

# **Spintronik in GaAs und (110)-GaAs-Quantenfilmen**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der  
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades  
Doktorin der Naturwissenschaften  
– Dr. rer. nat. –  
genehmigte Dissertation

von

**Dipl.-Phys. Stefanie Döhrmann**

geboren am 24. Januar 1977 in Bad Oeynhausen

2007

Referent: Prof. Dr. Michael Oestreich

Korreferent: Prof. Dr. Rolf J. Haug

Tag der Promotion: 13.07.2007



# Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht mittels zeitaufgelöster optischer Spektroskopie im Magnetfeld die Elektronenspindynamik in (110)-GaAs Quantenfilmen sowie die Kernspindynamik und den Elektron-Landé- $g$ -Faktor in Volumen-GaAs.

In 20 nm breiten (110)-GaAs Quantenfilmen wurde erstmals eine starke Anisotropie der Elektronenspinrelaxation experimentell nachgewiesen: In der Quantenfilmebene orientierte Spins relaxieren bis zu einem Faktor zehn schneller als in Wachstumsrichtung orientierte Spins, für die der D'yakonov-Perel'-Mechanismus unterdrückt ist. Diese Anisotropie führt zu einer Verlangsamung der Larmorpräzession im externen Magnetfeld und kann die Präzession sogar vollständig unterdrücken. Messungen der richtungs- und temperaturabhängigen Spinrelaxationszeiten zeigen, dass die Relaxationszeit in Wachstumsrichtung von etwa 2 ns bei 6 K bis etwa 7 ns bei 120 K ansteigt und zu höheren Temperaturen unerwartet bis auf etwa 1,5 ns bei 314 K wieder abnimmt. Diese Beobachtung wird mit einem neuen Spinrelaxationsmechanismus erklärt, der auf einem Mischen der Zustände verschiedener Subbänder aufgrund des Dresselhausterms im Zusammenwirken mit Intersubbandstreuung beruht. Raumtemperaturmessungen der Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke und bei hohen Anregungsleistungen demonstrieren, dass (110)-Quantenfilme für einen Einsatz in Spin-VCSELn geeignet sind.

Messungen des Elektron- $g$ -Faktors in Volumen-GaAs zeigen bei tiefen Temperaturen eine starke Wechselwirkung zwischen Elektronen- und Kernspinsystem. Kernspinpolarisation entsteht durch Relaxation von Nichtgleichgewichtselektronenspins und wirkt als effektives Magnetfeld auf die Elektronenspins zurück. Dadurch kann eine Kernspinpolarisation über eine veränderte Larmorfrequenz der Elektronenspins detektiert werden. Untersuchungen der Kernspindynamik in Abhängigkeit von der Polarisation der optischen Anregung ergeben eine schnelle und eine langsame Komponente, wobei letztere mit einer Zeitkonstanten von typischerweise über 20 min zu einem Sättigungskernfeld führt. Diese Messungen führen zusammen mit Messungen in Abhängigkeit von Anregungsenergie, externem Magnetfeld, Verkippungswinkel der Probe, Temperatur und Anregungsleistung zu einem qualitativen Verständnis der beobachteten Kernspindynamik. Außerdem erlauben diese Messungen auch eine genaue Bestimmung und detaillierte Untersuchung des nicht durch Kernfelder verfälschten Wertes des Elektron- $g$ -Faktors.

Sehr genaue Messungen des  $g$ -Faktors zwischen 2,6 K und 300 K ergeben eine Zunahme von  $g^*$  mit steigender Temperatur, die in Diskrepanz zu  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen steht. Diese Diskrepanz kann durch Einführung einer starken Temperaturabhängigkeit der Interbandmatrixelemente behoben werden. Im Rahmen dieses Modells ergibt eine Extrapolation der experimentellen Daten einen  $g$ -Faktor freier Elektronen von  $g^*(0 \text{ K}, 0 \text{ T}, 0 \text{ mW}) = -0,484 \pm 0,7 \%$ .

## Abstract

The main parts of this thesis study electron spin dynamics in (110) GaAs quantum wells as well as the dynamics of nuclear spins and the electron Landé  $g$  factor in bulk GaAs using time resolved magneto-optical spectroscopy.

A strong anisotropy of electron spin relaxation is observed for the first time in (110) GaAs quantum wells: in 20 nm wide quantum wells in-plane oriented spins relax up to ten times faster than spins oriented in growth direction, along which the D'yakonov-Perel' dephasing mechanism is suppressed. This anisotropy slows down the Larmor precession of electron spins in a magnetic field and can even completely suppress precession. Temperature dependent measurements reveal an increase of the relaxation time for spins oriented along growth direction from about 2 ns at 6 K up to about 7 ns at 120 K, followed by an unexpected decrease of spin relaxation time down to about 1.5 ns at 314 K. This observation is explained by a new spin relaxation mechanism, based on a Dresselhaus term induced mixing of different subband states in combination with intersubband scattering. Measuring the spin relaxation time at room temperature in dependence on the well width and with high excitation powers demonstrates the suitability of (110) quantum wells for Spin-VCSELs.

Low temperature measurements of the electron  $g$  factor in bulk GaAs reveal a strong interaction of the electron and nuclear spin system. A nuclear spin polarization resulting from relaxation of non-equilibrium electron spins acts back on the electron spins as an effective magnetic field, and can therefore be detected via changes in the Larmor precession frequency of the electrons. Changing the polarization of optical excitation allows to distinguish a fast build-up of nuclear polarization and a slow saturation with a time constant of typically more than 20 min. These measurements and investigations in dependence on excitation energy, external magnetic field, tilting angle of the sample, temperature, and excitation power, lead to a qualitative understanding of the observed nuclear spin dynamics. Furthermore, these measurements also allow for an accurate determination and detailed investigation of the electron  $g$  factor without spurious influences of nuclear fields.

Measuring the  $g$  factor with high accuracy from 2.6 K to 300 K yields an increase of  $g^*$  with temperature contrary to  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -calculations. This discrepancy can be removed introducing a strong temperature dependence of the interband matrix elements. An extrapolation of the experimental data within this model yields  $g^*(0 \text{ K}, 0 \text{ T}, 0 \text{ mW}) = -0.484 \pm 0.7 \%$  for free conduction electrons.

## **Schlagworte**

Halbleiter, Elektronenspinrelaxation, Kernspindynamik, Elektron- $g$ -Faktor

## **Keywords**

semiconductor, electron spin relaxation, nuclear spin dynamics, electron  $g$  factor

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen zur zeitaufgelösten Photolumineszenz-Spektroskopie</b>	<b>4</b>
2.1. Optische Auswahlregeln . . . . .	4
2.2. Spinquantenschwebungen . . . . .	8
2.3. Experimenteller Aufbau . . . . .	12
2.4. Untersuchte Proben . . . . .	15
2.4.1. (110)-orientierte GaAs-Mehrfachquantenfilme . . . . .	15
2.4.2. Keilförmige (110)-GaAs-Mehrfachquantenfilme . . . . .	16
2.4.3. Volumen-GaAs . . . . .	16
<b>3. Spinrelaxation in (110)-GaAs-Quantenfilmen</b>	<b>18</b>
3.1. Bekannte Spinrelaxationsmechanismen . . . . .	19
3.1.1. Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus . . . . .	20
3.1.2. Elliott-Yafet-Mechanismus . . . . .	22
3.1.3. Hyperfeinwechselwirkung . . . . .	23
3.1.4. D'yakonov-Perel'-Mechanismus . . . . .	24
3.2. Anisotropie der Spinrelaxation in (110)-Quantenfilmen . . . . .	33
3.2.1. Verlangsamung der Präzessionsfrequenz . . . . .	37
3.2.2. Temperaturabhängigkeit der Relaxationsanisotropie . . . . .	41
3.3. Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus . . . . .	46
3.3.1. Abschätzung der Intersubband-Spinrelaxationsrate . . . . .	46
3.3.2. Diskussion des ISR-Mechanismus . . . . .	54
3.4. Anwendung von (110)-Quantenfilmen in Spin-VCSELn . . . . .	56
3.4.1. Spinrelaxation in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke . . . . .	57
3.4.2. Spinrelaxation bei hohen Anregungsdichten . . . . .	60

3.5. Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	63
<b>4. Elektron-<math>g</math>-Faktor und Wechselwirkung von Elektronen- und Kernspinsystem in GaAs</b>	<b>65</b>
4.1. Messung des Elektron- $g$ -Faktors mittels Spinquantenschwebungsspektroskopie . . . . .	67
4.2. Dynamische Polarisation von Kernspins, Kernspindiffusion und Relaxation . . . . .	69
4.3. Kernspineinfluss auf den gemessenen Elektron- $g$ -Faktor und Messung der Kernspindynamik . . . . .	73
4.3.1. Aufbau eines Kernfeldes in Abhängigkeit von der Anregungspolarisation . . . . .	74
4.3.2. Messung des Pseudo- $g$ -Faktors in Abhängigkeit von der Anregungspolarisation . . . . .	78
4.3.3. Bestimmung des unverfälschten Wertes von $g^*$ . . . . .	83
4.3.4. Bestimmung charakteristischer Größen zur Beschreibung der Kernspindynamik . . . . .	87
4.4. Messergebnisse für $g^*$ und zur Kernspindynamik . . . . .	88
4.4.1. Messgenauigkeit . . . . .	89
4.4.2. Messungen in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge . . . . .	92
4.4.3. Messungen in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld . . . . .	94
4.4.4. Messungen in Abhängigkeit vom Verkippungswinkel . . . . .	98
4.4.5. Messungen in Abhängigkeit von der Temperatur . . . . .	98
4.4.6. Messungen in Abhängigkeit von der Anregungsleistung . . . . .	100
4.5. Zusammenfassung . . . . .	102
<b>5. Temperaturabhängigkeit des Elektron-<math>g</math>-Faktors in GaAs</b>	<b>104</b>
5.1. Messung der Temperaturabhängigkeit des $g$ -Faktors . . . . .	105
5.1.1. Messung der Feld- und Leistungsabhängigkeit des $g$ -Faktors bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	107
5.1.2. Zu $B_{\text{ext}} = 0$ und $P_{\text{exc}} = 0$ extrapolierte Temperaturabhängigkeit des $g$ -Faktors . . . . .	109
5.2. Der $g$ -Faktor in der $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -Theorie . . . . .	110
5.2.1. Diskrepanz zwischen Experiment und $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -Theorie . . . . .	112

5.2.2.	Diskussion der Verlässlichkeit des Experimentes und der theoretischen Beschreibung . . . . .	113
5.2.3.	Fit mit starker Temperaturabhängigkeit des Interbandmatrixelementes . . . . .	115
5.2.4.	Einfluss von Phononen auf die Temperaturabhängigkeit des Interbandmatrixelementes . . . . .	117
5.3.	Zusammenfassung . . . . .	119
<b>6.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>120</b>
<b>A.</b>	<b>Verwendete Rechnungen und Programme zum ISR</b>	<b>123</b>
A.1.	Gleichung (3.31): Koeffizienten $\varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb}$ . . . . .	124
A.2.	Gleichung (3.32): Matrixelemente $\langle b \sigma_i s\rangle$ . . . . .	125
A.3.	Gleichung (3.33): Nebendiagonalelemente $\langle \mu k_z^n \nu\rangle$ . . . . .	126
A.4.	Gleichung (3.37): Fermis Goldene Regel für Intersubband-Streuung .	128
A.5.	Maple-Programm zur Berechnung von $\gamma_{\text{ISR}}$ nach Kapitel 3.3 . . . . .	129
A.6.	Maple-Programm zur Berechnung von $\gamma_{\text{DP}}$ nach Kapitel 3.1.4 . . . . .	130
<b>B.</b>	<b>Verwendete Parameter</b>	<b>133</b>
B.1.	Parameter für EY-Abschätzung . . . . .	133
B.2.	Exzitonenenergie in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke . . . . .	134
<b>C.</b>	<b>Details zur Auswertung</b>	<b>135</b>
C.1.	Rücklauf . . . . .	135
C.2.	DOF-Fits . . . . .	137
<b>D.</b>	<b>Betrachtung der verschiedenen Beiträge zum Fehler von <math>g^*</math></b>	<b>138</b>
D.1.	Feldkalibrierung . . . . .	138
D.2.	Einzelne Fehlerbeiträge zu $g^*$ bei Tieftemperaturmessungen . . . . .	140
D.3.	Einzelne Fehlerbeiträge zu $g^*$ bei temperaturabhängigen Messungen .	140
	<b>Symbol- und Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>141</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>146</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>149</b>

<b>Veröffentlichungen</b>	<b>165</b>
<b>Danksagung</b>	<b>166</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>167</b>

# 1. Einleitung

Halbleiterbauelemente haben unser heutiges Alltagsleben tiefgreifend geprägt, indem sie als Grundlage moderner elektronischer Anwendungen den Übergang zu einer Informations- und Kommunikationsgesellschaft ermöglicht haben. Prozessoren, Speicherchips, drahtlose Telekommunikationsgeräte und auch optoelektronische Komponenten wie Laser und Solarzellen basieren auf Halbleitern. Immer neue Fortschritte in der Halbleiterforschung und -technologie haben hochentwickelte Bauteile ermöglicht, ihre Effizienz zunehmend gesteigert und dabei die charakteristischen Abmessungen kontinuierlich reduziert. Momentan nutzt die Elektronik noch weitestgehend klassische Konzepte, die auf der Ladung der Elektronen beruhen. In wenigen Jahren werden hingegen Bauteilgrößen erreicht werden, in denen Quanteneffekte eine dominante Rolle spielen. Spätestens dann wird eine Berücksichtigung spinabhängiger Wechselwirkungen notwendig. Darüber hinaus kann die Nutzung des zusätzlichen Freiheitsgrades des Spins aber auch völlig neue Funktionalitäten erschließen.

Außerhalb der Halbleiterelektronik wird der Elektronenspin in Festkörpern bereits verwendet. Beispielsweise beruhen magnetische Speichermedien wie Festplatten auf dem vom Elektronenspin verursachten Ferromagnetismus. Darüber hinaus öffnete die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes (GMR) (Baibich *et al.* [12], Binasch *et al.* [20]) vor einigen Jahren die Tür zur sogenannten Magnetoelektronik (Prinz [131]), die spinabhängige elektrische Ströme in metallischen Bauelementen nutzt und in kürzester Zeit Marktreife erreicht hat. Zu den bereits kommerziell erhältlichen Bauteilen zählen beispielsweise magnetische Festplattenleseköpfe, nichtflüchtige magnetische Direktzugriffsspeicher (MRAM) und Magnetfeldsensoren. Metallen fehlen jedoch einige wichtige Eigenschaften, die in Halbleitern eine Vielfalt an Effekten ermöglichen und Voraussetzung für viele Bauteile sind. Hierzu zählt beispielsweise die Möglichkeit, die Ladungsträgerdichten in Halbleitern durch Dotierungen, Gatespannungen und Bandoffsets über viele Größenordnungen einzustellen. Außerdem können Halbleiter aufgrund ihrer Bandlücke auch für Optoelektronik verwendet werden. Darüber hinaus

ist die gesamte hochentwickelte Technologie zur Herstellung elektronischer Bauelemente auf Halbleiter ausgelegt, so dass neue spinbasierte Funktionalität auch in Halbleiterbauelementen erstrebenswert ist.

Vor diesem Hintergrund hat sich das Forschungsgebiet der Spinelektronik oder kurz Spintronik entwickelt (Wolf *et al.* [163], Akinaga *et al.* [2], Awschalom *et al.* [10, 11], Winkler *et al.* [162], Žutić *et al.* [167]), das ein Verständnis spinabhängiger Phänomene in Halbleitern und die Nutzung des Spins in Halbleiterbauelementen zum Ziel hat. Zum einen können Konzepte der Magnetoelektronik auf Halbleiter übertragen oder vorhandene Halbleiterbauelemente durch Nutzung des Spins verbessert werden, zum anderen bieten sich aber auch völlig neue Möglichkeiten, den Spin gewinnbringend einzusetzen. Denkbar wären z. B. Bauteile wie Spin-Transistoren (Datta-Das-Transistor [40]), spinabhängige resonante Tunnelioden, Spin-Leuchtdioden und Spin-Ventile. Um Spintronik-Bauteile realisieren zu können, sind verschiedene Prozesse notwendig: elektrische Injektion spinpolarisierter Elektronen, spinerhaltender Transport im Halbleiter, gezielte Spinmanipulation und Speicherung der Spinorientierung über lange Zeiten. Diese Gebiete sind Themen aktueller Grundlagenforschung zur Spintronik, und einige Experimente zeigen bereits mögliche Anwendungen auf. Beispielsweise lässt sich durch spinpolarisiertes Pumpen oberflächenemittierender Halbleiterlaser (VCSEL) die Laserschwelle reduzieren und die Emission modulieren, ohne die Ladungsträgerdichte zu ändern (Hallstein *et al.* [62], Ando *et al.* [4], Rudolph *et al.* [136, 135], Holub *et al.* [75]). Eng verwandt mit dem Forschungsgebiet der Spintronik ist die Quanteninformationsverarbeitung (Galindo *et al.* [55]), die auf verschränkten quantenmechanischen Zuständen beruht. Diese könnten unter anderem durch Elektronenspins in Halbleiter-Quantenpunkten (Loss *et al.* [97]) oder durch Kernspins einzelner Störstellen in Silizium (Kane [83]) realisiert werden.

Diese Arbeit enthält experimentelle Ergebnisse zur Spindynamik von Elektronen und Kernen in (110)-GaAs-Quantenfilmen und Volumen-GaAs. Aus verschiedenen Gründen ist GaAs ein in der Spintronik viel verwendetes Material: Über GaAs ist bereits ein breites grundlegendes und technologisches Wissen vorhanden. Kristalle können mit hoher Güte und Elektronenmobilität hergestellt werden. Darüber hinaus besitzt der ternäre Halbleiter  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  dieselbe Gitterkonstante und eine vom Aluminiumgehalt abhängige Bandlücke, so dass sich aus diesen beiden Materialien monolagengenaue maßgeschneiderte Potentialstrukturen wachsen lassen. GaAs eignet sich außerdem durch seine direkte Bandlücke für optische Anwendungen und hat bereits

---

viele interessante Spinphänomene gezeigt.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 werden zunächst die Grundlagen der verwendeten Spinquantenschwebungsspektroskopie vorgestellt. Die theoretischen Grundlagen der verschiedenen bearbeiteten Themen werden jeweils innerhalb der entsprechenden Kapitel erläutert. Kapitel 2 untersucht die Spindynamik in (110)-GaAs-Quantenfilmen und die Eignung dieses Materialsystems für Spin-VCSEL. In [110]-Richtung gewachsene Quantenfilme versprechen lange Spinlebenszeiten, wie für Spintransport, -manipulation und -speicherung notwendig sind. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Elektron- $g$ -Faktor bei tiefen Temperaturen in Volumen-GaAs. Der  $g$ -Faktor verknüpft den Elektronenspin mit dem magnetischen Moment und ist damit ausschlaggebend für das Verhalten der Elektronenspins in Magnetfeldern. Des Weiteren ist der  $g$ -Faktor eng mit der Bandstruktur verknüpft und spielt damit auch eine wichtige Rolle als Parameter bei Bandstrukturberechnungen. Darüber hinaus wird in Kapitel 3 die Wechselwirkung der Spinsysteme von Elektronen und Kernen sowie die Dynamik der Kernspinpolarisation untersucht. Kenntnisse über das Verhalten von Kernspins sind wichtig, weil sie den Elektronenspin beeinflussen und deshalb bei einer Nutzung des Elektronenspins berücksichtigt werden müssen. Außerdem bieten Kernspins ein Potential für Anwendungen in Spintronik und Quanteninformationsverarbeitung. Kapitel 4 beschäftigt sich ebenfalls mit dem  $g$ -Faktor in GaAs, jedoch bei hohen Temperaturen bis hin zu Raumtemperatur, was der für Anwendungen relevante Temperaturbereich ist. Kapitel 5 fasst abschließend die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

## 2. Grundlagen zur zeitaufgelösten Photolumineszenz-Spektroskopie

Die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Ergebnisse wurden mit zeit- und polarisationsaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie erhalten. Im Folgenden werden diese Methode und ihre Anwendung zur Spinquantenschwebungsspektroskopie erläutert. Grundlage der polarisationsaufgelösten Photolumineszenzspektroskopie sind die in Abschnitt 2.1 beschriebenen optischen Auswahlregeln, die die Anregung und Detektion spinpolarisierter Elektronen ermöglichen. Spinquantenschwebungen beruhen anschaulich gesehen auf der Präzession des Elektronenspins im Magnetfeld und werden in Abschnitt 2.2 behandelt. Abschnitt 2.3 stellt anschließend den verwendeten experimentellen Aufbau und Abschnitt 2.4 die untersuchten Proben vor.

### 2.1. Optische Auswahlregeln

Die optischen Auswahlregeln (Pierce *et al.* [129], D'yakonov *et al.* in [105], Pfalz *et al.* [128]) verbinden die elektronische Spinpolarisation mit der zirkularen Polarisation des anregenden Lasers oder der bei Rekombination entstehenden Lumineszenz. Das heißt, sie ermöglichen die optische Anregung und Detektion von spinpolarisierten Elektronen und sind somit Grundlage der polarisationsaufgelösten Photolumineszenzspektroskopie.

Abbildung 2.1(a) zeigt schematisch die Bandstruktur von GaAs in der Umgebung des  $\Gamma$ -Punktes. Das *p*-artige Valenzband (VB) besteht aus drei Subbändern: dem Schwerlochband<sup>1</sup> (HH), dem Leichtlochband<sup>2</sup> (LH) und dem durch Spinbahnkopplung ab-

---

<sup>1</sup>„heavy hole“

<sup>2</sup>„light hole“

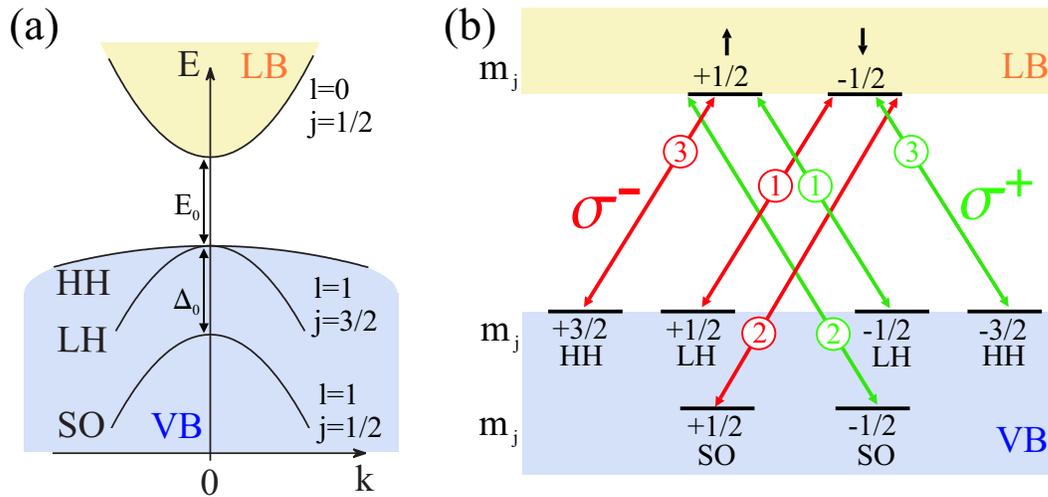


Abbildung 2.1: (a) Skizze der obersten Valenzbänder und des untersten Leitungsbandes von Volumen-GaAs in der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes. (b) Optische Auswahlregeln in Volumen-GaAs. Die Zustände sind durch ihre Quantenzahl  $m_j$  gekennzeichnet, die dazwischen erlaubten Übergänge für  $\sigma^-$  (rot) und  $\sigma^+$  (grün) zirkular polarisiertes Licht sind durch Pfeile symbolisiert. Die daran stehenden umkreisten Zahlen bezeichnen die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten.

gespaltenen Splitoffband (SO). Die Zustände von Schwerloch- und Leichtlochband haben einen Gesamtdrehimpuls<sup>3</sup> von  $j = 3/2$  und sind bei  $k = 0$  entartet, das Splitoffband hat einen Gesamtdrehimpuls von  $j = 1/2$  und ist durch eine Energielücke<sup>4</sup>  $\Delta_0$  von den anderen beiden Subbändern getrennt. Das durch die Bandlücke<sup>5</sup>  $E_0$  vom Valenzband getrennte Leitungsband (LB) ist  $s$ -artig, hat also einen Gesamtdrehimpuls von  $j = 1/2$ .

Aus dieser Bandstruktur ergeben sich die in Abbildung 2.1(b) gezeigten optischen Auswahlregeln für Volumen-Halbleiter mit Zinkblendestruktur am  $\Gamma$ -Punkt. Diese Auswahlregeln beschreiben die bei Absorption oder Emission eines Photons erlaubten optischen Übergänge und beruhen auf Drehimpulserhaltung. Ein  $\sigma^\pm$  zirkular polarisiertes<sup>6</sup> Photon hat einen Drehimpuls von  $\pm 1$  in Einheiten von  $\hbar$ , kann also den Gesamt-

<sup>3</sup>Der Gesamtdrehimpuls  $j$  setzt sich aus Bahndrehimpuls  $l$  und Spin  $s$  zusammen mit  $s = \pm 1/2$ , also

$j = |l + s|$ . Der Gesamtdrehimpuls ist im Valenzband eine gute Quantenzahl, der Spin alleine nicht.

<sup>4</sup> $\Delta_0 = 0,341$  eV in GaAs (Aspnes *et al.* [6], Madelung [99])

<sup>5</sup> $E_0 = 1,519$  eV bei tiefen Temperaturen in GaAs (Sell [142], Bimberg *et al.* [19], Madelung [99])

<sup>6</sup> $\sigma^-$ -polarisiertes Licht wird auch als rechtszirkular,  $\sigma^+$  als linkszirkular polarisiert bezeichnet. Dabei bezieht sich rechts und links auf die Drehrichtung des  $\mathcal{E}$ -Vektors bei Betrachtung entgegen der Ausbreitungsrichtung. Diese Definition ist in der Optik üblich, während in der Teilchenphysik in

drehimpuls eines Elektrons bei Absorption um  $\Delta m_j = m_f - m_i = \pm 1$  in Anregungsrichtung ändern. Dabei ist  $m_j$  die Komponente des Gesamtdrehimpulses in Quantisierungsrichtung<sup>7</sup>, die durch die Anregungsrichtung festgelegt ist,  $m_i$  und  $m_f$  bezeichnen das  $m_j$  des Elektrons im Anfangs- und Endzustand. Ein  $\sigma^-$  Photon z.B. kann also den Übergang eines  $+3/2$ -Elektrons vom Schwerlochband in den Spinup-Zustand im Leitungsband anregen, den eines  $+1/2$ -Elektrons vom Leichtlochband in den Spindown-Zustand im Leitungsband oder den eines  $+1/2$ -Elektrons vom Splitoffband in den Spindown-Zustand des Leitungsbandes. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen sich aus den entsprechenden Übergangsmatrixelementen und sind in Abbildung 2.1(b) als eingekreiste Zahlen angegeben. Übergänge zwischen Schwerloch- und Leitungsband sind dreimal wahrscheinlicher als Leichtlochübergänge, Übergänge vom Splitoffband sind zweimal wahrscheinlicher als Leichtlochübergänge. Dieselben Auswahlregeln und Übergangswahrscheinlichkeiten gelten auch für die Rekombination von Elektron und Loch mit Emission eines Photons.

Die Auswahlregeln ermöglichen die optische Erzeugung<sup>8</sup> und Detektion elektronischer Spinpolarisation durch Ausnutzen der verschiedenen Übergangswahrscheinlichkeiten. Dabei hängt die erzeugbare Elektronenspinpolarisation von der verwendeten Anregungsenergie ab. Liegt die Photonenenergie  $\hbar\omega$  im Bereich  $E_0 + \Delta_0 > \hbar\omega \geq E_0$ , werden nur Schwerloch- und Leichtlochübergänge angeregt, so dass z.B. mit  $\sigma^-$ -Licht dreimal so viele Spinup-Elektronen wie Spindown-Elektronen ins Leitungsband gehoben werden. Die elektronische Spinpolarisation ist definiert als

$$P_n = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}, \quad (2.1)$$

wobei  $n^+$  und  $n^-$  die Dichte von Spinup- und Spindown-Elektronen im Leitungsband bezeichnen. Für das eben genannte Beispiel ergibt sich also eine Spinpolarisation von  $P_n = 50\%$ . Der Polarisationsgrad der bei Rekombination emittierten Photolumineszenz ist definiert als

$$P_{PL} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}. \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnet  $I^\pm$  die Intensität der  $\sigma^\pm$  polarisierten Photolumineszenz. Falls die Lochzustände gleichbesetzt sind, gilt für die durch Rekombination mit Schwer- und Leichtlöchern entstehende Photolumineszenz  $I^+ \propto 3n^- + 1n^+$  und  $I^- \propto 3n^+ + 1n^-$ .

<sup>7</sup> Ausbreitungsrichtung betrachtet wird (Hecht *et al.* [67]).

<sup>7</sup>  $m_j = -j, \dots, j$

<sup>8</sup> sogenanntes „optisches Pumpen“

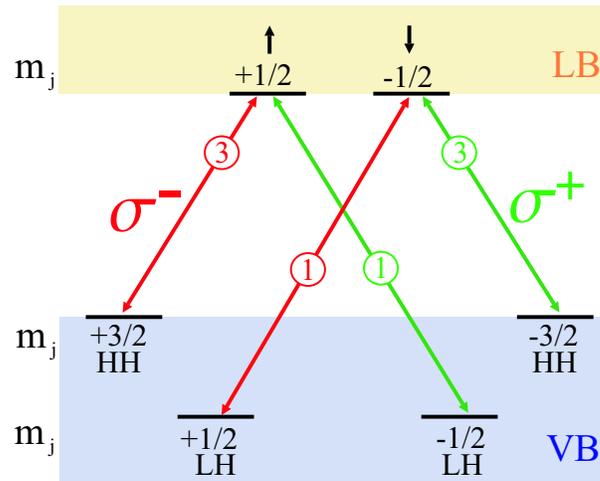


Abbildung 2.2: Optische Auswahlregeln für GaAs-Quantenfilme. Der Unterschied zu den Auswahlregeln für Volumenmaterial in Abbildung 2.1(b) besteht in der Aufhebung der Entartung von Schwer- und Leichtlochband.

Der Polarisationsgrad der Photolumineszenz ergibt sich hieraus zu  $P_{\text{PL}} = -\frac{1}{2}P_n$ , seine Messung erlaubt also den Rückschluss auf die zugrunde liegende Elektronenspinpolarisation  $P_n$ .

Mit einer Photonenenergie von  $\hbar\omega \geq E_0 + \Delta_0$  werden auch die Übergänge vom Splitoffband ins Leitungsband mit angeregt, so dass insgesamt gleichviele Spinup- wie Spindown-Elektronen angeregt werden und somit  $P_n = 0$  ist. Die Aufhebung der Entartung von Schwer- und Leichtlochband in verspannten Proben oder in Quantenfilmen, wie in Abbildung 2.2 gezeigt, erlaubt die Erzeugung einer sehr hohen elektronischen Spinpolarisation. Durch zirkular polarisierte resonante Anregung des niederenergetischen Überganges ( $\hbar\omega = E_0$ ) lässt sich eine Spinpolarisation von theoretisch  $P_n = \pm 100\%$  erzeugen. Für die Polarisation der entsprechenden Photolumineszenz-Linie gilt dann  $P_{\text{PL}} = -P_n$ .

Wie bereits erwähnt, ist eine Gleichbesetzung der entarteten Lochzustände nötig, um vom Polarisationsgrad der Photolumineszenz auf die elektronische Spinpolarisation rückschließen zu können. Das bei Anregung im Valenzband entstehende Loch hat zunächst die magnetische Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses  $m_j$ , die das Elektron im Ausgangszustand hatte. Dennoch ist die Voraussetzung der Gleichbesetzung im Allgemeinen aufgrund schneller Lochspinrelaxation erfüllt. In Volumen-GaAs sorgen die Spin-Bahn-Kopplung (D'yakonov *et al.* in [105]) und ein starkes Mischen von

Schwer- und Leichlochbändern aufgrund der energetischen Entartung (Bastard *et al.* [14], Oestreich *et al.* [111]) für eine sehr schnelle Lochspinrelaxation. Die Relaxationszeit liegt im Bereich der Impulsstreuzeit (D'yakonov *et al.* in [105]), wie Hilton *et al.* experimentell mit einer in GaAs bei Raumtemperatur gemessenen Lochspinrelaxationszeit von 110 fs bestätigen konnten [73]. Damit erfolgt die Lochspinrelaxation deutlich schneller als die Elektronenspinrelaxation oder die Rekombination, so dass die Löcher bei Photolumineszenzmessungen an Volumen-GaAs als unpolarisiert betrachtet werden können. In verspannten Volumenhalbleitern und Quantenfilmen sind die Lochspinrelaxationszeiten aufgrund der nicht entarteten Schwer- und Leichlochbänder deutlich länger (D'yakonov *et al.* in [105], Žutić *et al.* [167]). Je nach Dotierung, Temperatur, Strukturaufbau und Anregungsenergie können sie von einigen Pikosekunden (Damen *et al.* [39]) bis zu 1 ns (Roussignol *et al.* [133]) reichen. Im Allgemeinen – vor allem bei nichtresonanter Anregung, also erhöhter Gittertemperatur (Baylac *et al.* [15], D'yakonov *et al.* in [105]) – ist die Relaxationszeit jedoch kurz genug, um den Lochspin bei Photolumineszenzmessungen an Quantenfilmen und verspannten Volumen-Halbleitern vernachlässigen zu können.

Eine optisch erzeugte Nichtgleichgewichtsverteilung des Elektronenspins zerfällt aufgrund von Spinrelaxation (s. Kapitel 3 zu verschiedenen Relaxationsprozessen). Wegen  $P_n \propto P_{PL}$  lässt sich der Zerfall der Elektronenspinpolarisation über die Abnahme des Polarisationsgrades der Photolumineszenz detektieren. Die oben genannten Werte für  $P_n$  und  $P_{PL}$  sind also Maximalwerte zur Zeit der Anregung. Die hier vorgestellte vereinfachte Betrachtung der optischen Auswahlregeln basiert lediglich auf Drehimpulserhaltung und ermöglicht nur eine qualitative Erklärung gemessener Polarisationsgrade. Eine genaue Theorie der exzitonischen Absorption unter Berücksichtigung von Coulomb-Kopplung und HH-LH-Kopplung findet sich in Referenz [128] (Pfalz *et al.*) und liefert eine genaue quantitative Beschreibung des Anfangspolarisationsgrades in Quantenfilmen.

## 2.2. Spinquantenschwebungen

Parsons beobachtete 1969 erstmals den Hanle-Effekt (Hanle [63]) in Halbleitern [125]. Hierbei handelt es sich um die Abnahme des Polarisationsgrades der Photolumineszenz bei Anlegen eines transversalen äußeren Magnetfeldes aufgrund von Larmorpräzession der optisch gepumpten Elektronenspins. Spinquantenschwebungen können als

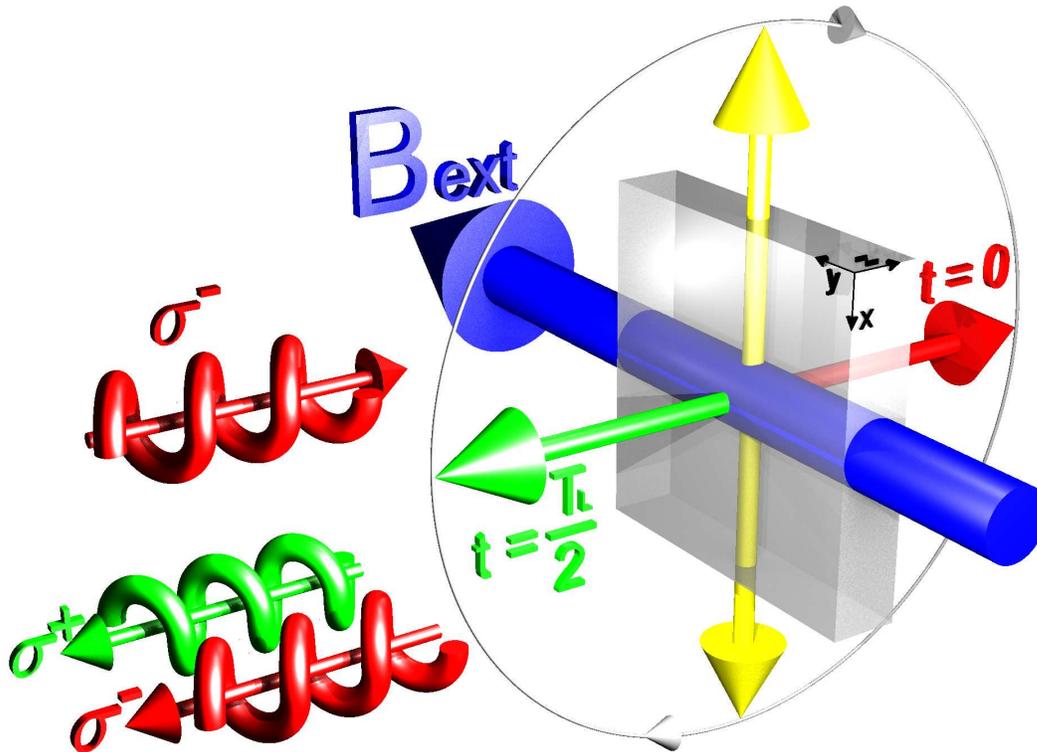


Abbildung 2.3: Anschauliche Erklärung von Spinquantenschwebungen als Präzession des Elektronenspins um ein äußeres Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$ . Die Probe ist in grau und das äußere Magnetfeld in blau dargestellt. Der präzedierende Elektronenspin ist je nach Orientierung rot, grün oder gelb gezeichnet, um den Zusammenhang mit der zirkularen Polarisation des anregenden und emittierten Lichtes zu veranschaulichen, welches links im Bild spiralförmig dargestellt ist.

zeitaufgelöster Hanle-Effekt aufgefaßt werden (Oestreich *et al.* [116]) und zeigen sich in einer zeitlich oszillierenden Polarisation der Photolumineszenz, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist. Die von A. P. Heberle *et al.* [66] eingeführte Spinquantenschwebungsspektroskopie erlaubt sowohl Rückschlüsse auf die Elektronenspindynamik als auch eine sehr präzise Bestimmung des Elektron- $g$ -Faktors.

Anschaulich lassen sich Spinquantenschwebungen als Präzession des Elektronenspins um ein äußeres Magnetfeld vorstellen, wie in Abbildung 2.3 verdeutlicht ist. Das Experiment wird in Voigt-Geometrie durchgeführt, in der das Magnetfeld in der Proben- oder Quantenfilmebene liegt und Anregung und Detektion senkrecht dazu in Wachstumsrichtung erfolgen. Eine optisch in Anregungsrichtung erzeugte Spinpolarisation bedeutet also, dass das mit dem Spin verbundene magnetische Moment der angeregten Elektronen senkrecht zum Magnetfeld steht, was – wie in der klassischen

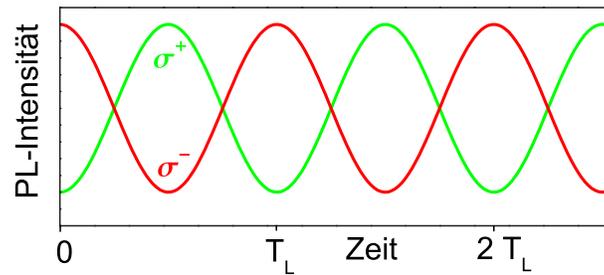


Abbildung 2.4: Die beiden zirkular polarisierten Komponenten der bei Spinquantenschwebungen emittierten Photolumineszenz oszillieren mit der Larmorfrequenz  $\omega_L = 2\pi/T_L$  und verlaufen gegenphasig zueinander.

Mechanik – eine Präzessionsbewegung zur Folge hat. Aus der Atomphysik ist die Frequenz dieser Präzession als Larmorfrequenz  $\omega_L$  bekannt, für die gilt<sup>9</sup>:

$$\omega_L = \frac{|g^*| \mu_B B_{\text{ext}}}{\hbar} . \quad (2.3)$$

Dabei ist  $g^*$  der Elektron-Landé- $g$ -Faktor,  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton,  $B_{\text{ext}}$  das externe Magnetfeld und  $\hbar$  das Planck'sche Wirkungsquantum.

Wird z.B. mit einem  $\sigma^-$ -polarisierten Laserpuls geeigneter Energie angeregt, ergibt sich laut der in Abschnitt 2.1 beschriebenen optischen Auswahlregeln eine Spinup-Polarisation im Leitungsband<sup>10</sup>. Aufgrund der optischen Auswahlregeln wird von Spinup-Elektronen bei Rekombination hauptsächlich  $\sigma^-$ -Licht emittiert, was für eine  $\sigma^-$ -Polarisation der Photolumineszenz zum Zeitpunkt  $t = 0$  sorgt. Die Larmorpräzession des Elektronenspins hat zur Folge, dass zuvor spinup-orientierte Elektronenspins nach einer viertel Larmorperiode ( $t = T_L/4$  mit  $T_L = 2\pi/\omega_L$ ) in der Probenebene liegen und gleich viel  $\sigma^-$ - wie  $\sigma^+$ -Licht emittieren, was sich aufgrund fehlender Kohärenz zu unpolarisiertem Licht zusammensetzt. Die Präzessionsrichtung der Elektronenspins wird dabei durch das Vorzeichen des Elektron- $g$ -Faktors bestimmt (Oestreich *et al.* [114], [113], [116]). Nach einer halben Larmorperiode ( $t = T_L/2$ ) sind die Spins dann in die Spindown-Orientierung präzediert, in der die Photolumineszenz laut optischen Auswahlregeln hauptsächlich  $\sigma^+$ -polarisiert ist. Die Larmorpräzession des Elektronenspins hat also zur Folge, dass sich die Spinkomponente in Detektionsrichtung periodisch zwischen Spinup und Spindown ändert, so dass auch die zirkulare Polarisation

<sup>9</sup>Zusätzliche Magnetfelder verändern die Präzessionsfrequenz, siehe hierzu Kapitel 4

<sup>10</sup>Im Folgenden wird nur die Entwicklung der Spinup-Elektronen betrachtet, die ebenfalls angeregt werden aber weniger zahlreichen Spindown-Elektronen werden vernachlässigt.

der Photolumineszenz mit der Larmorfrequenz zwischen  $\sigma^-$  und  $\sigma^+$  oszilliert, wie in Abbildung 2.4 skizziert.

Eine quantenmechanische Betrachtung (Heberle *et al.* [66]) zeigt, dass es sich bei den oben anschaulich beschriebenen Polarisationsoszillationen um Quantenschwebungen handelt. Spinquantenschwebungen beruhen auf der kohärenten Anregung der im Magnetfeld um

$$\Delta E = |g^*| \mu_B B_{\text{ext}} = \hbar \omega_L \quad (2.4)$$

aufgespaltenen Spineigenzustände des Leitungsbandes. Die kohärente Anregung wird dabei durch die große spektrale Breite des zeitlich kurzen Laserpulses ermöglicht. Das Magnetfeld – und damit auch die Quantisierungsachse – sei in  $y$ -Richtung orientiert. Aus der Schrödingergleichung eines Elektrons im Magnetfeld ergibt sich die Zeitentwicklung der Spineigenzustände<sup>11</sup>

$$\chi_y^\pm(t) = \chi_y^\pm e^{\mp i \frac{\omega_L}{2} t}, \quad (2.5)$$

wobei  $\chi_y^\pm$  die Spinoren in  $\pm y$ -Richtung zur Zeit  $t = 0$  bezeichnet und der zeitabhängige Anteil durch die Energieeigenwerte  $\pm \hbar \omega_L / 2$  bestimmt ist. In Voigt-Geometrie werden Spins in  $\pm z$ -Richtung angeregt, die sich als kohärente Superposition der beiden Eigenzustände in  $y$ -Richtung beschreiben lassen:

$$\chi_z^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_y^+ \pm \chi_y^-). \quad (2.6)$$

Die zeitliche Entwicklung des kohärenten Zustandes (2.6) ergibt sich mit Gleichung (2.5) zu:

$$\begin{aligned} \chi_z^\pm(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_y^+(t) \pm \chi_y^-(t)) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_y^+ e^{-i \frac{\omega_L}{2} t} \pm \chi_y^- e^{+i \frac{\omega_L}{2} t}) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \cos\left(\frac{\omega_L}{2} t\right) (\chi_y^+ \pm \chi_y^-) - i \sin\left(\frac{\omega_L}{2} t\right) (\chi_y^+ \mp \chi_y^-) \right] \\ &= \chi_z^\pm \cos\left(\frac{\omega_L}{2} t\right) - i \chi_z^\mp \sin\left(\frac{\omega_L}{2} t\right). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Der Spin in  $z$ -Richtung oszilliert also zwischen Spinup ( $\chi_z^+$ ) und Spindown ( $\chi_z^-$ ), was der oben anschaulich beschriebenen Präzession mit der Larmorfrequenz entspricht.

<sup>11</sup>Die Phase des Ortsteils der Wellenfunktion relaxiert für beide Spins sehr schnell, so dass der Spinteil der Wellenfunktion separat betrachtet werden kann (Oestreich *et al.* [115]).

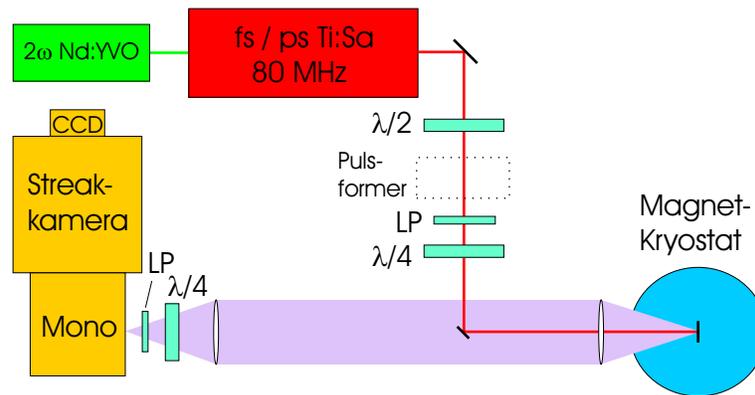


Abbildung 2.5: Experimenteller Aufbau zur zeitaufgelösten Photolumineszenzspektroskopie. Je nach Experiment variieren die optischen Komponenten. LP steht für Linearpolarisator.

Die zeitliche Entwicklung des Zustandes  $\chi_z^+(t)$  beispielsweise ergibt für  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht eine mit  $\cos^2(\omega_L t/2)$  oszillierende Emissionswahrscheinlichkeit und für  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht eine mit  $\sin^2(\omega_L t/2)$  oszillierende Emissionswahrscheinlichkeit. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  und  $t = T_L$  hat also die  $\sigma^-$ -Emission ein Maximum, zum Zeitpunkt  $t = T_L/2$  die  $\sigma^+$ -Emission. Bei  $t = T_L/4$  und  $t = 3/4 T_L$  gilt  $\sin^2(\omega_L t/2) = \cos^2(\omega_L t/2) = 1/2$ , so dass gleichviel  $\sigma^-$ -Licht wie  $\sigma^+$ -Licht emittiert wird.

Eine zeitaufgelöste Messung der  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Komponente der Photolumineszenz ermöglicht sowohl die Beobachtung der Spindynamik und Spinrelaxation, als auch die präzise Bestimmung des Elektron- $g$ -Faktors. Die Spinrelaxationszeit ergibt sich aus dem Abklingen der Oszillationsamplitude bzw. des Polarisationsgrades, der  $g$ -Faktor aus der Oszillationsfrequenz über Gleichung (2.3).

## 2.3. Experimenteller Aufbau

Das Prinzip der Photolumineszenzspektroskopie besteht darin, die zu untersuchende Probe mit Laserlicht anzuregen und die bei Ladungsträgerrekombination emittierte Lumineszenz zu detektieren. Erfolgt die Anregung mit kurzen, polarisierten Pulsen und die Detektion zeit- und polarisationsaufgelöst, ermöglicht diese Methode Einsicht in die Ladungsträger- und Spindynamik in der Probe.

Abbildung 2.5 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau, mit dem die in dieser Arbeit vorgestellten zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen durchgeführt wurden. Ein frequenzverdoppelter 5-W-Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser pumpt einen zwischen 710 nm

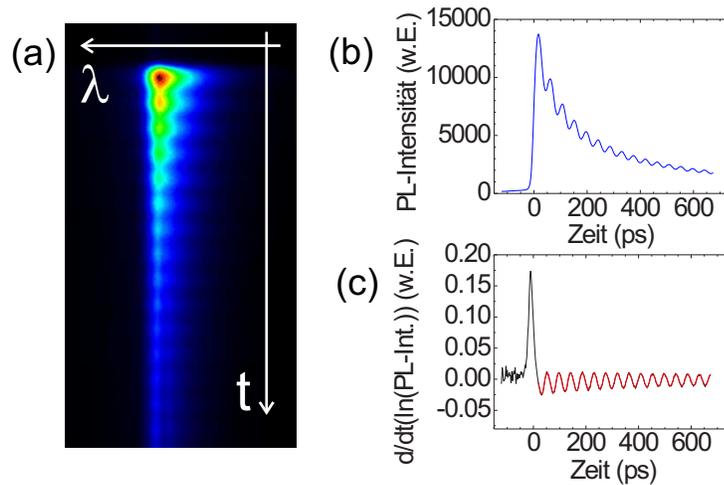


Abbildung 2.6: (a) Dieses Strekkamerabild zeigt eine der beiden zirkular polarisierten Komponenten der Photolumineszenz von GaAs bei  $T = 100$  K,  $B_{\text{ext}} = 4$  T und  $P_{\text{exc}} = 10$  mW. Die Zeitachse verläuft von oben nach unten und ist in diesem Beispiel 800 ps lang, während die Wellenlängenachse von rechts nach links verläuft. Die Intensität ist falschfarben dargestellt und zeigt die zeitlichen Oszillationen von Spinquantenschwebungen. (b) Aus dem Strekkamerabild extrahiertes zeitliches Intensitätsprofil. (c) Bearbeitete Daten aus (b) mit Fit (rot) nach der DOF-Methode.

und etwa 1000 nm durchstimmbaren Ti:Saphir-Kurzpuls laser, der bei einer Wiederholrate von 80 MHz läuft und eine maximale Ausgangsleistung von etwa 1 W liefert. Die einige ps bzw. etwa 100 fs langen Pulse dienen zur Probenanregung. Die Anregungsleistung lässt sich über ein drehbares  $\lambda/2$ -Plättchen regulieren, das von einem Linearpolarisator gefolgt wird, und die zirkulare Polarisation wird mit einem darauf folgenden  $\lambda/4$ -Verzögerer eingestellt. Als  $\lambda/4$ -Verzögerer dient entweder ein Soleil-Babinet-Kompensator oder bei den in Kapitel 4 vorgestellten Kernspinmessungen ein automatisch zwischen  $\lambda/4$  und  $3/4 \lambda$  umschaltbarer Flüssigkristallverzögerer. Für die Kernspinmessungen geht diesen Polarisationsoptiken ein Pulsformer voraus, der eine feine Durchstimmung der Wellenlänge ermöglicht. Die Probe befindet sich in Voigt-Geometrie in einem optischen Magnetkryostaten, in dem sich die Proben temperatur zwischen 1,5 und 315 K kontinuierlich einstellen lässt und Magnetfelder von bis zu 9 T angelegt werden können. Dieselbe Linse, mit der der anregende Laserstrahl auf die Probe fokussiert wird, dient auch zum Kollimieren der Photolumineszenz. Die Detektion erfolgt polarisationsaufgelöst, wozu wiederum ein zwischen

$\lambda/4$  und  $3/4 \lambda$  umschaltbarer Flüssigkristallverzögerer und ein darauffolgender Linearpolarisator verwendet werden. Anschließend wird die Photolumineszenz in einem Monochromator spektral zerlegt und schließlich von einer Streackamera<sup>12</sup> zeitaufgelöst detektiert. Durch Synchronisation mit den vom Laser emittierten Pulsen kann die Photolumineszenz vieler einzelner Probenanregungen aufaddiert werden, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Die Zeitauflösung der Streackamera beträgt 2 ps bis 20 ps, je nach Dauer des aufgenommenen Zeitfensters. Abbildung 2.6(a) zeigt ein Streackamerabild als Beispiel. Aus diesen Rohdaten werden mit Hilfe von IDL-Programmen<sup>13</sup> zeitliche Intensitätsprofile (Abbildung 2.6(b)) extrahiert und weiterverarbeitet. Sollen die einzelnen Messungen längerer Sequenzen gemittelt werden, so werden zuvor die Zeitnullpunkte automatisch abgeglichen, um Ungenauigkeiten durch Drift des Lasers zu minimieren. Bei Messungen des  $g$ -Faktors über Spinquantenschwebungen erfolgt die Auswertung über automatisierte DOF-Fits<sup>14</sup> (Abbildung 2.6(c)). Diese Fit-Methode zur genauen Bestimmung der Schwebungsfrequenz ist in Referenz [70] (Hägele) beschrieben und in Anhang C.1 kurz erläutert.

---

<sup>12</sup>auf deutsch Schmierbildkamera

<sup>13</sup>Interactive Data Language. Software zur Datenauswertung von Research Systems, Inc..

<sup>14</sup>damped oscillator filter

## 2.4. Untersuchte Proben

### 2.4.1. (110)-orientierte GaAs-Mehrfachquantenfilme

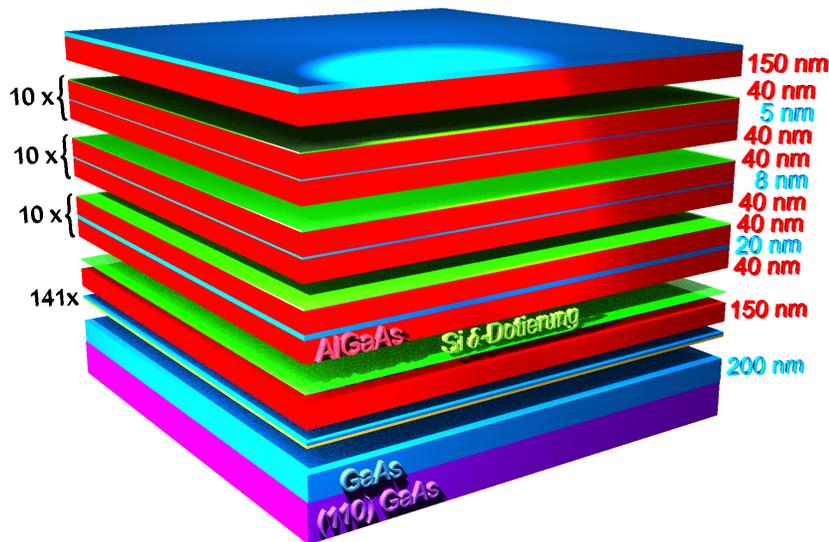


Abbildung 2.7: Aufbau der MBE-gewachsenen (110)-orientierten Mehrfachquantenfilmprobe. Das Substrat ist lila dargestellt, MBE-gewachsenes GaAs blau, AlAs gelb,  $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  rot und die Si-Dotierung grün.

Die in Kapitel 3.2 gezeigten Messungen wurden an einer  $n$ -dotierten (110)-orientierten Mehrfachquantenfilmprobe (Probennummer 02-16-02.3) durchgeführt, die von Max Bichler und Dieter Schuh am Walter Schottky Institut per MBE<sup>15</sup> gewachsen wurde. Abbildung 2.7 zeigt den Aufbau der Probe, in der die aufgewachsenen Schichten die (110)-Orientierung des Substrates übernehmen. Auf das undotierte, semiisolierende GaAs-Substrat folgt zunächst eine 200 nm dicke GaAs-Pufferschicht, die mit einem Übergitter aus  $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$  als Ätzstoppschicht versehen ist. Dieses besteht aus 141 Perioden von acht Monolagen AlAs und zwei Monolagen GaAs. Die darauf folgende unterste Barriere wird durch eine 150 nm dicke  $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ -Schicht gebildet, auf die eine Si-Deltadotierung folgt. Daran schließen sich dreimal zehn Schichtfolgen an, die aus je einem GaAs-Quantenfilm und umschließenden  $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ -Barrieren von 40 nm Dicke bestehen und jeweils mit einer Si-Deltadotierung abgeschlossen werden. Insgesamt befinden sich also 80 nm dicke Barrieren zwischen den Quantenfilmen, die

<sup>15</sup>molecular beam epitaxy: Molekularstrahlepitaxie

in der Mitte Si-dotiert sind. Die Dotierung sorgt für eine nominelle Ladungsträgerdichte von  $1,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  in jedem Quantenfilm. Die untersten zehn Quantenfilme sind 20 nm dick, die mittleren zehn 8 nm und die obersten zehn 5 nm. Auf die letzte Delta-dotierung folgt eine 150 nm dicke  $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ -Schicht als abschließende Barriere, und 10 nm GaAs bilden eine Deckschicht zum Schutz der Struktur vor Oxidation.

### 2.4.2. Keilförmige (110)-GaAs-Mehrfachquantenfilme

Die Messungen in Kapitel 3.4 wurden an einer undotierten (110)-orientierten Mehrfachquantenfilmprobe (Probennummer 05-13-03.1) mit variierender Quantenfilmdicke durchgeführt. Diese Probe wurde ebenfalls von Dieter Schuh per MBE gewachsen und ist in Abbildung 2.8 skizziert. Auf das (110)-orientierte Substrat folgt wie bei der in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Probe eine 200 nm dicke GaAs-Pufferschicht und eine Ätzstoppschicht aus  $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ , die aus einem Übergitter aus 141 Perioden von acht Monolagen AlAs und zwei Monolagen GaAs besteht. Anschließend bilden 150 nm  $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$  die unterste Barriere. Darauf folgen zehn Schichtfolgen von nominell 10 nm GaAs als Quantenfilm und nominell 80 nm  $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$  als Barriere, die ohne Rotation des Wafers gewachsen wurden, um einen keilförmigen Schichtdickengradienten des aufgewachsenen Materials zu erzielen. Dadurch ändert sich die Dicke von Quantenfilmen und Barrieren kontinuierlich in Abhängigkeit vom Ort auf dem Wafer. Im für die Messungen verwendeten Probenstück variiert die Quantenfilmdicke von 2,4 nm bis 8,6 nm. Die Probe wird durch weitere 70 nm  $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$  und eine 10 nm dicke GaAs-Deckschicht abgeschlossen.

### 2.4.3. Volumen-GaAs

Für die in Kapitel 4 und 5 beschriebenen Messungen wurde eine leicht  $n$ -dotierte Volumen-GaAs-Probe (Probennummer TP906) verwendet, die Stefan Malzer an der Universität Erlangen per MBE gewachsen hat. Abbildung 2.9 zeigt, dass sich an das Substrat eine Ätzpufferschicht aus AlAs und eine intrinsische  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Schicht von  $2 \mu\text{m}$  Dicke anschließen. Die darauf folgende  $5 \mu\text{m}$  dicke GaAs-Schicht ist  $n$ -dotiert mit einer Dichte von  $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und wird von einer dünnen, hoch- $n$ -dotierten GaAs-Schicht abgeschlossen, die zur Kontaktierung dienen kann (Beck [17]).

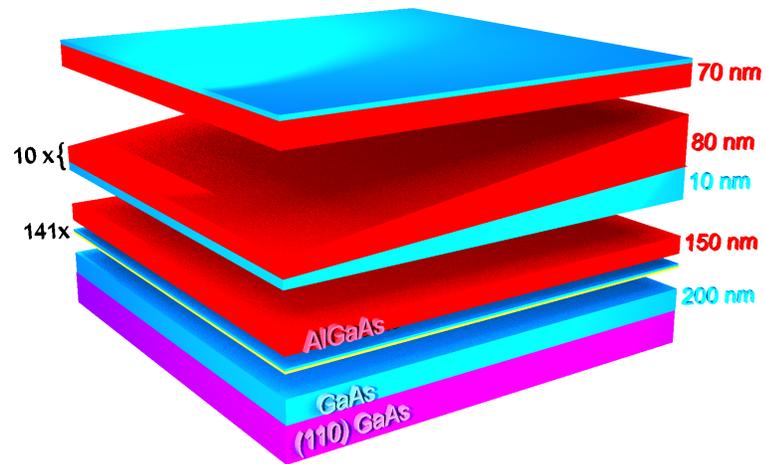


Abbildung 2.8: Aufbau der MBE-gewachsenen (110)-orientierten keilförmigen Mehrfachquantenfilmprobe. Das Substrat ist lila dargestellt, MBE-gewachsenes GaAs blau, AlAs gelb und  $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$  rot.

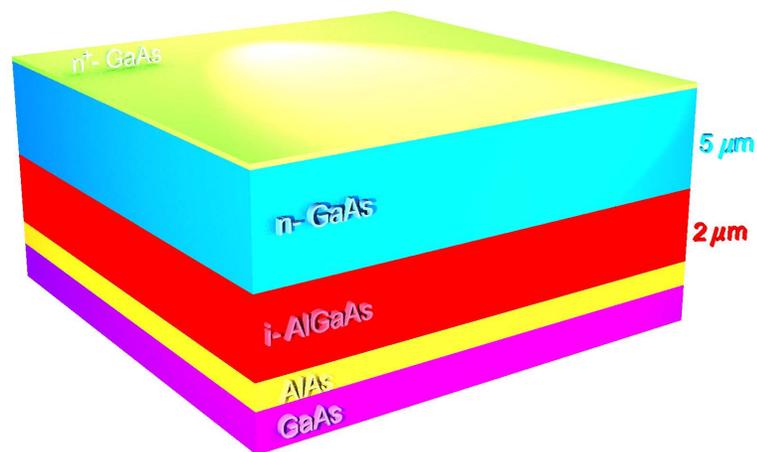


Abbildung 2.9: Aufbau der Volumen-GaAs-Probe. Das Substrat ist lila dargestellt, AlAs gelb,  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  rot, GaAs blau und hoch dotiertes GaAs grün.

## 3. Spinrelaxation in (110)-GaAs-Quantenfilmen

In den letzten Jahren haben sich zunehmend mehr Arbeitsgruppen an der Erforschung von Spineffekten in Halbleitern und Halbleiterstrukturen beteiligt. Damit rücken potentielle Anwendungen in Spintronik-Bauteilen immer näher. Eine Grundvoraussetzung für die Realisierung von Spintronik-Bauteilen ist die Erzeugung und Aufrechterhaltung einer Elektronenspinpolarisation. In einem sogenannten Spin-VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) z.B. werden Spinlebenszeiten im Bereich einer Nanosekunde benötigt (Rudolph *et al.* [136, 135]). Die Spinlebenszeiten in Volumen-GaAs und in (001)-GaAs-Quantenfilmen<sup>1</sup> sind mit typischerweise um die 100 ps bei Raumtemperatur zu kurz für Spintronikanwendungen.

Ein dahingegen für Spintronikbauteile vielversprechendes Materialsystem sind in [110]-Richtung gewachsene GaAs-Quantenfilme. Bereits 1986 haben D'yakonov und Kachorovskij sehr lange Spinlebenszeiten für diese Quantenfilme theoretisch vorhergesagt, da in ihnen der normalerweise bei Raumtemperatur dominierende D'yakonov-Perel'-Spinrelaxationsmechanismus in Wachstumsrichtung unterdrückt ist [45]. Ohno *et al.* konnten dies 1999 experimentell bestätigen [118], und Adachi *et al.* [1] fanden sogar Spinlebenszeiten von über 10 ns bei Raumtemperatur. Für potentielle Anwendungen muss jedoch beachtet werden, dass der D'yakonov-Perel'-Mechanismus in der Quantenfilmebene nicht unterdrückt ist (D'yakonov *et al.* [45]). Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals experimentell gezeigt, dass dadurch die Spinlebenszeiten in (110)-Quantenfilmen stark von der Spinorientierung abhängen (Döhrmann *et al.* [42], Hägele *et al.* [71]). Darüber hinaus wird die Spinlebenszeit in breiten Quantenfilmen selbst in [110]-Richtung durch einen neuen Spinrelaxationsmechanismus limitiert, der auf Intersubbandstreuung beruht (Hägele *et al.* [71], Döhrmann *et al.* [42]).

<sup>1</sup>Die gebräuchlichste Wachstumsrichtung für GaAs-Quantenfilme ist [001], d.h. dass die [001]-Kristallachse senkrecht zur Quantenfilmebene liegt. Die Bezeichnung „(100)-Quantenfilme“ für dieselbe Kristallorientierung ist ebenfalls üblich, allerdings streng genommen nicht korrekt.

Im Folgenden werden zunächst die verschiedenen bekannten Elektronen-Spinrelaxationsmechanismen in Halbleitern vorgestellt. Anschließend wird auf Messungen zur Anisotropie der Spinrelaxation in (110)-Quantenfilmen eingegangen und der neue Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus beschrieben und abgeschätzt. Abschließend werden Messungen beschrieben, die zeigen, dass (110)-Quantenfilme für einen Einsatz in Spin-VCSELn geeignet sind.

### 3.1. Bekannte Spinrelaxationsmechanismen

Spinrelaxation und Spindephasierung sind Prozesse, die den Zerfall einer Nichtgleichgewichts-Spinpolarisation zur Folge haben. In der aus der Kernspinresonanz stammenden Terminologie (D'yakonov *et al.* in [105]) wird zwischen der Spinrelaxationszeit  $T_1$  und der Spindephasierungszeit  $T_2$  unterschieden.  $T_1$  wird auch als longitudinale oder Spin-Gitter-Relaxationszeit bezeichnet und ist die Zeitkonstante, mit der eine Spinpolarisation ins thermische Gleichgewicht relaxiert, wobei Energie an das Gitter abgegeben wird. Die Bezeichnung longitudinal bezieht sich auf die Richtung eines konstanten äußeren Magnetfeldes.  $T_2$  ist die transversale Dephasierungszeit oder auch Dekohärenzzeit. Sie charakterisiert den Phasenverlust eines Ensembles von transversalen Spins, die um ein longitudinales Magnetfeld präzedieren. Mit der Zeitkonstanten  $T_2^*$  werden reversible Phasenverluste beschrieben, während sich  $T_2$  auf irreversibles Dephasieren bezieht. Für Leitungselektronen gilt in guter Näherung  $T_2 = T_2^*$  (Žutić *et al.* [167]). Manche Autoren bezeichnen mit  $T_2^*$  auch eine transversale Spindephasierungszeit, die longitudinale Beiträge haben kann und inhomogenes Dephasieren<sup>2</sup> mit einschließt (Gupta *et al.* [61]).

In isotropen und kubischen Festkörpern, wie z.B. GaAs, sind die Zeiten  $T_1$  und  $T_2$  bei Feldern von bis zu mehreren Tesla identisch (Pines *et al.* [130], Žutić *et al.* [167]). In dieser Arbeit werden daher die Begriffe Spinrelaxation und Spindephasieren synonym gebraucht und zwischen  $T_1$  und  $T_2$  nicht unterschieden, sondern eine gemeinsame Zeitkonstante  $\tau_s$  verwendet. Das Inverse der Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  wird als Spinrelaxationsrate  $\gamma$  bezeichnet. Im Folgenden werden verschiedene Mechanismen beschrieben, die zu Spinrelaxation führen. Dabei genügt meist eine allgemeine qualitative Beschreibung, nur beim D'yakonov-Perel'-Mechanismus wird speziell auf

<sup>2</sup>Inhomogenes Dephasieren heißt, dass ein Ensemble von Spins mit einer kontinuierlichen Verteilung von Frequenzen präzediert.

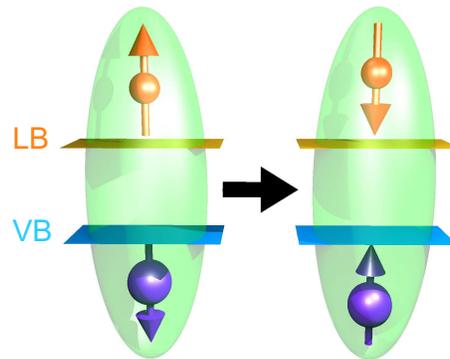


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des BAP-Mechanismus: Elektron (rot) und Loch (blau) führen einen gleichzeitigen Spinflip aus, der durch die Austauschwechselwirkung (grün) vermittelt wird.

(110)-Quantenfilme eingegangen.

### 3.1.1. Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus

Der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus (kurz: BAP) beruht auf der Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung, welche sich aus einem kurzreichweitigen (analytischen) und einem langreichweitigen (nichtanalytischen) Anteil zusammensetzt (Maialle *et al.* [100], Blackwood *et al.* [22], Fu *et al.* [54]). Bei der Streuung von Elektronen an Löchern kann die Austauschwechselwirkung wie in Abbildung 3.1 veranschaulicht einen simultanen Spinflip<sup>3</sup> von Elektron- und Lochspin vermitteln, was für das Elektronenspinsystem zu Spinrelaxation führt (Bir *et al.* [21]). Dieser Prozess kann auch als Präzession des Elektronenspins um ein vom Loch bzw. vom Schwerpunktswellenvektor  $\mathbf{K}$  des Exzitons abhängiges effektives Magnetfeld gesehen werden, das sich bei Streuung zufällig ändert und somit zur Dephasierung des Elektronenspins führt (Fabian *et al.* [51], Maialle *et al.* [100]). Dies kann ähnlich wie beim D'yakonov-Perel'-Mechanismus zu „motional narrowing“ führen – siehe hierzu Abschnitt 3.1.4 – mit der typischen inversproportionalen Abhängigkeit der Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  von der Impulsstreuzeit  $\tau_p^*$  (Maialle *et al.* [100]). Oft wird zwischen dem BAP-Mechanismus als Spinflipstreuung von ungebundenen Elektronen und spindepolarisierten Löchern und exzitonischer Spinrelaxation (Maialle *et al.* [100]) unterschieden. In dieser Arbeit wird auf diese Differenzierung verzichtet, und die Bezeichnung BAP-Mechanismus bezieht

<sup>3</sup>Spinumklapp

auch die exzitonische Spinrelaxation mit ein<sup>4</sup>.

Die Elektronen-Spinrelaxationszeit ist beim BAP-Mechanismus u. a. abhängig von der Wechselwirkungszeit mit den Löchern, der Lochimpulsstreuzeit und der Lochspindephasierungszeit. Je nachdem, ob die Lochzustände entartet sind oder nicht, ob die Löcher gebunden oder frei sind usw., kann die Spinrelaxationszeit mit verschiedenen Ausdrücken beschrieben werden, siehe hierzu Referenz [21] (Bir *et al.*) oder [105] (Pikus *et al.*). Der BAP-Mechanismus ist besonders effektiv bei tiefen Temperaturen bis etwa 50 K (Tackeuchi *et al.* [151]), weil dort der Elektron-Loch-Überlapp am größten ist. Außerdem kann die Austauschwechselwirkung nur eine Rolle spielen, wenn eine bezüglich der Elektronenkonzentration signifikante Lochkonzentration vorhanden ist, was z.B. bei optischer Anregung und vor allem in *p*-dotierten Proben der Fall ist. In *n*-dotierten Proben jedoch ist auch bei schwacher optischer Anregung, d.h. wenn die angeregte Ladungsträgerdichte kleiner ist als die Dotierdichte, das Verhältnis von Löchern zu Elektronen klein, so dass der BAP-Mechanismus schwächer ist als in undotierten oder *p*-dotierten Proben.

In Quantenfilmen sorgt der vergrößerte Elektronen-Loch-Überlapp für eine stärkere Exzitonen-Bindung als in Volumenmaterial und somit für verstärkte Spinrelaxation durch Exzitonen-Austauschwechselwirkung. Mit abnehmender Quantenfilmbreite nimmt sowohl die kurzreichweitige als auch die langreichweitige Austauschwechselwirkung zu. Da für Spinrelaxation durch kurzreichweitige Austauschwechselwirkung jedoch Schwerloch-Leichtloch-Kopplung notwendig ist und die Ausbildung von Subbändern das Valenzbandmischen reduziert, nimmt der Beitrag der kurzreichweitigen Austauschwechselwirkung zum Spinflip mit abnehmender Quantenfilmdicke ab, während der der langreichweitigen zunimmt<sup>5</sup> (Maialle *et al.* [100]). Insgesamt dominiert die langreichweitige Austauschwechselwirkung die Spinrelaxation von Schwerlochexzitonen<sup>6</sup> in GaAs/AlGaAs-Quantenfilmen (Maialle *et al.* [100], de Andrada e Silva *et al.* [41], Vinattieri *et al.* [153]).

<sup>4</sup>Exzitonenspinrelaxation kann auf zwei Arten erfolgen. Entweder kann die Austauschwechselwirkung einen simultanen Spinflip von Elektron und Loch vermitteln, oder die Spins der einzelnen Teilchen können unabhängig voneinander über andere Mechanismen relaxieren (Maialle *et al.* [100], de Andrada e Silva *et al.* [41]). Die Bezeichnung BAP-Mechanismus bezieht sich bei Exzitonen also nur auf den simultanen Spinflip von Elektron und Loch.

<sup>5</sup>Für  $K \rightarrow 0$  verschwindet die langreichweitige Wechselwirkung für Schwerlochexzitonen in Quantenfilmen allerdings linear mit  $K$  (Maialle *et al.* [100], Blackwood *et al.* [22]).

<sup>6</sup>Bei tiefen Temperaturen ist die Besetzung von Leichtlochzuständen vernachlässigbar (Blackwood *et al.* [22])

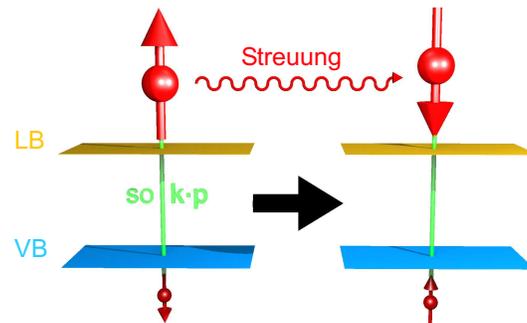


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des EY-Mechanismus: Der Wellenfunktion des Elektrons (rot) im Leitungsband sind aufgrund der  $k \cdot p$ -Kopplung und Spinbahnwechselwirkung (grün) Anteile mit umgekehrtem Spin aus dem Valenzband beigemischt. Bei Impulsstreuung kann dies zu einem Spinflip führen.

### 3.1.2. Elliott-Yafet-Mechanismus

Der nach Elliott [49] und Yafet [164] benannte Spinrelaxationsmechanismus (kurz: EY) beruht auf Spinbahnkopplung im Valenzband,  $k \cdot p$ -Kopplung zwischen Leitungsband- und Valenzbandzuständen und Impulsstreuung. Die durch die Gitterionen induzierte Spinbahnkopplung (Žutić *et al.* [167]) sorgt dafür, dass die Valenzband-Bloch-Wellenfunktionen keine Spin-Eigenzustände mehr sind, sondern eine Mischung aus Spinup- und Spindown-Zuständen. Einer Wellenfunktion im Leitungsband wird über die  $k \cdot p$ -Kopplung ein kleiner Anteil mit gleichem Wellenvektor  $k$  aus dem Valenzband beigemischt, der aufgrund der Spinbahnwechselwirkung umgekehrten Spin hat (Boguslawski [23], Fishman *et al.* [53]). Diese Kopplung von Spinup- und Spindown-Zuständen kann bei (spinunabhängiger) Impulsstreuung zu Spinrelaxation führen. Streupartner können hierbei Störstellen (Elliott [49]), Phononen (Yafet [164]) oder Elektronen (Boguslawski [23]) sein. Charakteristisch für den Elliott-Yafet-Mechanismus ist die Proportionalität von Impulsstreuzeit und Spinrelaxationszeit (Chazalviel [36]), was ein entscheidender Unterschied zum D'yakonov-Pearel'-Mechanismus ist. Weitere Unterschiede sind, dass der Elliott-Yafet-Mechanismus auch in inversionssymmetrischen Systemen auftritt und dass die Spinrelaxation beim Elliott-Yafet-Mechanismus anschaulich gesehen während der Streuereignisse auftritt. Ein Vergleich mit dem Interband-Spinrelaxationsmechanismus wird in Abschnitt 3.3.2.2 gezogen. Der Elliott-Yafet-Spinrelaxationsmechanismus ist relevant in Materialien mit kleiner Bandlücke und großer Spin-Bahn-Aufspaltung, wie z.B. InSb (Pikus

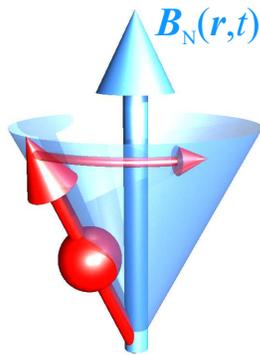


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Spinrelaxation durch Hyperfeinwechselwirkung: Das gebundene Elektron (rot) präzediert im veränderlichen Kernmagnetfeld (blau).

*et al.* in [105]). In Materialien mit größerer Bandlücke wie GaAs ist die Zumischung der Valenzbandzustände sehr gering und der Elliott-Yafet-Mechanismus damit ineffizient. In GaAs-Quantenfilmen z.B. erfolgt bei  $10^5$  Streuereignissen nur ein Spinflip (Averkiev *et al.* [9]).

### 3.1.3. Hyperfeinwechselwirkung

Als Hyperfeinwechselwirkung wird die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten von Elektronen und Kernen bezeichnet, die vor allem bei tiefen Temperaturen relevant ist. Sie kann zu Elektronenspinrelaxation führen, wenn Elektronenspins in zeitlich oder räumlich veränderlichen nuklearen Magnetfeldern präzedieren, die durch die magnetischen Kernmomente gebildet werden. Für lokalisierte Elektronen stellt die Hyperfeinwechselwirkung einen wichtigen Spinrelaxationsmechanismus dar (D'yakonov *et al.* [48]). Hierzu zählen insbesondere Elektronen in Quantenpunkten (Merkulov *et al.* [106], vgl. Erlingsson *et al.* [50]) und donatorgebundene Elektronen (D'yakonov *et al.* [48], Berkovits *et al.* [18]). Ein gebundenes Elektron kann von typischerweise  $10^4$  bis  $10^6$  Gitterplätzen (Žutić *et al.* [167]) Hyperfeinwechselwirkung erfahren, wenn die dortbefindlichen Isotope ein magnetisches Moment besitzen<sup>7</sup>. Bei freien Elektronen hingegen sorgt ihre Bewegung für eine dynamische Mittelung der Hyperfeinwechselwirkung mit den Kernen. Dadurch ist die Wechselwirkung so schwach, dass ihr Beitrag zur Spinrelaxation von freien Elektronen vernachlässigbar

<sup>7</sup>Alle in GaAs vorkommenden Isotope haben einen Kernspin von  $3/2$  und somit ein magnetisches Moment, das zur Hyperfeinwechselwirkung beiträgt.

ist (Žutić *et al.* [167]). In Kapitel 4 wird über die Spinrelaxation hinaus auf die Wechselwirkung zwischen Elektronen- und Kernspin eingegangen.

### 3.1.4. D'yakonov-Perel'-Mechanismus

Im Folgenden wird detaillierter auf den D'yakonov-Perel'-Mechanismus eingegangen (kurz: DP), da dieser normalerweise die Spinrelaxation in GaAs bei Raumtemperatur dominiert (Pikus *et al.* in [105]) und somit entscheidend für Spintronikanwendungen ist.

Der von D'yakonov und Perel' 1972 eingeführte Spinrelaxationsmechanismus [47], [46] beruht auf der Spin-Bahn-Kopplung<sup>8</sup>

$$\mathcal{H}_{\text{so}}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) . \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet  $\boldsymbol{\sigma}$  den Vektor der Pauli-Spinmatrizen und  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$  ein vom Wellenvektor  $\mathbf{k}$  abhängiges effektives Magnetfeld, wie sich leicht im Vergleich mit dem Hamiltonoperator des freien Elektrons im Magnetfeld erkennen lässt:

$$\mathcal{H}_{\text{frei}} = \frac{\mu_{\text{B}}}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} . \quad (3.2)$$

Das effektive Magnetfeld  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$  bestimmt die Dynamik der Elektronenspinpolarisation: Der Elektronenspin präzediert um  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$  – d.h. die Richtung des effektiven Feldes bestimmt die Präzessionsachse und der Betrag bestimmt die Präzessionsfrequenz (D'yakonov *et al.* [47]). Diese  $\mathbf{k}$ -abhängige Präzession führt in Zusammenhang mit spinunabhängiger Impulsstreuung zur Spinrelaxation eines Elektronenensembles. Anschaulich lässt sich dieser Mechanismus wie in Abbildung 3.4 gezeigt vorstellen: Jedes Elektron spürt ein effektives Magnetfeld, das von seinem momentanen Wellenvektor  $\mathbf{k}$  abhängt. Der Elektronenspin präzediert um dieses effektive Magnetfeld, bis es zu einem spinunabhängigen Streueignis kommt, wie z.B. Streuung an einem Phonon, einer nichtmagnetischen Störstelle oder einem anderen Elektron (Brand *et al.* [25], Glazov *et al.* [58]). Bei einer solchen Impulsstreuung wird die Präzession bei einem zufälligen Winkel gestoppt und der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  des Elektrons ändert sich. Da sich damit auch das effektive Magnetfeld  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$  ändert, setzt der Elektronenspin seine Präzession nach dem Stoß also um diese neue Achse mit evtl. neuer Frequenz fort. Die Präzessionsbewegung wird durch die Zufälligkeit der Impulsstreuungen<sup>9</sup> irreversibel.

<sup>8</sup>englisch: spin orbit coupling, daher die Bezeichnung „so“

<sup>9</sup>Der Elektronenspin vollführt einen sogenannten „random walk“.

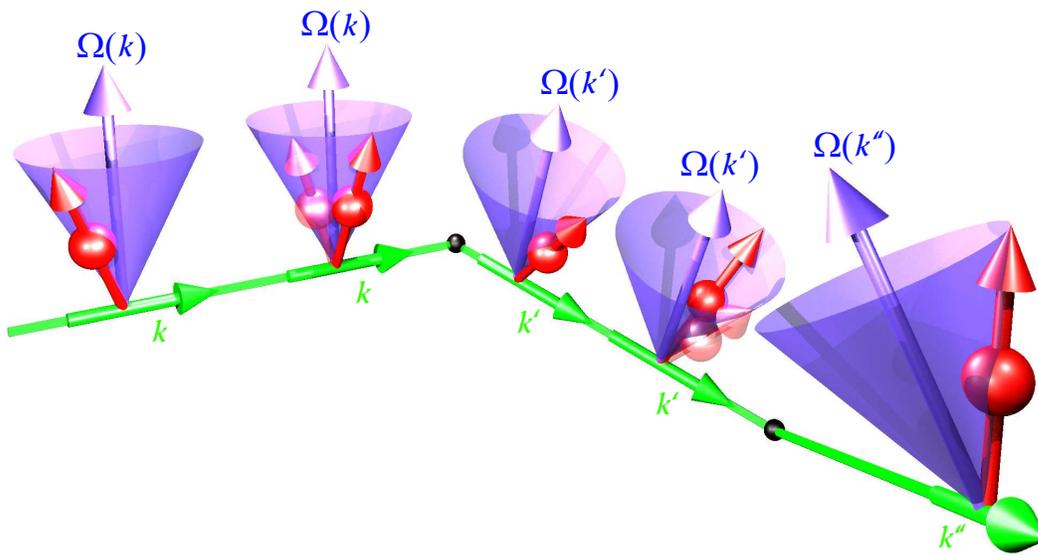


Abbildung 3.4: Anschauliche Erklärung des D'yakonov-Perel'-Mechanismus: Dargestellt ist der „random walk“ eines einzelnen Elektronenspins (rot), der um das fluktuierende effektive Magnetfeld  $\Omega(k)$  (blau) präzediert. Bei Streuungen (schwarz) ändert sich mit dem  $k$ -Vektor (grün) des Elektrons auch das effektive Feld.

Da verschiedene Elektronen verschiedene Wellenvektoren haben und unabhängig voneinander gestreut werden, spüren alle Elektronen verschiedene zufällig fluktuierende effektive Magnetfelder. Damit sind auch die Präzessionsbewegungen aller Elektronenspins verschieden, und dies führt insgesamt zur Relaxation der Spinpolarisation des Elektronenensembles.

Anders als beim Elliott-Yafet-Mechanismus erfolgt beim D'yakonov-Perel'-Mechanismus das eigentliche Dephasieren des Elektronenspins also zwischen den Stößen. Im Allgemeinen wird mit D'yakonov-Perel'-Mechanismus das Regime des sogenannten „motional narrowing“ bezeichnet, in dem die Elektronen so häufig gestreut werden, dass die Spins zwischen den Stößen nicht weit präzedieren können, die Relaxation also verlangsamt wird. Das Regime des „motional narrowing“ wird durch die Beziehung  $\tau_p^* \bar{\Omega} \ll 1$  beschrieben, wobei  $\bar{\Omega}$  der Mittelwert über  $k$  der  $|\Omega(k)|$  und  $\tau_p^*$  die Impulsstreuzeit<sup>10</sup> ist. Für die Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  gilt dann die für den D'yakonov-Perel'-Mechanismus charakteristische Beziehung

$$\tau_s \propto \frac{1}{\tau_p^*} . \quad (3.3)$$

<sup>10</sup>Von der Impulsstreuzeit  $\tau_p^*$  wird oft angenommen, dass sie gleich der Transportstreuzeit  $\tau_p$  sei. Tatsächlich gilt jedoch  $\tau_p^* \leq \tau_p$  (Brand *et al.* [25], D'yakonov *et al.* [47]).

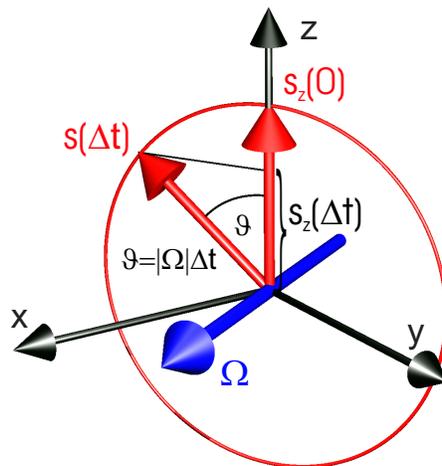


Abbildung 3.5: Skizze zur Abschätzung des D'yakonov-Perel'-Mechanismus. Das effektive Magnetfeld  $\Omega$  ist in blau dargestellt, der darum präzedierende Elektronenspin  $s(t)$  in rot.

Bei hohen Temperaturen wird das Regime des „motional narrowing“ erreicht, aber trotz Abnahme von  $\tau_p^*$  nimmt die Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  mit steigender Temperatur ab, da größere  $\mathbf{k}$ -Werte besetzt werden, die größere effektive Magnetfelder  $\Omega(\mathbf{k})$  zur Folge haben:  $\tau_s \propto T^{-3}$  (D'yakonov *et al.* [47]). In äußeren magnetischen Feldern kann die Spinrelaxationsrate je nach Orientierung verkleinert oder unterdrückt werden (Pikus *et al.* in [105], Ivchenko [79]).

Im Folgenden wird die Spinrelaxationsrate durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus abgeschätzt (Hägele *et al.* [71]). Dabei wird der Zerfall einer in  $z$ -Richtung orientierten Spinpolarisation betrachtet, auf die nur die dazu senkrechten Komponenten des effektiven Magnetfeldes wirken, also  $\Omega_x$  und  $\Omega_y$ . Wenn ein Elektron in der Zeit  $\Delta t$  nicht gestreut wird, sich das effektive Magnetfeld  $\Omega$  also nicht ändert, beträgt die Spinkomponente in  $z$ -Richtung nach der Zeit  $\Delta t$ , wie in Abbildung 3.5 skizziert,

$$\begin{aligned}
 s_z(\Delta t) &= s_z(0) \cos\left(\sqrt{\Omega_x^2 + \Omega_y^2} \Delta t\right) \\
 &\approx s_z(0) \left[1 - \frac{1}{2} (\Omega_x^2 + \Omega_y^2) \Delta t^2\right]. \quad (3.4)
 \end{aligned}$$

Angenommen, das Elektron wird  $N$  mal in der Zeit  $\Delta t$  zwischen verschiedenen  $\mathbf{k}$ -Zuständen gestreut, so ergibt sich eine durchschnittliche Präzessionsfrequenz  $\bar{\Omega}$  von Null, da  $\Omega$  eine ungerade Funktion in  $\mathbf{k}$  ist. Die Standardabweichung  $\delta$  dieses Mittelwertes ist jedoch ungleich Null, so dass sich die Komponente des  $z$ -Spins über

$\Omega \approx \bar{\Omega} \pm \delta$  abschätzen lässt als

$$s_z(\Delta t) \approx s_z(0) \left[ 1 - \frac{1}{2} (\delta_x^2 + \delta_y^2) \Delta t^2 \right]. \quad (3.5)$$

Für  $\delta_i^2$  mit  $i = x, y$  gilt die Definition  $\delta_i^2 = \eta_i^2/N$ , wobei die Varianz  $\eta_i^2$  in diesem Fall<sup>11</sup> gleich dem Mittelwert des Quadrates der Komponente  $\Omega_i$  ist. Mit  $\delta_i^2 = \bar{\Omega}_i^2/N$  ergibt sich also:

$$s_z(\Delta t) \approx s_z(0) \left[ 1 - \frac{1}{2} (\bar{\Omega}_x^2 + \bar{\Omega}_y^2) \frac{\Delta t}{N} \Delta t \right]. \quad (3.6)$$

Wie oben beschrieben, bezeichnet  $\Delta t/N$  die Elektronen-Impulsstreuzeit  $\tau_p^* = \gamma_p^{-1}$ . Die Abnahme der Spinpolarisation  $s_z$  hängt damit für frühe Zeiten linear von  $\Delta t$  ab mit einer Spinrelaxationsrate  $\gamma_z$  von:

$$\gamma_z^{\text{DP}} \approx \frac{1}{2} (\bar{\Omega}_x^2 + \bar{\Omega}_y^2) \gamma_p^{-1}. \quad (3.7)$$

Diese einfache Abschätzung gilt für das „motional narrowing“ Regime ohne äußeres Magnetfeld und beinhaltet lediglich die mittlere Elektronen-Impulsstreuzeit  $\tau_p^* = \gamma_p^{-1}$ , ohne deren Temperaturabhängigkeit zu beachten oder etwa die Art des Streueignisses. Die ursprüngliche Abschätzung von D'yakonov und Perel' findet sich in [46] und [47] und führt ebenfalls auf  $\gamma \propto \bar{\Omega}^2 \gamma_p^{-1}$ . Gleichung (3.7) wird später zum Vergleich mit experimentellen Werten für die Abschätzung der Spinrelaxationsrate durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus verwendet (s. Abbildung 3.16).

Im Folgenden wird der Spin-Bahn-Kopplungs-Term  $\mathcal{H}_{\text{so}}$  aus Gleichung (3.1) näher betrachtet. Spinentartung von Elektronenzuständen tritt bei gleichzeitigem Vorkommen von räumlicher  $[E_\uparrow(\mathbf{k}) = E_\uparrow(-\mathbf{k})]$  und zeitlicher  $[E_\uparrow(\mathbf{k}) = E_\downarrow(-\mathbf{k})]$  Inversions-symmetrie auf (Winkler [160]). Bei räumlicher Inversionssymmetrie liegt Invarianz unter Inversion des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  vor, bei Zeitumkehrsymmetrie Invarianz unter gleichzeitiger Umkehrung des Spins und des Wellenvektors. Gemeinsam führen diese Symmetrien also zu Spinentartung:  $E_\uparrow(\mathbf{k}) = E_\downarrow(\mathbf{k})$ . Fehlt hingegen die räumliche

---

11

$$\begin{aligned} \eta_i^2 &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\Omega_{i,j} - \bar{\Omega}_i)^2, \quad i = x, y. \quad \text{Für } \bar{\Omega}_i = 0 \text{ gilt} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Omega_{i,j}^2 = \bar{\Omega}_i^2 \end{aligned}$$

Inversionssymmetrie, führt die Spin-Bahn-Kopplung zu einer energetischen Aufspaltung der beiden Spinzustände. Für endliche  $\mathbf{k}$ -Werte<sup>12</sup> beträgt die Spinaufspaltung des Leitungsbandes  $\hbar|\Omega(\mathbf{k})|$  (Kainz *et al.* [81]).

Der Spin-Bahn-Kopplungs-Term (3.1) tritt also in inversionsasymmetrischen Halbleiterstrukturen auf. Inversionsasymmetrie kann verschiedene Gründe haben: Volumeninversionsasymmetrie (BIA<sup>13</sup>), Strukturinversionsasymmetrie (SIA<sup>14</sup>) und Grenzflächeninversionsasymmetrie (IIA<sup>15</sup>). Die BIA bezieht sich auf die Inversionsasymmetrie des Volumenmaterials, die allein durch die Kristallstruktur begründet ist: In Kristallen mit Zinkblendestruktur, wie z.B. GaAs, fehlt ein Inversionszentrum. Auch aus solchen Materialien hergestellte Heterostrukturen weisen Volumeninversionsasymmetrie auf. SIA hingegen tritt in asymmetrischen Quantenfilmen oder deformierten Volumenkristallen auf (Žutić *et al.* [167]). Hierbei brechen asymmetrische Einschlusspotentiale die Inversionssymmetrie, was z.B. durch asymmetrische Dotierung von Quantenfilmen oder Anlegen eines elektrischen Feldes hervorgerufen werden kann. IIA kann an der Grenzfläche zweier verschiedener Halbleiter auftreten, also beispielsweise an der Grenzfläche zwischen Quantenfilm und Barriere, wenn diese aus verschiedenen Elementen aufgebaut sind (Rössler *et al.* [134]). Bei GaAs/AlGaAs-Quantenfilmen sind IIA-Beiträge zur Spin-Bahn-Kopplung nicht vorhanden (Winkler [160]). Im Folgenden werden deshalb nur die BIA- und SIA-Terme näher betrachtet.

### 3.1.4.1. D'yakonov-Perel'-Mechanismus in Volumenmaterial

Die Spinaufspaltung der Elektronenzustände durch Volumeninversionsasymmetrie, die in Halbleitern mit Zinkblendestruktur auftritt, wird in niedrigster Ordnung durch den sogenannten Dresselhaus-Term oder auch  $k^3$ -Term beschrieben (Dresselhaus [43], Braun *et al.* [27]):

$$\mathcal{H}_{\text{Dressel}}^{3\text{D}}(\mathbf{k}) = \Gamma \sum_i \sigma_i k_i (k_{i+1}^2 - k_{i+2}^2), \quad (3.8)$$

oder auch

$$\mathcal{H}_{\text{Dressel}}^{3\text{D}}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}_{\text{Dressel}}^{3\text{D}}(\mathbf{k}) \quad \text{mit} \quad \boldsymbol{\Omega}_{\text{Dressel}}^{3\text{D}}(\mathbf{k}) = \frac{2\Gamma}{\hbar} \begin{pmatrix} k_x(k_y^2 - k_z^2) \\ k_y(k_z^2 - k_x^2) \\ k_z(k_x^2 - k_y^2) \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

<sup>12</sup>Wegen der Zeitumkehrsymmetrie gilt  $\Omega(0) = 0$  (Kainz *et al.* [82]).

<sup>13</sup>„bulk inversion asymmetry“

<sup>14</sup>„structure inversion asymmetry“

<sup>15</sup>„interface inversion asymmetry“

als effektivem Feld in Gleichung (3.1). Hierbei sind die Achsen  $x||[100]$ ,  $y||[010]$  und  $z||[001]$  gewählt, und  $\Gamma$  ist der materialabhängige Spin-Bahn-Koeffizient.  $\Omega_{\text{Dressel}}^{3\text{D}}(\mathbf{k})$  steht immer senkrecht zum Wellenvektor  $\mathbf{k}$ .

### 3.1.4.2. D'yakonov-Perel'-Mechanismus in (110)-Quantenfilmen

Die Spinrelaxationsrate in Volumenmaterial ist ein skalarer Wert, hängt also nicht von der Orientierung von Kristallachsen und Spins zueinander ab. In niederdimensionalen Systemen hingegen ist die Spinrelaxation anisotrop und muss durch einen Tensor beschrieben werden (Pikus *et al.* in [105]). D'yakonov und Kachorovskii beschreiben in Referenz [45] Spinrelaxation durch BIA für Elektronen in Quantenfilmen und insbesondere in (110)-Quantenfilmen.

Eine Transformation von Gleichung (3.8) bzw. (3.9) in das (110)-Koordinatensystem<sup>16</sup>  $x||[001]$ ,  $y||[1\bar{1}0]$  und  $z||[110]$  ergibt (Hägele *et al.* [71]):

$$\Omega_{\text{Dressel}}^{3\text{D},(110)}(\mathbf{k}) = \frac{\Gamma}{\hbar} \begin{pmatrix} 4k_x k_y k_z \\ -k_y^2 k_z - 2k_x^2 k_z + k_z^3 \\ -k_y k_z^2 - 2k_y k_x^2 + k_y^3 \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Der Dresselhausterm für (110)-orientierte Quantenfilme ergibt sich aus Gleichung (3.10) durch störungstheoretisches Ersetzen der Potenzen von  $k_z$  durch ihren jeweiligen Erwartungswert (Kainz *et al.* [82], [81]):  $k_z^n \rightarrow \langle k_z^n \rangle$ . Da jede im Quantenfilm lokalisierte Wellenfunktion symmetrisch in  $k_z$  ist, gilt für die Erwartungswerte  $\langle k_z \rangle = \langle k_z^3 \rangle = 0$  (Kainz [80], Hägele *et al.* [71]). Die Spinaufspaltung ist also durch Mittelung von  $\mathcal{H}_{\text{Dressel}}$  entlang  $z||[110]$  in der Quantenfilmebene unterdrückt:

$$\Omega_{\text{Dressel}}^{(110)\text{QW}}(\mathbf{k}) = -\frac{\Gamma}{\hbar} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ k_y(\langle k_z^2 \rangle - (k_y^2 - 2k_x^2)) \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Das effektive Magnetfeld  $\Omega(\mathbf{k})$  existiert in diesem Fall nur in  $z$ -Richtung (D'yakonov *et al.* [45]), d.h. nur Spins mit einer Komponente in der Quantenfilmebene präzedieren um dieses Feld. Bei einem Streueignis können sich dann lediglich das Vorzeichen und die Stärke, nicht aber die Achse des effektiven Feldes ändern. Insgesamt führt

<sup>16</sup>In (110)-Quantenfilmen liegen die Kristallachsen  $[001]$  und  $[1\bar{1}0]$  in der Quantenfilmebene, die  $[110]$ -Achse senkrecht dazu in Wachstumsrichtung. In Kapitel 2.2 war die  $z$ -Achse in die entgegengesetzte Orientierung definiert.

aber auch dies zur Spinrelaxation von Spins in der Quantenfilmebene. Dahingegen führen in  $z$ -Richtung orientierte Spins keine Präzessionsbewegung aus, sodass sie keine Relaxation durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus erfahren (D'yakonov *et al.* [45]). Auch die Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung in  $k$  führt entgegen der Aussage in Referenz [45] zu keiner Relaxation von  $z$ -Spins (Winkler [161]). Somit ist in (110)-Quantenfilmen eine starke Anisotropie der Spinrelaxationszeiten zu erwarten, nämlich eine längere Relaxationszeit für Spins senkrecht zur Quantenfilmebene als für Spins in der Quantenfilmebene. Für alle Spinorientierungen innerhalb der Quantenfilmebene ist die Spinrelaxationszeit gleich (wenn keine SIA vorhanden ist).

Bevor in Kapitel 3.2 auf die Messung einer solchen Anisotropie eingegangen wird, soll der oben genannte SIA-Beitrag zur Spin-Bahnkopplung genauer erläutert werden, der in asymmetrischen Halbleiterstrukturen auftritt. Er wird in führender Ordnung durch den in  $\mathbf{k}$  linearen sogenannten Rashba-Term (Bychkov *et al.* [33], [34]) beschrieben:

$$\mathcal{H}_{\text{Rashba}}(\mathbf{k}) = \alpha_{\text{SIA}} (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{n}, \quad (3.12)$$

wobei  $\mathbf{n}$  ein Einheitsvektor senkrecht zur Quantenfilmebene und  $\mathbf{k}$  der Wellenvektor in der Ebene ist. Der Vorfaktor  $\alpha_{\text{SIA}}$  hängt sowohl von der Spin-Bahn-Kopplung im jeweiligen Material als auch von der Asymmetrie des elektrostatischen Einschlusspotentials ab (Kainz *et al.* [82], Žutić *et al.* [167]). Dabei kann auch in nominell symmetrisch gewachsenen dotierten Quantenfilmen eine Rashba-Spinaufspaltung auftreten, wenn die Dotierungsdichte fluktuiert (Sherman [144], [143]). Karimov *et al.* haben in (110)-Quantenfilmen eine Rashba-Spinaufspaltung durch Anlegen eines elektrischen Feldes in Wachstumsrichtung erzeugt [87].

Der Rashba-Term (3.12) ergibt nach Gleichung (3.1) ein effektives Feld<sup>17</sup> von

$$\boldsymbol{\Omega}_{\text{Rashba}}(\mathbf{k}) = \frac{2\alpha_{\text{SIA}}}{\hbar} \begin{pmatrix} k_y \\ -k_x \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

das also immer - unabhängig von der kristallographischen Wachstumsrichtung der Probe - in der Quantenfilmebene und senkrecht zu  $\mathbf{k}$  liegt (Winkler [161]). Die Spinrelaxation durch SIA alleine wäre also für alle Spinorientierungen in der Ebene gleich – jedoch liegt in GaAs immer auch BIA vor.

Sind in einer Probe sowohl Dresselhaus- als auch Rashba-Spinaufspaltung vorhanden, addieren sich die effektiven Magnetfelder (Winkler [161]), was zu anisotroper

<sup>17</sup>Dieser Ausdruck gilt in allen Koordinatensystemen, deren  $z$ -Achse in Wachstumsrichtung zeigt.

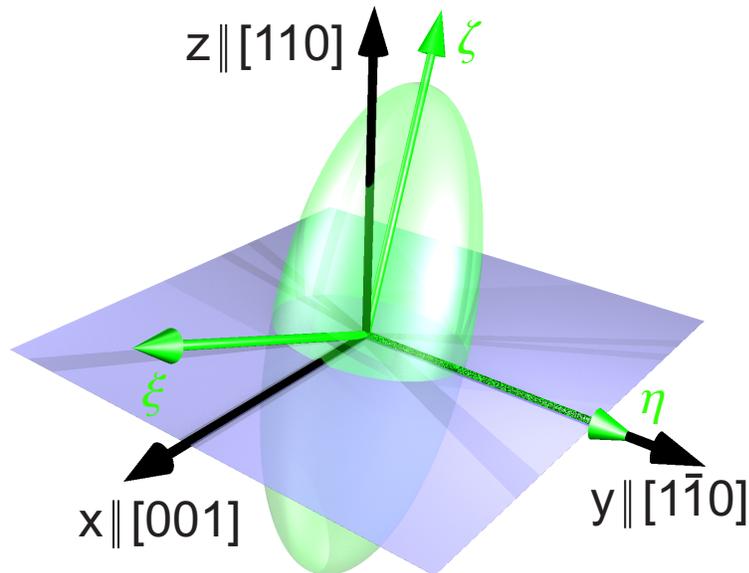


Abbildung 3.6: Skizze des sog. Spinrelaxationsellipsoids (grün) in (110)-GaAs-Quantenfilmen (blau). Das kanonische Koordinatensystem (schwarz) liegt ortsfest in Richtung der Kristallachsen, die Hauptachsen (grün) des Spinrelaxationsellipsoids verkippen mit dem Ellipsoid in Abhängigkeit von der Stärke der SIA- und BIA-Spinaufspaltung.

Spinrelaxation für Spins entlang verschiedener Kristallrichtungen führen kann<sup>18</sup>. In (110)-Quantenfilmen liegt bei Zusammenwirken von BIA und SIA das effektive Feld schräg zwischen Quantenfilmebene und Wachstumsrichtung. Dabei hängt – abgesehen von der Größe der beiden Spinaufspaltungsterme zueinander – vom  $k$ -Vektor ab, wie stark und in welche Richtung das Feld aus der Ebene herausgekippt ist.

Die Spindephasierungszeiten für unterschiedliche Spinorientierungen ergeben dann ein Ellipsoid, dessen Hauptachsen gegenüber den Kristallachsen verkippt sind. Eine der Hauptachsen liegt in der Quantenfilmebene in  $[1\bar{1}0]$ -Kristallrichtung und wird im Folgenden als  $\eta$  bezeichnet. Die anderen beiden Hauptachsen  $\xi$  und  $\zeta$  liegen, wie in Abbildung 3.6 skizziert, in der Ebene, die von den Kristallachsen in  $[001]$ - und  $[110]$ -Richtung aufgespannt wird. Dabei hängt von der Stärke der BIA- und SIA-Terme ab, wie weit die Hauptachsen gegen die Quantenfilmebene verkippt sind. Dies wird im Folgenden gezeigt.

<sup>18</sup>Rechnungen zu solchen Anisotropien in der Quantenfilmebene (sog. inplane Anisotropien) in (001)-Systemen finden sich in den Referenzen [81], [7], [9], [8] (Kainz *et al.*, Averkiev *et al.*), Messungen in [96] (Liu *et al.*).

Bezüglich der kanonischen Richtungen  $x$ ,  $y$  und  $z$  werden die Spinrelaxationszeiten für verschiedene Spinorientierungen durch einen Tensor  $1/(\tau_{s,ij})$  beschrieben (Averkiev *et al.* [7]):

$$\frac{dS_i}{dt} = -\frac{1}{(\tau_{s,ij})} S_j, \quad (3.14)$$

wobei  $S_i$  die mittlere Spinkomponente in Richtung  $i$  mit  $i = x, y, z$  ist. Für  $(\tau_{s,ij})$  gilt (Pikus *et al.* in [105]<sup>19</sup>):

$$\frac{1}{(\tau_{s,ij})} \propto \overline{\Omega^2} \delta_{ij} - \overline{\Omega_i \Omega_j}. \quad (3.15)$$

Hierbei gilt  $\overline{\Omega^2} = \sum_i \overline{\Omega_i^2}$  und der Oberstrich bedeutet eine Mittelung über alle  $\mathbf{k}$ -Richtungen, für  $\mathbf{k} = (k \cos(\varphi), k \sin(\varphi))$  also

$$\overline{\Omega_i \Omega_j} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Omega_i(\varphi) \Omega_j(\varphi) d\varphi. \quad (3.16)$$

Mit einem in  $k$  linearen Hamiltonoperator

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{Dressel+Rashba}}^{(110)\text{QW}} &= -\alpha_{\text{BIA}} k_y \sigma_z + \alpha_{\text{SIA}} (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) \\ \text{mit } \alpha_{\text{BIA}} &:= \frac{\Gamma}{2} \langle k_z^2 \rangle \end{aligned} \quad (3.17)$$

gilt für das effektive Magnetfeld:

$$\boldsymbol{\Omega}_{\text{Dressel+Rashba}}^{(110)\text{QW}}(\mathbf{k}) = \frac{2}{\hbar} \begin{pmatrix} \alpha_{\text{SIA}} k_y \\ -\alpha_{\text{SIA}} k_x \\ -\alpha_{\text{BIA}} k_y \end{pmatrix}, \quad (3.18)$$

so dass sich damit aus Gleichung (3.15) folgender Spinrelaxationstensor ergibt:

$$\frac{1}{(\tau_{s,ij})} \propto \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\alpha_{\text{BIA}}^2 + \alpha_{\text{SIA}}^2) & 0 & \frac{1}{2}\alpha_{\text{BIA}}\alpha_{\text{SIA}} \\ 0 & \frac{1}{2}(\alpha_{\text{BIA}}^2 + \alpha_{\text{SIA}}^2) & 0 \\ \frac{1}{2}\alpha_{\text{BIA}}\alpha_{\text{SIA}} & 0 & \alpha_{\text{SIA}}^2 \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Die Hauptachsen des oben angesprochenen Relaxationsellipsoids ergeben sich nun durch Diagonalisieren des Tensors (3.19) (Cartoixà *et al.* [35]<sup>20</sup>):

$$\begin{aligned} \xi &\parallel \frac{\alpha_{\text{BIA}} x + \alpha_{\text{SIA}} z}{\sqrt{\alpha_{\text{BIA}}^2 + \alpha_{\text{SIA}}^2}} \\ \eta &\parallel y \\ \zeta &\parallel \frac{-\alpha_{\text{SIA}} x + \alpha_{\text{BIA}} z}{\sqrt{\alpha_{\text{BIA}}^2 + \alpha_{\text{SIA}}^2}}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

<sup>19</sup>In der aus dieser Referenz verwendeten Gleichung (35) fehlt ein negatives Vorzeichen.

<sup>20</sup>In Referenz [35] wird das Koordinatensystem  $x \parallel [\bar{1}10]$ ,  $y \parallel [001]$  und  $z \parallel [110]$  verwendet, so dass die dort genannten Ergebnisse in das hier verwendete Koordinatensystem  $x \parallel [001]$ ,  $y \parallel [1\bar{1}0]$  und  $z \parallel [110]$  umgerechnet sind.

Für die entsprechenden Spinrelaxationsraten für entlang der Hauptachsen orientierte Spins erhalten Cartoixà *et al.* dabei [35]:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau_{s,\xi}} &= \frac{2}{\hbar^2} (2\alpha_{\text{SIA}}^2 + \alpha_{\text{BIA}}^2) k^2 \tau_{\text{p}}^* \\ \frac{1}{\tau_{s,\eta}} &= \frac{2}{\hbar^2} (\alpha_{\text{SIA}}^2 + \alpha_{\text{BIA}}^2) k^2 \tau_{\text{p}}^* \\ \frac{1}{\tau_{s,\zeta}} &= \frac{2}{\hbar^2} \alpha_{\text{SIA}}^2 k^2 \tau_{\text{p}}^* .\end{aligned}\tag{3.21}$$

Für  $\alpha_{\text{SIA}} = 0$  liegt die Hauptachse  $\xi$  in der Quantenfilmebene und  $\zeta$  in Wachstumsrichtung. Die Spinrelaxationszeiten  $\tau_{s,i}$  sind dann in der Ebene ( $i = \xi, \eta$ ) gleich und endlich, senkrecht dazu ( $i = \zeta$ ) theoretisch unendlich. Dies entspricht genau dem oben beschriebenen Fall für Relaxation nur durch den Dresselhauserterm. Bei zunehmender Größe von  $\alpha_{\text{SIA}}$  werden die Achsen  $\xi$  und  $\zeta$  zunehmend aus der zuvor beschriebenen Position herausgedreht. Die Relaxationszeit in Richtung  $\zeta$  nimmt dabei ab, bleibt allerdings immer länger als  $\tau_{s,\xi}$  und  $\tau_{s,\eta}$ . Währenddessen werden  $\tau_{s,\xi}$  und  $\tau_{s,\eta}$  zunehmend unterschiedlich. Die Spinrelaxationszeiten in Abhängigkeit von der Spinorientierung bilden somit das bereits erwähnte Ellipsoid. Insbesondere ergibt der Schnitt des Relaxationsellipsoids durch die Quantenfilmebene eine Ellipse, die Spinrelaxationszeiten für Spins innerhalb der Quantenfilmebene sind also anisotrop. Dies ist in Abbildung 3.6 qualitativ skizziert.

## 3.2. Anisotropie der Spinrelaxation in (110)-Quantenfilmen

Im Folgenden werden Messungen zur erwarteten Relaxationsanisotropie in (110)-orientierten Quantenfilmen vorgestellt. Der Aufbau der untersuchten (110)-GaAs/AlGaAs-Mehrfachquantenfilmprobe ist in Kapitel 2.4.1 erläutert. Die Spinrelaxationszeiten in den 20 nm dicken Quantenfilmen der Probe wurden mit Hilfe zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie bestimmt, wie in Kapitel 2 beschrieben.

Alle im Folgenden gezeigten Messungen wurden bei einer Anregungsdichte von etwa  $2 \cdot 10^{10}$  Ladungsträgern pro  $\text{cm}^2$  durchgeführt. Die Energie des anregenden fs-Lasers<sup>21</sup> betrug konstant 1,675 eV, während die Energie der Photolumineszenz mit der

<sup>21</sup>Einige wenige Messungen wurden im ps-Betrieb gemacht, was jedoch keine Rolle spielt.

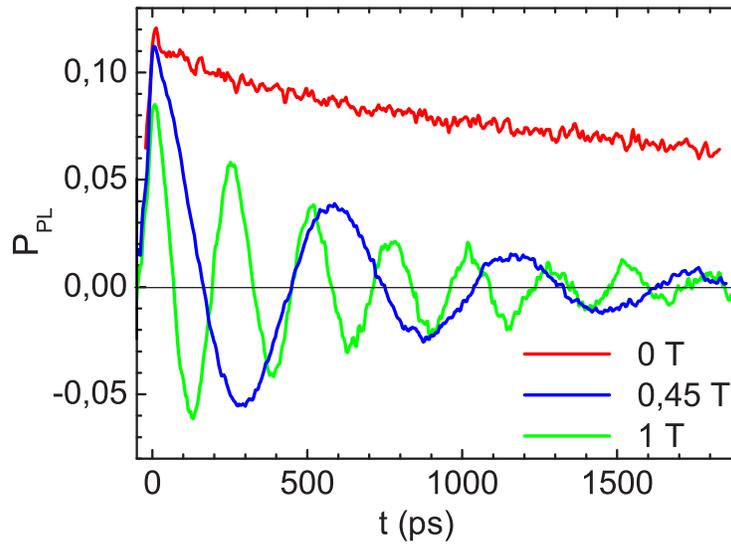


Abbildung 3.7: Zeitliche Entwicklung des Photolumineszenzpolarisationsgrades  $P_{\text{PL}}$  bei 200 K und verschiedenen Magnetfeldern  $B_{\text{ext}}$ . Ohne äußeres Magnetfeld zerfällt die Polarisation langsamer als mit Magnetfeld.

Temperatur von 1,523 eV bei 6 K zu 1,428 eV bei 314 K verschiebt<sup>22</sup>. Dabei nimmt die Linienbreite des Schwerlochüberganges von etwa 6,6 meV auf etwa 20 meV zu. Bei tiefen Temperaturen wurde der Polarisationsgrad der Photolumineszenz aus der gesamten Linie des Schwerlochüberganges bestimmt, ab 100 K aufwärts aus der niederenergetischen Hälfte. Die strahlende Lebensdauer nimmt mit der Temperatur von 500 ps bei 6 K bis 9 ns zwischen 200 K und 314 K zu, und ist damit lang genug, um die Spinrelaxationszeit genau bestimmen zu können. Die Photolumineszenzlebensdauer ist bei hohen Temperaturen länger als die halbe Periodendauer der Streikkamera-Sweepspannung. Daher musste vor Berechnung des Polarisationsgrades der sogenannte Rücklauf aus den Streikkameradaten herausgerechnet werden. Dies ist in Anhang C.1 genauer beschrieben.

Um die in (110)-Quantenfilmen erwartete (s. Abschnitt 3.1.4.2) Anisotropie der Spinrelaxation durch den Dresselhausterm experimentell nachzuweisen, muss die Relaxationszeit von Spins in Wachstumsrichtung und die von Spins in der Quantenfilmebene gemessen werden. Eine Relaxationsanisotropie durch den Rashba-Effekt (s. Abschnitt 3.1.4.2) wird nicht erwartet, da die untersuchte Struktur vollkommen symme-

<sup>22</sup>Die  $k$ -Verteilung der Ladungsträger thermalisiert nach der Anregung sehr schnell durch Phononemission und Streuung mit anderen Ladungsträgern.

trisch aufgebaut ist<sup>23</sup>. Bei dem im Folgenden benutzten kanonischen Koordinatensystem liegen die Inplane-Achsen  $x$  und  $y$  in Richtung der Kristallachsen  $[001]$  und  $[1\bar{1}0]$ , jedoch ist die Zuordnung nicht bekannt.

Eine Spinpolarisation in Wachstums-, also  $z$ -Richtung lässt sich direkt durch zirkular polarisierte Anregung erzeugen, ebenso wie ihre zeitliche Entwicklung über die Photolumineszenz detektieren, wie in Kapitel 2.1 beschrieben. Anfiten des Polarisationsgrades mit

$$s_z(t) = s_0 e^{-\gamma_z t} \quad (3.22)$$

ergibt die Spinrelaxationsrate  $\gamma_z = 1/\tau_{s,z}$ , wobei  $s_0 = s_z(0)$ . Eine solch direkte Beobachtung der Spinrelaxation senkrecht zur Wachstumsrichtung ist hingegen aufgrund der optischen Auswahlregeln in der Quantenfilmebene nicht möglich: Die Kantemission von Quantenfilmen ist (bei der Energie des Schwerlohexzitons) immer linear polarisiert, unabhängig von der elektronischen Spinpolarisation (Oestreich *et al.* [117], Hägele *et al.* [72], Fiederling *et al.* [52], Pfalz *et al.* [127]). Jedoch kann die mittlere Relaxationsrate

$$\gamma_{xz} = \frac{\gamma_x + \gamma_z}{2} = \frac{1}{\tau_{s,xz}} \quad (3.23)$$

detektiert werden. Dazu wird ein Magnetfeld in  $y$ -Richtung angelegt, was in  $z$ -Richtung angeregte Spins in der  $xz$ -Ebene rotieren lässt<sup>24</sup>. Diese Spinquantenschwebungen zeigen sich als Oszillationen im Polarisationsgrad der Photolumineszenz, deren Amplitude zeitlich mit der Spinrelaxationsrate  $\gamma_{xz}$  abklingt<sup>25</sup>. Der zeitliche Verlauf des Polarisationsgrades wird in  $z$ -Richtung detektiert und mit

$$s_z(t) = s_0 e^{-\gamma_{xz} t} \cos(\omega_L t) \quad (3.24)$$

angefittet, woraus sich bei bekanntem  $\gamma_z$  nun  $\gamma_x = 1/\tau_{s,x}$  über Gleichung (3.23) bestimmen lässt.

Abbildung 3.7 zeigt den zeitlichen Verlauf des Polarisationsgrades  $P_{PL}$  für verschiedene angelegte Magnetfelder bei einer Probertemperatur von 200 K. Ohne Magnetfeld ist der Spin der angeregten Elektronen immer in  $z$ -Richtung orientiert, wo der D'yakonov-Perel'-Mechanismus unterdrückt ist. Anfiten des Polarisationsgrades mit Gleichung (3.22) ergibt eine lange Spinrelaxationszeit von  $\tau_{s,z} = 3700$  ps, vergleichbar mit von Ohno *et al.* berichteten Zeiten [118]. Bei endlichem Magnetfeld führen die

<sup>23</sup>In Kapitel 3.2.2 wird hierauf näher eingegangen.

<sup>24</sup>siehe hierzu Kapitel 2.2

<sup>25</sup>Gleichung (3.23) ergibt sich auch aus Gleichung (3.26).

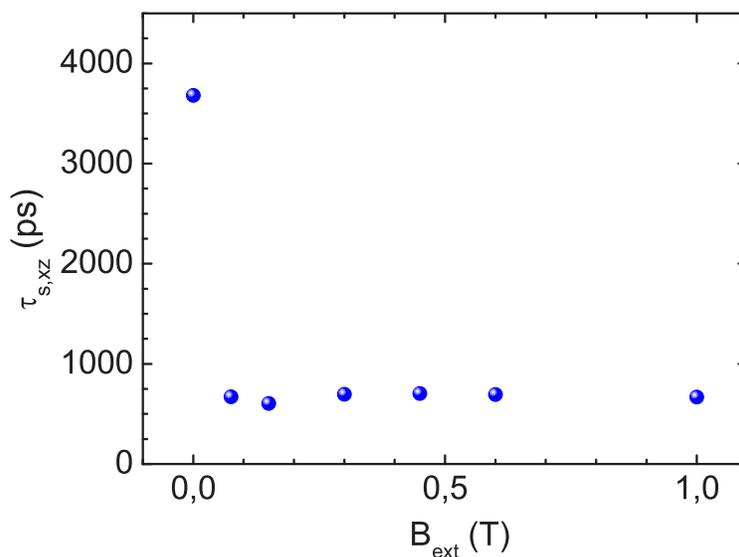


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der Spinrelaxationszeit  $\tau_{s,xz}$  ( $\tau_{s,z}$  bei  $B_{\text{ext}}=0$ ) vom angelegten Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  bei 200 K.

Elektronenspins Spinquantenschwebungen aus, so dass sie eine Komponente in der Quantenfilmebene haben, wo der D'yakonov-Perel'-Mechanismus für eine schnelle Dephasierung sorgt. Aus dem oszillierenden Polarisationsgrad ergibt sich durch Anfitzen mit Gleichung (3.24) eine mittlere Relaxationszeit von  $\tau_{s,xz} = 670$  ps, die fünfmal schneller ist als die Relaxation in  $z$ -Richtung. Die daraus über Gleichung (3.23) berechnete Relaxationszeit in der Quantenfilmebene ist mit  $\tau_{s,x} = 370$  ps sogar zehnmal schneller als  $\tau_{s,z}$ . Abbildung 3.8 zeigt, dass der gemessene Wert von  $\tau_{s,xz}$  von 0,075 T bis 1 T konstant ist, also nicht vom Magnetfeld abhängt. Ein direkter Einfluss des Magnetfeldes oder einer inhomogenen Verbreiterung der Präzessionsfrequenz auf die Spinrelaxation ist also ausgeschlossen. Die theoretisch vorhergesagte Anisotropie der Spinrelaxation in (110)-Quantenfilmen konnte damit erstmals experimentell bestätigt werden.

Später haben Morita *et al.* in speziell dafür designten 5 nm breiten  $n$ -In<sub>0,08</sub>Ga<sub>0,92</sub>As/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-(110)-Quantenfilmen auf dieselbe Weise eine noch sechsmal größere Anisotropie messen können [109]. Diese größere Anisotropie beruht auf einer deutlich schnelleren Spinrelaxation in  $x$ -Richtung als in den in dieser Arbeit untersuchten 20 nm breiten (110)-GaAs-Quantenfilmen ( $\tau_{s,x}^{\text{Morita}}(150 \text{ K}) = 35$  ps), während die Relaxationszeit in  $z$ -Richtung ähnlich lang ist ( $\tau_{s,z}^{\text{Morita}}(150 \text{ K}) = 2300$  ps). Grund für die schnellere Spinrelaxation in  $x$ -Richtung bei Morita *et al.* ist die größere Quantisie-

rungsenergie  $E_{e1}$  in dem schmalen, tiefen Quantenfilmpotential, die einen stärkeren D'yakonov-Perel'-Mechanismus zur Folge hat:  $\tau_s^{\text{DP}} \propto E_{e1}^{-2}$  (Bastard *et al.* [14]).

Inzwischen haben Couto *et al.* in weiterführenden Messungen auch die Anisotropie der Spinrelaxation durch die Anisotropie des Dresselhaus-Terms im  $k$ -Raum nachgewiesen, indem sie die unterschiedliche Spindynamik von Elektronen mit wohlpräpariertem  $\langle k_x \rangle$  und  $\langle k_y \rangle$  untersucht haben [38]. Eine solche Anisotropie konnte im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit nicht untersucht werden, weil PL-Messungen über die  $k$ -Besetzung mitteln.

### 3.2.1. Verlangsamung der Präzessionsfrequenz

Die Relaxationsanisotropie in (110)-Quantenfilmen hat eine direkte Auswirkung auf die Präzessionsfrequenz des Elektronenspins: Die übliche, linear vom Magnetfeld abhängige Frequenz der Spinoszillationen  $\omega_L = \mu_B g B_{\text{ext}} / \hbar$  (Gleichung (2.3)) wird durch die Anisotropie verlangsamt. Dies lässt sich anschaulich an der Präzession eines einzelnen Spins um ein Magnetfeld in  $y$ -Richtung verstehen. Die  $x$ -Komponente des Spins relaxiert während der Präzession in der  $xz$ -Ebene immer schneller als die  $z$ -Komponente, die  $x$ -Komponente wird also effektiv reduziert. Präzediert der Spin aus der  $z$ -Richtung weg in die Quantenfilmebene hinein, treibt die Reduktion der  $x$ -Komponente den Gesamtspin effektiv in die  $z$ -Richtung zurück und verlangsamt somit die Präzession. Hat der Spin die Quantenfilmebene einmal durchquert, sorgt die schnellere Abnahme der  $x$ -Komponente dafür, dass der Spin schneller in Richtung  $z$  getrieben wird. Da der Spin sich längere Zeit in dem Bereich aufhält, wo seine Bewegung verlangsamt ist als in dem Bereich, wo seine Bewegung beschleunigt ist, ergibt sich im Mittel eine bezüglich der üblichen Larmorfrequenz verlangsamte Winkelgeschwindigkeit bzw. Präzessionsfrequenz.

Die Verlangsamung der Präzessionsfrequenz ergibt sich quantitativ aus der zeitlichen Entwicklung der Polarisationsgrade des Spins in  $x$ - und  $z$ -Richtung bei Präzession um ein Magnetfeld in  $y$ -Richtung (Döhrmann *et al.* [42]):

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} s_x \\ s_z \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \gamma_x & -\omega_L \\ \omega_L & \gamma_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_x \\ s_z \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Hierbei sind  $\gamma_x$  und  $\gamma_z$  die im vorigen Abschnitt eingeführten relevanten Komponenten des Spinrelaxationstensors. Im Experiment wird, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, der Polarisationsgrad in  $z$ -Richtung gemessen, für den sich folgende Lösung er-

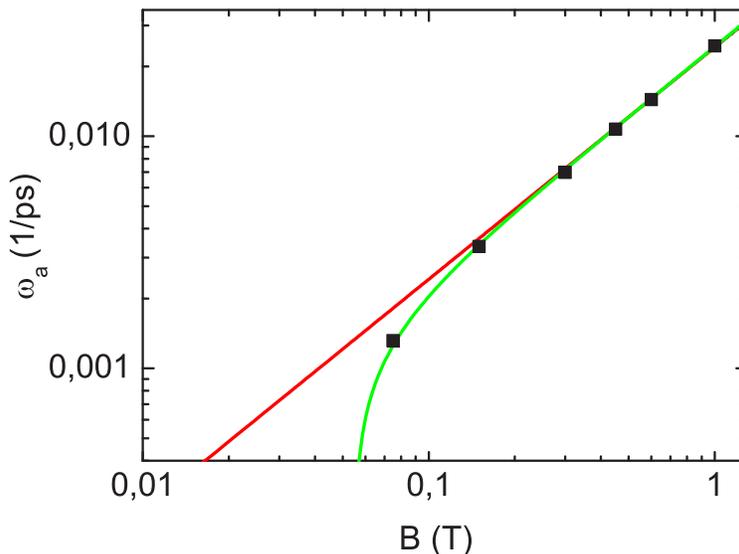


Abbildung 3.9: Abhängigkeit der Präzessionsfrequenz  $\omega_a$  vom angelegten Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  bei 200 K. In rot dargestellt ist ein Fit mit der herkömmlichen Gleichung (2.3) für die Larmorfrequenz, in grün ein Fit nach Gleichung (3.27), der die Spinrelaxationsanisotropie berücksichtigt.

gibt (Döhrmann *et al.* [42]):

$$s_z(t) = s_0 \frac{\exp\left(-\frac{\gamma_x + \gamma_z}{2} t\right)}{\cos \varphi} \cos(\omega_a t - \varphi) \quad (3.26)$$

$$\text{mit } \tan \varphi = \frac{\gamma_x - \gamma_z}{2\omega_a}$$

$$\text{und } \omega_a = \sqrt{\omega_L^2 - \frac{(\gamma_x - \gamma_z)^2}{4}}. \quad (3.27)$$

Die Präzessionsfrequenz  $\omega_a$  wird also durch die Anisotropie  $\gamma_x - \gamma_z$  gegenüber der normalen Larmorfrequenz  $\omega_L$  verlangsamt.

Abbildung 3.9 zeigt die Abhängigkeit der anisotropen Präzessionsfrequenz  $\omega_a$  vom Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  bei 200 K. Die Frequenzen wurden aus den gemessenen Polarisationsgraden durch Fits mit Gleichung (3.26) bestimmt<sup>26</sup>, wobei  $B_{\text{ext}}$  und das aus der Messung bei  $B_{\text{ext}} = 0$  T erhaltene  $\gamma_z$  gegeben waren und  $\gamma_x$ ,  $g$  und  $s_0$  als Fitparameter erhalten wurden. Aus dem Wert für  $g$  ergibt sich über Gleichung (2.3)  $\omega_L$ , welches zusammen mit dem Fitergebnis für  $\gamma_x$  über Gleichung (3.27) die anisotrope Oszillati-

<sup>26</sup>Zur Verbesserung der Genauigkeit wurden mehrere Fits mit verschiedenen Startwerten gemacht und die Ergebnisse gemittelt.

onsfrequenz  $\omega_a$  ergibt<sup>27</sup>.

Um den Unterschied zwischen anisotroper und gewöhnlicher Präzessionsfrequenz zu verdeutlichen, sind in Abbildung 3.9 die entsprechenden Fits an die Werte für  $\omega_a$  gezeigt. In rot dargestellt ist der Fit mit der linearen Gleichung (2.3) mit  $g$  als Fitparameter, in grün der Fit mit Relaxationsanisotropie nach Gleichung (3.27), wobei  $g$  und die Differenz  $(\gamma_x - \gamma_z)$  als Fitparameter dienen. Bei Feldern  $B < 0,1$  T ist ein signifikanter Einfluß der anisotropen Spinrelaxation auf die Präzessionsfrequenz erkennbar, und der anisotrope Fit (grün) beschreibt die Daten sehr gut. Aus dem Fit ergibt sich  $\gamma_x - \gamma_z = 1/380$  ps<sup>-1</sup>, was gut mit dem erwarteten Wert von  $1/410$  ps<sup>-1</sup> übereinstimmt, der sich aus den Daten in Abbildung 3.8 ergibt<sup>28</sup>.

Abbildung 3.10 zeigt die Zeitabhängigkeit der Polarisation für verschiedene Magnetfelder  $B_{\text{ext}}$ , wobei Fits mit Gleichung (3.26) in grün und mit Gleichung (3.24) in rot dargestellt sind. Die Anfangsamplitude  $s_0$  diente hierbei als einziger Fitparameter. Für  $\gamma_x$  wurde der Mittelwert aus den Fits mit Gleichung (3.26) an den Polarisationsgrad für Magnetfelder von 0,075 T bis 1 T verwendet. Für  $g$  wurde jeweils der Wert verwendet, den der isotrope bzw. anisotrope Fit an  $\omega_a(B)$  in Abbildung 3.9 ergeben hat. Nur durch das Festlegen dieser beiden Parameter wird ermöglicht, die Funktionen (3.26) und (3.24) darauf zu testen, ob sie die Messungen richtig beschreiben können - vergleiche hierzu Fußnote 27.

Abbildung 3.10(a) verdeutlicht, dass bei Magnetfeldern, bei denen  $|\omega_L| \gg |\frac{\gamma_x - \gamma_z}{2}|$  gilt, der gemessene Polarisationsgrad sowohl mit Gleichung (3.24), als auch mit Gleichung (3.26) richtig beschrieben wird. Bei solch hohen Feldern ist der Einfluss der Anisotropie der Spinrelaxation auf die Präzession des Elektronenspins vernachlässigbar, wie auch schon in Abbildung 3.9 für große Felder zu erkennen war. Bei klei-

<sup>27</sup>Werden die Werte für  $\omega_a$  aus Fits mit der Funktion nach Gleichung (3.24) bestimmt, ändert sich Abbildung 3.9 nicht wesentlich. Dies liegt daran, dass die freien Fitparameter  $s_0$ ,  $\gamma_{xz}$  und  $\omega_L$  in Gleichung (3.24) die zusätzliche Phase  $\varphi$  und die veränderte Frequenz  $\omega_a$  aus Gleichung (3.27) kompensieren können. Andererseits ist damit gezeigt, dass die in Abbildung 3.9 dargestellten Frequenzen  $\omega_a$  unabhängig davon sind, unter welchen Annahmen sie bestimmt werden.

<sup>28</sup>Später hat sich herausgestellt, dass die Feldkalibrierung des verwendeten Magneten gerade bei kleinen Feldern ungenau ist, s. Kapitel 4.4.1.2. Eine Nachkalibrierung dieser Auswertung ändert lediglich die einzelnen Werte geringfügig, nicht aber das prinzipielle Ergebnis dieser Messung. Der anisotrope Fit an  $\omega_a(B)$  ergibt nach Kalibrierung  $\gamma_x - \gamma_z = 1/407$  ps<sup>-1</sup>, was noch besser zu dem erwarteten Wert von  $1/410$  ps<sup>-1</sup> passt. Die hier gezeigten Ergebnisse sind nicht nachkalibriert und entsprechen den in Referenz [42] veröffentlichten Daten. Die Abweichung zu dem nachkalibrierten Ergebnis ist minimal.

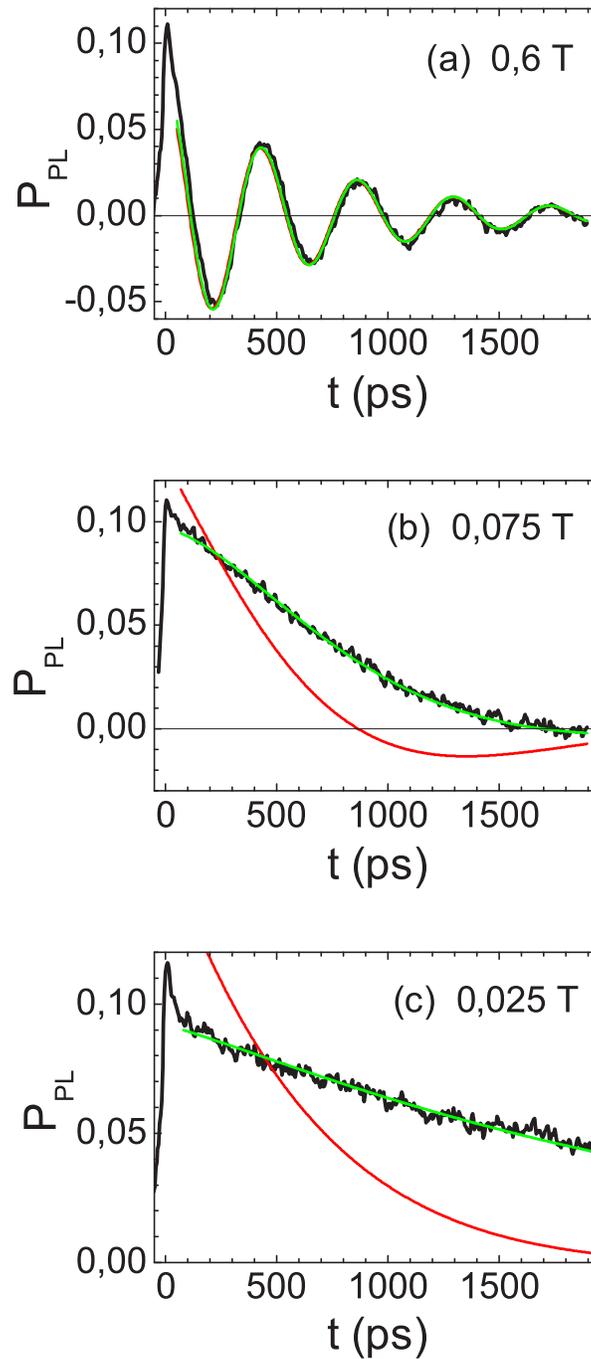


Abbildung 3.10: Experimentell gemessener Polarisationsgrad (schwarz) bei 200 K und verschiedenen Magnetfeldern  $B_{\text{ext}}$  mit Fits nach Gleichung (3.26), die die Verlangsamung der Präzessionsfrequenz  $\omega_a$  berücksichtigen (grün), im Vergleich mit Fits mit der Larmorfrequenz nach Gleichung (3.24) (rot).

nen Feldern  $B < 0,1$  T hingegen macht sich die Relaxationsanisotropie deutlich im zeitlichen Verlauf des Polarisationsgrades bemerkbar, wie Abbildung 3.10(b) zeigt. Während der Fit mit Gleichung (3.24) den gemessenen Polarisationsgrad mit der verlangsamtten Präzessionsfrequenz nicht beschreiben kann, gibt der Fit mit Gleichung (3.26) die Messung sehr gut wieder. Bei sehr kleinen Feldern  $B < 0,05$  T gilt für die Larmorfrequenz  $|\omega_L| < |\frac{\gamma_x - \gamma_z}{2}|$ , so dass der Radiant in Gleichung (3.27) negativ und die Präzession sogar komplett unterdrückt wird, wie in Abbildung 3.10(c) zu sehen ist. In diesem Fall kann der sehr kleine Imaginärteil vernachlässigt und nur der Realteil der Funktion zum Fitten verwendet werden.

Eine solche Unterdrückung der Spinpräzession konnten kurze Zeit später auch Morita *et al.* beobachten [109]. Bei 150 K sind in ihren 5 nm breiten  $n$ -In<sub>0,08</sub>Ga<sub>0,92</sub>As/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-(110)-Quantenfilmen schon bei Feldern  $B < 1$  T keine Oszillationen mehr möglich. Dort beeinflusst die Relaxationsanisotropie die Präzessionsfrequenz nach Gleichung (3.27) schon bei solch großen Feldern, weil  $\gamma_x^{\text{Morita}}$  deutlich größer und  $|g|^{\text{Morita}}$  etwas kleiner ist als in den in dieser Arbeit untersuchten 20 nm breiten (110)-GaAs-Quantenfilmen.

### 3.2.2. Temperaturabhängigkeit der Relaxationsanisotropie

Im Folgenden wird die Temperaturabhängigkeit der Relaxationsanisotropie betrachtet. Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen die bei  $B = 0$  T und  $B = 0,6$  T gemessenen Relaxationszeiten  $\tau_{s,z}$  und  $\tau_{s,xz}$  bzw. -raten  $\gamma_z$  und  $\gamma_{xz}$  zwischen 6 K und 314 K, ebenso wie die daraus berechnete Relaxationszeit bzw. -rate in  $x$ -Richtung. Für alle Temperaturen relaxiert die Spinpolarisation in der Quantenfilmebene deutlich schneller als die in  $z$ -Richtung. Die Auftragung des Verhältnisses der Relaxationsraten  $\gamma_x/\gamma_z$  in Abbildung 3.13 verdeutlicht die Temperaturabhängigkeit der Anisotropie. Bei Temperaturen über etwa 160 K ist sie mit  $\gamma_x/\gamma_z \approx 10$  beachtlich groß.

Bei tiefen Temperaturen ist für beide Relaxationsraten  $\gamma_x$  und  $\gamma_z$  der in Kapitel 3.1.1 beschriebene Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus dominierend. Dies wird durch den zeitlichen Verlauf des Polarisationsgrades bestätigt (Ohno *et al.* [118]), der nicht einfach-exponentiell abnimmt<sup>29</sup>, da der Verlust von Löchern durch optische Rekombination für eine Schwächung der Spinrelaxation durch den BAP-Mechanismus mit der Zeit sorgt (Döhrmann *et al.* [42]). Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen, dass auch bei tiefen Tem-

<sup>29</sup>Die Spinrelaxationszeiten  $\tau_{s,z}$  für tiefe Temperaturen wurden durch den bestmöglichen exponentiellen Fit an den Polarisationsgrad zwischen 0 ns und 1,8 ns bestimmt.

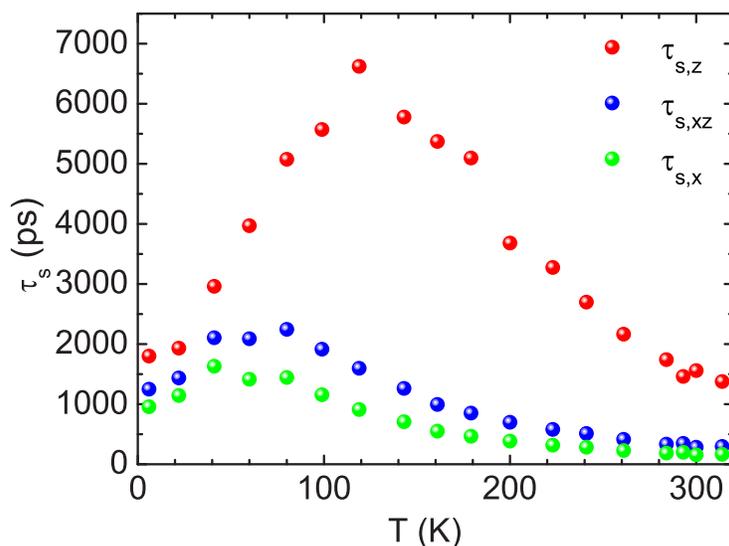


Abbildung 3.11: Abhängigkeit der Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  von der Temperatur  $T$ . Mit einem äußeren Magnetfeld von 0,6 T wird  $\tau_{s,xz}$  bestimmt, ohne äußeres Magnetfeld  $\tau_{s,z}$  und daraus die Relaxationszeit in der Quantenfilmebene  $\tau_{s,x}$  berechnet.

peraturen Elektronenspins in  $z$ -Richtung etwas langsamer relaxieren als in  $x$ -Richtung. Für gewöhnlich dominiert die langreichweitige Austauschwechselwirkung die exzitronische Spinrelaxation in Quantenfilmen, und das für die Relaxation verantwortliche effektive Magnetfeld liegt in der Quantenfilmebene (Maialle *et al.* [100]). Damit lässt sich das experimentelle Ergebnis der schnelleren Spinrelaxation in der Ebene nicht erklären. Die beobachtete leichte Anisotropie ließe sich jedoch unter der Annahme erklären, dass die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung hier dominiert. Diese hat laut Blackwood *et al.* ein effektives Magnetfeld zur Folge, das in  $z$ -Richtung stärker ist als in der Quantenfilmebene [22], so dass also Spins in der Ebene schneller dephasieren.

Mit zunehmender Temperatur steigt die Relaxationszeit in beiden Richtungen zunächst an, weil sich der Elektron-Loch-Überlapp durch thermische Ionisierung von Exzitonen verringert, so dass der BAP-Mechanismus geschwächt wird. In der Quantenfilmebene beginnt jedoch schon ab ca. 60 K der D'yakonov-Perel'-Mechanismus zu dominieren und für wieder abnehmende Relaxationszeiten  $\tau_{s,x}$  zu sorgen. Bei Raumtemperatur beträgt  $\tau_{s,x}$  nur noch etwa 200 ps. In  $z$ -Richtung nimmt die Relaxationszeit bis auf beinahe 7 ns bei etwa 120 K wie erwartet zu, weil der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus mit steigender Temperatur schwächer wird. Ohno *et al.* haben in 7,5 nm

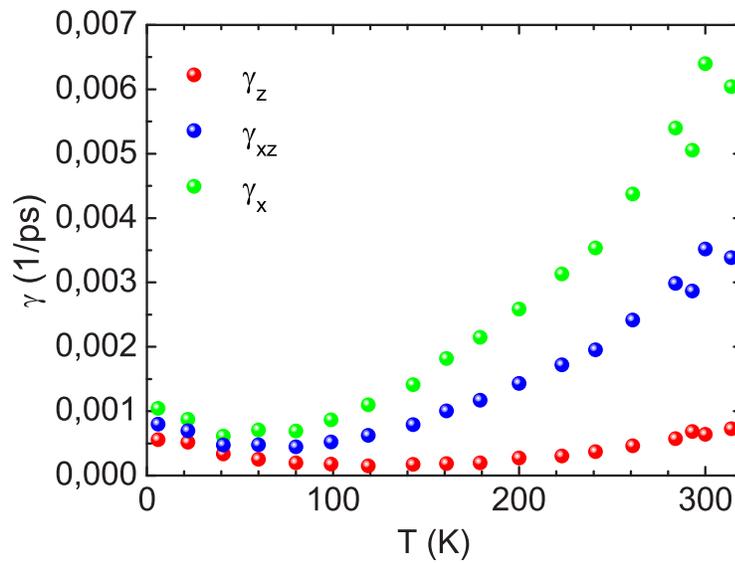


Abbildung 3.12: Abhängigkeit der für verschiedene Richtungen gemessenen Spinrelaxationsrate  $\gamma$  von der Temperatur  $T$  als Inverses der in Abbildung 3.11 gezeigten Relaxationszeiten.

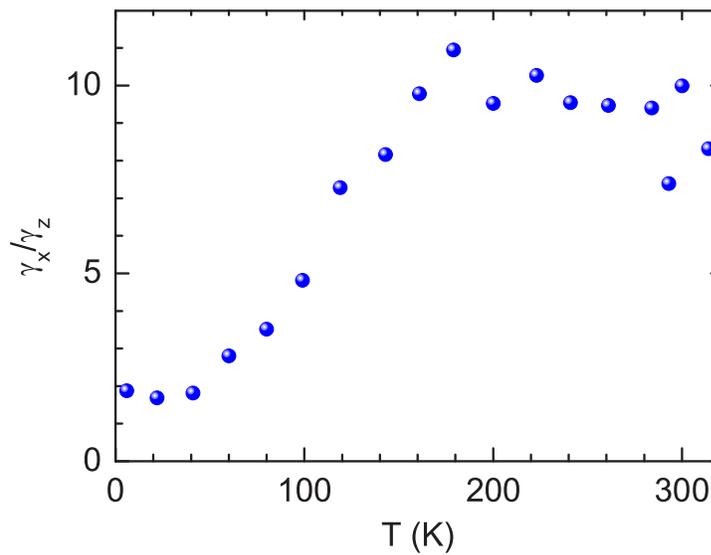


Abbildung 3.13: Verhältnis der Spinrelaxationsraten  $\gamma_x$  von Spins in der Quantenfilmebene und  $\gamma_z$  von Spins in Wachstumsrichtung in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ .

breiten, undotierten (110)-GaAs/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-Quantenfilmen ebenfalls einen Anstieg der Spinrelaxationszeit  $\tau_{s,z}$  mit der Temperatur beobachtet, sogar bis zu Temperaturen von 300 K [118]. Dabei sind die  $\tau_{s,z}$  insgesamt kürzer als hier, weil der BAP-Mechanismus in undotierten und dünneren Quantenfilmen stärker ist.

Überraschend bei den in Abbildung 3.11 dargestellten Relaxationszeiten ist eine bei Temperaturen über 120 K erfolgende Abnahme von  $\tau_{s,z}$ . Bei Raumtemperatur beträgt die Relaxationszeit nur noch etwa 1,5 ns. Dieses Ergebnis lässt sich mit keinem der bekannten Spinrelaxationsmechanismen erklären. Der Einfluss des Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus schwindet mit steigender Temperatur, wie soeben beschrieben. Es ist auszuschließen, dass er bei noch höheren Temperaturen wieder stärker wird. Die Hyperfeinwechselwirkung nimmt mit steigender Temperatur ab, kommt also als Erklärung der beobachteten Temperaturabhängigkeit nicht in Frage. Im Folgenden werden die Elliott-Yafet- und die D'yakonov-Perel'-Relaxation diesbezüglich genauer betrachtet.

Der Elliott-Yafet-Mechanismus ist nur in Materialien mit deutlich kleinerer Bandlücke relevant. In Volumen-GaAs ist durch den Elliott-Yafet-Mechanismus eine Relaxationszeit von  $\tau_s \approx 4$  ns bei 300 K zu erwarten (Kikkawa *et al.* [88]). Tackeuchi *et al.* schätzen die EY-Relaxationsrate in Quantenfilmen ab als [150]:

$$\frac{1}{\tau_s^{\text{EY}}} \approx \frac{8}{9} \left( \frac{\Delta_0}{E_0 + \Delta_0} \right)^2 \left( 1 - \frac{m^*}{m_0} \right)^2 \frac{E_{e1} k_B T}{E_0^2} \frac{1}{\tau_p^*}, \quad (3.28)$$

wobei  $E_0$  die temperaturabhängige Bandlücke bezeichnet,  $\Delta_0$  den energetischen Abstand des Splitoffbandes von der Bandkante,  $m^*$  die effektive Elektronenmasse,  $m_0$  die freie Elektronenmasse,  $E_{e1}$  die Quantisierungsenergie,  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur und  $\tau_p^*$  die Impulsstreuzeit. Mit den in Anhang B.1 angegebenen Parametern ergibt Gleichung (3.28) für 20 nm dicke GaAs-Quantenfilme mit einer Impulsstreuzeit von 50 fs eine Relaxationszeit von fast 13 ns bei Raumtemperatur. Die gemessene Relaxationszeit von  $\tau_{s,z} \approx 1,5$  ns bei Raumtemperatur ist also zu kurz, um mit Elliott-Yafet-Spinrelaxation erklärt zu werden. Außerdem haben Ohno *et al.* in dünneren Quantenfilmen keine Abnahme der Relaxationszeit bei hohen Temperaturen beobachtet, also ganz offensichtlich keine EY-Spinrelaxation. Da die EY-Spinrelaxationszeit umgekehrt proportional zur Quantisierungsenergie ist, sollte der EY-Mechanismus in dickeren Quantenfilmen - wie den in dieser Arbeit untersuchten - noch schwächer sein.

Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus durch BIA ist für Spins in [110]-Richtung un-

terdrückt, wie in Abschnitt 3.1.4.2 beschrieben. Dies gilt auch für höhere Subbänder, die mit steigender Temperatur zunehmend besetzt werden (Döhrmann *et al.* [42]). Auch D'yakonov-Perel'-Relaxation aufgrund von SIA, also der Rashba-Effekt, ist im vorliegenden Fall auszuschließen: Zum einen ist die untersuchte Probe wie in Kapitel 2.4 gezeigt vollständig symmetrisch aufgebaut, und eine von Claas Bierwisch durchgeführte Simulation der Bandstruktur mit einem Schrödinger-Poisson-Solver<sup>30</sup> hat ergeben, dass die elektrischen Felder immer deutlich unter  $200 \text{ V cm}^{-1}$  liegen. Für eine Erklärung der gemessenen Spinrelaxationszeiten durch den Rashba-Effekt wären hingegen laut einer Abschätzung von Daniel Hägele Felder im Bereich von  $10 \text{ kV cm}^{-1}$  notwendig. Diese Angabe ist konsistent mit Experimenten von Karimov *et al.*, die in (110)-Quantenfilmen erst bei Feldstärken größer als  $20 \text{ kV cm}^{-1}$  einen Einfluss des von ihnen angelegten elektrischen Feldes auf die Spinrelaxationszeit beobachtet haben [87].

Zum anderen konnte auch experimentell ausgeschlossen werden, dass der Rashba-Effekt für die beobachtete Abnahme von  $\tau_{s,z}$  bei hohen Temperaturen verantwortlich ist. Wie in Abschnitt 3.1.4.2 beschrieben, führt das simultane Auftreten von Rashba- und Dresselhausspinaufspaltung in (110)-Quantenfilmen zu einem Spinrelaxationstensor. Daniel Hägele hat die Spindynamik im verkippten Magnetfeld mit diesem Relaxationstensor für Anregung und Detektion in  $z$ -Richtung numerisch berechnet. Demnach ergeben sich unterschiedliche Spindynamiken für die Magnetfeldrichtungen  $B_{\text{ext}} = (B_x, 0, B_z)$  und  $B_{\text{ext}} = (B_x, 0, -B_z)$ , wenn ein Rashba-Term vorhanden ist. Für die Magnetfeldrichtungen  $B_{\text{ext}} = (0, B_y, B_z)$  und  $B_{\text{ext}} = (0, B_y, -B_z)$  ist hingegen keine Anisotropie in der Spindynamik zu erwarten<sup>31</sup>. Diese Messungen wurden bei einem geeigneten Winkel des Magnetfeldes von  $70^\circ$  zur Quantenfilmebene zur Kontrolle durchgeführt. Dazu wurde die in Abbildung 4.3 dargestellte Geometrie verwendet, in der die Verkipfung des externen Magnetfeldes durch Drehen des Probenstabes erreicht wurde. Da für die vermessene Probe die Zuordnung von  $x$ - und  $y$ -Achse nicht bekannt ist, wurden die Messungen nach Drehen der Probe auf dem Probenhalter um  $90^\circ$  wiederholt. Für beide Probenorientierungen hat sich eine bei beiden Feldorientie-

<sup>30</sup>„1D Poisson“ von G.Snider, [www.nd.edu/~gsnider](http://www.nd.edu/~gsnider).

<sup>31</sup>Im Übrigen ergeben die Berechnungen mit Rashba-Term auch gleiche Spindynamiken für  $B_{\text{ext}} = (B_x, 0, 0)$  und  $B_{\text{ext}} = (0, B_y, 0)$ . Dies ist für den Fall  $\alpha_{\text{BIA}} = 0$  und den Fall  $\alpha_{\text{SIA}} = 0$  aus Gleichungen (3.20) und (3.21) anschaulich klar: Dann sind die Relaxationszeiten in der Ebene gleich, so dass eine Präzession in jeder dazu senkrechten Ebene immer denselben Schnitt durch das Ellipsoid ergibt.

rungen jeweils identische Spindynamik gezeigt. Damit konnte also auch experimentell nachgewiesen werden, dass in der untersuchten Probe kein nennenswerter Rashba-Beitrag vorhanden ist, der für die beobachteten Relaxationszeiten verantwortlich sein könnte.

Die beobachtete überraschende Abnahme der Relaxationszeiten  $\tau_{s,z}$  mit steigender Temperatur lässt sich also mit keinem der oben beschriebenen bekannten Spinrelaxationsmechanismen erklären. Jedoch liefert ein neuer Spinrelaxationsmechanismus eine mögliche Erklärung: die Intersubband-Relaxation.

### 3.3. Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus

Der Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus (im Folgenden kurz ISR genannt) bezieht sich auf die Spinrelaxation durch Spinflips bei Streuung zwischen den Subbändern eines Quantenfilmes. ISR beruht auf dem Zusammenspiel von Spin-Bahn-Kopplung mit Intersubband-Streuung und wurde erstmalig von Daniel Hägele vorgeschlagen (Döhrmann *et al.* [42], Hägele *et al.* [71]).

Gäbe es keine Spin-Bahn-Kopplung, wäre eine Streuung zwischen zwei Subbändern zwingend spinerhaltend. Das heißt, ein Übergang wie  $|\psi_{\mathbf{k}_i,1,\uparrow}^{(0)}\rangle \rightarrow |\psi_{\mathbf{k}_f,2,\downarrow}^{(0)}\rangle$  wäre verboten, weil weder Phononen noch Elektronen einen Spinflip während eines Streuvorganges vermitteln können. Hierbei bezeichnen  $\mathbf{k}_i$  bzw.  $\mathbf{k}_f$  die Elektronen-Wellenvektoren in der Quantenfilmebene<sup>32</sup> vor bzw. nach dem Stoß. Der zweite Index beschreibt die Nummer des Subbandes, auf das sich die Elektronenwellenfunktion bezieht, und der dritte Index den Elektronenspinzustand in  $z$ -Richtung. Unter Einfluss von Spinbahnkopplung mischen die Zustände der einzelnen Subbänder untereinander, so dass sie Beiträge mit verschiedenen Spins enthalten. Dadurch werden Spinflips bei Streuung zwischen den Subbändern schwach erlaubt, wie in Abbildung 3.14 veranschaulicht ist. Die mit steigender Temperatur zunehmende Besetzung höherer Subbänder und häufigere Streuung sorgt für schnellere Spinrelaxation.

#### 3.3.1. Abschätzung der Intersubband-Spinrelaxationsrate

Der ISR-Mechanismus wird im Folgenden abgeschätzt. Dazu wird der Dresselhaus-term als Störoperator neben der „ungestörten“ Bandstruktur ohne Spinaufspaltung be-

<sup>32</sup>Oft werden die Elektronen-Wellenvektoren in der Quantenfilmebene mit  $k_{\parallel}$  bezeichnet. In dieser Arbeit wird auf das  $\parallel$ -Symbol verzichtet.

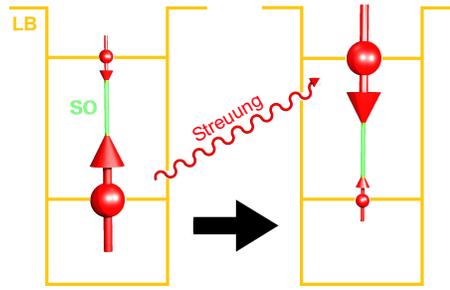


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus im Quantenfilm: Der Wellenfunktion des Elektrons (rot) im Leitungsband sind aufgrund der Spinbahnkopplung (grün) Anteile mit umgekehrtem Spin aus anderen Subbändern beigemischt. Bei Streuung kann dies zu einem Spinflip führen.

trachtet und die Übergänge in erster Ordnung Störungstheorie berechnet. Im Folgenden werden nur die beiden unteren Subbänder berücksichtigt und mit den Indizes  $\nu$  und  $\mu$  bezeichnet. Diese Annahme ist dadurch gerechtfertigt, dass sich in den vermessenen 20 nm breiten Quantenfilmen bei 300 K etwa 75 % der Elektronen im ersten, 22 % im zweiten und nur 3 % in den höheren Subbändern befinden<sup>33</sup>. In erster Ordnung zeitunabhängiger Störungstheorie ohne Entartung gilt dann für die Wellenfunktionen der beiden Subbänder:

$$|\psi_\nu\rangle = |\psi_\nu^{(0)}\rangle + \varepsilon_{\nu\mu} |\psi_\mu^{(0)}\rangle \quad \text{mit } \nu, \mu = 1, 2 \text{ und } \nu \neq \mu, \text{ wobei}$$

$$\varepsilon_{\nu\mu} = \frac{\langle \psi_\mu^{(0)} | \mathcal{H}_{\text{Dressel}}^{3\text{D},(110)} | \psi_\nu^{(0)} \rangle}{E_\nu^{(0)} - E_\mu^{(0)}}. \quad (3.29)$$

$E_\nu^{(0)}$  und  $|\psi_\nu^{(0)}\rangle$  sind die Eigenwerte und Eigenvektoren des ungestörten Hamiltonoperators. Bei Berücksichtigung des Spins ergeben sich hiermit für jedes Subband zwei

<sup>33</sup>Die Abschätzung zur Besetzung der einzelnen Subbänder geht von der gesamten Ladungsträgerdichte (Dotierdichte und Anregungsdichte), den Subbandenergien  $E_\nu$  (Subbandnummer  $\nu$ ), der 2-D-Zustandsdichte  $D(E)$  und der Fermiverteilung  $f(E)$  aus. Gleichsetzen der gesamten Ladungsträgerdichte mit der Summe der Integrale  $\int_{E_\nu}^{\infty} dE D(E) f(E)$  der einzelnen Subbänder ergibt die Fermienergie. Damit werden dann die einzelnen Integrale berechnet, um die Besetzung des jeweiligen Subbandes zu erhalten.

mögliche Wellenfunktionen, die nach Gleichung (3.29) lauten:

$$\begin{aligned}
 |\psi_1\rangle &= \begin{cases} |\mathbf{k}, 1, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}12\uparrow\downarrow} |\mathbf{k}, 2, \downarrow\rangle & \text{oder} \\ |\mathbf{k}, 1, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}12\downarrow\uparrow} |\mathbf{k}, 2, \uparrow\rangle \end{cases} \\
 |\psi_2\rangle &= \begin{cases} |\mathbf{k}, 2, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}21\uparrow\downarrow} |\mathbf{k}, 1, \downarrow\rangle & \text{oder} \\ |\mathbf{k}, 2, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}21\downarrow\uparrow} |\mathbf{k}, 1, \uparrow\rangle . \end{cases} \quad (3.30)
 \end{aligned}$$

In die Notation  $|\psi_{\mathbf{k},\nu,s}^{(0)}\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb} |\psi_{\mathbf{k},\mu,b}^{(0)}\rangle = |\mathbf{k}, \nu, s\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb} |\mathbf{k}, \mu, b\rangle$  gehen nun noch der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  und der Spin in  $z$ -Richtung mit den Bezeichnungen  $s$  und  $b$  für  $\uparrow$  und  $\downarrow$  ein. Der ursprünglichen Wellenfunktion wird also ein kleiner Anteil aus dem jeweils anderen Subband mit umgekehrtem Spin beigemischt. Da diese Beimischung nur sehr klein ist, lässt sich der Mischzustand noch wie der Eigenzustand als Spinup- oder Spindownzustand bezeichnen.

Die Koeffizienten  $\varepsilon$  berechnen sich nach Gleichung (3.29) in erster Ordnung Störungstheorie zu (s. Anhang A.1)

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb} &= \frac{\langle \mathbf{k}, \mu, b | \mathcal{H}_{\text{Dressel}}^{3\text{D},(110)} | \mathbf{k}, \nu, s \rangle}{E_{\text{SB}}} \quad \text{mit } \nu, \mu = 1, 2, \nu \neq \mu \text{ und } s, b = \uparrow, \downarrow \\
 &= \frac{\Gamma}{2E_{\text{SB}}} \left\{ 4k_x k_y \langle \mu | k_z | \nu \rangle \langle b | \sigma_x | s \rangle + \right. \\
 &\quad \left. + [(-k_y^2 - 2k_x^2) \langle \mu | k_z | \nu \rangle + \langle \mu | k_z^3 | \nu \rangle] \langle b | \sigma_y | s \rangle \right\}, \quad (3.31)
 \end{aligned}$$

wobei  $\mathcal{H}_{\text{Dressel}}^{3\text{D},(110)}$  aus Gleichung (3.10) verwendet wurde.  $E_{\text{SB}}$  bezeichnet den energetischen Abstand zwischen den beiden Subbändern<sup>34</sup>. Die einzelnen Beiträge zu Gleichung (3.31) werden im Folgenden berechnet.

Die Matrixelemente der Pauli-Spinmatrizen werden in Anhang A.2 berechnet und ergeben:

$$\begin{aligned}
 \langle \downarrow | \sigma_x | \uparrow \rangle &= 1 & \langle \uparrow | \sigma_x | \downarrow \rangle &= 1 \\
 \langle \downarrow | \sigma_y | \uparrow \rangle &= i & \langle \uparrow | \sigma_y | \downarrow \rangle &= -i . \quad (3.32)
 \end{aligned}$$

Für jeweils gleiche Spins  $s = b$  ergeben die in Gleichung (3.31) benötigten Matrixelemente Null. Dies erklärt den obigen Ansatz nach Gleichung (3.30) für die Wellenfunktionen, in dem immer nur der umgekehrte Spin im jeweils anderen Subband beigemischt werden kann.

<sup>34</sup>Hier und im Folgenden wird der Unterschied der Subbandenergien mit und ohne Spinaufspaltung vernachlässigt.

Die Nebendiagonalelemente  $\langle \mu | k_z^n | \nu \rangle$  werden in Anhang A.3 für einen Quantentopf der Breite  $d$  mit unendlichen Barrieren berechnet zu

$$\langle \mu | k_z^n | \nu \rangle = \left( -\frac{i\nu\pi}{d} \right)^n \frac{1}{\pi} \left( \frac{(-1)^{\nu+\mu} - 1}{\nu + \mu} - \frac{(-1)^{\nu-\mu} - 1}{\nu - \mu} \right) \Re(i^{n+1}). \quad (3.33)$$

Für die Betragsquadrate der Koeffizienten  $\varepsilon$  ergibt sich hieraus die im Folgenden benötigte Beziehung:

$$\begin{aligned} |\varepsilon_{\mathbf{k}12\uparrow\downarrow}|^2 &= |\varepsilon_{\mathbf{k}12\downarrow\uparrow}|^2 =: |\varepsilon_{\mathbf{k}12}|^2 \\ |\varepsilon_{\mathbf{k}21\uparrow\downarrow}|^2 &= |\varepsilon_{\mathbf{k}21\downarrow\uparrow}|^2 =: |\varepsilon_{\mathbf{k}21}|^2 \end{aligned} \quad (3.34)$$

Aus den Wellenfunktionen (3.30) lassen sich vier mögliche Intersubbandübergänge mit Spinflip konstruieren – zwei vom ersten ins zweite und zwei vom zweiten ins erste Subband. Die folgenden Überlegungen zielen auf eine Abschätzung der gesamten Spinfliprate. Dazu wird zunächst jedoch nur der Übergang  $|\mathbf{k}_i, 1, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i12\uparrow\downarrow} |\mathbf{k}_i, 2, \downarrow\rangle \rightarrow |\mathbf{k}_f, 2, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f21\downarrow\uparrow} |\mathbf{k}_f, 1, \uparrow\rangle$  betrachtet, also der Übergang eines einzelnen Elektrons von

$$\begin{aligned} |\psi_i\rangle &= |\mathbf{k}_i, 1, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i12\uparrow\downarrow} |\mathbf{k}_i, 2, \downarrow\rangle \\ \text{nach } |\psi_f\rangle &= |\mathbf{k}_f, 2, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f21\downarrow\uparrow} |\mathbf{k}_f, 1, \uparrow\rangle. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Die Spinfliprate wird durch Fermis Goldene Regel beschrieben, wobei  $A$  eine spin-erhaltende Wechselwirkung beschreibt, wie z. B. Streuung mit anderen Elektronen oder Phononen:

$$\gamma_S = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | A | \psi_i \rangle|^2 \delta(E_i - E_f). \quad (3.36)$$

Die Spinfliprate  $\gamma_S$  ergibt sich also als die Rate, mit der die Wahrscheinlichkeit anwächst, den geflippten Endzustand besetzt vorzufinden. Für den betrachteten Übergang (3.35) ergibt Gleichung (3.36) (siehe Anhang A.4) :

$$\gamma_S(\mathbf{k}, 1, 2, \uparrow, \downarrow) = \frac{2\pi}{\hbar} |\varepsilon_{\mathbf{k}_f21\downarrow\uparrow}^* \langle \mathbf{k}_f, 1, \uparrow | A | \mathbf{k}_i, 1, \uparrow \rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i12\uparrow\downarrow} \langle \mathbf{k}_f, 2, \downarrow | A | \mathbf{k}_i, 2, \downarrow \rangle|^2 \delta(E_i - E_f). \quad (3.37)$$

Die vorkommenden Matrixelemente zeigen, dass zur Intersubband-Spinflip-Streuung nur Wechselwirkungen beitragen, die Elektronen innerhalb desselben Subbandes koppeln. In Abschnitt 3.3.2.3 wird hierauf im Vergleich mit *Intrasubbandstreuung* näher eingegangen.

Um die Spinrelaxationsrate durch den betrachteten Intersubbandübergang über Gleichung (3.37) abzuschätzen, lässt sich ausnutzen, dass die Ausdrücke  $\langle \mathbf{k}_f, 1, \uparrow | A | \mathbf{k}_i, 1, \uparrow \rangle$  und  $\langle \mathbf{k}_f, 2, \downarrow | A | \mathbf{k}_i, 2, \downarrow \rangle$  auch in der herkömmlichen, spinerhaltenden Impulsstreuung im Band auftauchen:

$$\begin{aligned} \gamma_p(\mathbf{k}, 1) &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \mathbf{k}_f, 1, \uparrow | A | \mathbf{k}_i, 1, \uparrow \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \mathbf{k}_f, 1, \downarrow | A | \mathbf{k}_i, 1, \downarrow \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) \\ \gamma_p(\mathbf{k}, 2) &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \mathbf{k}_f, 2, \uparrow | A | \mathbf{k}_i, 2, \uparrow \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \mathbf{k}_f, 2, \downarrow | A | \mathbf{k}_i, 2, \downarrow \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) . \end{aligned} \tag{3.38}$$

Die Impulsstreurate  $\gamma_p = 1/\tau_p^*$  wird im Folgenden als in beiden Subbändern gleich und konstant angenommen:  $\gamma_p(\mathbf{k}, 1) = \gamma_p(\mathbf{k}, 2) = \gamma_p$ . Damit lässt sich Gleichung (3.37) nähern zu:

$$\gamma_S(\mathbf{k}, 1, 2, \uparrow, \downarrow) = (|\varepsilon_{\mathbf{k}_i 12 \uparrow \downarrow}|^2 + |\varepsilon_{\mathbf{k}_f 21 \downarrow \uparrow}|^2) \gamma_p e^{-E_{SB}/(k_B T)} . \tag{3.39}$$

Als erste Abschätzung ist es sinnvoll, die Betragsquadrate der Koeffizienten  $\varepsilon$  aus Gleichung (3.37) inkohärent zu addieren. Der Boltzmannfaktor berücksichtigt, dass bei dem betrachteten Übergang im Vergleich zur Impulsstreuung im Band zusätzliche Energie benötigt wird, um das Elektron vom ersten ins zweite Subband zu heben.

Der Ausdruck (3.39) beschreibt also die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes Elektron bei Streuung vom ersten ins zweite Subband seinen Spin von  $\uparrow$  nach  $\downarrow$  ändert. Um eine Abschätzung für die gesamte Spinfliprate bei Intersubbandstreuung zu erhalten, müssen auch die übrigen drei möglichen Übergänge berücksichtigt werden.

Für den Übergang eines Elektrons vom ersten ins zweite Subband mit Spinflip von  $\downarrow$  nach  $\uparrow$  gelten die Wellenfunktionen

$$\begin{aligned} |\psi_i\rangle &= |\mathbf{k}_i, 1, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i 12 \downarrow \uparrow} |\mathbf{k}_i, 2, \uparrow\rangle \\ |\psi_f\rangle &= |\mathbf{k}_f, 2, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f 21 \uparrow \downarrow} |\mathbf{k}_f, 1, \downarrow\rangle . \end{aligned} \tag{3.40}$$

Völlig analog zur obigen Überlegung ergibt sich daraus eine Spinfliprate von

$$\gamma_S(\mathbf{k}, 1, 2, \downarrow, \uparrow) = (|\varepsilon_{\mathbf{k}_i 12 \downarrow \uparrow}|^2 + |\varepsilon_{\mathbf{k}_f 21 \uparrow \downarrow}|^2) \gamma_p e^{-E_{SB}/(k_B T)} . \tag{3.41}$$

Wegen Gleichung (3.34) sind die beiden Raten identisch:

$$\begin{aligned} \gamma_S(\mathbf{k}, 1, 2, \uparrow, \downarrow) = \gamma_S(\mathbf{k}, 1, 2, \downarrow, \uparrow) &=: \gamma_S(\mathbf{k}, \nu_i = 1) \\ \text{mit } \gamma_S(\mathbf{k}, 1) &= (|\varepsilon_{\mathbf{k}_i 12}|^2 + |\varepsilon_{\mathbf{k}_f 21}|^2) \gamma_p e^{-E_{\text{SB}}/(k_B T)}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Bei Übergang vom zweiten ins erste Subband mit Spinflip von  $\uparrow$  nach  $\downarrow$  gelten die Wellenfunktionen

$$\begin{aligned} |\psi_i\rangle &= |\mathbf{k}_i, 2, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i 21\uparrow\downarrow} |\mathbf{k}_i, 1, \downarrow\rangle \\ |\psi_f\rangle &= |\mathbf{k}_f, 1, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f 12\uparrow\downarrow} |\mathbf{k}_f, 2, \uparrow\rangle. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Die Spinfliprate bei diesem Übergang ergibt sich zu

$$\gamma_S(\mathbf{k}, 2, 1, \uparrow, \downarrow) = (|\varepsilon_{\mathbf{k}_i 21\uparrow\downarrow}|^2 + |\varepsilon_{\mathbf{k}_f 12\uparrow\downarrow}|^2) \gamma_p. \quad (3.44)$$

Hier tritt der Boltzmannfaktor aus Gleichung (3.39) und (3.41) nicht auf, da der Übergang des Elektrons ins untere Subband keine Energie benötigt, sondern sogar freigibt. Ansonsten verläuft die Herleitung wieder analog.

Die Wellenfunktionen

$$\begin{aligned} |\psi_i\rangle &= |\mathbf{k}_i, 2, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i 21\downarrow\uparrow} |\mathbf{k}_i, 1, \uparrow\rangle \\ |\psi_f\rangle &= |\mathbf{k}_f, 1, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f 12\downarrow\uparrow} |\mathbf{k}_f, 2, \downarrow\rangle \end{aligned} \quad (3.45)$$

beschreiben schließlich den letztmöglichen Übergang, nämlich vom zweiten ins erste Subband mit Spinflip von  $\downarrow$  nach  $\uparrow$ . Mit ihnen ergibt sich aus Fermis Goldener Regel wieder analog eine Spinfliprate von

$$\gamma_S(\mathbf{k}, 2, 1, \downarrow, \uparrow) = (|\varepsilon_{\mathbf{k}_i 21\downarrow\uparrow}|^2 + |\varepsilon_{\mathbf{k}_f 12\downarrow\uparrow}|^2) \gamma_p. \quad (3.46)$$

Wegen Gleichung (3.34) ist diese wieder identisch zur Rate bei umgekehrtem Spinflip:

$$\begin{aligned} \gamma_S(\mathbf{k}, 2, 1, \uparrow, \downarrow) = \gamma_S(\mathbf{k}, 2, 1, \downarrow, \uparrow) &=: \gamma_S(\mathbf{k}, \nu_i = 2) \\ \text{mit } \gamma_S(\mathbf{k}, 2) &= (|\varepsilon_{\mathbf{k}_i 21}|^2 + |\varepsilon_{\mathbf{k}_f 12}|^2) \gamma_p. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Um nun aus der Summe der Raten der vier möglichen Übergänge eines Elektrons die mittlere Spinflip-Streurate aller Elektronen zu erhalten, muss die thermische Besetzung der  $\mathbf{k}$ -Werte mit  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$  der Elektronen berücksichtigt werden:

$$\gamma_{\text{ISR}} = \frac{2 \cdot \sum_{\nu_i=1}^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \gamma_S(\mathbf{k}, \nu_i) \exp\left(-\frac{E_{\text{Elektron}}(\mathbf{k}, \nu_i)}{k_B T}\right)}{2 \cdot \sum_{\nu_i=1}^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp\left(-\frac{E_{\text{Elektron}}(\mathbf{k}, \nu_i)}{k_B T}\right)}. \quad (3.48)$$

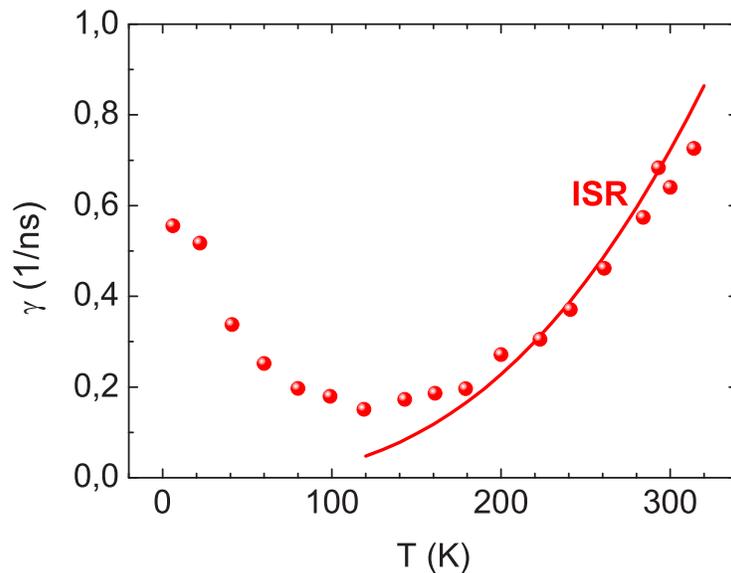


Abbildung 3.15: Abschätzung der Intersubband-Relaxationsrate nach Gleichung (3.50) (Linie) im Vergleich mit den experimentellen Relaxationsraten  $\gamma_z$  (Punkte) in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ .

In dieser Notation ergeben sich die Faktoren 2 in Zähler und Nenner durch Ausnutzen der Gleichungen (3.42) und (3.47): Da jeweils zwei der vier möglichen Übergänge dieselben Spinflipraten haben, kann hier einfach über die Subbandnummer des Ausgangszustandes  $\nu_i$  integriert und anschließend mit 2 multipliziert werden. Die Energie der Elektronen  $E_{\text{Elektron}}$ , die bei der thermischen Mittelung eingeht, setzt sich aus der kinetischen Energie und der Subbandenergie zusammen:

$$\begin{aligned} E_{\text{Elektron}}(\mathbf{k}, \nu_i = 1) &= \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \\ E_{\text{Elektron}}(\mathbf{k}, \nu_i = 2) &= \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + E_{\text{SB}}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Des Weiteren ist zu beachten, dass wegen der Integration über  $\mathbf{k}$  nun nicht mehr zwischen  $|\varepsilon_{\mathbf{k}_i\nu\mu}|^2$  und  $|\varepsilon_{\mathbf{k}_f\nu\mu}|^2$  unterschieden werden muss. Damit ergibt sich für die ISR-Streureate letztendlich:

$$\gamma_{\text{ISR}} = \frac{2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y (|\varepsilon_{\mathbf{k}12}|^2 + |\varepsilon_{\mathbf{k}21}|^2) \gamma_p \exp\left(-\frac{E_{\text{SB}}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \frac{1}{k_B T}\right)}{\left(1 + \exp\left(-\frac{E_{\text{SB}}}{k_B T}\right)\right) \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp\left(-\frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \frac{1}{k_B T}\right)}. \quad (3.50)$$

Die Spinrelaxationsrate  $\gamma_{\text{ISR}}$  ist also proportional zur Impulsstreureate  $\gamma_p = 1/\tau_p^*$

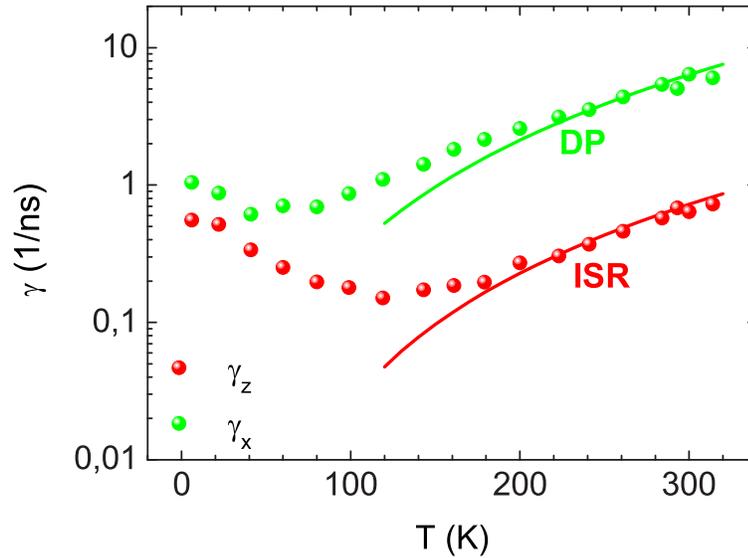


Abbildung 3.16: Vergleich der experimentellen Relaxationsraten  $\gamma_x$  und  $\gamma_z$  (Punkte) mit der Abschätzung der Intersubband-Relaxationsrate nach Gleichung (3.50) (rote Linie) und der D'yakonov-Perel'-Relaxationsrate nach Gleichung (3.7) (grüne Linie).

und nimmt mit steigender Temperatur zu, wie eine numerische Berechnung verdeutlicht. Das dazu verwendete Maple-Programm ist in Anhang A.5 gezeigt. Die Koeffizienten  $\varepsilon_{k\nu\mu}$  werden dabei über Gleichung (3.31) berechnet. Der Abstand der beiden Subbänder der untersuchten Probe beträgt<sup>35</sup>  $E_{\text{SB}} = 31$  meV, und für die Impulsstreuzeit wird temperaturunabhängig  $\tau_p^* = 50$  fs angenommen<sup>36</sup>. Für  $\Gamma$  wird ein Wert von  $24$  eV  $\text{\AA}^3$  verwendet<sup>37</sup>. Abbildung 3.15 zeigt, dass die so berechnete Relaxationsrate  $\gamma_{\text{ISR}}$  in Abhängigkeit von der Temperatur die Messergebnisse richtig beschreibt. Abbildung 3.16 zeigt zum Vergleich die nach Gleichung (3.7) mit denselben Parametern abgeschätzte D'yakonov-Perel'-Relaxationsrate. Die Herleitung und das Maple-Programm für diese Abschätzung finden sich in Anhang A.6. Auch diese einfache Abschätzung beschreibt die Temperaturabhängigkeit der gemessenen Relaxationsrate richtig. Somit ist bestätigt, dass die verwendeten Werte der Parameter realistisch sind.

<sup>35</sup>Rechnung von Roland Winkler für einen 20 nm dicken (110)-orientierten GaAs/Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As-Quantenfilm bei 0 K. Der Subbandabstand sollte sich nicht wesentlich mit der Temperatur ändern.

<sup>36</sup>Dieser Wert liegt im typischen Bereich für Elektronen-Impulsstreuzeiten (Lee *et al.* [95])

<sup>37</sup>Dieser Wert liegt zwischen einem experimentell bestimmten Wert von  $\Gamma = 26,1$  eV  $\text{\AA}^3$  (Dresselhaus *et al.* [44]) und dem üblichen theoretischen  $k \cdot p$ -Wert für GaAs von  $\Gamma = 19,55$  eV  $\text{\AA}^3$  (Winkler [160]). Der Wert von  $\Gamma = 24$  eV  $\text{\AA}^3$  ergibt sich zusammen mit  $\tau_p^*$  als Anpassparameter bei gleichzeitiger Anpassung der DP- und ISR-Abschätzung an die Messwerte.

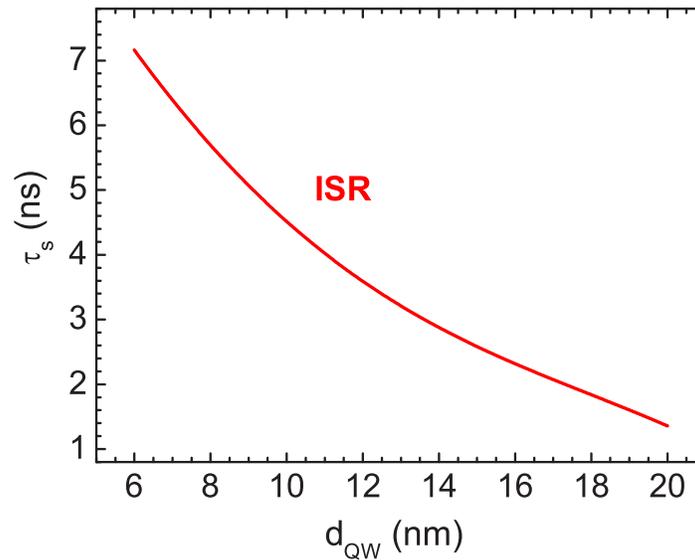


Abbildung 3.17: Abschätzung der ISR-Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  in (110)-GaAs/ $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Quantenfilmen bei 300 K in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke  $d_{QW}$  nach Gleichung (3.50).

Die trotz der eingehenden Näherungen gute Übereinstimmung der ISR-Abschätzung (3.50) mit dem Experiment spricht dafür, dass der im Rahmen dieser Messungen erstmals betrachtete Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus in (110)-Quantenfilmen eine entscheidende Rolle spielt.

### 3.3.2. Diskussion des ISR-Mechanismus

#### 3.3.2.1. ISR in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke

Der ISR-Mechanismus lässt eine Zunahme der Spinrelaxationszeit mit steigender Quantisierungsenergie erwarten, da in dünneren Quantenfilmen die Subbandabstände größer sind, was die Besetzung der höheren Subbänder und die Streuung zwischen ihnen verringert. Abbildung 3.17 zeigt eine Abschätzung der ISR-Relaxationszeit, die nach Gleichung (3.50) mit dem Programm in Anhang A.5 in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke berechnet wurde<sup>38</sup>. In dünneren Quantenfilmen als etwa 5 nm kann der ISR nicht auftreten, da nur noch ein Subband vorhanden ist.

<sup>38</sup>Hierfür wurde wieder  $\Gamma=24 \text{ eV } \text{\AA}^3$  und  $\tau_p^* = 50 \text{ fs}$  angenommen. Für die Subbandabstände in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke wurden 0 K-Werte für (110)-GaAs/ $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Quantenfilme verwendet (Rechnung von Roland Winkler).

Ohno *et al.* haben bei ihrer Messung der Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxationszeit keinen Einfluss des ISR-Mechanismus sehen können [118]. Grund dafür ist, dass die von Ohno untersuchten Quantenfilme nur 7,5 nm dick sind, der ISR also schwach ist, und die Probe ausserdem undotiert ist, so dass der BAP-Mechanismus dominiert. In  $n$ -dotierten Proben hingegen haben Ohno *et al.* bei Raumtemperatur einen Anstieg der Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  mit steigender Elektronenmobilität  $\mu$  beobachtet, was im Rahmen des ISR-Mechanismus zu verstehen ist<sup>39</sup>.

### 3.3.2.2. Vergleich zwischen ISR- und EY-Mechanismus

Der Intersubband-Relaxationsmechanismus ist dem Elliott-Yafet-Mechanismus formal sehr ähnlich. Jedoch beruht der ISR-Mechanismus auf dem Dresselhausterm, der EY-Mechanismus hingegen auf gitterioneninduzierter Spinbahnkopplung. Direkte Folge daraus ist, dass der ISR-Mechanismus nur in nichtinversionssymmetrischen Quantenfilmen auftritt, während der EY-Mechanismus auch in inversionssymmetrischen Volumenmaterialien und Quantenfilmen vorkommen kann. Beim EY-Mechanismus führt die Beimischung von Valenzbandzuständen mit umgekehrtem Spin zur Spinrelaxation, beim ISR-Mechanismus die Beimischung von Zuständen anderer Subbänder innerhalb des Leitungsbandes. Der EY-Mechanismus beinhaltet keine Übergänge der Elektronen zwischen verschiedenen Subbändern in Quantenfilmen, sondern bezieht sich nur auf Streuung im untersten Leitungsband.

### 3.3.2.3. Intrasubbandstreuung

Die bisher betrachtete *Intersubbandstreuung* mit Spinflip unterscheidet sich von der ebenfalls möglichen *Intrasubbandstreuung* mit Spinflip. Letztere findet innerhalb desselben Subbandes statt, bezeichnet also Übergänge der Art

$$|\mathbf{k}_i, \nu, s\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i \nu \mu s b} |\mathbf{k}_i, \mu, b\rangle \rightarrow |\mathbf{k}_f, \nu, b\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f \nu \mu b s} |\mathbf{k}_f, \mu, s\rangle \quad (3.51)$$

für  $\nu, \mu = 1, 2$  und  $s, b = \uparrow, \downarrow$  mit  $\nu \neq \mu, s \neq b$ .

Hierbei sind wieder vier verschiedene Übergänge möglich. Für den Übergang von

$$\begin{aligned} |\psi_i\rangle &= |\mathbf{k}_i, 1, \uparrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i 1 2 \uparrow \downarrow} |\mathbf{k}_i, 2, \downarrow\rangle \text{ nach} \\ |\psi_f\rangle &= |\mathbf{k}_f, 1, \downarrow\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f 1 2 \downarrow \uparrow} |\mathbf{k}_f, 2, \uparrow\rangle \end{aligned} \quad (3.52)$$

<sup>39</sup>Für den ISR-Mechanismus gilt  $\tau_s \propto \tau_p^*$ . Wenn die Impulstreuzeit  $\tau_p^*$  sich ungefähr wie die Transportstreuzeit  $\tau_p$  verhält (Vergleiche Fußnote 10), dann folgt aus  $\tau_p \propto \mu$  (D'yakonov *et al.* [45]) ein Anstieg der Relaxationszeit  $\tau_s$  mit der Beweglichkeit  $\mu$ .

beispielsweise ergibt sich aus Fermis Goldener Regel (3.36) eine Spinfliprate von:

$$\gamma_S(\mathbf{k}, 1, 1, \uparrow, \downarrow) = \frac{2\pi}{\hbar} |\varepsilon_{\mathbf{k}_f 1 2 \downarrow \uparrow}^* \langle \mathbf{k}_f, 2, \uparrow | A | \mathbf{k}_i, 1, \uparrow \rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i 1 2 \uparrow \downarrow} \langle \mathbf{k}_f, 1, \downarrow | A | \mathbf{k}_i, 2, \downarrow \rangle|^2 \delta(E_i - E_f). \quad (3.53)$$

In diesem Ausdruck zeigt sich, dass die Wechselwirkung  $A$  im Fall von *Intrasubbandstreuung* Elektronen in verschiedenen Subbändern koppelt, während Gleichung (3.37) gezeigt hatte, dass bei *Intersubbandstreuung* Elektronen im gleichen Subband koppeln. Dadurch überwiegt die Intersubband-Spinrelaxation die Intrasubband-Spinrelaxation, wie im Folgenden durch Betrachten der paritätsabhängigen Kopplung von Zuständen bei den verschiedenen möglichen Streupartnern begründet wird. Bei Streuung mit anderen Elektronen ist die Coulombkopplung am stärksten für Zustände gleicher Parität. Für den inplane Wellenvektor  $\mathbf{k} = 0$  ist dies eine strenge Auswahlregel, für endlichen Wellenvektor koppeln aber auch Zustände umgekehrter Parität schwach (Winkler [159]). Mit anderen Worten bedeutet dies also, dass Elektronen im selben Subband stärker aneinander koppeln als Elektronen in verschiedenen Subbändern. Bei Streuung mit LO-Phononen sind bei Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung sowohl paritätserhaltende als auch paritätswechselnde Übergänge möglich. Da sich bei Vernachlässigung von Impulserhaltung aber hauptsächlich paritätserhaltende Übergänge ergeben, liegt nahe, dass auch hierbei die Kopplung von Elektronen im selben Subband überwiegt (Winkler [159]). Für Streuung an akustischen Phononen gilt dieselbe Argumentation<sup>40</sup>. Alle Streuprozesse sind also effizienter für Zustände gleicher Parität, d.h. für Kopplung der Elektronen im selben Subband. Da dies bei Intersubband-Spinrelaxation der Fall ist, überwiegt diese die Intrasubband-Spinrelaxation, so dass letztere hier nicht weiter betrachtet wird.

### 3.4. Anwendung von (110)-Quantenfilmen in Spin-VCSELn

Oberflächenemittierende Halbleiterlaser, sogenannte VCSEL<sup>41</sup>, sind monolithisch hergestellte Halbleiterlaser, die senkrecht zur Substratoberfläche emittieren. Ihr Resonator wird aus zwei Braggspiegeln mit einer dünnen Zwischenschicht gebildet, deren Dicke

<sup>40</sup>Allerdings spielen akustische Phononen hier ohnehin keine große Rolle, da sie lediglich über Deformationspotentialkopplung teilnehmen, die nur schwach ist.

<sup>41</sup>vertical-cavity surface-emitting laser

typischerweise in der Größenordnung der emittierten Lichtwellenlänge liegt. Als aktives Medium dienen in VCSELn Quantenfilme. In einem sogenannten Spin-VCSEL kann die Laserschwelle durch Pumpen mit spinpolarisierten Elektronen im Vergleich zum Pumpen mit unpolarisierten Elektronen herabgesetzt werden, da spinpolarisierte Elektronen aufgrund der optischen Auswahlregeln nur eine der beiden fundamentalen zirkular polarisierten Lasermoden pumpen. Diese kann somit effizienter verstärkt werden und erreicht die Laserschwelle bei schwächerer Pumpleistung als wenn beide Moden gepumpt und verstärkt werden. Bei tiefen Temperaturen wurde in einem optisch gepumpten Spin-VCSEL bereits eine Schwellenreduktion um 50 % erreicht (Rudolph *et al.* [136]). Bei Raumtemperatur konnte die Laserschwelle jedoch nur um 2,5 % reduziert werden. Simulationen haben gezeigt, dass dies durch schnelle Spinrelaxation ( $\tau_s = 40$  ps) in den 7 nm breiten (001)-GaAs-Quantenfilmen bedingt ist, die in der verwendeten VCSEL-Struktur als Verstärkungsmedium dienen (Rudolph *et al.* [135]). Bei einer Spinrelaxationszeit von 800 ps könnte bei Pumpen mit 50 % bzw. 100 % spinpolarisierten Elektronen eine Schwellenreduktion von 33 % bzw. 50 % erzielt werden. Damit sind (110)-orientierte GaAs-Quantenfilme wegen ihrer langen Spinlebensdauer<sup>42</sup> eine vielversprechende Möglichkeit, um den Spin-VCSEL zu einem realen Raumtemperatur-Spintronikbauteil zu machen. Im Folgenden werden Messungen der Spinrelaxationszeit in undotierten (110)-Quantenfilmen in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke und bei hoher Anregungsdichte vorgestellt, um ihre Eignung für eine Anwendung in Spin-VCSELn zu untersuchen.

### 3.4.1. Spinrelaxation in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke

Die in Kapitel 2.4.2 vorgestellte undotierte, keilförmig gewachsene (110)-GaAs-Mehrfachquantenfilmprobe enthält ortsabhängig verschiedene Quantenfilmdicken. Die in dem vermessenen Probenstück vorliegenden Filmdicken lassen sich anhand der Exzitonenergie bestimmen, die über Photolumineszenzmessungen bei tiefen Temperaturen experimentell bestimmt wurde. Ein Vergleich mit Rechnungen für diese Probenstruktur (Roland Winkler, s. Anhang B.2) ergibt dann die Quantenfilmdicke, die von 2,4 nm bis 8,6 nm reicht. Typische Quantenfilmdicken in VCSEL-Strukturen liegen in

<sup>42</sup>In VCSELn spielt nur die Spinlebensdauer in Wachstumsrichtung eine Rolle. Schnelleres Dephasieren in der Quantenfilmebene durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus ist in dieser Anwendung nicht von Bedeutung.

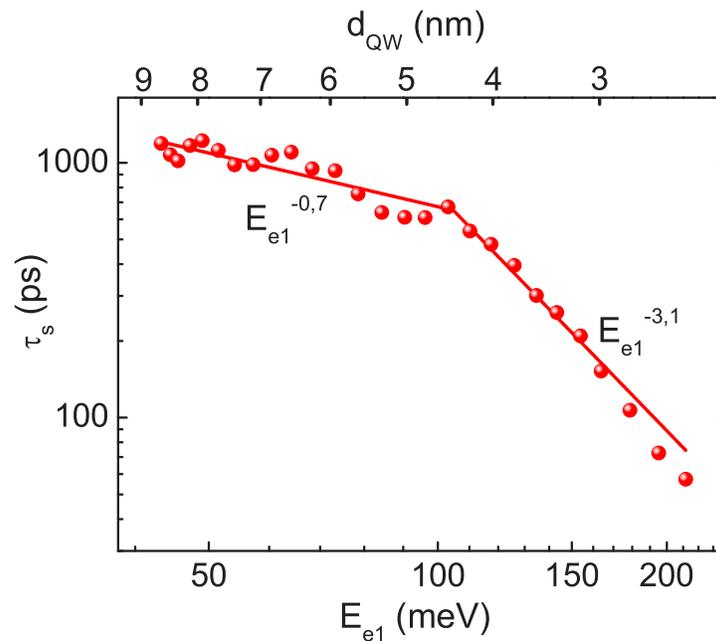


Abbildung 3.18: Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  in keilförmigen (110)-Quantenfilmen in Abhängigkeit von der Quantisierungsenergie  $E_{e1}$  bzw. der Quantenfilmdicke  $d_{QW}$  bei Anregung einer Ladungsträgerdichte von etwa  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  bei Raumtemperatur.

diesem Bereich, und für gewöhnlich ist die laseraktive Region in VCSELn wie in der hier untersuchten Probe undotiert.

Die Spinrelaxationszeiten in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke wurden wieder wie in Kapitel 2 beschrieben mit zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie bestimmt. Die Probe befand sich dabei in einem Mikrokryostaten auf einem elektronisch gesteuerten Verschiebetisch, um eine genaue Reproduktion der Eichung der Quantenfilmdicke in Abhängigkeit von der Messposition auf der Probe zu gewährleisten. Die Anregungsenergie der ps-Laserpulse betrug konstant 1,734 eV, die erzielte Anregungsdichte etwa  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Bei 300 K und ohne externes Magnetfeld wurden die beiden zirkularen Photolumineszenzkomponenten aufgenommen, der schwache Rücklauf aufgrund langer Rekombinationszeiten aus den Streakkamerabildern wie in Anhang C.1 beschrieben herausgerechnet und die Spinrelaxationszeiten durch Anfitzen des Polarisationsgrades mit Gleichung (3.22) bestimmt.

In Abbildung 3.18 sind die gemessenen Spinrelaxationszeiten in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke  $d_{QW}$  bzw. der Quantisierungsenergie  $E_{e1}$  dargestellt<sup>43</sup>. Die Quan-

<sup>43</sup>Mit Quantisierungsenergie wird der energetische Abstand zwischen Leitungsbandkante im Volumen-

tisierungsenergien wurden für (001)-GaAs/Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As-Quantenfilme bei 300 K berechnet (J. Rudolph, s. Ref. [135])<sup>44</sup>. Die Spinrelaxationszeit nimmt mit steigender Quantisierungsenergie, also abnehmender Quantenfilmdicke, ab. Für Quantisierungsenergien zwischen etwa 43 meV und 103 meV, entsprechend einer Quantenfilmdicke zwischen 8,6 nm und 4,5 nm, nimmt die Spinrelaxationszeit proportional zu  $E_{e1}^{-0,7}$  ab. In dünneren Quantenfilmen mit Quantisierungsenergien größer als 100 meV nimmt die Spinrelaxationszeit schneller ab, proportional zu  $E_{e1}^{-3,1}$ .

Die in Abbildung 3.18 dargestellte Abnahme der Spinrelaxationszeit mit zunehmender Quantisierungsenergie zeigt, dass in den hier untersuchten undotierten Quantenfilmen der ISR-Mechanismus nicht dominiert, denn Abschnitt 3.3.2 hatte ergeben, dass mit zunehmender Quantisierungsenergie längere Intersubbandspinrelaxationszeiten zu erwarten sind. Die Ergebnisse in Abbildung 3.18 sind vielmehr dem BAP-Mechanismus zuzuschreiben. Dieser kann die Spinrelaxation auch bei Raumtemperatur dominieren, wenn wie in diesem Fall andere, sonst stärkere Relaxationsmechanismen ausgeschaltet sind und die Probe nicht *n*-dotiert ist. Eine *n*-Dotierung kann den BAP-Mechanismus unterdrücken, wie im Fall der 20 nm dicken Quantenfilme der ISR-dominierten Probe. In undotierten Quantenfilmen sind hingegen bei optischer Anregung immer genauso viele Löcher wie Elektronen vorhanden, die somit die Elektronen-Spinrelaxation über die Austauschwechselwirkung dominieren können. Die gemessene Abnahme der Relaxationszeit mit zunehmender Quantisierungsenergie ist durch eine vergrößerte Elektron-Loch-Wechselwirkung aufgrund des engeren räumlichen Einschlusses der Wellenfunktionen zu verstehen (Blackwood *et al.* [22]). Ohno *et al.* [118] leiten aus numerischen Berechnungen von Maialle *et al.* [100] ab, dass für den BAP-Mechanismus  $\tau_s \propto E_{e1}^{-\beta/2}$  mit  $1 < \beta < 2$  gilt, was mit den in Abbildung 3.18 gezeigten Messungen bei Quantisierungsenergien unter 100 meV übereinstimmt.

Diese Ergebnisse sind mit Daten von Ohno *et al.* konsistent, die in undotierten (110)-GaAs/Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As-Quantenfilmen verschiedener Dicke eine Abhängigkeit  $\tau_s \propto E_{e1}^{-1}$  zeigen [118]. Zwischen etwa 33 meV und 62 meV Quantisierungsenergie nimmt die von Ohno *et al.* gemessene Spinrelaxationszeit von etwas über 1 ns auf etwa 600 ps

---

material und erstem Subband im Quantenfilm bezeichnet.

<sup>44</sup>Die Werte für Quantisierungsenergien und Subbandabstände unterscheiden sich vor allem für dünne Quantenfilme etwas zwischen den in Abschnitt 3.3.2 für die Abschätzungen des ISR verwendeten Rechnungen bei 0 K in (110)-GaAs-QWs unter Berücksichtigung der Nichtparabolizität der effektiven Masse und den hier für die Darstellung der Messergebnisse verwendeten Rechnungen bei 300 K in (001)-QWs. An den prinzipiellen Ergebnissen dieses Kapitels ändert sich dadurch jedoch nichts.

ab<sup>45</sup>, liegt also im selben Größenbereich wie die Ergebnisse in Abbildung 3.18. Messungen in Abhängigkeit von Dotierung, Anregungsdichte und Temperatur in Ref. [118] bestätigen, dass dort der BAP-Mechanismus die Spinrelaxation dominiert.

Ungeklärt ist, warum die Spinrelaxationszeit in Quantenfilmen, die dünner als 4,5 nm sind, einen stärkeren Abfall mit  $E_{e1}^{-3,1}$  zeigen. Dennoch bleibt festzuhalten, dass in dickeren Quantenfilmen mit Quantisierungsenergien  $E_{e1} \leq 73$  meV (Quantenfilmdicke  $\geq 5,9$  nm) die Spinrelaxationszeiten über 900 ps lang sind. Da die Quantenfilmdicke in VCSEL-Strukturen typischerweise in diesem Bereich liegt und für einen Raumtemperatur-Spin-VCSEL Relaxationszeiten von  $\tau_s \geq 800$  ps benötigt werden (Rudolph *et al.* [135]), sind die hier vorgestellten (110)-Quantenfilme ein vielversprechendes Material für eine signifikante Laserswellenreduktion.

### 3.4.2. Spinrelaxation bei hohen Anregungsdichten

Die in Abschnitt 3.4.1 vorgestellten Messungen wurden mit einer Anregungsdichte von etwa  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  aufgenommen. Die Laserschwelle in entsprechenden VCSEL-Strukturen liegt hingegen im Bereich von  $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (Rudolph *et al.* [135]). Um zu überprüfen, ob die Spinrelaxationszeiten in den (110)-Quantenfilmen auch bei solch hohen Anregungsdichten noch lang genug sind, wurde für zwei Quantenfilmdicken die Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Anregungsleistung gemessen.

Der verwendete Versuchsaufbau war im Wesentlichen derselbe wie für die Messungen in Abschnitt 3.4.1. Die Energie des anregenden ps-Lasers lag bei 1,653 eV, und die Intensität der Laseranregung wurde mit einem optischen Chopper mit 1,8 kHz moduliert, um die Probenerwärmung aufgrund der hohen Anregungsleistung zu minimieren. Zum Fokussieren des anregenden Laserstrahles auf die Probe wurde ein Kameraobjektiv verwendet, mit dem ein Fokusbereich<sup>46</sup> von etwa  $41 \mu\text{m}$  erreicht wurde. Die Abschätzung der Anregungsdichte beruht auf der Annahme, dass nach Reflexionsverlusten von 30 % an Linse, Fenster und Probenoberfläche pro Quantenfilm 1,5 % der Laserleistung absorbiert werden. Mit diesem Aufbau und der zur Verfügung stehenden Laserausgangsleistung wird eine maximale Anregungsdichte von  $1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  erreicht, was hoch genug ist, um eine prinzipielle Eignung von (110)-Quantenfilmen für

<sup>45</sup>Die in Ref. [118] gezeigten Relaxationszeiten sind nominell doppelt so lang wie hier angegeben, weil Ohno *et al.* zum Anpassen des Polarisationsgrades die Funktion  $s_z(t) = s_0 \exp(-2t/\tau_s)$  verwenden. Vergleiche Gleichung (3.22).

<sup>46</sup>FWHM (full width at half maximum)

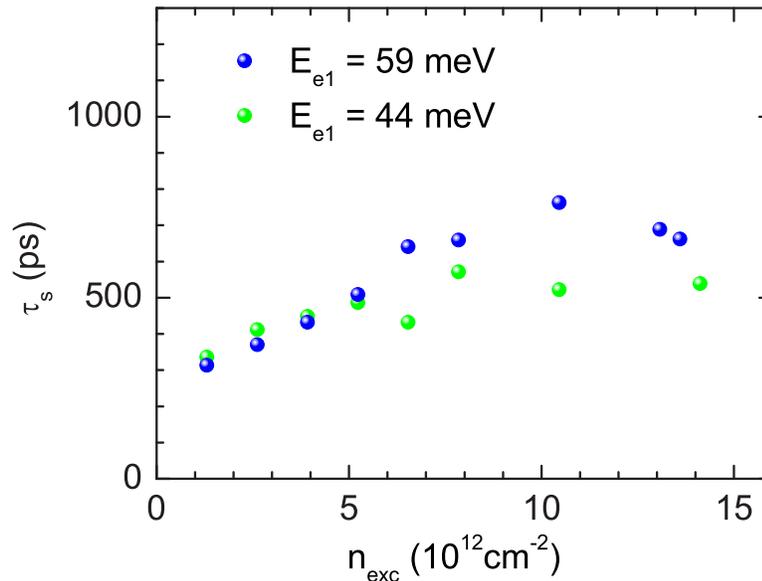


Abbildung 3.19: Ungefähre Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  in Abhängigkeit von der Anregungsdichte  $n_{\text{exc}}$  für 7,0 nm und 8,5 nm dicke (110)-Quantenfilme bei Raumtemperatur. Die Dichten liegen im Bereich der VCSEL-Laserschwelle.

Spin-VCSEL zu überprüfen<sup>47</sup>. Die Messungen wurden an 7,0 nm und 8,6 nm dicken Quantenfilmen durchgeführt, weil erstere mit 59 meV dieselbe Quantisierungsenergie haben wie die (001)-Quantenfilme in der in Referenz [135] untersuchten VCSEL-Struktur und letztere laut Abschnitt 3.4.1 die längsten Spinrelaxationszeiten in der untersuchten Probe aufweisen.

Abbildung 3.19 zeigt die bei 300 K gemessenen Spinrelaxationszeiten in Abhängigkeit von der Anregungsdichte. Bei den verwendeten hohen Dichten sind die Photolumineszenzlinien der Quantenfilme und des Substrates sehr stark verbreitert und überlappen spektral, weil auch Elektron-Loch-Paare mit hohen  $k$ -Werten strahlend rekombinieren (Amo *et al.* [3]). Der Polarisationsgrad wurde aus einem die Quantenfilmlinie umfassenden Bereich nach Herausrechnen des Rücklaufes (s. Anhang C.1) bestimmt. Da die Photolumineszenz des Substrates sehr kurzlebig ist, kann der Polarisationsgrad zu späten Zeiten der Quantenfilm-Photolumineszenz zugeordnet werden. Deswegen wurden die Spinrelaxationszeiten als Mittelwert aus Fits bestimmt, die erst zwischen 150 ps und 200 ps nach Laseranregung beginnen. Bei sehr hohen Intensitäten ist der

<sup>47</sup>Die erreichbare Anregungsdichte liegt etwas unter der Laserschwelle. Der Schwellenwert von  $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  bezieht sich allerdings zum einen auf Pumpen mit unpolarisierten Elektronen, und zum anderen sind Dichteabschätzungen prinzipiell fehlerbehaftet.

Polarisationsgrad sehr klein, so dass sich die Relaxationszeiten daraus nicht exakt bestimmen lassen. Die in Abbildung 3.19 dargestellten Zeiten geben also nur den ungefähren Wert der Hochdichterelaxationszeiten wieder. Der bei hohen Anregungsdichten kleine Polarisationsgrad ist durch sogenanntes Ausbleichen zu erklären (Miller *et al.* [108]). Hierbei handelt es sich um die Folge von anisotroper (spinabhängiger) optischer Absorption aufgrund von Auffülfeffekten (Oudar *et al.* [120], Smirl *et al.* [146]). Wenn nahezu alle Zustände der Majoritätsspins besetzt sind, können diese keine angeregten Elektronen mehr aufnehmen, während Elektronen mit Minoritätsspin weiterhin in genügend freie Zustände angeregt werden können. Dadurch ist der erzeugte Polarisationsgrad deutlich kleiner, als durch die optische Anregung möglich wäre, wenn genügend freie Zustände vorhanden wären.

Bei Anregungsdichten von  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  beträgt die Spinrelaxationszeit für beide Quantenfilmdicken über 300 ps und steigt mit zunehmender Anregungsdichte an. Bei Dichten um  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  erreicht die Spinrelaxationszeit in den 8,6 nm dicken Quantenfilmen Werte zwischen 500 ps und 600 ps, in den 7 nm dicken Quantenfilmen sogar bis zu 800 ps. Dieses Verhalten lässt sich mit dem BAP-Mechanismus im Hochdichteregime erklären, wie von Amo *et al.* [3] beschrieben: Bei hohen Anregungsdichten werden die Bänder weit aufgefüllt und mit zunehmender Dichte werden höhere  $k$ -Werte besetzt. Niederenergetische Zustände sind dann nahezu vollständig besetzt, so dass Spinflips niederenergetischer Elektronen durch Pauli-Blockade unterdrückt werden [3]. Höherenergetische Elektronen in nicht vollständig aufgefüllten Zuständen können zwar ihren Spin umklappen, jedoch ergibt sich für die PL-Linie insgesamt eine mit zunehmender Dichte längere Spinrelaxationszeit.

Diese Ergebnisse stehen nicht im Widerspruch zu der von Ohno *et al.* [118] und Adachi *et al.* [1] gemessenen Abnahme der Relaxationszeit mit zunehmender Anregungsdichte, weil Ohnos und Adachis Messungen im Niederdichteregime des BAP-Mechanismus stattfanden. Dort spielen Auffülfeffekte keine Rolle und die mit zunehmender Anregungsdichte steigende Lochkonzentration verringert das sogenannte Abschirmen [1], so dass die Elektronenspinpolarisation schneller relaxiert. Eine entsprechende Abnahme von  $\tau_s \approx 1 \text{ ns}$  bei einer Anregungsdichte von  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  auf  $\tau_s \approx 300 \text{ ps}$  bei einer Anregungsdichte von  $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  wurde auch in dieser Arbeit beobachtet, wie ein Vergleich der Abbildungen 3.18 und 3.19 zeigt.

Abschließend festzuhalten bleibt, dass die Spinrelaxationszeiten in (110)-Quantenfilmen von in VCSELn typischerweise verwendeten Dicken auch bei Anregungsdich-

ten im Bereich der Laserschwelle lang genug für eine fast maximale Schwellenreduktion sind. Damit sind (110)-orientierte GaAs-Quantenfilme ein sehr vielversprechendes Material zur Realisierung eines Raumtemperatur-Spin-VCSELs.

## 3.5. Zusammenfassung und Ausblick

Schwerpunkt dieses Kapitels ist die Relaxation des Elektronenspins in (110)-orientierten GaAs-Quantenfilmen, welche in den letzten Jahren großes Interesse im Hinblick auf mögliche Spintronikanwendungen geweckt haben (Ohno *et al.* [118], Kariimov *et al.* [87]). Mittels zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie im Magnetfeld wurde erstmals eine starke Anisotropie der Spinrelaxation in (110)-Quantenfilmen experimentell nachgewiesen: In Wachstumsrichtung orientierte Spins relaxieren deutlich langsamer als Spins in der Quantenfilmebene. Von 160 K bis 314 K unterscheiden sich die Relaxationszeiten in 20 nm breiten Quantenfilmen um einen Faktor zehn (Döhrmann *et al.* [42]). Diese Anisotropie wird anhand von theoretischen Vorhersagen von D'yakonov und Kachorovskii dadurch erklärt, dass der D'yakonov-Perel'-Spinrelaxationsmechanismus für Spins senkrecht zum (110)-Quantenfilm unterdrückt ist, während Spins in der Quantenfilmebene über den D'yakonov-Perel'-Mechanismus relaxieren [45].

Diese Spinrelaxationsanisotropie hat direkte negative Implikationen für die Einsatzmöglichkeit von (110)-Quantenfilmen in Spintronikanwendungen, in denen eine stabile Spinorientierung in beliebigen Richtungen benötigt wird. Darüber hinaus wirkt sich die Anisotropie auf die Spindynamik in externen Magnetfeldern aus. Die Messung der Spinpräzession um ein in der Quantenfilmebene liegendes externes Magnetfeld hat eine Verlangsamung bezüglich der üblichen Präzession mit der Larmorfrequenz offengelegt. Bei kleinen Feldern kann die Präzession sogar ganz unterdrückt werden. Erst die Berücksichtigung der Spinrelaxationsanisotropie ermöglicht eine korrekte Beschreibung der beobachteten Spindynamik.

Außerdem wurde gezeigt, dass die Spinrelaxationszeit in (110)-GaAs-Quantenfilmen auch in Wachstumsrichtung trotz der Unterdrückung des D'yakonov-Perel'-Mechanismus begrenzt sein kann. In 20 nm breiten *n*-dotierten Quantenfilmen wurde eine Abnahme der Relaxationszeit mit steigender Temperatur beobachtet, von etwa 7 ns bei 120 K auf etwa 1,5 ns bei Raumtemperatur. Dieses überraschende Verhalten lässt sich mit einem neuen Spinrelaxationsmechanismus erklären, der auf einem

Mischen der Zustände verschiedener Subbänder im Leitungsband aufgrund des Dresselhauserterms im Zusammenwirken mit Intersubbandstreuung beruht. Eine einfache Abschätzung dieses Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus (ISR), der vor allem bei hohen Temperaturen an Relevanz gewinnt, stimmt gut mit der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeit in Wachstumsrichtung überein (Hägele *et al.* [71]). Genauer wäre jedoch ein auf einer mikroskopischen Theorie basierender Ansatz. Eine Erweiterung bestehender Theorien, die den ISR mit einschließt, wäre wünschenswert, denn bisher behandeln Theorien der Spinrelaxation nur das unterste Subband oder vernachlässigen Intersubbandkohärenz, wenn die Besetzung höherer Subbänder berücksichtigt wird (Weng *et al.* [157])

Wesentliche Parameter für die Stärke des ISR-Mechanismus sind der Subbandabstand, der vor allem durch die Quantenfilmbreite bestimmt ist, und die Intersubbandstreuzeit, die über die Impulsstreuzeit von der Dotierungsdichte abhängt. Eine Schwächung des ISR-Mechanismus ist bei großen Subbandabständen, also in dünnen Quantenfilmen, und bei langen Streuzeiten, also schwacher Dotierung zu erwarten. Andererseits wird der BAP-Mechanismus in dünnen Quantenfilmen und bei schwacher Dotierung effizienter. Daher wären Experimente zur Bestimmung der Spinrelaxationszeit in  $n$ -dotierten (110)-Proben in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke und der Dotierungsdichte interessant, um (110)-Quantenfilme für lange Spinrelaxationszeiten optimieren zu können. Darüber hinaus würde eine Messung der Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke den ISR-Mechanismus noch klarer vom Elliott-Yafet-Mechanismus abgrenzen, bei dem die Spinrelaxationszeit mit abnehmender Quantenfilmdicke kürzer wird.

Trotz der oben genannten Einschränkungen sind die Spinrelaxationszeiten in (110)-Quantenfilmen in Wachstumsrichtung außerordentlich lang. Damit besitzen (110)-Quantenfilme ein großes Potential für Spintronikanwendungen. Im Hinblick auf einen möglichen Einsatz von (110)-Quantenfilmen in Spin-VCSELn wurde die Spinrelaxationszeit in undotierten (110)-Quantenfilmen bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Quantisierungsenergie und bei hohen Anregungsdichten gemessen, die im Bereich der Laserschwelle bei VCSELn lagen. Mit diesen Messungen konnte bestätigt werden, dass die Zeiten mit einigen Hundert Pikosekunden lang genug sind, um die Laserschwelle in einem Raumtemperatur-Spin-VCSEL signifikant zu reduzieren (Rudolph *et al.* [135]). Angesichts des Fortschrittes im Wachstum von (110)-Cavity-Strukturen (Hey *et al.* [69]) kann in naher Zukunft auf die Realisierung eines solchen (110)-Spin-VCSELs gehofft werden.

## 4. Elektron- $g$ -Faktor und Wechselwirkung von Elektronen- und Kernspinsystem in GaAs

Der Elektron-Landé-Faktor  $g^*$  verknüpft das magnetische Moment  $\mu$  eines Elektrons im Leitungsband mit seinem Spin  $s$ :

$$\frac{\mu}{\mu_B} = -g^* \frac{s}{\hbar}, \quad (4.1)$$

wobei  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton und  $\hbar$  das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum bezeichnet. In Halbleitern unterscheidet sich  $g^*$  aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung vom Wert  $g_0 = 2,0023$  für freie Elektronen im Vakuum und kann sehr hohe Beträge und ein negatives Vorzeichen annehmen – in InSb gilt z.B.  $g^* \approx -50$  (Isaacson [78]).

Des Weiteren beschreibt der Elektron-Landé-Faktor  $g^*$  die Größe der Zeemanaufspaltung elektronischer Zustände in Halbleitern, d. h. die energetische Aufspaltung der Leitungsband-Spineaigenzustände im Magnetfeld, die durch die Dipolwechselwirkung zwischen angelegtem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und magnetischem Moment  $\mu$  verursacht wird. Mit Gleichung (4.1) und  $s = \pm \frac{\hbar}{2}$  ergeben sich die Energien der beiden Zustände zu:

$$E = -\mu \cdot \mathbf{B} = \pm \frac{g^* \mu_B B}{2}. \quad (4.2)$$

Der  $g$ -Faktor ist als einer der Schlüsselparameter von Halbleitern von großem theoretischen und praktischen Interesse. So eignet er sich etwa als Testparameter für unterschiedliche Verfahren zur Berechnung der Halbleiter-Bandstruktur, von der er sehr empfindlich abhängt. Beispielsweise haben Messungen der Temperaturabhängigkeit von  $g^*$  in GaAs eine große Diskrepanz zu  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen gezeigt (Oestreich *et al.* [115], [112]), worauf in Kapitel 5 genauer eingegangen wird. Außerdem ist die

Möglichkeit, den  $g$ -Faktor in Halbleiterstrukturen maßzuschneidern, für die kohärente Manipulation von Elektronenspins wichtig, die für eine potentielle Quanteninformationsverarbeitung notwendig wäre. Eine genaue Kenntnis und ein gutes Verständnis des  $g$ -Faktors  $g^*$  der Ausgangsmaterialien ist also von großer Bedeutung. Als Tieftemperaturwert für  $g^*$  in GaAs wird für gewöhnlich der Wert  $g^* = -0,44$  verwendet, jedoch variieren die Werte in der Literatur um über 10 % (Weisbuch *et al.* [156], Seck *et al.* [141], Colton *et al.* [37]).

In den bisherigen Abschnitten dieser Arbeit wurde nur der Spin der Elektronen betrachtet. In GaAs besitzen aber alle Isotope auch einen Kernspin. Kernspins können von Elektronenspins dynamisch polarisiert werden, wie in Volumenhalbleitern (Lampel [92], Paget *et al.* [122, 105], D'yakonov *et al.* [105]), Quantenfilmen (Barrett *et al.* [13], Malinowski *et al.* [102]) und Quantenpunkten (Gammon *et al.* [56], Brown *et al.* [28]) beobachtet wurde. Dieser Prozess geschieht über die Hyperfeinwechselwirkung, die die Spins lokalisierter Elektronen mit benachbarten Kernspins koppelt. Eine Kernspinpolarisation wirkt ihrerseits als effektives Magnetfeld auf das Spinsystem der Elektronen zurück. Fluktuationen des lokalen Kernmagnetfeldes beispielsweise wirken dephasierend auf die Spinkohärenz lokalisierter Elektronen, etwa in Quantenpunkten oder flachen Störstellen. Dies ist vor allem angesichts der interessanten Perspektiven von Elektronenspins in Quantenpunkten für die Quanteninformationsverarbeitung relevant (Gammon *et al.* [57], Burkhard *et al.* [32]). Auch können makroskopische Kernfelder Stärken annehmen, die mit angelegten externen Magnetfeldern vergleichbar sind und somit die Dynamik auch der nicht lokalisierten Elektronenspins im Magnetfeld drastisch beeinflussen. Daher ist bei einer Nutzung des Elektronenspins immer auch die Wechselwirkung mit dem Kernspin zu beachten.

Der Einfluss des Kernmagnetfeldes auf die Dynamik des Elektronenspins lässt sich andererseits auch gezielt nutzen. Die Kopplung des elektronischen und nuklearen Spinsystems erlaubt beispielsweise rein optische Kernspinresonanz (Kikkawa *et al.* [89], Salis *et al.* [138, 137]), und in zeitaufgelöster optischer Spektroskopie lässt sich über die Larmorpräzession des Elektronenspins die Größe des Kernfeldes bestimmen (Malinowski *et al.* [102], Kikkawa *et al.* [89], Salis *et al.* [138, 137]). Darüber hinaus wäre auch denkbar, den Kernspin zur Informationsspeicherung und zur Kontrolle des Elektronenspins zu verwenden (Gammon *et al.* [57]). Da Kernspins eine um mehrere Größenordnungen längere Lebenszeit als Elektronenspins haben, sind sie vielversprechende Kandidaten für die Realisierung von Quantenbits, deren Verschränkung via

Hyperfeinkopplung mit Elektronenspins stattfindet (Kane [83]). Daher ist die Dynamik von kohärenter Elektronen-Kern-Wechselwirkung von hochaktuellem Interesse. In jedem Fall ist notwendig, ein genaueres Verständnis der Wechselwirkungen zwischen Elektronenspin- und Kernspinsystem zu entwickeln, bevor solche Ideen umgesetzt werden können.

In diesem Kapitel werden detaillierte Untersuchungen der Kernspindynamik und der Wechselwirkung der beiden Spinsysteme in GaAs vorgestellt. In Abschnitt 4.1 wird zunächst auf die Messung des Elektron-Landé- $g$ -Faktors mittels Spinquantenschwebungsspektroskopie eingegangen. Anschließend wird in Abschnitt 4.2 die Entstehung einer Kernspinpolarisation erläutert und in Abschnitt 4.3 der Kernspineinfluss auf den gemessenen  $g$ -Faktor beschrieben. In Abschnitt 4.4 werden schließlich detaillierte und sehr genaue Messungen des  $g$ -Faktors ohne verfälschende Kernspineinflüsse und Messungen der Kernspindynamik vorgestellt. Messungen des  $g$ -Faktors bei hohen Temperaturen bis hin zur Raumtemperatur werden in Kapitel 5 getrennt behandelt.

## 4.1. Messung des Elektron- $g$ -Faktors mittels Spinquantenschwebungsspektroskopie

In dieser Arbeit wurde der Elektron-Landé-Faktor  $g^*$  mittels zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie aus der Frequenz von Spinquantenschwebungen bestimmt. Versuchsaufbau und -methode sind in Kapitel 2 erläutert, und die untersuchte leicht  $n$ -dotierte Volumen-GaAs-Probe ist in Abschnitt 2.4.3 beschrieben. Die Wellenlänge des anregenden Lasers wurde über einen Pulsformer quasiresonant eingestellt. Die Dichte optisch angeregter Ladungsträger lag üblicherweise im Bereich von  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Detektiert wurde immer die zur Anregung entgegengesetzt zirkular polarisierte Photolumineszenzkomponente, um reflektiertes Laserlicht auszukreuzen. Die zirkulare Polarisation von anregendem Laser und detektierter Photolumineszenz wurde mit Hilfe von Flüssigkristallverzögerern eingestellt und synchron zueinander und zum Datenaufnahmeprogramm der Strekkamera zwischen  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  hin- und hergeschaltet. Der Großteil der im Folgenden beschriebenen Messungen wurde in superfluidem Helium bei  $2 \text{ K} < T < 3 \text{ K}$  durchgeführt. Die Probe wurde durch Drehen des Probenstabes um die vertikale Achse leicht im horizontal verlaufenden Magnetfeld verkippt (Winkel  $\vartheta$  in Abbildung 4.3), welches meistens 1 T betrug. Die im Folgenden angegebenen Werte des  $g$ -Faktors wurden, wie in Kapitel 2 und Anhang C.2 beschrieben,

mit Hilfe automatisierter DOF-Fits erhalten. In die Messgenauigkeit gehen verschiedene Fitfehler, Zeitkalibrierungsfehler und Feldkalibrierungsfehler ein - eine genaue Fehlerbetrachtung wird in Abschnitt 4.4.1 vorgenommen.

Bei erhöhten Ladungsträgertemperaturen aufgrund nichtresonanter optischer Anregung oder Heizen der Probe werden nicht nur Zustände nahe der Leitungsbandkante, sondern auch höherenergetische Zustände besetzt. Die entsprechende Energieverteilung der Elektronen führt zu leicht unterschiedlichen Werten für den  $g$ -Faktor verschiedener Elektronen, da  $g^*$  energieabhängig ist (z. B. Yang *et al.* [165]). Die Messung von Spinquantenschwebungen mittelt über viele Elektronen, die ihre Energie durch Streuung mit anderen Elektronen deutlich schneller ändern als die Periodendauer der Spinquantenschwebungen ist. Dadurch ergibt die Messung nicht den  $g$ -Faktor am Leitungsbandminimum, sondern einen energetisch gemittelten  $g$ -Faktor  $\langle g^* \rangle$  (Oestreich *et al.* [112]). Genaueres zur Energieabhängigkeit und energetischen Mittelung des  $g$ -Faktors findet sich in den Abschnitten 5.2.1 und 5.2.3.

Die detektierte Photolumineszenz entsteht teilweise durch exzitonische Rekombination. Da die angeregten Ladungsträger jedoch schnell streuen und der Lochspin in Volumen-GaAs sehr schnell dephasiert (s. Abschnitt 2.1), werden die beobachteten Spinquantenschwebungen allein von Elektronen verursacht, so dass der aus ihnen bestimmte  $g$ -Faktor der reine Elektron- $g$ -Faktor ist (Oestreich *et al.* [112], Hannak *et al.* [64]).

Lokalisierte Elektronen haben aufgrund der Energieabhängigkeit von  $g^*$  einen größeren<sup>1</sup>  $g$ -Faktor als freie Elektronen, weil die Lokalisierung im Ortsraum zur Besetzung höherer  $k$ -Werte führt. Abbildung 4.1 zeigt das Photolumineszenzspektrum der untersuchten Probe bei resonanter Anregung und einer Probentemperatur von 2,6 K. Die beiden Linien können freien und gebundenen Exzitonen zugeordnet werden<sup>2</sup>. Die Photolumineszenz freier Exzitonen entspricht der höherenergetischen Linie und ist insgesamt intensitätsstärker als die der gebundenen Exzitonen. Bei nichtresonanter Anregung verstärkt sich diese Ungleichheit noch. Die meisten der im Folgenden vorgestellten Messungen wurden mit geringerer spektraler Auflösung aufgenommen als in Abbildung 4.1 gezeigt, so dass die beiden Linien nicht aufgelöst wurden. Daher wurden immer beide Linien gemeinsam ausgewertet. Da die Elektron-Elektron-Streuung

<sup>1</sup>Mit „größerer  $g$ -Faktor“ ist hier und im Folgenden ein kleinerer Betrag des negativen  $g^*$  gemeint.

<sup>2</sup>Die Literaturwerte für die Emissionsenergien sind 1,5153 eV für freie Exzitonen und 1,5141 eV für gebundene Exzitonen (Brozel *et al.* [29]). Das hier gezeigte Spektrum weicht von diesen Werten leicht ab, weil der verwendete Aufbau keine genauere Kalibrierung erlaubt.

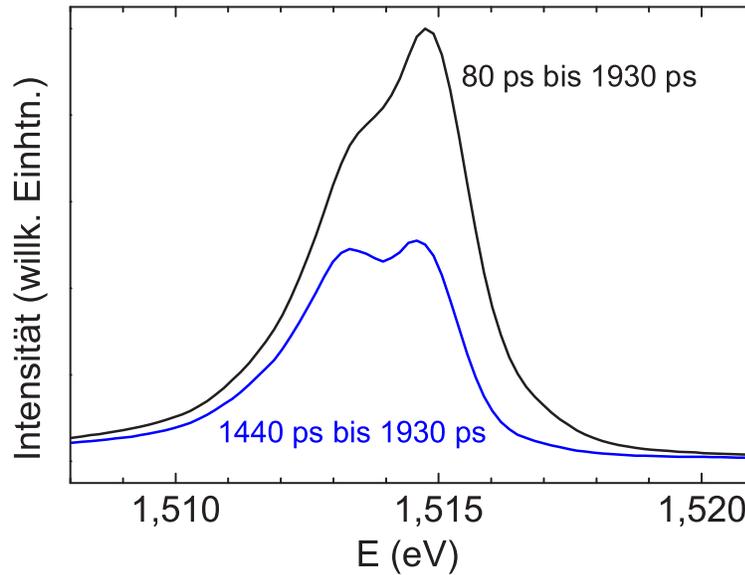


Abbildung 4.1: Photolumineszenzspektrum bei resonanter Anregung und 2,6 K. In schwarz dargestellt ist das Spektrum der von 80 ps bis 1930 ps nach Anregung integrierten PL, in blau das Spektrum der PL nur zu späten Zeiten (integriert von 1440 ps bis 1930 ps nach Anregung). Die beiden Linien können freien und gebundenen Exzitonen zugeordnet werden.

deutlich schneller ist als die Larmorpräzession, ergeben die Messungen allerdings ohnehin einen zwischen freien und lokalisierten Elektronen gemittelten  $g$ -Faktor.

Das negative Vorzeichen des  $g$ -Faktors wurde aus der Literatur übernommen (White *et al.* [158], Weisbuch *et al.* [156], Hannak *et al.* [64]), da die verwendete Voigt-Geometrie mit Detektion antiparallel zur Anregung auf die Messung des Betrages von  $g^*$  beschränkt ist (Oestreich *et al.* [114], [113]).

## 4.2. Dynamische Polarisation von Kernspins, Kernspindiffusion und Relaxation

Eine Kernspinpolarisation entsteht durch sogenannte dynamische Polarisation von Kernspins<sup>3</sup> (DNP) (Lampel [92], Paget *et al.* [122], D'yakonov *et al.* [48]), bei der die Relaxation von Nichtgleichgewichtselektronenspins mittels Hyperfeinwechselwirkung eine Kernspinpolarisation aufbaut. Dies geschieht bildlich gesehen durch wechselseitiges Umklappen von Elektronen- und Kernspins und ist ein inkohärenter thermischer

<sup>3</sup>dynamic nuclear polarization

Prozess (Salis *et al.* [138]).

In GaAs besitzen alle Isotope einen Kernspin  $I = 3/2$ . Im thermischen Gleichgewicht ist der gemittelte Kernspin im Dunkeln bei Temperaturen über etwa 1 K in guter Näherung unpolarisiert (Kuhns *et al.* [90]), da das magnetische Moment der Kerne etwa drei Größenordnungen kleiner ist als das der Elektronen. Das thermische Gleichgewicht von Elektronenspins ist im Magnetfeld  $B$  leicht polarisiert, d. h. die beiden im Magnetfeld aufgespaltenen Spinzustände sind unterschiedlich besetzt. Bei negativem  $g$ -Faktor, wie in GaAs, liegt der Spinup-Zustand energetisch tiefer als der Spindown-Zustand, die Gleichgewichts-Elektronenspinpolarisation ist also in Feldrichtung orientiert. Der Erwartungswert des Spins in Feldrichtung beträgt im thermischen Gleichgewicht (Goto *et al.* [59], Brunetti *et al.* [31], Bowers [24]):

$$S_{\text{eq}} = -\frac{1}{2} \tanh\left(\frac{g^* \mu_B B}{2k_B T}\right), \quad (4.3)$$

wobei  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur ist.

Nichtgleichgewichtselektronenspins werden optisch angeregt durch zirkular polarisiertes Pumpen (D'yakonov *et al.* in [105]). Die Spinpolarisation der angeregten freien Elektronen überträgt sich durch Spinaustauschwechselwirkung auf Zeitskalen von etwa  $10^{-11}$  s auf das Spinsystem der lokalisierten Elektronen (Paget [121]). Somit werden auch lokalisierte Elektronen bei optischer Anregung polarisiert. Die Hyperfeinwechselwirkung in GaAs ist hauptsächlich skalaren Types (Fermikontaktwechselwirkung) und nicht dipolar (Patel *et al.* [126]) und wird durch den Fermi-Kontakt-Hamiltonian beschrieben (Paget *et al.* [122]):

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_F &= \frac{8\pi}{3} \frac{\mu_0}{4\pi} g_0 \mu_B \gamma_N \hbar \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} \delta(\mathbf{r}) \\ &= \frac{2}{3} \mu_0 g_0 \mu_B \gamma_N \hbar |\psi(0)|^2 \mathbf{I} \cdot \mathbf{S}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Hierbei ist  $\mathbf{S}$  der Spin eines einzelnen Elektrons, das mit einem Kern mit Spin  $\mathbf{I}$  wechselwirkt, und  $\mathbf{r}$  die Koordinate des Elektrons bezüglich des Kernes. Des Weiteren ist  $\mu_0$  die Vakuumpermeabilität,  $g_0$  der  $g$ -Faktor des freien Elektrons und  $\gamma_N$  das gyromagnetische Verhältnis des Kernes. Die Deltafunktion  $\delta(\mathbf{r})$  rührt daher, dass es sich um eine Kontaktwechselwirkung handelt, und eine Mittelung über die Bahnbewegung des Elektrons ergibt obigen Ausdruck in Abhängigkeit von  $|\psi(0)|^2$  als Betragsquadrat der elektronischen Wellenfunktion  $\psi(\mathbf{r})$  am Ort des Kernes. Die Wellenfunktion hat

nur für lokalisierte Elektronen einen signifikanten Überlapp mit dem Kern, für ausgedehnte Zustände ist der Überlapp hingegen sehr klein, so dass die Hyperfeinwechselwirkung zwischen lokalisierten Elektronen und benachbarten Kernen am stärksten ist (Paget *et al.* [122], [121]). Vor allem die Spinpolarisation lokalisierter Elektronen führt also zu dynamischer Polarisation der Kernspins in der Umgebung der Donatoren. Dieser Prozess findet auf Zeitskalen von Sekunden statt (Paget [121], D'yakonov *et al.* in [105], Strand *et al.* [148], Colton *et al.* [37]).

Ausgehend von Kernen in der Umgebung lokalisierter Elektronen breitet sich die Kernspinpolarisation durch Diffusion in die gesamte Probe aus (Paget [121]). Die Kernspindiffusion erfolgt durch wechselseitiges Umklappen benachbarter Kernspins, vermittelt durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Kernen (Bayot *et al.* [16], Malinowski *et al.* [101], Panich *et al.* [123], Zhang *et al.* [166], Suter *et al.* [149]). Durch weiteres optisches Pumpen wird in Donatornähe neue Kernspinpolarisation aufgebaut, so dass sich die in der gesamten Probe angesammelte Kernspinpolarisation mit der Zeit erhöht. Die Kernspin-Diffusionskonstante in GaAs liegt im Bereich von  $D_{75\text{As}} \approx 10^{-13} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  (Paget [121]), Bowers und Kuhns *et al.* erhielten  $D = 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  [90], [24]. Damit verläuft Kernspindiffusion für gewöhnlich in Zeitbereichen von Sekunden bis Stunden.

Verschiedene Relaxationsprozesse wirken dem Aufbau einer Kernspinpolarisation entgegen: Bei der Spin-Gitter-Relaxation relaxieren Kernspins durch Kopplung ihrer Quadrupolmomente an die piezoelektrischen Felder von Phononen (McNeil *et al.* [104]). Charakteristische Zeiten für Spin-Gitter-Relaxation liegen im Bereich von Minuten bis Stunden (Malinowski *et al.* [102]). Die sogenannte cross-Relaxation beinhaltet zum einen Relaxation durch Präzession im fluktuierenden lokalen Magnetfeld, das durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit benachbarten Kernen entsteht, und zum anderen Relaxation durch Präzession im Hyperfeinfeld der Elektronenspins (Strand *et al.* [148]).

Die Kombination von fortwährendem optischen Pumpen von Nichtgleichgewichtselektronenspins, DNP von Kernspins in Donatornähe, Kernspindiffusion und Kernspinrelaxation führt mit der Zeit zu einem örtlich variierendem Gleichgewichtszustand der Kernspinpolarisation. Folgende Differentialgleichung beschreibt die Dynamik der Kernspinpolarisation und wird in der Literatur zur Simulation der Ergebnisse optisch

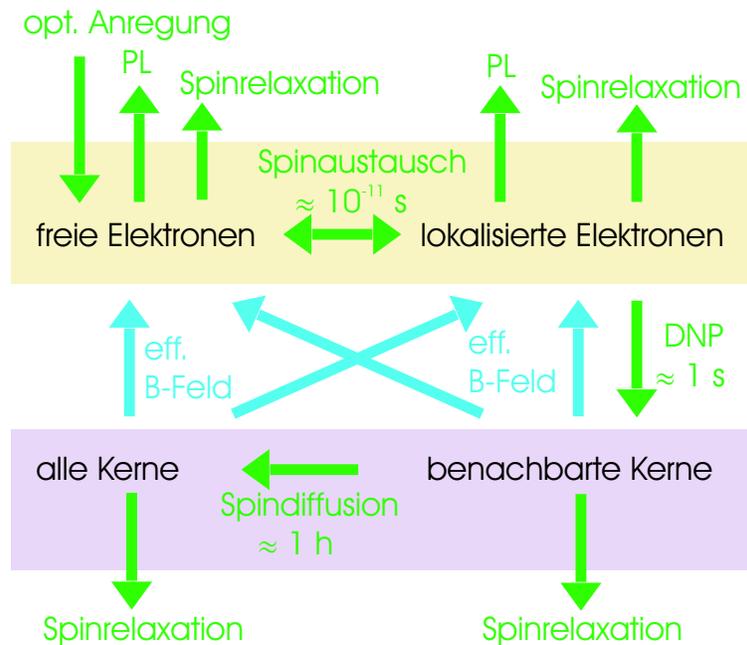


Abbildung 4.2: Wechselwirkung von Elektronenspin- und Kernspinsystem: Optische Anregung spinpolarisierter Elektronen führt zu einem effektiven Kernmagnetfeld, das auf die Elektronen zurückwirkt und über Photolumineszenzmessungen detektiert werden kann. Die unterschiedlichen dabei beteiligten Prozesse sind durch Pfeile symbolisiert und ihre charakteristischen Zeitskalen sind angegeben.

unterstützter NMR<sup>4</sup> verwendet (Kuhns *et al.* [90], Patel *et al.* [126], Bowers [24]):

$$\frac{d\langle I(r, t) \rangle}{dt} = -\frac{1}{T_1^{IS}(r)} (\langle S(r, t) \rangle - S_{\text{eq}}) + D \nabla^2 \langle I(r, t) \rangle - \left( \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_1^{II}(r)} \right) (\langle I(r, t) \rangle - I_{\text{eq}}). \quad (4.5)$$

Dabei ist  $\langle I \rangle$  der mittlere Spin pro Kern,  $\langle S \rangle$  der mittlere Elektronenspin,  $I_{\text{eq}}$  und  $S_{\text{eq}}$  die entsprechenden Werte im thermischen Gleichgewicht,  $1/T_1^{IS}$  die Pumprate durch DNP,  $D$  die Diffusionskonstante,  $1/T_1$  die Spin-Gitter-Relaxationsrate und  $1/T_1^{II}$  die cross-Relaxationsrate.

Eine entstandene mittlere Kernspinpolarisation wirkt auch ihrerseits auf das Elektronenspinsystem zurück. Ursache hierfür ist, dass eine Kernspinpolarisation mit einem magnetischen Moment verbunden ist, das auf die Elektronenspins wie ein effektives Magnetfeld wirkt (D'yakonov *et al.* in [105], Paget *et al.* in [105], [122]). Abbildung 4.2 veranschaulicht das beschriebene Zusammenspiel von Elektronen- und Kernspinsystem. Das effektive Magnetfeld des mittleren Kernspins  $\langle I \rangle$  wird als Kernfeld  $B_N$

<sup>4</sup>nuclear magnetic resonance

bezeichnet und berechnet sich zu

$$\mathbf{B}_N = b_N \frac{\langle \mathbf{I} \rangle}{I}, \quad (4.6)$$

wobei  $b_N$  das Kernfeld ist, das im Falle vollständiger Polarisierung aller Kernspins entstehen würde. In GaAs gilt  $b_N = -5,3 \text{ T}$ , was die Mittelung über alle Isotope  $^{75}\text{As}$ ,  $^{69}\text{Ga}$  und  $^{71}\text{Ga}$  mit jeweils  $I = 3/2$  einschließt (Paget *et al.* in [105], [122], D'yakonov *et al.* in [105]). Ein effektives Kernfeld kann mittels Larmorpräzession des Elektronenspins gemessen werden und Messungen des Elektron- $g$ -Faktors stark verfälschen. Hierauf wird im Folgenden eingegangen.

### 4.3. Kernspineinfluss auf den gemessenen Elektron- $g$ -Faktor und Messung der Kernspindynamik

Das magnetische Feld  $\mathbf{B}$ , das die Larmorperiodendauer  $T_L = 2\pi/\omega_L$  von Spinquantenschwebungen nach Gleichung (2.3) bestimmt, setzt sich aus dem angelegten äußeren Feld  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  und dem von Kernspinpolarisation hervorgerufenen effektiven Kernfeld  $\mathbf{B}_N$  zusammen ( $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_N$ ), so dass gilt:

$$T_L = \frac{h}{\mu_B |g^*| (B_{\text{ext}} \pm B_N)}. \quad (4.7)$$

Das Vorzeichen hängt dabei von der Richtung ab, die  $\mathbf{B}_N$  bezüglich  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  hat: für  $\mathbf{B}_N$  parallel zu  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  gilt „+“, und für  $\mathbf{B}_N$  entgegengerichtet zu  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  gilt „-“. Der  $g$ -Faktor wird aus der gemessenen Larmorperiodendauer  $T_L$  bestimmt und beträgt

$$|g^*| = \frac{h}{\mu_B} \frac{1}{T_L B} = \frac{h}{\mu_B} \frac{1}{T_L (B_{\text{ext}} \pm B_N)}. \quad (4.8)$$

Eine Vernachlässigung des Kernfeldes in dieser Berechnung ergibt einen verfälschten Wert des  $g$ -Faktors, der im Folgenden als Pseudo- $g$ -Faktor  $g_{\text{pseudo}}$  bezeichnet wird:

$$|g_{\text{pseudo}}| = \frac{h}{\mu_B} \frac{1}{T_L B_{\text{ext}}} = |g^*| \left( 1 \pm \frac{B_N}{B_{\text{ext}}} \right), \quad (4.9)$$

wobei die Richtung von  $\mathbf{B}_N$  bezüglich  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  wie oben beschrieben zwischen „+“ und „-“ entscheidet. Andersherum betrachtet erlaubt eine Messung des Pseudo- $g$ -Faktors die Bestimmung des Kernfeldes  $\mathbf{B}_N$  und eine Beobachtung der zeitlichen Änderung von  $g_{\text{pseudo}}$  Rückschlüsse auf die Dynamik der Kernspinpolarisation. Diese Zusammenhänge werden im Folgenden genauer erläutert.

### 4.3.1. Aufbau eines Kernfeldes in Abhängigkeit von der Anregungspolarisation

Abbildung 4.3 zeigt die verwendete Versuchsgeometrie für (a)  $\sigma^-$ -Anregung und (b)  $\sigma^+$ -Anregung. Die Elektronenspins im thermischen Gleichgewicht  $\mathbf{S}_{\text{eq}}$  sind in Richtung des externen Magnetfeldes  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  orientiert, und die Probe ist bezüglich des äußeren Magnetfeldes um den Winkel  $\vartheta$  verkippt. Der anregende Laserstrahl fällt senkrecht zu  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  ein, doch die Anregungsrichtung innerhalb der Probe ist aufgrund des großen Brechungsindex<sup>5</sup> von GaAs fast senkrecht zur Probenoberfläche. Der Spin  $\mathbf{S}_0$  der angeregten Elektronen ist deshalb nahezu in Richtung der Probennormale orientiert. Aufgrund der Probenverkipfung haben die angeregten Spins  $\mathbf{S}_0$  eine große Komponente senkrecht zur Magnetfeldachse und eine kleine Komponente parallel zur Magnetfeldachse. Die große Spinkomponente senkrecht zu  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  führt zu einer kegelförmigen Präzessionsbewegung von  $\mathbf{S}_0$  um  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ , so dass das zeitliche Mittel dieser senkrechten Komponente verschwindet. Die kleine longitudinale Spinkomponente  $\mathbf{S}_{\text{av}}$  hingegen verschwindet nicht, sondern bildet das zeitliche Mittel des präzedierenden angeregten Elektronenspins.

Die Relaxation des optisch angeregten Nichtgleichgewichtselektronenspins  $\mathbf{S}_{\text{av}}$  ins thermische Gleichgewicht  $\mathbf{S}_{\text{eq}}$  führt über Hyperfeinwechselwirkung zur dynamischen Polarisation von Kernspins. Bei wie in GaAs skalarer Hyperfeinwechselwirkung (4.4) mit  $\mathcal{H}_F \propto \mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$  ist die Kernspinpolarisation  $\langle \mathbf{I} \rangle$  parallel zu  $(\mathbf{S}_{\text{av}} - \mathbf{S}_{\text{eq}})$  orientiert (Malinowski *et al.* [102], Brunetti *et al.* [31]). Nach Gleichung (4.6) ist das dadurch entstehende effektive Kernfeld  $\mathbf{B}_N$ , das auf den Elektronenspin zurückwirkt, der Kernspinpolarisation  $\langle \mathbf{I} \rangle$  entgegengesetzt. Damit hängen Größe und Richtung von  $\mathbf{B}_N$  also von den Elektronenspins  $\mathbf{S}_{\text{av}}$  und  $\mathbf{S}_{\text{eq}}$  ab.

Anregung mit  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht ergibt vor allem Spinup-Elektronen, so dass  $\mathbf{S}_{\text{av}}$  bei der hier verwendeten Magnetfeldrichtung parallel zu  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  und damit auch parallel zu  $\mathbf{S}_{\text{eq}}$  liegt (s. Abbildung 4.3(a)). Bei Pumpen mit  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht werden vor allem Spindown-Elektronen angeregt, was dazu führt, dass  $\mathbf{S}_{\text{av}}$  entgegengerichtet zu  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  und  $\mathbf{S}_{\text{eq}}$  liegt (s. Abbildung 4.3(b)). Die Größe der mittleren angeregten Elektronenspinpolarisation hängt vom Verkipfungswinkel der Probe und von der angeregten Spinpolarisation  $\mathbf{S}_0$  ab und zerfällt durch Spinrelaxation und optische Rekombination. Wie in Abbildung 4.4 skizziert, gilt  $S_{\text{av}} = S_0 \cos(90^\circ - \vartheta + \beta)$ , wobei

<sup>5</sup> $n_{\text{GaAs}} = 3,51$

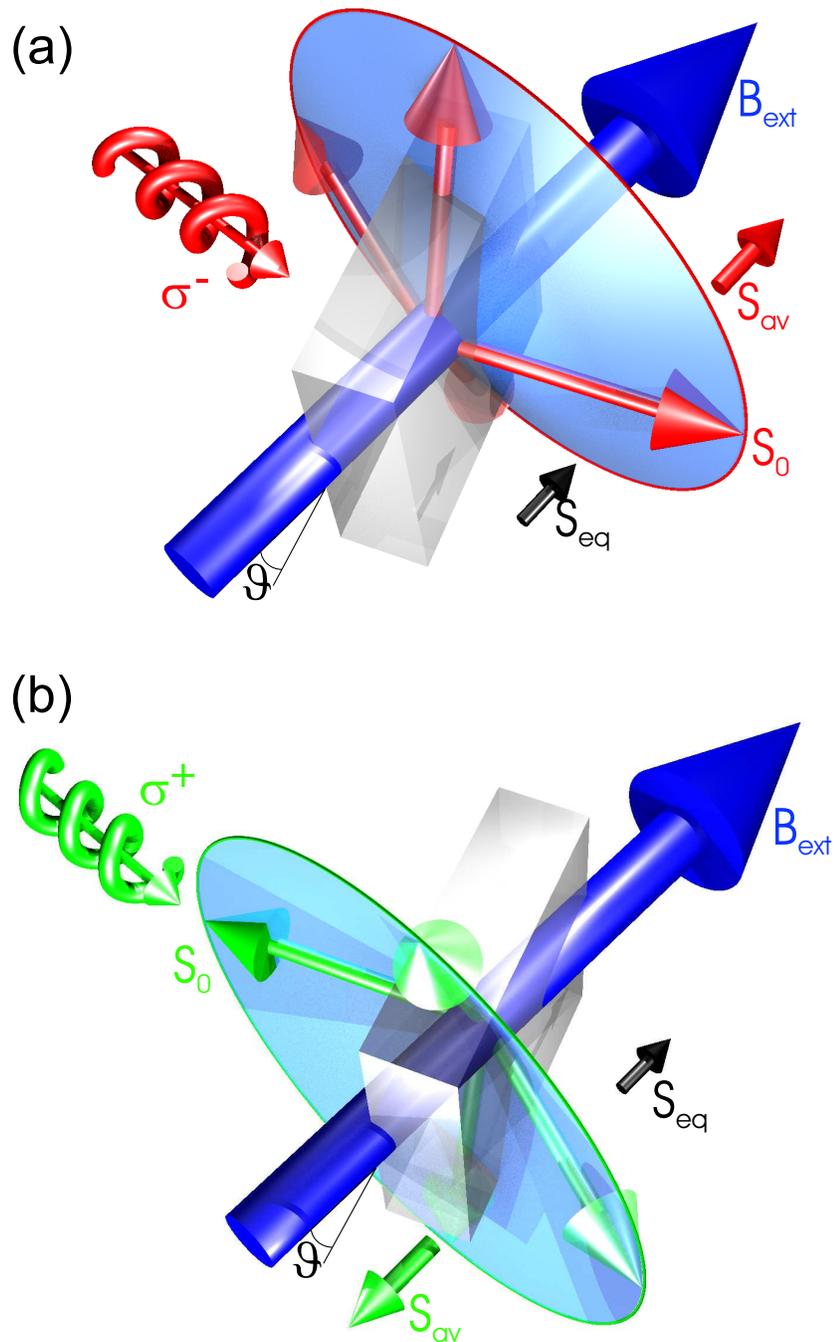


Abbildung 4.3: Verwendete Versuchsgometrie: Die im äußeren Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  um den Winkel  $\vartheta$  verkippte Probe ist grau dargestellt. Durch (a)  $\sigma^-$ -polarisierte, (b)  $\sigma^+$ -polarisierte optische Anregung wird eine Elektronenspinpolarisation  $S_0$  angeregt, die um  $B_{\text{ext}}$  präzediert, so dass die Nichtgleichgewichts-Spinpolarisation im zeitlichen Mittel  $S_{\text{av}}$  ist. Die Elektronenspins im thermischen Gleichgewicht  $S_{\text{eq}}$  sind in schwarz dargestellt.

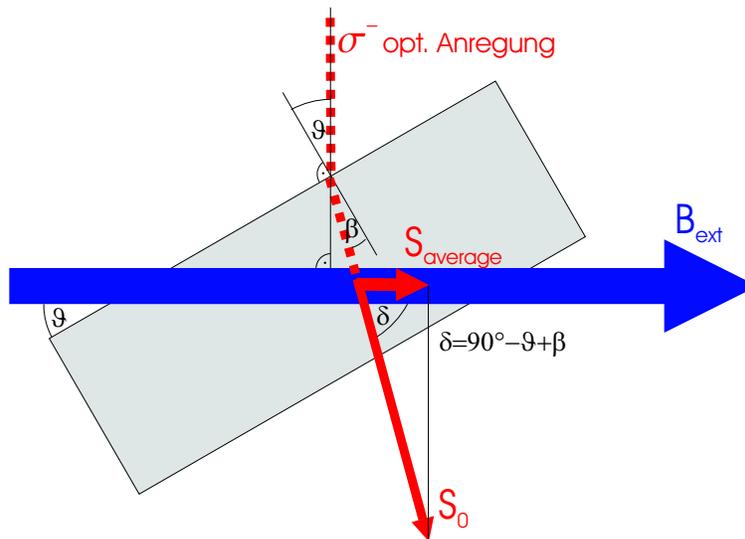


Abbildung 4.4: Größe von  $S_{av}$ : Die Probe (grau) ist um den Winkel  $\vartheta$  gegen das externe Magnetfeld  $B_{ext}$  verkippt. Die optische Anregung (rot gepunktet) erfolgt senkrecht zum Magnetfeld, so dass der Einfallswinkel  $\vartheta$  beträgt. Der Brechungswinkel  $\beta$  gibt die Richtung an, in die der angeregte Spin  $S_0$  orientiert ist. Die Komponente  $S_{av}$  von  $S_0$  in Richtung des Magnetfeldes beträgt  $S_{av} = S_0 \cos(90^\circ - \vartheta + \beta)$ .

$\beta$  der Brechungswinkel des anregenden Laserstrahles innerhalb der Probe ist. Für eine Probenverkipfung von beispielsweise  $\vartheta = 5^\circ$  ergibt sich mit einem angeregten Polarisationsgrad von  $2S_0 = 50\%$  ohne Spinrelaxation ein mittlerer Polarisationsgrad von  $2S_{av} = 3,1\%$ . Die Spinpolarisation im thermischen Gleichgewicht hängt über Gleichung (4.3) vom Magnetfeld und von der Temperatur ab. Bei  $B = 1$  T und  $T = 2,6$  K ergibt sich z. B. eine Gleichgewichtsspinpolarisation von  $2S_{eq} \approx 5,7\%$ , die jedoch bei höheren Ladungsträgertemperaturen schnell abnimmt. Bei 6 K beispielsweise beträgt der Polarisationsgrad  $2,5\%$  und bei 10 K nur noch  $1,5\%$ . Da  $|S_{av}|$  und  $|S_{eq}|$  also im selben Größenbereich liegen, müssen drei Fälle unterschieden werden, um die für DNP relevante Größe  $(S_{av} - S_{eq})$  zu betrachten:

- (i)  $|S_{av}| > |S_{eq}|$
- (ii)  $|S_{av}| = |S_{eq}|$
- (iii)  $|S_{av}| < |S_{eq}|$ .

Abbildung 4.5 verdeutlicht die Richtungen der Kernspinpolarisation  $\langle I \rangle$  und des effektiven Kernfeldes  $B_N$  für diese drei Fälle. Bei  $\sigma^-$ -Anregung (Abbildung 4.5(a)) ist

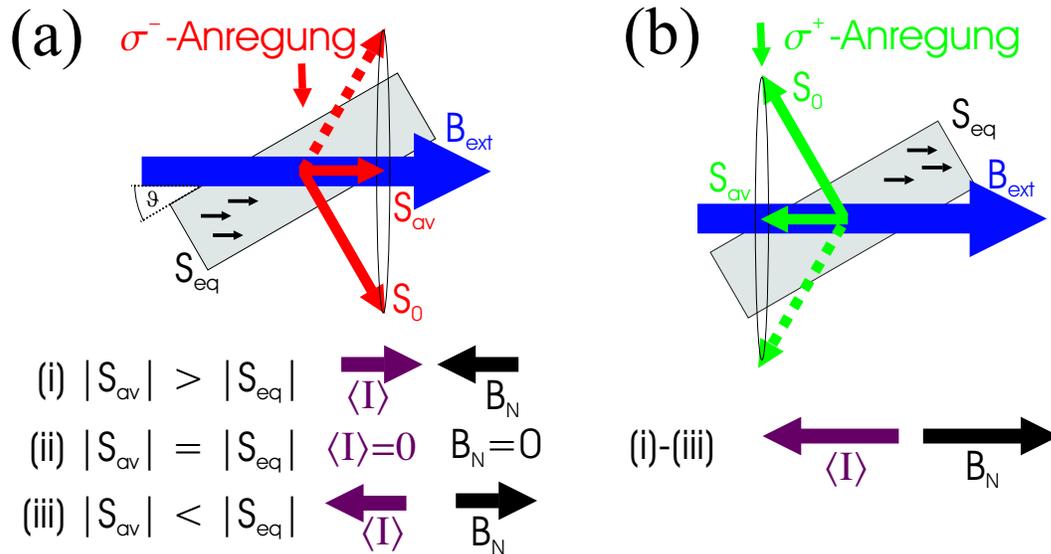


Abbildung 4.5: Dynamische Polarisation von Kernspins: Kernspinpolarisation  $\langle I \rangle$  und Kernfeld  $B_N$  in Abhängigkeit vom Größenverhältnis zwischen dem mittleren optisch angeregten Elektronenspin  $S_{av}$  und dem Elektronenspin im thermischen Gleichgewicht  $S_{eq}$  für (a)  $\sigma^-$ -Anregung und (b)  $\sigma^+$ -Anregung. Darstellung der Versuchsgeometrie analog zu Abbildung 4.3.

( $S_{av} - S_{eq}$ ) in Fall (i) in Richtung des externen Feldes orientiert, so dass auch  $\langle I \rangle$  parallel zu  $B_{ext}$  ist und damit das Kernfeld  $B_N$  dem externen Feld entgegengerichtet ist, es also schwächt. In Fall (ii) ist das Kernfeld Null, da die angeregten Elektronenspins bereits im thermischen Gleichgewicht sind und somit keine DNP verursachen. In Fall (iii) ist ( $S_{av} - S_{eq}$ ) antiparallel zu  $B_{ext}$ , was ein Kernfeld in Richtung des externen Feldes zur Folge hat.  $B_N$  verstärkt  $B_{ext}$  in diesem Fall also. Für  $\sigma^+$ -Anregung hingegen (Abbildung 4.5(b)) ist ( $S_{av} - S_{eq}$ ) dem externen Magnetfeld immer entgegengerichtet, unabhängig vom Größenverhältnis zwischen  $|S_{av}|$  und  $|S_{eq}|$ . Die dadurch entstehende Kernspinpolarisation  $\langle I \rangle$  ist dem externen Magnetfeld entgegengerichtet, das effektive Kernfeld  $B_N$  verstärkt  $B_{ext}$  bei  $\sigma^+$ -Anregung also immer. Des Weiteren sind die Kernspinpolarisation  $|\langle I \rangle|$  und das Kernfeld  $|B_N|$  bei  $\sigma^+$ -Anregung immer größer als bei  $\sigma^-$ -Anregung, weil  $|S_{av}^{\sigma^+} - S_{eq}| > |S_{av}^{\sigma^-} - S_{eq}|$ .

### 4.3.2. Messung des Pseudo- $g$ -Faktors in Abhängigkeit von der Anregungspolarisation

Abbildung 4.6 zeigt zeitabhängige Messungen von  $g_{\text{pseudo}}$  bei verschiedenen Anregungspolarisationen, die unter den Bedingungen von Fall (i) durchgeführt wurden, also mit  $|\mathbf{S}_{\text{av}}| > |\mathbf{S}_{\text{eq}}|$ . Jeder Datenpunkt mittelt über 30 s Messzeit. Die in rot dargestellten Werte für  $g_{\text{pseudo}}$  wurden mit  $\sigma^-$ -polarisierter Anregung gemessen, die in grün dargestellten mit  $\sigma^+$ -Anregung. Abschnitt 4.3.1 hatte gezeigt, dass  $\sigma^-$ -Anregung in Fall (i) zu einem kleinen Kernfeld  $\mathbf{B}_N$  führt, das das externe Feld schwächt, und dass  $\sigma^+$ -Anregung ein großes Kernfeld zur Folge hat, das  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  verstärkt. Gleichung (4.7) entsprechend ist daher die Larmorfrequenz bei  $\sigma^-$ -Anregung im Vergleich zur Larmorfrequenz ohne Kernfeld verlangsamt und bei  $\sigma^+$ -Anregung beschleunigt. Der gemessene  $g$ -Faktor  $g_{\text{pseudo}}$  hat somit nach Gleichung (4.9) einen kleineren bzw. größeren Betrag als der wahre  $g$ -Faktor  $g^*$ . Die jeweils ersten Messpunkte bei den beiden Anregungspolarisationen liegen weit auseinander, weil die dynamische Polarisation von Kernen auf Zeitskalen von Sekunden stattfindet (s. Abschnitt 4.2), was bei dieser Messung nicht aufgelöst wird. Auf einer deutlich längeren Zeitskala im Minuten- oder Stundenbereich erreicht  $g_{\text{pseudo}}$  einen Sättigungswert. Dieser ergibt sich aus dem Gleichgewicht der Kernspinpolarisation zwischen Pumpen und Relaxation: Die DNP-gepumpte Polarisation der donatornahen Kerne gelangt über Diffusion in andere Probenbereiche und wird über weitere DNP „nachgeliefert“, während gleichzeitig verschiedene Kernspinrelaxationsprozesse einen Teil der so entstehenden Polarisation wieder abbauen. Das Zusammenspiel der Zeitskalen der verschiedenen beteiligten Prozesse ergibt das beobachtete Sättigungsverhalten. Exponentielle Fits an die Daten in Abbildung 4.6 ergeben bei  $\sigma^-$ -Anregung eine Sättigungszeitkonstante von  $\tau_{\text{sat}}^{\sigma^-} = 35,7 \text{ min} \pm 3,2 \text{ min}$  und bei  $\sigma^+$ -Anregung eine Sättigungszeitkonstante von  $\tau_{\text{sat}}^{\sigma^+} = 29,3 \text{ min} \pm 0,8 \text{ min}$ .

Die Messpunkte der blau dargestellten Messreihe in Abbildung 4.6 wurden mit abwechselnd  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -polarisierter Anregung erhalten, die Anregungspolarisation wurde also alle 30 s hin- und hergeschaltet. Die Messpunkte springen zwischen zwei „Ästen“ auf und ab. Zunächst soll jedoch das Mittel zwischen diesen Ästen betrachtet werden. Pumpen mit hin- und hergeschalteter Polarisation entspricht im zeitlichen Mittel quasi-unpolarisiertem Pumpen, das quasi-unpolarisierte Elektronen anregt. Da das thermische Gleichgewicht für Elektronenspins polarisiert ist, verursacht die Relaxation unpolarisierter Elektronen in den Gleichgewichtszustand dynamische Polarisation von Kernspins. Dieses Pumpen von Kernspinpolarisation führt im Zusammenwirken

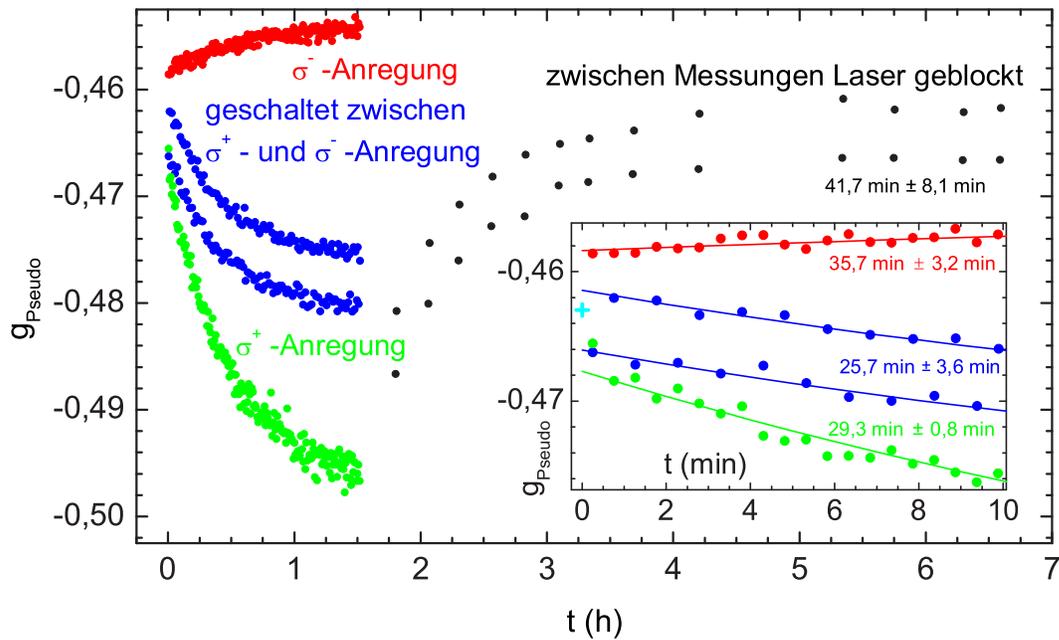


Abbildung 4.6: Messung von  $g_{\text{pseudo}}$  mit  $|S_{\text{av}}| > |S_{\text{eq}}|$ . Das mit der Zeit  $t$  entstehende Kernfeld ändert die Larmor-Präzession der Elektronenspins und verfälscht so den gemessenen  $g$ -Faktor.  $\sigma^-$  ( $\sigma^+$ )-polarisierte Anregung ergibt die rote (grüne) Messkurve, Hin- und Herschalten der Anregungspolarisation die zweigeteilte blaue Messkurve und Abblocken des anregenden Lasers zwischen den Messungen nach der  $\sigma^+$ -Messung ergibt die schwarze Kurve. Der erste Messpunkt bei geschalteter Anregung wurde bei  $\sigma^+$ -Polarisation aufgenommen. Der Einsatz zeigt eine Vergrößerung der ersten Minuten. Die Linien sind exponentielle Fits, aus denen sich der unverfälschte Wert  $g^*$  (türkises Kreuz) bestimmen lässt (s. Abschnitt 4.3.3). Die Messungen wurden bei einem Verkippungswinkel von  $\vartheta = 5^\circ$ , einer Anregungswellenlänge von  $\lambda_{\text{exc}} = 814,2$  nm, einer Probentemperatur von  $T = 2,6$  K, einem externen Magnetfeld von  $B_{\text{ext}} = 1$  T und einer Anregungsleistung von  $P_{\text{exc}} = 8$  mW aufgenommen. Jeder Messpunkt mittelt über 30 s.

mit Diffusion und Relaxation wie auch schon zuvor beschrieben zu einem Gleichgewichtszustand der Kernspinpolarisation. Das zugehörige (mittlere) Kernfeld sättigt dabei, so dass auch der gemessene Pseudo- $g$ -Faktor (im Mittel zwischen den „Ästen“) einen Sättigungswert  $g_{\text{sat}}$  erreicht. Die Daten in Abbildung 4.6 ergeben bei geschalteter Anregung eine Sättigungszeitkonstante<sup>6</sup> von  $\tau_{\text{sat}} = 25,7 \text{ min} \pm 3,6 \text{ min}$ . Eine genauere Betrachtung der Daten in Abbildung 4.6 zeigt, dass der erste Messpunkt, der mit  $\sigma^+$ -Anregung erhalten wurde, denselben Wert wie der erste Messpunkt der  $\sigma^+$ -Kurve (grün) ergibt. Bei anschließender Anregung mit  $\sigma^-$ -Polarisation baut sich ein Kernfeld in umgekehrter Richtung auf, so dass der zweite Messpunkt weiter oben liegt, und so weiter. Auf diese Weise springen die Messwerte zwischen zwei „Ästen“ um den oben beschriebenen, durch quasi-unpolarisierte Anregung auf langen Zeitskalen erzeugten Mittelwert hin und her. Der Abstand zwischen diesen Ästen spiegelt den Aufbau der Kernspinpolarisation auf kurzen Zeitskalen in entgegengesetzte Richtungen wider, je nach momentaner zirkularer Polarisation der Anregung.

Die „Sprünge“ von  $g_{\text{pseudo}}$  bei geschalteter Anregung (blau in Abbildung 4.6) haben für beide Anregungspolarisationen dieselbe Größe, was bedeutet, dass bei  $\sigma^-$ -Anregung gleichviele Kernspins polarisiert werden wie bei  $\sigma^+$ -Anregung. Daraus lässt sich folgern, dass die für DNP verantwortlichen Elektronenspins  $S_{\text{av}}$  nicht das thermische Gleichgewicht erreichen, sondern nur ihre Orientierung bezüglich des externen Magnetfeldes verlieren. Dasselbe gilt für den jeweils ersten Messpunkt der Messreihen mit reiner  $\sigma^-$ - bzw.  $\sigma^+$ -Anregung (rot bzw. grün in Abbildung 4.6), die gleichgroße „Sprünge“ in entgegengesetzte Richtungen machen. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten auf kurzen Zeitskalen könnte in der hohen Ladungsträgertemperatur der optisch angeregten Elektronen liegen: Wenn die Elektronen rekombinieren, bevor sie abkühlen, erreicht ihr Spin nicht das thermische Gleichgewicht mit dem Gitter, sondern relaxiert lediglich. Die langsame Kernspindynamik, die als Kombination aus DNP, Diffusion und Relaxation entsteht und zu einem Sättigungskernfeld führt, ist wie zuvor beschrieben für  $\sigma^-$ -,  $\sigma^+$ - und quasi-unpolarisierte Anregung unterschiedlich, weil die DNP durch Relaxation von unterschiedlichen  $S_{\text{av}}$  ins thermische Gleichgewicht  $S_{\text{eq}}$  verursacht wird. Dies könnte darauf schließen lassen, dass in diesem Fall die beteiligten Elektronen langlebig sind, so dass die Elektronen und ihr Spin auf Gittertemperatur abkühlen und ihr thermisches Gleichgewicht erreichen, bevor die Elektronen rekombinieren.

<sup>6</sup>In Abschnitt 4.3.4 wird die Bestimmung von  $\tau_{\text{sat}}$  beschrieben.

Die schwarz dargestellte Messkurve in Abbildung 4.6 zeigt die Relaxation von Kernspinpolarisation im Dunkeln. Nach eineinhalbstündiger Beleuchtung mit  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht (grüne Kurve) wurde der anregende Laserstrahl zwischen den Messungen abgeblockt. In großen Zeitabständen wurden jeweils zwei Messpunkte (schwarz) mit den beiden zirkularen Anregungspolarisationen aufgenommen, die sich aufgrund der polarisationsabhängigen DNP stark unterscheiden. Das Abblocken des anregenden Laserstrahles zwischen den einminütigen Messungen sorgt dafür, dass keine neuen Nichtgleichgewichtselektronenspins injiziert werden, die über DNP eine Kernspinpolarisation verursachen und für Diffusion zur Verfügung stellen könnten. Somit kann die zuvor mit  $\sigma^+$ -Anregung aufgebaute Kernspinpolarisation nicht aufrecht erhalten werden und zerfällt, was sich in einem langsamen Anstieg von  $g_{\text{pseudo}}$  zeigt. Ein exponentieller Fit an die in Abbildung 4.6 dargestellten Daten ergibt eine Relaxationszeit von  $\tau_{\text{dunkel}} = 41,7 \text{ min} \pm 8,1 \text{ min}$ .

Um nicht nach jeder Messreihe auf den Zerfall der angesammelten Kernspinpolarisation warten zu müssen, wurde die Probe durch Aufheizen bei  $B_{\text{ext}} = 0$  depolarisiert. Dies geschah anfangs mithilfe eines Heizers am Probenstab und später durch kurze Beleuchtung mit 1,5 W eines frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers (vergleiche Abschnitt 4.4.5).

#### 4.3.2.1. Einfluss der Magnetfeldrichtung

Das soeben beschriebene Bild des Aufbaus einer Kernspinpolarisation wird durch folgende Messergebnisse untermauert: Abbildung 4.7 zeigt den zu erwartenden Rollenwechsel von  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Anregung bei Umkehr des externen Feldes von  $B_{\text{ext}} = +1 \text{ T}$  zu  $B_{\text{ext}} = -1 \text{ T}$ . Bei  $-1 \text{ T}$  verursacht  $\sigma^-$ -Anregung das größere Kernfeld, das  $B_{\text{ext}}$  verstärkt, und  $\sigma^+$ -Anregung das kleinere Kernfeld, das  $B_{\text{ext}}$  schwächt. Bei zwischen  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  hin- und hergeschalteter Anregung ist die Messkurve bei  $-1 \text{ T}$  im Vergleich zur  $+1 \text{ T}$ -Kurve leicht verschoben, weil der erste Messpunkt nun auf dem oberen Ast liegt und mit dem ersten Messpunkt der  $\sigma^-$ -Kurve übereinstimmt.

#### 4.3.2.2. Linear polarisierte Anregung

Die orange dargestellten Messpunkte in Abbildung 4.8 wurden mit abwechselnd  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -polarisierter Anregung aufgenommen, wobei jeder Messpunkt wieder über 30 s mittelt. Zwischen diesen Messungen wurde die Probe mit linear polarisiertem Licht beleuchtet, welches unpolarisierte Elektronen anregt. Die blaue Messkurve dient

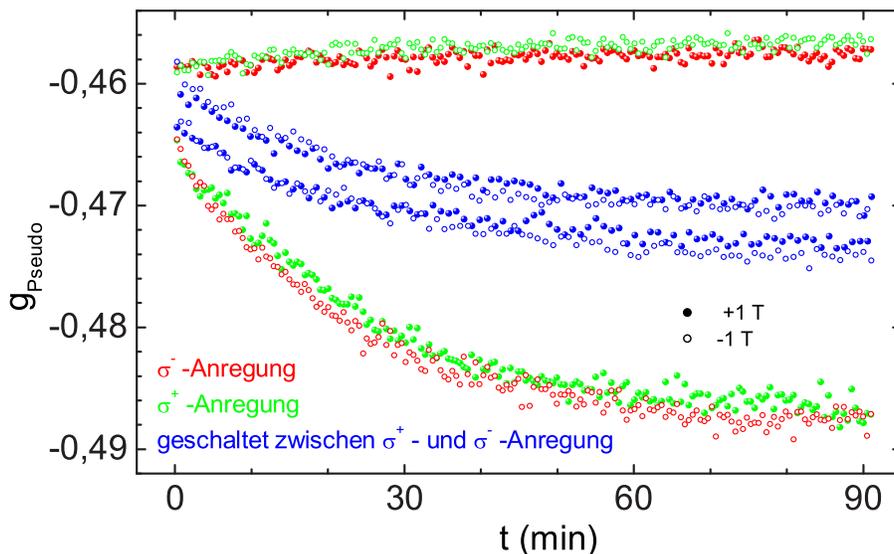


Abbildung 4.7: Eine Umkehr des externen Magnetfeldes  $B_{\text{ext}}$  tauscht die Rollen von  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Anregung bei der Messung der Zeitabhängigkeit des  $g$ -Faktors  $g_{\text{pseudo}}$ . Die Messungen wurden bei einem Verkippungswinkel von  $\vartheta = 5^\circ$ , einer Anregungswellenlänge von  $\lambda_{\text{exc}} = 816,1 \text{ nm}$ , einer Proben temperatur von  $T = 2,7 \text{ K}$  und einer Anregungsleistung von  $P_{\text{exc}} = 8 \text{ mW}$  aufgenommen. Jeder Messpunkt mittelt über 30 s, der erste Messpunkt bei geschalteter Anregung wurde bei  $\sigma^+$ -Polarisation aufgenommen.

zum Vergleich und wurde wie gehabt bei kontinuierlich im 30-s-Abstand geschalteter Anregung aufgenommen. Linear polarisierte Anregung verursacht ebenso wie geschaltete zirkular polarisierte Anregung ein Kernfeld. Diese Messergebnisse bestätigen obige Aussage, dass die Anregung unpolarisierter Elektronen ebenfalls zu DNP führt<sup>7</sup> (Lampel [92], Bowers [24], Patel *et al.* [126], Kuhns *et al.* [90], Barrett *et al.* [13]), da das thermische Gleichgewicht der Elektronenspins im Magnetfeld leicht polarisiert ist. Vermutlich ist auf leicht veränderte Anregungsparameter zurückzuführen, dass die lineare Anregung hier ein etwas größeres Kernfeld verursacht als die geschaltete Anregung.

<sup>7</sup>Dies wird auch als optischer Overhauser-Effekt bezeichnet.

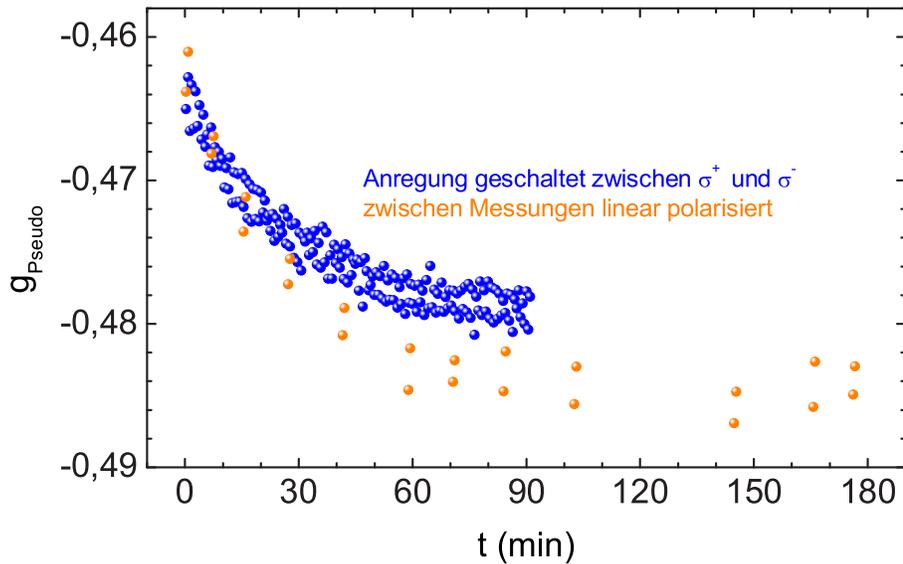


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung von  $g_{\text{pseudo}}$  bei linear polarisierter Anregung (orange) und geschalteter zirkular polarisierter Anregung (blau). In beiden Fällen führt die Anregung von unpolarisierten Elektronen zu DNP, da das thermische Gleichgewicht der Elektronenspins polarisiert ist. Die Messungen wurden bei einem Verkippungswinkel von  $\vartheta = 1,5^\circ$ , einer Anregungswellenlänge von  $\lambda_{\text{exc}} = 815,8 \text{ nm}$ , einer Proben temperatur von  $T = 2,6 \text{ K}$ , einem externen Magnetfeld von  $B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}$  und einer Anregungsleistung von  $P_{\text{exc}} = 5 \text{ mW}$  aufgenommen. Jeder Messpunkt mittelt über 30 s, der erste Messpunkt wurde bei  $\sigma^+$ -Anregung aufgenommen.

### 4.3.3. Bestimmung des unverfälschten Wertes von $g^*$

#### 4.3.3.1. Unterdrückung von Kernspinpolarisation

Der wahre Wert des  $g$ -Faktors  $g^*$  ohne Verfälschung durch Kernfelder könnte zum Zeitpunkt  $t = 0$  gemessen werden, wo sich noch keine Kernspinpolarisation aufgebaut hat. Diese Möglichkeit kann mit der Empfindlichkeit des verwendeten Aufbaus jedoch nicht realisiert werden<sup>8</sup>. Abschnitt 4.3.2 hatte gezeigt, dass sich die Kernspindynamik mit einer langsamen und einer schnellen Komponente beschreiben lässt. Aus den Überlegungen in Abschnitt 4.3.1 geht hervor, dass sich die langsame Komponente unterdrücken ließe, wenn die angeregte Elektronenspinpolarisation  $\mathcal{S}_{\text{av}}$  gleich der Spinpolarisation  $\mathcal{S}_{\text{eq}}$  im thermischen Gleichgewicht ist. Die angeregte Elektronenspinpolarisation  $\mathcal{S}_{\text{av}}$  kann durch Pumpen mit elliptisch polarisiertem Licht oder durch Anpassen

<sup>8</sup>Die Streakkamera benötigt bei der gegebenen PL-Intensität Integrationszeiten im Bereich von 30 s, um auswertbare Bilder aufzunehmen.

des Verkipfungswinkels  $\vartheta$  der Probe bei Pumpen mit  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht entsprechend eingestellt werden. Die schnelle Komponente der Kernspindynamik hingegen kann durch sehr schnelle Modulation der zirkularen Polarisation der Anregung unterdrückt werden, so dass die Anregung im Mittel unpolarisiert ist, also  $\overline{\mathbf{S}}_{av} = 0$ . Hierauf wird im folgenden Abschnitt 4.3.3.2 kurz eingegangen. Um sowohl die schnelle als auch die langsame Komponente der Kernspindynamik gleichzeitig zu unterdrücken, könnte die Anregung sehr schnell zwischen  $\sigma^-$  und  $\sigma^+$  hin- und hergeschaltet werden, wobei jedoch jeweils länger mit  $\sigma^-$  beleuchtet werden müsste als mit  $\sigma^+$ . Die Zeiten müssten so eingestellt werden, dass im zeitlichen Mittel elliptisch polarisiertes Licht entsteht, das eine Elektronenspinpolarisation gleich der Gleichgewichtspolarisation anregt. Diese Bedingungen sind jedoch nicht einfach einzustellen, und außerdem würde eine solche Messung keine Beobachtung der Kernspindynamik erlauben. Deshalb wurde eine andere Methode zur Bestimmung von  $g^*$  gewählt, die im Folgenden beschrieben wird.

#### 4.3.3.2. Indirekte Bestimmung von $g^*$

Eine Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Pseudo- $g$ -Faktors erlaubt eine indirekte Bestimmung des Wertes von  $g^*$ . Dabei wird von der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Beobachtung ausgegangen, dass die zeitliche Änderung von  $g_{\text{pseudo}}$  eine schnelle Komponente und eine langsame Komponente besitzt. Die langsame Komponente  $\tau_{\text{sat}}$  beschreibt das Erreichen des Sättigungswertes von  $g_{\text{pseudo}}$  und ist je nach Anregungspolarisation verschieden. Die schnelle Komponente äußert sich bei  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Anregung in dem Sprung bei  $t = 0$  von  $g^*$  zum ersten Messwert von  $g_{\text{pseudo}}$  und bei geschalteter Anregung in dem Unterschied zwischen den beiden Ästen der  $g_{\text{pseudo}}$ -Messwerte. Diese schnelle Komponente ist für beide zirkularen Anregungspolarisationen gleich groß (s. Abschnitt 4.3.2).

Da bei  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Anregung Kernfelder in entgegengesetzte Richtungen aufgebaut werden, muss der unverfälschte Wert von  $g^*$  zwischen den jeweils ersten Messwerten bei  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Anregung liegen, d. h. in Abbildung 4.9 zwischen dem Beginn der roten und der grünen Kurve. Und da die sprunghaft schnelle Änderung von  $g_{\text{pseudo}}$  zu Beginn einer Messung für beide Anregungspolarisationen gleich groß ist, ist naheliegend, dass der wahre Wert von  $g^*$  genau mittig zwischen den Werten  $g_{\text{pseudo}}(t = 0)$  bei  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Anregung liegt. Dieser Wert kann durch Fits an die  $\sigma^-$ - und  $\sigma^+$ -Messkurven

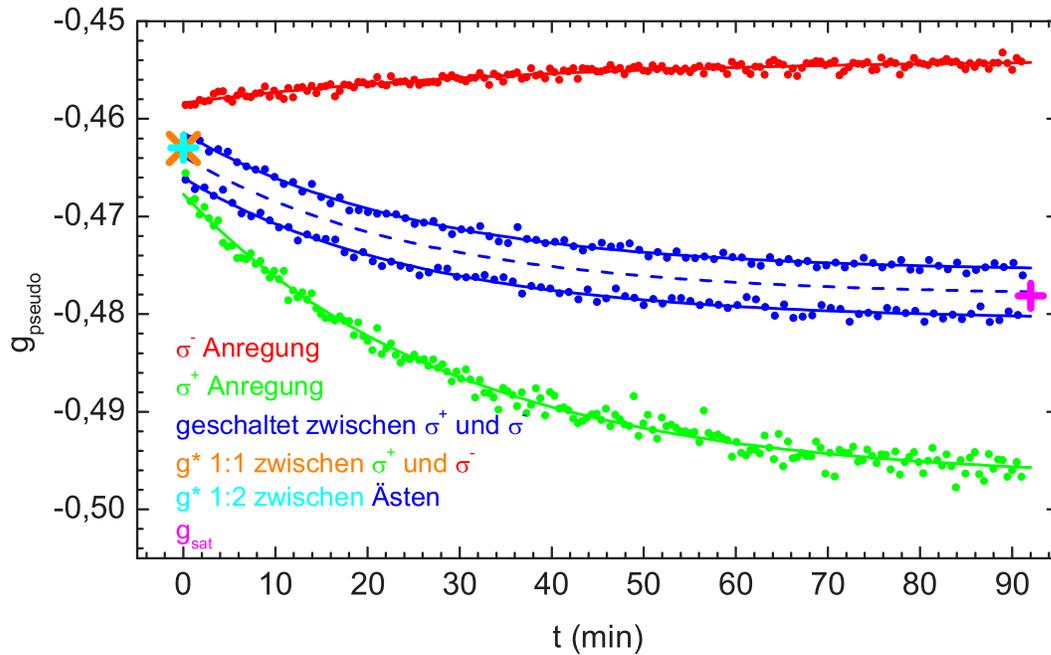


Abbildung 4.9: Gezeigt sind dieselben Daten (Punkte) wie in Abbildung 4.6 mit Fits (Linien) zur Bestimmung des nicht durch Kernfelder verfälschten Wertes von  $g^*$  (orange und türkises Kreuz). Der blau gestrichelte Fit ergibt den verfälschten Wert des  $g$ -Faktors  $g_{\text{sat}}$  (violette Kreuz) bei gesättigtem Kernfeld bei geschalteter Anregung und die Sättigungszeit  $\tau_{\text{sat}}$ .

mit der Exponentialfunktion

$$g_{\text{pseudo}}(t) = A \exp(-t/\tau_{\text{sat}}) + g_{\text{sat}} \quad (4.10)$$

bestimmt werden. Extrapolation der Fits (rote und grüne Linie) zum Zeitpunkt  $t = 0$  und Bildung des Mittelwertes aus den beiden so erhaltenen Werten für  $g_{\text{pseudo}}(t = 0)$  ergibt  $g^*$ , wie in Abbildung 4.9 als oranges Kreuz eingezeichnet.

Dieser Wert für  $g^*$  teilt den Abstand zwischen den Anfängen der beiden Äste bei halbminütig hin- und hergeschalteter Anregung (blaue Datenpunkte) im Verhältnis 1:2, wie in Abbildung 4.9 zu erkennen ist. Dabei besteht der größere Abstand zu dem Ast, der den ersten Datenpunkt enthält. Zur Überprüfung wurden die beiden Äste der Messkurve einzeln mit der Funktion nach Gleichung (4.10) angefitet (blaue Linien) und zu  $t = 0$  extrapoliert.  $g^*$  wurde so berechnet, dass er den Abstand zwischen den beiden so erhaltenen Werten von  $g_{\text{pseudo}}(t = 0)$  im Verhältnis 1:2 teilt. Der so erhaltene Wert ist in der Abbildung als türkises Kreuz eingezeichnet und stimmt sehr gut mit dem in orange dargestellten Ergebnis überein.

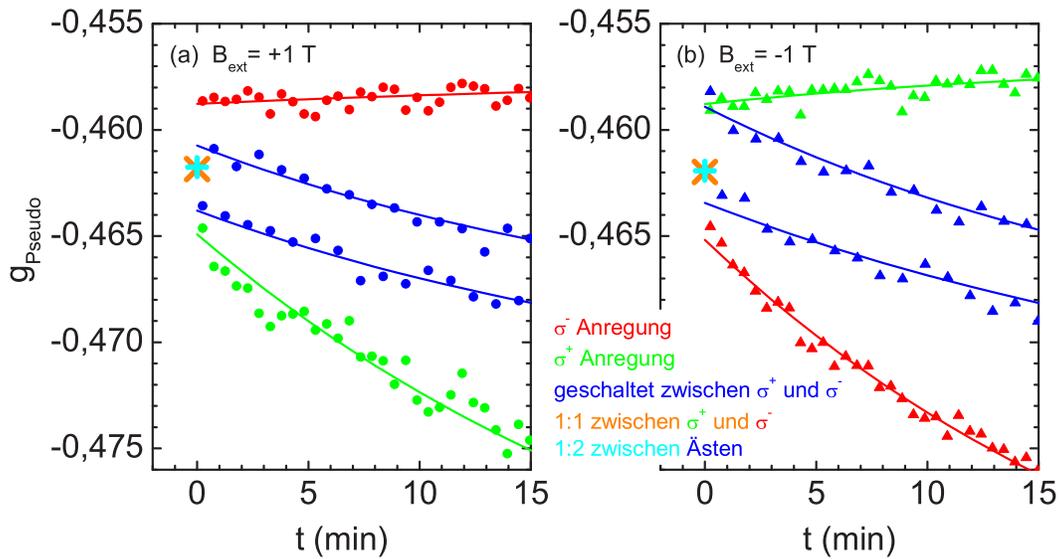


Abbildung 4.10: Gezeigt sind die ersten Minuten der Messung aus Abbildung 4.7. Der nicht durch Kernfelder verfälschte Wert des  $g$ -Faktors  $g^*$  kann durch Anfitzen (Linien) der Messungen (Punkte und Dreiecke) bestimmt werden:  $g^*$  liegt mittig (orange) zwischen den  $\sigma^+$ - (grün) und  $\sigma^-$ -Werten (rot) von  $g_{\text{pseudo}}(t=0)$  und teilt den Abstand der beiden Äste der Messung mit alle 30 s geschalteter Anregung (blau) im Verhältnis 1:2 bzw. 2:1 (türkis), je nachdem auf welchem Ast der erste Messpunkt liegt. Die auf diese Weise bei +1 T (a) und -1 T (b) erhaltenen Ergebnisse stimmen überein.

Damit ist eine Möglichkeit gefunden,  $g^*$  aus dem zeitlichen Verlauf des Pseudo- $g$ -Faktors bei geschalteter Anregungspolarisation zu bestimmen. Diese Lösung ist rein phänomenologisch, wird jedoch durch die im Folgenden beschriebenen Beobachtungen unterstützt. Für gewöhnlich wurde bei den geschalteten Messungen zuerst mit  $\sigma^+$ -Polarisation angeregt. Der erste Messpunkt liegt dann bei +1 T also auf dem unteren Ast, und der Abstand von  $g^*$  zum unteren Ast ist doppelt so groß wie zum oberen Ast. Wie in Abschnitt 4.3.2.1 beschrieben, bewirkt ein Umkehren des Magnetfeldes auf -1 T, dass der erste, mit  $\sigma^+$  angeregte Messpunkt auf dem oberen Ast liegt. In diesem Fall ist  $g^*$  doppelt so weit vom oberen wie vom unteren Ast entfernt. Dies ist in Abbildung 4.10 dargestellt, die die ersten Minuten der Messungen aus Abbildung 4.7 zeigt. Bei +1 T (Abbildung 4.10(a)) ist der türkise dargestellte Wert für  $g^*$  so berechnet, dass er doppelt so weit von  $g_{\text{pseudo}}(t=0)$  des unteren Astes entfernt ist wie von  $g_{\text{pseudo}}(t=0)$  des oberen Astes der Messungen mit geschalteter Anregung (blau). Er stimmt mit dem orange dargestellten Wert für  $g^*$  gut überein, der als Mittelwert zwischen  $g_{\text{pseudo}}(t=0)$  der Messkurven mit  $\sigma^+$ - (rot) und  $\sigma^-$ -Anregung (grün) erhalten

wurde. Bei  $-1$  T (Abbildung 4.10(b)) liegt der türkis dargestellte Wert doppelt so weit von  $g_{\text{pseudo}}(t = 0)$  des oberen Astes entfernt wie von  $g_{\text{pseudo}}(t = 0)$  des unteren Astes und stimmt ebenfalls mit dem Mittelwert (orange) zwischen den  $g_{\text{pseudo}}(t = 0)$  der einzelnen Anregungen überein. Außerdem sind auch die Ergebnisse für  $g^*$  bei  $+1$  T und  $-1$  T gleich.

Obige Überlegungen werden darüber hinaus durch neue Messungen von Stefan Oertel in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz bestätigt. Je schneller die Anregungspolarisation hin- und hergeschaltet wird, desto kleiner wird wie erwartet der Abstand zwischen den beiden Ästen. Bei Messungen mit 500 ms Umschaltzeit können keine Sprünge mehr erkannt werden, die beiden Äste liegen also übereinander und zeigen weiterhin ein exponentielles Sättigungsverhalten von  $g_{\text{pseudo}}(t)$ . Anfitzen dieser Messkurve mit einer doppelte exponentiellen Funktion und Extrapolation zu  $t = 0$  ergibt direkt den unverfälschten Wert von  $g^*$ , weil  $g_{\text{pseudo}}$  nun unabhängig von der Anregungspolarisation ist und keine Sprünge mehr aufweist. Der auf diese Weise erhaltene Wert für  $g^*$  teilt den Abstand zwischen den beiden Ästen einer zum Vergleich mit 30 s Schaltzeit aufgenommenen Messkurve wie oben beschrieben im Verhältnis 1:2.

All dies spricht also dafür, dass sich  $g^*$  auf die beschriebene Weise aus den beiden Ästen der geschalteten Anregung richtig bestimmen lässt. Die Genauigkeit dieser Methode wird mit  $\pm 1/3$  der Differenz zwischen den beiden Ästen zum Zeitpunkt  $t = 0$  abgeschätzt und geht bei allen Messergebnissen in den Fehlerbalken ein. Bei einigen Messungen sind keine Äste zu erkennen und ein getrenntes Anfitzen zweier Äste ist nicht mehr möglich. Dies ist z.B. bei sehr hohen Magnetfeldern oder hohen Temperaturen der Fall. Bei solchen Messungen wird für den Abstand zwischen den Ästen Null angenommen und  $g^*$  entsprechend aus einem exponentiellen Fit an alle Einzeldaten als  $g_{\text{pseudo}}(t = 0)$  bestimmt.

#### 4.3.4. Bestimmung charakteristischer Größen zur Beschreibung der Kernspindynamik

Wie in den bisherigen Messungen zu erkennen ist, hängt die Kernspindynamik sehr stark von der Polarisierung der Anregung ab. In den folgenden Abschnitten werden weitere Messungen mit im 30-s-Abstand hin- und hergeschalteter Anregung vorgestellt. Hier soll deshalb beschrieben werden, wie in diesem Fall die Sättigungswerte  $g_{\text{sat}}$  des Pseudo- $g$ -Faktors und  $B_{N,\text{sat}}$  des Kernfeldes, die zugehörige Sättigungszeit  $\tau_{\text{sat}}$  und der Abstand  $\Delta_{\text{Äste}}$  zwischen den beiden Ästen von  $g_{\text{pseudo}}$  in der Sättigung bestimmt

werden. Während die drei erstgenannten Werte die langsame Komponente der Kernspindynamik beschreiben, spiegelt der letztgenannte Wert die schnelle Komponente wider, entsprechend den Beobachtungen in Abschnitt 4.3.2.

Als Sättigungswert  $g_{\text{sat}}$  des Pseudo- $g$ -Faktors wird bei geschalteter Anregung der Wert bezeichnet, der in der Sättigung mittig zwischen den beiden gemessenen Ästen von  $g_{\text{pseudo}}$  liegt. Das Kernfeld, das diesen Wert von  $g_{\text{pseudo}}$  ergibt, wird entsprechend Sättigungskernfeld  $B_{\text{N,sat}}$  genannt. Bei geschalteter Anregung schwankt das Kernfeld zu späten Zeiten also gleichmäßig um seinen Sättigungswert, der sich aus Gleichung (4.9) mit  $g_{\text{pseudo}} = g_{\text{sat}}$  ergibt:

$$B_{\text{N,sat}} = \frac{g_{\text{sat}} - g^*}{g^*} B_{\text{ext}} . \quad (4.11)$$

Der Sättigungswert des Kernfeldes wird somit aus den experimentell bestimmten Werten für  $g^*$  und  $g_{\text{sat}}$  berechnet. Wie in Abbildung 4.9 gezeigt, wird  $g_{\text{sat}}$  (violettes Kreuz) als Fitparameter bei gemeinsamem Anfitzen beider Äste (blau gestrichelt) mit Gleichung (4.10) bestimmt. Derselbe Fit ergibt auch den Wert der Zeitkonstanten  $\tau_{\text{sat}}$  als Fitparameter. Der Wert von  $g^*$  wird wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben aus zwei einzelnen Fits mit Gleichung (4.10) an die beiden Äste von  $g_{\text{pseudo}}$  erhalten. Aus diesen beiden Fits wird außerdem der Abstand  $\Delta_{\text{Äste}}$  der beiden Äste in der Sättigung bestimmt als  $\Delta_{\text{Äste}} = g_{\text{sat}}^{\text{obererAst}} - g_{\text{sat}}^{\text{untererAst}}$ .

## 4.4. Messergebnisse für $g^*$ und zur Kernspindynamik

In diesem Abschnitt werden detaillierte experimentelle Ergebnisse des nicht durch Kernfelder verfälschten  $g$ -Faktors  $g^*$  und der Kernspindynamik vorgestellt. Die Kernspindynamik wird dabei durch folgende Werte beschrieben: den Sättigungswert  $g_{\text{sat}}$  von  $g_{\text{pseudo}}(t)$ , den Abstand  $\Delta_{\text{Äste}}$  zwischen den beiden Ästen des Pseudo- $g$ -Faktors in der Sättigung, den Sättigungswert des effektiven Kernfeldes  $B_{\text{N,sat}}$  und die Zeitkonstante  $\tau_{\text{sat}}$ , mit der das Kernfeld die Sättigung erreicht. All diese Ergebnisse ergeben sich aus Messungen der zeitlichen Entwicklung von  $g_{\text{pseudo}}$  in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern, wobei die zirkular polarisierte Anregung alle 30 s zwischen  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  umgeschaltet wurde. Die Abschnitte 4.3.3 und 4.3.4 beschreiben, wie die verschiedenen Werte aus den Messungen von  $g_{\text{pseudo}}(t)$  bestimmt werden.

### 4.4.1. Messgenauigkeit

Die Messgenauigkeit soll sehr sorgfältig betrachtet werden. Sie ergibt sich aus verschiedenen experimentellen Ungenauigkeiten und Ungenauigkeiten bei der Datenauswertung, die im Folgenden einzeln beschrieben werden.

#### 4.4.1.1. Zeitkalibrierungsfehler

Die Zeitkalibrierung der Streackkamera hängt unter anderem von der Repetitionsfrequenz des Lasers ab, die sich bei Umstellung zwischen ps- und fs-Betrieb und bei Justage ändern kann. Deswegen wurde die Streackkamera in allen verwendeten Zeitbereichen mit Hilfe eines Etalons nachkalibriert. Der Fehler dieser Kalibrierungen wird mit der mittleren prozentualen Abweichung der nach Neukalibrierung gemessenen Etalonpeakabstände vom Sollwert des Peakabstandes abgeschätzt zuzüglich des Fehlers durch die Ungenauigkeit der Länge des Etalons. Diese Abschätzung erscheint sinnvoll, weil sie sowohl statistische Schwankungen als auch systematische Fehler der Kalibrierung mit einbezieht und der Peakabstand des verwendeten Etalons im Bereich der bei 1 T gemessenen Larmorfrequenz liegt<sup>9</sup>. In dem zumeist verwendeten Zeitbereich ergibt sich ein Zeitkalibrierungsfehler von 0,15 %, was eine Ungenauigkeit des  $g$ -Faktors von etwa 0,0008 bedeutet.

#### 4.4.1.2. Feldkalibrierungsfehler und Stromabfall im Dauerbetrieb

Das Magnetfeld des Magnetkryostaten wurde mit einem Hallsensor und Gaussmeter von Lakeshore sorgfältig nachkalibriert. Die Fehlerangabe der Kalibrierung beinhaltet die Messungenauigkeiten von Hallprobe und Gaussmeter, verschiedene Fitfehler bei der Auswertung der Kalibrierungsdaten und eine Toleranz für eine Änderung der Messhöhe<sup>10</sup> um 2 mm. Darüber hinaus wurde bei der Kalibrierung die Sweeprichtung berücksichtigt, die sich vor allem bei  $B \ll 1$  T in einem Hystereseverhalten des Feldes widerspiegelt<sup>11</sup>. Fast alle im Folgenden vorgestellten Messungen wurden bei nominell 1 T durchgeführt, was kalibriert nur etwa 0,9775 T waren. Die Kalibriergenauigkeit

<sup>9</sup>Fast alle Messungen wurden bei 1 T durchgeführt.

<sup>10</sup>Mit Messhöhe wird die Höhe bezeichnet, in der sich der Laserfokus auf der Probe bezüglich des Magneten befindet. Mit zunehmender Entfernung von der Spulenmitte nimmt die Feldstärke ab, wie in Anhang D gezeigt ist.

<sup>11</sup>Grund für die Hysterese können sowohl Remanenzfelder der Spule als auch vom Netzteil falsch gelieferte Ströme sein.

beläuft sich hierbei auf  $+0,0017$  T und  $-0,0021$  T, was eine Ungenauigkeit des  $g$ -Faktors von etwa  $+0,0008$  bzw.  $-0,001$  bedeutet.

Des Weiteren wurde auch der kleine Fehler durch den Stromabfall im verwendeten Dauerbetriebsmodus des Magneten<sup>12</sup> berücksichtigt, der  $10^{-4} \text{ h}^{-1}$  beträgt. Der Einfachheit halber wurde dieser vernachlässigbar kleine Persistent-Mode-Fehler als der nach 45 min Messzeit abgeschätzt, statt die Feldstärke zu jedem Zeitpunkt zu korrigieren.

#### 4.4.1.3. DOF-Fitfehler

In den 90 min Messzeit pro Messreihe wurden 180 Streakkamerabilder aufgenommen und daraus die zeitlichen Transienten der PL extrahiert. An jede dieser 180 Transienten wurden fünf DOF-Fits gemacht (s. Anhang C.2), die zu verschiedenen Zeiten beginnen und aus deren Mittel der Wert von  $g_{\text{pseudo}}$  bestimmt wurde. Der Fitfehler wird dabei entweder durch den von der Fitroutine angegebenen Fehler beschrieben oder durch die Standardabweichung von  $g_{\text{pseudo}}$  bei den fünf Fits, je nachdem welcher Fehler größer ist. Als DOF-Fitfehler des wahren  $g$ -Faktors  $g^*$  wird nun nicht der Mittelwert aus den so erhaltenen 180 Einzelfehlern verwendet, welche in diesem Fall unnötig groß sind, weil die 180 Einzelaufnahmen stärker rauschen als eine Langzeitaufnahme. Vielmehr wird der DOF-Fehler von  $g^*$  abgeschätzt als der DOF-Fehler beim Anfitzen des Mittelwertes der Transienten aus der zweiten Hälfte der Messzeit - also einem Mittel der letzten 90 Einzelaufnahmen<sup>13</sup>. Dabei wird wieder der größere Wert gewählt zwischen dem von der Fitroutine angegebenen Fitfehler und dem Fehler durch Variation der Fit-Startwerte. Die Verwendung des DOF-Fehlers einer gemittelten Messung lässt sich dadurch rechtfertigen, dass sich  $g^*$  als Fit an die 180 einzelnen  $g_{\text{pseudo}}$  ergibt und dadurch über die Einzelmessungen mittelt<sup>14</sup>. Außerdem stimmt der über die zweite Hälfte der Messzeit gemittelte Wert von  $g_{\text{pseudo}}$  mit dem Mittel der Einzelwerte überein, die etwas größeren Einzel-DOF-Fehler beruhen also wirklich nur auf stärkerem Rauschen der Einzelaufnahmen. Bei der Bestimmung des DOF-Fehlers des Sättigungswertes  $g_{\text{sat}}$  von  $g_{\text{pseudo}}$  wird mit analoger Argumentation dasselbe Vor-

<sup>12</sup>Im sogenannten Persistent Mode wird die supraleitende Magnetspule kurzgeschlossen, so dass in ihr ein Dauerstrom fließen kann.

<sup>13</sup>Grund für die Wahl der zweiten Hälfte der Messzeit ist, dass die  $g_{\text{pseudo}}$ -Werte hier schon nahe dem Sättigungswert sind und die zeitabhängige  $g$ -Faktor-Kurve flach verläuft.

<sup>14</sup>Der Fehler dieses exponentiellen Fits an die einzelnen  $g_{\text{pseudo}}$  wird im folgenden Abschnitt 4.4.1.4 beschrieben.

gehen angewandt. Bei Messungen mit typischen Parametern beträgt der DOF-Fitfehler des  $g$ -Faktors für gewöhnlich etwa 0,0008.

#### 4.4.1.4. Fehler des exponentiellen Fits und Ästefehler

Wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben, wird  $g^*$  aus exponentiellen Fits mit Gleichung (4.10) an die beiden Äste bestimmt. Als Fitfehler wird hierbei der Mittelwert der von der Fitroutine angegebenen Fehler der Amplituden  $A$  der beiden Äste verwendet. Bei der Bestimmung des Sättigungswertes von  $g_{\text{pseudo}}$  dient entsprechend der von der Fitroutine angegebene Fitfehler des Sättigungswertes  $g_{\text{sat}}$  als Fehlerangabe. Darüber hinaus wird für die in den Abschnitten 4.3.3 und 4.3.4 beschriebene phänomenologische Methode zur Bestimmung von  $g^*$  und  $g_{\text{sat}}$  ein Drittel des Ästeabstandes als Toleranz angenommen und als Ästefehler bezeichnet. Typische Größen dieser Fehler des  $g$ -Faktors sind etwa 0,0002 als Fehler des exponentiellen Fits und 0,0005 als Ästefehler.

#### 4.4.1.5. Gesamtfehler

Der Gesamtfehler für  $g^*$  und  $g_{\text{sat}}$  ergibt sich als Summe der Einzelfehler: Zeitkalibrierungsfehler, Feldkalibrierungsfehler (unterschieden nach zu großem Feld und zu kleinem Feld zuzüglich Persistent-Mode-Fehler), DOF-Fitfehler, Fehler des exponentiellen Fits und Ästefehler. Im Folgenden wird immer der Gesamtfehler als Fehlerbalken zu  $g^*$  und  $g_{\text{sat}}$  aufgetragen, und in Abbildung D.2 (im Anhang) werden zusätzlich die verschiedenen Einzelfehler für  $g^*$  dargestellt. Die Einzelfehler für  $g_{\text{sat}}$  werden nicht gezeigt, weil sie sehr ähnlich sind. Der Fehler des aus  $g_{\text{sat}}$ ,  $g^*$  und  $B_{\text{ext}}$  berechneten Sättigungskernfeldes  $B_{\text{N,sat}}$  berechnet sich mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus den Gesamtfehlern der eingehenden Größen. Als Fehlerangabe für  $\tau_{\text{sat}}$  dient der von der Fitroutine angegebene Fehler. Der Fehler des Ästeabstandes  $\Delta_{\text{Äste}}$  besteht aus dem DOF-Fitfehler und dem Fehler des exponentiellen Fits für  $g_{\text{sat}}$ .

Alle hier nicht betrachteten experimentellen Parameter, wie z.B. Proben temperatur und Anregungsleistung werden in guter Näherung während einer Messreihe als konstant angenommen. Wichtig zu erwähnen bleibt noch, dass das Befüllen des Kälteschildes des Kryostaten mit Stickstoff nicht während der Messungen erfolgte, weil dabei plötzlich ein betragsmäßig größerer Wert für  $g_{\text{pseudo}}$  gemessen wurde, der sich dann mit der Zeit wieder dem vorigen Messwert annäherte.

### 4.4.2. Messungen in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge

Die Messungen von  $g^*$  und der Kernspindynamik in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge wurden bei  $B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}$ ,  $\vartheta = 1,5^\circ$ ,  $T = 2,5 \text{ K}$  und  $P_{\text{exc}} = 5 \text{ mW}$  durchgeführt und sind in Abbildung 4.11 gezeigt. Der im Folgenden gebrauchte Begriff Überschussenergie bezeichnet die Energiedifferenz zwischen anregendem Laser und Photolumineszenzmaximum, wobei beide Energien durch Gaussfits an die Streackamera-Spektren bestimmt wurden<sup>15</sup>.

Der wahre  $g$ -Faktor  $g^*$  (s. Abbildung 4.11(d)) ist bei Anregung mit einer sehr hohen Überschussenergie von 189 meV (Anregungswellenlänge  $\lambda_{\text{exc}} = 728 \text{ nm}$ ) etwa  $g^* \approx -0,459$ . Bei Anregung mit nur geringer Überschussenergie von beispielsweise 9,6 meV oder 6,5 meV ( $\lambda_{\text{exc}} = 813,0 \text{ nm}$  bzw. 814,9 nm) wird ein etwas kleinerer Wert gemessen, etwa  $g^* \approx -0,464$ . Dies lässt sich auf die Energieabhängigkeit des  $g$ -Faktors zurückführen, da Ladungsträgerinjektion mit hohen Überschussenergien zu hohen Ladungsträgertemperaturen und somit zu einer stärkeren Besetzung hoher  $k$ -Werte führt. Bei resonanter<sup>16</sup> Anregung ( $\lambda_{\text{exc}} = 816,8 \text{ nm}$ ) nimmt  $g^*$  wieder auf etwa  $g^* \approx -0,459$  zu, was wahrscheinlich an einem größeren Beitrag lokalisierter Elektronen zum gemessenen Wert von  $g^*$  liegt. Abschnitt 4.1 hatte gezeigt, dass Lokalisierung zu einer Zunahme des  $g$ -Faktors führt.

Der Sättigungswert des Pseudo- $g$ -Faktors  $g_{\text{sat}}$  (s. Abbildung 4.11(d)) liegt bei nicht-resonanter Anregung bei etwa  $g_{\text{sat}} \approx -0,48$  und nimmt bei quasiresonanter Anregung zu, bis bei resonanter Anregung (816,8 nm)  $g^*$  und  $g_{\text{sat}} \approx -0,459$  übereinstimmen. Das Sättigungskernfeld  $B_{\text{N}}$  (Abbildung 4.11(e)) beträgt bei nichtresonanter Anregung zwischen 30 mT und 40 mT und nimmt entsprechend mit abnehmender Überschussenergie ab, um bei resonanter Anregung (816,8 nm) zu verschwinden, während die Sättigungszeitkonstante  $\tau_{\text{sat}}$  (Abbildung 4.11(f)) zunimmt und bei resonanter Anregung unendlich wird. Mit abnehmender Überschussenergie nimmt der Abstand zwischen den beiden Ästen des Pseudo- $g$ -Faktors zu (Abbildung 4.11(b)), was als Temperatureffekt erklärt werden kann (s. Abschnitt 4.4.5).

<sup>15</sup>Zur Genauigkeit der Wellenlängenkalibrierung vergleiche Fußnote 2 auf S. 68.

<sup>16</sup>Bei der Überschussenergie dieser Messung von 3,7 meV überlappen die Linien von PL und Laser bereits. Bei weniger Überschussenergie sind keine Spinquantenschwebungen mehr zu erkennen, vermutlich weil die Spinrelaxationszeit  $\tau_{\text{s}}$  zu kurz ist. Daher wird eine Anregung bei 816,8 nm hier bereits als resonant bezeichnet.

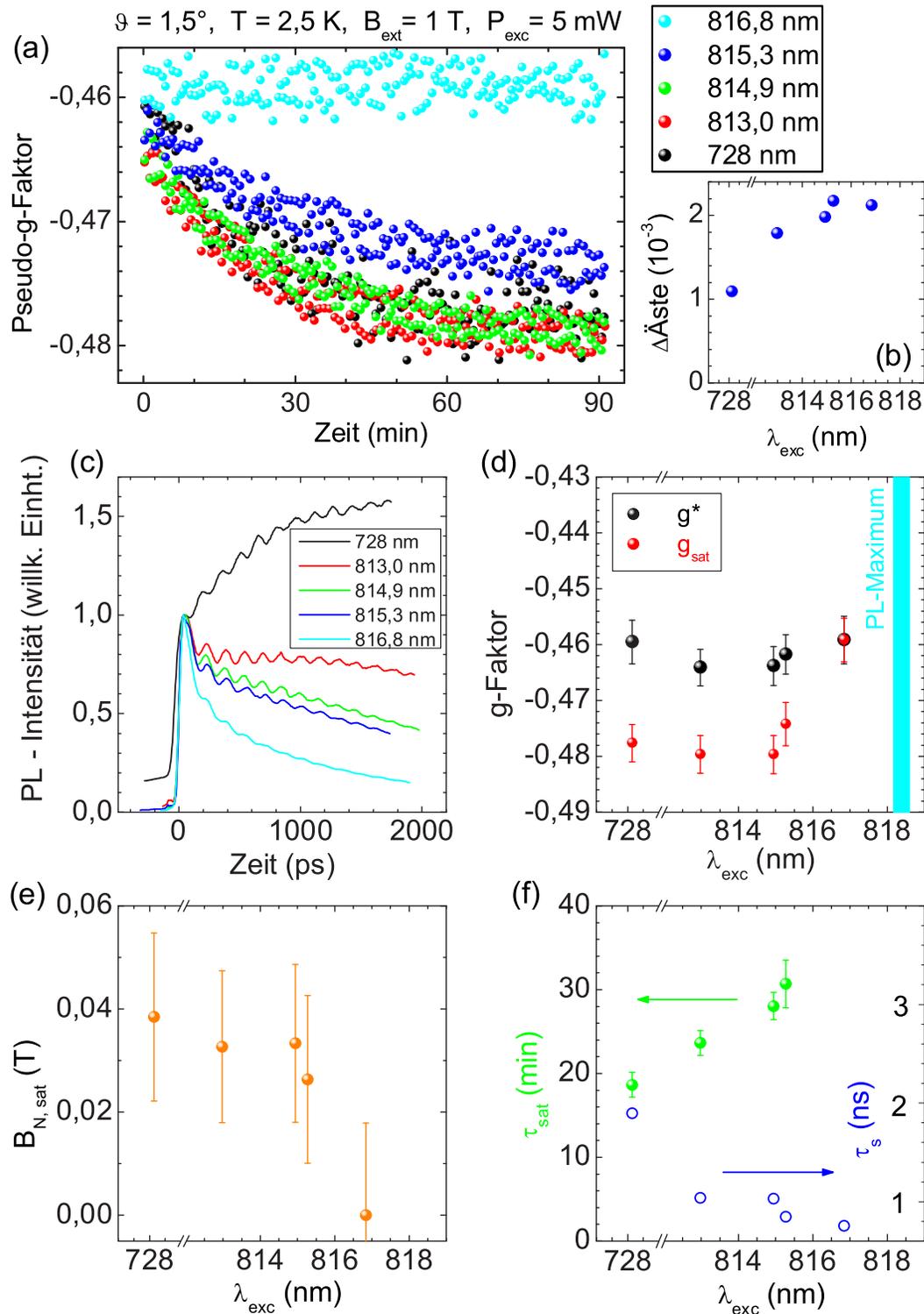


Abbildung 4.11:  $g^*$  und Dynamik von  $B_{\text{N}}$  in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge  $\lambda_{\text{exc}}$ . (a) Zeitliche Entwicklung des mit geschalteter Anregungspolarisation gemessenen  $g$ -Faktors  $g_{\text{pseudo}}$  bei verschiedenen Anregungswellenlängen. (b) Ästeabstand von  $g_{\text{pseudo}}$  in Sättigung. (c) Zeitlicher Verlauf der PL mit SQB. (d) Unverfälschter  $g$ -Faktor  $g^*$  und Pseudo- $g$ -Faktor  $g_{\text{sat}}$  bei gesättigtem Kernfeld. (e) Sättigungskernfeld  $B_{\text{N,sat}}$ . (f) Sättigungszeitkonstante  $\tau_{\text{sat}}$  und mittlere Spinrelaxationszeit  $\tau_{\text{s}}$ .

Besonders interessant ist, dass bei resonanter Anregung zwar einerseits dynamische Polarisation von Kernspins auf der schnellen Zeitskala stattfindet und den Ästeabstand verursacht<sup>17</sup>, aber andererseits kein langsames Sättigungsverhalten des Kernfeldes zu beobachten ist. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre, dass sich bei resonanter Anregung bevorzugt kalte freie Exzitonen bilden, die donatorgebundene Elektronen freisetzen und sich an die Donatoren binden. Von dort aus könnte die Relaxation ihrer Elektronenspins bezüglich des äußeren Magnetfeldes DNP auf der schnellen Zeitskala verursachen. Aufgrund sehr schneller Rekombinationszeiten der Exzitonen könnte ihr Elektronenspin aber das thermische Gleichgewicht nicht erreichen und somit kein langsam sättigendes Kernfeld aufbauen. Die durch Stöße mit den kalten Exzitonen freigesetzten Elektronen würden keine Überschussenergie erhalten und somit nur kleine  $k$ -Werte besetzen, so dass sie im thermischen Gleichgewicht bleiben würden. Nach Rekombination der Exzitonen könnten die Elektronen an die Donatoren zurückkehren. Ihr Spin wäre noch im thermischen Gleichgewicht, so dass auch die langlebigeren Elektronen keine DNP und somit keine langsame Kernspindynamik verursachen. Ob diese Prozesse wirklich so stattfinden ist nicht bewiesen. Jedoch wird diese Erklärung von der bei abnehmender Überschussenergie geringeren Spinrelaxationszeit<sup>18</sup>  $\tau_s$  unterstützt (Abbildung 4.11(f)), die mit der größeren Effektivität des Bir-Aronov-Pikus-Relaxationsmechanismus in Exzitonen erklärt werden kann. Auch die Rekombinationszeit  $\tau_{PL}$  nimmt mit abnehmender Überschussenergie schnell ab, wie in Abbildung 4.11(c) zu erkennen ist.

### 4.4.3. Messungen in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld

Abbildung 4.12 zeigt Messungen zur Abhängigkeit von der Feldstärke. Die Anregungswellenlänge wurde bei Erhöhung der Feldstärke in dem Versuch, die Überschussenergie konstant zu halten, zwischen  $\lambda_{exc} \approx 815,4$  nm und 812,2 nm verändert<sup>19</sup>. Die Probe war um  $\vartheta = 1,5^\circ$  verkippt, und die Messungen wurden bei  $T = 2,5$  K und  $P_{exc} = 5$  mW durchgeführt.

Der wahre  $g$ -Faktor  $g^*$  steigt aufgrund seiner Energieabhängigkeit mit zunehmender

<sup>17</sup>In Abbildung 4.11(a) verschwinden die beiden Äste für das bloße Auge im Rauschen, das aufgrund schwieriger Fitbedingungen auftritt.

<sup>18</sup>Die Spinrelaxationszeit wurde als Mittel aus der gesamten Messreihe und allen DOF-Fits bestimmt.

<sup>19</sup>Mit steigender Feldstärke verschiebt die PL-Linie zu höheren Energien.

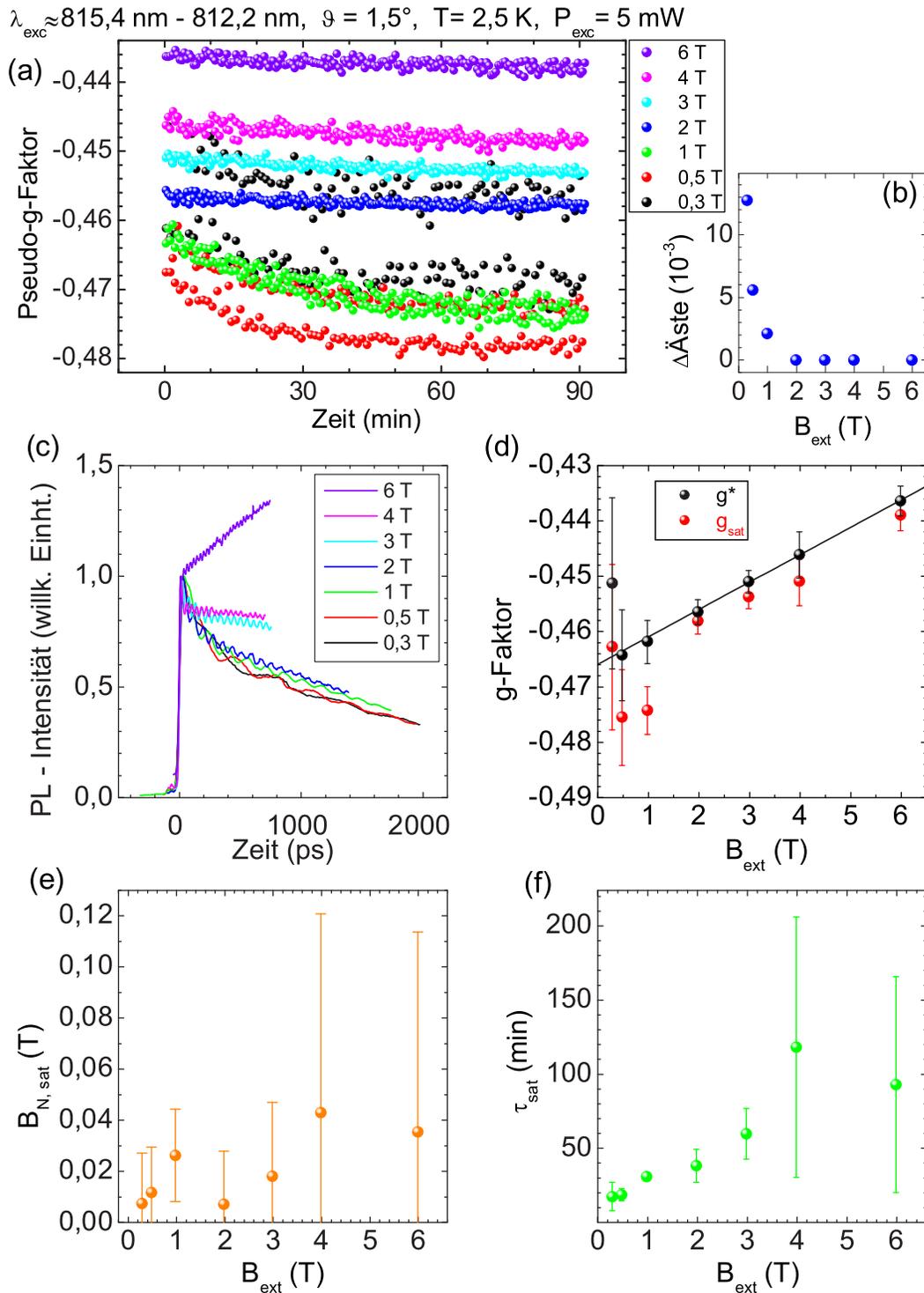


Abbildung 4.12:  $g^*$  und Dynamik von  $B_N$  in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$ . (a) Zeitliche Entwicklung des mit geschalteter Anregungspolarisation gemessenen  $g$ -Faktors bei verschiedenen externen Magnetfeldern. (b) Ästebstand von  $g_{\text{pseudo}}$  in Sättigung. (c) Zeitlicher Verlauf der PL mit SQB. (d) Unverfälschter  $g$ -Faktor  $g^*$  mit linearem Fit, Pseudo- $g$ -Faktor  $g_{\text{sat}}$  bei gesättigtem Kernfeld. (e) Sättigungskernfeld  $B_{\text{N,sat}}$ . (f) Sättigungszeitkonstante  $\tau_{\text{sat}}$ .

Feldstärke an (s. Abbildung 4.12(d)), da das äußere Magnetfeld die Elektronenwellenfunktionen einschnürt, so dass größere  $k$ -Werte besetzt werden. Ein linearer Fit an  $g^*(B)$ , der mit den Fehlerbalken der einzelnen Punkte gewichtet ist, ergibt eine Zunahme von  $0,00495 \text{ T}^{-1}$  mit einer Genauigkeit von  $7,3 \cdot 10^{-4} \text{ T}^{-1}$ . Dieses Ergebnis ist mit anderen experimentellen (Seck *et al.* [141], Oestreich *et al.* [112]) und theoretischen (Najda *et al.* [110]) Arbeiten konsistent. Auffällig ist, dass  $g^*$  bei  $0,3 \text{ T}$  als einziger Wert der Messreihe nicht in einer Geraden mit den anderen Werten liegt. Hierbei könnte es sich sowohl um eine Messungenauigkeit als auch um einen echt größeren Wert von  $g^*$  bei sehr kleinen Feldern handeln. Eine Extrapolation der Werte zu  $0 \text{ T}$  ergibt  $g^*(0 \text{ T}) \approx -0,466$ .

Die Kernfeldsättigungszeit nimmt mit steigendem externen Feld zu, wie in Abbildung 4.12(f) zu sehen ist. Abbildung 4.12(e) zeigt, dass das Sättigungskernfeld eine mit dem Magnetfeld steigende Tendenz aufweist, die mit der Zunahme der Elektronenspinpolarisation im thermischen Gleichgewicht erklärt werden kann. Jedoch schwankt der Wert des Sättigungskernfeldes sehr stark, und dementsprechend ist der Anstieg des Sättigungswertes des Pseudo- $g$ -Faktors (Abbildung 4.12(d)) mit zunehmendem Magnetfeld unregelmäßig. Zwar ist die DNP abhängig von der Feldstärke, wie z.B. von Patel *et al.* [126] und Kuhns *et al.* [90] beschrieben, die beobachtete Schwankung des Kernfeldes lässt sich damit jedoch nicht erklären. Denkbar wäre, dass die Überschussenergie bei Änderung der Feldstärke nicht konstant genug gehalten werden konnte und dies im Zusammenhang mit den Schwankungen des Kernfeldes steht. In Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, dass sich das Sättigungsfeld bei fast resonanter Änderung sehr stark mit der Überschussenergie ändert, und die Transienten in Abbildung 4.12(c) bestätigen, dass zumindest während der Messungen bei hohen Feldern unterschiedliche Ladungsträgertemperaturen herrschten.

Der Abstand zwischen den beiden Ästen ist bei kleinen Feldern außerordentlich groß und nimmt mit steigender Feldstärke schnell ab (Abbildung 4.12(b)). Schon ab  $2 \text{ T}$  können keine einzelnen Äste mehr erkannt werden. Dies liegt darin begründet, dass sich das Gesamtmagnetfeld aus der Summe von externem Magnetfeld und Kernmagnetfeld zusammensetzt und dabei der Einfluss der kleinen Änderung des Kernfeldes beim Umschalten der Anregung im Vergleich zu großen äußeren Feldern verschwindet (s. Gleichung (4.9)).

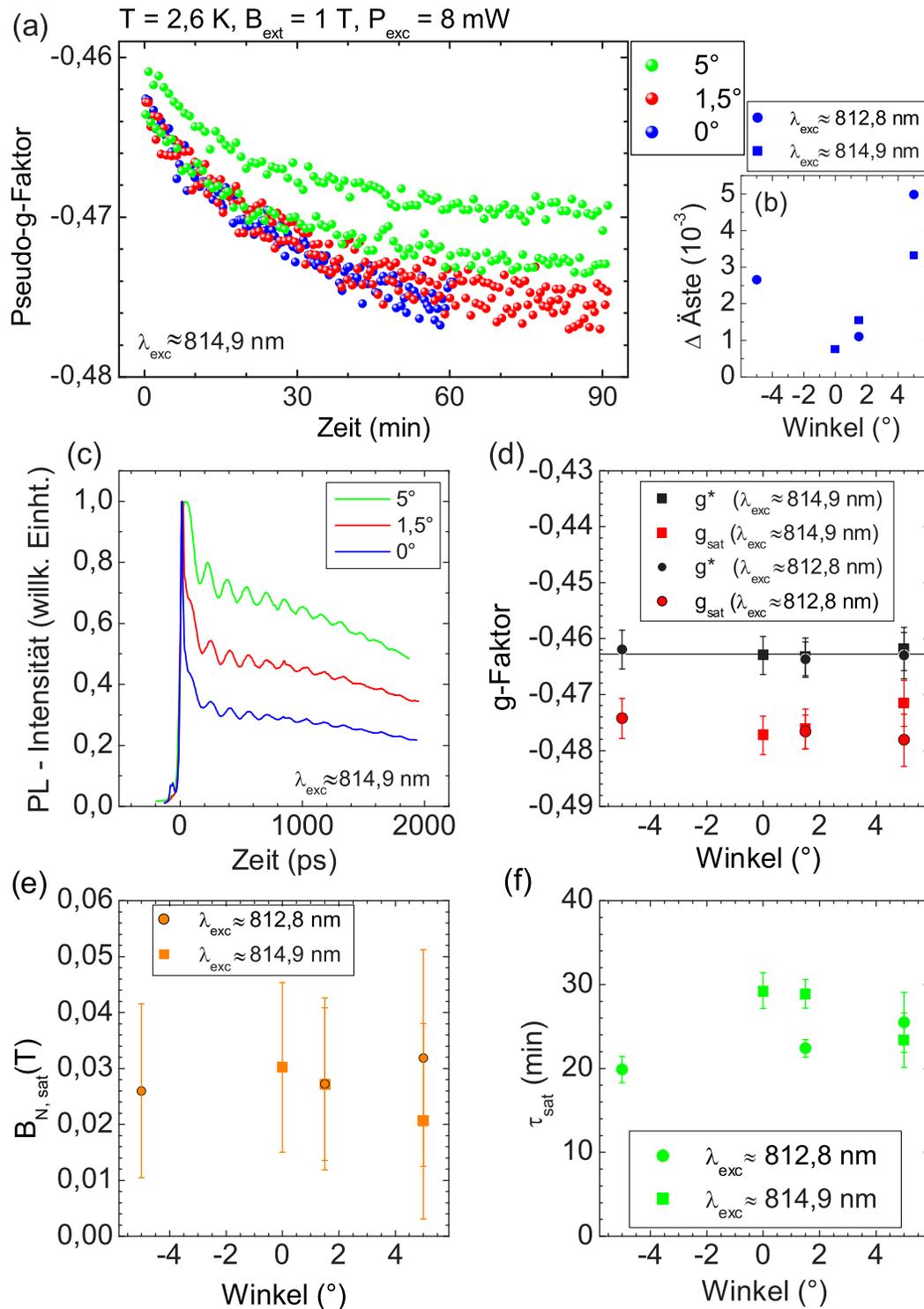


Abbildung 4.13:  $g^*$  und Dynamik von  $B_N$  in Abhängigkeit vom Verkippungswinkel  $\vartheta$ . (a) Zeitliche Entwicklung des mit geschalteter Anregungspolarisation gemessenen  $g$ -Faktors bei verschiedenen Verkippungswinkeln der Probe. (b) Ästeabstand von  $g_{\text{pseudo}}$  in Sättigung. (c) Zeitlicher Verlauf der PL mit SQB. (d) Unverfälschter  $g$ -Faktor  $g^*$  und Pseudo- $g$ -Faktor  $g_{\text{sat}}$  bei gesättigtem Kernfeld. Die schwarze Linie dient der besseren Betrachtung. (e) Sättigungskernfeld  $B_{N,\text{sat}}$ . (f) Sättigungszeitkonstante  $\tau_{\text{sat}}$ .

#### 4.4.4. Messungen in Abhängigkeit vom Verkippungswinkel

Die Messungen zur Abhängigkeit vom Winkel  $\vartheta$ , um den die Probe im Magnetfeld verkippt ist, wurden bei  $B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}$ ,  $T = 2,6 \text{ K}$  und  $P_{\text{exc}} = 8 \text{ mW}$  durchgeführt. Abbildung 4.13 zeigt zwei Datensätze, die bei verschiedenen Anregungswellenlängen  $\lambda_{\text{exc}} \approx 814,9 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{exc}} \approx 812,8 \text{ nm}$  aufgenommen wurden.

Eine Änderung des Verkippungswinkels der Probe hat wie erwartet keinen Einfluss auf den wahren  $g$ -Faktor  $g^*$  (Abbildung 4.13(d)). Jedoch vergrößert eine stärkere Verkippung die Elektronspinkomponente  $S_{\text{av}}$ , die für das Pumpen von Kernspinpolarisation über DNP zuständig ist. Dadurch vergrößert sich mit zunehmendem Winkel der Abstand zwischen den beiden Ästen, wie in Abbildung 4.13(b) zu erkennen ist. Das Sättigungskernfeld (Abbildung 4.13(e)) und somit auch der Sättigungswert des  $g$ -Faktors (Abbildung 4.13(d)) zeigen im Rahmen der Messgenauigkeit keine Abhängigkeit vom Verkippungswinkel, da die Relaxation quasi-unpolarisierter Elektronenspins ins thermische Gleichgewicht durch eine Verkippung der Probe nicht beeinflusst wird. Die Sättigungszeitkonstante schwankt zwischen etwa 20 min und 30 min (Abbildung 4.13(f)).

Als wichtiges Ergebnis bleibt festzuhalten, dass sich auch in einer nicht verkippten Probe ein Kernfeld aufbaut, weil das thermische Gleichgewicht der Elektronenspins polarisiert ist, während bei geschalteter Anregung im zeitlichen Mittel unpolarisiert gepumpt wird. Bei nicht verkippter Probe sind jedoch die Elektronenspinkomponenten  $S_{\text{av}}$  für beide Pump polarisationen Null, so dass sich keine zwei Äste bilden.

#### 4.4.5. Messungen in Abhängigkeit von der Temperatur

Abbildung 4.14 zeigt Messergebnisse zur Abhängigkeit von  $g^*$  und der Kernspindynamik von der Proben temperatur. Die Messungen wurden bei  $B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}$ ,  $\vartheta = 1,5^\circ$  und  $P_{\text{exc}} = 8 \text{ mW}$  durchgeführt. Dabei wurde die Überschussenergie bei der Anregung durch Nachführen der Laserwellenlänge von  $\lambda_{\text{exc}} = 815,0 \text{ nm}$  bis  $\lambda_{\text{exc}} = 816,9 \text{ nm}$  konstant auf etwa 6 meV gehalten.

Der Wert des  $g$ -Faktors  $g^*$  nimmt mit steigender Temperatur zu, wie in Abbildung 4.14(d) dargestellt ist. Hier auf wird in Kapitel 5 genauer eingegangen. Lineare Fits in Abbildung 4.14(d) verdeutlichen, dass die Steigung der Messwerte bei tiefen Temperaturen bis etwa 20 K auffällig flacher ist als die bei hohen Temperaturen. Dies ist vermutlich auf die endliche Überschussenergie von etwa 6 meV zurückzuführen, wel-

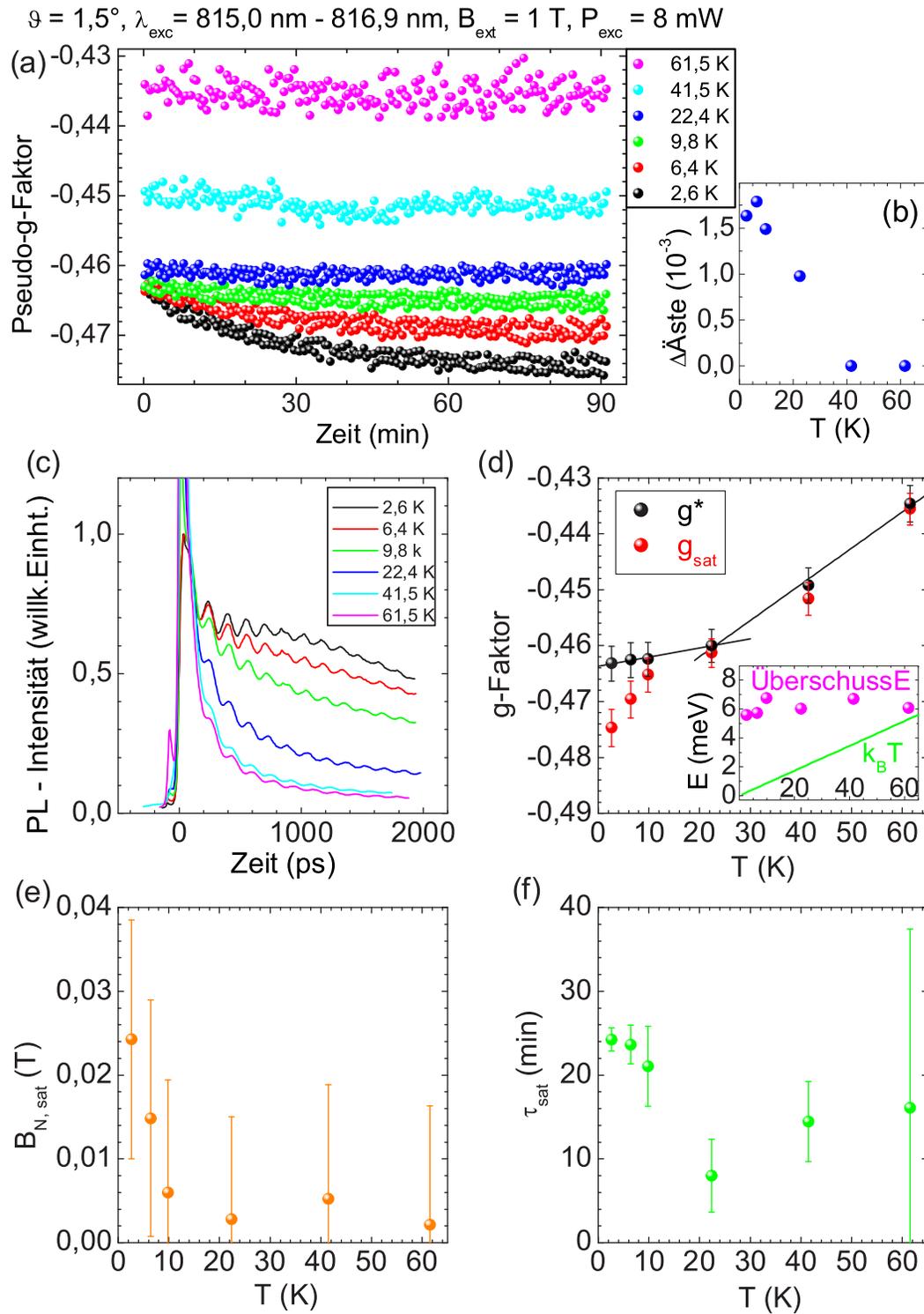


Abbildung 4.14:  $g^*$  und Dynamik von  $B_N$  in Abhängigkeit von der Probestemperatur  $T$ . (a) Zeitliche Entwicklung des mit geschalteter Anregungspolarisation gemessenen  $g$ -Faktors bei verschiedenen Temperaturen der Probe. (b) Ästestabstand von  $g_{\text{pseudo}}$  in Sättigung. (c) Zeitlicher Verlauf der PL mit SQB. (d) Unverfälschter  $g^*$  mit zwei Fits und Pseudo- $g$ -Faktor  $g_{\text{sat}}$  bei gesättigtem Kernfeld. Einsatz: Überschussenergie der Anregung im Vergleich mit  $k_B T$ . (e) Sättigungskernfeld  $B_{N, \text{sat}}$ . (f) Sättigungszeitkonstante  $\tau_{\text{sat}}$ .

che gerade bei kleinen Gittertemperaturen eine erhöhte Ladungsträgertemperatur zur Folge hat. Der Einsatz in Abbildung 4.14(d) zeigt die Überschussenergie als Differenz zwischen der gemessenen Laserenergie und dem Maximum der gemessenen Photolumineszenz<sup>20</sup>. Denkbar wäre auch ein Einfluss der bei tiefen Temperaturen stärkeren Lokalisierung, die  $g^*$  vergrößert (s. Abschnitt 4.1). Eine lineare Extrapolation der Werte von 2,6 K bis 22,4 K zu  $T = 0$  ergibt  $g^* \approx -0,464$ , eine lineare Extrapolation der Werte von 22,4 K bis 61,5 K ergibt  $g^* \approx -0,475$ .

Das Sättigungskernfeld (Abbildung 4.14(e)) und der Abstand zwischen den beiden Ästen des Pseudo- $g$ -Faktors (Abbildung 4.14(b)) nehmen mit steigender Temperatur schnell ab, weil die Kernspinrelaxation aufgrund von Phononen zunimmt (s. Abschnitt 4.2). Bei 2,6 K beträgt  $B_{N,\text{sat}}$  etwa 24 mT, und schon ab 40 K ist mit  $B_{N,\text{sat}} \leq 5$  mT und  $\Delta_{\text{Äste}} = 0$  praktisch kein Kernspineinfluss mehr in den Messungen zu erkennen. Der Sättigungswert des Pseudo- $g$ -Faktors (Abbildung 4.14(d))  $g_{\text{sat}}$  nähert sich mit steigender Temperatur entsprechend schnell an  $g^*$  an.

#### 4.4.6. Messungen in Abhängigkeit von der Anregungsleistung

Die Messungen von  $g^*$  und der Kernspindynamik in Abhängigkeit von der Anregungsleistung  $P_{\text{exc}}$  wurden bei  $\lambda_{\text{exc}} = 812,5$  nm,  $B_{\text{ext}} = 1$  T,  $\vartheta = 1,5^\circ$  und  $T = 2,4$  K bis 2,7 K durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.15 dargestellt.

Der  $g$ -Faktor  $g^*$  nimmt aufgrund seiner Energieabhängigkeit mit steigender Anregungsleistung geringfügig zu, weil zunehmend höhere  $k$ -Werte besetzt werden. Allerdings ist die Zunahme bei den verwendeten niedrigen Anregungsdichten im Rahmen der Messgenauigkeit verschwindend klein. Der lineare Fit in Abbildung 4.15(d) ergibt eine Steigung von etwa  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ mW}^{-1}$ . Eine Extrapolation der Werte zu  $P_{\text{exc}} = 0$  ergibt  $g^* \approx -0,465$ .

Das Sättigungskernfeld nimmt mit zunehmender Anregungsleistung ab (Abbildung 4.15(e)), und der Sättigungswert des Pseudo- $g$ -Faktors nähert sich entsprechend an  $g^*$  an (Abbildung 4.15(d)). Eine lineare Extrapolation zu  $P_{\text{exc}} = 0$  ergibt ein Sättigungskernfeld von  $B_{N,\text{sat}} \approx 40$  mT, während  $B_{N,\text{sat}}$  bei  $P_{\text{exc}} = 11$  mW nur noch etwa 23 mT beträgt. Dies scheint auf den ersten Blick überraschend, da mehr spinpolarisierte Elektronen mehr Kernspinpolarisation pumpen können. Tatsächlich jedoch

<sup>20</sup>Beide Energien wurden mit Gaussfits an die Strekkameradaten bestimmt.

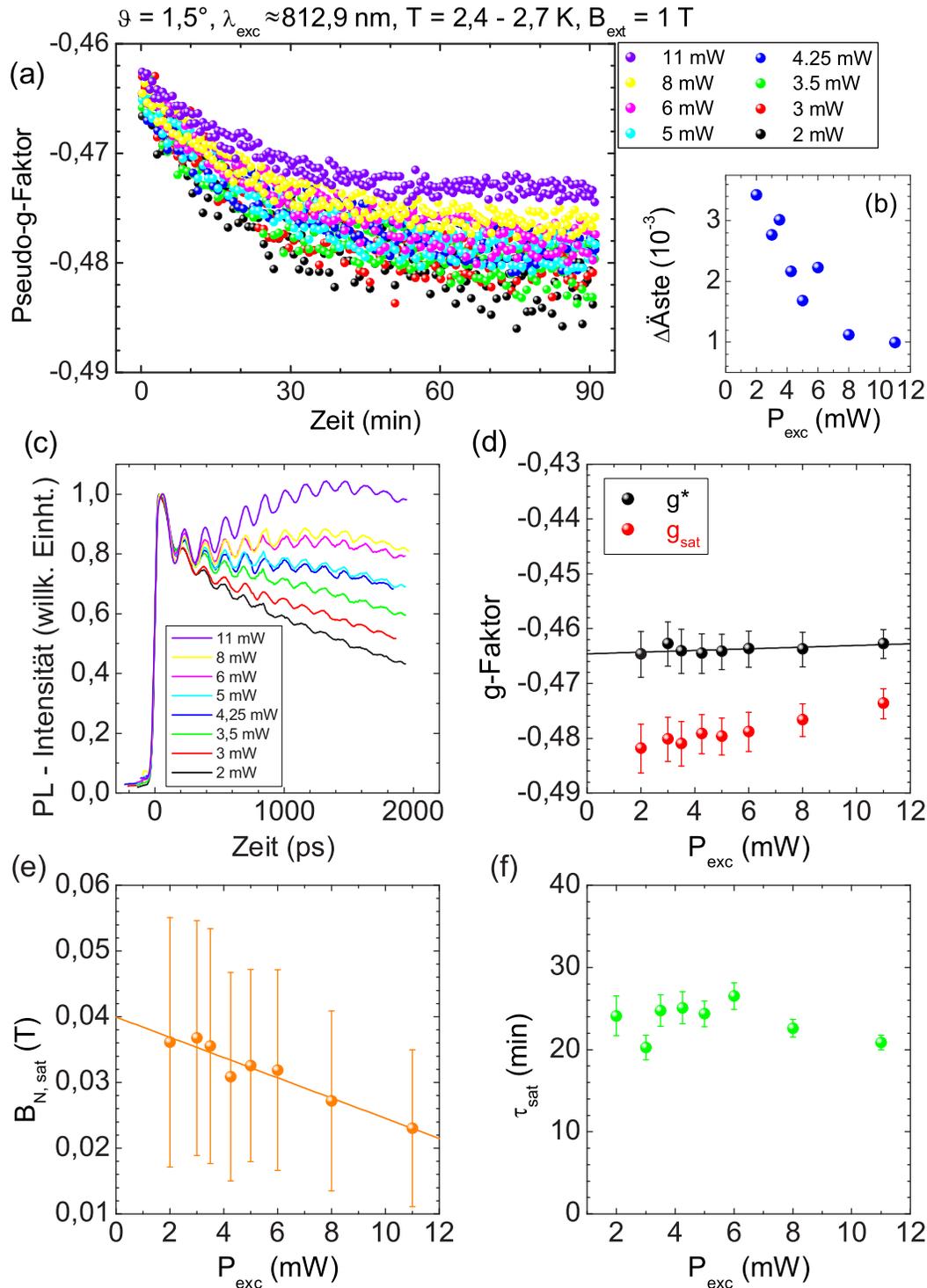


Abbildung 4.15:  $g^*$  und Dynamik von  $B_N$  in Abhängigkeit von der Anregungsleistung  $P_{\text{exc}}$ . (a) Zeitliche Entwicklung des mit geschalteter Anregungspolarisation gemessenen  $g$ -Faktors bei verschiedenen Anregungsleistungen. (b) Ästeabstand von  $g_{\text{pseudo}}$  in Sättigung. (c) Zeitlicher Verlauf der PL mit SQB. (d) Unverfälschter  $g$ -Faktor  $g^*$  mit linearem Fit und Pseudo- $g$ -Faktor  $g_{\text{sat}}$  bei gesättigtem Kernfeld. (e) Sättigungskernfeld  $B_{N,\text{sat}}$  mit linearem Fit. (f) Sättigungszeitkonstante  $\tau_{\text{sat}}$ .

bestätigen das mit der Anregungsdichte nicht zunehmende Kernfeld und die konstante Sättigungszeit (Abbildung 4.15(f)), dass hauptsächlich lokalisierte Elektronen DNP verursachen. Die optisch angeregte Ladungsträgerdichte ist mit  $n_{\text{exc}} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  nämlich größer als die Dotierdichte von  $n_{\text{dot}} = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , so dass zusätzlich angeregte, nicht-lokalisierte Elektronen nicht zur DNP beitragen. Die Abnahme des Kernfeldes und des Ästeabstandes von  $g_{\text{pseudo}}$  (Abbildung 4.15(b)) mit zunehmender Anregungsleistung lassen sich mit der steigenden Ladungsträgertemperatur erklären, die für eine stärkere Kernspinrelaxation sorgt (Abschnitt 4.4.5). Die PL-Transienten in Abbildung 4.15(c) zeigen klar einen Temperaturanstieg bei erhöhter Anregungsleistung, und darüber hinaus steigt die vom Sensor am Probenstab gemessene Temperatur von 2,4 K bei  $P_{\text{exc}} = 2 \text{ mW}$  auf 2,7 K bei  $P_{\text{exc}} = 11 \text{ mW}$ .

## 4.5. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden präzise, detaillierte Messungen des Landé-Faktors  $g^*$  teilweise lokalisierter Elektronen in leicht  $n$ -dotiertem Volumen-GaAs vorgestellt, die mit zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie von Spinquantenschwebungen erhalten wurden. Bei tiefen Temperaturen zeigt sich eine starke Wechselwirkung zwischen dem elektronischen und dem nuklearen Spinsystem. Die daraus resultierende dynamische Polarisierung von Kernspins führt zusammen mit Kernspindiffusion und -relaxation zu einem effektiven Magnetfeld, das auf den Elektronenspin zurückwirkt und den gemessenen Wert des  $g$ -Faktors drastisch beeinflusst.

Die Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Pseudo- $g$ -Faktors auf langen Zeitskalen trägt zum einen zum Verständnis des Aufbaus der Kernspinpolarisation und ihrer Wechselwirkung mit dem Spinsystem der Elektronen bei. Aufbau und Dynamik der Kernspinpolarisation bei diesen Messungen konnten qualitativ erklärt werden. Die dynamische Polarisierung von Kernspins entsteht durch Relaxation von Nichtgleichgewichtselektronenspins und hängt somit sowohl vom angeregten Elektronenspin als auch von der Elektronenspinpolarisation im thermischen Gleichgewicht ab. Die Messungen zeigen eine Kernspindynamik, die durch eine schnelle und eine langsame Komponente charakterisiert ist. Die schnelle Komponente wird der Relaxation von Elektronenspins bezüglich des externen Magnetfeldes zugeordnet, da das entsprechende Kernfeld für beide zirkularen Anregungspolarisationen gleich groß ist. Die langsame Kernspindynamik setzt sich zusammen aus dynamischer Kernspinpolarisation durch

Relaxation von Elektronenspins ins thermische Gleichgewicht, Kernspindiffusion und -relaxation. Das entstehende Kernfeld erreicht mit einer Zeitkonstanten von meist über 20 min einen Sättigungswert, dessen Größe und Richtung u. a. von der Anregungspolarisation bestimmt sind. Das Sättigungskernfeld, die Sättigungszeitkonstante und der Einfluss der schnellen Kernspinkomponente auf den gemessenen  $g$ -Faktor wurden systematisch in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge, der Stärke des äußeren Magnetfeldes, des Verkippungswinkels der Probe bezüglich des externen Magnetfeldes, der Temperatur und der Anregungsleistung untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass nukleare Effekte in zeitaufgelöster optischer Spektroskopie fast immer berücksichtigt werden müssen, sogar bei linear polarisierter oder schnell zwischen den beiden zirkularen Polarisationen hin- und hergeschalteter Anregung und bei Anregung exakt senkrecht zum externen Magnetfeld. Selbst im Dunkeln zerfällt eine Kernspinpolarisation bei tiefen Temperaturen nur langsam. Nur bei Temperaturen über 40 K wurden keine Kerneffekte beobachtet.

Zum anderen erlaubt die Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Kernspineinflusses auf den gemessenen  $g$ -Faktor die Bestimmung des unverfälschten Wertes von  $g^*$ . In diesem Kapitel wurden detaillierte Messungen des  $g$ -Faktors in Abhängigkeit von Anregungsenergie, externem Magnetfeld, Temperatur und Anregungsleistung vorgestellt. Alle Messungen wurden mit großer Genauigkeit durchgeführt, der mittlere Fehler der Ergebnisse ist kleiner als 0,9 %. Die Messungen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie zeigen, dass  $g^*$  sowohl für sehr große als auch für sehr kleine Überschussenergien zunimmt. Der  $g$ -Faktor nimmt bei Erhöhung des Magnetfeldes und bei Erhöhung der Anregungsleistung linear zu, und mit zunehmender Temperatur steigt  $g^*$  ebenfalls an. Bei der Erklärung der Messergebnisse spielen vor allem die Energieabhängigkeit des  $g$ -Faktors und seine Abhängigkeit vom Lokalisierungsgrad der Elektronen wichtige Rollen. Die gezeigten Tieftemperaturmessungen ergeben immer einen mit verschiedener Gewichtung zwischen freien und gebundenen Elektronen gemittelten Wert für  $g^*$ . Schon hier ist erkennbar, dass  $g^*$  deutlich kleiner als der gängige Literaturwert von  $-0,44 \pm 0,02$  ist (Weisbuch *et al.* [156]). Im nächsten Kapitel wird der  $g$ -Faktor freier Elektronen aus der Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors bis Raumtemperatur bestimmt.

## 5. Temperaturabhängigkeit des Elektron- $g$ -Faktors in GaAs

In Kapitel 4 wurde bereits darauf eingegangen, dass der Elektron- $g$ -Faktor ein zentraler Parameter bei der Beschreibung von Halbleiter-Bandstrukturen ist. Dadurch spielt  $g^*$  zum einen eine wichtige Rolle bei der Realisierung von Spintronik-Anwendungen und eignet sich zum anderen als Testparameter für theoretische Bandstrukturberechnungen. Für eine Realisierung von Bauteilen ist die Kenntnis der Materialparameter und die Berechenbarkeit der Bandstruktur bei Raumtemperatur relevant. Vor diesem Hintergrund wird in diesem Kapitel die Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors experimentell untersucht und mit  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen verglichen.

Die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Störungstheorie erlaubt die Berechnung der Bandstruktur von Halbleitern und Halbleiterheterostrukturen auch unter dem Einfluss externer elektrischer und magnetischer Felder und kann Modifikationen der Bandstruktur durch Verspannungen oder paramagnetische Wechselwirkung beschreiben, so dass sie weite Anwendung findet (siehe z. B. Winkler [160]). Die theoretische Beschreibung von Phänomenen im Magnetfeld ist seit ihrer Einführung durch Kane [84, 85, 86] sowie Luttinger und Kohn [98] Mitte der Fünfziger Jahre deutlich weiterentwickelt worden. Heutzutage sind Modelle üblich, die fünf oder mehr Bänder berücksichtigen, und viele Tieftemperaturexperimente haben die hohe Genauigkeit von  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Berechnungen bestätigt. Die experimentell bestimmte Temperaturabhängigkeit des Elektron-Landé- $g$ -Faktors zeigt jedoch eine starke Diskrepanz zur  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie. Diese Diskrepanz ist seit über zehn Jahren bekannt und noch immer ungeklärt (Oestreich *et al.* [115, 112, 113]). In diesem Kapitel werden neue, sehr genaue Messungen der Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors vorgestellt, die die Diskrepanz zu  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen bestätigen. Abschließend wird die Einführung einer starken Temperaturabhängigkeit des Impuls-Matrixelementes diskutiert, die die korrekte Beschreibung der experimentell bestimmten Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors im Rahmen des  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Formalismus erlaubt.

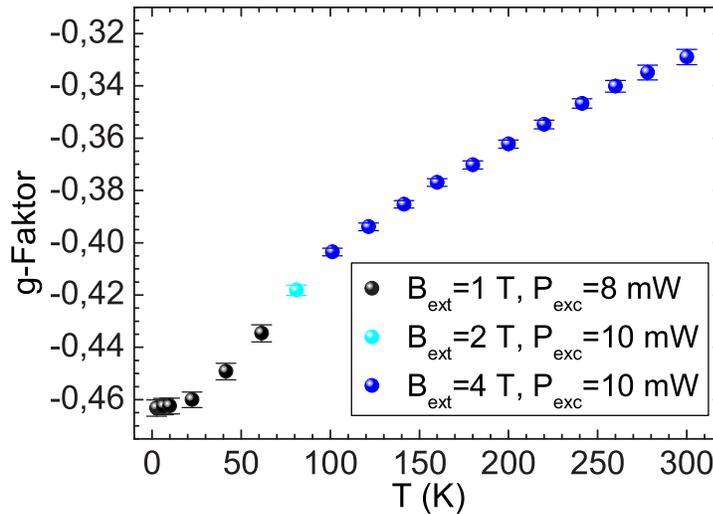


Abbildung 5.1: Abhängigkeit des  $g$ -Faktors von der Temperatur. Die Werte von 2,6 K bis 61,5 K wurden mit den in Kapitel 4 vorgestellten Messungen der zeitlichen Entwicklung des Pseudo- $g$ -Faktors erhalten und stimmen mit den in Abschnitt 4.4.5 gezeigten Ergebnissen für  $g^*$  ohne Kernspineinfluss überein. Die Werte von 81,1 K bis 300 K wurden aus Messungen mit langen Integrationszeiten gewonnen.

## 5.1. Messung der Temperaturabhängigkeit des $g$ -Faktors

Im Folgenden werden Messungen des Elektron-Landé- $g$ -Faktors zwischen 2,6 K und 300 K vorgestellt. Die verwendete, mit  $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$   $n$ -dotierte Volumen-GaAs Probe ist in Abschnitt 2.4.3 beschrieben. Die Tieftemperaturwerte<sup>1</sup> von 2,6 K bis 61,5 K wurden bereits in Abschnitt 4.4.5 gezeigt, und in Abschnitt 4.3 wurde erläutert, wie die gemessenen  $g$ -Faktor-Werte von dem bei tiefen Temperaturen fast immer vorhandenen Kernspineinfluss bereinigt wurden. Die Werte zwischen 81,1 K und 300 K wurden ebenso wie die Tieftemperaturwerte mit Hilfe von Spinquantenschwebungs-Spektroskopie bestimmt, wie in Kapitel 2 beschrieben. Die experimentellen Details wichen bei den Hochtemperaturmessungen jedoch in einigen Punkten von der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Durchführung der Tieftemperaturmessungen ab: Bei den Messungen zwischen 81,1 K und 300 K wurde nicht die zeitliche Änderung des  $g$ -Faktors detektiert, da bei diesen hohen Temperaturen kein Einfluss von Kernfeldern

<sup>1</sup>Der Begriff „Tieftemperatur“ bezieht sich in diesem Kapitel auf den Temperaturbereich  $T < 70 \text{ K}$ , der Begriff „Hochtemperatur“ auf den Bereich  $T > 70 \text{ K}$ .

auf den gemessenen  $g$ -Faktor zu erwarten ist. Vielmehr wurden die Messungen ohne Probenverkipfung und mit langen Integrationszeiten durchgeführt, um rauscharme Ergebnisse zu erhalten. Die langen Integrationszeiten wurden durch viele Einzelaufnahmen realisiert, die in der Auswertung nach Korrektur des Zeitnullpunktes<sup>2</sup> aufaddiert wurden. Die zirkulare Polarisation des anregenden Lasers wurde mit Hilfe eines Soleil-Babinet-Kompensators eingestellt, und die zirkulare Polarisation der detektierten Photolumineszenz wurde mit einem  $\lambda/4$ -Verzögerer selektiert. Ein Umschalten der Anregungs- und Detektionspolarisation war bei diesen Messungen nicht nötig. Die Hochtemperaturmessungen wurden mit ps-Pulsen durchgeführt, so dass der Pulsformer keine Verwendung fand.

Abbildung 5.1 stellt die Ergebnisse der temperaturabhängigen  $g$ -Faktor-Messungen zusammen. Die in schwarz dargestellten, von Kernspineinfluss bereinigten Tieftemperaturmessungen wurden bei einem äußeren Magnetfeld von  $B_{\text{ext}} = 1$  T, einer Anregungsleistung von  $P_{\text{exc}} = 8$  mW und mit einer Überschussenergie von etwa 6 meV durchgeführt. Diese Anregungsleistung entsprach einer Dichte optisch angeregter Ladungsträger von etwa  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Bei 2,6 K beträgt der gemessene  $g$ -Faktor  $g^* = -0,4631 \pm 0,0031$ . Der in türkis dargestellte Messwert bei 81,1 K wurde bei  $B_{\text{ext}} = 2$  T,  $P_{\text{exc}} = 10$  mW und einer Überschussenergie von etwa 7 meV aufgenommen. Die Ergebnisse der Messungen zwischen 101,1 K und 300 K sind in blau abgebildet und wurden bei  $B_{\text{ext}} = 4$  T und  $P_{\text{exc}} = 10$  mW erhalten, wobei die Anregungswellenlänge unverändert blieb, so dass die Überschussenergie in diesem Temperaturbereich von etwa 130 meV bis etwa 210 meV anstieg. Die Anregungsdichte bei den Hochdichtemessungen betrug etwa  $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Der  $g$ -Faktor bei 300 K ergibt sich zu  $g^* = 0,3289 \pm 0,0029$ . Bei den Hochtemperaturmessungen wurden größere Magnetfelder verwendet, damit trotz der kurzen Spinrelaxationszeit genügend Larmorpräzessionsperioden aufgenommen werden konnten, um die Larmorfrequenz mit großer Genauigkeit zu bestimmen.

Der in Abbildung 5.1 gezeigte Fehlerbalken der Messwerte enthält die in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Ungenauigkeiten der Zeitkalibrierung der Streackkamera, der Feldkalibrierung des Magneten, des Stromabfalls im Dauerbetriebsmodus und den Fitfehler des DOF-Fits. Bei den Tieftemperaturmessungen bis einschließlich 61,5 K gehen außerdem der Fitfehler des exponentiellen Fits an die zeitliche Entwicklung des Pseudo- $g$ -Faktors und die Toleranz von  $1/3$  des Ästeabstandes in den Fehlerbalken ein (s. Abschnitt 4.4.1).

<sup>2</sup>Der Zeitnullpunkt verschiebt sich im Laufe der Zeit durch Drift des Lasers.

### 5.1.1. Messung der Feld- und Leistungsabhängigkeit des $g$ -Faktors bei verschiedenen Temperaturen

Da die Messungen bei verschiedenen Temperaturen mit unterschiedlichen Feldstärken und Anregungsleistungen durchgeführt wurden, werden die Ergebnisse im Folgenden auf  $B_{\text{ext}} = 0$  und  $P_{\text{exc}} = 0$  extrapoliert. Dazu wurden die Magnetfeld- und Leistungsabhängigkeit des  $g$ -Faktors bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Die Abbildungen 5.2(a) und (b) zeigen die Ergebnisse dieser Messungen, wobei die Werte bei 2, 5 K mit den in Abschnitt 4.4.3 und 4.4.6 gezeigten Ergebnissen für  $g^*$  ohne Kernspineinfluss übereinstimmen.

Der  $g$ -Faktor steigt mit zunehmendem Magnetfeld an. Dieser Anstieg ist, wie in Abschnitt 4.4.3 beschrieben, auf die Energieabhängigkeit des  $g$ -Faktors zurückzuführen und ist für hohe Temperaturen schwächer als für tiefe Temperaturen, weil bei hohen Temperaturen bereits größere  $k$ -Werte besetzt sind. Die Steigung des linearen Anstiegs von  $g^*(B_{\text{ext}})$  ergibt sich aus Fits an die in Abbildung 5.2(a) dargestellten Daten, wobei die einzelnen Werte mit ihrem Fehlerbalken gewichtet werden. Bei 2, 5 K beträgt die Steigung  $0,00495 \text{ T}^{-1} \pm 7,3 \cdot 10^{-4} \text{ T}^{-1}$ , bei 101, 2 K beträgt sie  $0,00170 \text{ T}^{-1} \pm 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ T}^{-1}$  und bei 241, 6 K ergibt sich eine Steigung von  $0,00089 \text{ T}^{-1} \pm 7,1 \cdot 10^{-4} \text{ T}^{-1}$ . In Abbildung 5.2(c) sind diese Steigungen aufgetragen und mit ihren Fehlern gewichtet mit einer Exponentialfunktion angefitet. Dieser Fit ergibt für jede Temperatur die Steigung, mit der der temperaturabhängige  $g$ -Faktor auf  $B_{\text{ext}} = 0$  extrapoliert wird. Die Ungenauigkeit dieser Extrapolation wird mit den Fitfehlern abgeschätzt, die die linearen Fits an  $g^*(B_{\text{ext}})$  in Abbildung 5.2(a) für die Achsenschnitte bei  $B_{\text{ext}} = 0 \text{ T}$  haben<sup>3</sup>. Die Fehler für die einzelnen Temperaturen ergeben sich dabei aus einer linearen Extrapolation der Fitfehler bei 2, 5 K, 101, 2 K und 241, 6 K.

Bei Erhöhung der Anregungsleistung nimmt der  $g$ -Faktor ebenfalls aufgrund seiner Energieabhängigkeit zu. Lineare Fits an die mit ihren Fehlerbalken gewichteten Daten in Abbildung 5.2(b) ergeben für 2, 5 K eine Steigung von  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ mW}^{-1} \pm 3,9 \cdot 10^{-4} \text{ mW}^{-1}$ , für 101, 1 mW eine Steigung von  $2,4 \cdot 10^{-4} \text{ mW}^{-1} \pm 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ mW}^{-1}$  und für 241, 6 K von  $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ mW}^{-1} \pm 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ mW}^{-1}$ . Die Anregungsleistungen bei den Tieftemperaturmessungen sind aufgrund eines unterschiedlichen Strahldurchmessers nicht mit den Anregungsleistungen bei den Hochtemperaturmessungen vergleichbar. Deshalb werden die in Abbildung 5.2(d) aufgetragenen Steigungen der

<sup>3</sup>Für diese Fits werden die einzelnen  $g^*$ -Werte nicht mit ihrem Fehler gewichtet.

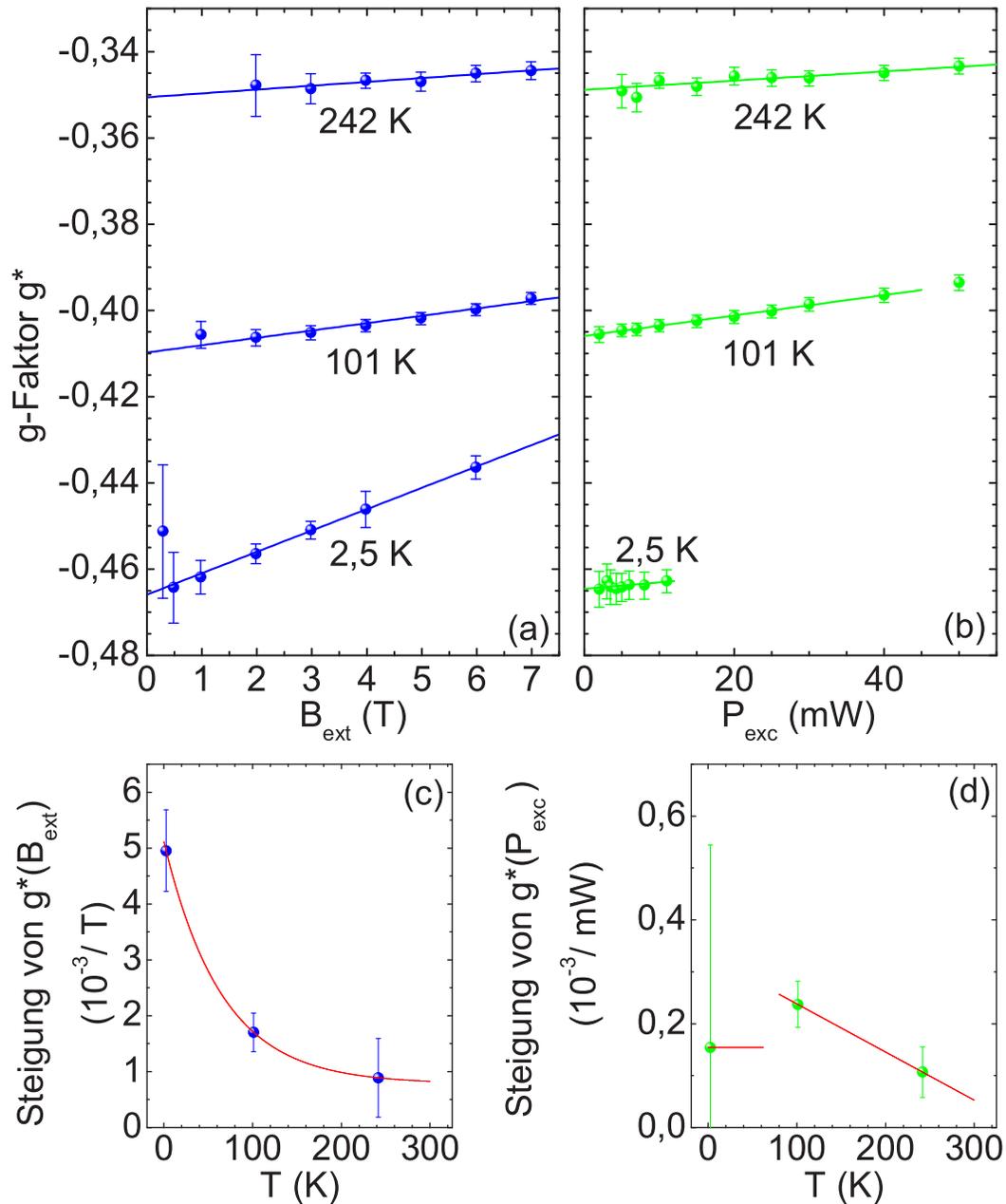


Abbildung 5.2: Abhängigkeit des  $g$ -Faktors **(a)** vom äußeren Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  und **(b)** von der Anregungsleistung  $P_{\text{exc}}$  bei verschiedenen Temperaturen. **(c)** Bestimmung der Steigung von  $g^*(B_{\text{ext}})$  für den gesamten Temperaturbereich durch einen exponentiellen Fit (rote Linie) an die drei Steigungen aus (a). **(d)** Bestimmung der Steigung von  $g^*(P_{\text{exc}})$  für den gesamten Temperaturbereich aus Werten aus (b). Für tiefe Temperaturen wird eine konstante Steigung verwendet, für hohe Temperaturen werden die beiden vorhandenen Datenpunkte linear extrapoliert (rote Linie). Die Unstetigkeit ist durch die nicht vergleichbaren Anregungsleistungen begründet (s. Text).

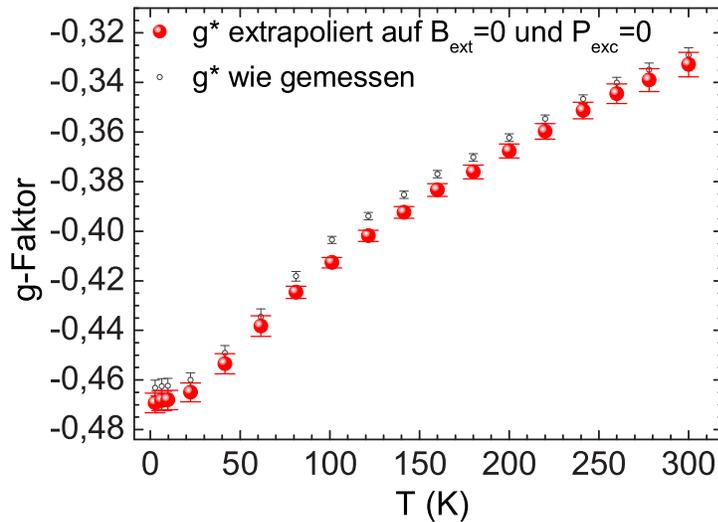


Abbildung 5.3: Abhängigkeit des  $g$ -Faktors von der Temperatur. Die offenen grauen Symbole sind die unbearbeiteten Daten aus Abbildung 5.1, die roten vollen Symbole sind eine Extrapolation dieser Werte zu  $B_{\text{ext}} = 0$  und  $P_{\text{exc}} = 0$ .

Leistungsabhängigkeiten nicht gemeinsam angefitet. Für die Extrapolation des temperaturabhängigen  $g$ -Faktors zu  $P_{\text{exc}} = 0$  wird für die Tieftemperaturwerte von 2,6 K bis 61,5 K die bei 2,5 K gemessene Steigung von  $g^*(P_{\text{exc}})$  verwendet. Für die Temperaturen von 81,1 K bis 300 K werden die bei 101,1 K und bei 241,6 K gemessenen Steigungen linear extrapoliert, wie in Abbildung 5.2(d) zu erkennen ist. Der Fehler der Extrapolation des temperaturabhängigen  $g$ -Faktors zu  $P_{\text{exc}} = 0$  wird wieder mit den Fitfehlern abgeschätzt, die die linearen Fits<sup>3</sup> an  $g^*(P_{\text{exc}})$  für den Achsenschnitt bei  $P_{\text{exc}} = 0$  ergeben. Dabei wird der Fehler bei tiefen Temperaturen als konstant angenommen und der bei hohen Temperaturen durch lineare Extrapolation der beiden vorhandenen Werte erhalten.

### 5.1.2. Zu $B_{\text{ext}} = 0$ und $P_{\text{exc}} = 0$ extrapolierte Temperaturabhängigkeit des $g$ -Faktors

Abbildung 5.3 zeigt die auf  $B_{\text{ext}} = 0$  und  $P_{\text{exc}} = 0$  extrapolierte Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors. Für diese linearen Extrapolationen wurden für jede Temperatur die entsprechenden Steigungen von  $g^*(B_{\text{ext}})$  und  $g^*(P_{\text{exc}})$  verwendet, die in Abschnitt 5.1.1 bestimmt wurden. Die gezeigten Fehlerbalken enthalten zusätzlich zu den in Abbildung 5.1 angegebenen Fehlern die in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Extrapo-

lationsfehler. In Anhang D.3 findet sich eine Darstellung der einzelnen Beiträge zum hier angegebenen Fehlerbalken. Der so bestimmte  $g$ -Faktor steigt von  $g^* = -0,4692 \pm 0,0039$  bei 2,6 K und 6 meV Überschussenergie zu  $g^* = -0,3327 \pm 0,0049$  bei 300 K an. Der bei tiefen Temperaturen gemessene Wert ist zwischen freien und lokalisierten Elektronen gemittelt.

Der gemessene Tieftemperaturwert für  $g^*$  weicht vom allgemein verwendeten Literaturwert von  $-0,44 \pm 0,02$  deutlich ab (Weisbuch *et al.* [156]). In der Literatur findet sich allerdings ein weiter Bereich für den Tieftemperaturwert von  $g^*$ . Colton *et al.* beispielsweise haben für lokalisierte Elektronen einen noch höheren Wert von  $-0,41 \pm 0,01$  gemessen [37]. Seck *et al.* [141] hingegen erhielten für lokalisierte Elektronen mit  $-0,464 \pm 0,002$  einen ähnlich kleinen Wert wie in dieser Arbeit. Der Grund für diese unterschiedlichen Werte ist nicht klar zu identifizieren – verschiedene mögliche Einflüsse wie beispielsweise der Lokalisierungsgrad der Elektronen oder experimentelle Ungenauigkeiten durch Kernfelder, Magnetfeldkalibrierungen, Mess- und Auswertmethoden erschweren einen Vergleich. Der in dieser Arbeit bei tiefen Temperaturen gemessene  $g$ -Faktor ist ein zwischen freien und gebundenen Elektronen gemittelter  $g^*$ , wobei experimentelle Ungenauigkeiten mit größter Sorgfalt minimiert wurden. Im folgenden Abschnitt wird aus einem auf  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Formeln basierenden Fit an die gemessene Temperaturabhängigkeit der  $g$ -Faktor freier Elektronen bei tiefen Temperaturen extrapoliert.

## 5.2. Der $g$ -Faktor in der $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie

Die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Störungstheorie erlaubt, die Bandstruktur von Halbleitern in der Nähe von Symmetriepunkten zu berechnen, ausschließlich ausgehend von experimentellen Werten der Energielücken und Matrixelementen an diesen Punkten. Die 5-Band- $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Entwicklung des effektiven  $g$ -Faktors  $g^*$  und der effektiven Masse  $m^*$  ergibt (Hermann *et al.* [68], [105]):

$$\frac{g^*}{g_0} - 1 = \frac{P^2}{3} \left( \frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_0 + \Delta_0} \right) - \frac{P'^2}{3} \left( \frac{1}{E'_0 - E_0} - \frac{1}{E'_0 + \Delta'_0 - E_0} \right) + C' \quad (5.1)$$

$$\frac{m_0}{m^*} - 1 = \frac{P^2}{3} \left( \frac{2}{E_0} + \frac{1}{E_0 + \Delta_0} \right) - \frac{P'^2}{3} \left( \frac{1}{E'_0 - E_0} + \frac{2}{E'_0 + \Delta'_0 - E_0} \right) + C \quad (5.2)$$

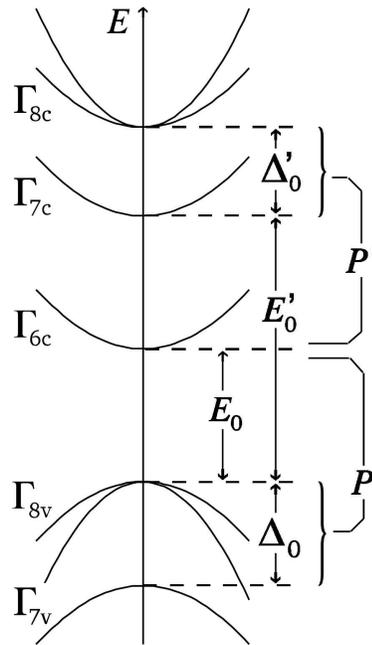


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Bandstruktur von GaAs am  $\Gamma$ -Punkt mit der im Text verwendeten Notation (entnommen aus [103]).

Hierbei ist  $g_0 = 2,0023$  der  $g$ -Faktor freier Elektronen im Vakuum und  $m_0$  die freie Elektronenmasse.  $P^2$  bezeichnet das Interbandmatrixelement, das das unterste Leitungsband und die oberen Valenzbänder koppelt. Das Matrixelement  $P'^2$  koppelt das unterste Leitungsband an die beiden nächsthöheren, und die Konstanten  $C$  und  $C'$  berücksichtigen Beiträge höherer Bänder. Die Bezeichnungen der Energielücken  $E_0$ ,  $E'_0$ ,  $\Delta_0$  und  $\Delta'_0$  sind Abbildung 5.4 zu entnehmen. Der  $g$ -Faktor wird also von der Kopplung und den Energielücken zwischen den einzelnen Bändern bestimmt. Das Interbandmatrixelement  $P^2$  ist der dominante<sup>4</sup> Term in Gleichung (5.1) (Hermann *et al.* [68], [105]).

<sup>4</sup>Bereits eine 3-Band- $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Störungstheorie (Roth *et al.* [132]), die nur den  $P^2$ -Term enthält, liefert gute Ergebnisse für  $g^*$ . Bei der Berechnung von  $m^*$  hingegen spielt auch das Interbandmatrixelement  $P'^2$  eine wichtige Rolle. Dies bedeutet andererseits, dass sich  $g^*$  zur Bestimmung des nicht direkt messbaren  $P^2$  eignet. Die Bestimmung von  $P'^2$  hingegen ist schwieriger, denn  $P'^2$  ist nur in  $m^*$  wichtig und hängt stark von der Wahl von  $C$  ab (Hermann *et al.* in [105]).

### 5.2.1. Diskrepanz zwischen Experiment und $k \cdot p$ -Theorie

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Werte des temperaturabhängigen  $g$ -Faktors mit  $k \cdot p$ -Berechnungen von Roland Winkler verglichen. Diese gehen von der 5-Band- $k \cdot p$ -Entwicklung (5.1) für  $g^*$  aus, wobei die eingehenden Bandlücken temperaturabhängig sind. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücken beschreibt Roland Winkler mit der Varshni-Formel (Varshni [152]):

$$E(T) = E(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (5.3)$$

mit Parametern von Lautenschlager *et al.*<sup>5</sup> [93]. Die fundamentale Bandlücke  $E_0$  nimmt dabei zwischen 0 K und 300 K um etwa 6 % ab, die Spin-Bahn-Lücke  $\Delta_0$  ist temperaturunabhängig. Kanes Impuls-Matrixelemente sind umgekehrt proportional zur Gitterkonstanten (Hermann *et al.* [68, 105], Lawaetz [94]), woraus sich für  $P$  und  $P'$  zwischen 0 K und 300 K eine Abnahme im Promillebereich ergibt<sup>6</sup>, die in der Berechnung vernachlässigt wird<sup>7</sup>. Der energetisch gemittelte  $g$ -Faktor  $\langle g^* \rangle(T)$  ergibt sich durch Mittelung über die Differenz der Spinsubbandverteilungen:

$$\langle g^* \rangle(T) = \frac{1}{N} \int_0^\infty dE g^*(E, T) \cdot [f_+(E) - f_-(E)] \cdot D(E). \quad (5.4)$$

Hierbei bezeichnet  $f_\pm(E)$  die Fermiverteilung der Spinsubbänder,  $D(E)$  die Zustandsdichte und  $N = \int_0^\infty dE [f_+(E) - f_-(E)] \cdot D(E)$  die Differenz der Spinsubbanddichten. Die Energieabhängigkeit des  $g$ -Faktors ergibt sich dadurch, dass in den Energien in den Nennern von Gleichung (5.1) jeweils die Energie oberhalb der Leitungsbandkante hinzugefügt wird. In die Zustandsdichte  $D(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} E^{1/2}$  geht die effektive Masse  $m^*(E, T)$  nach Gleichung (5.2) ein, wobei sich Temperatur- und

<sup>5</sup>Jedoch mit  $E_0(0 \text{ K}) = 1,519 \text{ eV}$  und  $\Delta_0(0 \text{ K}) = 0,341 \text{ eV}$  (s. Fußnoten 4 und 5 auf S. 5 und [160] (Winkler)).

<sup>6</sup>Laut Sirota *et al.* ändert sich die Gitterkonstante  $a$  von GaAs zwischen 0 K und 300 K nichtlinear um etwa  $0,005 \text{ \AA}$  [145]. Dies entspricht einer Änderung von  $P$  zwischen 0 K und 300 K um weniger als 0,1 %. Für eine thermische Ausdehnung proportional zu  $T^3$  (Ashcroft Mermin [5]) ergibt sich damit:  $a(T) \approx a(T=0) + 1,85 \cdot 10^{-10} \text{ \AA K}^{-3} T^{-3}$ . Vurgaftman *et al.* beschreiben die Temperaturabhängigkeit der Gitterkonstanten als  $a(T) = 5,65325 \text{ \AA} + 3,88 \cdot 10^{-5} \text{ \AA K}^{-1} (T - 300 \text{ K})$  [155], was allerdings für hohe Temperaturen zu gelten scheint, weil dieser Ausdruck konsistent mit Angaben in [99] (Landolt Börnstein) für Daten zwischen 211 K und 473 K ist und von Sirotas Ergebnissen abweicht. Nach Vurgaftman beträgt die Änderung von  $P$  zwischen 0 K und 300 K 0,2 %.

<sup>7</sup>Eine Berücksichtigung dieses Effektes nach Sirota *et al.* [145] ergibt nahezu dasselbe Ergebnis für  $g^*(T)$ .

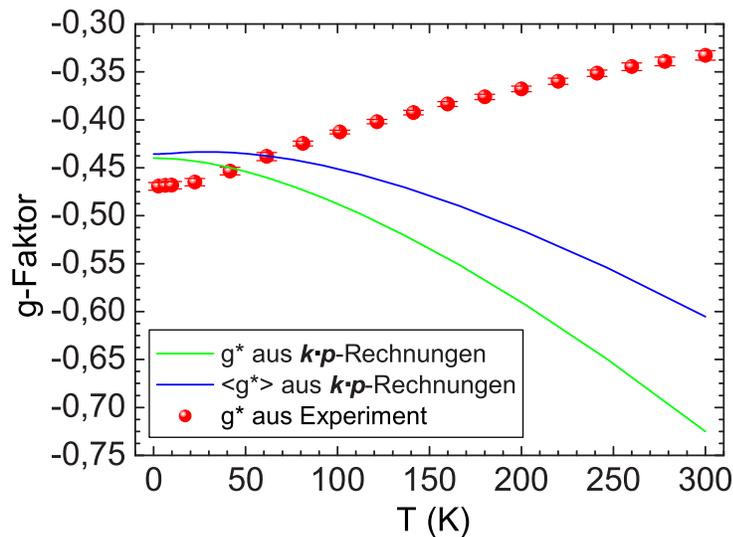


Abbildung 5.5: Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors: Vergleich der experimentellen extrapolierten Werte (Abbildung 5.3) mit von Roland Winkler durchgeführten  $k \cdot p$ -Rechnungen.

Energieabhängigkeit wie bei  $g^*$  ergeben. Roland Winklers Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 zusammen mit den experimentellen Daten aus Abschnitt 5.1.2 gezeigt. Die  $k \cdot p$ -Rechnungen ergeben einen mit steigender Temperatur abnehmenden  $g$ -Faktor. Die Diskrepanz zwischen Experiment und  $k \cdot p$ -Theorie bleibt also bestehen, obwohl sowohl Mess- als auch Rechengenauigkeit bezüglich der Erstveröffentlichung 1995 (Oestreich *et al.* [115]) deutlich verbessert wurden.

### 5.2.2. Diskussion der Verlässlichkeit des Experimentes und der theoretischen Beschreibung

Der deutliche Unterschied zwischen gemessener und mit  $k \cdot p$ -Theorie berechneter Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors wirft Fragen nach der Verlässlichkeit des Experimentes und der theoretischen Beschreibung auf. Sind die experimentellen Daten nicht verlässlich? Stimmt die in den Rechnungen verwendete Temperaturabhängigkeit der Bandparameter nicht, oder ist die  $k \cdot p$ -Theorie für Raumtemperatur nicht geeignet?

Die Ergebnisse dieser Arbeit haben die früheren Messungen von Oestreich *et al.* reproduziert [115, 112], und in den 20 nm breiten Quantenfilmen der in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen (110)-GaAs-Quantenfilmprobe hat sich ebenfalls ein ähnlicher Anstieg

des  $g$ -Faktors mit steigender Temperatur gezeigt (unveröffentlicht). Des Weiteren haben vor Kurzem andere Gruppen ähnliche Daten zur Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors in Volumen-GaAs veröffentlicht: Hohage *et al.* haben  $g^*$  in  $n$ -GaAs zwischen 2 K und 300 K bei 1,2 T mit zeitaufgelöster Kerr-Rotation bestimmt und erhielten sehr ähnliche Ergebnisse wie in dieser Arbeit [74]. Die Werte für  $g^*$  liegen bei Hohage *et al.* besonders bei tiefen Temperaturen zwar etwas höher als die Werte dieser Arbeit, aber beide Arbeiten zeigen einen sehr ähnlichen Anstieg von  $g^*$  mit steigender Temperatur, der sogar dieselbe leichte Krümmung aufweist. Lai *et al.* haben  $g^*$  in intrinsischem GaAs bei 1,41 T zwischen 8,1 K und 260 K mit Spinquantenschwungsspektroskopie gemessen und ebenfalls einen ähnlichen Anstieg der Werte mit steigender Temperatur beobachtet [91]. Insgesamt messen Lai *et al.* allerdings höhere Werte für  $g^*$  als in dieser Arbeit. Bratschitsch *et al.* haben die Temperaturabhängigkeit von  $g^*$  in intrinsischem GaAs zwischen 4,5 K und 190 K mit Faraday-Rotation bei 4 T gemessen und fast dieselben Ergebnisse wie in dieser Arbeit erhalten [26]. Zwar beruhen alle diese Messungen von  $g^*(T)$  auf Spinquantenschwebungen, aber verwenden verschiedene Detektionsmethoden, und die Bestimmung des  $g$ -Faktors aus der Larmorfrequenz ist sehr direkt, also fehlerunanfällig. Darüber hinaus haben Meyer *et al.* [107] mit paramagnetischer Elektronenresonanz für den temperaturabhängigen  $g$ -Faktor in CdTe qualitativ dieselben Ergebnisse erhalten wie Oestreich *et al.* [112] mit Spinquantenschwebungen. Da der Anstieg von  $g^*$  mit steigender Temperatur also mehrmals in verschiedenen Laboren beobachtet wurde, scheinen die experimentellen Ergebnisse zuverlässig.

Die Temperaturabhängigkeit der effektiven Masse  $m^*$  ist gut bekannt (Stradling *et al.* [147], Hopkins, Brummel *et al.* [76, 30], Hazama *et al.* [65], Schneider *et al.* [139]) und wird von  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen im Prinzip richtig beschrieben (Hazama *et al.* [65], Stradling *et al.* [147], Schneider *et al.* [139]). Auch sind  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Berechnungen des temperaturabhängigen  $g$ -Faktors in InP den experimentellen Daten bis 180 K nahe (Oestreich *et al.* [112]). Daher scheint die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie auch bei hohen Temperaturen anwendbar zu sein.

Als mögliche Ursache für die beobachtete Diskrepanz zwischen  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen und experimenteller Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors bleibt damit die Temperaturabhängigkeit der eingehenden Parameter. Die Temperaturabhängigkeit der eingehenden Bandlücken  $E_0(T)$ ,  $\Delta_0(T)$ , und  $E'_0(T)$  ist sehr genau bekannt (Lautenschlager *et al.* [93], Grilli *et al.* [60], Panish *et al.* [124]). Die Temperaturabhängigkeit von  $\Delta'_0$

ist zwar nicht bekannt<sup>8</sup>, aber trägt nur sehr schwach zur Temperaturabhängigkeit von  $g^*$  bei. Damit bleiben nur die Interbandmatrixelemente  $P$  und  $P'$  zu betrachten. Sie sind umgekehrt proportional zur Gitterkonstanten  $a$  (Hermann *et al.* [68, 105], Lawaetz [94]), so dass für sie für gewöhnlich nur eine vernachlässigbar kleine Temperaturabhängigkeit durch die Wärmeausdehnung der Gitterkonstanten aufgrund des anharmonischen Gitterpotentiels angenommen wird (s. Abschnitt 5.2.1 und Fußnote 6 auf S. 112). Diese kleine Temperaturabhängigkeit kann die gemessene Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors nicht erklären (s. Fußnote 7 auf S. 112). Temperaturunabhängige Interbandmatrixelemente ergeben hingegen wie oben erwähnt eine gute Übereinstimmung von  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Berechnungen mit experimentellen Werten der temperaturabhängigen effektiven Masse in GaAs<sup>9</sup>. Dennoch wäre denkbar, dass die Interbandmatrixelemente eine stärkere Temperaturabhängigkeit aufweisen als bisher angenommen. Diese Möglichkeit wird im Folgenden betrachtet.

### 5.2.3. Fit mit starker Temperaturabhängigkeit des Interbandmatrixelementes

Der einzige noch verbleibende Parameter, mit dessen Wert das  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Ergebnis für den temperaturabhängigen  $g$ -Faktor geändert werden könnte, ist also das Interbandmatrixelement  $P$  (Hübner *et al.* [77]). Ein Fit an die experimentellen Daten des temperaturabhängigen  $g$ -Faktors ergibt, dass sich das Quadrat des Interbandmatrixelementes  $P^2$  um  $-6,3\%$  von 0 K bis 300 K ändern müsste, um eine Übereinstimmung von  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen mit den experimentellen Daten zu erhalten (Hübner *et al.* [77]).

Für diesen Fit hat Jens Hübner die 5-Band- $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Formel (5.1) verwendet und gleichzeitig mit dem  $g$ -Faktor-Fit die Daten anderer Gruppen zur Temperaturabhängigkeit der effektiven Masse mit Gleichung (5.2) angefitet, so dass die Fitergebnisse mit beiden Datensätzen konsistent sind. Dabei hat er nicht die allgemein üblichen  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Parameter verwendet, sondern an die Daten angepasste Werte für  $P(T)$  und  $P'(T)$  (Hübner *et al.* [77]). Die Details dazu werden im Folgenden beschrieben: Die Temperaturabhängigkeit der Energielücken in Gleichung (5.1) ergibt sich mit der Formel von

<sup>8</sup>Die Bandlücke  $\Delta'_0$  wird in den Abschnitten 5.2.1 und 5.2.3 als temperaturunabhängig angenommen.

<sup>9</sup>Um die Temperaturabhängigkeit der effektiven Masse in InP richtig beschreiben zu können, schlagen Schneider *et al.* eine Temperaturabhängigkeit des Interbandmatrixelementes vor [140].

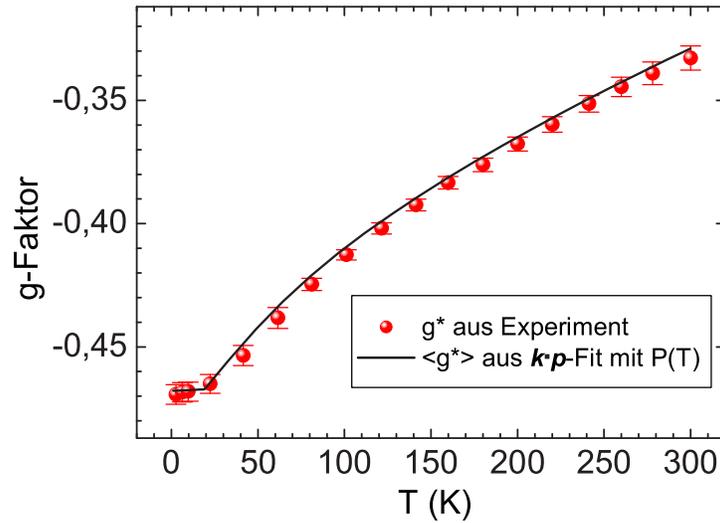


Abbildung 5.6: Temperaturabhängigkeit des  $g$ -Faktors: Vergleich der experimentellen extrapolierten Werte (Abbildung 5.3) mit einem von Jens Hübner durchgeführten, auf  $k \cdot p$ -Entwicklungen basierenden Fit mit temperaturabhängigem Interbandmatrixelement.

Viña *et al.*<sup>10</sup> [154]:

$$E(T) = E_B - \alpha_B \left( 1 + \frac{2}{e^{\Theta/T} - 1} \right), \quad (5.5)$$

und die Energieabhängigkeit des  $g$ -Faktors beträgt nach Yang *et al.* [165]:

$$g^*(E) = g_c^* + 6, 3eV^{-1}E, \quad (5.6)$$

wobei der  $g$ -Faktor  $g_c^*$  am Leitungsbandminimum mit Gleichung (5.1) berechnet wird. Den energetisch gemittelten  $g$ -Faktor  $\langle g^* \rangle$  erhält Jens Hübner durch die Gewichtung von  $g^*(E)$  mit der thermischen Verteilung der Elektronen in den Leitungsändern, für die eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung angenommen wird (Oestreich *et al.* [112], Hübner *et al.* [77]):

$$\langle g^* \rangle = \frac{\int_0^\infty dE g^*(E) D(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right)}{\int_0^\infty dE D(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right)}. \quad (5.7)$$

Die Integration beginnt am Leitungsbandminimum und  $D(E)$  bezeichnet die Zustandsdichte, in die die temperaturabhängige effektive Masse nach Gleichung (5.2) eingeht.  $T_e$  ist die effektive Elektronentemperatur, die bei Gittertemperaturen unter 19,3 K aufgrund der Überschussenergie der optischen Anregung auf 19,3 K festgesetzt ist. Bei

<sup>10</sup>Mit der Varshni-Formel (5.3) ergeben sich fast identische Ergebnisse

höheren Gittertemperaturen ist die Elektron-Phonon-Kopplung effizienter und  $T_e$  in guter Näherung gleich der Gittertemperatur. Für die quadratischen Interbandmatrixelemente  $P^2$  und  $P'^2$  nimmt Jens Hübner zuzüglich zur kleinen Temperaturabhängigkeit durch die Wärmeausdehnung der Gitterkonstanten dieselbe Temperaturabhängigkeit nach Gleichung (5.5) an wie für die Bandlücken. Dabei werden  $P_B^2$  und  $P_B'^2$  durch die Werte von  $g^*$  und  $m^*$  bei  $T = 0$  festgelegt<sup>11</sup> auf  $P_B^2 = P^2(0 \text{ K}) + \alpha_B = 30,62 \text{ eV}$  und  $P_B'^2 = P'^2(0 \text{ K}) + \alpha_B = 8,85 \text{ eV}$ , und  $\Theta$  wird auf 240 K gesetzt.  $\alpha_B$  dient als einziger Fitparameter und ergibt sich, konsistent mit dem Fit an die Daten zur Temperaturabhängigkeit der effektiven Masse, zu  $\alpha_B = 1066 \text{ meV}$  (Hübner *et al.* [77]). Damit gilt  $P^2(0) = 29,55 \text{ eV}$  und  $P^2(300 \text{ K}) = 27,81 \text{ eV}$ . Das Quadrat des Interbandmatrixelementes  $P^2$  ändert sich dabei um  $-5,9 \%$  von 0 K bis 300 K. Mit einer Wärmeausdehnung der Gitterkonstanten  $a(T)$  nach Vurgaftman *et al.* [155] (s. Fußnote 6 auf S. 112):  $a(T) = 5,65325 \text{ \AA} + 3,88 \cdot 10^{-5} \text{ \AA K}^{-1}(T - 300 \text{ K})$  ergibt sich zuzüglich dazu eine Änderung von  $P^2$  um  $-0,4 \%$  in diesem Temperaturbereich. Insgesamt beträgt die Änderung von  $P^2$  zwischen 0 K und 300 K also  $-6,3 \%$ . Der so erhaltene Fit beschreibt die experimentellen Daten sehr gut und ist in Abbildung 5.6 gezeigt.

Eine Extrapolation des Fits auf 0 K ergibt für  $g^*$  ohne Überschussenergie  $g^* = -0,484 \pm 0,7 \%$ . Dies ist der  $g$ -Faktor freier Elektronen, da bei den zugrundeliegenden Hochtemperaturmessungen der Beitrag lokalisierter Elektronen zum  $g$ -Faktor vernachlässigbar ist<sup>12</sup>.

#### 5.2.4. Einfluss von Phononen auf die Temperaturabhängigkeit des Interbandmatrixelementes

Damit stellt sich die Frage, was der physikalische Hintergrund einer solch unerwartet starken Temperaturabhängigkeit der Interbandmatrixelemente sein könnte. Zusätzlich zur kleinen Temperaturabhängigkeit aufgrund der Wärmeausdehnung der Gitterkonstanten betrachtet Jens Hübner als weiteren möglichen Beitrag zur Tempera-

<sup>11</sup>Für die Konstanten  $C$  und  $C'$  werden die Werte von Hermann *et al.* verwendet:  $C = -2$  und  $C' = -0,02$  [68, 105].

<sup>12</sup>Markus Beck hat an derselben Probe bei verschiedenen Feldstärken Messungen der Elektronenmobilität in Abhängigkeit der Temperatur durchgeführt, aus denen ersichtlich ist, dass die Lokalisierung der Elektronen mit steigender Temperatur sehr schnell abnimmt [17].

turabhängigkeit der Interbandmatrixelemente den Einfluss von Fluktuationen in den Abständen zwischen den Gitteratomen aufgrund der thermischen Verteilung von Phononen (Hübner *et al.* [77]).

Dazu schätzt er das mittlere Quadrat  $\langle u^2 \rangle$  der relativen Ortsänderung der Gitteratome für ein harmonisches Potential der Gitterschwingungen ab. In die Betrachtung werden ausschließlich akustische Phononen einbezogen, und die Phononenstatistik wird im Debye-Modell beschrieben. Für die Elektronen im Leitungsband wird angenommen, dass sie den Gitterauslenkungen durch Phononen adiabatisch folgen, weil eine Zunahme der Auslenkung eine Absenkung der fundamentalen Bandlücke bedeutet. Damit ergibt sich das temperaturabhängige Interbandmatrixelement zu (Hübner *et al.* [77]):

$$P(T) \propto \frac{1}{a(T)\sqrt{1 + \langle u^2 \rangle(T)}} . \quad (5.8)$$

Mit einer Wärmeausdehnung der Gitterkonstanten  $a(T)$  nach Vurgaftman *et al.* [155] (wie in Abschnitt 5.2.3) erhält Jens Hübner eine Abnahme von  $P^2$  um 3,7 % zwischen 0 K und 300 K [77]. Obwohl in eine solche Abschätzung auch optische Phononen einbezogen werden müssten und die verwendete Annahme des adiabatischen Folgens für große  $k$ -Werte nicht mehr gilt, kommt das Ergebnis dieser Abschätzung der zur Beschreibung der experimentellen Daten benötigten Abnahme des quadratischen Interbandmatrixelementes um 6,3 % recht nahe.

Dies zeigt, dass die Einbeziehung von Phononen in bestehende Theorien zur Bandstrukturberechnung wichtig ist, um temperaturabhängige Experimente richtig beschreiben zu können. Die Einbeziehung der Elektron-Phonon-Wechselwirkung in die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie ist jedoch problematisch, da Phononen bei Raumtemperatur große  $k$ -Werte haben, wodurch elektronische Zustände am  $\Gamma$ -Punkt an elektronische Zustände überall in der Brillouinzone gekoppelt werden können, die die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie nicht beinhaltet. Eine Beschreibung der experimentellen Daten zu  $g^*(T)$  könnte durch Einbeziehung von Phononen in Tight-Binding-Rechnungen möglich sein, ähnlich wie bei der Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke mit LCAO-Rechnungen<sup>13</sup> (Oliguín *et al.* [119]). Jedoch ist die Berücksichtigung eines Magnetfeldes in der Tight-Binding-Formulierung kompliziert, und bisher finden sich in der Literatur keine Tight-Binding-Rechnungen, die sowohl Phononen als auch Magnetfelder berücksichtigen.

<sup>13</sup>linear combination of atomic orbitals

## 5.3. Zusammenfassung

Schon vor über zehn Jahren hat sich eine starke Diskrepanz zwischen Messungen der Temperaturabhängigkeit des Elektron- $g$ -Faktors in Volumen-GaAs und  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Berechnungen gezeigt (Oestreich *et al.* [115, 112, 113]). In diesem Kapitel wurden neue, sehr genaue Messungen des temperaturabhängigen  $g$ -Faktors zwischen 2,6 K und 300 K vorgestellt, die mit Spinquantenschwebungsspektroskopie erhalten wurden und nicht durch Kernfelder verfälscht sind. Eine Messung der linearen Abhängigkeit des  $g$ -Faktors vom externen Magnetfeld und von der Anregungsleistung bei verschiedenen Temperaturen erlaubt eine Extrapolation des temperaturabhängigen  $g^*$  zu  $B_{\text{ext}} = 0$  und  $P_{\text{exc}} = 0$ . Bei tiefen Temperaturen wird ein zwischen freien und lokalisierten Elektronen gemittelter  $g$ -Faktor gemessen, der deutlich kleiner ist als der üblicherweise verwendete Tieftemperaturwert von  $-0,44 \pm 0,02$  (Weisbuch *et al.* [156]). Mit zunehmender Temperatur steigt  $g^*$  an.

Ein Vergleich mit  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen von Roland Winkler zeigt, dass die Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie trotz beiderseits verbesserter Genauigkeit weiterbesteht: laut  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie nimmt  $g^*$  mit steigender Temperatur ab. Eine genaue Betrachtung der eingehenden Parameter und ein Fit an die experimentellen Daten zeigt, dass die Messungen im  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Formalismus richtig beschrieben werden könnten, wenn das Interbandmatrixelement  $P$  mit steigender Temperatur unerwartet stark abnimmt. Diese Abnahme würde auch die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der effektiven Masse mit  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie verbessern (Hübner *et al.* [77]). Eine Abschätzung von Jens Hübner legt nahe, dass eine starke Temperaturabhängigkeit der Interbandmatrixelemente auf Fluktuationen des zwischenatomaren Abstandes aufgrund von Phononen und adiabatischem Folgen der Elektronen beruht. Eine Extrapolation des Fits an die experimentellen Daten mit dem stark temperaturabhängigen Matrixelement ergibt für den  $g$ -Faktor freier Elektronen  $g^*(0 \text{ K}) = -0,484 \pm 0,7 \%$ .

## 6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Elektronenspinrelaxation in (110)-GaAs-Quantenfilmen sowie die Kernspindynamik und der Elektron-Landé- $g$ -Faktor in Volumen-GaAs mit zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie im Magnetfeld untersucht.

In (110)-GaAs/AlGaAs-Quantenfilmen wird eine starke Anisotropie der Elektronenspinrelaxation erstmals experimentell nachgewiesen. In Wachstumsrichtung orientierte Spins haben in 20 nm breiten Quantenfilmen eine bis zu zehn mal längere Lebenszeit als in der Quantenfilmebene liegende Spins. Theoretische Vorhersagen von D'yakonov und Kachorovskii erklären diese Anisotropie dadurch, dass der D'yakonov-Perel'-Spinrelaxationsmechanismus für Spins senkrecht zum (110)-Quantenfilm unterdrückt ist, während Spins in der Quantenfilmebene über den D'yakonov-Perel'-Mechanismus relaxieren. Die Relaxationsanisotropie wirkt sich auf die Dynamik der Elektronenspins im Magnetfeld aus, indem sie eine Verlangsamung der Larmorfrequenz verursacht. Bei kleinen Magnetfeldern kann die Larmorpräzession des Elektronenspins sogar vollständig unterdrückt werden. Diese Beobachtung wird quantitativ erklärt.

Messungen der richtungsabhängigen Relaxationszeiten in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 6 K und 314 K ergeben, dass die Spinrelaxationszeit in (110)-GaAs-Quantenfilmen auch in Wachstumsrichtung trotz der Unterdrückung des D'yakonov-Perel'-Mechanismus begrenzt sein kann. In 20 nm breiten  $n$ -dotierten Quantenfilmen wird eine Abnahme der Relaxationszeit mit steigender Temperatur von etwa 7 ns bei 120 K auf etwa 1,5 ns bei Raumtemperatur beobachtet. Dieses überraschende Verhalten lässt sich mit einem neuen Spinrelaxationsmechanismus erklären, der auf einem Mischen der Zustände verschiedener Subbänder im Leitungsband aufgrund des Dresselhauserterms im Zusammenwirken mit Intersubbandstreuung beruht. Eine einfache Abschätzung dieses Intersubband-Spinrelaxationsmechanismus (ISR), der vor allem bei hohen Temperaturen an Relevanz gewinnt, stimmt gut mit der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeit in Wachstumsrichtung überein.

Trotz der oben genannten Einschränkungen sind die Spinrelaxationszeiten in (110)-Quantenfilmen in Wachstumsrichtung außerordentlich lang. Im Hinblick auf einen möglichen Einsatz von (110)-Quantenfilmen in Spin-VCSELn wird die Spinrelaxationszeit in undotierten (110)-Quantenfilmen bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Quantisierungsenergie und bei hohen Anregungsdichten gemessen, die im Bereich der Laserschwelle bei VCSELn liegen. Diese Messungen bestätigen, dass die Zeiten mit einigen Hundert Pikosekunden lang genug sind, um die Laserschwelle in einem Raumtemperatur-Spin-VCSEL signifikant zu reduzieren.

In leicht  $n$ -dotiertem Volumen-GaAs zeigt sich bei tiefen Temperaturen eine starke Wechselwirkung der Spinsysteme von Elektronen und Kernen. Die daraus resultierende dynamische Polarisierung von Kernspins und anschließende Kernspindiffusion und -relaxation verursachen ein effektives Magnetfeld, das auf den Elektronenspin zurückwirkt, indem es seine Larmorfrequenz verändert und damit den gemessenen Wert des  $g$ -Faktors drastisch beeinflusst.

Eine Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Pseudo- $g$ -Faktors auf langen Zeitskalen trägt zum einen zum Verständnis des Aufbaus der Kernspinpolarisation und ihrer Wechselwirkung mit dem Spinsystem der Elektronen bei. Die dynamische Polarisierung von Kernspins entsteht durch Relaxation von Nichtgleichgewichtselektronenspins und hängt somit sowohl vom angeregten Elektronenspin als auch von der Elektronenspinpolarisation im thermischen Gleichgewicht ab. Messungen in Abhängigkeit von der Polarisierung der optischen Anregung zeigen eine Kernspindynamik, die durch eine schnelle und eine langsame Komponente charakterisiert ist. Die schnelle Komponente wird der Relaxation von Elektronenspins bezüglich des externen Magnetfeldes zugeordnet, und die langsame Kernspindynamik setzt sich zusammen aus dynamischer Kernspinpolarisation durch Relaxation von Elektronenspins ins thermische Gleichgewicht, Kernspindiffusion und -relaxation. Das entstehende Kernfeld erreicht mit einer Zeitkonstanten von meist über 20 min einen Sättigungswert, dessen Größe und Richtung u. a. von der Anregungspolarisation bestimmt sind. Das Sättigungskernfeld, die Sättigungszeitkonstante und der Einfluss der schnellen Kernspinkomponente auf den gemessenen  $g$ -Faktor werden systematisch in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge, der Stärke des äußeren Magnetfeldes, des Verkippungswinkels der Probe bezüglich des externen Magnetfeldes, der Temperatur und der Anregungsleistung untersucht. Dabei zeigt sich, dass nukleare Effekte in zeitaufgelöster optischer Spektroskopie fast immer berücksichtigt werden müssen.

Zum anderen erlaubt die Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Kernspineinflusses auf den gemessenen  $g$ -Faktor die Bestimmung des unverfälschten Wertes von  $g^*$ . Detaillierte, sehr genaue Messungen des  $g$ -Faktors in Abhängigkeit von Anregungsenergie, externem Magnetfeld, Temperatur und Anregungsleistung werden vorgestellt. Die Messungen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie zeigen, dass  $g^*$  sowohl für sehr große als auch für sehr kleine Überschussenergien zunimmt. Der  $g$ -Faktor steigt mit zunehmendem Magnetfeld und zunehmender Anregungsleistung linear an, und mit höheren Temperaturen nimmt  $g^*$  ebenfalls zu. Bei der Erklärung der Messergebnisse spielen vor allem die Energieabhängigkeit des  $g$ -Faktors und seine Abhängigkeit von der Lokalisierung der Elektronen wichtige Rollen. Die gezeigten Tieftemperaturmessungen ergeben immer einen mit verschiedener Gewichtung zwischen freien und gebundenen Elektronen gemittelten Wert für  $g^*$ .

Der nicht durch Kernfelder beeinflusste  $g$ -Faktor wird in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 2,6 K und 300 K sehr genau bestimmt. Messungen der linearen Abhängigkeit des  $g$ -Faktors vom externen Magnetfeld und von der Anregungsleistung bei verschiedenen Temperaturen erlauben eine Extrapolation des temperaturabhängigen  $g^*$  zu  $B_{\text{ext}} = 0$  und  $P_{\text{exc}} = 0$ . Der experimentell beobachtete Anstieg von  $g^*$  mit zunehmender Temperatur steht in Diskrepanz zu  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Berechnungen. Ein Fit an die experimentellen Daten zeigt, dass die Messungen im  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Formalismus jedoch richtig beschrieben werden können, wenn die Interbandmatrixelemente mit steigender Temperatur unerwartet stark abnehmen. Eine solche starke Temperaturabhängigkeit der Interbandmatrixelemente könnte auf Fluktuationen des zwischenatomaren Abstandes aufgrund von Phononen und adiabatischem Folgen der Elektronen beruhen. Eine Extrapolation des Fits an die experimentellen Daten mit den stark temperaturabhängigen Matrixelementen ergibt für den  $g$ -Faktor freier Elektronen  $g^*(0 \text{ K}, 0 \text{ T}, 0 \text{ mW}) = -0,484 \pm 0,7 \%$ .



# A. Verwendete Rechnungen und Programme zum ISR

## A.1. Gleichung (3.31): Koeffizienten $\varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb}$

Die Koeffizienten  $\varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb}$  berechnen sich in erster Ordnung Störungstheorie zu

$$\varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb} = \frac{\langle \mathbf{k}, \mu, b | \mathcal{H}_{\text{Dressel}}^{3\text{D},(110)} | \mathbf{k}, \nu, s \rangle}{E_{\text{SB}}}$$

$$\mathcal{H}_{\text{Dressel}}^{3\text{D},(110)}(\mathbf{k}) = \frac{\Gamma}{2} \left\{ (4k_x k_y k_z) \sigma_x + (-k_y^2 k_z - 2k_x^2 k_z + k_z^3) \sigma_y + \right. \\ \left. + (-k_y k_z^2 - 2k_y k_x^2 + k_y^3) \sigma_z \right\} \quad (\text{Gleichung (3.10)})$$

Die Wellenfunktion  $|\psi\rangle = |\mathbf{k}, \nu, s\rangle$  setzt sich dabei zusammen als Produkt von ebenen Wellen und Blochfunktionen in der Quantenfilmebene:

$$\psi_{\parallel}(x, y) = \exp(ik_x x) \exp(ik_y y) u_{\mathbf{k}}(x, y)$$

mit der Wellenfunktion in Confinementrichtung:

$$\psi_{\perp}(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi\nu}{d} z\right) \text{ für } 0 \leq z \leq d \text{ für einen unendlichen Quantentopf und dem entsprechenden Spinor } s :$$

$$|\psi\rangle = |\mathbf{k}, \nu, s\rangle = |\psi_{\parallel}(x, y)\rangle |\psi_{\perp}(z)\rangle |s\rangle .$$

Bei der Berechnung von  $\varepsilon_{\mathbf{k}\nu\mu sb}$  spielt  $|\psi_{\parallel}(x, y)\rangle$

keine Rolle, weil die Blochfunktionen durch die „envelope function

approximation“ herausfallen und die ebenen Wellen sich beim Bilden

des Erwartungswertes herausheben, z.B.:  $\int dx (\exp(ik_x x))^* k_x^n (\exp(ik_x x)) = k_x^n$

Es bleibt also:

$$\frac{\Gamma}{2E_{\text{SB}}} \left\{ 4k_x k_y \langle \mu | k_z | \nu \rangle \langle b | \sigma_x | s \rangle + \right. \\ \left. + [(-k_y^2 - 2k_x^2) \langle \mu | k_z | \nu \rangle + \langle \mu | k_z^3 | \nu \rangle] \langle b | \sigma_y | s \rangle + \right. \\ \left. + [-k_y^2 \langle \mu | k_z^2 | \nu \rangle - (2k_y k_x^2 + k_y^3) \langle \mu | k_z^0 | \nu \rangle] \langle b | \sigma_z | s \rangle \right\}$$

Der Beitrag der  $z$ -Komponente des Hamiltonians verschwindet, da die vorkommenden Nebendiagonalelemente immer Null ergeben

(s. Anhang A.3).

$$\frac{\Gamma}{2E_{\text{SB}}} \left\{ 4k_x k_y \langle \mu | k_z | \nu \rangle \langle b | \sigma_x | s \rangle + \right. \\ \left. + [(-k_y^2 - 2k_x^2) \langle \mu | k_z | \nu \rangle + \langle \mu | k_z^3 | \nu \rangle] \langle b | \sigma_y | s \rangle \right\}.$$

$E_{\text{SB}}$  bezeichnet den energetischen Abstand zwischen den beiden Subbändern  $\nu$  und  $\mu$  mit  $\nu, \mu = 1, 2$ . Die beiden Einstellungen des Elektronenspins in  $z$ -Richtung sind mit  $s$  und  $b$  bezeichnet, also  $s, b = \uparrow, \downarrow$ .

## A.2. Gleichung (3.32): Matrixelemente $\langle b|\sigma_i|s\rangle$

Eine Anwendung der Pauli-Spinmatrizen

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

auf die Spinoren

$$|\uparrow\rangle \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\downarrow\rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

ergibt

$$\begin{aligned} \sigma_x|\uparrow\rangle &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |\downarrow\rangle \\ \sigma_y|\uparrow\rangle &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ i \end{pmatrix} = i|\downarrow\rangle \\ \sigma_z|\uparrow\rangle &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |\uparrow\rangle \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_x|\downarrow\rangle &= |\uparrow\rangle \\ \sigma_y|\downarrow\rangle &= -i|\uparrow\rangle \\ \sigma_z|\downarrow\rangle &= -|\downarrow\rangle. \end{aligned}$$

Wegen

$$\langle\uparrow|\uparrow\rangle = \langle\downarrow|\downarrow\rangle = 1 \quad \text{und} \quad \langle\uparrow|\downarrow\rangle = \langle\downarrow|\uparrow\rangle = 0$$

folgt daraus Gleichung (3.32) für die Matrixelemente  $\langle b|\sigma_i|s\rangle$  zwischen Spinoren und

Pauli-Spinmatrizen:

$$\begin{aligned}
 \langle \downarrow | \sigma_x | \uparrow \rangle &= \langle \downarrow | \downarrow \rangle = 1 \\
 \langle \downarrow | \sigma_y | \uparrow \rangle &= i \langle \downarrow | \downarrow \rangle = i \\
 \langle \downarrow | \sigma_z | \uparrow \rangle &= \langle \downarrow | \uparrow \rangle = 0 \\
 \\ 
 \langle \uparrow | \sigma_x | \downarrow \rangle &= \langle \uparrow | \uparrow \rangle = 1 \\
 \langle \uparrow | \sigma_y | \downarrow \rangle &= -i \langle \uparrow | \uparrow \rangle = -i \\
 \langle \uparrow | \sigma_z | \downarrow \rangle &= -\langle \uparrow | \downarrow \rangle = 0. \qquad (3.32)
 \end{aligned}$$

Alle in Gleichung (3.31) vorkommenden Matrixelemente mit jeweils gleichen Spins ergeben Null (Deswegen wird in den Wellenfunktionen (3.30) immer nur der jeweils umgekehrte Spin beigemischt.):

$$\begin{aligned}
 \langle \uparrow | \sigma_x | \uparrow \rangle &= \langle \uparrow | \downarrow \rangle = 0 \\
 \langle \uparrow | \sigma_y | \uparrow \rangle &= i \langle \uparrow | \downarrow \rangle = 0 \\
 \langle \uparrow | \sigma_z | \uparrow \rangle &= \langle \uparrow | \uparrow \rangle = 1 \\
 \\ 
 \langle \downarrow | \sigma_x | \downarrow \rangle &= \langle \downarrow | \uparrow \rangle = 0 \\
 \langle \downarrow | \sigma_y | \downarrow \rangle &= -i \langle \downarrow | \uparrow \rangle = 0 \\
 \langle \downarrow | \sigma_z | \downarrow \rangle &= -\langle \downarrow | \downarrow \rangle = -1.
 \end{aligned}$$

### A.3. Gleichung (3.33):

#### Nebendiagonalelemente $\langle \mu | k_z^n | \nu \rangle$

$$\langle \mu | k_z^n | \nu \rangle =$$

$$= \int dz \langle \mu | z \rangle \langle z | k_z^n | \nu \rangle$$

$$k_z^n = (-i\partial_z)^n$$

Wellenfunktion in Quantentrog mit unendlich hohen Barrieren:

$$\langle z | \mu \rangle = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi\mu}{d}z\right) & \text{für } 0 \leq z \leq d \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_0^d dz \left( \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi\mu}{d}z\right) \right)^* (-i\partial_z)^n \left( \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi\nu}{d}z\right) \right) \\
&= \frac{2}{d} \int_0^d dz \sin\left(\frac{\pi\mu}{d}z\right) (-i\partial_z)^n \sin\left(\frac{\pi\nu}{d}z\right) \\
&= \frac{2}{d} (-i)^n \int_0^d dz \left(\frac{1}{2i}\right)^2 \left( \exp\left(i\frac{\pi\mu}{d}z\right) - \exp\left(-i\frac{\pi\mu}{d}z\right) \right) \partial_z^n \left( \exp\left(i\frac{\pi\nu}{d}z\right) - \exp\left(-i\frac{\pi\nu}{d}z\right) \right) \\
&= \frac{2}{d} (-i)^n \left(-\frac{1}{4}\right) \int_0^d dz \left( \exp\left(i\frac{\pi\mu}{d}z\right) - \exp\left(-i\frac{\pi\mu}{d}z\right) \right) \cdot \\
&\quad \cdot \left( \left(i\frac{\pi\nu}{d}\right)^n \exp\left(i\frac{\pi\nu}{d}z\right) - \left(-i\frac{\pi\nu}{d}\right)^n \exp\left(-i\frac{\pi\nu}{d}z\right) \right) \\
&= \frac{-1}{2d} (-i)^n \left(\frac{\pi\nu}{d}\right)^n \int_0^d dz \left\{ i^n \exp\left(i\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) + (-i)^n \exp\left(-i\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) - \right. \\
&\quad \left. - i^n \exp\left(i\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) - (-i)^n \exp\left(-i\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) \right\} \\
&\quad \left. \begin{array}{l} (-i)^n \cdot i^n = 1^n \quad (-i)^n \cdot (-i)^n = (-1)^n \end{array} \right. \\
&= \frac{-1}{2d} \left(\frac{\pi\nu}{d}\right)^n \int_0^d dz \left\{ \exp\left(i\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) + (-1)^n \exp\left(-i\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) - \right. \\
&\quad \left. - \left( \exp\left(i\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) + (-1)^n \exp\left(-i\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) \right) \right\} \\
&= \frac{-1}{2d} \left(\frac{\pi\nu}{d}\right)^n \cdot \begin{cases} \int_0^d dz \left\{ 2i \sin\left(\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) - 2i \sin\left(\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) \right\} & \text{für } n \text{ ungerade} \\ \int_0^d dz \left\{ 2 \cos\left(\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) - 2 \cos\left(\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) \right\} & \text{für } n \text{ gerade} \end{cases} \\
&= \frac{-1}{2d} \left(\frac{\pi\nu}{d}\right)^n \cdot \begin{cases} 2i \left\{ -\frac{d}{\pi(\mu+\nu)} \left[ \cos\left(\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) \right]_0^d - \left(-\frac{d}{\pi(\nu-\mu)}\right) \left[ \cos\left(\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) \right]_0^d \right\} \\ 2 \left\{ \frac{d}{\pi(\mu+\nu)} \left[ \sin\left(\frac{\pi(\mu+\nu)}{d}z\right) \right]_0^d - \frac{d}{\pi(\nu-\mu)} \left[ \sin\left(\frac{\pi(\nu-\mu)}{d}z\right) \right]_0^d \right\} \end{cases} \\
&\quad \cos k\pi = (-1)^k \quad \sin k\pi = 0 \\
&= \begin{cases} \frac{-1}{2d} \left(\frac{\pi\nu}{d}\right)^n 2i \left\{ -\frac{d}{\pi(\mu+\nu)} [(-1)^{\mu+\nu} - 1] + \frac{d}{\pi(\nu-\mu)} [(-1)^{\nu-\mu} - 1] \right\} & \text{für } n \text{ ungerade} \\ 0 & \text{für } n \text{ gerade} \end{cases}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left\{ \begin{array}{ll} \frac{i}{\pi} \left( \frac{\pi\nu}{d} \right)^n \left( \frac{(-1)^{\mu+\nu}-1}{\mu+\nu} - \frac{(-1)^{\nu-\mu}-1}{\nu-\mu} \right) & \text{für } n \text{ ungerade} \\ 0 & \text{für } n \text{ gerade} \end{array} \right. \\
(-i)^n \Re(i^{n+1}) &= \begin{cases} i & \text{für } n \text{ ungerade} \\ 0 & \text{für } n \text{ gerade} \end{cases} \\
& \left( -\frac{i\nu\pi}{d} \right)^n \frac{1}{\pi} \left( \frac{(-1)^{\mu+\nu}-1}{\mu+\nu} - \frac{(-1)^{\nu-\mu}-1}{\nu-\mu} \right) \Re(i^{n+1}). \quad (3.33)
\end{aligned}$$

## A.4. Gleichung (3.37): Fermis Goldene Regel für Intersubband-Streuung

$$\gamma_S = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | A | \psi_i \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) \quad (3.36)$$

Die vier möglichen Intersubbandübergänge mit Spinflip sind von  $\psi_i$  nach  $\psi_f$  mit

$$|\psi_i\rangle = |\mathbf{k}_i, \nu, s\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i\nu\mu sb} |\mathbf{k}_i, \mu, b\rangle \quad (3.30)$$

$$|\psi_f\rangle = |\mathbf{k}_f, \mu, b\rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f\mu\nu bs} |\mathbf{k}_f, \nu, s\rangle$$

für  $\nu, \mu = 1, 2$ ,  $\nu \neq \mu$  und  $s, b = \uparrow, \downarrow$ ,  $s \neq b$

$$= \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\{ \langle \mathbf{k}_f, \mu, b | + \varepsilon_{\mathbf{k}_f\mu\nu bs}^* \langle \mathbf{k}_f, \nu, s | \right\} \left\{ A | \mathbf{k}_i, \nu, s \rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i\nu\mu sb} A | \mathbf{k}_i, \mu, b \rangle \right\} \right|^2 \delta(E_i - E_f)$$

$$\begin{aligned}
= & \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \mathbf{k}_f, \mu, b | A | \mathbf{k}_i, \nu, s \rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i\nu\mu sb} \langle \mathbf{k}_f, \mu, b | A | \mathbf{k}_i, \mu, b \rangle + \right. \\
& \left. + \varepsilon_{\mathbf{k}_f\mu\nu bs}^* \langle \mathbf{k}_f, \nu, s | A | \mathbf{k}_i, \nu, s \rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_i\nu\mu sb} \varepsilon_{\mathbf{k}_f\mu\nu bs}^* \langle \mathbf{k}_f, \nu, s | A | \mathbf{k}_i, \mu, b \rangle \right|^2 \delta(E_i - E_f)
\end{aligned}$$

Der erste und der letzte Summand verschwinden, weil die Wechselwirkung  $A$  spinerhaltend ist.

$$= \frac{2\pi}{\hbar} \left| \varepsilon_{\mathbf{k}_i\nu\mu sb} \langle \mathbf{k}_f, \mu, b | A | \mathbf{k}_i, \mu, b \rangle + \varepsilon_{\mathbf{k}_f\mu\nu bs}^* \langle \mathbf{k}_f, \nu, s | A | \mathbf{k}_i, \nu, s \rangle \right|^2 \delta(E_i - E_f). \quad (3.37)$$

## A.5. Maple-Programm zur Berechnung von $\gamma_{\text{ISR}}$ nach Kapitel 3.3

```
> restart;
```

### Materialparameter und Konstanten

```
> kBoltzmann := 8.617343*10^(-5);      Boltzmannkonstante  $k_B$  in eV K-1
> meff := 0.0665;      effektive Masse  $m^* = 0,0665 \cdot m_0$ 
> GammaSpin := 24;      Spin-Splitting-Konstante  $\Gamma$  in eV Å3
> d := 200;      QW-Breite in Å
> Esb := 31*10^(-3);      Intersubband-Gap  $E_{\text{SB}}$  in eV
> gammap := (1/0.05);      Impulsstreurate  $\gamma_p$  in 1/ps
> beta:=3.81;       $\beta = \frac{\hbar^2}{2m_0}$  in eV Å2
```

### Programmparameter

```
> Starttemperatur:=120;
> Endtemperatur:=320;
> fp:=fopen("F:/DatenStefi/Programme/Maple/ISR/ISR.dat", WRITE);
```

### Matrizelemente zwischen Spinoren und Paulimatrizen (Glg. 3.32)

```
> UpsigmaxDown := 1;
> UpsigmayDown := -I;
```

### Matrizelemente $\langle \nu | k_z^n | \mu \rangle$ (Glg. 3.33)

```
> Matricelement := (nue, mue, nkz) ->
((-I*mue*Pi/d)^nkz)*(1/Pi)*
(((-1)^(nue + mue) - 1)/(nue + mue) - ((-1)^(mue - nue) - 1)
/(mue-nue))*Re(I^(nkz + 1));
```

### Berechnung von $|\varepsilon_{\mathbf{k},\nu,\mu}|^2$ (Glg. 3.31)

```
> epsilonk12quad := (kx, ky) ->
abs((GammaSpin*((4*kx*ky*Matricelement(1, 2, 1)*UpsigmaxDown
+ ((-ky^2-2*kx^2)*Matricelement(1, 2, 1)
+ Matricelement(1, 2, 3))*UpsigmayDown))/(2*Esb)))^2;
```

```
> epsilonk21quad := (kx, ky) ->
  abs((GammaSpin*((4*kx*ky*Matrizelement(2, 1, 1)*UpsigmaxDown
  + ((-ky^2-2*kx^2)*Matrizelement(2, 1, 1)
  + Matrizelement(2, 1, 3))*UpsigmayDown))/(2*Esb)))^2 ;
```

### Berechnung von $\gamma_{\text{ISR}}(T)$ (Glg. 3.50)

```
> for i from Starttemperatur to Endtemperatur by 10 do
> T:=i;

> gammasZ := 2* int( int(
(epsilonk12quad(kx, ky)+epsilonk21quad(kx, ky)) *gammap
*exp(-Esb/(kBoltzmann*T))
*exp( (-beta*(kx^2+ky^2)/meff)/(kBoltzmann*T))
, kx = -infinity..infinity ), ky = -infinity..infinity):

> gammasN := (1+exp(-Esb/(kBoltzmann*T)))* int(int(
exp ((-beta*(kx^2+ky^2)/meff)/(kBoltzmann*T))
, kx = -infinity..infinity), ky = -infinity..infinity):

> gammaISR := gammasZ/gammasN;
```

### Schreiben in Datei

```
> fprintf(fp, "%g ", i):      Temperatur in K
> fprintf(fp, "%e ", gammaISR):       $\gamma_{\text{ISR}}$  in 1/ps
> fprintf(fp, "%g\n", 1/gammaISR):       $\tau_{\text{ISR}}$  in ps
> end do:
> fclose(fp);
```

## A.6. Maple-Programm zur Berechnung von $\gamma_{\text{DP}}$ nach Kapitel 3.1.4

Analog zu Gleichung (3.7) gilt

$$\gamma_x^{\text{DP}} \approx \frac{1}{2} \left( \overline{\Omega_y^2} + \overline{\Omega_z^2} \right) \gamma_p^{-1}.$$

Aus  $\Omega = \Omega_{\text{Dressel}}^{(110)\text{QW}}(\mathbf{k})$  nach Gleichung (3.11) folgt  $\Omega_y = 0$  und

$$\Omega_z(k_x, k_y, \nu) = -\frac{\Gamma}{\hbar} (k_y (\langle k_z^2 \rangle(\nu) - (k_y^2 - 2k_x^2))) .$$

Für einen unendlich tiefen Quantentopf der Breite  $d$  gilt für den Erwartungswert  $\langle k_z^2 \rangle(\nu) = (\frac{\pi\nu}{d})^2$ , wobei  $\nu = 1, 2$  wieder die Subbandnummer bezeichnet. Damit ergibt sich für die über  $k$  gemittelten Komponentenquadrate  $\overline{\Omega_y^2} = 0$  und

$$\overline{\Omega_z^2} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \Omega_z^2(\nu=1) \exp\left(-\frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*k_B T}\right) + \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \Omega_z^2(\nu=2) \exp\left(-\frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*k_B T}\right) \exp\left(-\frac{E_{\text{SB}}}{k_B T}\right) \right]}{\left(1 + \exp\left(-\frac{E_{\text{SB}}}{k_B T}\right)\right) \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp\left(-\frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*k_B T}\right)} .$$

Folgendes Maple-Programm berechnet hiermit die ungefähre Spinrelaxationsrate durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus für verschiedene Temperaturen.

> **restart;**

### Materialparameter und Konstanten

> **kBoltzmann := 8.617343\*10<sup>^</sup>(-5);** Boltzmannkonstante  $k_B$  in eV K<sup>-1</sup>

> **hquer:=6.58211915\*10<sup>^</sup>(-16);** Plancksches Wirkungsquantum  $\hbar$  in eV s

> **meff := 0.0665;** effektive Masse  $m^* = 0,0665 \cdot m_0$

> **GammaSpin := 24;** Spin-Splitting-Konstante  $\Gamma$  in eV Å<sup>3</sup>

> **d := 200;** QW-Breite in Å

> **Esb := 31\*10<sup>^</sup>(-3);** Intersubband-Gap  $E_{\text{SB}}$  in eV

> **gammap := (1/(0.05\*10<sup>^</sup>(-12)));** Impulsstreure  $\gamma_p$  in 1/s

> **beta:=3.81;**  $\beta = \frac{\hbar^2}{2m_0}$  in eV Å<sup>2</sup>

### Programmparameter

> **Starttemperatur:=120;**

> **Endtemperatur:=320;**

> **fp:=fopen("F:/DatenStefi/Programme/Maple/ISR/DP.dat", WRITE);**

$\Omega_{\text{Dressel}}^{\text{QW},110}$

> **Erwkwzquad :=(nu)->(Pi\*nu/d)^2;**

> **Omegazquad :=(kx,ky,nu)->((-GammaSpin/hquer)\***

```
(ky*(Erwkwzquad(nu)-(ky^2-(2*kx^2))))^2;
```

### $\gamma_{DP}$ mit Mittelung über $k$

```
>for i from Starttemperatur to Endtemperatur by 10 do
```

```
>T:=i;
```

```
>OmegaZ:=int(int(Omegazquad(kx,ky,1)*
exp(-(beta*(kx^2+ky^2))/(meff*kBoltzmann*T)),
kx=-infinity..infinity),ky=-infinity..infinity)
+ int(int(Omegazquad(kx,ky,2)*
exp(-(beta*(kx^2+ky^2))/(meff*kBoltzmann*T))*
exp(-Esb/(kBoltzmann*T)),
kx=-infinity..infinity),ky=-infinity..infinity):
```

```
>OmegaN := (1 + exp(-Esb/(kBoltzmann*T)))*
int(int(exp(-(beta*(kx^2+ky^2))/(meff*kBoltzmann*T)),
kx =-infinity..infinity ), ky = -infinity..infinity) :
```

```
>gammaDP := 0.5* (1/gammaP) * OmegaZ/OmegaN ;
```

### Schreiben in Datei

```
> fprintf(fp, "%g ", i):      Temperatur in K
> fprintf(fp, "%e ", gammaDP):   $\gamma_{DP}$  in 1/s
> fprintf(fp, "%g\n", 1/gammaDP):   $\tau_{DP}$  in s
> end do:
> fclose(fp);
```

## B. Verwendete Parameter

### B.1. Parameter für EY-Abschätzung

Für die Abschätzung der Elliott-Yafet-Spinrelaxationszeit in Abschnitt 3.2.2 wurden folgende Parameter verwendet:

$$\begin{aligned}
 k_B &= 8,617343 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1} \\
 \hbar &= 6,58211915 \cdot 10^{-16} \text{ eV s} \\
 m^* &= 0,0665 m_0 \\
 \gamma_p &= \frac{1}{50 \text{ fs}} \\
 \beta &= 3,81 \text{ eV \AA}^2 \text{ mit } \beta = \frac{\hbar^2}{2m_0} \\
 E_0(T) &= 1,519 \text{ eV} - \frac{5,5 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1} T^2}{T + 225 \text{ K}} \\
 \Delta_0 &= 0,341 \text{ eV} \\
 E_{e1} &= 1,057843 \cdot 10^{-2} \text{ eV}
 \end{aligned}$$

## B.2. Exzitonenergie in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke

Abbildung B.1 zeigt die von Roland Winkler berechnete Emissionswellenlänge von Exzitonen bei 0 K in der in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen (110)-GaAs/Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As-Probe. In Abschnitt 3.4.1 werden diese Rechnungen zur Bestimmung der Quantenfilmbreiten verwendet.

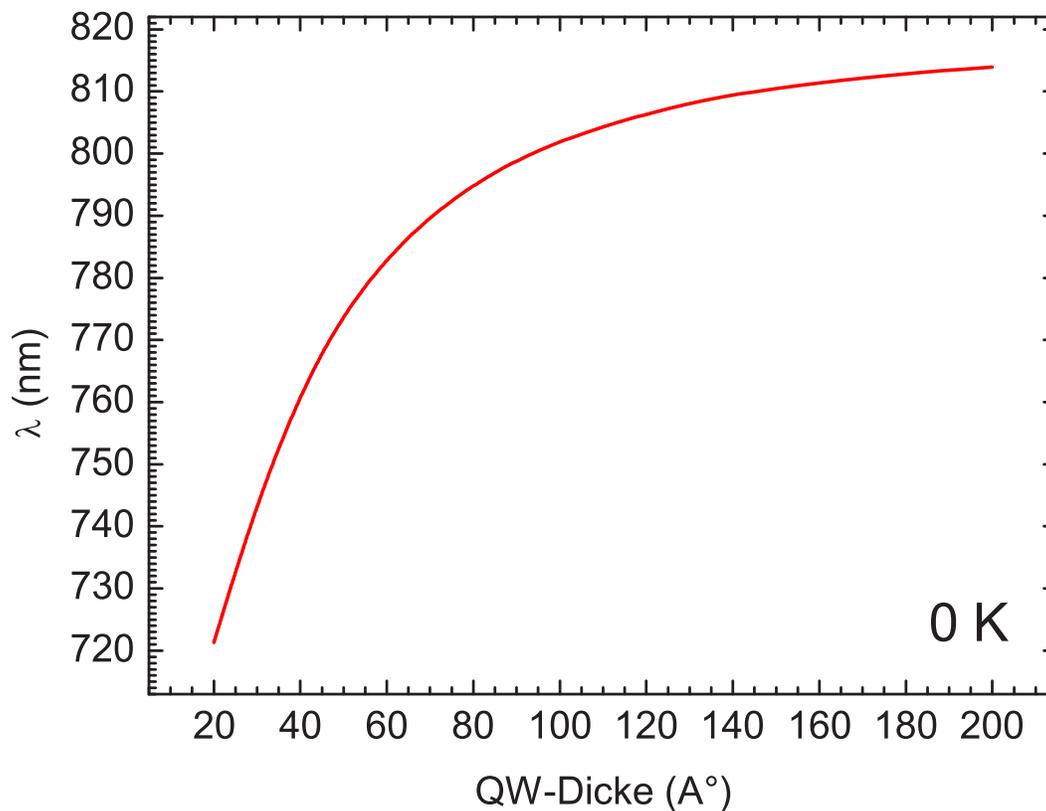


Abbildung B.1: Von Roland Winkler berechnete Emissionswellenlänge von Exzitonen in (110)-GaAs/Al<sub>0,33</sub>Ga<sub>0,67</sub>As-Quantenfilmen.

## C. Details zur Auswertung

### C.1. Rücklauf

Bei der zur Detektion verwendeten Synchroscan-Streackkamera<sup>1</sup> ist die für die Zeitauflösung verantwortliche sinusförmige Ablenkspannung über die Wiederholrate des anregenden Lasers getriggert. Dadurch trifft die alle  $T_{\text{Laser}} = 12,5$  ns neu angeregte Photolumineszenz immer auf dieselbe Stelle des Phosphorschirmes und kann über lange Messzeiten aufintegriert werden. Das von der Streackkamera aufgenommene Zeitfenster  $T_{\text{Fenster}}$  ist je nach verwendetem Zeitbereich zwischen etwa 800 ps und 2 ns lang und liegt in dem linear abfallenden Bereich der sinusförmigen Ablenkspannung. Wenn die Photolumineszenzlebenszeit  $\tau_{\text{PL}}$  so lang ist, dass die Photolumineszenzintensität nach  $T_{\text{Laser}}/2$  noch nicht abgeklungen ist, wird diese Restintensität ebenfalls mit aufgenommen – allerdings mit entgegengesetzter Zeitablenkung, da die Ablenkspannung der Kamera dann linear ansteigt. Diese Restintensität wird in dieser Arbeit als „Rücklauf“ bezeichnet. Da dieser den zeitlichen Verlauf des Polarisationsgrades verfälscht, aus dem die Spinrelaxationszeit bestimmt wird, wird er aus der gemessenen Intensität  $I_{\text{gem}}(t)$  wie im Folgenden beschrieben herausgerechnet.

Abbildung C.1 zeigt ein Beispiel für eine mit der Streackkamera gemessene Photolumineszenzgesamtintensität  $I_{\text{gem}}^{\text{ges}}(t)$  (schwarz) mit langer Photolumineszenzlebenszeit, die sich aus der Summe der beiden zirkular polarisierten Komponenten  $I_{\text{gem}}^+$  (grün) und  $I_{\text{gem}}^-$  (blau) zusammensetzt. Die Gesamtintensität lässt sich beschreiben als:

$$I_{\text{gem}}^{\text{ges}}(t > 0) = A_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{PL}}}\right) + A_0 \exp\left(-\frac{\frac{T_{\text{Laser}}}{2} + T_{\text{Fenster}} - 2\Delta - t}{\tau_{\text{PL}}}\right) \quad (\text{C.1})$$

$$I_{\text{gem}}^{\text{ges}}(t < 0) = A_0 \exp\left(-\frac{t + T_{\text{Laser}}}{\tau_{\text{PL}}}\right) + A_0 \exp\left(-\frac{\frac{T_{\text{Laser}}}{2} + T_{\text{Fenster}} - 2\Delta - t}{\tau_{\text{PL}}}\right), \quad (\text{C.2})$$

<sup>1</sup>Zur Funktionsweise der Streackkamera siehe

<http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/hpspdf/Guidetostreak.pdf>.

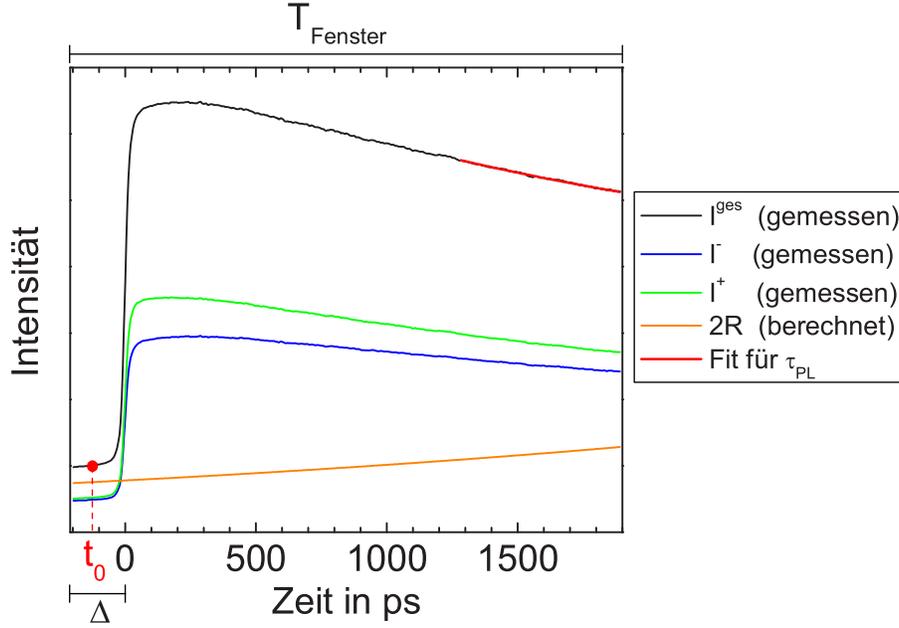


Abbildung C.1: Gemessene Transienten und berechneter Rücklauf  $2R(t)$ .

wobei  $A_0$  die Amplitude und  $\Delta$  den zeitlichen Abstand zwischen Beginn des aufgenommenen Zeitfensters und Neuanregung der Photolumineszenz bei  $t = 0$  bezeichnet. Der Rücklauf wird hierbei durch den Term

$$A_0 \exp\left(-\frac{\frac{T_{\text{Laser}}}{2} + T_{\text{Fenster}} - 2\Delta - t}{\tau_{\text{PL}}}\right) =: 2R(t) \quad (\text{C.3})$$

beschrieben. Um die Amplitude  $A_0$  zu berechnen, wird Gleichung (C.2) zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t_0 < 0$  verwendet:

$$A_0 = \frac{I_{\text{gem}}^{\text{ges}}(t_0)}{\exp\left(-\frac{t_0 + T_{\text{Laser}}}{\tau_{\text{PL}}}\right) + \exp\left(-\frac{\frac{T_{\text{Laser}}}{2} + T_{\text{Fenster}} - 2\Delta - t_0}{\tau_{\text{PL}}}\right)}. \quad (\text{C.4})$$

$I_{\text{gem}}^{\text{ges}}(t_0)$  wird aus den Messdaten erhalten, und  $\tau_{\text{PL}}$  ergibt sich aus einem Fit mit Gleichung (C.1) an die Messdaten zu späten Zeiten (rote Linie in Abbildung C.1), bei dem  $\tau_{\text{PL}}$  als einziger Fitparameter dient,  $\Delta$ ,  $t_0$  und  $I_{\text{gem}}^{\text{ges}}(t_0)$  als konstant eingegeben werden und  $A_0(\tau_{\text{PL}})$  als Gleichung (C.4) eingeht. Mit dem so erhaltenen  $\tau_{\text{PL}}$  lässt sich  $A_0$  und damit auch der zeitabhängige Rücklauf nach Gleichung (C.3) berechnen. Dieser ist in Abbildung C.1 als orangene Linie gezeigt.

Aus den gemessenen Komponenten  $I_{\text{gem}}^{\pm}(t) = I^{\pm}(t) + R(t)$  der Photolumineszenz berechnet sich schließlich der nicht durch Rücklauf verfälschte Polarisationsgrad zu:

$$P_{\text{PL}}(t) = \frac{I^+(t) - I^-(t)}{I^+(t) + I^-(t)} = \frac{I_{\text{gem}}^+(t) - I_{\text{gem}}^-(t)}{I_{\text{gem}}^+(t) + I_{\text{gem}}^-(t) - 2R(t)}. \quad (\text{C.5})$$

## C.2. DOF-Fits

Die damped-oscillator-filter-Methode (DOF) ist ein Verfahren zur Auswertung von oszillierenden Transienten, wie sie bei Spinquantenschwebungen gemessen werden. Die Methode beruht auf dem Herausfiltern der exponentiell abklingenden Schwebung  $B(t) = 1 - b \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) \cos\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{T}\right)$  aus dem gemessenen Signal  $I(t)$  und ist in Referenz [70] erklärt (Hägele). An dieser Stelle soll nur ihre Anwendung beschrieben werden, die darin besteht,  $\frac{d}{dt} \ln B$  in einem numerischen Fit an  $\frac{d}{dt} \ln I$  anzupassen. Fitparameter sind dabei die Periodendauer  $T$ , die Anfangsamplitude  $b$ , die Abklingzeit  $\tau$  und der Zeitnullpunkt  $t_0$ . Für die Fitfunktion gilt dabei:

$$\frac{d}{dt} \ln B = \frac{B'(t)}{B(t)} = \frac{\left(\frac{b}{\tau} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) \cos\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{T}\right) + \frac{2b\pi}{T} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) \sin\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{T}\right)\right)}{1 - b \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) \cos\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{T}\right)}. \quad (\text{C.6})$$

Bei den  $g$ -Faktor-Messungen in Kapitel 4 und 5 wurde die Fitfunktion noch um den Term  $-a \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)$  ergänzt, um eine bessere Anpassung an die Daten zu gewährleisten. Dieser Term hat keinen Einfluss auf die aus dem Fit erhaltene Larmorperiodendauer.

## D. Betrachtung der verschiedenen Beiträge zum Fehler von $g^*$

### D.1. Feldkalibrierung

Die Feldstärke des supraleitenden Magneten nimmt mit zunehmendem Abstand von der Spulenmitte ab. Im Rahmen der durchgeführten Feldkalibrierung (s. Abschnitt 4.4.1.2) wurde bei einem nominellen Feld von 1 T die in Abbildung D.1 dargestellte Abhängigkeit der Feldstärke von der Höhenposition im Magneten gemessen.

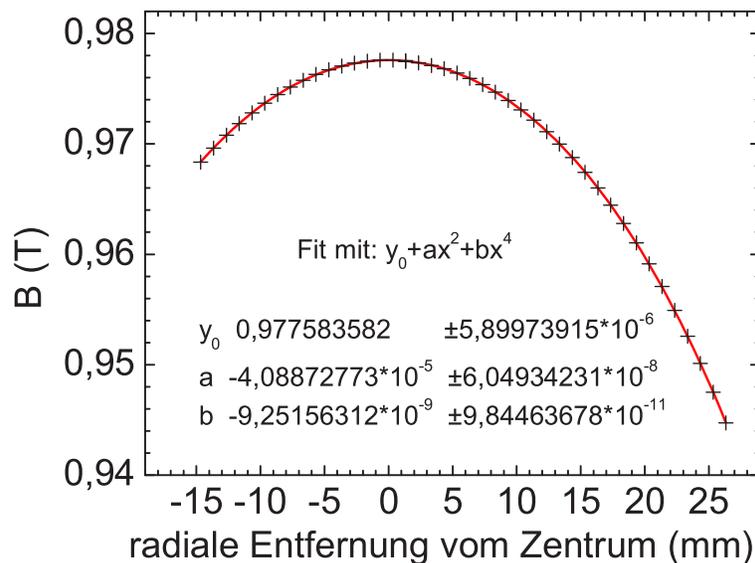


Abbildung D.1: Gemessene Höhenabhängigkeit der Feldstärke im Probenraum bei nominell 1 T (schwarze Kreuze) mit Fit (rote Linie).

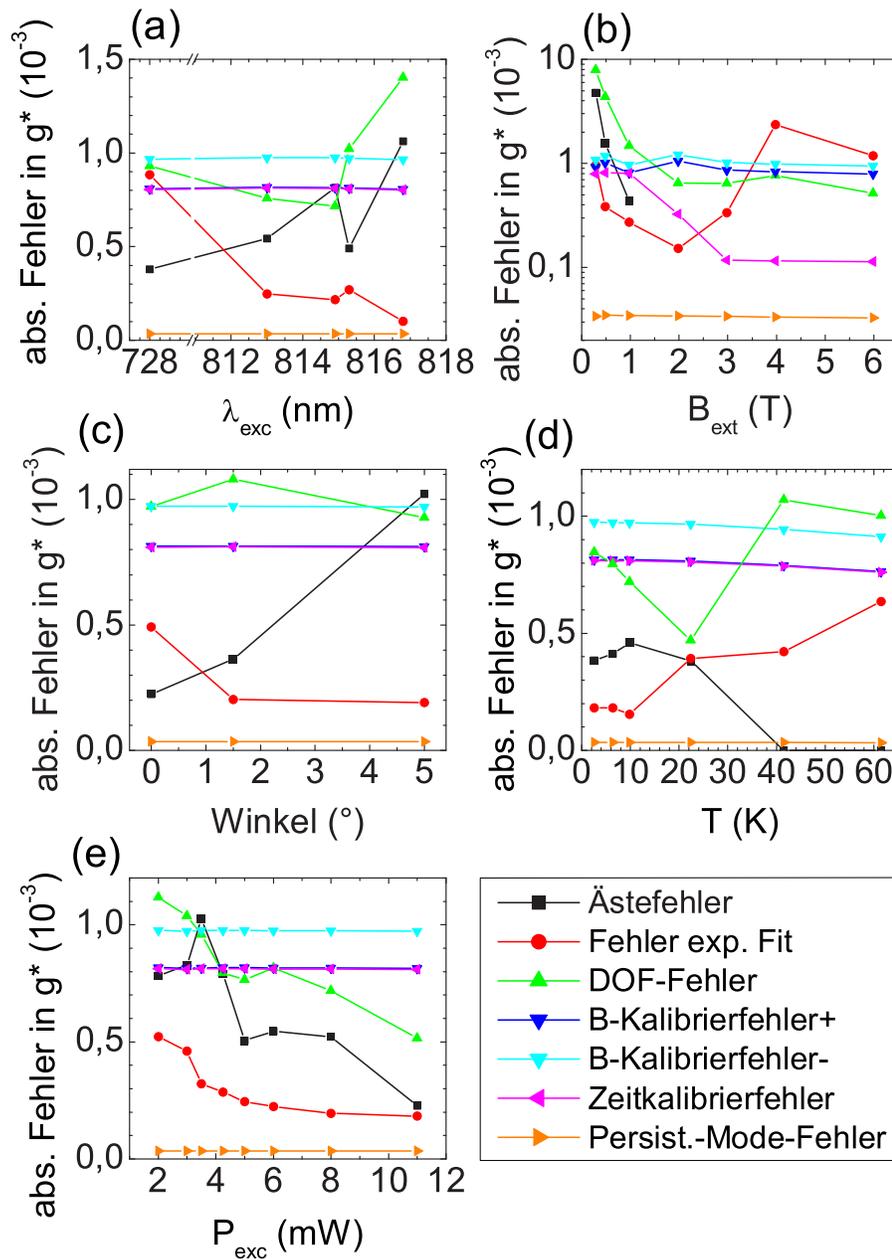


Abbildung D.2: Einzelne Beiträge zur Ungenauigkeit von  $g^*$  bei den in Kapitel 4.4 dargestellten Messungen. (a) Zu Abschnitt 4.4.2: Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge. (b) Zu Abschnitt 4.4.3: Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. (c) Zu Abschnitt 4.4.4: Abhängigkeit vom Verkippungswinkel der Probe. (d) Zu Abschnitt 4.4.5: Abhängigkeit von der Temperatur. (e) Zu Abschnitt 4.4.6: Abhängigkeit von der Anregungsleistung.

## D.2. Einzelne Fehlerbeiträge zu $g^*$ bei Tieftemperaturmessungen

In Abbildung D.2 sind die in Abschnitt 4.4.1 erklärten einzelnen Beiträge zur Messungenauigkeit des  $g$ -Faktors  $g^*$  für die in den Abschnitten 4.4.2 bis 4.4.6 gezeigten Messreihen dargestellt.

## D.3. Einzelne Fehlerbeiträge zu $g^*$ bei temperaturabhängigen Messungen

Abbildung D.3 zeigt die verschiedenen Beiträge zum Fehler des  $g$ -Faktors bei den temperaturabhängigen Messungen in Abschnitt 5.1.2. Die Beiträge sind in den Abschnitten 4.4.1 und 5.1.1 erklärt.

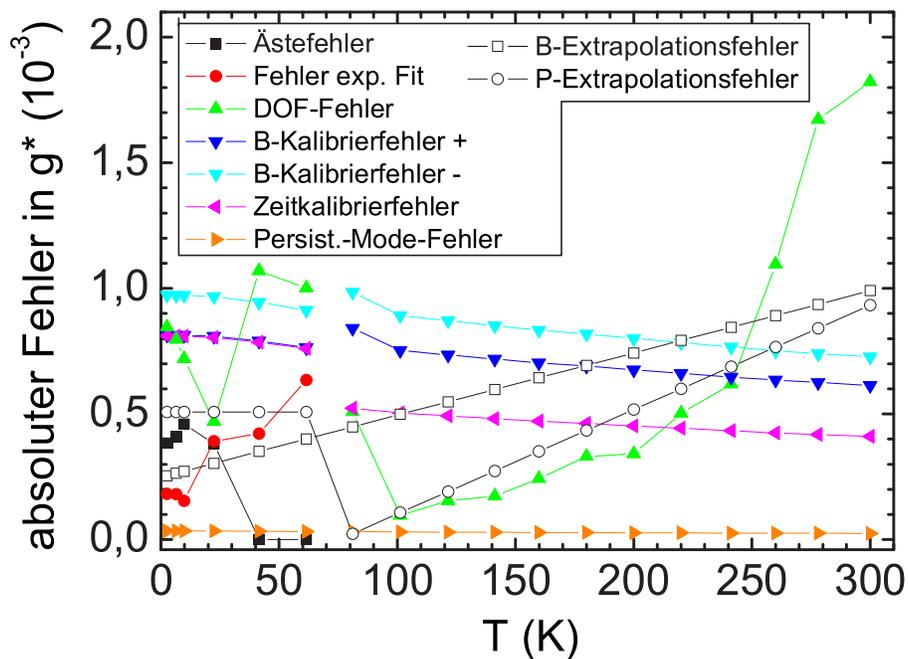


Abbildung D.3: Einzelne Beiträge zur Ungenauigkeit von  $g^*$  bei den in Kapitel 5 dargestellten Messungen zur Temperaturabhängigkeit.

# Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Vektoren werden in dieser Arbeit fettgedruckt dargestellt, ihre Beträge normalgedruckt. Einige Symbole werden in dieser Liste ohne Indizes genannt, wenn sie mit verschiedenen Indizes verwendet werden oder die Indizes selbsterklärend sind bzw. hier einzeln genannt werden.

$\uparrow, \downarrow$ :	Spinup, Spindown
$a$ :	Gitterkonstante
$a, A, A_0$ :	Amplitude
$A$ :	spinerhaltende Wechselwirkung
$\alpha, \alpha_B$ :	Konstanten in Temperaturabhängigkeit der Bandlücke
$\alpha_{\text{SIA}}$ :	Rashba-Koeffizient
$b$ :	Spin-Index des kleineren Spinanteils in Mischzustand
$b$ :	Anfangsamplitude bei DOF-Fit
$b_N$ :	Konstante im effektiven Kernfeld
$B$ :	Funktion für Oszillationen bei DOF-Fit
$\mathbf{B}, \mathbf{B}_{\text{ext}}$ :	(externes) Magnetfeld
$\mathbf{B}_N$ :	effektives Kernfeld
$\mathbf{B}_{N,\text{sat}}$ :	Sättigungskernfeld
BAP :	Bir-Aronov-Pikus
BIA :	bulk inversion asymmetry, Volumeninversionsasymmetrie
$\beta$ :	Parameter für Exponent beim BAP-Mechanismus
$\beta$ :	zusammengefasste Konstanten bei Rechnungen im Anhang
$\beta$ :	Brechungswinkel
$\beta$ :	Konstante in Temperaturabhängigkeit der Bandlücke

$C, C'$ :	Konstanten für Beiträge höherer Bänder im $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Formalismus
$d, d_{\text{QW}}$ :	Quantenfilmbreite
$D$ :	Diffusionskonstante
$D$ :	Zustandsdichte
DOF :	damped oscillator filter
DP :	D'yakonov-Perel'
$\delta$ :	Standardabweichung
$\delta$ :	Dirac-Funktion
$\delta$ :	Dotierung in einer diskreten Schicht
$\Delta$ :	Differenz, Zeitbereich
$\Delta_0$ :	Energie zwischen Valenzbandkante und Splitoffband
$\Delta_{\text{Äste}}$ :	Abstand der Äste des Pseudo- $g$ -Faktors
$E$ :	Energie
$E_0$ :	Energie zwischen Valenzband und Leitungsband
$E^{(0)}$ :	Eigenwert des ungestörten Hamiltonoperators
$E_{\text{B}}$ :	durch $E_0(0 \text{ K})$ bestimmte Konstante in Temperaturabhängigkeit der Bandlücke
$E_{\text{e1}}$ :	Quantisierungsenergie
$E_{\text{Elektron}}$ :	Energie eines Elektrons im LB
$E_{\text{SB}}$ :	energetischer Intersubbandabstand
EY :	Elliott-Yafet
$\mathcal{E}$ :	elektrisches Feld
$\varepsilon$ :	Koeffizient erster Ordnung Störungstheorie
$\eta^2$ :	Varianz
f :	final, Index für Ende
$f_{\pm}$ :	Fermiverteilung der Spinsubbänder
$g^*$ :	effektiver Elektron- $g$ -Faktor (Elektron-Landé-Faktor)
$g_0$ :	$g$ -Faktor freier Elektronen
$g_{\text{pseudo}}$ :	Pseudo- $g$ -Faktor
$g_{\text{sat}}$ :	Pseudo- $g$ -Faktor bei gesättigtem Kernfeld
$\gamma, \gamma_i$ :	Spinrelaxationsrate (in Richtung $i$ )
$\gamma_{\text{N}}$ :	gyromagnetisches Verhältnis des Kernes
$\gamma_{\text{p}}$ :	Impulsstreurate
$\gamma_{\text{S}}$ :	Spinfliprate für einen bestimmten Übergang
$\Gamma$ :	Spin-Bahn-Koeffizient

$\Gamma$ :	Zentrum der Brillouinzone
$\hbar$ :	Planck'sches Wirkungsquantum geteilt durch $2\pi$
HH:	heavy hole, Schwerloch
$\mathcal{H}$ :	Hamiltonoperator
i:	initial, Index für Anfang
$I$ :	Kernspin
$\mathbf{I}$ :	Spin eines Kerns
$I$ :	Intensität
$I^\pm$ :	Intensität der $\sigma^\pm$ polarisierten PL
$\mathbf{I}_{\text{eq}}$ :	Kernspin im thermischen Gleichgewicht
IDL:	Interactive Data Language
IIA:	interface inversion asymmetry, Grenzflächeninversionsasymmetrie
ISR:	Intersubband-Relaxation/Relaxationsmechanismus
$j$ :	Gesamtdrehimpuls
$j$ :	Laufindex
$\mathbf{k}$ :	Wellenvektor
$k_B$ :	Boltzmannkonstante
$l$ :	Bahndrehimpuls
LB:	Leitungsband
LCAO:	linear combination of atomic orbitals
LH:	light hole, Leichtloch
LP:	Linearpolarisator
$\lambda$ :	Wellenlänge
$\lambda_{\text{exc}}$ :	Anregungswellenlänge
$m^*$ :	effektive Elektronenmasse
$m_0$ :	freie Elektronenmasse
$m_j$ :	magnetische Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses
MBE:	molecular beam epitaxy
$\mu$ :	Subband-Index
$\mu$ :	Elektronenbeweglichkeit
$\boldsymbol{\mu}$ :	magnetisches Moment
$\mu_0$ :	Vakuumpermeabilität
$\mu_B$ :	Bohr'sches Magneton
n:	Index für Elektron

$n$ :	bzgl. Dotierung: negativ
$\mathbf{n}$ :	Einheitsvektor
$n^\pm$ :	Dichte von Spinup- bzw. Spindown-Elektronen
$\mathbf{N}$ :	Index für nuklear
$N$ :	Anzahl
$N$ :	Differenz der Spinbanddichten
$\text{Nd:YVO}_4$ :	Neodym-dotierter Yttrium-Vanadat-Kristall
$\nu$ :	Subband-Index
$\omega$ :	(Licht-)Frequenz
$\omega_a$ :	anisotrope Präzessionsfrequenz
$\omega_L$ :	Larmorfrequenz
$\Omega$ :	effektives Magnetfeld
$\mathbf{p}$ :	Index für Impuls
$\mathbf{p}$ :	Impuls
$p$ :	bzgl. Wellenfunktion : $l = 1$
$p$ :	bzgl. Dotierung: positiv
$P, P'$ :	Interbandmatrixelemente im $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Formalismus
$P_B^2, P_B'^2$ :	wie $E_B$
$P_{\text{exc}}$ :	Laserleistung zur Anregung
$P_n$ :	Spinpolarisation der Elektronen
$P_{\text{PL}}$ :	Polarisation der PL
$\text{PL}$ :	Photolumineszenz
$\varphi$ :	Phase
$\psi, \psi^{(0)}$ :	Elektronenwellenfunktion, Eigenvektor des ungestörten Hamiltonoperators
$\text{QW}$ :	quantum well, Quantenfilm
$\mathbf{r}$ :	Ortsvektor
$R$ :	Rücklauf
$s$ :	Index für Spin
$s$ :	Spin-Index des größeren Spinanteils in Mischzustand
$s$ :	Spin-Quantenzahl
$s$ :	bzgl. Wellenfunktion : $l = 0$
$\mathbf{s}$ :	Elektronenspin
$s_i$ :	Spinkomponente oder Spinpolarisation in Richtung / zum Zeitpunkt $i$
$\text{so}$ :	spin orbit, Spin-Bahn
$\mathbf{S}$ :	Spin eines einzelnen Elektrons
$\mathbf{S}_0$ :	angeregter Elektronenspin

$S_{av}$ :	Elektronenspin parallel zur Magnetfeldachse
$S_{eq}$ :	Elektronenspin im thermischen Gleichgewicht
SB :	Subband
SIA :	structure inversion asymmetry, Strukturinversionsasymmetrie
SO :	split-off-Band, durch Spinbahnkopplung abgespaltenes Band
SQB :	spin quantum beats, Spinquantenschwebungen
$\sigma, \sigma_i$ :	Vektor der Pauli-Spinmatrizen, Pauli-Spinmatrix
$\sigma^\pm$ :	links- bzw. rechtszirkular polarisiert (Licht)
$t, \Delta t$ :	Zeit, Zeitintervall
$T$ :	Temperatur
$T$ :	Periodendauer
$T_1$ :	longitudinale Spinrelaxationszeit
$T_1^{II}$ :	Kernspin-cross-Relaxationszeit
$T_1^{IS}$ :	Kernspin-Pumpzeit
$T_2, T_2^*$ :	transversale Spindephasierungszeit
$T_e$ :	Elektronentemperatur
$T_{\text{Fenster}}$ :	von Streakkamera aufgenommener Zeitbereich
$T_L$ :	Larmor-Periodendauer
$T_{\text{Laser}}$ :	1/Laser-Wiederholrate
Ti:Sa :	Titan-Saphir
$\tau$ :	Abklingzeit
$\tau_{\text{Dunkel}}$ :	Dunkelrelaxationszeit
$\tau_p$ :	Transport-Streuzeit
$\tau_p^*$ :	Impulsstreuzeit
$\tau_{\text{PL}}$ :	Photolumineszenzlebenszeit
$\tau_s, \tau_{s,i}$ :	Spinrelaxationszeit (in Richtung $i$ )
$\tau_{\text{sat}}$ :	Sättigungszeitkonstante
$\vartheta$ :	Winkel der Probenverkipfung
$\Theta$ :	Konstante in Temperaturabhängigkeit der Bandlücke
$\langle u'^2 \rangle$ :	mittleres Quadrat der relativen Ortsänderung der Gitteratome
VB :	Valenzband
VCSEL :	vertical-cavity surface-emitting laser
$\chi_i^\pm$ :	Spinor in $\pm i$ -Richtung
$x, y, z$ :	kartesische Koordinaten
$\xi, \eta, \zeta$ :	Hauptachsen des Relaxationsellipsoids

# Abbildungsverzeichnis

2.1. Optische Auswahlregeln in Volumen-GaAs . . . . .	5
2.2. Optische Auswahlregeln für GaAs-Quantenfilme . . . . .	7
2.3. Spinquantenschwebungen . . . . .	9
2.4. PL-Komponenten bei SQB . . . . .	10
2.5. Experimenteller Aufbau zur zeitaufgelösten Photolumineszenzspek- troskopie . . . . .	12
2.6. Streakkamerabild . . . . .	13
2.7. (110)-orientierte GaAs-MQW-Probe . . . . .	15
2.8. (110)-orientierte keilförmige GaAs-MQW-Probe . . . . .	17
2.9. Volumen-GaAs-Probe . . . . .	17
3.1. BAP-Mechanismus . . . . .	20
3.2. EY-Mechanismus . . . . .	22
3.3. Hyperfeinwechselwirkung . . . . .	23
3.4. D'yakonov-Perel'-Mechanismus . . . . .	25
3.5. Abschätzung des D'yakonov-Perel'-Mechanismus . . . . .	26
3.6. Spinrelaxationsellipsoid in (110)-GaAs-QWs . . . . .	31
3.7. Polarisationsgrad der PL bei 200 K für verschiedene Felder . . . . .	34
3.8. Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld . . . . .	36
3.9. Präzessionsfrequenz in Abhängigkeit vom Magnetfeld . . . . .	38
3.10. Polarisationsgrad bei verlangsamter Präzessionsfrequenz . . . . .	40
3.11. Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Temperatur mit und ohne Magnetfeld . . . . .	42
3.12. Spinrelaxationsrate in Abhängigkeit von der Temperatur mit und ohne Magnetfeld . . . . .	43
3.13. Anisotropie der Spinrelaxationsraten . . . . .	43

3.14. Intersubband-Relaxationsmechanismus . . . . .	47
3.15. Abschätzung der Intersubband-Relaxationsrate . . . . .	52
3.16. Abschätzung der ISR-Rate und der DP-Relaxationsrate . . . . .	53
3.17. Abschätzung der ISR-Rate in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke . . . . .	54
3.18. Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke . . . . .	58
3.19. Spinrelaxationszeit bei hohen Anregungsdichten . . . . .	61
4.1. PL-Spektrum mit Linien freier und gebundener Exzitonen . . . . .	69
4.2. Wechselwirkung von Elektronenspin- und Kernspinsystem . . . . .	72
4.3. Verwendete Versuchsgeometrie für $\sigma^-$ - und $\sigma^+$ -Anregung . . . . .	75
4.4. Größe von $S_{av}$ . . . . .	76
4.5. Dynamische Polarisation von Kernspins . . . . .	77
4.6. Zeitliche Entwicklung von $g_{pseudo}$ bei verschiedenen Anregungspolarisationen . . . . .	79
4.7. Zeitliche Entwicklung von $g_{pseudo}$ für entgegengesetzte Feldrichtungen . . . . .	82
4.8. Zeitliche Entwicklung von $g_{pseudo}$ bei linear polarisierter Anregung . . . . .	83
4.9. Bestimmung von $g^*$ und $g_{sat}$ . . . . .	85
4.10. Bestimmung von $g^*$ . . . . .	86
4.11. $g^*$ und Dynamik von $B_N$ in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge . . . . .	93
4.12. $g^*$ und Dynamik von $B_N$ in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld . . . . .	95
4.13. $g^*$ und Dynamik von $B_N$ in Abhängigkeit vom Verkippungswinkel . . . . .	97
4.14. $g^*$ und Dynamik von $B_N$ in Abhängigkeit von der Proben temperatur . . . . .	99
4.15. $g^*$ und Dynamik von $B_N$ in Abhängigkeit von der Anregungsleistung . . . . .	101
5.1. Abhängigkeit des $g$ -Faktors von der Temperatur . . . . .	105
5.2. Abhängigkeit des $g$ -Faktors vom äußeren Magnetfeld und von der Anregungsleistung bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	108
5.3. Abhängigkeit des $g$ -Faktors von der Temperatur . . . . .	109
5.4. Bandstruktur von GaAs am $\Gamma$ -Punkt . . . . .	111
5.5. Vergleich Experiment und $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnungen zu $g^*(T)$ . . . . .	113
5.6. Vergleich $g^*(T)$ aus Experiment und $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Fit mit temperaturabhängigem Interbandmatrixelement . . . . .	116
B.1. Emissionswellenlänge in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke . . . . .	134
C.1. Rücklauf . . . . .	136

D.1. Höhenabhängigkeit der Feldstärke . . . . .	138
D.2. Einzelne Fehlerbeiträge zu $g^*$ bei Tieftemperaturmessungen . . . . .	139
D.3. Einzelne Fehlerbeiträge zu $g^*(T)$ . . . . .	140

# Literaturverzeichnis

- [1] T. Adachi, Y. Ohno, F. Matsukura, and H. Ohno, *Spin relaxation in n-modulation doped GaAs/AlGaAs (110) quantum wells*, Physica E **10** (2001), 36–39.
- [2] H. Akinaga and H. Ohno, *Semiconductor Spintronics*, IEEE Transactions on Nanotechnology **1** (2002), 19–31.
- [3] A. Amo, L. Viña, P. Lugli, C. Tejedor, A. I. Toropov, and K. S. Zhuravlev, *Pauli blockade of the electron spin flip in bulk GaAs*, Phys. Rev. B **75** (2007), 085202.
- [4] H. Ando, T. Sogawa, and H. Gotoh, *Photon-spin controlled lasing oscillation in surface-emitting lasers*, Appl. Phys. Lett. **73** (1998), 566–568.
- [5] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publ., Philadelphia, 1976.
- [6] D. E. Aspnes and A. A. Studna, *Schottky-Barrier Electroreflectance: Application to GaAs*, Phys. Rev. B **7** (1973), 4605–4625.
- [7] N. S. Averkiev and L. E. Golub, *Giant spin relaxation anisotropy in zinc-blende heterostructures*, Phys. Rev. B **60** (2002), 15582–15584.
- [8] N. S. Averkiev, L. E. Golub, A. S. Gurevich, V. P. Evtikhiev, V. P. Kochereshko, A. V. Platonov, A. S. Shkolnik, and Yu. P. Efimov, *Spin-relaxation anisotropy in asymmetrical (001)  $Al_xGa_{1-x}As$  quantum wells from Hanle-effect measurements: Relative strengths of Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling*, Phys. Rev. B **74** (2006), 033305.

- [9] N. S. Averkiev, L. E. Golub, and M. Willander, *Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems*, J. Phys.: Condens. Matter **14** (2002), R271–R283.
- [10] D. D. Awschalom and M. E. Flatté, *Challenges for semiconductor spintronics*, Nature Physics **3** (2007), 153–159.
- [11] D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth (eds.), *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Nanoscience and Technology, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2002.
- [12] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Ngyuen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Supperlattices*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988), 2472–2475.
- [13] S. E. Barrett, R. Tycko, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Directly Detected Nuclear Magnetic Resonance of Optically Pumped GaAs Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994), 1368–1371.
- [14] G. Bastard and R. Ferreira, *Spin-flip scattering times in semiconductor quantum wells*, Surface Science **267** (1992), 335–341.
- [15] B. Baylac, T. Amand, X. Marie, B. Dareys, M. Brousseau, G. Bacquet, and V. Thierry-Mieg, *Hole spin relaxation in n-modulation doped quantum wells*, Solid State Communications **93** (1995), 57–60.
- [16] V. Bayot, E. Grivei, J.-M. Beuken, S. Melinte, and M. Shayegan, *Critical Behavior of Nuclear-Spin Diffusion in GaAs/AlGaAs Heterostructures near Landau Level Filling  $\nu = 1$* , Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 1718–1721.
- [17] M. Beck, *Electron spin relaxation, transport and strain-induced precession in n-GaAs*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2004.
- [18] V. L. Berkovits, A. I. Ekimov, and V. I. Safarov, *Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors. Experiment*, Sov. Phys. JETP **38** (1974), 169–176.
- [19] D. Bimberg and W. Schairer, *Nonhydrogenic Exciton and Energy Gap of GaAs*, Phys. Rev. Lett. **28** (1972), 442–445.

- [20] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Phys. Rev. B **39** (1989), 4828–4830.
- [21] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes*, Sov. Phys. JETP **42** (1976), 705–712.
- [22] E. Blackwood, M. J. Snelling, R. T. Harley, S. R. Andrews, and C. T. B. Foxon, *Exchange interaction of excitons in GaAs heterostructures*, Phys. Rev. B **50** (1994), 14246–14254.
- [23] P. Boguslawski, *Electron-electron spin-flip scattering and spin relaxation in III-V and II-VI semiconductors*, Solid State Communications **33** (1980), 389–391.
- [24] C. R. Bowers, *Microscopic interpretation of optically pumped NMR signals in GaAs*, Solid State Nuclear Magnetic Resonance **11** (1998), 11–20.
- [25] M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov, P. A. Marsden, R. T. Harley, A. J. Shields, D. Sanvitto, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons, *Precession and Motional Slowing of Spin Evolution in a High Mobility Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 236601.
- [26] R. Bratschitsch, Z. Chen, and S. T. Cundiff, *Temperature and carrier induced spin coherence in GaAs*, presentation at CLEO/IQEC conference, IMF1, 2004.
- [27] M. Braun and U. Rössler, *Magneto-optic transitions and non-parabolicity parameters in the conduction band of semiconductors*, J. Phys. C: Solid State Phys. **18** (1985), 3365–3377.
- [28] S. W. Brown, T. A. Kennedy, D. Gammon, and E. S. Snow, *Spectrally resolved Overhauser shifts in single GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum dots*, Phys. Rev. B **54** (1996), R17339–R17342.
- [29] M. R. Brozel and G. E. Stillman (eds.), *Properties of Gallium Arsenide*, INSPEC, 1996.
- [30] M. A. Brummell, R. J. Nicholas, M. A. Hopkins, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Modification of the Electron-Phonon Interactions in GaAs-GaAlAs Heterojunctions*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 77–80.

- [31] A. Brunetti, M. Vladimirova, D. Scalbert, H. Folliot, and A. Lecorre, *Effect of holes on the dynamic polarization of nuclei in semiconductors*, Phys. Rev. B **73** (2006), 121202.
- [32] G. Burkard, D. Loss, and D. P. DiVincenzo, *Coupled quantum dots as quantum gates*, Phys. Rev. B **59** (1999), 2070–2078.
- [33] Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, *Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers*, J. Phys. C: Solid State Phys. **17** (1984), 6039–6045.
- [34] Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*, JETP Lett. **39** (1984), 78–81.
- [35] X. Cartoixà, D. Z.-Y. Ting, and Y.-C. Chang, *Suppression of the D'yakonov-Perel' spin-relaxation mechanism for all spin components in [111] zincblende quantum wells*, Phys. Rev. B **71** (2005), 045313.
- [36] J.-N. Chazalviel, *Spin relaxation of conduction electrons in n-type indium antimonide at low temperature*, Phys. Rev. B **11** (1975), 1555–1562.
- [37] J. S. Colton, T. A. Kennedy, A. S. Bracker, D. Gammon, and J. B. Miller, *Optically oriented and detected electron spin resonance in a lightly doped n-GaAs layer*, Phys. Rev. B **67** (2003), 165315.
- [38] O. D. D. Couto, Jr., F. Iikawa, J. Rudolph, R. Hey, and P. V. Santos, *Anisotropic Spin Transport in (110) GaAs Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007), 036603.
- [39] T. C. Damen, L. Vina, J. E. Cunningham, J. Shah, and L. J. Sham, *Subpicosecond Spin Relaxation Dynamics of Excitons and Free Carriers in GaAs Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 3432–3435.
- [40] S. Datta and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*, Appl. Phys. Lett. **56** (1990), 665–667.
- [41] E. A. de Andrada e Silva and G. C. La Rocca, *Exciton-bound electron-spin relaxation*, Phys. Rev. B **56** (1997), 9259–9262.

- [42] 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** (2004), 147405.
- [43] G. Dresselhaus, *Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures*, Phys. Rev. **100** (1955), 580–586.
- [44] P. D. Dresselhaus, C. M. A. Papavassiliou, R. G. Wheeler, and R. N. Sacks, *Observation of Spin Precession in GaAs Inversion Layers using Antilocalization*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 106–109.
- [45] M. I. D'yakonov and V. Yu. Kachorovskii, *Spin relaxation of two-dimensional electrons in noncentrosymmetric semiconductors*, Sov. Phys. Semicond. **20** (1986), 110–112.
- [46] M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*, Sov. Phys. JETP **33** (1971), 1053–1059.
- [47] M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors*, Sov. Phys. Solid State **13** (1972), 3023–3026.
- [48] M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors. Theory*, Sov. Phys. JETP **38** (1974), 177–183.
- [49] R. J. Elliott, *Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors*, Phys. Rev. **96** (1954), 266–279.
- [50] S.I. Erlingsson, Y.V. Nazarov, and V.I. Fal'ko, *Nucleus-mediated spin-flip transitions in GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **64** (2001), 195306.
- [51] J. Fabian and S. Das Sarma, *Spin relaxation of conduction electrons*, J. Vac. Sci. Technol. B **17** (1999), 1708–1715.
- [52] 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 configurations*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003), 2160–2162.

- [53] G. Fishman and G. Lampel, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Rev. B **16** (1977), 820–831.
- [54] H. Fu, L.-W. Wang, and A. Zunger, *Excitonic exchange splitting in bulk semiconductors*, Phys. Rev. B **59** (1999), 5568–5574.
- [55] A. Galindo and M. A. Martín-Delgado, *Information and computation: Classical and quantum aspects*, Rev. Mod. Phys. **74** (2002), 347–423.
- [56] D. Gammon, S.W. Brown, E. S. Snow, T. A. Kennedy, D. S. Katzer, and D. Park, *Nuclear Spectroscopy in Single Quantum Dots: Nanoscopic Raman Scattering and Nuclear Magnetic Resonance*, Science **277** (1997), 85–88.
- [57] D. Gammon, Al. L. Efros, T. A. Kennedy, M. Rosen, D. S. Katzer, D. Park, S.W. Brown, V. L. Korenev, and I. A. Merkulov, *Electron and Nuclear Spin Interactions in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 5176–5179.
- [58] M. M. Glazov and E. L. Ivchenko, *Precession Spin Relaxation Mechanism Caused by Frequent Electron-Electron Collisions*, JETP Lett. **75** (2002), 403–405.
- [59] A. Goto, K. Hashi, T. Shimizu, R. Miyabe, X. Wen, S. Ohki, S. Machida, T. Iijima, and G. Kido, *Optical pumping NMR in the compensated semiconductor InP:Fe*, Phys. Rev. B **69** (2004), 075215.
- [60] E. Grilli, M. Guzzi, R. Zamboni, and L. Pavesi, *High precision determination of the temperature dependence of the fundamental energy gap in gallium arsenide*, Phys. Rev. B **45** (1992), 1638–1644.
- [61] J. A. Gupta, D. D. Awschalom, Al. L. Efros, and A. V. Rodina, *Spin dynamics in semiconductor nanocrystals*, Phys. Rev. B **66** (2002), 125307.
- [62] S. Hallstein, J. D. Berger, M. Hilpert, H. C. Schneider, W. W. Rühle, F. Jahnke, S. W. Koch, H. M. Gibbs, G. Khitrova, and M. Oestreich, *Manifestation of coherent spin precession in stimulated semiconductor emission dynamics*, Phys. Rev. B **56** (1997), R7076–R7079.
- [63] W. Hanle, *Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz*, Zeitschrift für Physik **30** (1924), 93–105.

- [64] R. M. Hannak, M. Oestreich, A. P. Heberle, W. W. Rühle, and K. Köhler, *Electron g factor in quantum wells determined by spin quantum beats*, Solid State Communications **93** (1995), 313–317.
- [65] H. Hazama, T. Sugimasa, T. Imachi, and C. Hamaguchi, *Temperature Dependence of the Effective Masses in III-V Semiconductors*, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986), 1282–1293.
- [66] A. P. Heberle, W. W. Rühle, and K. Ploog, *Quantum Beats of Electron Larmor Precession in GaAs Wells*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994), 3887–3890.
- [67] E. Hecht and A. Zajac, *Optics*, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1974.
- [68] C. Hermann and C. Weisbuch,  *$\vec{k} \cdot \vec{p}$  perturbation theory in III-V compounds and alloys: a reexamination*, Phys. Rev. B **15** (1977), 823–833.
- [69] R. Hey, M. Höricke, and U. Jahn, *Fabrication of cavity structures on GaAs(110)*, Scientific Report, Paul Drude Institute for Solid State Electronics, Berlin, 2006.
- [70] D. Hägele, *Spindynamik in Halbleitern*, Dissertation, Philipps-Universität Marburg, 1999.
- [71] D. Hägele, S. Döhrmann, J. Rudolph, and M. Oestreich, *Electron Spin Relaxation in Semiconductors*, Adv. in Solid State Phys. **45** (2005), 253–261.
- [72] D. Hägele and M. Oestreich, *Comment on “Electrically injected spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers”*[*Appl. Phys. Lett.* 87, 091108 (2005)], *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006), 056101.
- [73] D. J. Hilton and C. L. Tang, *Optical Orientation and Femtosecond Relaxation of Spin-Polarized Holes in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 146601.
- [74] P. E. Hohage, G. Bacher, D. Reuter, and A. D. Wieck, *Coherent spin oscillations in bulk GaAs at room temperature*, *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006), 231101.
- [75] M. Holub, J. Shin, D. Saha, and P. Bhattacharya, *Electrical Spin Injection and Threshold Reduction in a Semiconductor Laser*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007), 146603.

- [76] M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, P. Pfeffer, W. Zawadzki, D. Gauthier, J. C. Portal, and M. A. DiForte-Poisson, *A study of the conduction band nonparabolicity, anisotropy and spin splitting in GaAs and InP*, *Semicond. Sci. Technol.* **2** (1987), 568–577.
- [77] J. Hübner, S. Döhrmann, D. Hägele, and M. Oestreich, *Temperature Dependent Electron Landé g-Factor and Interband Matrix Element in GaAs*, *cond-mat/0608534*, 2006.
- [78] R. A. Isaacson, *Electron Spin Resonance in n-Type InSb*, *Phys. Rev.* **169** (1968), 312–314.
- [79] E. L. Ivchenko, *Spin relaxation of free carriers in a noncentrosymmetric semiconductor in a longitudinal magnetic field*, *Sov. Phys. Solid State* **15** (1973), 1048–1050.
- [80] J. Kainz, *Theorie der Spinrelaxation und Intersubband-Absorption in Halbleiter-Quantenstrukturen*, Dissertation, Universität Regensburg, 2003.
- [81] J. Kainz, U. Rössler, and R. Winkler, *Anisotropic spin-splitting and spin-relaxation in asymmetric zinc blende semiconductor quantum structures*, *Phys. Rev. B* **68** (2003), 075322.
- [82] J. Kainz, U. Rössler, and R. Winkler, *Temperature dependence of D'yakonov-Perel' spin relaxation in zinc-blende semiconductor quantum structures*, *Phys. Rev. B* **70** (2004), 195322.
- [83] B. E. Kane, *A silicon-based nuclear spin quantum computer*, *Nature* **393** (1998), 133–137.
- [84] E. O. Kane, *Energy Band Structure in p-Type Germanium and Silicon*, *J. Phys. Chem. Solids* **1** (1956), 82–99.
- [85] E. O. Kane, *Band Structure of Indium Antimonide*, *J. Phys. Chem. Solids* **1** (1957), 249–261.
- [86] E. O. Kane, *Energy Band Theory*, *Handbook on Semiconductors*, Vol. 1: Band Theory and Transport Properties (T. S. Moss and W. Paul, eds.), North Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, 1982.

- [87] 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** (2003), 246601.
- [88] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, *Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 4313–4316.
- [89] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, *All-Optical Magnetic Resonance in Semiconductors*, Science **287** (2000), 473–476.
- [90] P. L. Kuhns, A. Kleinhammes, T. Schmiedel, W. G. Moulton, P. Chabrier, S. Sloan, E. Hughes, and C. R. Bowers, *Magnetic-field dependence of the optical Overhauser effect in GaAs*, Phys. Rev. B **55** (1997), 7824–7830.
- [91] Tianshu Lai, Xiaodong Liu, Haihong Xu, Zhongxing Jiao, Jinhui Wen, and Weizhu Lin, *Temperature dependence of electron-spin coherence in intrinsic bulk GaAs*, Appl. Phys. Lett. **88** (2006), 192106.
- [92] G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20** (1968), 491–493.
- [93] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, and M. Cardona, *Interband critical points of GaAs and their temperature dependence*, Phys. Rev. B **35** (1987), 9174–9189.
- [94] P. Lawaetz, *Valence-Band Parameters in Cubic Semiconductors*, Phys. Rev. B **4** (1971), 3460–3467.
- [95] S.-C. Lee and I. Galbraith, *Intersubband and intrasubband scattering rates in semiconductor quantum wells*, Phys. Rev. B **59** (1999), 15796–15805.
- [96] Baoli Liu, Hongming Zhao, Jia Wang, Linsheng Liu, Wenxin Wang, Dongmin Chena, and Haijun Zhu, *Electron density dependence of in-plane spin relaxation anisotropy in gaas/algaas two-dimensional electron gas*, Appl. Phys. Lett. **90** (2007), 112111.
- [97] D. Loss and D. P. DiVincenzo, *Quantum computation with quantum dots*, Phys. Rev. A **57** (1998), 120–126.

- [98] J. M. Luttinger and W. Kohn, *Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields*, Phys. Rev. **102** (1956), 1030–1041.
- [99] O. Madelung (ed.), *Semiconductors*, New Series III, Vol. 17a of Landolt-Börnstein, Springer, Berlin, Heidelberg, 1982.
- [100] M. Z. Maialle, E. A. de Andrada e Silva, and L. J. Sham, *Exciton spin dynamics in quantum wells*, Phys. Rev. B **47** (1993), 15776–15788.
- [101] A. Malinowski, M. A. Brand, and R. T. Harley, *Nuclear effects in ultrafast quantum-well spin-dynamics*, Physica E **10** (2001), 13–16.
- [102] A. Malinowski and R. T. Harley, *Dynamic nuclear Overhauser shifts in Larmor beats from a quantum well*, Solid State Communications **114** (2000), 419–422.
- [103] H. Mayer and U. Rössler, *Spin splitting and anisotropy of cyclotron resonance in the conduction band of GaAs*, Phys. Rev. B **44** (1991), 9048–9051.
- [104] J. A. McNeil and W. G. Clark, *Nuclear quadrupolar spin-lattice relaxation in some III-V compounds*, Phys. Rev. B **13** (1976), 4705–4713.
- [105] F. Meier and B. P. Zakharchenya (eds.), *Optical Orientation*, Elsevier Science Publ., Amsterdam, 1984.
- [106] I.A. Merkulov, Al.L. Efros, and M. Rosen, *Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots*, Phys. Rev. B **65** (2002), 205309.
- [107] B. K. Meyer, A. Hofstatter, U. Leib, and D. M. Hoffman, *The temperature dependence of the electron g-factor in CdTe*, J. of Cryst. Growth **184** (1998), 1118–1122.
- [108] A. Miller, P. Riblet, M. Mazilu, S. White, T. M. Holden, A. R. Cameron, and P. Perozzo, *Exciton saturation in GaAs multiple quantum wells at room temperature*, J. Appl. Phys. **86** (1999), 3734–3744.
- [109] K. Morita, H. Sanada, S. Matsuzaka, C. Y. Hu, Y. Ohno, and H. Ohno, *Strong anisotropic spin dynamics in narrow n-InGaAs/AlGaAs (110) quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **87** (2005), 171905.

- [110] S. P. Najda, S. Takeyama, N. Miura, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, *Infrared magnetospectroscopy of GaAs at magnetic fields up to 150 T*, Phys. Rev. B **40** (1989), 6189–6195.
- [111] M. Oestreich, M. Bender, J. Hübner, D. Hägele, W. W. Rühle, Th. Hartmann, P. J. Klar, W. Heimbrodt, M. Lampalzer, K. Volz, and W. Stolz, *Spin injection, spin transport and spin coherence*, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002), 285–297.
- [112] M. Oestreich, S. Hallstein, A. P. Heberle, K. Eberl, E. Bauser, and W. W. Rühle, *Temperature and density dependence of the electron Landé  $g$  factor in semiconductors*, Phys. Rev. B **53** (1996), 7911–7916.
- [113] M. Oestreich, S. Hallstein, and W. W. Rühle, *Spin Quantum Beats in Semiconductors*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **2** (1996), 747–755.
- [114] M. Oestreich, D. Hägele, H. C. Schneider, A. Knorr, A. Hansch, S. Hallstein, K. H. Schmidt, K. Köhler, S. W. Koch, and W. W. Rühle, *Direct Observation of the Rotational Direction of Electron Spin Precession in Semiconductors*, Solid State Communications **108** (1998), 753–758.
- [115] M. Oestreich and W. W. Rühle, *Temperature Dependence of the Electron Landé  $g$  Factor in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 2315–2318.
- [116] M. Oestreich and W. W. Rühle, *Spinquantenschwebungen in Halbleitern – der Hanle-Effekt zeitaufgelöst*, Physikalische Blätter **54** (1998), 49–52.
- [117] M. Oestreich, J. Rudolph, R. Winkler, and D. Hägele, *Design considerations for semiconductor spin lasers*, Superlattices and Microstructures **37** (2005), 306–312.
- [118] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno, *Spin Relaxation in GaAs(110) Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 4196–4199.
- [119] D. Olguín, M. Cardona, and A. Cantarero, *Electron-phonon effects on the direct band gap in semiconductors: LCAO calculations*, Solid State Communications **122** (2002), 575–589.

- [120] J. L. Oudar, A. Migus, D. Hulin, G. Grillon, J. Etchepare, and A. Antonetti, *Femtosecond Optical Relaxation of Photoexcited Carriers in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **53** (1984), 384–387.
- [121] D. Paget, *Optical detection of NMR in high-purity GaAs: Direct study of the relaxation of nuclei close to shallow donors*, Phys. Rev. B **25** (1982), 4444–4451.
- [122] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, and V. I. Safarov, *Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions*, Phys. Rev. B **15** (1977), 5780–5796.
- [123] A. M. Panich, C. L. Teske, and W. Bensch, *Nuclear spin diffusion in the semiconductor TlTaS<sub>3</sub>*, Phys. Rev. B **73** (2006), 115209.
- [124] M. B. Panish and H. C. Casey Jr., *Temperature Dependence of the Energy Gap in GaAs and GaP*, J. Appl. Phys. **40** (1969), 163–167.
- [125] R. R. Parsons, *Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969), 1152–1154.
- [126] A. Patel, O. Pasquet, J. Bharatam, E. Hughes, and C. R. Bowers, *Optical dynamic nuclear polarization in InP single crystal: Wavelength and field dependence of NMR enhancement*, Phys. Rev. B **60** (1999), 5105–5108.
- [127] S. Pfalz, N. Ubbelohde, R. Winkler, D. Hägele, and M. Oestreich, *Electron spin orientation under in-plane optical excitation in GaAs quantum wells*, to be published.
- [128] 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** (2005), 165305.
- [129] D. T. Pierce and F. Meier, *Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs*, Phys. Rev. B **13** (1976), 5484–5500.
- [130] D. Pines and C.P. Slichter, *Relaxation Times in Magnetic Resonance*, Phys. Rev. **100** (1955), 1014–1020.
- [131] G. A. Prinz, *Magnetoelectronics*, Science **282** (1998), 1660–1663.

- [132] L. M. Roth, B. Lax, and S. Zwerdling, *Theory of Optical Magneto-Absorption Effects in Semiconductors*, Phys. Rev. **114** (1959), 90–104.
- [133] Ph. Roussignol, P. Rolland, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, L. Carraresi, M. Colocci, J.F. Palmier, and B. Etienne, *Hole polarization and slow hole-spin relaxation in an n-doped quantum-well structure*, Phys. Rev. B **46** (1992), 7292–7295.
- [134] U. Rössler and J. Kainz, *Microscopic interface asymmetry and spin-splitting of electron subbands in semiconductor quantum structures*, Solid State Communications **121** (2002), 313–316.
- [135] J. Rudolph, S. Döhrmann, D. Hägele, M. Oestreich, and W. Stolz, *Room-temperature threshold reduction in vertical-cavity surface-emitting lasers by injection of spin-polarized electrons*, Appl. Phys. Lett. **87** (2005), 241117.
- [136] J. Rudolph, D. Hägele, H. M. Gibbs, G. Khitrova, and M. Oestreich, *Laser threshold reduction in a spintronic device*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003), 4516–4518.
- [137] G. Salis, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno, *Origin of enhanced dynamic nuclear polarization and all-optical nuclear magnetic resonance in GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **64** (2001), 195304.
- [138] G. Salis, D. T. Fuchs, J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno, *Optical Manipulation of Nuclear Spin by a Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 2677–2680.
- [139] D. Schneider, K. Fricke, J. Schulz, G. Irmer, and M. Wenzel, *Temperature dependence of effective mass in bulk n-GaAs up to  $t=400$  K by magnetophonon resonance and Raman spectroscopy*, 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors, Berlin, Germany, July 21-26, 1996, Singapore: World Scientific, Band 1, 221–224.
- [140] D. Schneider, D. Rürup, B. Schönfelder, and A. Schlachetzki, *Effective mass and energy-band parameters in InP by magnetophonon effect*, Zeitschrift für Physik B **100** (1996), 33–38.
- [141] M. Seck, M. Potemski, and P. Wyder, *High-field spin resonance of weakly bound electrons in GaAs*, Phys. Rev. B **56** (1997), 7422–7427.

- [142] D. D. Sell, *Resolved Free-Exciton Transitions in the Optical-Absorption Spectrum of GaAs*, Phys. Rev. B **6** (1972), 3750–3753.
- [143] E. Ya. Sherman, *Minimum of spin-orbit coupling in two-dimensional structures*, Phys. Rev. B **67** (2003), 161303.
- [144] E. Ya. Sherman, *Random spin-orbit coupling and spin relaxation in symmetric quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **82** (2003), 209–211.
- [145] N. N. Sirota, A. M. Antyukhov, and A. A. Sidorov, *Temperature dependence of thermal expansion coefficients of gallium and indium phosphides and arsenides in the range 7-310 K determined by X-ray diffraction data*, Sov. Phys. Dokl. **29** (1984), 662–665.
- [146] A. L. Smirl, T. F. Bogess, B. S. Wherrett, G. P. Perryman, and A. Miller, *Picosecond Optically Induced Anisotropic State Filling in Semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 933–936.
- [147] R. A. Stradling and R. A. Wood, *The temperature dependence of the band-edge effective masses of InSb, InAs and GaAs as deduced from magnetophonon magnetoresistance measurements*, J. Phys. C: Solid State Phys. **3** (1970), L94–L99.
- [148] J. Strand, X. Lou, C. Adelman, B. D. Schultz, A. F. Isakovic, C. J. Palmström, and P. A. Crowell, *Electron spin dynamics and hyperfine interactions in Fe/Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As/GaAs spin injection heterostructures*, Phys. Rev. B **72** (2005), 155308.
- [149] D. Suter and R. R. Ernst, *Spin diffusion in resolved solid-state NMR spectra*, Phys. Rev. B **32** (1985), 5608–5627.
- [150] A. Tackeuchi, T. Kuroda, S. Muto, Y. Nishikawa, and O. Wada, *Electron Spin-relaxation Dynamics in GaAs/AlGaAs Quantum Wells and InGaAs/InP Quantum Wells*, Japanese Journal of Applied Physics **38** (1999), 4680–4687.
- [151] A. Tackeuchi, Y. Nishikawa, and O. Wada, *Room-temperature electron spin dynamics in GaAs/AlGaAs quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **68** (1996), 797–799.
- [152] Y. P. Varshni, *Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors*, Physica (Utrecht) **34** (1967), 149–154.

- [153] A. Vinattieri, Jagdeep Shah, T. C. Damen, D. S. Kim, L. N. Pfeiffer, M. Z. Maimale, and L. J. Sham, *Exciton dynamics in GaAs quantum wells under resonant excitation*, Phys. Rev. B **50** (1994), 10868–10879.
- [154] L. Viña, S. Logothetidis, and M. Cardona, *Temperature dependence of the dielectric function of germanium*, Phys. Rev. B **30** (1984), 1979–1990.
- [155] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*, J. Appl. Phys. **89** (2001), 5815–5875.
- [156] C. Weisbuch and C. Hermann, *Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As, and Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As*, Phys. Rev. B **15** (1977), 816–822.
- [157] M. Q. Weng and M. W. Wu, *Multisubband effect in spin dephasing in semiconductor quantum wells*, Phys. Rev. B **70** (2004), 195318.
- [158] A. M. White, I. Hinchliffe, and P. J. Dean, *Zeeman spectra of the principal bound exciton in Sn-doped gallium arsenide*, Solid State Communications **10** (1972), 497–500.
- [159] R. Winkler, persönliche Mitteilung.
- [160] R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer, Berlin, 2003.
- [161] R. Winkler, *Spin orientation and spin precession in inversion-asymmetric quasi-two-dimensional electron systems*, Phys. Rev. B **69** (2004), 045317.
- [162] R. Winkler and M. Oestreich, *Spinelektronik*, Physik Journal **3** (2004), 39–44.
- [163] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, *Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*, Science **294** (2001), 1488–1495.
- [164] Y. Yafet, *g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons*, Solid State Physics, Advances in Research and Applications, vol. 14, Academic Press, New York, 1963.

- [165] M. J. Yang, R. J. Wagner, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, and W. J. Moore, *Spin-resolved cyclotron resonance in InAs quantum wells: A study of the energy-dependent  $g$  factor*, Phys. Rev. B **47** (1993), 6807–6810.
- [166] Wurong Zhang and D. G. Cory, *First Direct Measurement of the Spin Diffusion Rate in a Homogenous Solid*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 1324.
- [167] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Spintronics: Fundamentals and applications*, Rev. Mod. Phys. **76** (2004), 323–410.

# Veröffentlichungen

- S. Döhrmann, D. Hägele, J. Rudolph, M. Bichler, D. Schuh und M. Oestreich. *Anomalous Spin Dephasing in (110) GaAs Quantum Wells: Anisotropy and Intersubband Effects*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 147405.
- D. Hägele, S. Döhrmann, J. Rudolph und M. Oestreich. *Electron Spin Relaxation in Semiconductors*, Adv. in Solid State Phys. **45** (2005), 253-261.
- J. Rudolph, S. Döhrmann, D. Hägele, M. Oestreich und W. Stolz. *Room temperature threshold reduction in vertical-cavity surface-emitting lasers by injection of spin-polarized electrons*, Appl. Phys. Lett. **87** (2005), 241117.
- J. Hübner, S. Döhrmann, D. Hägele und M. Oestreich. *Temperature Dependent Electron Landé g Factor and Interband Matrix Element in GaAs*, cond-mat/0608534 (2006).
- S. Döhrmann, S. Oertel, D. Hägele, J. Hübner und M. Oestreich. *Detailed Time Resolved Optical Studies on the Electron Landé g Factor and Nuclear Spin Dynamics in GaAs*, in Vorbereitung.

# Danksagung

Vielen Dank an alle, die mich während der letzten Jahre unterstützt haben und mit Rat und Tat zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere möchte ich mich bedanken bei Prof. Dr. Michael Oestreich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Gruppe durchführen zu können, für die gute und nette Betreuung und viele gute Ideen.

Prof. Dr. Rolf J. Haug vielen Dank für die gute Zusammenarbeit mit seiner Arbeitsgruppe und die freundliche Übernahme des Korreferats.

Prof. Dr. Daniel Hägele und Prof Dr. Roland Winkler danke ich für ihre freundliche Hilfsbereitschaft, viele tolle Ideen, schöne Rechnungen und geduldige Erklärungen. Dr. Jens Hübner ebenfalls vielen Dank für gute Zusammenarbeit in der Endphase meiner Promotion.

Vielen Dank allen jetzigen und früheren Nanos und Femtos für die freundschaftliche Atmosphäre, gute Zusammenarbeit und viel Kuchen, insbesondere an meine Femto-Mitdoktoranden Dr. Jörg Rudolph, Dr. Stefan Pfalz, Niels Ubbelohde, Michael Römer und Stefan Oertel. Besonderer Dank an Jörg für seine große Hilfsbereitschaft, wie z.B. das „Vererben“ seiner IDL-Sammlung, viele Diskussionen und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Yvonne Griep und Klara Wernecke vielen Dank für freundliche Hilfe und gute Organisation rund um Verwaltung und Infrastruktur, Hartmut Lehmann und Manfred Marquardt für viele gute Ideen und wertvolle Bauteile.

Besonders großer Dank an meine Familie und Antonio für ihre Unterstützung in jeder Hinsicht.

# Lebenslauf

24.01.1977 geboren in Bad Oeynhausen  
Mai 1996 Abitur am Gymnasium Walsrode  
Okt. 1996 - Sept. 1999 Physikstudium Universität Hannover  
Okt. 1998 Vordiplom Universität Hannover  
Sept. 1999 - Juli 2000 Physikstudium Universidad de Granada, Spanien  
Juli 2000 - Aug. 2002 Physikstudium Universität Hannover  
Juni 2001 - Aug. 2002 Diplomarbeit  
*Zeitaufgelöste Spektroskopie  
an GaNAs und (110)-GaAs-Quantenfilmen*  
bei Prof. Dr. M. Oestreich  
Sept. 2002 Diplom Universität Hannover  
seit Okt. 2002 Wissenschaftliche Mitarbeiterin am  
Institut für Festkörperphysik, Abteilung Nanostrukturen,  
Universität Hannover