der besetzten Ausgangszustände bzw. der freien Endzustände an. Die größte Intensität des in Abb. D.1(b) gezeigten Raman-Signals wird daher am blau eingezeichneten Übergang beobachtet, da hier die höchste Anzahl an möglichen Übergängen vorliegt. Bei höheren  $k_{\parallel}$ -Werten nimmt die Besetzungszahl der Ausgangszustände ab, sodass die Intensität des

Raman-Signals geringer wird. Weiterhin nimmt die Intensität der Raman-Linie bei niedrigerem  $k_{\parallel}$  ebenfalls ab, da die möglichen Endzustände zunehmend bereits besetzt sind. Insgesamt ergibt sich daraus eine asymmetrische Linienform, die charakteristisch für das Signal einer SF-Raman-Streuung in Quantenfilmen ist. Aus diesem Grund können die Messdaten nicht mit symmetrischen Funktionen wie z. B. einer Gauß- oder Lorentzkurve angefitet werden.

Gleichung (D.2) kann nun umgeschrieben werden zu

$$P^{nn'}(\mathbf{q}, \omega, \delta) = \frac{2}{\Pi} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \frac{\eta_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n}{\epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n - \epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}+\mathbf{q}}^{n'} + (E_g^n - E_g^{n'}) - \hbar\omega - i\delta} - \frac{\eta_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{n'}}{\epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}-\mathbf{q}}^n - \epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{n'} + (E_g^n - E_g^{n'}) - \hbar\omega - i\delta}, \quad (\text{D.3})$$

wobei  $E_g^n$  und  $\epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n$  die effektive Bandlücke und die Dispersion des  $n$ -ten Elektronensubbandes sind, sodass insgesamt  $E_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n = E_g^n + \epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n$  gilt. Weiterhin wurde im zweiten Term eine Substitution  $\mathbf{k}_{\parallel} \rightarrow \mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{q}$  vorgenommen, sodass Gl. (D.3) insgesamt die Form

$$P^{nn'}(\mathbf{q}, \omega, \delta) = F(n, n', \mathbf{q}, \omega, \delta) + F(n, n', -\mathbf{q}, -\omega, -\delta) \quad (\text{D.4})$$

annimmt. Der Vorteil dieser Umformung liegt darin, dass sich die Betrachtung im Folgenden auf  $F(n, n', \mathbf{q}, \omega, \delta)$  konzentrieren kann, da die Berechnung von  $F(n, n', -\mathbf{q}, -\omega, -\delta)$  analog verläuft. Unter Verwendung einer parabolischen Subbanddispersion  $\epsilon_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n = \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m_e^*$  folgt schließlich bei  $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{k}_F$

$$F(n, n', \mathbf{q}, \omega, \delta) = \frac{2}{\Pi} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \frac{\eta_{\mathbf{k}_{\parallel}}^n}{-\frac{\hbar^2 q^2}{2m_e^*} - \frac{\hbar^2 k_F \cdot q \cos \theta}{m_e^*} - (E_g^n - E_g^{n'}) - \hbar\omega - i\delta}. \quad (\text{D.5})$$

Im nächsten Schritt wird Gl. (D.5) auf den hier betrachteten Fall der Streuung innerhalb eines Subbandes reduziert ( $n = n'$ ) und außerdem ein Übergang zu einem kontinuierlichen  $\mathbf{k}$ -Raum vollzogen:<sup>1</sup>

$$\begin{aligned} F(\mathbf{q}, \omega, \delta) &= \frac{2}{(2\pi)^2} \int_{E_F} \frac{f(k_{\parallel}) \cdot k_{\parallel} dk_{\parallel} d\theta}{-\frac{\hbar^2 q^2}{2m_e^*} - \frac{\hbar^2 k_F \cdot q \cos \theta}{m_e^*} - \hbar\omega - i\delta} \\ &= -\frac{2}{(2\pi)^2} \frac{m_e^* k_F}{\hbar^2 q} \int_0^{\infty} \frac{k_{\parallel}}{k_F} f(k_{\parallel}) \frac{dk_{\parallel}}{k_F} \times \\ &\quad \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta}{\frac{k_{\parallel}}{k_F} \cos \theta + \frac{q}{2k_F} + \frac{\hbar\omega}{\hbar^2 q (k_F/m_e^*)} + i\delta \frac{m_e^*}{\hbar^2 q k_F}}. \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

<sup>1</sup>Der konstante Vorfaktor wird o.B.d.A. auf  $\Pi = 1$  gesetzt.

## ANHANG D. BERECHNUNG DER RAMAN-LINIENFORM

---

Hierbei ist  $f(k_{\parallel})$  die Fermi-Dirac-Verteilung und  $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m_e^*$  die Fermienergie. Das  $\theta$ -Integral wird analytisch gelöst, indem zunächst folgende Umformungen vorgenommen werden: Die unterschiedlichen Vorfaktoren werden zusammengefasst zu

$$\alpha = \frac{\delta}{\hbar^2 q (k_F / m_e^*)}, \quad (\text{D.7a})$$

$$\beta = -\frac{q}{2k_F} - \frac{\hbar\omega}{\hbar^2 q (k_F / m_e^*)}, \quad (\text{D.7b})$$

$$\gamma = \frac{k_{\parallel}}{k_F}, \quad (\text{D.7c})$$

und mit  $z = e^{i\phi}$  gilt

$$\cos \theta = \frac{z^2 + 1}{2z}, \quad (\text{D.8})$$

sodass Gl. (D.6) durch

$$F(\mathbf{q}, \omega, \delta) = -\frac{2}{(2\pi)^2} \frac{m_e^* k_F}{\hbar^2 q} \int_0^\infty 2 \frac{f(\gamma) d\gamma}{i} \int \frac{dz}{z^2 + 1 - 2(\beta - i\alpha)z/\gamma} \quad (\text{D.9})$$

ausgedrückt werden kann. Das  $z$ -Integral wird hierbei über eine komplexe Kreisfläche mit dem Einheitsradius durchgeführt. Zur Lösung des Integrals wird der Nenner in  $(z + s_+)(z - s_-)$  umgeschrieben, wobei

$$s_{\pm} = \frac{\beta - i\alpha}{\gamma} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta - i\alpha}{\gamma}\right)^2 - 1} \quad (\text{D.10})$$

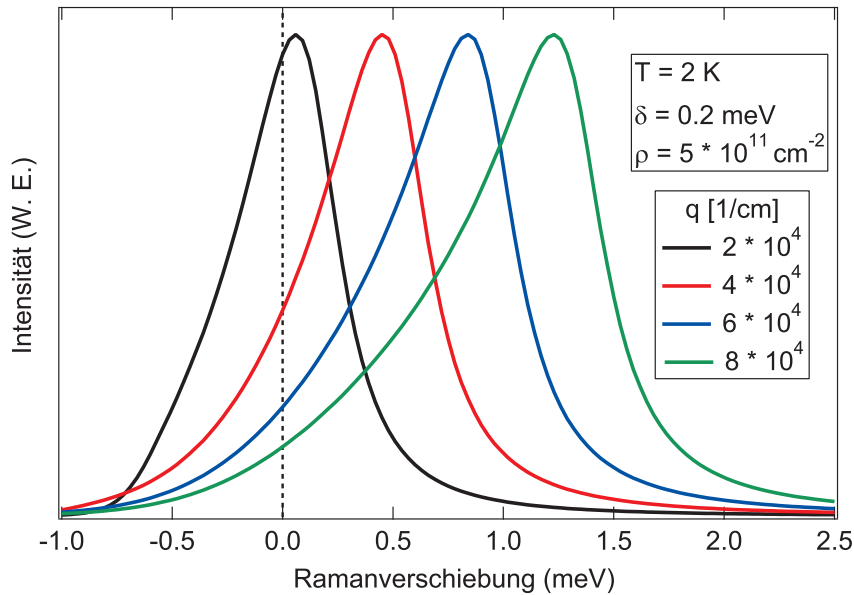
die Residuen des Integrals sind. Aus elementaren Umformungen folgt  $s_+ \cdot s_- = 1$ , sodass entweder  $|s_+| > 1$  oder  $|s_-| > 1$  gelten muss. Der Fall  $s_+ = s_- = \pm 1$  ist ein Spezialfall, der hier ausgeklammert wird, in der weiteren Betrachtung aber zu den gleichen Resultaten führt. Daher liegt nur eines der beiden Residuen innerhalb des komplexen Einheitskreises, sodass mit dem Residuensatz

$$F(\mathbf{q}, \omega, \delta) = -\frac{1}{(2\pi)} \frac{m_e^* k_F}{\hbar^2 q} \int_0^\infty 2 \frac{f(\gamma) \cdot \gamma d\gamma}{s \sqrt{(\beta - i\alpha)^2 - \gamma^2}} \quad (\text{D.11a})$$

$$= -\frac{1}{(2\pi)} \frac{m_e^* k_F}{\hbar^2 q} \int_0^\infty \frac{2f(k_{\parallel}) \cdot k_{\parallel} dk_{\parallel}}{s \sqrt{\left(-\frac{q}{2} - \frac{\hbar\omega}{\hbar^2 q / m_e^*} - i \frac{\delta}{\hbar^2 q / m_e^*}\right)^2 - k_{\parallel}^2}} \quad (\text{D.11b})$$

folgt. Dabei ist  $s = \text{sgn}(s_{\pm})$  das Vorzeichen des Residuums mit  $|s_{\pm}| < 1$ . Das Integral über  $k_{\parallel}$  in Gl. D.11b wird im Rahmen dieser Arbeit numerisch durch das



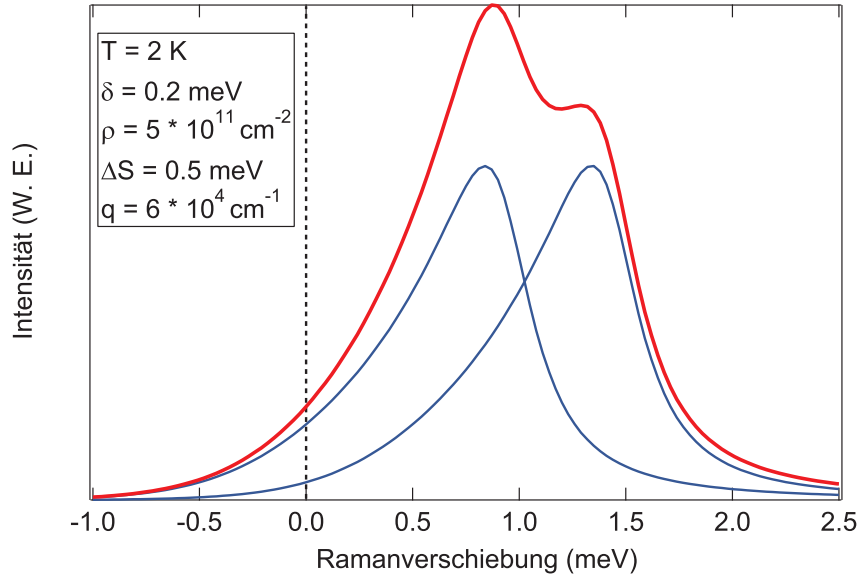


**Abb. D.2:** Numerisch berechnetes Raman-Signal gemäß Gl. (D.11b) bei unterschiedlichen  $q$ , aufgetragen gegen die Ramanverschiebung.

Gauß'sche Quadraturverfahren ausgerechnet. Das Berechnungsprogramm wurde in C++ unter Verwendung entsprechender Integrationsroutinen aus der GNU Scientific Library GSL implementiert.<sup>2</sup> Die notwendigen Berechnungsparameter sind die Ladungsträgerdichte  $\rho$  der untersuchten Probe, die Temperatur  $T$ , die Größe des vom Laser eingekoppelten Wellenvektors  $q$  und die Verbreiterung  $\delta$  der Raman-Linie. In Abb. D.2 sind exemplarisch Raman-Signale bei  $T = 2$  K,  $\delta = 0,2$  meV und  $\rho = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  gezeigt, wobei der eingekoppelte Wellenvektor im Bereich von  $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  bis  $8 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  in Schritten von  $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  variiert wird. Das Raman-Signal ist gemäß der in der Literatur üblichen Darstellung als Funktion der Stokes-Verschiebung relativ zur Energie der Laseranregung gezeigt. Das Signal zeigt wie erwartet mit zunehmendem  $q$  eine stärker ausgeprägte Asymmetrie.

Die gemessenen Raman-Signale werden durch Einbinden der Integrationsroutinen in das Computeralgebraprogramm IGOR gefittet, wobei der Levenberg-Marquardt-Algorithmus zur Ermittlung der freien Parameter verwendet wird.

<sup>2</sup>Die GSL-Bibliothek ist online abrufbar unter <http://www.gnu.org/software/gsl/>



**Abb. D.3:** Numerisch berechnete Fitfunktion des Raman-Signals für einen festen Parametersatz.

Die Fitroutine berechnet dabei simultan zwei Raman-Signale

$$\begin{aligned}
 P_+ &= F(\mathbf{q}, (\omega + \Delta S/\hbar), \delta) \quad \text{und} \\
 P_- &= F(\mathbf{q}, (\omega - \Delta S/\hbar), \delta),
 \end{aligned} \tag{D.12}$$

die um die Größe  $\Delta S$  energetisch gegeneinander verschoben sind. Das Gesamtsignal berechnet sich dann gemäß  $I(\omega) = 1/A \cdot (P_+ + P_-)$ . Die Größe  $\Delta S$  entspricht in dieser Darstellung folglich der energetischen Spinaufspaltung und ist damit ein freier Parameter der Fitprozedur. Abbildung D.3 zeigt zur Veranschaulichung eine numerisch berechnete Fitfunktion für einen festen Parametersatz.

# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1	Bandstruktur vom GaAs-Volumenmaterial . . . . .	6
1.2	Optische Auswahlregeln des GaAs-Volumenhalbleiters . . . . .	10
1.3	Bandschema einer Heterostruktur . . . . .	13
1.4	Optische Auswahlregeln eines GaAs-QWs am $\Gamma$ -Punkt . . . . .	14
1.5	2D-Lochbandstruktur im Kane-Modell . . . . .	16
1.6	Exzitonen-Dispersionsrelation und Absorptionsspektrum . . . . .	21
1.7	$\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$ im 2D-System: Beitrag der BIA und SIA . . . . .	25
1.8	Schema des <i>motional narrowing</i> . . . . .	27
2.1	Messaufbau der zeitaufgelösten PL-Spektroskopie . . . . .	31
2.2	Messaufbau der seitlichen Anregung . . . . .	34
3.1	Probenstruktur: GaAs/AlAs QWs mit $b = 3,3 - 19,8$ nm . . . . .	38
3.2	Probenstruktur: GaAs/Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As-Vielfachquantenfilm . . . . .	40
3.3	Typische PL-Verläufe und $P_{\text{opt}}(t)$ . . . . .	41
3.4	Schema einer Spinpräzession um ein Magnetfeld . . . . .	44
3.5	Skizze des PL-Signals einer Spinquantenschwebung . . . . .	45
3.6	PL-Messsignal einer Spinquantenschwebung . . . . .	46
3.7	19,8 nm-QW: Vergleich Experiment und Theorie . . . . .	50
3.8	Auswahlregeln bei resonanter Leichtlochanregung . . . . .	52
3.9	Vergleich zwischen vereinfachter und vollständiger Theorie . . . . .	54
3.10	Dispersionskurven der Lochsubbänder des 19,8 nm-QWs . . . . .	57
3.11	Ergebnisse der QWs mit $b = 15,2$ nm, $12,2$ nm und $9,9$ nm . . . . .	58
3.12	Ergebnisse der QWs mit $b = 8,3$ nm, $7,1$ nm und $6,3$ nm . . . . .	59
3.13	Präzessionszeit $T_z$ als Funktion der Überschussenergie $\Delta E$ . . . . .	63
3.14	$P_0$ als Funktion der Überschussenergie für den (110)-QW . . . . .	65

3.15	Abhängigkeit von $P_0$ und $\tau_s$ von der Anregungsleistung $P_{\text{ex}}$ . . . . .	66
3.16	Spinabhängiges Ausbleichen der optischen Absorption . . . . .	67
3.17	Seitliche und frontale PLE der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ -Probe . . . . .	72
3.18	Stokes Shift der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ -Probe . . . . .	73
3.19	$\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -MQW, Anregung in Wachstumsrichtung . . . . .	75
3.20	$\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -MQW, seitliche Anregung . . . . .	76
3.21	$P_0$ als Funktion der Anregungsenergie $P_{\text{ex}}$ an der LH1:E1-Resonanz . . . . .	80
4.1	Zerfallsschema eines Biexzitons . . . . .	86
4.2	Bosonische Exzitonendreuung . . . . .	88
4.3	$\text{ZnSe}/\text{ZnS}_{0,07}\text{Se}_{0,93}$ -Probenstruktur . . . . .	92
4.4	Zeitintegrierte PL-Spektren des Exzitons und des Biexzitons . . . . .	94
4.5	Temperaturabhängige PL-Spektren des Exzitons und des Biexzitons . . . . .	96
4.6	Temperaturabhängigkeit von $P_B$ , $P_X$ und $ P_B /P_X$ . . . . .	97
4.7	Numerische Berechnungen von $P_B$ , $P_X$ und $ P_B /P_X$ . . . . .	99
4.8	Dichteabhängigkeit von $P_B$ , $P_X$ und $ P_B /P_X$ . . . . .	100
4.9	Einfluss der Biexzitonendreuung auf $P_X$ . . . . .	101
5.1	Überlagerung von $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}_{\parallel})$ mit einem externen Magnetfeld . . . . .	104
5.2	Skizze der Einteilchen-Anregung und der SF-Raman-Streuung . . . . .	106
5.3	Messaufbau der Raman-Spektroskopie . . . . .	109
5.4	Probe J524: Dispersion . . . . .	111
5.5	Probe J524: Anisotropie des Spin-Splittings bei $B = 0$ . . . . .	113
5.6	Probe J524: Angefittete Raman-Signale bei $B = 0$ . . . . .	114
5.7	Probe J524: $\Delta S$ bei $B = 0$ und $\phi = 0^\circ - 90^\circ$ . . . . .	115
5.8	Probe J524: SF-Raman-Signal bei externem Magnetfeld . . . . .	117
5.9	Probe J524: Angefittete Raman-Signale der Magnetfeldmessung . . . . .	118
5.10	Probe J524: Magnetfeldabhängigkeit von $\Delta S$ . . . . .	119
5.11	Probe GC00: Magnetfeldabhängige Raman-Signale . . . . .	120
5.12	Schematische Darstellung der Magnetfeldüberlagerung . . . . .	121
5.13	Probe GC00: Vergleich positives und negatives Magnetfeld . . . . .	122
D.1	Schematisches Raman-Signal . . . . .	142
D.2	Berechnetes Raman-Signal in Abhängigkeit von $q$ . . . . .	145
D.3	Raman-Fitfunktion für einen festen Parametersatz . . . . .	146

# TABELLENVERZEICHNIS

1.1	Winkel- und Spinanteil der Blochfunktionen am $\Gamma$ -Punkt . . . . .	9
3.1	PL-Emissionsenergien der GaAs/AlAs-Struktur . . . . .	39
3.2	$\langle k_z^2 \rangle$ der GaAs/AlAs-QWs zur Berechnung von $T_z$ . . . . .	64
3.3	Parameter für numerische Lösung der Bleaching-Ratengleichungen	69
5.1	Eigenschaften der Proben J524 und GC00 . . . . .	110

# LITERATURVERZEICHNIS

- [1] S. A. WOLF, D. D. AWSCHALOM, R. A. B. AND J. M. DAUGHTON, S. VON MOLNÁR, M. L. ROUKES, A. Y. CHTCHELKANOVA, and D. M. TREGER, “Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future”, *Science* **294**, S. 1488 (2001).
- [2] I. ŽUTIĆ, J. FABIAN, and S. D. SARMA, “Spintronics: Fundamentals and Applications”, *Rev. Mod. Phys.* **76**, Nr. 2, S. 323 (2004).
- [3] G. PRINZ, “Magnetoelectronics”, *Science* **294**, pp. 1488–1495 (2001).
- [4] Y. NISHIKAWA, A. TACKEUCHI, S. NAKAMURA, S. MUTO, and N. YOKOYAMA, “All-optical picosecond switching of a quantum well etalon using spin-polarization relaxation”, *Appl. Phys. Lett.* **66**, Nr. 7, S. 839 (1995).
- [5] D. HÄGELE, J. HÜBNER, W. W. RÜHLE, and M. OESTREICH, “Coherent dynamics of coupled electron and hole spins in semiconductors”, *Solid State Communications* **120**, Nr. 2-3, S. 73 (2001).
- [6] J. RUDOLPH, D. HÄGELE, H. M. GIBBS, G. KHITROVA, and M. OESTREICH, “Laser threshold reduction in a spintronic device”, *Appl. Phys. Lett.* **82**, Nr. 25, S. 4516 (2003).
- [7] H. OHNO, D. CHIBA, F. MATSUKURA, T. OMIYA, E. ABE, T. DIETL, Y. OHNO, and K. OHTANI, “Electric-field control of ferromagnetism”, *Nature* **408**, S. 944 (2000).
- [8] G. SCHMIDT, “Concepts for spin injection into semiconductors - a review”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, Nr. 7, S. R107 (2005).

- [9] T. DIETL, “Ferromagnetic semiconductors”, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, S. 377 (2002).
- [10] M. OESTREICH, M. BENDER, J. HÜBNER, D. HÄGELE, W. W. RÜHLE, T. HARTMANN, P. J. KLAR, W. HEIMBRODT, M. LAMPALZER, K. VOLZ, and W. STOLZ, “Spin injection, spin transport and spin coherence”, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, Nr. 4, S. 285 (2002).
- [11] N. W. ASHCROFT and N. D. MERMIN, *Festkörperphysik*. Oldenbourg (2001).
- [12] L. P. BOUCKAERT, R. SMOLUCHOWSKI, and E. WIGNER, “Theory of Brillouin Zones and Symmetry Properties of Wave Functions in Crystals”, *Phys. Rev.* **50**, Nr. 1, S. 58 (1936).
- [13] G. F. KOSTER, J. O. DIMMOCK, R. G. WHEELER, and H. STATE, *Properties of the thirty-two point groups*. Cambridge: M.I.T. Press (1963).
- [14] R. WINKLER, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*. Berlin, Heidelberg: Springer (2003).
- [15] O. MADELUNG(ED.), “Semiconductors”, in *Vol. 17a of Landolt-Börnstein, New Series III*, Berlin, Heidelberg: Springer (1982).
- [16] M. I. DYAKONOV and V. I. PEREL, “Theory of optical spin orientation of electrons and nuclei in semiconductors”, in *Optical Orientation* ( F. MEIER and B. P. ZAKHARCHENYA, eds.), ch. 2, pp. 11–71, Amsterdam: Elsevier (1984).
- [17] J. M. LUTTINGER, “Quantum Theory of Cyclotron Resonance in Semiconductors: General Theory”, *Phys. Rev.* **102**, Nr. 4, S. 1030 (1956).
- [18] D. T. PIERCE and F. MEIER, “Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs”, *Phys. Rev. B* **13**, Nr. 12, S. 5484 (1976).
- [19] G. BASTARD and R. FERREIRA, “Spin-flip scattering times in semiconductor quantum wells”, *Surf. Sci.* **267**, Nr. 1–3, S. 335 (1991).

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [20] D. J. HILTON and C. L. TANG, “Optical Orientation and Femtosecond Relaxation of Spin-Polarized Holes in GaAs”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, Nr. 14, S. 146601 (2002).
- [21] T. C. DAMEN, L. VIÑA, J. E. CUNNINGHAM, J. SHAH, and L. J. SHAM, “Subpicosecond spin relaxation of excitons and free carriers in GaAs quantum wells”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, Nr. 24, S. 3432 (1991).
- [22] P. Y. YU and M. CARDONA, *Fundamentals of Semiconductors*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag (1996).
- [23] E. O. KANE, “Band structure of indium antimonide”, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, S. 249 (1956).
- [24] P. PFEFFER and A. ZAWADZKI, “Conduction electrons in GaAs: Five level  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  theory and polaron effects”, *Phys. Rev. B* **41**, Nr. 3, S. 1561 (1990).
- [25] H. MAYER and U. RÖSSLER, “Spin splitting and anisotropy of cyclotron resonance in the conduction band of GaAs”, *Phys. Rev. B* **44**, Nr. 16, S. 9048 (1991).
- [26] H.-R. TREBIN, U. RÖSSLER, and R. RANVAUD, “Quantum resonances in the valence bands of zinc-blende semiconductors. I. Theoretical aspects”, *Phys. Rev. B* **20**, Nr. 2, S. 686 (1979).
- [27] M. D. STURGE, “Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV”, *Phys. Rev.* **127**, Nr. 3, S. 768 (1962).
- [28] G. H. WANNIER, “The Structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals”, *Phys. Rev.* **52**, Nr. 3, S. 191 (1937).
- [29] S. ADACHI, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*. New York: Wiley (1992).
- [30] R. J. ELLIOTT, “Intensity of Optical Absorption by Excitons”, *Phys. Rev.* **108**, Nr. 6, S. 1384 (1957).
- [31] U. EKENBERG and M. ALTARELLI, “Exciton binding energy in a quantum well with inclusion of valence-band coupling and nonparabolicity”, *Phys. Rev. B* **35**, Nr. 14, S. 7585 (1987).



- [32] R. WINKLER, “Excitons and fundamental absorption in quantum wells”, *Phys. Rev. B* **51**, Nr. 20, S. 14395 (1995).
- [33] U. FANO, “Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts”, *Phys. Rev.* **124**, Nr. 6, S. 1866 (1961).
- [34] C. KITTEL, *Quantum Theory of Solids*. New York: Wiley (1963).
- [35] G. DRESSELHAUS, “Spin-Orbit Coupling effects in Zinc Blende Structures”, *Phys. Rev.* **100**, Nr. 2, S. 580 (1955).
- [36] Y. A. BYCHKOV and E. I. RASHBA, “Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers”, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17**, Nr. 33, S. 6039 (1984).
- [37] J. KAINZ, U. RÖSSLER, and R. WINKLER, “Temperature dependence of Dyakonov-Perel spin relaxation in zinc-blende semiconductor quantum structures”, *Phys. Rev. B* **70**, Nr. 19, S. 195322 (2004).
- [38] M. I. DYAKONOV and V. I. PEREL, “Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors”, *Sov. Phys. Solid State* **13** (1972).
- [39] C. P. SLICHTER, *Principles of Magnetic Resonance*. New York: Harper & Row (1963).
- [40] J. M. KIKKAWA and D. D. AWSHALOM, “Resonant Spin Amplification in *n*-Type GaAs”, *Phys. Rev. Lett.* **80**, Nr. 19, S. 4313 (1998).
- [41] Y. OHNO, R. TERAUCHI, T. ADACHI, F. MATSUKURA, and H. OHNO, “Spin Relaxation in GaAs(110) Quantum Wells”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, Nr. 20, S. 4196 (1999).
- [42] O. Z. KARIMOV, G. H. JOHN, R. T. HARLEY, W. H. LAU, M. E. FLATTÉ, M. HENINI, and R. AIREY, “High Temperature Gate Control of Quantum Well Spin Memory”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, Nr. 24, S. 246601 (2003).
- [43] G. L. BIR, A. G. ARONOV, and G. E. PIKUS, “Spin relaxation of electrons due to scattering by holes”, *Sov. Phys. JETP* **42**, S. 705 (1976).

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [44] J. FABIAN and S. D. SAMA, “Spin relaxation of conduction electrons”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, Nr. 4, S. 1708 (1999).
- [45] R. J. ELLIOTT, “Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonances in Some Semiconductors”, *Phys. Rev.* **96**, Nr. 2, S. 266.
- [46] Y. YAFET, *g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons*, vol. 14 of *Solid State Physics*. New York: Academic (1963).
- [47] S. DÖHRMANN, D. HÄGELE, J. RUDOLPH, M. BICHLER, D. SCHUH, and M. OESTREICH, “Anomalous spin dephasing in (110) GaAs quantum wells: Anisotropy and intersubband effects”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, Nr. 14, S. 147405 (2004).
- [48] S. PFALZ, *Biezzitonendynamik in II-IV-Halbleitern*. Diplomarbeit (2003).
- [49] T. SOGAWA, P. V. SANTOS, S. K. ZHANG, S. ESHLAGHI, A. D. WIECK, and K. H. PLOOG, “Transport and Lifetime Enhancement of Photoexcited Spins in GaAs by Surface Acoustic Waves”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, Nr. 27, S. 276601 (2001).
- [50] R. LÖVENICH, C. W. LAI, D. HÄGELE, D. S. CHEMLA, and W. SCHÄFER, “Semiconductor polarization dynamics from the coherent to the incoherent regime: Theory and experiment”, *Phys. Rev. B* **66**, Nr. 4, S. 045306 (2002).
- [51] A. P. HEBERLE, W. W. RÜHLE, and K. PLOOG, “Quantum beats of electron Larmor precession in GaAs quantum wells”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, Nr. 24, S. 3887 (1994).
- [52] R. R. PARSONS, “Band-to-band Optical Pumping in Solids and Polarized Photoluminescence”, *Phys. Rev. Lett.* **23**, Nr. 20, S. 1152 (1969).
- [53] C. WEISBUCH, R. C. MILLER, R. DINGLE, A. C. GOSSARD, and W. WIEGMANN, “Intrinsic radiative recombination from quantum states in GaAs-AlGaAs multi-quantum well structures”, *Solid State Communications* **37**, Nr. 3, S. 219 (1981).

- 
- [54] W. T. MASSELINK, Y. L. SUN, R. FISCHER, T. J. DRUMMOND, Y. C. CHANG, M. V. KLEIN, and H. MORKOÇ, “Enhanced luminescence from AlGaAs/GaAs single quantum well structures through improved interfaces”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **2**, Nr. 2, S. 117 (1984).
- [55] M. R. FREEMAN, D. D. AWSCHALOM, and J. M. HONG, “Picosecond photoluminescence excitation spectroscopy of GaAs/AlGaAs quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.* **57**, Nr. 7, S. 704 (1990).
- [56] B. DAREYS, X. MARIE, T. AMAND, J. BARRAU, Y. SHEKUN, I. RAZDOBREEV, and R. PLANEL, “Spin dynamics of exciton states in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells”, *Superlatt. Microstruct.* **13**, Nr. 3, S. 353 (1993).
- [57] L. MUÑOZ, E. PÉREZ, L. VIÑA, and K. PLOOG, “Spin relaxation in intrinsic GaAs quantum wells: Influence of excitonic localization”, *Phys. Rev. B* **51**, Nr. 7, S. 4247 (1995).
- [58] P. ROUSSIGNOL, P. ROLLAND, R. FERRIERA, C. DELALANDE, G. BASTARD, A. VINATTIERI, L. CARRARESI, M. COLOCCI, and B. ETIENNE, “Time-resolved spin-polarization spectroscopy in GaAs/AlGaAs quantum wells”, *Surf. Sci.* **267**, Nr. 1-3, S. 360 (1992).
- [59] M. KOHL, M. R. FREEMAN, D. D. AWSCHALOM, and J. M. HONG, “Femtosecond spectroscopy of carrier-spin relaxation in GaAs-AlGaAs quantum wells”, *Phys. Rev. B* **44**, Nr. 11, S. 5923 (1991).
- [60] A. TWARDOWSKI and C. HERMANN, “Variational calculation of polarization of quantum-well photoluminescence”, *Phys. Rev. B* **35**, Nr. 15, S. 8144 (1987).
- [61] T. UENOYAMA and L. J. SHAM, “Carrier relaxation and luminescence polarization in quantum wells”, *Phys. Rev. B* **42**, Nr. 11, S. 7114 (1990).
- [62] M. Z. MAIALLE, E. A. DE ANDRADA E SILVA, and L. J. SHAM, “Exciton spin dynamics in quantum wells”, *Phys. Rev. B* **47**, Nr. 23, S. 15776 (1993).
- [63] A. MALINOWSKI, R. S. BRITTON, T. GREVATT, R. T. HARLEY, D. A. RITCHIE, and M. Y. SIMMONS, “Spin relaxation in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells”, *Phys. Rev. B* **62**, Nr. 19, S. 13034 (2000).

- [64] J. KAINZ, U. RÖSSLER, and R. WINKLER, “Anisotropic spin-splitting and spin-relaxation in assymetric zinc blende semiconductor quantum structures”, *Phys. Rev. B* **68**, Nr. 7, S. 075322 (2003).
- [65] B. K. RIDLEY, “Hot phonons in high field transport”, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, Nr. 12, S. 1142 (1989).
- [66] R. WINKLER, “Spin orientation and spin precession in inversion-asymmetric quasi two-dimensional electron systems”, *Phys. Rev. B* **69**, Nr. 4, S. 045317 (2004).
- [67] A. L. SMIRL, T. F. BOGESS, B. WHERRETT, G. P. PERRYMAN, and A. MILLER, “Picosecond Optically Induced Anisotropic State Filling in Semiconductors”, *Phys. Rev. Lett.* **49**, Nr. 13, S. 933 (1982).
- [68] J. L. OUDAR, A. MIGUS, D. HULIN, G. GRILLON, J. ETCHEPARE, and A. ANTONETTI, “Femtosecond Orientational Relaxation of Photoexcited Carriers in GaAs”, *Phys. Rev. Lett.* **53**, Nr. 4, S. 384 (1984).
- [69] Y. OHNO, D. K. YOUNG, B. BESCHOTEN, F. MATSUKURA, H. OHNO, and D. D. AWSHALOM, “Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure”, *Nature* **402**, S. 790 (1999).
- [70] R. FIEDERLING, P. GRABS, W. OSSAU, G. SCHMIDT, and L. W. MOLENKAMP, “Detection of electrical spin injection by light-emitting diodes in top- and side-emission configuration”, *Appl. Phys. Lett.* **82**, Nr. 13, S. 2160 (2003).
- [71] E. JOHNSTON-HALPERIN, D. LOFGREEN, R. K. KAWAKAMI, D. K. YOUNG, L. COLDREN, A. C. GOSSARD, and D. D. AWSHALOM, “Spin-polarized zener tunneling in (Ga,Mn)As”, *Phys. Rev. B* **65**, Nr. 4, S. 041306 (2002).
- [72] D. K. YOUNG, E. JOHNSTON-HALPERIN, D. D. AWSHALOM, Y. OHNO, and H. OHNO, “Anisotropic electrical spin injection in ferromagnetic semiconductor heterostructures”, *Appl. Phys. Lett.* **80**, Nr. 9, S. 1598 (2002).
- [73] M. HUANG, E. GARMIRE, A. PATROVI, and M. HONG, “Room temperature optical absorption characteristics of GaAs/AlGaAs multiple quantum

- well structures under external anisotropic strain”, *Appl. Phys. Lett.* **66**, Nr. 6, S. 736 (1995).
- [74] D. HÄGELE and M. OESTREICH, “Comment on ’Electrically injected spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers””, *Appl. Phys. Lett.* **88**, S. 056101 (2006).
- [75] M. OESTREICH, J. RUDOLPH, R. WINKLER, and D. HÄGELE, “Design considerations for semiconductor spin lasers”, *Superlatt. Microstruct.* **37**, Nr. 5, S. 306 (2005).
- [76] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN, and E. A. CORNELL, “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor”, *Science* **269**, S. 198 (1995).
- [77] K. B. DAVIS, M. O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN, and W. KETTERLE, “Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, Nr. 22, S. 3969 (1995).
- [78] A. GRIFFIN, D. W. SNOKE, and S. STRINGARI, *Bose-Einstein Condensation*. Cambridge: Cambridge University Press (1995).
- [79] L. V. BUTOV, C. W. LAI, A. L. IVANOV, A. C. GOSSARD, and D. S. CHEMLA, “Towards Bose-Einstein condensation of excitons in potential traps”, *Nature* **417**, S. 47 (2002).
- [80] J. M. BLATT, K. W. BÖER, and W. BRANDT, “Bose-Einstein Condensation of Excitons”, *Phys. Rev.* **126**, Nr. 5, S. 1691 (1962).
- [81] J. FERNÁNDEZ-ROSSIER, C. TEJEDOR, and R. MERLIN, “Coherent-light emission from exciton condensates in semiconductor quantum wells”, *Solid State Communications* **108**, Nr. 7, S. 473 (1998).
- [82] C. KLINGSHIRN, *Semiconductor Optics*. Berlin, Heidelberg: Springer (2005).
- [83] R. HUANG, F. TASSONE, and Y. YAMAMOTO, “Experimental evidence of stimulated scattering of excitons into microcavity polaritons”, *Phys. Rev. B* **61**, Nr. 12, S. 7854 (2000).

- [84] J. J. BAUMBERG, P. G. SAVVIDIS, R. M. STEVENSON, A. I. TARTAKOVSKII, M. S. SKOLNICK, D. M. WHITTAKER, and J. S. ROBERTS, “Parametric oscillation in a vertical microcavity: A polariton condensate or micro-optical parametric oscillation”, *Phys. Rev. B* **62**, Nr. 24, S. 16247 (2000).
- [85] P. G. SAVVIDIS, J. J. BAUMBERG, R. M. STEVENSON, M. S. SKOLNICK, D. M. WHITTAKER, and J. S. ROBERTS, “Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, Nr. 7, S. 1547 (2000).
- [86] E. HANAMURA and H. HAUG, “Condensation effects of excitons”, *Phys. Rep.* **33**, S. 209 (1977).
- [87] R. ZIMMERMANN, “Possibility of the Excitonic Phase in Insulators”, *phys. stat. sol. (b)* **39**, Nr. 1, S. 95 (1970).
- [88] D. W. SNOKE, J. P. WOLFE, and A. MYSYROWICZ, “Evidence for Bose-Einstein condensation of a two-component exciton gas”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, Nr. 21, S. 2543 (1990).
- [89] L. V. BUTOV, A. C. GOSSARD, and D. S. CHEMLA, “Macroscopically ordered state in an exciton system”, *Nature* **418**, S. 751 (2002).
- [90] K. E. O’HARA and J. P. WOLFE, “Relaxation kinetics of excitons in cuprous oxide”, *Phys. Rev. B* **62**, Nr. 19, S. 12909 (2000).
- [91] L. V. BUTOV, L. S. LEVITOV, A. V. MINTSEV, B. D. SIMONS, A. C. GOSSARD, and D. S. CHEMLA, “Formation Mechanism and Low-Temperature Instability of Exciton Rings”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, Nr. 11, S. 117404 (2004).
- [92] M. A. LAMPERT, “Mobile and immobile effective-mass-particle complexes in nonmetallic solids”, *Phys. Rev. Lett.* **1**, Nr. 12, S. 450 (1958).
- [93] A. MYSYROWICZ, J. B. GRUN, R. LEVY, A. BIVAS, and S. NIKITINE, “Excitonic molecule in CuCl”, *Phys. Lett. A* **26**, Nr. 12, S. 615 (1968).
- [94] D. A. KLEINMAN, “Binding energy of biexcitons and bound excitons in quantum wells”, *Phys. Rev. B* **28**, Nr. 2, S. 871 (1983).

- 
- [95] C. KLINGSHIRN and H. HAUG, “Optical properties of highly excited direct gap semiconductors”, *Phys. Rep.* **70**, Nr. 5, S. 315 (1981).
- [96] C. SIEH, T. MEIER, F. JAHNKE, P. THOMAS, and S. W. KOCH, “Influence of carrier correlations on the excitonic optical response including disorder and microcavity effects”, *Eur. Phys. J. B* **11**, S. 407 (1999).
- [97] S. INOUE, A. P. CHIKKATUR, D. M. STAMPER-KURN, J. STENGER, D. E. PRITCHARD, and W. KETTERLE, “Superradiant Rayleigh Scattering from a Bose-Einstein Condensate”, *Science* **285**, S. 571 (1999).
- [98] H. DENG, G. WEIHS, C. SANTORI, J. BLOCH, and Y. YAMAMOTO, “Condensation of Semiconductor Microcavity Exciton Polaritons”, *Science* **298**, S. 199 (2002).
- [99] M. D. MARTÍN, G. AICHMAYR, L. VIÑA, and R. ANDRÉ, “Polarization control of the nonlinear emission of semiconductor microcavities”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, Nr. 7, S. 077402 (2002).
- [100] R. H. DICKE, “Coherence in Spontaneous Radiation Processes”, *Phys. Rev.* **93**, Nr. 1, S. 99 (1954).
- [101] G. S. AGARWAL and S. S. TRIVEDI, “Superradiance from three-level systems in atomic coherent state representation”, *Optics Commun.* **18**, Nr. 4, S. 417 (1976).
- [102] L. MANDEL and E. WOLF, *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge: Cambridge University Press (1995).
- [103] O. MADELUNG, *Festkörpertheorie I*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag (1972).
- [104] T. VOSS, *Optische kohärente Kontrolle des Exziton-Biexziton-Systems in Zinkselenid-Quantentrögen*. Universität Bremen: Doktorarbeit (2004).
- [105] R. PÄSSLER, E. GRIEBL, H. RIEPL, G. LAUTNER, S. BAUER, H. PREIS, W. GEBHARD, B. BUDA, D. J. AS, D. SCHIKORA, K. LISCHKA, K. PAPPAGELIS, and S. VES, “Temperature dependence of exciton peak energies in ZnS, ZnSe, and ZnTe epitaxial films”, *Journal of Applied Physics* **86**, Nr. 8, S. 4403 (1999).

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [106] G. FASOL and H. SAKAKI, “Electron-electron scattering in quantum wires and its possible suppression due to spin effects”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, Nr. 23, S. 3643 (1993).
- [107] J. NITTA, T. AKAZAKI, H. TAKAYANAGI, and T. ENOKI, “Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  heterostructure”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, Nr. 7, S. 1335 (1997).
- [108] S. J. PAPADAKIS, E. P. DE POORTERE, H. C. MANOHARAN, M. SHAYEGAN, and R. WINKLER, “The Effect of Spin Splitting on the Metallic Behavior of a Two-Dimensional System”, *Science* **283**, S. 2056 (1999).
- [109] P. D. DRESSELHAUS, C. M. A. PAPAVALIIOU, R. G. WHEELER, and R. N. SACKS, “Observation of spin precession in GaAs inversion layers using antilocalization”, *Phys. Rev. Lett.* **68**, Nr. 1, S. 106 (1992).
- [110] T. HASSENKAM, S. PEDERSEN, K. BAKLANOV, A. KRISTENSEN, C. B. SORENSEN, P. E. LINDELOF, F. G. PIKUS, and G. E. PIKUS, “Spin splitting and weak localization in (110)  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum wells”, *Phys. Rev. B* **55**, Nr. 15, pp. 9298–9301 (1997).
- [111] P. RAMVALL, B. KOWALSKI, and P. OMLING, “Zero-magnetic-field spin splittings in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  heterojunctions”, *Phys. Rev. B* **55**, Nr. 11, S. 7160 (1997).
- [112] B. JUSSERAND, D. RICHARDS, H. PERIC, and B. ETIENNE, “Zero-magnetic-field spin splitting in the GaAs conduction band from Raman scattering on modulation-doped quantum wells”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, Nr. 5, S. 848 (1992).
- [113] G. ABSTREITER, M. CARDONA, and A. PINCZUK, “Light Scattering by Free Carrier Excitations in Semiconductors”, in *Light Scattering in Solids IV*, Berlin, Heidelberg: Springer (1984).
- [114] E. BURSTEIN, A. PINCZUK, and D. L. MILLS, “Inelastic light scattering by charge carrier excitations in two dimensional plasmas: Theoretical considerations”, *Surf. Sci.* **98**, Nr. 1–3, S. 451 (1980).



- [115] Y. OKA, K. NAKAMURA, and H. FUJISAKI, “Observation of Time Evolution from Resonant Raman Scattering to Excitonic-Polariton Luminescence in ZnTe”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, Nr. 22, S. 2857 (1986).
- [116] A. FAINSTEIN, B. JUSSERAND, and V. THIERRY-MIEG, “Cavity-Polariton Mediated Resonant Raman Scattering”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, Nr. 8, S. 1576 (1997).
- [117] T. RUF, *Phonon Raman Scattering in Semiconductors, Quantum Wells and Superlattices*. Berlin, Heidelberg: Springer (1998).
- [118] A. PINCZUK, G. ABSTREITER, R. TROMMER, and M. CARDONA, “Resonance enhancement of Raman scattering by electron-gas excitations of n-GaAs”, *Solid State Communications* **30**, Nr. 7, S. 429 (1979).
- [119] G. ABSTREITER, “Inelastic Light Scattering in semiconductor Heterostructures”, in *Festkörperprobleme XXIV*, Braunschweig: Vieweg (1984).
- [120] D. RICHARDS and B. JUSSERAND, “Spin energetics in a GaAs quantum well: Asymmetric spin-flip Raman scattering”, *Phys. Rev. B* **59**, Nr. 4, S. R2506 (1999).
- [121] D. RICHARDS, G. FASOL, and K. PLOOG, “Light scattering determination of subband structure and population of modulation-doped multiple quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.* **56**, Nr. 17, S. 1649 (1990).
- [122] D. RICHARDS, B. JUSSERAND, G. ALLAN, C. PRIESTER, and B. ETIENNE, “Electron spin-flip Raman scattering in asymmetric quantum wells: Spin orientation”, *Solid-State Electr.* **40**, Nr. 1–8, S. 127 (1996).
- [123] E. A. DE ANDRADA E SILVA, “Conduction-subband anisotropic spin splitting in III-V semiconductor heterojunctions”, *Phys. Rev. B* **46**, Nr. 3, S. 1921 (1992).
- [124] B. JUSSERAND, D. RICHARDS, G. ALLAN, C. PRIESTER, and B. ETIENNE, “Spin orientation at semiconductor heterointerfaces”, *Phys. Rev. B* **51**, Nr. 7, S. 4707 (1995).

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [125] B. ZHU and K. HUANG, “Effect of valence-band hybridization on the exciton spectra in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum wells”, *Phys. Rev. B* **36**, Nr. 15, S. 8102 (1987).
- [126] R. WINKLER and U. RÖSSLER, “General approach to the envelope-function approximation based on a quadrature method”, *Phys. Rev. B* **48**, Nr. 12, S. 8918 (1993).
- [127] C. T. H. BAKER, *The Numerical Treatment of Integral Equations*. Oxford: Clarendon (1977).
- [128] F. BASSANI and G. P. PARRAVICINI, *Electronic States and Optical Transitions in Solids*. Oxford: Pergamon (1975).
- [129] H. HAUG and S. W. KOCH, *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors*, 2nd. ed. Singapore: World Scientific (1993).
- [130] A. PINCZUK, S. SCHMITT-RINK, G. DANAN, J. P. VALLADARES, L. N. PFEIFFER, and K. W. WEST, “Large exchange interactions in the electron gas of GaAs quantum wells”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, Nr. 15, S. 1633 (1989).
- [131] J. D. JACKSON, *Classical Electrodynamics*. New York: Wiley (1999).
- [132] N. D. MERMIN, “Lindhard Dielectric Function in the Relaxation-Time Approximation”, *Phys. Rev. B* **1**, Nr. 5, S. 2362 (1970).
- [133] R. D. KING-SMITH and J. C. INKSON, “Real-space inversion of the dielectric-response function of a superlattice”, *Phys. Rev. B* **33**, Nr. 8, S. 5489 (1970).

# DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Promotion unterstützt haben:

Zunächst gilt mein Dank Prof. Dr. Michael Oestreich für die Möglichkeit, die Doktorarbeit in seiner Gruppe und unter seiner Betreuung anfertigen zu können. Seine fachlichen und persönlichen Anregungen sowie sein stetes Interesse am Verlauf dieser Arbeit haben wesentlich zu ihrer Fertigstellung beigetragen.

Bei Prof. Dr. Rolf J. Haug bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferats und die freundschaftliche Zusammenarbeit mit ihm und seiner Arbeitsgruppe.

Prof. Dr. Daniel Hägele möchte ich herzlich danken für die tatkräftige Unterstützung in experimentellen und auch theoretischen Belangen vieler Projekte meiner Promotion.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Roland Winkler, der mir in unzähligen Gesprächen viele komplizierte theoretische Sachverhalte geduldig erklärt und durch seine Ideen wesentlich zu den Ergebnissen dieser Arbeit beigetragen hat.

Bei Dr. Bernard Jusserand bedanke ich mich für seine Unterstützung und die Möglichkeit, die Raman-Messungen in seinem Labor durchführen zu können.

Sowohl für die fachliche Unterstützung als auch für die gute Arbeitsatmosphäre danke ich meinen aktuellen und ehemaligen Kollegen aus der Arbeitsgruppe von Prof. Oestreich: Jörg Rudolph, Stefanie Döhrmann, Niels Ubbelohde, Michael Römer, Stefan Oertel, Tobias Paprotta, Tobias Nowitzki, Claas Bierwisch, Joachim Fritzsche, Maik Begoin und Matthias Ediger. Hierfür gilt mein Dank selbstverständlich auch allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von Prof. Rolf Haug und insbesondere meinen Zimmerkollegen Maximilian C. Rogge und Niels Maire. Wegen euch allen hatte ich eine schöne Zeit am Institut.

Yvonne Griep und Klara Wernecke danke ich für die stete und freundliche

## DANKSAGUNG

---

Hilfe bei organisatorischen Fragen rund um die Promotion.

Den Mitarbeitern der Werkstatt, vor allem Hartmut Lehmann und Manfred Marquardt, möchte ich für die technische Realisierung unzähliger Werkstücke danken, ohne die die Experimente nicht möglich gewesen wären.

Für die finanzielle und ideelle Förderung während der Promotion danke ich sehr herzlich der Graduiertenförderung der Leibniz-Universität Hannover sowie insbesondere der Friedrich-Ebert-Stiftung.

Meinen Eltern gilt mein Dank nicht nur für die finanzielle Unterstützung während meines Studiums und der Doktorarbeit, sondern auch dafür, dass sie immer für mich da waren. Ohne diese fortwährende Hilfe wäre mir die Fertigstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Schließlich möchte ich mich bei meiner lieben Freundin Maike bedanken, die mir auch in schwierigen Phasen immer wieder geholfen hat, den Blick nach vorne zu richten. Auf ihre Unterstützung und ihr Verständnis konnte ich mich stets verlassen.

# PUBLIKATIONEN

Teile der vorliegenden Arbeit wurden bereits publiziert oder sind zur Veröffentlichung vorgesehen:

## In Fachzeitschriften

- S. PFALZ, R. WINKLER, T. NOWITZKI, D. REUTER, A. D. WIECK, D. HÄGELE, and M. OESTREICH, „Optical orientation of electron spins in GaAs quantum wells“, *Phys. Rev. B* **71**, Nr. 16, S. 165305 (2005).
- D. HÄGELE, S. PFALZ, and M. OESTREICH, „Signatures of stimulated bosonic exciton-scattering in semiconductor luminescence“, *Solid State Communications* **134**, Nr. 3, S. 171 (2005).
- D. HÄGELE, S. PFALZ, and M. OESTREICH, „Biexciton polarisation as indicator for Bose-Einstein-Condensation in semiconductors“, eingereicht bei *Nature Physics*.
- S. PFALZ, N. UBBELOHDE, R. WINKLER, D. HÄGELE, and M. OESTREICH, „Electron spin orientation under in-plane optical excitation in GaAs quantum wells“, Manuskript in Vorbereitung.

## Als Posterbeiträge auf internationalen Konferenzen

- S. PFALZ, N. UBBELOHDE, R. WINKLER, D. HÄGELE, and M. OESTREICH, „Optical Orientation of electron spins by in-plane excitation of GaAs quantum wells“, *28th International Conference on the Physics of Semiconductors ICPS* in Wien, Beitrag-Nr.: WeA2n.6 (2006).

# LEBENS LAUF

von Stefan Pfalz, geboren am 18.04.1978 in Marburg an der Lahn

- |             |   |
|-------------|---|
| 1984 - 1988 | Grundschule Rauschenberg/Bracht   |
| 1988 - 1997 | Gymnasium Martin-Luther-Schule in Marburg<br>Abitur im Juni 1997  |
| 1997 - 1998 | Zivildienst an der Universitätsklinik Marburg   |
| 1998 - 2001 | Grundstudium Physik an der Philipps-Universität Marburg<br>Vordiplom im Oktober 2000<br>Wechsel zur Leibniz-Universität Hannover zum SoSe 2001    |
| 2001 - 2003 | Hauptstudium an der Leibniz-Universität Hannover<br>Physik-Diplom im Oktober 2003,<br>Thema: „Biexzitonendynamik in II-VI-Halbleitern“            |
| Nov. 2003   | Beginn der Promotion am Institut für Festkörperphysik der<br>Leibniz-Universität Hannover in der Arbeitsgruppe von Prof.<br>Dr. Michael Oestreich |

Hannover, im Januar 2007

# SELBSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln erstellt zu haben.

Hannover, den 16. Januar 2007

(Stefan Pfalz)