

Anisotrope Lochspindynamik in GaAs/AlAs- Quantentrogstrukturen



Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der Fakultät für Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von

Christian Gradl

geb. in Neumarkt i.d.OPf.

Oktober 2017

Promotionsgesuch eingereicht am 19.06.2017

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Christian Schüller

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Tilo Wettig

Erstgutachter: Prof. Dr. Christian Schüller

Zweitgutachter: Prof. Dr. Sergey Ganichev

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Franz J. Giessibl

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Qubits aus Lochspins	1
1.2 Historische Entwicklung	2
1.3 Aufbau der Arbeit	3
2 Materialsystem und Probenstruktur	5
2.1 GaAs/AlAs-Heterostrukturen	5
2.1.1 Kristallstruktur	5
2.1.2 Bandstruktur	6
2.1.3 Wachstum	7
2.1.4 Quantentrogstruktur	8
2.2 Probenstruktur	10
2.2.1 Doppelquantentrogstruktur	10
2.2.2 Ladungsträgerseparation	11
2.2.3 Spezielle Eigenschaften der verwendeten Proben	13
2.3 Probenpräparation	14
3 Spinpolarisation und g-Faktor in GaAs	17
3.1 Erzeugung einer Spinpolarisation	17
3.1.1 Optische Anregung	17
3.1.2 Initialisierung einer residenten Spinpolarisation	18
3.2 g-Faktor	20
3.2.1 Elektron g-Faktor	21
3.2.2 Loch g-Faktor	22
3.3 Spinrelaxation und Spindephasierung	27
3.3.1 Valenzbandmischung	27
3.3.2 Hyperfeinwechselwirkung	28
3.3.3 Ensembledephasierung	29
3.3.4 Weitere Dephasierungsmechanismen	29

4	Experimentelle Methoden und Aufbau	33
4.1	Photolumineszenz-Spektroskopie	33
4.2	Zeitaufgelöste Kerr-Rotation	34
4.2.1	Kerr-Effekt	34
4.2.2	Experimenteller Aufbau	35
4.2.3	Zeitaufgelöste Messung (TRKR)	38
4.2.4	Resonante Spinverstärkung (RSA)	39
4.2.5	Phänomenologisches Ratengleichungsmodell	41
5	Charakterisierung und Eigenschaften	43
5.1	Untersuchung des 5 nm breiten Quantentrogs	43
5.2	Untersuchung des 12 nm breiten Quantentrogs	45
5.2.1	Probe A: [113]-gewachsenes System	45
5.2.2	Probe B: quasi-[111]-gewachsenes System	48
5.2.3	Probe C: [110]-gewachsenes System	51
5.3	Loch- und Elektronspindynamik	53
5.3.1	Einfluss der Temperatur	54
5.3.2	Einfluss der Magnetfeldstärke	56
5.3.3	Anisotrope Spindephasierung	59
6	Bestimmung des Loch g-Tensors	63
6.1	Mögliche Einflüsse auf den Loch g -Faktor	63
6.1.1	Einfluss der Anregungsbedingungen	63
6.1.2	Einfluss des Magnetfelds	66
6.1.3	Einfluss der Probenposition	67
6.2	Bestimmung des g -Tensors	69
6.2.1	Verkipfung der Präzessionsachse	76
6.2.2	g -Tensor in [113]-gewachsenen Quantentrögen	78
6.2.3	g -Tensor in quasi-[111]-gewachsenen Quantentrögen	85
6.2.4	g -Tensor in [110]-gewachsenen Quantentrögen	89
6.2.5	Experimenteller und theoretisch berechneter g -Tensor	94
7	Zusammenfassung und Ausblick	97
7.1	Zusammenfassung	97
7.2	Ausblick	98
	Liste der wichtigen Symbole und Abkürzungen	101
	Literaturverzeichnis	103

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

1.1 Qubits aus Lochspins

Die elektronische Datenverarbeitung hat in den letzten Jahrzehnten unsere Gesellschaft und den technischen Fortschritt in beispielloser Art und Weise geprägt. Computerbasierte Systeme haben sich dabei von der Realisierung des ersten Transistors in den Bell Telephone Laboratories bis zu heutigen Supercomputern mit gigantischer Rechenleistung im Bereich von 100 Petaflops pro Sekunde enorm weiterentwickelt [Bar48, Don16]. Allerdings beruhen selbst modernste Rechner immer noch auf klassischen, binären Bits.

Ein nächster Schritt in der Entwicklung ist somit die Verwendung von quantenmechanischen Bits - sogenannten Qubits. Die Idee eines Quantencomputers wurde erstmals bereits 1982 von Richard Feynman vorgeschlagen [Fey82]. Theoretische Modellierungen liefern dabei für verschiedenste Probleme, die auf klassischen Systemen nicht effizient gelöst werden können, deutlich schnellere Lösungen mithilfe von Qubit-basierten Rechnern. Beispielsweise wurde gezeigt, dass die Faktorisierung großer Zahlen oder auch die Sortierung umfangreicher Datenbanken auf Quantencomputern deutlich effizienter vollzogen werden kann [Sho94, Gro96].

Die praktische Umsetzung ist dagegen angesichts der zugrunde liegenden quantenmechanischen Besonderheiten aufwändig und schwierig, weshalb man sich hier noch in der Grundlagenforschung befindet. Vielversprechende Kandidaten für Qubits sind beispielsweise Elektronspins in Festkörper-basierten Quantenpunkten [Los98]. Beachtliche Erfolge wurden dabei mithilfe von gekoppelten Qubits basierend auf Stickstoff-Fehlstellen-Zentren in Diamant erzielt [vdS12]. Ein anderer aussichtsreicher Ansatz sind GaAs-basierte Quantenpunkte, die vor allem aufgrund der hochgradig ausgefeilten Fertigungstechniken in der Halbleiterindustrie hinsichtlich Qualität, Reproduzierbarkeit und Skalierbarkeit der Systeme große Vorteile aufweisen. Allerdings limitieren Kernspinfelder die Spinlebensdauer von Elektronen in derartigen Systemen.

Lochspins haben dagegen aufgrund ihrer p-artigen Wellenfunktion in GaAs eine stark verminderte Wechselwirkung mit den Kernspins [Gry77, Dya84]. Daraus resultieren beispielsweise in InGaAs-Quantenpunkten sehr lange Spinlebensdauern für Löcher, die darüber hinaus in speziellen Systemen nahezu vollständig von den Kernspinfeldern entkoppelt werden können [Hei07, Pre16]. Ein weiterer fundamentaler Vorteil von Löchern im Gegensatz zu Elektronen in niedrigdimensionalen Strukturen ist der hochgradig anisotrope g-Faktor, wodurch die Zeeman-Aufspaltung nicht mehr durch einen Skalar, sondern durch einen \mathbf{g} -Tensor charakterisiert wird [Win00, Win08, Yeo14]. Diese Richtungsanisotropie ermöglicht beispielsweise die gezielte Manipulation des Lochspin-Qubits mithilfe einer rein elektrischen Kontrolle des \mathbf{g} -Tensors [And09, Rol10].

Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit Löcher in zweidimensionalen GaAs/AlAs-Systemen insbesondere hinsichtlich des \mathbf{g} -Tensors experimentell untersucht. Diese sind mit den für Qubits interessanten Lochspins in Quantenpunkten aufgrund der Lokalisation bei sehr tiefen Temperaturen vergleichbar und somit können die erzielten Ergebnisse einen entscheidenden Beitrag auf dem Weg zum Quantencomputer liefern.

1.2 Historische Entwicklung

Lochspins in GaAs wurden lange Zeit nur in sehr geringem Maß experimentell untersucht. Dies basierte vorwiegend auf der Annahme, dass die Lochspindephasierung im Gegensatz zu Elektronen auf sehr kurzen Zeitskalen im Bereich der Impulsstreuzeit stattfindet. In der Tat fanden Hilton et al. für Volumen-GaAs eine Lochspinlebensdauer von etwa 110 fs [Hil02]. Allerdings basiert diese quasi-instantane Dephasierung auf der starken Mischung von Schwer- und Leichtlochband, die im Volumenmaterial bei $\mathbf{k} = 0$ entartet sind. Diese Entartung wird in niedrigdimensionalen Systemen aufgehoben, wodurch deutlich längere Spinlebensdauern ermöglicht werden.

In Quantentrögen konnten Damen et al. 1991 bzw. Bar-Ad et al. 1992 unabhängig voneinander erstmals Lochspinpolarisationen mit längeren Lebensdauern beobachten [Dam91, BA92]. Damen et al. fand mithilfe von zeitaufgelöster Photolumineszenz eine Spindephasierungszeit von 4 ps für optisch orientierte Löcher an einem n-dotierten Quantentrog, während Bar-Ad et al. mithilfe von zeitaufgelöster differentieller Absorption an einem undotierten Quantentrog eine Spindephasierungszeit von 50 ps messen konnte. Kurze Zeit später erzielte Roussignol et al. an einem n-dotierten Quantentrog eine Lochspinlebensdauer von 1 ns, die er mithilfe von zeitaufgelöster Photolumineszenz beobachten konnte [Rou92]. Die großen Unterschiede in den Lochspinlebensdauern konnten von Baylac et al. auf eine starke Abhängigkeit der Lochspindynamik von der Anregungsleistung bzw. -wellenlänge zurückgeführt werden [Bay95].

Der für [001]-gewachsene Systeme sehr kleine in-plane Loch g -Faktor wurde erstmals 1999 von Marie et al. durch ein in der Quantentrogenebene angelegtes Magnetfeld bestimmt [Mar99]. Eine umfangreiche theoretische Modellierung des Loch g -Faktors in GaAs-Quantentrögen wurde 2000 von Winkler et al. durchgeführt, wobei eine starke Richtungsanisotropie abhängig von der Wachstumsrichtung berechnet wurde [Win00]. Diese Rechnungen wurden 2008 wiederum von Winkler et al. erweitert und zeigten die Existenz von außerdiagonalen Elementen des Loch g -Tensors [Win08]. Intensive experimentelle Untersuchungen der Lochspindynamik wurden durch speziell angepasste, p-dotierte Systeme erleichtert, die durch den Umstieg von Beryllium- auf Kohlenstoffdotierungen ermöglicht wurden [Ger05]. Beispielsweise konnte Syperek et al. mithilfe von zeitaufgelösten Kerr-Rotationsmessungen die Lokalisation der Löcher bei sehr tiefen Temperaturen anhand der Ensembledephasierung nachweisen [Syp07]. Darauf aufbauend wurden die Probenstrukturen optimiert, wodurch Korn et al. an einem 4 nm breiten Quantentrog mit maximaler Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung Lochspinlebensdauern von bis zu 70 ns beobachten konnte [Kor10b]. Dabei zeigte sich darüber hinaus eine starke Anisotropie des Loch g -Faktors für in- und out-of-plane Magnetfelder in [001]-gewachsenen Systemen. Außerdem wurde von Kugler et al. die Initialisierung einer langlebigen Lochspinpolarisation näher untersucht [Kug11]. Der Einfluss der außerdiagonalen Elemente des Loch g -Tensors konnte zuerst von Yeoh et al. qualitativ in Shubnikov-de-Haas-Messungen beobachtet werden [Yeo14].

1.3 Aufbau der Arbeit

Aufbauend auf den dargestellten theoretischen Vorhersagen und qualitativen Analysen ist das Ziel dieser Arbeit die experimentelle, quantitative Bestimmung des Loch g -Tensors in GaAs/AlAs-Quantentrögen für verschiedene Wachstumsrichtungen. Sie ist dabei in folgende Abschnitte gegliedert.

Nach einer kurzen Einleitung in **Kapitel 1** werden in **Kapitel 2** das verwendete Materialsystem, die spezielle Doppelquantentrogstruktur und die Präparation der Proben dargestellt. Darauf folgend wird in **Kapitel 3** auf die Eigenschaften einer Lochspinpolarisation eingegangen, wobei insbesondere die Erzeugung und Dephasierung sowie der Loch g -Faktor betrachtet werden. **Kapitel 4** befasst sich schließlich mit den verwendeten experimentellen Techniken und den dafür benötigten Aufbau im Labor. Nach diesen grundlegenden Abschnitten werden in den beiden anschließenden Kapiteln die erzielten experimentellen Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

In **Kapitel 5** wird zuerst auf die Charakterisierung und die speziellen Eigenschaften der einzelnen Proben eingegangen. Dabei zeigte sich für alle verwendeten Proben eine langlebige Lochspinpolarisation bei tiefen Temperaturen, die die Untersuchung des Loch g -Tensors ermöglicht. Außerdem konnten im [110]-

gewachsenen System die Einflüsse verschiedener Parameter auf Elektron- und Lochspinpolarisationen parallel untersucht werden.

Das folgende **Kapitel 6** befasst sich mit der quantitativen Bestimmung des Loch g -Tensors. Dafür werden zuerst die Einflüsse aller anderen relevanten Parameter auf den Loch g -Faktor abgeschätzt. Ferner wird ein spezielles Konzept dargestellt, wie aus den gewonnenen experimentellen Daten der komplette g -Tensor ermittelt werden kann. Dieser wird schließlich für [113]-, quasi-[111]- und [110]-gewachsene Systeme mithilfe von zeitaufgelösten Kerr-Rotations-Messungen sowohl qualitativ als auch quantitativ analysiert. Zuletzt werden die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen verglichen, wobei sich eine sehr gute Übereinstimmung zeigt.

Abschließend werden in **Kapitel 7** die erzielten Ergebnisse zusammengefasst und ein kleiner Ausblick für zukünftige Untersuchungen gegeben.

Kapitel 2

Materialsystem, Probenstruktur und Probenpräparation

In diesem Kapitel werden das GaAs/AlAs-Materialsystem, die besonderen Eigenschaften der verwendeten Proben und deren Präparation näher erläutert. Einige Abschnitte sind an die Grundlagenkapitel meiner Masterarbeit [Gra12] angelehnt, da diese dort bereits in übersichtlicher Form ausformuliert wurden.

2.1 GaAs/AlAs-Heterostrukturen

2.1.1 Kristallstruktur

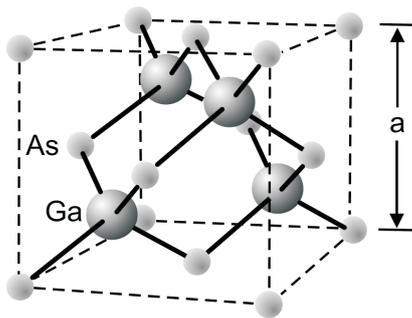


Abb. 2.1: Schematische Einheitszelle von GaAs mit der Gitterkonstante a . (aus [Sch06])

GaAs und AlAs sind kovalent bindende III-V-Halbleiter, die in der Zinkblendstruktur kristallisieren [Hun16]. Dabei bilden sowohl die Ga- bzw. Al-Atome sowie die As-Atome jeweils fcc-Gitter (von engl. face centered cubic), die um ein Viertel der Raumdiagonalen der Einheitszelle gegeneinander verschoben sind. Die Einheitszelle von GaAs ist schematisch in Abbildung 2.1 gezeigt. Sie ist identisch zur Einheitszelle von AlAs, wobei hier die Ga-Atome durch Al-Atome ersetzt werden. Die Gitterkonstanten stimmen mit $a = 0,56533$ nm für GaAs bzw. $a = 0,56611$ nm für AlAs nahezu perfekt überein [Ada85]. Dies erlaubt ein weitestgehend verspannungsfreies, epitaktisches Wachstum der beiden Halbleitermaterialien (s. Abschnitt 2.1.3).

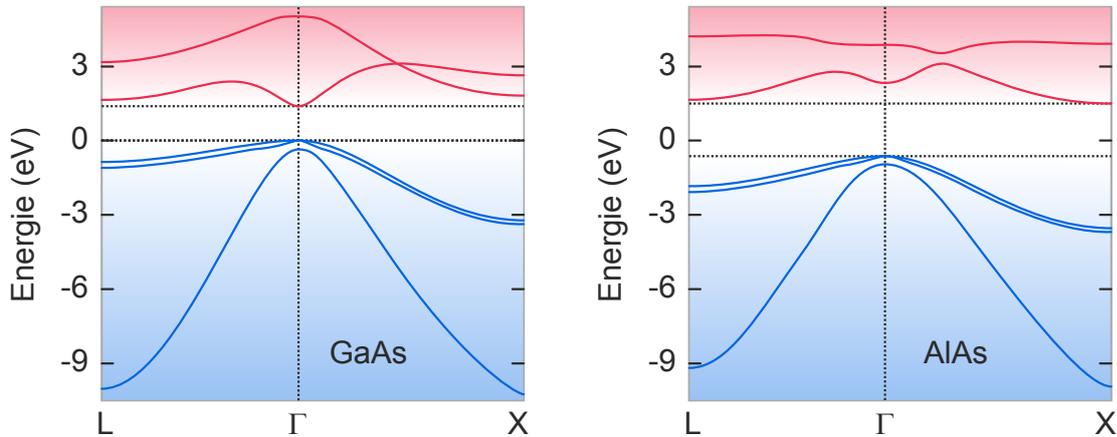


Abb. 2.2: Bandstruktur von GaAs und AlAs mit den obersten drei Valenzbändern (blau) und den untersten beiden Leitungsbandern (rot). Der Energienullpunkt ist als das Valenzbandmaximum von GaAs am Γ -Punkt definiert. (nach [Boy96])

2.1.2 Bandstruktur

Die zentralen elektrischen und optischen Eigenschaften eines Festkörpers basieren auf der sogenannten Bandstruktur. Diese Energiedispersion ergibt sich aus dem periodischen Potential der Atome, in dem sich die Elektronen bewegen. Eine Herleitung und eine detaillierte Beschreibung des Ursprungs der Bandstruktur befindet sich z.B. in [Hun16]. Für GaAs und AlAs ergeben sich die in Abbildung 2.2 dargestellten Bandverläufe, wobei die Valenzbänder einen p-artigen Charakter und das Leitungsband einen s-artigen Charakter aufweist. Der Γ -Punkt bezeichnet das Zentrum der Brillouin-Zone, die für Zinkblendestrukturen in Abbildung 2.3 (a) gezeigt ist. Bei 300 K besitzt GaAs eine direkte Bandlücke von 1,424 eV am Γ -Punkt, während AlAs eine indirekte Bandlücke von 2,17 eV am X-Punkt aufweist [Lev99]. Der direkte Übergang am Γ -Punkt von AlAs hat eine Energie von 2,9 eV [Lev99].

Bei nah-resonanten optischen Anregungen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, werden durch Absorption von Photonen Elektronen aus dem Valenzband nahe dem Γ -Punkt unter Erzeugung von Löchern in das Leitungsband (CB, von engl. conduction band) angehoben. Da der Impuls der Photonen im Vergleich zum Impuls der Elektronen im Kristall näherungsweise vernachlässigbar ist, verlaufen diese Übergänge im Bandschema nahezu senkrecht. Deshalb ist der Bereich um den Γ -Punkt für optische Experimente von besonderem Interesse. Für Volumen-GaAs ist dieser schematisch in Abbildung 2.3 (b) dargestellt. Die obersten drei Valenzbänder werden als Schwerlochband (HH, von engl. heavy hole), Leichtlochband (LH, von engl. light hole) und Split-Off-Band (SO) bezeichnet. Schwer- und Leichtlochband sind am Γ -Punkt entartet, während das Split-Off-Band durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung um $\Delta_{SO} = 0,34$ eV bei 300 K abgespalten ist [Lev99]. Die effektiven Massen betragen im Vergleich

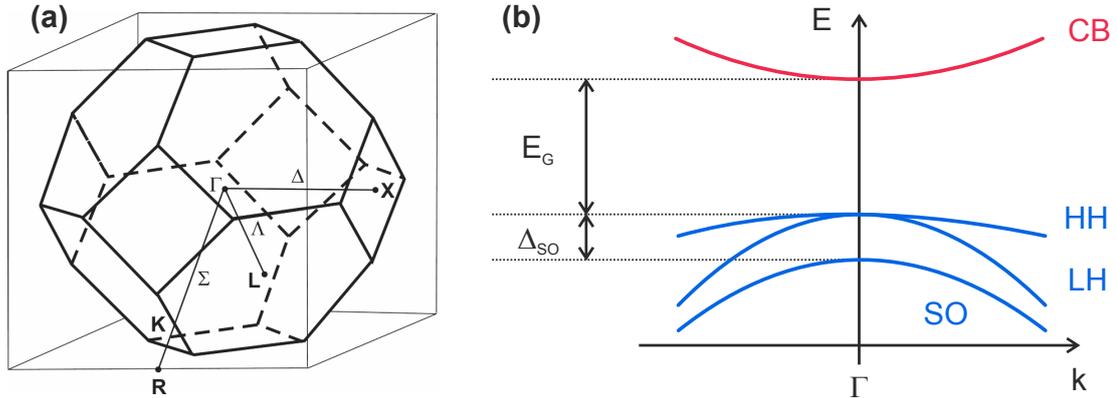


Abb. 2.3: (a) 1. Brillouin-Zone für Zinkblendestrukturen im reziproken Raum mit den Punkten hoher Symmetrie. (aus [Sch06]) (b) Schematischer Bandverlauf der obersten drei Valenzbänder (blau) und des untersten Leitungsbandes (rot) von Volumen-GaAs am Γ -Punkt in parabolischer Näherung mit der Energielücke E_G (von engl. gap) und der Split-Off-Energie Δ_{SO} . (nach [Win03])

zur Masse m_e des freien Elektrons $m_{HH}^* = 0,62 m_e$ für das Schwerlochband, $m_{LH}^* = 0,087 m_e$ für das Leichtlochband und $m_{SO}^* = 0,15 m_e$ für das Split-Off-Band sowie $m_{CB}^* = 0,067 m_e$ für das Leitungsband in parabolischer Näherung um den Γ -Punkt [Ada85].

2.1.3 Wachstum

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben sind sogenannte Heterostrukturen aus vornehmlich GaAs und AlAs. Dies sind Schichtstrukturen, bei denen die unterschiedliche Bandstruktur der beiden Materialien insbesondere am Γ -Punkt genutzt wird, um definierte Bandverläufe entlang der Wachstumsrichtung z zu erreichen. Die Proben wurden in Molekularstrahlepitaxieanlagen (MBE-Anlagen, von engl. molecular beam epitaxy) von Dieter Schuh¹ bzw. Klaus Biermann² gewachsen. Die Hauptbestandteile einer MBE-Anlage, die schematisch in Abbildung 2.4 zu sehen ist, sind die mit den jeweiligen Wachstumsmaterialien gefüllten Zellen und ein gegenüberliegender Substrathalter. Der Wachstumsprozess kann mithilfe einer Elektronenkanone und einem RHEED-Schirm (von engl. reflection high energy electron diffraction) überwacht werden. Im gesamten Innenraum befindet sich ein Ultrahochvakuum, um den Einbau von Fremdatomen in das Probenmaterial so gering wie möglich zu halten.

Das Wachstum beginnt auf einem $2''$ -GaAs-Wafer, der als Substrat dient und auf dem entsprechenden Halter platziert wird. Mithilfe des Substrats wird die kristallographische Wachstumsrichtung der Probe festgelegt. Im Rahmen dieser

¹Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Regensburg

²Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik, Berlin

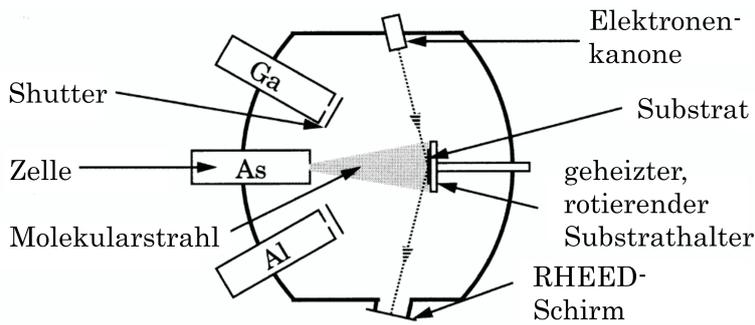


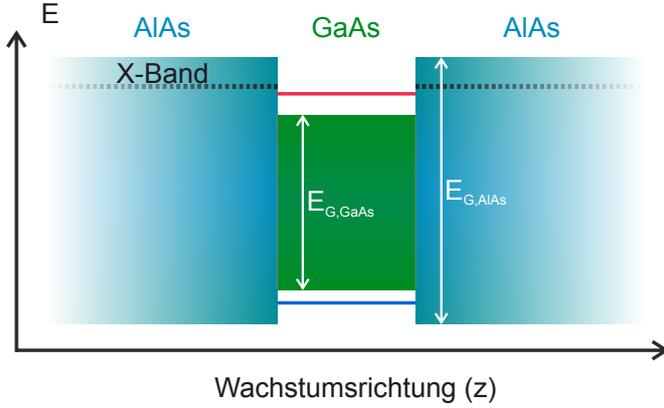
Abb. 2.4:
Schematischer Aufbau einer MBE-Anlage mit Ga-, As- und Al-Zellen für das Wachstum von GaAs/AlAs-Heterostrukturen. (aus [Dav98])

Arbeit wurden die drei Wachstumsrichtungen [110], [113] und [111] verwendet, da hier starke Unterschiede hinsichtlich des Loch-g-Faktors theoretisch erwartet werden (s. Abschnitt 3.2.2). Der Substrathalter ist beheizbar, um optimale Wachstumsbedingungen zu gewährleisten, und rotiert während des Wachstums für eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Materialien. Um eine Schicht eines bestimmten Materials aufzubringen, werden die Shutter der entsprechenden Zellen geöffnet und es bildet sich ein Molekularstrahl in Richtung des Substrats. Die Atome lagern sich auf dem Substrat an und bilden unter den entsprechenden Wachstumsbedingungen eine Schichtstruktur, die die Kristallstruktur des Substrats übernimmt. Dieses schichtweise Abscheiden der Materialien kann mithilfe der Elektronenkanone und des RHEED-Schirms überwacht werden. Eine glatte und damit vollständig gewachsene Schicht weist eine hohe Reflektivität auf, während raue und somit noch unvollständige Schichten den Elektronenstrahl stärker streuen. Damit erhält man auf dem Schirm eine zeitliche Abfolge von Minima und Maxima während des Wachstumsprozesses, aus der die Anzahl der aufgetragenen Schichten bestimmt werden kann.

2.1.4 Quantentrogstruktur

Eine der einfachsten und zugleich wichtigsten Heterostrukturen ist die sogenannte Quantentrogstruktur. Dabei wird eine Schicht eines Materials mit relativ kleiner Bandlücke wie GaAs zwischen zwei Schichten eines Materials mit relativ großer Bandlücke wie AlAs gewachsen. Dadurch entsteht entlang der Wachstumsrichtung, die als z -Richtung definiert wird, der in Abbildung 2.5 dargestellte Bandkantenverlauf. Somit wird die Ladungsträgerbewegung in der GaAs-Schicht auf die x - y -Ebene eingeschränkt und es bildet sich ein quasi-zweidimensionales System. Analog zum quantenmechanischen Problem des „Teilchens im Kasten“ entstehen diskrete Energieniveaus innerhalb des Quantentrogs (QT). Diese lassen sich mithilfe der folgenden Schrödingergleichung beschreiben (Dieses Problem wird z.B. in [Sch04b] ausführlich betrachtet):

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \right] \psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{n,\mathbf{k}} \psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

**Abb. 2.5:**

GaAs-Quantentrogstruktur in AlAs-Barrierenmaterial mit den entsprechenden Bandlücken E_G der Materialien am Γ -Punkt und dem indirekten Übergang am X-Punkt in AlAs (X-Band). Zudem sind die untersten Elektron- (rot) bzw. Loch- (blau) Subbänder im Quantentrog eingezeichnet. (nach [Jar89])

Das Potential $V(z)$ kann mithilfe des Modells des unendlich hohen Kastens genähert werden. Daraus ergeben sich die folgenden Energieniveaus [Sch04b]:

$$E_{n,\mathbf{k}} = E_{n,k_z} + E_{\mathbf{k}_{\parallel}} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 + \frac{\hbar \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m^*} \quad (2.2)$$

Die Energieniveaus werden mit der Quantenzahl $n > 0$ klassifiziert und als Subbänder bezeichnet. Sie bestehen aus einem diskreten Anteil, der von der Quantentrogbreite d abhängt, und der durch $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$ bestimmten Energiedispersion in der x - y -Ebene. In Abbildung 2.5 sind das unterste Elektron- bzw. Lochsubband in rot bzw. blau skizziert.

Die Abhängigkeit der Energieniveaus von der effektiven Masse m^* bewirkt eine Aufspaltung $\Delta E_{\text{HH,LH}}$ von Schwer- und Leichtlochband am Γ -Punkt in Quantentrogssystemen. Diese kann beispielsweise für das erste Subband unmittelbar aus Gleichung (2.2) errechnet werden:

$$\Delta E_{\text{HH,LH}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_{\text{HH}}} - \frac{1}{m_{\text{LH}}} \right) \left(\frac{\hbar\pi}{d} \right)^2 \quad (2.3)$$

Je schmaler der Quantentrog gewählt wird, desto größer ist die sogenannte HH-LH-Aufspaltung. Da die Barrierenhöhe in realen Systemen allerdings eine endliche Höhe aufweist, dringt die Wellenfunktion mit sinkender Trogbreite immer mehr ins Barrierenmaterial ein. Dieser Effekt wird mithilfe der Enveloppen-Funktions-Näherung berücksichtigt [Bas81]. Für verschiedene GaAs/ $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ -Quantentrogstrukturen wurde in theoretischen sowie experimentellen Untersuchungen ein Maximum der Aufspaltung für eine Quantentrogbreite von etwa 4 nm gefunden [EK89]. Die HH-LH-Aufspaltung ist für die Lochspinlebensdauer in zweidimensionalen Systemen von zentraler Bedeutung. Dies wird in Abschnitt 3.3.1 näher erläutert.

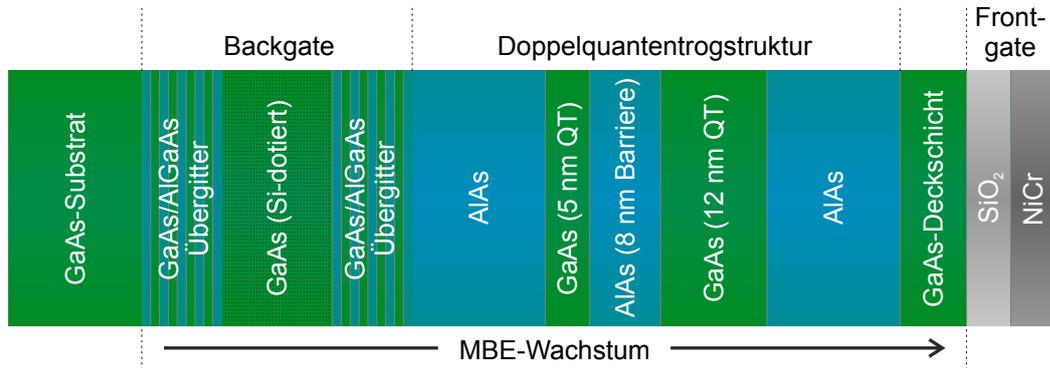


Abb. 2.6: Schematische Wachstumsstruktur der verwendeten Proben.

2.2 Probenstruktur

2.2.1 Doppelquantentrogstruktur

Um ein zweidimensionales Lochsystem zu generieren, werden typischerweise mit Kohlenstoff p-dotierte Quantentrogssysteme verwendet [Ger05]. Allerdings ist das Wachsen einer passenden Dotierung mitunter sehr schwierig, da die Dotieratome je nach Wachstumsbedingungen und -richtung unterschiedliche Gitterplätze besetzen. Dies liegt daran, dass die optimale Wachstumstemperatur von der gewünschten Kristallrichtung abhängt, da die Oberfläche je nach Grenzschicht polar oder unpolar sein kann. Somit kann ein vierwertiges C-Atom sowohl als Donator als auch als Akzeptor fungieren, abhängig davon, ob es an einem Ga- bzw. Al- oder einem As-Gitterplatz eingebaut wird. Um diese Schwierigkeiten während des Wachstumsprozesses zu umgehen, wurden für die vorliegende Arbeit undotierte Quantentrogssysteme verwendet, bei denen das Lochsystem durch eine Trennung von optisch erzeugten Ladungsträgern hervorgerufen wird (s. Abschnitt 2.2.2). Die Separation der Elektronen und Löcher wird dabei durch eine Doppelquantentrogstruktur nach dem Vorbild von Dawson und Godfrey erreicht, wobei die genaue Struktur im Rahmen meiner Masterarbeit optimiert wurde [Daw03, Gra12].

Die genaue Schichtfolge der verwendeten Proben ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die Struktur kann prinzipiell in drei Bereiche gegliedert werden. Das Backgate und die Doppelquantentrogstruktur wurden dabei in einer MBE gewachsen, während das Frontgate mithilfe einer Aufdampfanlage aufgebracht wurde (s. Abschnitt 2.3). Eine leitende, mit Silizium dotierte GaAs-Schicht, die von zwei Übergittern aus abwechselnden, dünnen Schichten von GaAs und AlGaAs begrenzt ist, fungiert als Backgate. Die beiden Übergitter schließen zum Einen eventuell angelegte Fremdatome ein und führen so zu einer glatten, sauberen Oberfläche. Zum Anderen unterdrücken sie Diffusion bzw. Drift der freien Ladungsträger aus der dotierten Schicht heraus. Die darauffolgende Doppelquantentrogstruktur setzt sich

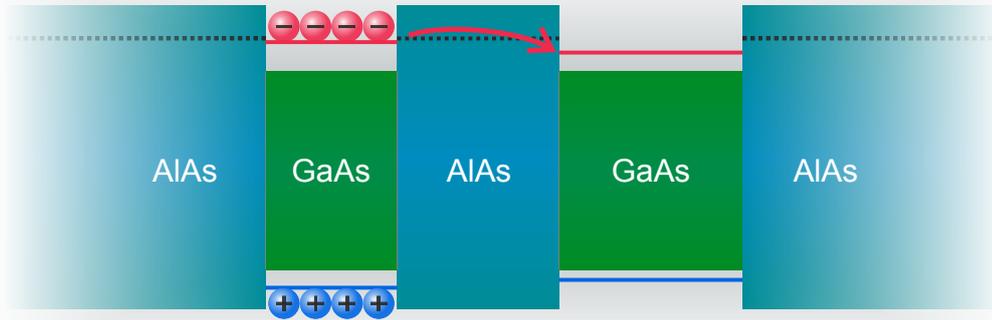


Abb. 2.7: GaAs-Doppelquantentrogstruktur in AlAs-Barrierenmaterial bei einer resonanten, optischen Anregung des schmalen Quantentrogs. Das Tunneln der Elektronen in den breiten Quantentrog ist durch den roten Pfeil hervorgehoben. (nach [Gra12])

aus einem 5 nm und einem 12 nm breiten GaAs-Quantentrog zusammen, die von AlAs-Schichten begrenzt werden und durch eine 8 nm breite AlAs-Barriere voneinander getrennt sind. Die Struktur wird zuletzt durch eine dünne GaAs-Deckschicht abgeschlossen. Nach dem MBE-Wachstum wird das Frontgate bestehend aus einer isolierenden, ungefähr 15 nm dicken SiO_2 -Schicht und einer etwa 7 nm dicken, semitransparenten NiCr-Schicht in einer Aufdampfanlage aufgebracht.

2.2.2 Ladungsträgerseparation

Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Doppelquantentrogstruktur erlaubt die räumliche Trennung der optisch generierten Elektron-Loch-Paare sowohl bei einer Anregung im schmalen als auch im breiten Quantentrog. Die dabei ablaufenden Prozesse werden im Folgenden genauer erläutert.

Optische Anregung des schmalen Quantentrogs

Das erste Elektronsubband des schmaleren, 5 nm breiten Quantentrogs liegt energetisch sehr nahe am X-Band der 8 nm breiten AlAs-Barriere. Dieser Zwischenzustand erleichtert Tunnelprozesse für Elektronen vom schmalen in den energetisch günstigeren, breiten Quantentrog. Löcher verbleiben dagegen aufgrund ihrer relativ hohen Masse und des Fehlens eines solchen Zwischenzustands in der Barriere im schmalen Quantentrog. Regt man also optisch Elektron-Loch-Paare im schmalen Quantentrog an, so tunneln die Elektronen in den breiten Quantentrog und somit wird die direkte Rekombination der Ladungsträger unterdrückt. Dies ist schematisch in Abbildung 2.7 gezeigt. Damit erhält man ein langlebiges, zweidimensionales Lochsystem im schmalen Quantentrog mit Lochlebensdauern im Bereich von einigen zehn Mikrosekunden [Daw03]. Dieses Verhalten wurde im Rahmen meiner

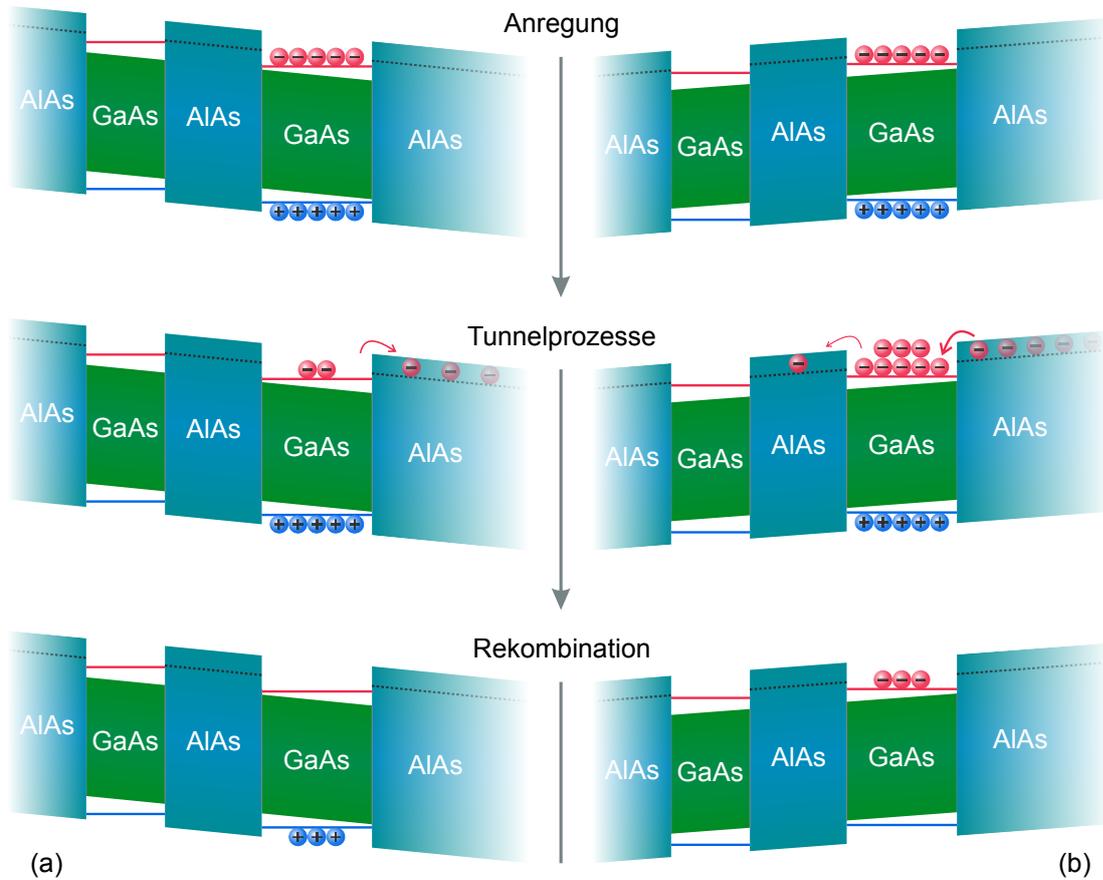


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der Entstehung eines Loch- bzw. Elektronsystems bei resonanter, optischer Anregung des breiten Quantentrogs unter Anlegen einer (a) negativen bzw. (b) positiven Spannung am Backgate. (nach [Gra12])

Masterarbeit für [001]-gewachsene Strukturen nachgewiesen, wobei Lochspindauern im Bereich von etwa 10 ns erzielt werden konnten [Gra12, Gra14].

Optische Anregung des breiten Quantentrogs

Erzeugt man optisch Elektron-Loch-Paare im breiten Quantentrog, so verbleiben sowohl Elektronen als auch Löcher darin. Eine Beobachtung der Lochspindynamik wäre somit nur innerhalb der Rekombinationszeit möglich, die sich auf einer Zeitskala von etwa 100 ps befindet [Kor10b]. Allerdings können durch ein Verkippen des Bandverlaufs in Wachstumsrichtung unter Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes Tunnelprozesse für Elektronen erleichtert werden. Dies ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Das äußere Feld wird hier mithilfe des präparierten Gates erzeugt.

Durch Anlegen einer negativen Spannung am Backgate erhält man den in Abbildung 2.8 (a) dargestellten Bandkantenverlauf. Somit können die optisch erzeug-

Probe	Wachstumsrichtung	Wafernummer
A	[113]A	C121121C
B	quasi-[111]B	PDI_M42969
C	[110]	C121122A

Tab. 2.1: *Verwendete Proben mit den entsprechenden Wachstumsrichtungen.*

ten Elektronen aus dem breiten Quantentrog in Richtung des Frontgates tunneln bzw. driften. Dies führt zu einem Lochüberschuss im Quantentrog und damit zu einem zweidimensionalen Lochsystem nach der Rekombination der verbleibenden Ladungsträgerpaare.

Für eine positive Spannung am Backgate, wie in Abbildung 2.8 (b) gezeigt, driften bzw. tunneln elektrisch injizierte Elektronen vom Frontgate in den Quantentrog. Außerdem tunneln Elektronen vom breiten Quantentrog in den schmalen Quantentrog. Dieser Anteil ist allerdings durch den energetischen Abstand des Elektronsubbands des breiten Quantentrogs vom X-Band der Barriere vergleichsweise klein. Somit entsteht im breiten Quantentrog ein Elektronüberschuss und damit ein zweidimensionales Elektronensystem.

Dieses Umschaltverhalten von einem Loch- zu einem Elektronregime in Abhängigkeit von der Gatespannung U_G konnte an [001]-gewachsenen Strukturen bereits beobachtet werden [Gra14]. Dabei konnten Lochspinlebensdauern von bis zu 3 ns erzielt werden.

2.2.3 Spezielle Eigenschaften der verwendeten Proben

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Proben von drei verschiedenen Wafern mit jeweils unterschiedlichen Wachstumsrichtungen verwendet. In Tabelle 2.1 sind die einzelnen Proben aufgelistet. Alle Proben haben die in Abschnitt 2.2 beschriebene Wachstumsstruktur und unterscheiden sich lediglich in der Wachstumsrichtung. Die Proben A und C wurden an der Universität Regensburg hergestellt, während Probe B am Paul-Drude-Institut in Berlin gewachsen wurde.

Die Wachstumsrichtung von Probe B ist nicht genau die [111]B-Richtung. Dies liegt daran, dass das Wachstum von glatten, defektfreien Schichten in dieser Richtung äußerst schwierig ist [Vin86, Tsu90, Her12]. Deshalb wurde eine leicht gegenüber der $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ -Richtung verkippte Wachstumsrichtung verwendet. Diese ist um $2,8^\circ$ in Richtung der $[\bar{1}\bar{1}2]$ -Richtung verdreht, was einer effektiven Wachstumsrichtung von etwa $[\bar{1}0\bar{1}0\bar{9}]$ entspricht. Zur Vereinfachung wird die Wachstumsrichtung von Probe B im Folgenden als quasi-[111] bezeichnet.

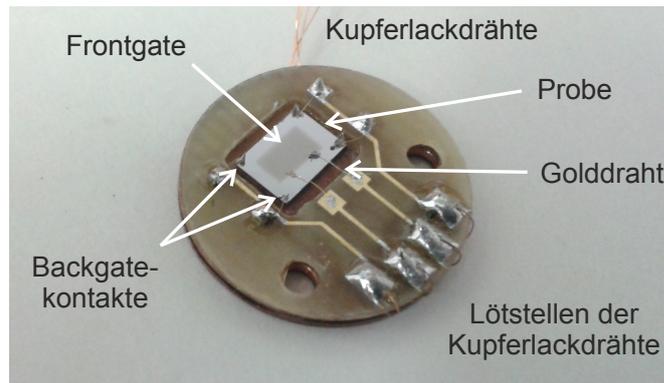


Abb. 2.9: Probe in Probenhalter.

2.3 Probenpräparation

Aus den in der MBE gewachsenen Wafern werden etwa 5 mm x 4 mm große Probenstücke gebrochen. Die Präparation dieser wird in drei Schritten durchgeführt.

Zuerst wird die dotierte Schicht kontaktiert, die das Backgate darstellt. Dazu wird die Probenoberfläche an den Ecken leicht angeritzt und Indiumlot aufgetragen. Daraufhin wird die Probe für wenige Minuten auf etwa 450° C in einem Ofen aufgeheizt. Dabei diffundiert das Indium bis zur dotierten Schicht, wodurch ein leitender Kanal von den Probenecken zum Backgate entsteht.

Im zweiten Schritt wird das semitransparente Frontgate auf die Probe aufgebracht. Dazu werden in einer Aufdampfanlage eine etwa 15 nm dicke SiO₂-Schicht und eine etwa 7 nm dicke NiCr-Schicht auf die Mitte der Probenoberfläche aufgedampft. Die Aufdampfanlage funktioniert prinzipiell wie die in Abschnitt 2.1.3 beschriebene MBE-Anlage. Allerdings muss hier beim Wechsel des Bedampfungsmaterials das Vakuum gebrochen werden und die Kontrolle der Schichtdicke wird über einen ebenfalls mitbedampften Schwingquarz vollzogen, dessen Eigenfrequenz sich durch das aufgedampfte Material ändert.

Zuletzt wird das Probenstück in einen Probenhalter geklebt und die einzelnen Kontakte der Probe mit den entsprechenden Kontakten auf dem Halter über Golddrähte verbunden. Die Golddrähte werden dabei an den Backgatekontakten mit Indium angelötet, während sie auf das Frontgate mit Leitsilber aufgeklebt werden. Eine vollständig präparierte Probe im entsprechenden Probenhalter ist in Abbildung 2.9 gezeigt. Der Probenhalter an sich besteht aus zwei dünnen Kupferscheiben, die aufeinander gesteckt werden können, wobei dabei ein Zwischenraum zwischen den Scheiben frei bleibt. Dieser Zwischenraum dient als Führung für Kupferlackdrähte, über die während einer Messung die Spannung an das Gate angelegt werden kann. Die obere Kupferscheibe ist zusätzlich mit einer speziellen Platine versehen, die die benötigten Löt pads und einen Freiraum für das Proben-

stück enthält. Dieser ist so konzipiert, dass das Probenstück bei der Messung im Rotationszentrum des Probenrotators liegt (s. Abschnitt 4.2.2).

Kapitel 3

Spinpolarisation und g-Faktor in GaAs

3.1 Erzeugung einer Spinpolarisation

3.1.1 Optische Anregung

Die Spinpolarisation im System wurde im Rahmen dieser Arbeit mithilfe einer optischen Anregung erzeugt. Dabei wird die Probe mit zirkular polarisiertem Licht beleuchtet. Die dafür relevanten Übergänge sind für Volumen-GaAs in Abbil-

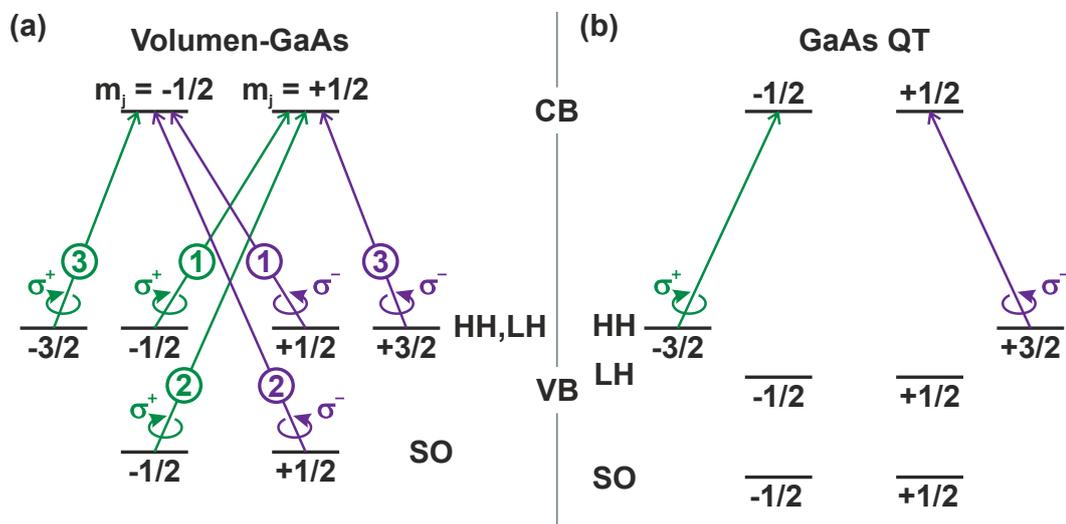


Abb. 3.1: (a) Optische Übergänge für rechts- (σ^+) bzw. linkszirkular (σ^-) polarisiertes Licht zwischen den obersten drei Valenzbändern und dem untersten Leitungsband in Volumen-GaAs. (b) Selektive Anregung aus dem Schwerlochband in das Leitungsband in einem GaAs-Quantentrog. (nach [Kor10a])

Abbildung 3.1 (a) gezeigt. Die in den Kreisen dargestellten Zahlen bezeichnen dabei die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten, die über Dipolmatrixelemente berechnet werden können [Mei84]. Bei einer schmalbandigen Anregung aus dem Schwer- bzw. Leichtlochband werden in Volumen-GaAs durch die vorherrschende Entartung am Γ -Punkt spinpolarisierte Löcher in beiden Bändern erzeugt. Dabei wird der Einfachheit halber der Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} , der sich aus Bahndrehimpuls und Spin zusammensetzt, als Lochspin bezeichnet [Kub11]. Dieser ergibt sich aufgrund der p-artigen Wellenfunktion im Valenzband zu $m_j = \pm\frac{1}{2}$ für das Leichtloch- bzw. $m_j = \pm\frac{3}{2}$ für das Schwerlochband. Somit kann in Volumen-GaAs nur ein Lochensemble aus beiden Bändern und damit mit unterschiedlichen Spineigenzuständen beobachtet werden.

Im Gegensatz dazu können durch die HH-LH-Auspaltung in einem GaAs-Quantentrog selektiv nur spinpolarisierte schwere Löcher erzeugt werden (s. Abbildung 3.1 (b)). Diese selektive Anregung wurde in der vorliegenden Arbeit für alle Experimente verwendet. Die Halbwertsbreite von etwa 1 meV des dafür eingesetzten Lasers ist deutlich kleiner als die HH-LH-Aufspaltung von etwa 8 meV im 12 nm breiten Quantentrog [EK89]. Dadurch wird eine Erzeugung von leichten Löchern unterdrückt.

3.1.2 Initialisierung einer residenten Spinpolarisation

Das Erzeugen von spinpolarisierten Löchern allein ist nicht ausreichend, um langlebige Lochspinkohärenz bzw. -dynamik beobachten zu können. Dies hat zwei grundlegende Ursachen. Zum Einen findet die Rekombination von Elektronen und Löchern bevorzugt mit Partnern entgegengesetzter Spinausrichtung statt. Zum Anderen übersteigt in den verwendeten Systemen typischerweise sowohl die Loch- als auch die Elektronspinlebensdauer die optische Rekombinationszeit im Bereich von etwa 100 ps. Dies hat zur Folge, dass die optisch erzeugten, spinpolarisierten Ladungsträgerpaare direkt nach der Anregung miteinander rekombinieren und die Spinpolarisation unmittelbar wieder abgebaut wird. In Abbildung 3.2 (links) ist dies schematisch dargestellt, wobei in dieser Abbildung auf die bisher vor allem zur Beobachtung der Lochspindynamik verwendeten p-dotierten Quantentrogssysteme Bezug genommen wird [Kor10b, Kug11]. Das Ensemble aus unpolarisierten Löchern stammt dabei aus den durch die Dotierung ins System eingebrachten Löchern. In den in dieser Arbeit verwendeten Doppelquantentrogssystemen kann dieses Ensemble durch das Verweilen der optisch erzeugten Löcher im Quantentrog über mehrere Anregungszyklen hinweg entstehen, während die Elektronen über Tunnelprozesse den Quantentrog verlassen. Außerdem kann es durch Streuprozesse zu einer schnellen Dephasierung eines Teils der eingebrachten Lochspinpolarisation kommen, der dann ebenfalls zum unpolarisierten Lochensemble im Quantentrog beiträgt (s. Abschnitt 3.3). Die Initialisierungsmechanismen, die das Zeitfenster, in dem die Lochspindynamik beobachtet werden kann, über die Rekombinationszeit hinaus erweitern, werden im Folgenden kurz erläutert.

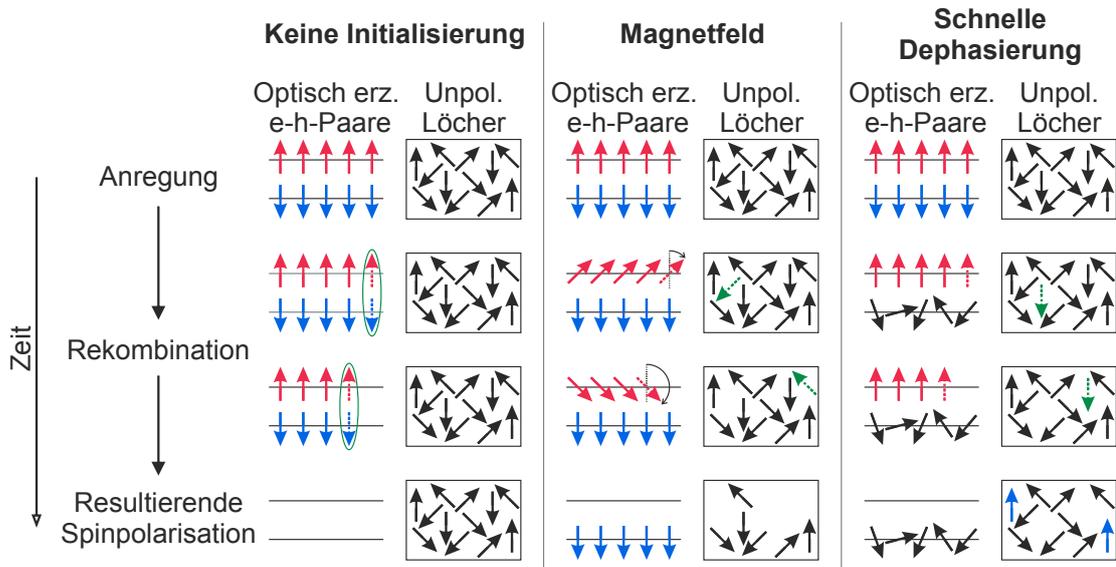


Abb. 3.2: Initialisierung einer residenten Lochspinpolarisation mithilfe eines angelegten Magnetfelds oder schneller Dephasierung der optisch erzeugten Löcher direkt nach der Anregung. Spinpolarisierte Elektronen(Löcher) im Leitungs-(Valenz-)band werden dabei durch rote(blaue) Pfeile symbolisiert. Schwarze Pfeile stehen für unpolarisierte Löcher im Valenzband. (nach [Kor10b, Kug11])

Initialisierung durch ein äußeres Magnetfeld

Elektronen und Löcher besitzen in der Regel stark unterschiedliche g -Faktoren (s. Abschnitt 3.2). Damit unterscheidet sich in einem angelegten Magnetfeld die Präzessionsfrequenz für beide Ladungsträgerarten. In Abbildung 3.2 (Mitte) ist dies vereinfachend dadurch dargestellt, dass die Elektronen sehr schnell präzedieren, während die langsamere Lochspinpräzession vernachlässigt wird. Dieser Unterschied in den Präzessionsfrequenzen führt dazu, dass die spinpolarisierten Elektronen und Löcher nicht mehr entgegengesetzte Spinausrichtungen aufweisen. Damit wird die Rekombination zwischen diesen unterdrückt und die Elektronen rekombinieren mit Löchern passender Spinausrichtung aus dem unpolarisierten Ensemble. Da diese Rekombination zu zufälligen Zeiten und somit bei zufälliger Spinausrichtung der einzelnen Elektronen stattfindet, wird die Elektronspinpolarisation im System abgebaut, während die Lochspinpolarisation erhalten bleibt [Kor10b].

Initialisierung durch schnelle Dephasierung

Die bereits erwähnte schnelle Dephasierung der Lochspinpolarisation kann ebenfalls als Initialisierungsmechanismus verwendet werden. Die Dephasierung wird

dabei vor allem durch eine nichtresonante oder leistungsstarke Anregung hervorgerufen, die zu Streu- und Relaxationsprozessen der optisch erzeugten Ladungsträger führt. Wie in Abschnitt 3.3.1 genauer erläutert, führen diese Prozesse bei Löchern zu einer sehr schnellen Dephasierung der Spinpolarisation, während Elektronen ihre Spinausrichtung dabei größtenteils behalten. Damit rekombinieren die spinpolarisierten Elektronen mit Löchern passender Spinausrichtung aus dem unpolarisierten Ensemble. Da hier im Gegensatz zur Initialisierung durch ein äußeres Magnetfeld die Rekombination bei einer festen Spinausrichtung der Elektronen vollzogen wird, entsteht im unpolarisierten Lochensemble eine Nettospinpolarisation, die entgegengesetzt zur eingebrachten Spinpolarisation ist [Kug11].

Initialisierung durch Tunneln der Elektronen

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, können über eine entsprechende Gatespannung Tunnelprozesse aus dem Quantentrog heraus für die erzeugten Elektronen erleichtert werden. Dies führt zu einer Verringerung der Elektronpopulation und damit zu verminderter Rekombination der optisch erzeugten Löcher. Somit verbleibt nach der Rekombination ein spinpolarisiertes Lochensemble im Quantentrog.

Lochspinpolarisation nach der Initialisierung

Bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit finden die drei beschriebenen Initialisierungsprozesse gleichzeitig statt. Dabei konkurrieren je nach angelegtem Magnetfeld bzw. angelegter Gatespannung und vorherrschenden Anregungsbedingungen die Initialisierungsmechanismen miteinander. Für eine nahresonante, leistungsarme Anregung bei angelegtem Magnetfeld und entsprechender Gatespannung ist eine Lochspinpolarisation parallel zur optisch eingebrachten Spinpolarisation zu erwarten. Andererseits ist für eine nichtresonante oder leistungsstarke Anregung bei sehr kleinen Magnetfeldern das Auftreten einer Lochspinpolarisation antiparallel zur optisch eingebrachten Spinpolarisation wahrscheinlich. Diese Effekte konnten sowohl in p-dotierten Systemen als auch in [001]-gewachsenen Doppelquantentrogstrukturen bereits beobachtet werden [Kug11, Gra14].

3.2 g-Faktor

Der g-Faktor oder im Allgemeinen der \mathbf{g} -Tensor ist über den Zeeman-Hamiltonoperator definiert [Wu10, Gra17]:

$$H_Z = \mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{B} \quad (3.1)$$

Damit koppelt \mathbf{g} einen Spin \mathbf{S} mit dem angelegten Magnetfeld \mathbf{B} , wobei μ_B das Bohrsche Magneton bezeichnet. Ein parallel zur Spinausrichtung wirkendes Ma-

gnetafeld führt durch das Brechen der Zeitumkehrsymmetrie zur Zeeman-Spinaufspaltung [Win03]:

$$\Delta E = \mu_B |\mathbf{g} \cdot \mathbf{B}| \quad (3.2)$$

Diese verändert beispielsweise die Energie eines Spins, der (anti-)parallel zum angelegten Magnetfeld ausgerichtet ist. Ein Magnetfeld senkrecht zur Ausrichtung der Spinpolarisation führt zur Larmorspinpräzession mit einer Präzessionsfrequenz ω [Dya08, Gra17]:

$$\hbar\omega = \mu_B |\mathbf{g} \cdot \mathbf{B}| \quad (3.3)$$

Dabei kann der \mathbf{g} -Tensor als (3×3) -Matrix dargestellt werden [Win03, Win08]:

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} g_{xx} & g_{xy} & g_{xz} \\ g_{yx} & g_{yy} & g_{yz} \\ g_{zx} & g_{zy} & g_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Dadurch legt \mathbf{g} sowohl die Richtung als auch die Frequenz der Spinpräzession fest und ist somit von entscheidender Bedeutung für die Spindynamik [Wu10]. Im Folgenden wird auf die Unterschiede und Besonderheiten des Elektron sowie Loch g -Faktors bzw. Tensors eingegangen.

3.2.1 Elektron g -Faktor

Der Elektron g -Faktor ist in Volumen-GaAs bzw. AlAs isotrop, d.h. $\mathbf{g}_e = g_e \mathbf{1}$, und liegt bei $g_{e,\text{GaAs}} \approx -0,44$ bzw. $g_{e,\text{AlAs}} \approx +1,9$ [Fan68, vK89, Sne91, Win03]. In GaAs/AlAs-Quantentrögen ist er näherungsweise isotrop, wobei durch die Einschränkung der Symmetrie auf ein zweidimensionales System besonders in schmalen Quantentrögen eine leichte Anisotropie zwischen in-plane (g_{xx} bzw. g_{yy}) und out-of-plane (g_{zz}) Richtung entsteht [Ivc92, Kal92, Pfe06, San16]. Der Elektron g -Faktor hängt hier durch die Unterschiede in GaAs bzw. AlAs vor allem von der Breite des Quantentrog ab, d.h. vom Eindringen der Wellenfunktion in das Barrierenmaterial und der Übergangsenergie zwischen Valenz- und Leitungsband [Sne91, Yug07, Shc13]. Bei einer weiteren Reduktion der Symmetrie des Systems kann darüber hinaus auch eine schwache in-plane Anisotropie ($g_{xx} \neq g_{yy}$) auftreten [Kal93, Eng13]. Diese Anisotropie wurde einerseits in niedrigsymmetrischen [110]-gewachsenen Strukturen mit unterschiedlichen Quantentrogbreiten beobachtet [Hüb11]. Andererseits führen asymmetrische Bandkantenverläufe ebenfalls zu unterschiedlichen in-plane Tensorkomponenten von \mathbf{g} [Eld11, Nef11].

Im Rahmen meiner Masterarbeit wurde der Elektron g -Faktor für den 12 nm breiten Quantentrog in einem [001]-gewachsenen System, das mit den in dieser Arbeit verwendeten Strukturen vergleichbar ist, zu $|g_e| \approx 0,18$ bestimmt [Gra12, Gra14].

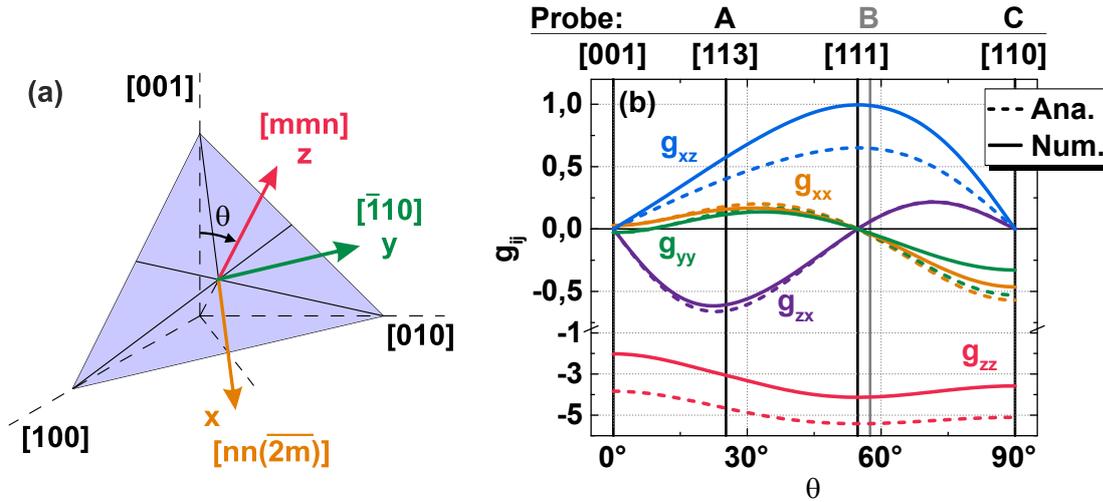


Abb. 3.3: (a) In-plane-Richtungen x und y für eine beliebige Wachstumsrichtung $z \parallel [mmn]$. θ bezeichnet den Winkel zwischen der $[001]$ -Richtung und der Wachstumsrichtung z . (nach [Win00]) (b) Von Roland Winkler analytisch bzw. numerisch berechnete Tensorkomponenten g_{ij} für die in (a) gezeigten Wachstumsrichtungen $[mmn]$. Die graue Linie bei $\theta = 57,54^\circ$ zeigt die für den Vergleich zwischen Experiment und Theorie verwendete Orientierung der Wachstumsrichtung von Probe B. (nach [Gra17])

3.2.2 Loch g-Faktor

Der Loch g-Faktor in GaAs-Quantentrögen ist aufgrund der Valenzbandstruktur wesentlich komplexer und weist diverse Besonderheiten auf. Er ist im Allgemeinen von verschiedensten Parametern wie Kristallrichtung, Magnetfeldrichtung, k -Vektor, Bandverlauf oder Temperatur abhängig [Win00, Kub11, Yeo14, Gra17]. Die genaue experimentelle Bestimmung des Tensors \mathbf{g} für verschiedene Wachstumsrichtungen ist der wesentliche Bestandteil dieser Arbeit (s. Kapitel 6). Im Folgenden werden die bisherigen Erkenntnisse über den Loch g-Faktor genauer dargestellt, wobei zuerst auf die theoretischen Untersuchungen eingegangen wird und danach die bereits bekannten experimentellen Beobachtungen dargestellt werden.

Theoretische Berechnungen

In der vorliegenden Arbeit wurde vor allem die Abhängigkeit des Loch g-Faktors von der Magnetfeldrichtung untersucht. Diese Anisotropie ergibt sich aus der speziellen Symmetrie der Valenzbandstruktur von GaAs bzw. im Allgemeinen von Zinkblendesystemen [Bir74, Pil80, Roi81]. Für die gängigen Wachstumsrichtungen

der Form $z \parallel [mmn]$ ($m, n \in \mathbb{N}_0$) kann der Loch \mathbf{g} -Tensor dabei folgendermaßen dargestellt werden [Win08, Yeo14, Gra17]:

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} g_{xx} & 0 & g_{xz} \\ 0 & g_{yy} & 0 \\ g_{zx} & 0 & g_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Wie in Abbildung 3.3 (a) gezeigt, werden die in-plane Richtungen dabei allgemein zu $x \parallel [n\bar{n}(2\bar{m})]$ und $y \parallel [\bar{1}10]$ definiert. Diese Definition der Koordinatenachsen wird auch im weiteren Verlauf der Arbeit konsistent beibehalten. Neben den für Elektronen bekannten Diagonalelementen, die zu einer Richtungsanisotropie führen können, treten hier zusätzlich außerdiagonale Elemente wie g_{xz} bzw. g_{zx} auf. Diese eröffnen beispielsweise die Möglichkeit, out-of-plane Spinpolarisationen durch ein in-plane Magnetfeld zu erzeugen [Yeo14].

Roland Winkler¹ hat die einzelnen Komponenten von \mathbf{g} für $\mathbf{k} = 0$ und unter der Annahme eines unendlich tiefen, rechteckigen Potentialtrogs der Breite d mithilfe eines störungstheoretischen Ansatzes sowohl analytisch als auch numerisch berechnet [Win08, Gra17]. Die analytischen Ergebnisse anhand des (4×4) -Luttinger-Hamiltonoperators ergeben folgende Tensorkomponenten, die in Abbildung 3.3 (b) dargestellt sind [Win03, Gra17]:

$$g_{xx} = \left[\frac{3\kappa(\gamma_3 - \gamma_2)\pi^2\hbar^2}{\Delta_{11}^{hl}d^2} \sin^2\theta + \frac{3q}{2}(1 + \sin^2\theta) \right] (2 - 3\sin^2\theta) \quad (3.6a)$$

$$g_{zx} = \left[-\frac{6\kappa(\gamma_3 - \gamma_2)\pi^2\hbar^2}{\Delta_{11}^{hl}d^2} + \frac{3q}{2} \right] (2 - 3\sin^2\theta) \sin\theta \cos\theta \quad (3.6b)$$

$$g_{yy} = \left[\frac{3\kappa(\gamma_3 - \gamma_2)\pi^2\hbar^2}{\Delta_{11}^{hl}d^2} \sin^2\theta - \frac{3q}{2} \right] (2 - 3\sin^2\theta) \quad (3.6c)$$

$$g_{xz} = \frac{3}{2}q(2 + 3\sin^2\theta) \sin\theta \cos\theta + \frac{128(\gamma_3 - \gamma_2)\hbar^2}{3\Delta_{12}^{hl}d^2} [3\gamma_2(2 - \sin^2\theta) \sin^2\theta + \gamma_3(2 - 3\sin^2\theta + 3\sin^4\theta)] \sin\theta \cos\theta \quad (3.6d)$$

$$g_{zz} = -6\kappa - \frac{3q}{2}(9 - 4\sin^2\theta + 3\sin^4\theta) + \frac{128\hbar^2}{3\Delta_{12}^{hl}d^2} [3\gamma_2^2 \cos^2\theta \sin^4\theta + 2\gamma_2\gamma_3 \sin^2\theta(4 - 6\sin^2\theta + 3\sin^4\theta) + \gamma_3^2 \cos^2\theta(2 - 6\sin^2\theta + 3\sin^4\theta)] \quad (3.6e)$$

Dabei bezeichnen $\kappa = 1,2$ bzw. $q = 0,01$ den isotropen bzw. anisotropen Anteil des Loch g-Faktors in Volumen-GaAs sowie $\gamma_1 = 6,85$, $\gamma_2 = 2,10$ und $\gamma_3 = 2,90$ die Luttinger-Parameter [Win03]. $\Delta_{ij}^{hl} \equiv E_i^h - E_j^l$ gibt die Energielücke zwischen

¹Department of Physics, Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115, USA

dem Schwerlochsubband (h für heavy-hole) i und dem Leichtlochsubband (l für light-hole) j an [Gra17]:

$$\Delta_{11}^{hl} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2d^2} [\gamma_2 (2 - 3 \sin^2 \theta)^2 + 3\gamma_3 (4 - 3 \sin^2 \theta) \sin^2 \theta] \quad (3.7a)$$

$$\Delta_{12}^{hl} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4d^2} [6\gamma_1 + 5\gamma_2 (2 - 3 \sin^2 \theta)^2 + 15\gamma_3 (4 - 3 \sin^2 \theta) \sin^2 \theta] \quad (3.7b)$$

Damit sind die Komponenten von \mathbf{g} unabhängig von der Quantentrogbreite d , da in den Gleichungen (3.6) nur Produkte $\Delta_{ij}^{hl} \cdot d^2$ auftreten. Außerdem ergibt sich insbesondere, dass \mathbf{g} im Allgemeinen weder symmetrisch ($g_{xz} = g_{zx}$) noch antisymmetrisch ($g_{xz} = -g_{zx}$) ist. Bei den bisherigen Betrachtungen wurde dagegen meist die Annahme $|g_{xz}| \approx |g_{zx}|$ verwendet [Yeo14]. Die Komponenten g_{xx} , g_{zx} und g_{yy} für ein in-plane Magnetfeld hängen von der Kopplung zwischen dem ersten Schwerlochsubband und dem ersten Leichtlochsubband ab. Beide Grundsubbänder sind in Quantentrogssystemen mit endlicher Barrierenbreite aufgrund ihrer relativ niedrigen Energie bereits stark eingeschlossen. Somit sollte die Annahme einer unendlich hohen Potentialbarriere in guter Übereinstimmung mit den realen Systemen liegen [Gra17]. Die Komponenten g_{xz} bzw. g_{zz} für ein out-of-plane Magnetfeld hängen dagegen von der Kopplung zwischen dem ersten Schwerlochsubband und dem zweiten Leichtlochsubband ab. Diese könnte aufgrund der höheren Energie des ersten angeregten Leichtlochsubbands durch die Annahme eines unendlich tiefen Potentialtrogs überschätzt werden [Gra17]. Außerdem erweitern die analytischen Berechnungen die in der Literatur oft verwendete Annahme $|g_{zz}| = 6\kappa = 7,2$ [Win08]. Dies ist in guter Übereinstimmung mit genaueren Betrachtungen bis zur zweiten Ordnung der Störungstheorie, in der auch außerdiagonale Elemente des Luttinger-Hamiltonoperators einen Beitrag liefern und zu einem reduzierten out-of-plane g-Faktor im Bereich von $|g_{zz}| \approx 4,6$ führen [Wim94, Dur13, Mis17].

Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen von Roland Winkler sind ebenfalls in Abbildung 3.3 (b) dargestellt. Dabei wurde der (8×8) -Kane-Hamiltonoperator zur Beschreibung des zweidimensionalen Lochsystems verwendet und entsprechend die Komponenten von \mathbf{g} ermittelt [Win93, Win03, Gra17]. Diese zeigen eine Abhängigkeit von der Quantentrogbreite [Win00, Gra14]. Deshalb wurde analog zu den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten eine Quantentrogbreite von $d = 12$ nm für den breiten Quantentrog der verwendeten Proben angenommen. Die analytischen und numerischen Vorhersagen stimmen dabei qualitativ für alle Komponenten von \mathbf{g} sehr gut überein. Die numerischen Berechnungen liefern darüber hinaus quantitativ für die in-plane Komponenten von \mathbf{g} sehr ähnliche Ergebnisse wie die analytische Berechnungen. Für die out-of-plane Komponenten von \mathbf{g} zeigen die beiden Rechnungen allerdings größere Unterschiede. Insbesondere für $|g_{zz}|$ liefern die numerischen Berechnungen deutlich verringerte Werte, was vermutlich an der besseren Näherung des experimentell untersuchten Systems durch den (8×8) -Kane-Hamiltonoperator liegt [Gra17]. Dadurch wird

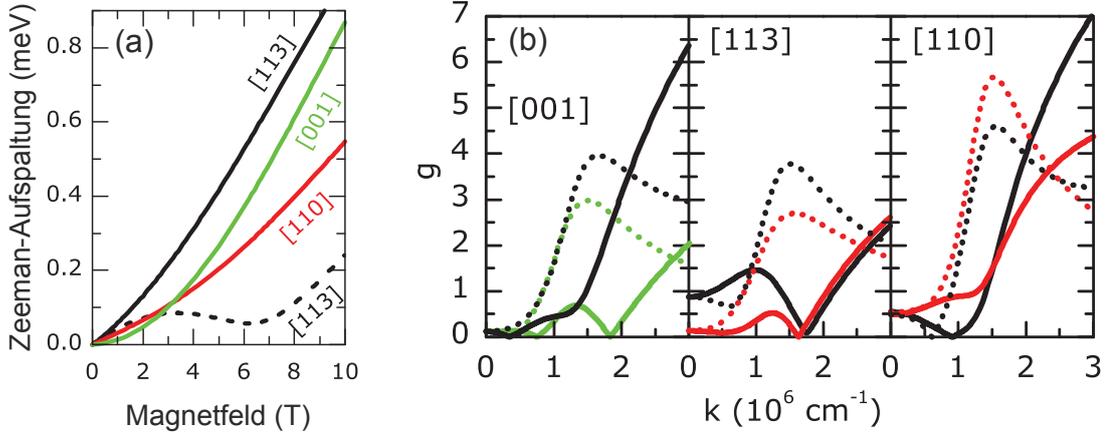


Abb. 3.4: (a) Theoretische Erwartung für die Abhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung der Löcher von der Magnetfeldstärke für verschiedene Wachstumsrichtungen bei $\mathbf{k} = 0$ für ein Magnetfeld in positiver x -Richtung (durchgezogene Linien) bzw. in negativer x -Richtung (gestrichelte Linien). (b) Theoretische Erwartung für die Abhängigkeit des Loch g -Faktors vom Wellenvektor für verschiedene Wachstumsrichtungen bei kleinen Magnetfeldern. Die einzelnen Kurven wurden für $\mathbf{k} \parallel [nn(\bar{2}m)]$ (schwarz), $\mathbf{k} \parallel [\bar{1}10]$ (rot) und $\mathbf{k} \parallel [100]$ (grün) berechnet. Durchgezogene Linien stehen für $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ und gestrichelte Linien für $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$. ((a) und (b) adaptiert aus [Kub11])

vor allem die Kopplung des ersten Schwerlochsubbands zum zweiten Leichtlochsubband präziser abgeschätzt.

Für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Systeme ergeben sich somit starke Richtungsanisotropien des Loch g -Faktors aus den theoretischen Vorhersagen. Für die [110]-gewachsene Probe C wird ein diagonaler Tensor mit drei unterschiedlichen Diagonalelementen g_{xx} , g_{yy} und g_{zz} erwartet. Für die [113]- bzw. quasi-[111]-gewachsenen Proben A bzw. B ergeben sich darüber hinaus außerdiagonale Komponenten g_{xz} und g_{zx} . Dabei wird für die theoretische Vorhersage für das quasi-[111]-gewachsene System der Winkel θ basierend auf der tatsächlichen Wachstumsrichtung von etwa $[\bar{1}0 \bar{1}0 \bar{9}]$ berechnet. Außerdem ergibt sich beispielsweise aus den Gleichungen (3.6), dass die Tensorcomponenten g_{ij} für θ und $\theta' = \theta \pm 180^\circ$ übereinstimmen. Somit unterscheidet sich der theoretisch berechnete \mathbf{g} -Tensor für ein $[mmn]$ - und ein $[\bar{m}\bar{m}\bar{n}]$ -gewachsenes System nicht. Damit ergibt sich für den Vergleich zwischen theoretischer Vorhersage und experimentellem Ergebnis ein Winkel von $\theta = 57,54^\circ = 237,54^\circ - 180^\circ$ für Probe B, was durch die zusätzliche graue Linie in Abbildung 3.3 (b) hervorgehoben ist.

Theoretische Berechnungen von Kubisa et al. legen neben der Richtungsanisotropie des Loch g -Faktors insbesondere für in-plane Magnetfelder ebenfalls Abhängigkeiten von der Magnetfeldstärke und dem Wellenvektor \mathbf{k} nahe [Kub11]. Die entsprechenden Erwartungen sind in Abbildung 3.4 (a) und (b) dargestellt.

Für die betrachteten [001]-, [110] sowie [113]-gewachsenen Quantentrogssysteme wird ein nichtlinearer Beitrag zur Zeeman-Aufspaltung und damit zum Loch g-Faktor in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke erwartet. Dieser geht über die einfache Betrachtung nach Gleichung (3.2) mit einem linearen Zusammenhang zwischen ΔE und \mathbf{B} hinaus und sagt einen magnetfeldabhängigen Tensor $\mathbf{g}(\mathbf{B})$ voraus. Außerdem ergibt sich für [113]-gewachsene Systeme eine starke Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung. Für Magnetfelder in positiver x-Richtung steigt der Loch g-Faktor stetig mit der Magnetfeldstärke, während er für Magnetfelder in negativer x-Richtung je nach Magnetfeldstärke steigt oder sinkt. Je nach Wachstumsrichtung zeigt sich darüber hinaus eine sehr komplexe Abhängigkeit von Betrag und Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} der Löcher. Diese Abhängigkeit erstreckt sich dabei sowohl auf die Richtung relativ zu den Kristallachsen als auch relativ zum angelegten Magnetfeld.

Bisherige experimentelle Ergebnisse

Experimentelle Untersuchungen zu den Komponenten von \mathbf{g} beschränkten sich weitgehend auf die hochsymmetrische [001]-Wachstumsrichtung. In verschiedenen Arbeiten wurde der out-of-plane g-Faktor zu $|g_{zz}| \approx 0,6$, $|g_{zz}| \approx 0,9$ und $|g_{zz}| \approx 2,3$ bestimmt [Sap92, Syp07, Kor10b]. Die relativ großen Unterschiede in diesen Werten können auf eine starke Quantentrogbreitenabhängigkeit zurückgeführt werden, die sowohl bei der indirekten Bestimmung von g_{zz} über die Differenz von Exziton und Elektron g-Faktor als auch bei Untersuchungen mit Reflektions-Differenz-Spektroskopie beobachtet wurde [Sne92, Che06]. Für den in-plane Loch g-Faktor wurde $g_{xx} = g_{yy} \approx 0,05$ in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage bestimmt [Mar99, Syp07, Kor10b, Kug12, Gra14]. Darüber hinaus konnte eine Abhängigkeit von der Temperatur festgestellt werden, wobei eine Zunahme von etwa 0,03 auf ca. 0,057 beim Absenken der Temperatur von 6 K auf 1,6 K beobachtet wurde [Syp07]. Die starke Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke, die von Kubisa et al. theoretisch vorhergesagt wird, konnte für [001]-gewachsene Systeme nicht nachgewiesen werden [Kor10b, Kub11].

Die vor allem für [113]-gewachsene Systeme vorhergesagten außerdiagonalen Elemente von \mathbf{g} wurden bisher nur in sehr geringem Maß experimentell untersucht. Yeoh et al. konnte für ein derartiges System durch Messung von Shubnikov-de-Haas-Oszillationen qualitativ die Existenz von g_{xz} und den Vorzeichenbezug $\text{sgn}(g_{xz}) = \text{sgn}(g_{zz})$ zeigen [Yeo14]. Eine explizite quantitative Analyse ist dagegen noch nicht durchgeführt worden, weshalb die vorliegende Arbeit an diesem Punkt ansetzt.

3.3 Spinrelaxation und Spindephasierung

Spinrelaxation und Spindephasierung führen zum zeitlichen Zerfall einer eingebrachten Spinpolarisation und sind im Allgemeinen irreversible Prozesse. Relaxation bezieht sich dabei auf den Rückgang einer Nichtgleichgewichtsbesetzung der spinaufgespaltenen Zustände, während Dephasierung sich auf den Verlust der Phasenkohärenz dieser Zustände bezieht. Für Systeme, wie sie in Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, bedeutet dies, dass die Spinrelaxation den Zerfall der Spinpolarisation parallel zum angelegten Magnetfeld und die Spindephasierung den Zerfall der Spinpolarisation senkrecht zum angelegten Magnetfeld beschreibt. Typischerweise wird somit zwischen der longitudinalen Spinrelaxationszeit T_1 und der transversalen Spindephasierungszeit T_2 unterschieden [Wu10].

Da in der vorliegenden Arbeit vorrangig mit einem senkrecht zur Spinpolarisation angelegten Magnetfeld gearbeitet wurde, liegt der Fokus hier auf der Spindephasierung. Im Folgenden werden die für Lochspinpolarisationen wichtigen Dephasierungsmechanismen in den Abschnitten 3.3.1 - 3.3.3 ausführlich dargestellt. Andere Mechanismen, die vor allem für den Zerfall von Elektronspinpolarisationen verantwortlich sind, werden in Abschnitt 3.3.4 der Vollständigkeit halber kurz qualitativ erläutert. Eine ausführliche Beschreibung dieser Relaxations- bzw. Dephasierungsmechanismen findet sich beispielsweise in [Wu10].

3.3.1 Valenzbandmischung

Der effektivste und dominante Zerfallskanal für Lochspinpolarisationen in Volumen-GaAs ist Impulsstreuung verbunden mit einer Änderung der Spinausrichtung. Die Ursache für die Änderung der Spinausrichtung ist dabei die sogenannte Valenzbandmischung, die den Mischcharakter von Schwer- und Leichtlochbändern beschreibt. Die Lochwellenfunktion besteht dadurch aus einem Mischzustand mit unterschiedlichem Schwerloch- und Leichtlochanteil. Damit sind abseits des Γ -Punktes die Lochwellenfunktionen keine Spineigenfunktionen des Systems und jede Streuung mit einer Änderung von k führt zu einer Veränderung der Zusammensetzung der Lochwellenfunktion. Da schwere Löcher Spin- $\frac{3}{2}$ und leichte Löcher Spin- $\frac{1}{2}$ aufweisen, bringt diese Änderung des Mischverhältnisses auch einen Verlust der Spininformation mit sich [Bay95]. Die Streuung der Löcher tritt dabei vor allem bei der Bandrelaxation an Phononen, anderen Löchern, Elektronen oder auch eventuell vorhandenen Störstellen auf.

Durch die Entartung von Schwer- und Leichtlochbändern am Γ -Punkt ist die Valenzbandmischung in Volumen-GaAs besonders stark und die Lochspins dephasieren auf der Zeitskala der Impulsstreuzeit. Hilton et al. konnten beispielsweise bei Raumtemperatur eine Lochspindephasierungszeit von 110 ± 10 fs beobachten [Hil02].

In zweidimensionalen Systemen wird die Valenzbandmischung durch die in Abschnitt 2.1.4 beschriebene HH-LH-Aufspaltung unterdrückt. Damit nimmt der

Mischcharakter der Lochwellenfunktion mit sinkender Quantentrogbreite ab und die Spinausrichtung der Löcher wird zunehmend stabilisiert [Kor10b].

Darüber hinaus kann die Streuung an sich durch Lokalisation der Löcher unterdrückt werden. Dies ist vor allem bei sehr tiefen Temperaturen im Bereich von wenigen Kelvin möglich [Syp07]. Die Löcher lokalisieren dabei an Potentialfluktuationen, die beispielsweise durch Störstellen oder schwankende Quantentrogbreiten hervorgerufen werden. Durch diese Unterdrückung der Streuung bei sehr tiefen Temperaturen konnten von Korn et al. sehr lange Lochspindephasierungszeiten von bis zu 70 ns an 4 nm schmalen p-dotierten Quantentrogssystemen beobachtet werden [Kor10b].

3.3.2 Hyperfeinwechselwirkung

Wie im vorherigen Abschnitt dargestellt, lokalisieren die Löcher bei sehr tiefen Temperaturen und verhalten sich damit ähnlich wie in Quantenpunktsystemen. Da in diesen Systemen k -abhängige oder aufgrund von Streuung auftretende Dephasierungsmechanismen stark unterdrückt sind, ist hier die Hyperfeinwechselwirkung mit den Kernspins meist der dominierende Zerfallskanal. Die Lochspindephasierung wird dabei durch zufällige Fluktuationen der Kernspins hervorgerufen.

Eine einfache Abschätzung der Anzahl der wechselwirkenden Kernspins ist über das Volumen möglich, über das sich die Potentialfluktuation erstreckt. Da sowohl beide stabilen Ga-Isotope als auch As einen Kernspin von $\frac{3}{2}$ aufweisen, muss dabei nicht zwischen den beteiligten Atomrümpfen unterschieden werden. Die Potentialfluktuationen werden meist durch die Grenzflächenrauigkeit am Quantentroggrund zwischen GaAs und AlAs beim MBE-Wachstum hervorgerufen. Dies führt zu schwankenden Quantentrogbreiten, die sich auf eine Länge von etwa 50 nm erstrecken [Wei81]. Legt man diese Längenskala und eine Quantentrogbreite von wenigen Nanometern zugrunde, erhält man eine Anzahl von $10^4 - 10^5$ mit dem Lochspin wechselwirkenden Kernspins, die deshalb auch oft als Kernspinbad bezeichnet werden.

Die Wechselwirkung zwischen dem Lochspin und dem Kernspinbad wird durch das sogenannte Overhauser-Feld beschrieben [Ove53]. Sie wird typischerweise über die Kontakthyperfeinwechselwirkung vermittelt [Lam68, Mer02]. Diese ist allerdings für Löcher aufgrund ihrer p-artigen Wellenfunktion und der damit einhergehenden, verschwindenden Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kern im Gegensatz zu Elektronen mit ihrer s-artigen Wellenfunktion unterdrückt [Gry77, Dya84]. Genauere Rechnungen, die auch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Loch- und Kernspin berücksichtigen, zeigen jedoch, dass die Kopplung im Vergleich zu Elektronen nur etwa um eine Größenordnung kleiner ist [Fis08]. Für lokalisierte Quantentrogssysteme bzw. Quantenpunktsysteme könnte die Hyperfeinwechselwirkung damit ein limitierender Beitrag zur Lochspindephasierung sein [Ger08, Kor10b].

3.3.3 Ensembledephasierung

Eine weitere Folge der Lokalisation der Löcher ist die sogenannte Ensembledephasierung. Anders als die bereits dargestellten Dephasierungsmechanismen handelt sich hier um einen potentiell reversiblen Prozess. Die Löcher verlieren dabei nicht ihre individuelle Spininformation, sondern das gesamte Lochensemble verliert die gemeinsame Spinausrichtung.

Der Ursprung der Ensembledephasierung liegt in der g-Faktor-Inhomogenität der Löcher [Sem02, Syp07, Kor10b]. Durch die Lokalisation befinden sich die Löcher in unterschiedlichen, lokalen Potentialfluktuationen. Diese führen zu leicht unterschiedlichen g-Faktoren und somit zu einer inhomogenen Verbreiterung der g-Faktor-Verteilung Δg . Damit präzedieren die Lochspins in einem äußeren Magnetfeld mit verschiedenen Präzessionsfrequenzen, wodurch die Ensemblespinpolarisation dephasiert.

Bei einer gaussförmigen Verbreiterung der g-Faktor-Verteilung führt die Ensembledephasierung zur Spinkohärenzzeit T_2^{inh} [Dya08] [s. Gleichung (3.3)]:

$$T_2^{\text{inh}} = \frac{\hbar}{\Delta g \mu_B B} \quad (3.8)$$

Diese bildet gemeinsam mit der irreversiblen Spindephasierungszeit T_2 die kombinierte transversale Spindephasierungszeit T_2^* [Dya08]:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2^{\text{inh}}} \quad (3.9)$$

Zusammen mit Gleichung (3.8) ergibt sich somit:

$$T_2^* = \frac{\hbar T_2}{\hbar + \Delta g \mu_B B T_2} \quad (3.10)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Spindephasierungszeiten sind damit immer T_2^* -Zeiten.

Aus Gleichung (3.10) ergibt sich außerdem $T_2^* \leq T_2$. Somit ist die experimentell bestimmbare Spindephasierungszeit eine untere Grenze für die irreversible Spindephasierungszeit [Dya08].

3.3.4 Weitere Dephasierungsmechanismen

Dyakonov-Perel-Mechanismus

Das Fehlen eines Inversionszentrums in der GaAs-Kristallstruktur führt zum Auftreten der Spin-Bahn-Wechselwirkung im Leitungsband [Dre55]. Diese wird außerdem durch eventuell vorhandene Strukturinversionsasymmetrien durch die Heterostruktur oder an Grenzschichten verstärkt [Byc84a, Byc84b]. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung kann als \mathbf{k} -abhängiges Magnetfeld interpretiert werden und führt dadurch zur Spinpräzession [Wu10]. Durch die Impulsstreuung ändern sich die

Richtung und auch die Stärke dieses Magnetfelds nach jedem Streueignis zufällig. Dies führt zum sogenannten Dyakonov-Perel-Spindephasierungsmechanismus [Dya71, Dya72].

Bei diesem Mechanismus können zwei Regime unterschieden werden. Einerseits gibt es das sogenannte strong-scattering-regime. Hier wird die Spinausrichtung durch viele Streueignisse gewissermaßen stabilisiert, da der Spin den schnell wechselnden effektiven Magnetfeldern nicht folgen kann. Somit steigt die Spindephasierungszeit mit sinkender Impulsstreuzeit. Andererseits unterscheidet man davon das sogenannte weak-scattering-regime. Hier vollführt der Spin mehrere volle Präzessionen zwischen aufeinanderfolgenden Streueignissen. Damit sinkt die Spindephasierungszeit mit sinkender Impulsstreuzeit.

Für freie Löcher wurde der Dyakonov-Perel-Spindephasierungsmechanismus sowohl theoretisch beschrieben als auch die Auswirkungen experimentell beobachtet [Fer93, Sch04a]. Aufgrund der Lokalisation der Löcher ist dieser Zerfallskanal dagegen für die in der vorliegenden Arbeit beobachteten Lochspinpolarisationen unterdrückt.

Elliott-Yafet-Mechanismus

Eine weitere Folge der im vorherigen Abschnitt erwähnten Spin-Bahn-Wechselwirkung ist eine Mischung der Spineigenzustände in den elektronischen Eigenzuständen [Wu10]. Durch diesen Mischcharakter kann jeder spinunabhängige Streuprozess zu einem Spinflip führen. Dieser Spindephasierungsmechanismus wird als Elliott-Yafet-Mechanismus bezeichnet [Yaf52, Ell54]. Er ähnelt dem in Abschnitt 3.3.1 dargestellten, durch die Valenzbandmischung hervorgerufenen Lochspindephasierungsmechanismus. Allerdings wird dabei der Spinflip durch einen Bandwechsel von Schwer- zu Leichtloch oder umgekehrt verursacht, während beim Elliott-Yafet-Mechanismus kein Bandwechsel vollzogen wird.

Analog zum Dyakonov-Perel-Spindephasierungsmechanismus wird auch der Elliott-Yafet-Mechanismus durch die Lokalisation der Löcher unterdrückt. Darüber hinaus wurde er für Löcher von Schneider et al. im Vergleich zum Dyakonov-Perel-Spindephasierungsmechanismus um drei Größenordnungen kleiner abgeschätzt [Sch04a].

Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus

Die Elektron-Loch-Austausch-Streuung kann ebenfalls zu Spindephasierung führen [Wu10]. Dabei wird die Spininformation bei der Streuung vom Elektron auf das Loch bzw. umgekehrt übertragen. Sind zusätzlich die Spindephasierungszeiten der beiden Ladungsträgerarten aufgrund anderer wirkender Spindephasierungsmechanismen stark unterschiedlich, eröffnet sich dadurch ein weiterer Zerfallskanal. Dies liegt daran, dass die spinpolarisierten Ladungsträger zunehmend ihre Spininformation mit unpolarisierten Partnern austauschen, was zum Verlust der

Spinpolarisation führt. Dieser Spindephasierungsmechanismus wird Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus genannt [Bir75, Wu10]. Er tritt vor allem beim Zerfall von Elektronspinpolarisationen in Gegenwart einer ausreichend hohen Lochdichte auf, da die Lochspindephasierungszeit hier im Allgemeinen sehr kurz ist.

Da im Rahmen dieser Arbeit die Elektronspindephasierungszeit meist die Rekombinationszeit stark überschreitet und somit während der Ladungsträgerlebensdauer kein aktiver Zerfallskanal für die Lochspinpolarisation vorhanden ist, kann der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus hier weitgehend vernachlässigt werden.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden und Aufbau

4.1 Photolumineszenz-Spektroskopie

Um die Übergangsenergien der Quantentröge in den jeweiligen Proben und insbesondere deren Verhalten in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung zu bestimmen, wurde die sogenannte Photolumineszenz-Spektroskopie verwendet. Dabei wird das System mit Licht einer höheren Energie als die Bandlücke des untersuchten Quantentrogs bestrahlt. Damit werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die zum jeweiligen Bandminimum relaxieren. Dort rekombinieren sie unter Aussendung von Photolumineszenzlicht (PL-Licht), das der Übergangsenergie des Quantentrogs entspricht.

Der verwendete experimentelle Aufbau wird in Abbildung 4.1 gezeigt. Ein Ti:Sa-Laser im Dauerstrichbetrieb liefert das benötigte Licht zur Anregung der Probe. Dieser wird von einem diodengepumpten Festkörperlaser mit einer typi-

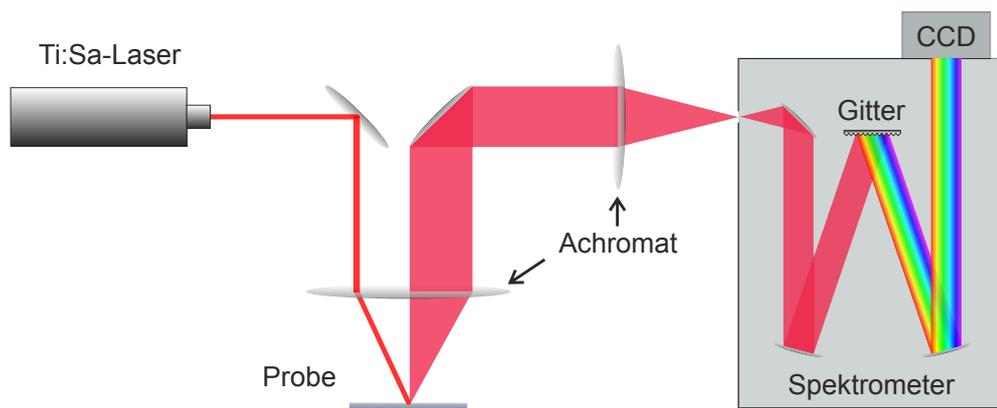


Abb. 4.1: Experimenteller Aufbau für Photolumineszenzmessungen.

schen Ausgangsleistung von etwa 5 W und einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt. Dadurch wird eine Ausgangsleistung von etwa 500 mW für den Ti:Sa-Laser abhängig von der Ausgangswellenlänge λ erreicht, die zwischen 710 nm und etwa 900 nm stufenlos durchstimmbare ist. Das Laserlicht wird mittels eines Achromaten auf die Probe fokussiert, die sich in einem Badkryostaten befindet, dessen besondere Eigenschaften in Abschnitt 4.2.2 genauer erläutert werden. Das emittierte PL-Licht wird von demselben Achromaten gesammelt und über einen Spiegel in Richtung eines Spektrometers gelenkt. Dort wird es von einem weiteren Achromaten auf den Eingangsspalt fokussiert. Innerhalb des Spektrometers wird das PL-Licht von einem Gitter spektral aufgespalten und mittels einer CCD-Kamera (von engl. charge coupled device) aufgenommen. Der CCD-Chip wird dabei von einem Peltier-Element gekühlt, um thermisches Rauschen zu minimieren.

4.2 Zeitaufgelöste Kerr-Rotation

4.2.1 Kerr-Effekt

Die vorhandene Spinpolarisation im System wurde im Rahmen dieser Arbeit mithilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts untersucht. Dabei wird die Drehung der Polarisationsachse eines linear polarisierten Lichtstrahls bei der Reflexion an einem magnetischen Material betrachtet. Dies basiert auf dem Faraday-Effekt, der dieses Phänomen analog für einen transmittierten Strahl beschreibt [Far46]. Die Magnetisierung wird in den hier betrachteten Systemen durch die optisch generierte Spinpolarisation hervorgerufen.

Allgemein kann der Verkippungswinkel der Polarisationsachse $\Delta\phi$ aufgrund des Faraday-Effekts in Abhängigkeit von der Magnetisierung M_z parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts, der Materialdicke l und der wellenlängen- und materialabhängigen Verdetkonstante $V(\lambda)$ dargestellt werden:

$$\Delta\phi = M_z V(\lambda) l \quad (4.1)$$

Magnetisierungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts führen nur durch Prozesse höherer Ordnung zu einer Drehung der Polarisationsachse und können somit vernachlässigt werden.

Eine anschauliche Erklärung für den magnetooptischen Kerr-Effekt kann anhand von Abbildung 3.1 (b) in Abschnitt 3.1.1 gegeben werden. Die lineare Polarisation des auftreffenden Lichtstrahls kann dabei in einen links- bzw. rechtszirkular polarisierten Anteil aufgeteilt werden. Ist eine Spinpolarisation im System vorhanden, so sind beispielsweise die Zustände mit $m_j = -\frac{3}{2}$ und $m_j = +\frac{3}{2}$ nicht gleich stark besetzt. Dies führt zu unterschiedlichen Absorptionsraten für die beiden zirkular polarisierten Komponenten, da bereits angeregte Zustände keine Photonen mehr absorbieren können. Somit ist die Intensität des austretenden links- bzw. rechtszirkular polarisierten Anteils nicht mehr gleich. Die Überlagerung der

beiden Anteile führt damit zu einem elliptisch polarisierten Strahl, dessen Hauptachse leicht gegen die ursprünglich eingestrahlte lineare Polarisation verkippt ist.

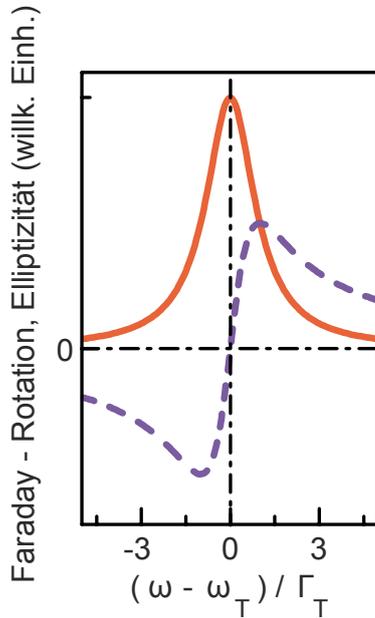


Abb. 4.2: Abhängigkeit der Faraday-Rotation (violett) bzw. Elliptizität (rot) von der Verstimmung der Laserenergie gegenüber der Resonanz (ω_T). (adaptiert von [Fok10])

Eine tiefer gehende Betrachtung des Faraday- bzw. Kerr-Effekts liefert eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge im Bereich der Resonanz des untersuchten Quantentrops [Kim01, Fok10, Gla12]. Diese ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Dabei zeigt sich ein Vorzeichenwechsel bzw. Nulldurchgang der Faraday-Rotation bei der Resonanzenergie, während die Elliptizität dort ihr Maximum aufweist. Dieses unterschiedliche Verhalten kann damit erklärt werden, dass die Elliptizität vom Absorptionsdichroismus und die Faraday-Rotation von unterschiedlichen Brechungsindizes für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht abhängt [Gla12]. In der vorliegenden Arbeit wurde, wie in Abschnitt 4.2.3 genauer beschrieben, sowohl die Anregung als auch die Detektion der Spinpolarisation bei derselben Laserenergie durch Aufspalten eines Laserstrahls in einen Pump- und einen Probestrahl durchgeführt. Um ein möglichst optimales Signal zu erhalten, wurde deshalb meist eine Laserenergie leicht oberhalb der Resonanzenergie eingesetzt. Dadurch ist einerseits eine relativ starke Absorption des Pumpstrahls und damit einhergehend eine effiziente Erzeugung der Spinpolarisation gewährleistet. Andererseits wird eine ausreichende Effektivität der Detektion mithilfe der Kerr-Rotation abseits der Resonanzenergie erreicht.

4.2.2 Experimenteller Aufbau

Optischer Aufbau

Der experimentelle Aufbau für magnetooptische Kerr-Messungen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Der in Abschnitt 4.1 ebenfalls erwähnte Ti:Sa-Laser liefert das nötige Laserlicht und wird hier im gepulsten Betrieb verwendet. Dabei werden Pulse mit einer Wiederholrate von 82 MHz und einer Pulsbreite von etwa 1,5 ps erzeugt. Der Ausgangsstrahl wird mithilfe eines Strahlteilers in einen Pump- und einen Probestrahl aufgespalten.

Der Pumpstrahl dient der optischen Anregung der Spinpolarisation, wie in Abschnitt 3.1.1 dargestellt. Zuerst wird er von einem Chopperrad mit einer Frequenz

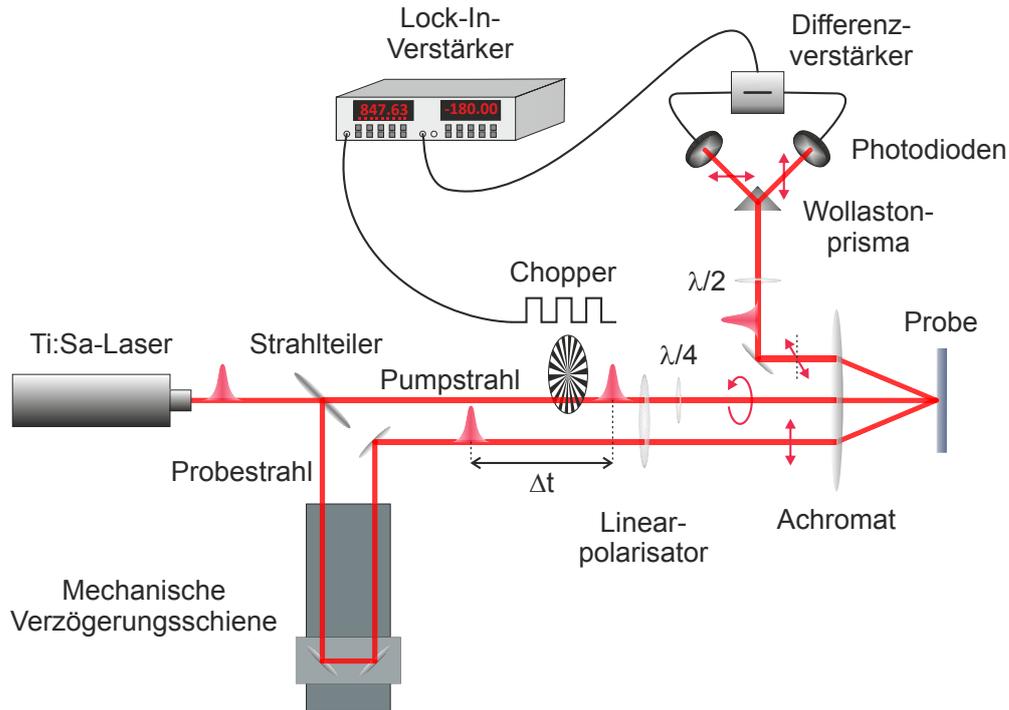


Abb. 4.3: Experimenteller Aufbau für zeitaufgelöste Kerr-Rotations-Messungen

von etwa 1,5 kHz gechoppert. Dies ist mit einem Lock-In-Verstärker verknüpft, der zur Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses verwendet wird. Daraufhin durchläuft der Pumpstrahl einen Linearpolarisator und ein $\lambda/4$ -Plättchen, um eine Zirkularpolarisation zu erzeugen. Mittels eines Achromaten wird er schließlich auf die Probe fokussiert und generiert dort die spinpolarisierten Elektron-Loch-Paare. Die Probe befindet sich dabei in dem bereits in Abschnitt 4.1 erläuterten Badkryostaten, der im nächsten Abschnitt genauer betrachtet wird.

Der Probestrahl wird zuerst auf eine mechanische Verzögerungsschiene gelenkt, mit der eine Zeitverzögerung Δt zwischen Pump- und Probepuls im Bereich von -200 ps bis zu 1800 ps eingestellt werden kann. Negative Zeiten entsprechen hier einem Eintreffen des Probestrahls vor dem Pumpstrahl auf der Probe und positive Zeiten analog einem Eintreffen des Probestrahls nach dem Pumpstrahl. Vor der Fokussierung des Probestrahls mithilfe desselben Achromaten auf die Probe wird dieser linear polarisiert. Da Pump- und Probestrahl durch eine entsprechende Justage parallel gerichtet werden, werden sie durch den Achromaten auf denselben Punkt auf der Probe fokussiert und somit wird ein maximaler Überlapp der beiden Strahlen erzielt.

Der reflektierte Probestrahl wird vom Achromaten ausgekoppelt und auf eine optische Brücke gelenkt, mit der der Verkippungswinkel der linearen Polarisation gemessen wird. Die Brücke beginnt mit einem $\lambda/2$ -Plättchen, das dem Nullabgleich dient. Ein folgendes Wollaston-Prisma teilt den Strahl in zwei senk-

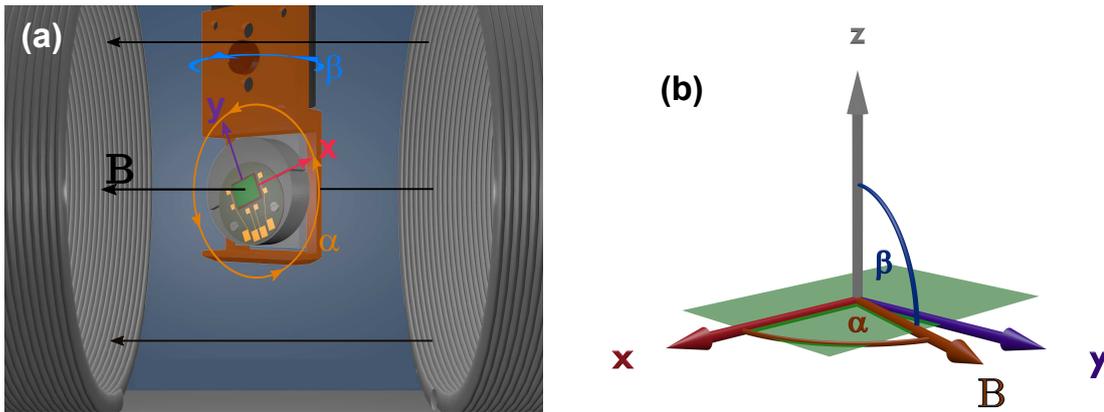


Abb. 4.4: (a) Schematische Darstellung der Probe (grün) im Kryostat aus Sicht des einfallenden Pumpstrahls mit der Magnetfeldrichtung unter einer Rotation α und einer Verkippung β . (b) Darstellung der effektiven Magnetfeldrichtung im Koordinatensystem der Probe (grün) bei einer Rotation um den Winkel α und einer Verkippung um den Winkel β .

recht zueinander stehende, linear polarisierte Komponenten auf. Diese werden auf zwei Photodioden gelenkt, die über einen Differenzverstärker gekoppelt ausgelesen werden. Das Differenzsignal, das proportional zum Verkippungswinkel der Polarisationsachse ist, wird zuletzt an den Lock-In-Verstärker weitergegeben, dessen Ausgangssignal dem gemessenen Kerr-Signal entspricht. Der Nullabgleich wird so eingestellt, dass bei einem Eintreffen des Probestrahls vor dem Pumpstrahl ein minimales Signal gemessen wird, was einer gleich starken Beleuchtung der beiden Photodioden entspricht. Dadurch können sehr kleine Verkippungswinkel der Polarisationsachse im Bereich von etwa $1 \mu\text{rad}$ gemessen werden.

Kryostat und Magnetfeldrichtung

Der verwendete optische Badkryostat hat eine ^3He -Probenkammer, die Proben-temperaturen von bis zu $T \approx 0,4 \text{ K}$ zulässt. Darüber hinaus kann mithilfe eines supraleitenden Helmholtzspulenpaares auch ein Magnetfeld von bis zu $11,5 \text{ T}$ angelegt werden, das vor allem für die Bestimmung des g -Faktors essentiell ist. Die Magnetfeldrichtung im Kryostat, die senkrecht zum einfallenden Pumpstrahl und zum Probenstab verläuft, ist dabei fest durch das Spulenpaar vorgegeben. Dies ist schematisch in Abbildung 4.4 (a) gezeigt. Die Richtung des Magnetfelds bezüglich der Kristallachsen der Probe kann dabei über eine Verkippung des Probenstabs (Winkel β) oder eine Rotation des Probenrotators (Winkel α) eingestellt werden.

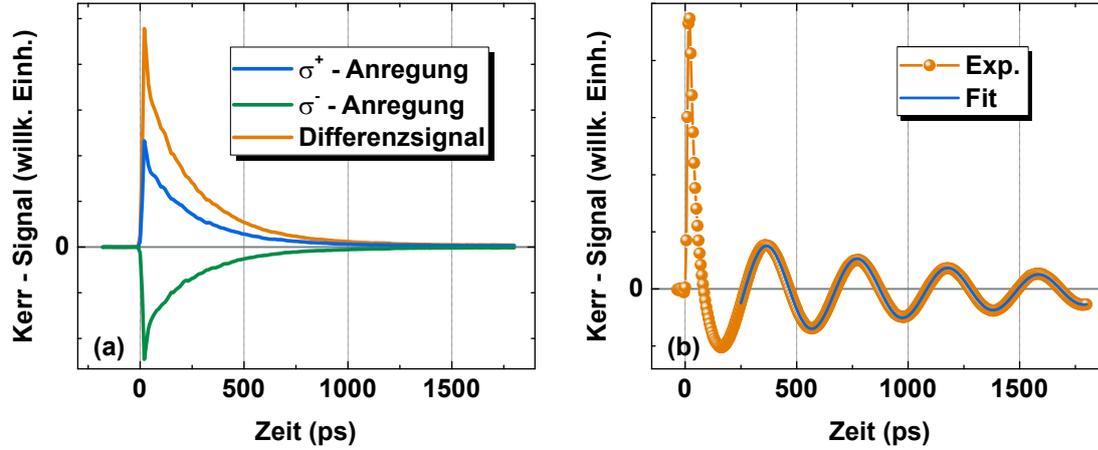


Abb. 4.5: (a) Beispiel für eine TRKR-Messung mit rechts- bzw. linkszirkular polarisierter Anregung und dem resultierenden Differenzsignal. (b) Beispiel für eine TRKR-Messung mit angelegtem Magnetfeld. Der Fit wurde nach Gleichung (4.3) durchgeführt.

Die effektive Richtung des Magnetfelds \mathbf{B} mit Stärke B_0 relativ zu den Probenachsen ist in Abbildung 4.4 (b) dargestellt:

$$\mathbf{B} = B_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha \sin \beta \\ \sin \alpha \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Damit kann jede beliebige Richtung zwischen Magnetfeld und Probe eingestellt werden. Allerdings beschränkt die Auskopplung des Probestrahls durch das Fenster des Kryostaten nach der Reflektion an der Probe den Öffnungswinkel auf etwa $84,5^\circ \leq \beta \leq 95,5^\circ$. Zusätzlich sind durch zwei senkrecht zum Pumpstrahl angeordnete Fenster Auskopplungen im Bereich von $\beta \approx 45^\circ$ möglich.

4.2.3 Zeitaufgelöste Messung (TRKR)

Die zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessung (TRKR, von engl. time resolved Kerr rotation) ist eine typische Pump-Probe-Methode. Der Pumpstrahl erzeugt die Spinpolarisation im System und der Probestrahls detektiert diese. Dabei wird die Zeitverzögerung zwischen Pump- und Probestrahls schrittweise verändert und für jeden Zeitschritt das Kerr-Signal aufgenommen. Somit wird sukzessive ein zeitaufgelöstes Signal erzielt. Um spinpolarisationsunabhängige Anteile am gemessenen Signal herauszufiltern, wird jede Messung sowohl mit rechts- als auch mit linkszirkular polarisierter Anregung durchgeführt und die Differenz der beiden Signale gebildet. Ein Beispiel für eine solche Messung ist in Abbildung 4.5 (a) dargestellt. Typischerweise zeigt sich ein Peak bei einer Zeitverzögerung im Bereich um 0 ps, der der Anregung durch den Pumpstrahl entspricht. Daraufhin fällt das Signal exponentiell ab, wobei vor allem in den ersten Pikosekunden nach der Anregung

mehrere Zerfallsprozesse beitragen, die nicht direkt an die Spindephasierung gekoppelt sind. Beispielsweise können hier Rekombinations-, Relaxations und auch Tunnelprozesse zwischen den Quantentrögen auftreten.

Um darüber hinaus den g-Faktor der spinpolarisierten Ladungsträger untersuchen zu können, muss zusätzlich ein Magnetfeld in der Quantentrobebene angelegt werden. Dadurch wird eine Präzession der Spinpolarisation induziert und da der Kerr-Effekt nur auf out-of-plane Spinpolarisationen sensitiv ist, zeigt sich ein oszillierendes TRKR-Signal. Ein Beispiel für eine TRKR-Messung mit angelegtem Magnetfeld ist in Abbildung 4.5 (b) dargestellt. Die Amplitude des Kerr-Signals $A(t)$ kann mithilfe einer exponentiell gedämpften Kosinus-Funktion angefitet werden:

$$A(t) = A_0 + A_P \exp\left(-\frac{t}{\tau_P}\right) \cos[\omega(t + t_0)] \quad (4.3)$$

Damit können die Amplitude A_P , die Dephasierungszeit τ_P und die Präzessionsfrequenz ω der präzedierenden Spinpolarisation extrahiert werden. Außerdem enthält die Fitfunktion zur besseren Anpassung einen Verschiebungsterm A_0 und einen Phasenterm t_0 . Typischerweise wird der Fit ab einer Zeitverzögerung von etwa 300 ps angelegt, um den Einfluss der schnellen Zerfallsprozesse kurz nach der Anregung auf die relevanten Fitparameter zu minimieren. Aus der Präzessionsfrequenz und der Magnetfeldstärke kann der g-Faktor mithilfe von Gleichung (3.3) aus Abschnitt 3.2 berechnet werden. Allerdings kann nur der Betrag und nicht das Vorzeichen bestimmt werden, da aus den Messungen der Drehsinn der Präzession nicht ermittelt werden kann.

4.2.4 Resonante Spinverstärkung (RSA)

Die resonante Spinverstärkung (RSA, von engl. resonant spin amplification) wurde erstmals von Kikkawa und Awschalom für langlebige Elektronspinpolarisationen verwendet [Kik98]. Das zugrunde liegende Prinzip ist dabei die Untersuchung der Superposition von Spinpolarisationen, die von aufeinanderfolgenden Pumpimpulsen erzeugt werden, in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld. Um eine entsprechende Superposition zu erhalten, muss die Spindephasierungszeit mindestens im Bereich der Pulswiederholzeit des verwendeten Lasersystems liegen. Diese beträgt für den im Rahmen dieser Arbeit genutzten Ti:Sa-Laser etwa $\Delta t_{\text{Puls}} \approx 12,5$ ns. Die Superposition wird bei einer festen Zeitverzögerung zwischen Pump- und Probeimpuls betrachtet, wobei dabei typischerweise negative Zeitverzögerungen von etwa -100 ps verwendet werden. Dies bedeutet aufgrund der langen Spindephasierungszeiten, dass die Spinpolarisation im System etwa 12,4 ns nach dem Pumpimpuls untersucht wird.

Das Entstehen des RSA-Signals in Abhängigkeit vom Magnetfeld kann anhand von Abbildung 4.6 (a) nachvollzogen werden. Durch die sehr langen Spinlebensdauern verbleibt bis zum Eintreffen des folgenden Pumpimpulses eine Spinpolarisation im System. Die Ausrichtung dieser Spinpolarisation hängt vom angelegten

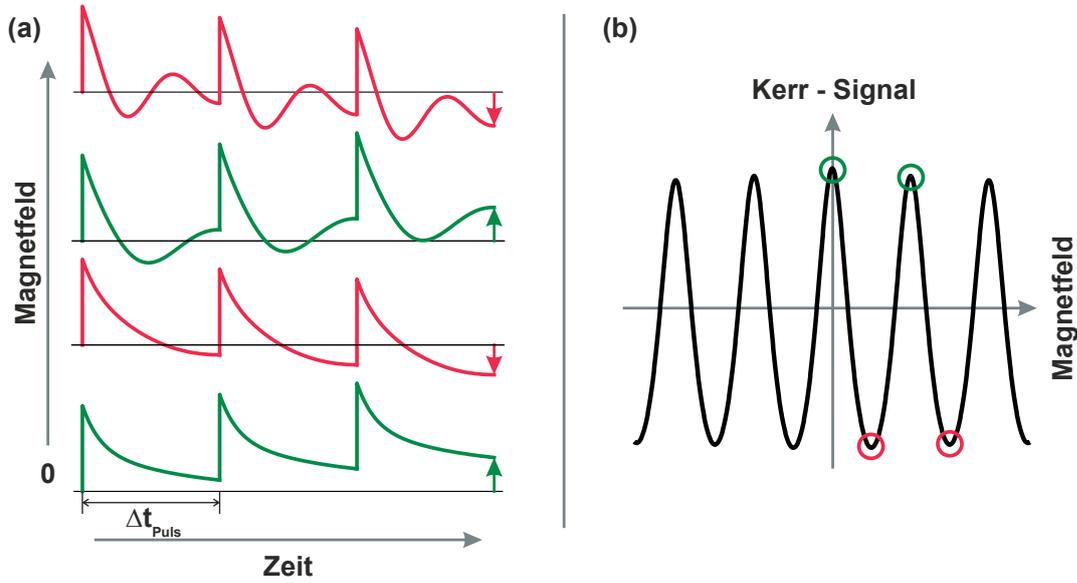


Abb. 4.6: (a) Beispielhafte Darstellung von TRKR-Kurven für langlebige Spinpolarisationen bei unterschiedlichen Magnetfeldern über den Zeitraum von drei Pulswiederholzeiten des Lasersystems. (b) Aus (a) resultierendes Kerr-Signal (RSA-Signal) in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei einer festen Zeitverzögerung. Die Farbe der Kreise bezieht sich dabei auf die entsprechenden, in (a) gezeigten Kurven.

Magnetfeld ab. Vollzieht die Spinpolarisation innerhalb von Δt_{Puls} keine (d.h. ohne Magnetfeld) oder mehrere volle Präzessionen, stehen die vorhandene und die neu eingebrachte Spinpolarisation parallel und es entsteht ein maximales Signal (grüne Kurven). Präzediert die Spinpolarisation zwischen zwei Pumpimpulsen dagegen genau in die antiparallele Richtung, erhält man ein minimales Signal (rote Kurven). Somit ergibt sich eine periodischen Abfolge von Maxima und Minima als resultierendes RSA-Signal. Dies ist schematisch in Abbildung 4.6 (b) gezeigt.

Aus den RSA-Kurven kann sowohl die Spindephasierungszeit als auch der g-Faktor extrahiert werden. Die Spindephasierungszeit wird aus der Breite der Maxima abgeschätzt bzw. anhand der im folgenden Abschnitt erläuterten Simulation bestimmt [Kor10b]. Je schmaler die Maxima, desto länger ist die Spindephasierungszeit. Der g-Faktor kann aus dem Abstand ΔB der Maxima mithilfe von Gleichung (3.3) aus Abschnitt 3.2 berechnet werden:

$$\Delta B = \frac{\hbar \Delta \omega}{\mu_B |g|} \quad (4.4)$$

Die Differenz der Präzessionsfrequenzen $\Delta \omega$ zwischen zwei Maxima wird durch die Pulswiederholzeit des Lasers festgelegt:

$$\Delta \omega = \frac{2\pi}{\Delta t_{\text{Puls}}} \quad (4.5)$$

Somit ergibt sich der g-Faktor:

$$|g| = \frac{2\pi\hbar}{\mu_B \Delta t_{\text{Puls}} \Delta B} \quad (4.6)$$

Analog zu den zeitaufgelösten Messungen kann auch mit RSA-Messungen nur der Betrag und nicht das Vorzeichen des g-Faktors ermittelt werden.

4.2.5 Phänomenologisches Ratengleichungsmodell

Sowohl TRKR- als auch RSA-Kurven können mithilfe eines phänomenologischen Ratengleichungsmodells simuliert und mit den gemessenen Daten verglichen werden [Kor10b]. Dazu werden der zeitlichen Entwicklung der Elektron- (\mathbf{e}) bzw. Lochspinpolarisation (\mathbf{h}) einfache Ratengleichungen zugrunde gelegt:

$$\frac{d\mathbf{e}}{dt} = -\frac{\mathbf{e}}{\tau_R} + \frac{g_e \mu_B}{\hbar} (\mathbf{B} \times \mathbf{e}) \quad (4.7a)$$

$$\frac{d\mathbf{h}}{dt} = -\frac{\mathbf{h}}{\tau_h(\mathbf{B})} + \frac{g_h \mu_B}{\hbar} (\mathbf{B} \times \mathbf{h}) + \frac{e_z \mathbf{z}}{\tau_R} \quad (4.7b)$$

Dabei bezeichnet τ_R die Rekombinationszeit und τ_h die Spindephasierungszeit der Löcher, die aufgrund der Ensembledephasierung vom Magnetfeld \mathbf{B} abhängt. Beide Gleichungen enthalten einen Dämpfungsterm und einen Term, der die Präzession im angelegten Magnetfeld beschreibt. Die Elektronspindephasierung wird unter der Annahme einer vollständigen Rekombination der spinausgerichteten Elektronen und einer Spindephasierungszeit, die die Rekombinationszeit stark überschreitet, vernachlässigt. Darüber hinaus besteht eine Kopplung der Lochspinpolarisation mit der Elektronspinpolarisation über die Rekombination in Wachstumsrichtung (\mathbf{z}), die die Quantisierungsachse aufgrund der Anregung und der Detektion in dieser Richtung darstellt.

Um eine TRKR-Messung zu simulieren wird die Elektron- bzw. Lochspinpolarisation $\mathbf{e}(t)$ bzw. $\mathbf{h}(t)$ numerisch berechnet. Dazu wird eine Startpolarisation für Elektronen und Löcher parallel zur z -Richtung zum Zeitpunkt $t = 0$ festgelegt. Dabei können das schnelle Tunneln der Elektronen aus dem Quantentrog sowie die nichtresonante Anregung (s. Abschnitt 3.1.2) durch unterschiedliche Anfangspinpolarisationen für Elektronen bzw. Löcher berücksichtigt werden. Hier wird vereinfachend angenommen, dass sowohl das Tunneln der Elektronen als auch die schnelle Dephasierung der Löcher auf sehr viel kürzeren Zeitskalen als die Rekombination oder die Spindephasierung bei $k \approx 0$ stattfinden. Aus der Entwicklung der Spinpolarisationen anhand der Ratengleichungen ergibt sich schließlich das simulierte TRKR-Signal $A(t) = h_z(t) + e_z(t)$, wobei hier aufgrund des Fokus der Arbeit auf die Lochspindynamik meist nur die Lochspinpolarisation betrachtet wird. Für die Simulation von RSA-Kurven wird in den Zeitintervallen der Pulswiederholzeit des Lasers Δt_{Puls} jeweils eine Elektron- bzw. Lochspinpolarisation

eingebraucht. Die resultierende Lochspinpolarisation h_z wird schließlich zu einem festen Zeitpunkt analog zu einer RSA-Messung nach einer gewissen Anzahl an Anregungspulsen ausgewertet und ergibt die simulierte RSA-Kurve.

Kapitel 5

Charakterisierung und Eigenschaften der Proben

In den Kapiteln 5 und 6 werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Einige der gezeigten Messungen wurden in Zusammenarbeit mit Michael Kempf und Johannes Holler im Rahmen ihrer Bachelor- bzw. Masterarbeiten durchgeführt, die von mir betreut wurden. Ein Teil der daraus gewonnenen Erkenntnisse ist in den entsprechenden Abschlussarbeiten bereits erläutert [Kem13, Hol14, Kem16, Hol17].

Im Folgenden werden die verwendeten Proben anhand von PL- und TRKR-Messungen im Hinblick auf optimale Anregungsbedingungen und die Erzeugung einer Lochspinpolarisation genauer untersucht. Außerdem wird auf die spezielle Eigenschaft des [110]-gewachsenen Systems eingegangen, bei dem ein paralleles Auftreten einer langlebigen Elektron- und Lochspinpolarisation beobachtet werden konnte.

5.1 Untersuchung des 5 nm breiten Quantentrogs

Um die Eigenschaften des 5 nm breiten Quantentrogs zu untersuchen, wurden PL-Messungen bei $T = 1,2$ K durchgeführt. Die erhaltenen Ergebnisse für Probe A in Abhängigkeit von der Gatespannung sind in Abbildung 5.1 (a) gezeigt. Dabei wurde eine Anregungsleistung von etwa $15 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda = 710$ nm verwendet. Es zeigt sich eine relativ breite PL-Emission bei einer Wellenlänge von etwa 748 nm (1658 meV). Diese ist in Form und Amplitude nahezu unabhängig von der angelegten Gatespannung. Dieser geringe Einfluss der Gatespannung auf die PL-Emission wurde für eine [001]-gewachsene Probe bereits im Rahmen meiner Masterarbeit gefunden [Gra12].

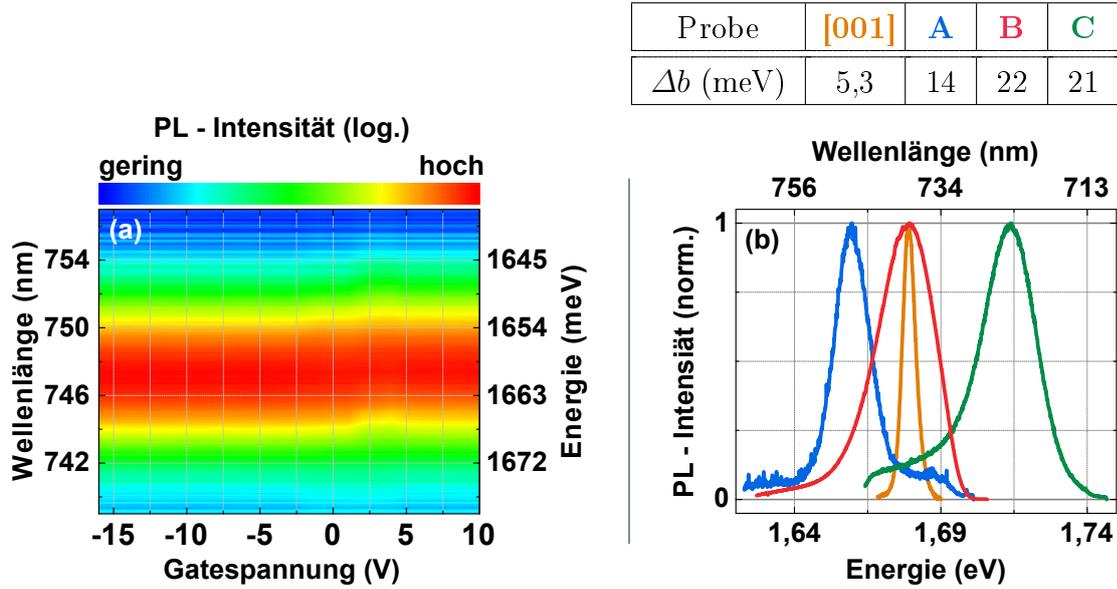


Abb. 5.1: (a) Gatespannungsabhängige PL-Messungen am 5 nm breiten Quantentrog von Probe A bei $T = 1,2$ K. (b) Vergleich von PL-Messungen am 5 nm breiten Quantentrog von verschiedenen Proben und deren Halbwertsbreite Δb . Die Messung an der [001]-gewachsenen Probe wurde im Rahmen meiner Masterarbeit durchgeführt [Gra12].

In TRKR-Messungen sollte die Spindynamik im 5 nm breiten Quantentrog von Probe A weiter untersucht werden. Allerdings konnte im experimentell möglichen Bereich der Anregungsparameter wie etwa Anregungswellenlänge oder -dichte keinerlei Resonanz für ein Kerr-Signal gefunden werden. Somit war eine zeitaufgelöste Analyse möglicher Spinpolarisationen im Gegensatz zum [001]-gewachsenen System nicht möglich [Gra12].

Bei Untersuchungen an den Proben B und C zeigten sich sowohl in PL- als auch in TRKR-Messungen analoge Ergebnisse zu Probe A (nicht explizit aufgeführt), bei jeweils unterschiedlichen PL-Emissionswellenlängen bzw. -energien. Die normierte PL-Emission des 5 nm breiten Quantentrogs der einzelnen Proben ist in Abbildung 5.1 (b) dargestellt. Neben einer veränderten Emissionswellenlänge ist vor allem ein starker Unterschied der Halbwertsbreite Δb für die niedersymmetrischen Wachstumsrichtungen im Vergleich zum [001]-gewachsenen System erkennbar. Diese ist um einen Faktor von 3-4 größer, was sehr wahrscheinlich auf starke Schwankungen der Quantentrogbreite zurückgeführt werden kann. Diese würden auch das Fehlen einer Kerr-Resonanz erklären. Durch die niedersymmetrische Wachstumsrichtung sind die Grenzflächen zwischen GaAs und AlAs vergleichsweise rau, was zu lokalen Schwankungen der Quantentrogbreite führt. Da die Übergangsenergie, wie in Gleichung (2.2) gezeigt, indirekt proportional zur Quantentrogbreite ist, haben diese Schwankungen bei einem schmalen Quantentrog einen sehr großen Einfluss. Somit unterscheidet sich die Resonanzenergie

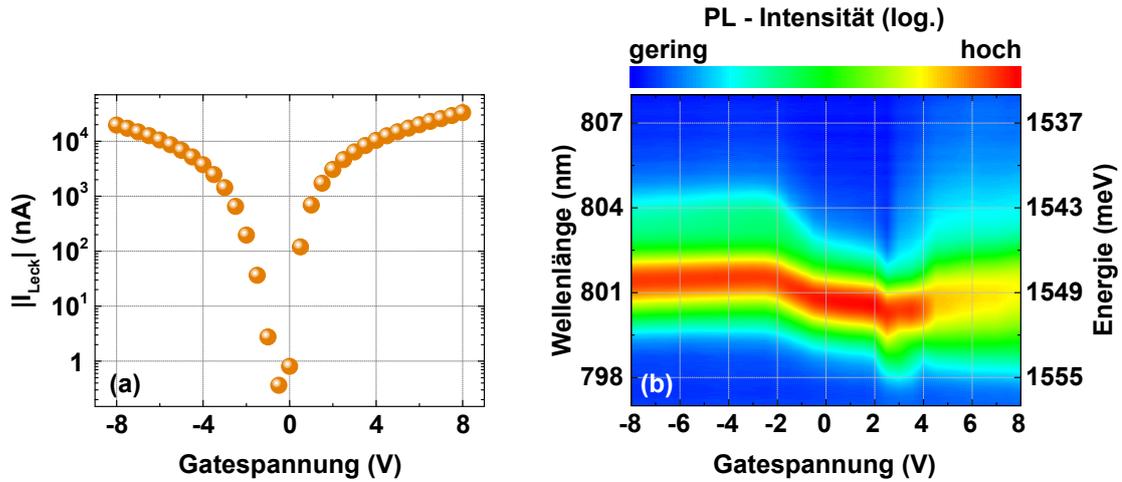


Abb. 5.2: (a) Leckstrom I_{Leck} durch Probe A in Abhängigkeit von der Gatespannung. (b) Gatespannungsabhängige PL-Messungen am 12 nm breiten Quantentrog von Probe A bei $T = 1,2$ K.

relativ stark über den Bereich des Laserspots auf der Probe hinweg. Dies führt zu einer verminderten Amplitude des Kerr-Signals, da die Resonanzbedingung nur für einen Bruchteil der eingestrahlten Anregungsenergie gegeben ist. Wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, hängt außerdem die Amplitude und insbesondere das Vorzeichen des Kerr-Signals von der Differenz zwischen Anregungsenergie und Resonanzenergie ab [Kim01, Fok10, Gla12]. Dadurch heben sich die einzelnen Beiträge zum Kerr-Signal aus den verschiedenen Bereichen mit unterschiedlicher Quantentrogbreite gegeneinander auf. Des Weiteren können energetische Relaxationsprozesse der Ladungsträger zu Bereichen mit niedrigerer Übergangsenergie auftreten, die sich ebenfalls negativ auf die Amplitude des Kerr-Signals auswirken.

Da für alle verwendeten Proben kein auswertbares Kerr-Signal bei Anregung des 5 nm breiten Quantentrogs erhalten werden konnte, sind alle weiteren aufgeführten Messungen zur Untersuchung der Lochspinpolarisation am 12 nm breiten Quantentrog durchgeführt worden.

5.2 Untersuchung des 12 nm breiten Quantentrogs

5.2.1 Probe A: [113]-gewachsenes System

Um den experimentell möglichen Gatespannungsbereich für Probe A abzuschätzen, wurde der Leckstrom I_{Leck} durch die Probe in Abhängigkeit von der Gatespannung aufgenommen. Dieser ist in Abbildung 5.2 (a) dargestellt und zeigt eine starke Abhängigkeit von der Gatespannung. Er steigt sowohl für positive als auch negative Spannungen stark an. Der Leckstrom entsteht durch Tunnelprozes-

se durch die isolierende SiO_2 -Schicht bzw. das Übergitter vor der als Backgate fungierenden dotierten Schicht. Außerdem können sich Kriechströme auf der Probenoberfläche zwischen Front- und Backgate bilden. Das größte Problem eines dauerhaft hohen Leckstroms ist die dabei auftretende Elektromigration [Bla69]. Dadurch wird über lange Zeitskalen hinweg langsam ein leitender Kanal zwischen Front- und Backgate gebildet, der schließlich zu einem Kurzschluss führt und das Gate unbrauchbar macht. Deshalb wurde zumeist in einem Gatespannungsbereich mit relativ kleinem Leckstrom im Bereich weniger Nanoampere gearbeitet.

In Abbildung 5.2 (b) sind PL-Messungen am 12 nm breiten Quantentrog von Probe A in Abhängigkeit von der Gatespannung dargestellt. Dabei wurde eine Anregungswellenlänge von $\lambda = 780$ nm und eine Anregungsdichte von $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ verwendet. Es zeigt sich im Vergleich zu den in Abbildung 5.1 (a) aufgeführten Messungen eine relativ schmale PL-Emission, deren Emissionsenergie im Gegensatz zum schmalen Quantentrog eine Abhängigkeit von der Gatespannung aufweist. Dies kann durch ein Verkippen der Bandkantenverlaufs des Quantentrogs durch das äußere elektrische Feld und exzitonische Effekte erklärt werden. Bei $U_G \approx 2$ V zeigt sich die PL-Emission mit der höchsten Energie von etwa 1550 meV. Hier kompensiert die Gatespannung die inneren elektrischen Felder und es ergibt sich eine flache Bandkantenverlauf im Quantentrog. Diese inneren elektrischen Felder treten durch ein Verschieben der Ladungsträger entlang der Wachstumsrichtung beispielsweise aufgrund der Metall-Halbleiter-Übergänge an Front- und Backgate auf. Für höhere Gatespannungen zeigt sich eine verminderte Amplitude bei gleichzeitiger Verringerung der PL-Emissionsenergie. Dies kann durch ein Verkippen des Bandkantenverlaufs erklärt werden, das sowohl eine unterdrückte Rekombination aufgrund der Ladungsträgerseparation im Quantentrog als auch eine verminderte Übergangsenergie zur Folge hat. Ab etwa $U_G \leq -2,5$ V ist die PL-Emission mit geringster Emissionsenergie erkennbar. Hier kann von einer Rekombination über ein geladenes Exziton (Trion) ausgegangen werden, dessen Gesamtenergie durch die zusätzliche Bindungsenergie gegenüber dem neutralen Exziton abgesenkt ist. In den PL-Spektren im Übergangsbereich bei $-2,5 \text{ V} \leq U_G \leq 0 \text{ V}$ können allerdings keine zwei separaten Peaks für Trion und Exziton aufgrund der zu großen Halbwertsbreite beobachtet werden. Anhand der folgenden Diskussion der TRKR-Messungen, kann das geladene Exziton auf einen Überschuss von Löchern im Quantentrog zurückgeführt werden, die zusammen mit den verbleibenden Elektronen positiv geladene Trionen bilden.

In TRKR-Messungen bei $T = 1,2$ K wurde die Ladungsträger- und Spindynamik im 12 nm breiten Quantentrog von Probe A weiter untersucht. Die Ergebnisse in Abhängigkeit von der Gatespannung sind in Abbildung 5.3 (a) gezeigt. Bei den Messungen wurde eine Anregungswellenlänge von $\lambda = 799$ nm und somit einer Anregungsenergie leicht oberhalb der PL-Emissionsenergie verwendet sowie ein Magnetfeld von $B_0 = 1$ T in der Quantentrogebene bei $\alpha = 0^\circ$ angelegt. Die TRKR-Kurven weisen starke Unterschiede hinsichtlich der Präzessionsfrequenz und der Amplitude auf. Für Gatespannungen $U_G \leq -2,5$ V ist eine schnelle Prä-

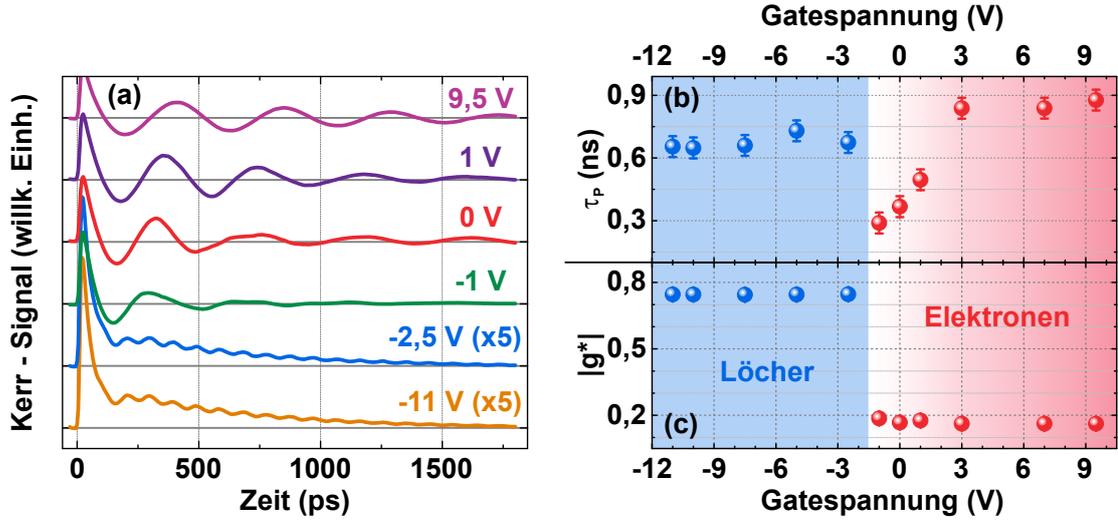


Abb. 5.3: (a) TRKR-Messungen an Probe A bei $T = 1,2$ K und einem in-plane Magnetfeld von $B_0 = 1$ T bei $\alpha = 0^\circ$ für verschiedene Gatespannungen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Messungen bei $U_G = -2,5$ V bzw. $U_G = -11$ V entsprechend skaliert. (b)/(c) Aus den in (a) gezeigten TRKR-Messungen extrahierte(r) Spindephasierungszeit/ g -Faktor in Abhängigkeit von der Gatespannung.

zession mit vergleichsweise kleiner Amplitude zu erkennen. Darüber hinaus zeigt sich ein zusätzlicher, exponentiell gedämpfter nichtpräzedierender Anteil. Die Ursache und Eigenschaften dieser Komponente werden in Kapitel 6 untersucht und dargestellt. Für Gatespannungen $U_G \geq -1$ V ist dagegen eine langsamere Präzession mit größerer Amplitude erkennbar. Die Veränderung der Präzessionsfrequenz abhängig von der Gatespannung deutet auf einen Wechsel der Mehrheitsverhältnisse der Ladungsträger von Löchern auf Elektronen im Quantentrog hin.

Zur genaueren Untersuchung wurden die TRKR-Messungen gefittet und die Spindephasierungszeit sowie der Betrag des g -Faktors bestimmt. Für die Kurven mit zusätzlichem nichtpräzedierendem Anteil wurde die Fitfunktion nach Gleichung (4.3) um einen weiteren exponentiell gedämpften Term mit Amplitude A_N erweitert:

$$A(t) = A_0 + A_P \exp\left(-\frac{t}{\tau_P}\right) \cos[\omega(t + t_0)] + A_N \exp\left(-\frac{t}{\tau_N}\right) \quad (5.1)$$

In Abbildung 5.4 ist ein Beispiel für einen derartigen Fit für eine Kurve mit nichtpräzedierendem Anteil dargestellt. Diese zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Fitfunktion und gemessenem TRKR-Signal. Die extrahierten Fitparameter sind in Abbildung 5.3 (b) und (c) dargestellt. Für Gatespannungen $U_G < -2$ V ergibt sich ein effektiver g -Faktor von $|g^*| \approx 0,74$, der einer Lochspinpolarisation zugeordnet werden kann. Theoretische Berechnungen von Roland Winkler legen einen Wert von etwa $|g^*| \approx 0,68$ nahe [Win03, Gra17]. Für höhere

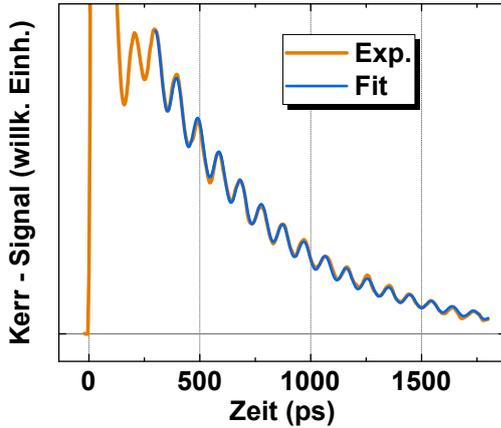


Abb. 5.4: Beispiel für einen Fit nach Gleichung (5.1) an einer TRKR-Messung von Probe A mit zusätzlichem nichtpräzeden Anteil.

$\tau_P \approx 0,9$ ns von $U_G = -1$ V bis $U_G = 3$ V an und bleibt dann nahezu konstant. Der Anstieg kann auf eine Art Übergangsbereich zwischen Loch- und Elektronregime zurückgeführt werden, in dem die Spindephasierung der Elektronen noch durch die Rekombination mit den vorhandenen Löchern im Quantentrog limitiert wird. Eine genaue Betrachtung der TRKR-Kurven (s. Abbildung 5.3 (a)) für diese Gatespannungen zeigt auch eine schwache Schwebung einer zweiten Präzessionsfrequenz, die auf die noch vorhandene Lochspinpolarisation zurückgeführt werden kann. Für höhere Gatespannungen $U_G \geq 3$ V rekombinieren die Löcher innerhalb kurzer Zeit mit den in den Quantentrog tunnelnden Elektronen und wirken sich somit nicht mehr auf die Elektronspindephasierung aus.

Somit zeigt sich für den 12 nm breiten Quantentrog von Probe A ein analoges Verhalten wie für das [001]-gewachsene System [Gra14]. Insbesondere ist dadurch die Untersuchung der Lochspinpolarisation in einem [113]-gewachsenen Quantentrog möglich.

5.2.2 Probe B: quasi-[111]-gewachsenes System

Analog zu den Messungen an Probe A wurden an Probe B ebenfalls PL- und TRKR-Messungen in Abhängigkeit von der Gatespannung durchgeführt. Außerdem wurde der Leckstrom in Abhängigkeit von der Gatespannung aufgenommen, um den experimentell möglichen Gatespannungsbereich zu bestimmen. Dieser ist in Abbildung 5.5 (a) dargestellt. Für negative Spannungen ab $U_G < -3$ V steigt der Leckstrom drastisch an, während er für positive Spannungen vergleichsweise langsam ansteigt. Allerdings zeigten sich für Gatespannungen ab $U_G \geq 14$ V sprunghafte Anstiege des Leckstroms, die bei einigen der verwendeten Proben-

Gatespannungen liegt der g-Faktor bei etwa $|g^*| \approx 0,18$. Dieser lässt sich auf eine Elektronspinpolarisation zurückführen und ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen am [001]-gewachsenen System sowie mit den Erwartungen für einen Quantentrog mit der entsprechenden Übergangsenergie [Yug07, Gra14]. Das gatespannungsabhängige Umschalten von einem Loch- zu einem Elektronregime lässt sich anhand der in Abschnitt 2.2.2 dargestellten Vorgänge erklären. Die Analyse der Spindephasierungszeit ergibt eine weitestgehend von der angelegten Gatespannung unabhängige Dephasierungszeit von $\tau_P \approx 0,7$ ns für eine Lochspinpolarisation. Im Elektronregime steigt die Spindephasierungszeit von etwa $\tau_P \approx 0,3$ ns auf

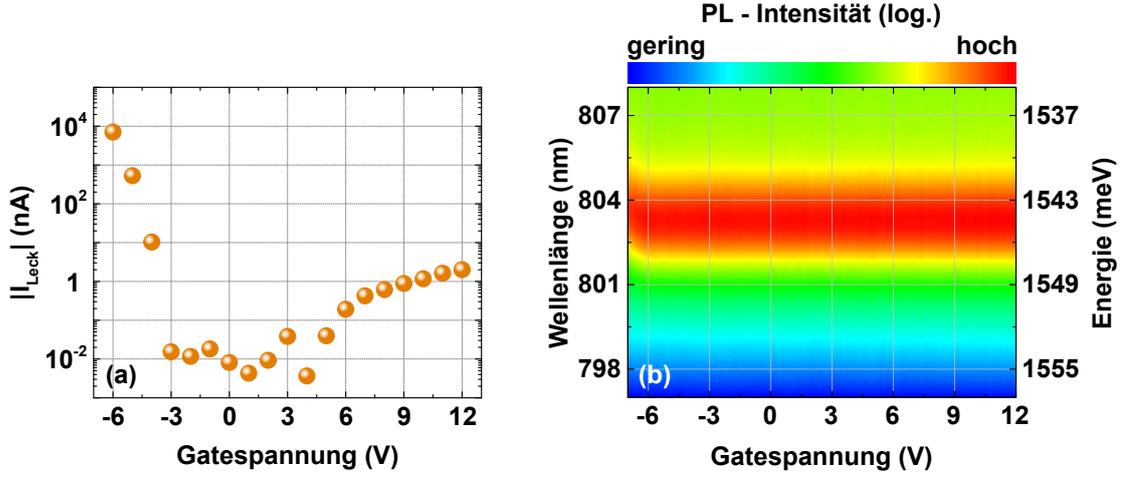


Abb. 5.5: (a) Leckstrom I_{Leck} durch Probe B in Abhängigkeit von der Gatespannung. (b) Gatespannungsabhängige PL-Messungen am 12 nm breiten Quantentrog von Probe B bei $T = 1,2$ K.

stücke zu einem irreversiblen Kurzschluss des Gates geführt haben. Deshalb wurde die Gatespannung für alle weiteren Messungen nicht über $U_G = 12$ V erhöht.

Die Ergebnisse der PL-Messungen sind in Abbildung 5.5 (b) dargestellt. Dabei kann eine sowohl in Bezug auf die Amplitude als auch auf die Emissionsenergie weitgehend von der Gatespannung unabhängige PL-Emission beobachtet werden. Lediglich für Gatespannungen $U_G < -6$ V sind kleine Variationen zu erkennen. Diese könnten vom relativ starken Leckstrom durch das Gate bei diesen Spannungen stammen.

Die in Abbildung 5.6 (a) dargestellten TRKR-Messungen zeigen ein analoges Verhalten. Für alle Gatespannungen kann man sehr ähnliche Signale mit gleicher Amplitude und Präzessionsfrequenz erkennen. Analog zum Lochregime im [113]-gewachsenen System ist hier auch ein nichtpräzedierender Anteil festzustellen. Eine genaue Analyse der Daten wurde analog zu Probe A mithilfe von Gleichung (5.1) durchgeführt. Die extrahierten g-Faktoren sind in Abbildung 5.6 (c) zu sehen. Für alle Gatespannungen zeigt sich ein Betrag des g-Faktors von $|g^*| \approx 0,062$. Dieser kann einer Lochspinpolarisation zugeordnet werden. Die theoretische Erwartung liegt für [111]-gewachsene Systeme bei einem in-plane g-Faktor von $g^* = 0$ [Win03, Gra17]. Um diese Annahme einer Lochspinpolarisation weiter zu unterstützen, wurden TRKR-Messungen bei sehr hohen Leistungsdichten und einem Magnetfeld von $B_0 = 3$ T durchgeführt. Ein Beispiel für eine solche Messung ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Hier zeigt sich eine sehr schnelle Präzession mit großer Amplitude in den ersten 400 ps gefolgt von einer langsameren Präzession mit kleinerer Amplitude. Aus den Präzessionsfrequenzen kann ein Betrag des g-Faktors von $|g^*| \approx 0,19$ bzw. $|g^*| \approx 0,06$ extrahiert werden. Somit kann die schnelle Präzession einer Elektronspinpolarisation und die lang-

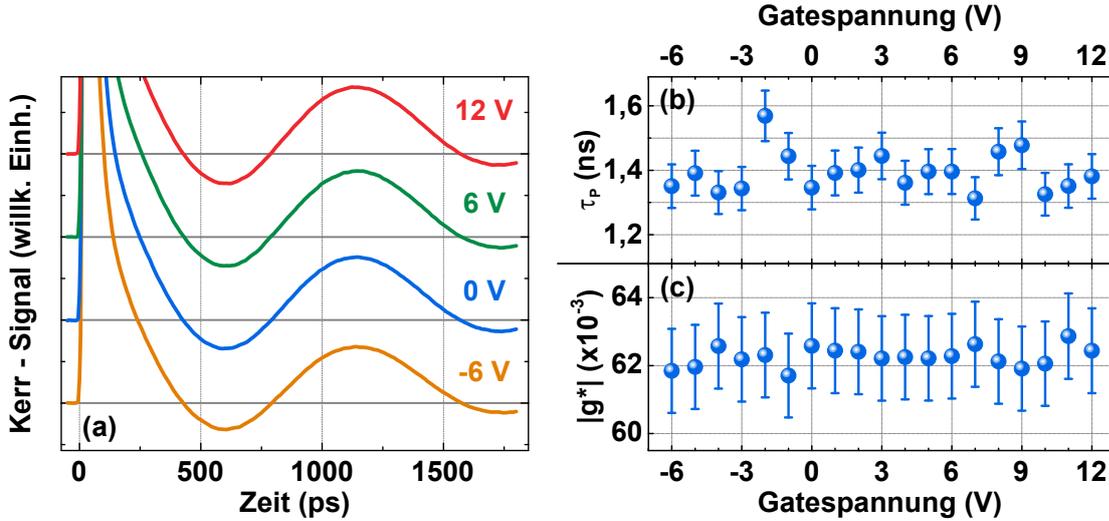


Abb. 5.6: (a) TRKR-Messungen an Probe B bei $T = 1,2$ K und einem in-plane Magnetfeld von $B_0 = 1$ T bei $\alpha = 0^\circ$ für verschiedene Gatespannungen. (b)/(c) Aus den in (a) gezeigten TRKR-Messungen extrahierte(r) Spindephasierungszeit/g-Faktor in Abhängigkeit von der Gatespannung.

samere Präzession einer Lochspinpolarisation zugeordnet werden. Durch die hohe Anregungsdichte entsteht eine große Anzahl an Elektron-Loch-Paaren im Quantentrog und die Amplitude des Kerr-Signals wird erhöht. Darüber hinaus steigt die Präzessionsfrequenz durch die größere Magnetfeldstärke in einen Bereich, der mehrere Oszillationen innerhalb der Rekombinationszeit zulässt. Dadurch kann die Elektronenspinpräzession in TRKR-Messungen bei diesen Anregungsbedingungen nachgewiesen werden.

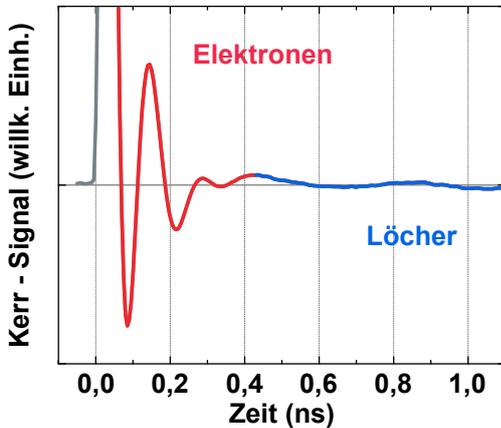


Abb. 5.7: TRKR-Messung an Probe B bei ca. $T = 1,2$ K, $U_G = 0$ V und einem in-plane Magnetfeld von $B_0 = 3$ T bei $\alpha = 0^\circ$ für eine um den Faktor 100 erhöhte Anregungsdichte im Vergleich zu in den Abbildung 5.6 (a) dargestellten Messungen.

Die in Abbildung 5.6 (b) dargestellte Spindephasierungszeit ändert sich ebenfalls nicht mit der angelegten Gatespannung und bleibt konstant bei $\tau_P \approx 1,4$ ns. Diese im Vergleich zu Probe A erhöhte Dephasierungszeit kann vermutlich auf Abweichungen aufgrund der unterschiedlichen Wachstumsrichtungen und auch Wachstumsprozesse in den in unterschiedlichen MBE-Anlagen hergestellten Proben zurückgeführt werden. Diese können sich beispielsweise auf die Qualität der Grenzflächen und damit die Tiefe der Lokalisierungs-

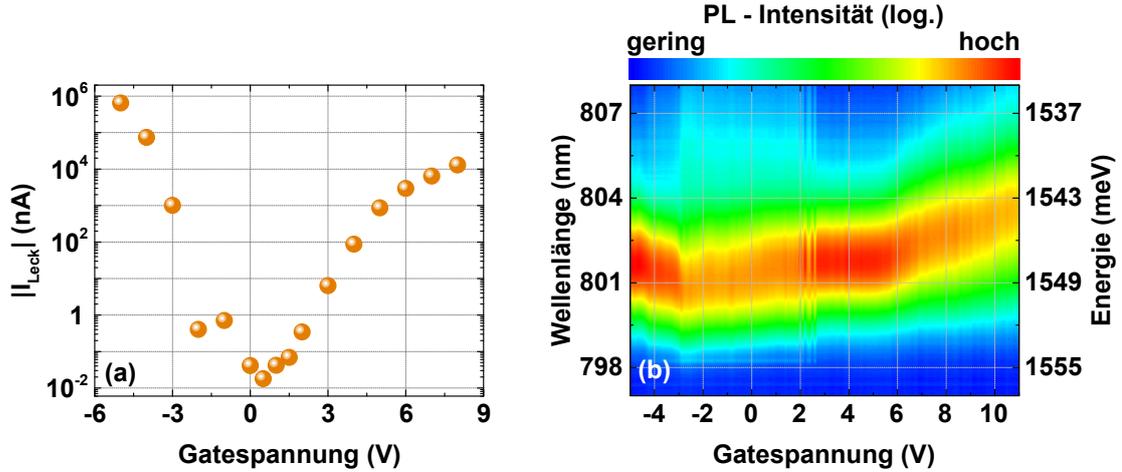


Abb. 5.8: (a) Leckstrom I_{Leck} durch Probe C in Abhängigkeit von der Gatespannung. (b) Gatespannungsabhängige PL-Messungen am 12 nm breiten Quantentrog von Probe C bei $T = 1,2$ K.

tentiale auswirken. Dadurch verändert sich der Einfluss der in Abschnitt 3.3.1 erläuterten Valenzbandmischung und es ergeben sich unterschiedliche Spindephasierungszeiten.

Das Fehlen des Umschaltens von einem Loch- auf ein Elektronregime in Abhängigkeit von der Gatespannung kann vielfältige Ursachen haben. Neben den bereits erläuterten unterschiedlichen Wachstumsprozessen kann beispielsweise eine erhöhte Störstellendichte mit einhergehender leichter Dotierung zu größeren internen elektrischen Feldern führen. Diese könnten durch das äußere Feld im experimentell möglichen Gatespannungsbereich nicht mehr kompensierbar sein und damit bleibt die Verkippung des Quantentrogs weitestgehend konstant. Darüber hinaus ist ein unterschiedlicher Einbau der Dotieratome im Bereich des Backgates für verschiedene Wachstumsrichtungen möglich. Je nach Wachstumsbedingungen und -richtung können die Si-Dotieratome Ga- oder As-Gitterplätze einnehmen, was zu einer n- bzw. p-Dotierung führt. Dies beeinflusst den Metall-Halbleiter-Übergang und den Spannungsabfall über der entstehenden Schottky-Diode, was zu unterschiedlichen effektiven elektrischen Feldern im Bereich der Quantentröge führt. Damit lässt sich auch der im Vergleich zu Probe A unterschiedliche Verlauf des Leckstroms erklären.

5.2.3 Probe C: [110]-gewachsenes System

Der experimentell mögliche Gatespannungsbereich für Probe C wurde anhand des auftretenden Leckstroms untersucht. Dieser ist in Abhängigkeit von der Gatespannung in Abbildung 5.8 (a) dargestellt. Sowohl für positive als auch negative Spannung steigt der Leckstrom stark an, wobei der Anstieg zu negativen Span-

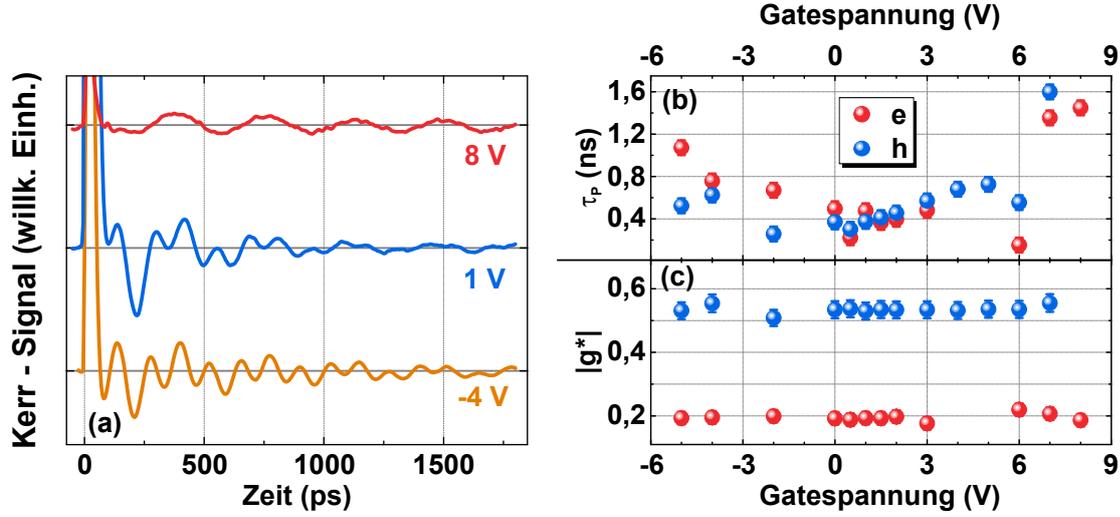


Abb. 5.9: (a) TRKR-Messungen an Probe C bei $T = 1,2$ K und einem in-plane Magnetfeld von $B_0 = 1$ T bei $\alpha = 0^\circ$ für verschiedene Gatespannungen. (b)/(c) Aus den in (a) gezeigten TRKR-Messungen extrahierte(r) Spindephasierungszeit/g-Faktor in Abhängigkeit von der Gatespannung.

nungen hin mit einem Leckstrom von $|I_{\text{Leck}}| \approx 100 \mu\text{A}$ bei $U_G = -5$ V deutlich drastischer ausfällt. Ansonsten zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie an Probe A.

Die Abhängigkeit von der Gatespannung wurde an Probe C ebenfalls mithilfe von PL- und TRKR-Messungen untersucht. Die in Abbildung 5.8 (b) dargestellten PL-Messungen zeigen eine schwache Abhängigkeit der PL-Emission von der Gatespannung. Im Bereich von $-5 \text{ V} \leq U_G \leq -2,5 \text{ V}$ steigt die Emissionsenergie geringfügig an bei einer gleichzeitigen Verminderung der Amplitude. Zu höheren Gatespannungen hin sinkt die Emissionsenergie wiederum leicht ab und bleibt daraufhin bei $2 \text{ V} \leq U_G \leq 6 \text{ V}$ konstant. Für noch höhere Spannungen sinkt sie im stärkeren Maße ab, während auch die Amplitude weiter abnimmt. Eine Interpretation dieses Verlaufs ist nur mithilfe der in Abbildung 5.9 gezeigten TRKR-Messungen und deren extrahierten Fitparameter möglich. Hier zeigt sich für Gatespannungen $U_G < 8$ V eine Überlagerung zweier verschiedener Präzessionsfrequenzen. Diese lassen sich mithilfe einer im Vergleich zu Gleichung (4.3) um einen weiteren exponentiell gedämpften Cosinus-Term erweiterten Fitfunktion auswerten:

$$A(t) = A_0 + A_{P,1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{P,1}}\right) \cos[\omega_1(t + t_1)] + A_{P,2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{P,2}}\right) \cos[\omega_2(t + t_2)] \quad (5.2)$$

Ein Beispiel für einen derartigen Fit an eine Kurve mit zwei sich überlagernden Präzessionsfrequenzen ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Fitfunktion zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der gemessenen TRKR-Kurve.

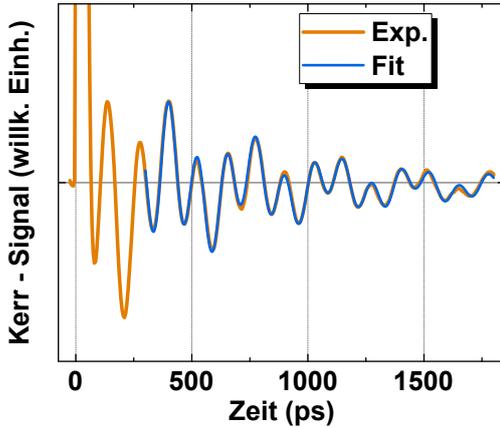


Abb. 5.10: Beispiel für einen Fit nach Gleichung (5.2) an einer TRKR-Messung von Probe C mit zwei sich überlagernden Präzessionsfrequenzen.

darauf zurückgeführt werden, dass der Bandkantenverlauf des Quantentrogs leicht verkippt ist und die Ladungsträger so innerhalb des Quantentrogs entlang der Wachstumsrichtung separiert werden. Darüber hinaus ist das äußere Feld wohl nicht stark genug, um das Tunneln der Elektronen aus dem Quantentrog zu ermöglichen. Somit bleiben beide Ladungsträgerarten im Quantentrog und die Rekombination ist aufgrund der örtlichen Trennung unterdrückt. Für Gatespannungen $U_G \geq 8$ V zeigt sich nur eine Präzessionsfrequenz in den TRKR-Messungen. Diese kann anhand des g-Faktors von $|g^*| \approx 0,2$ einer Elektronspinpolarisation zugeordnet werden. Somit zeigt sich ein zu den [001]- bzw. [113]-gewachsenen Systemen analoges Umschalten von einem Elektron- zu einem Lochregime auch in Probe C. Allerdings scheint hier das äußere elektrische Feld im Bereich des Lochregimes nicht stark genug zu sein, um das Tunneln der Elektronen aus dem Quantentrog zu erleichtern und bewirkt lediglich eine Separation der Ladungsträgerarten innerhalb des Quantentrogs. Dies führt zu einer Überlagerung der beiden Präzessionsfrequenzen in diesem Bereich.

Damit lässt sich ein g-Faktor von $|g^*| \approx 0,2$ für die langsamere Präzession bzw. $|g^*| \approx 0,55$ für die schnellere Präzession extrahieren. Somit kann im Vergleich mit Literaturwerten und den Ergebnissen bei den anderen Wachstumsrichtungen die langsamere Präzession einer Elektronspinpolarisation und die schnellere Präzession einer Lochspinpolarisation zugeordnet werden [Win03, Yug07, Gra17]. Beide zeigen eine relativ ähnliche Spindephasierungszeit im Bereich von $0,4 \text{ ns} \leq \tau_P \leq 1,5 \text{ ns}$ je nach angelegter Gatespannung. Das bedeutet, dass in einem relativ großen Gatespannungsbereich Elektronen und Löcher gleichzeitig relativ lange im Quantentrog verbleiben und auch ihre Spininformation erhalten. Dies kann sehr wahrscheinlich

5.3 Loch- und Elektronspindynamik im [110]-gewachsenen System

Die in Abschnitt 5.2.3 dargestellte, parallel auftretende, langlebige Elektron- und Lochspinpolarisation im breiten Quantentrog von Probe C ermöglicht den gezielten Vergleich der Eigenschaften beider Ladungsträgerarten. Somit kann der Einfluss verschiedener Parameter wie Temperatur oder Magnetfeldstärke auf die

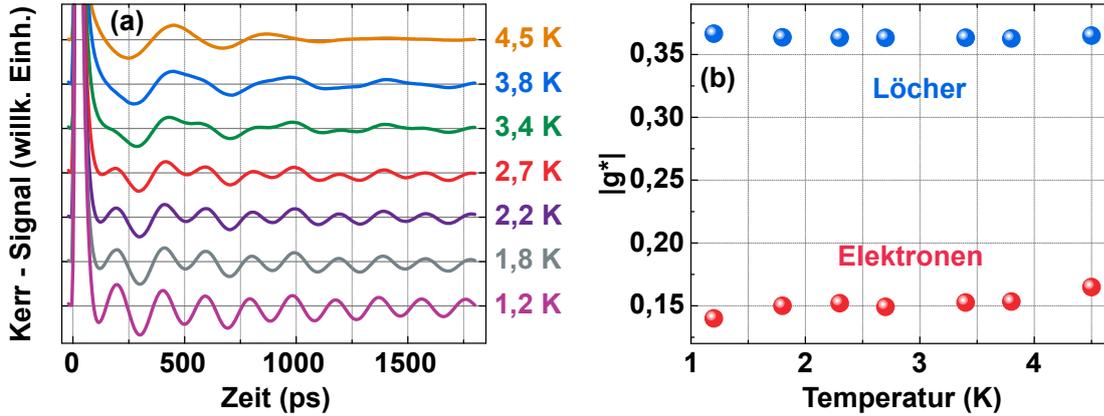


Abb. 5.11: (a) TRKR-Messungen am 12 nm breiten Quantentrog von Probe C bei verschiedenen Temperaturen, einem in-plane Magnetfeld von $B_0 = 1$ T bei $\alpha = 90^\circ$ und einer Gatespannung von $U_G = 0$ V. (b) Aus den in (a) gezeigten Messungen extrahierter g-Faktor.

Spindynamik von Löchern und Elektronen innerhalb einer einzigen Messung und somit unter identischen Bedingungen untersucht werden. Die dabei auftretenden Unterschiede bzw. Gemeinsamkeiten werden im Folgenden näher erläutert. Darüber hinaus wird auf eine anisotrope Elektron- und Lochspindephasierung eingegangen.

5.3.1 Einfluss der Temperatur

Die Abhängigkeit von der Temperatur wurde mithilfe von TRKR-Messungen ermittelt, die in Abbildung 5.11 (a) gezeigt sind. Für $T = 1,2$ K ist die schon in Abschnitt 5.2.3 erläuterte Überlagerung von zwei unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen zu erkennen. Zu höheren Temperaturen wird die langsamere Präzession zunehmend ausgeprägter, während die schnellere Präzession abnimmt und bei $T = 4,5$ K fast vollkommen verschwindet. Die zugrunde liegenden Veränderungen hinsichtlich g-Faktor, Spindephasierungszeit und Amplitude der einzelnen Spinpolarisationen werden im Folgenden diskutiert. Dazu wurden die TRKR-Messungen mithilfe von Gleichung (5.2) gefittet.

Der erhaltene g-Faktor ist in Abbildung 5.11 (b) dargestellt. Es ergibt sich ein weitestgehend von der Temperatur unabhängiger g-Faktor von $|g^*| \approx 0,36$ für die schnellere Präzession und $|g^*| \approx 0,15$ für die langsamere Präzession. Analog zu den in Abschnitt 5.2.3 dargestellten Messungen kann die hohe Präzessionsfrequenz der Lochspinpolarisation und die niedrige Präzessionsfrequenz der Elektronspinpolarisation zugeordnet werden. Die Unterschiede im Betrag des g-Faktors sind auf die veränderte Magnetfeldrichtung und der damit zu Tage tretenden Anisotropie des g-Faktors sowohl für Löcher als auch für Elektronen zurückzuführen

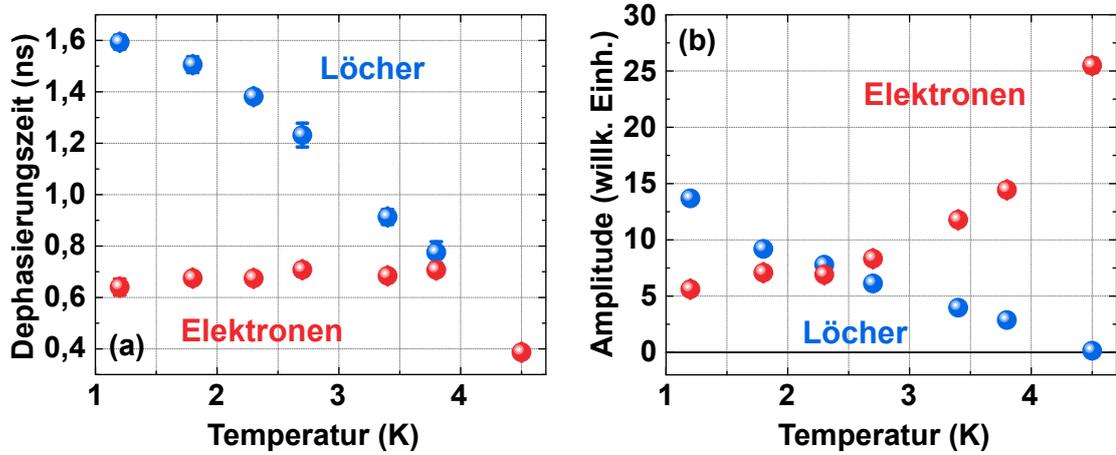


Abb. 5.12: (a)/(b) Aus den in 5.11 (a) gezeigten TRKR-Messungen extrahierte Spindephasierungszeit/Amplitude.

[Win03, Hüb11, Gra14, Gra17]. Diese wird ausführlich in Abschnitt 6.2.4 behandelt.

Im Gegensatz zum g-Faktor zeigen die in Abbildung 5.12 dargestellte Spindephasierungszeit und Amplitude der jeweiligen Spinpolarisationen eine starke Abhängigkeit von der Temperatur. Für Löcher sinkt die Zerfallszeit von $\tau_p \approx 1,6$ ns bei $T = 1,2$ K auf $\tau_p \approx 0,8$ ns bei $T = 3,7$ K ab, während sie für Elektronen in diesem Temperaturbereich konstant bei $\tau_p \approx 0,7$ ns liegt. Bei $T = 4,5$ K konnte aufgrund der sehr kleinen Amplitude keine belastbare Spindephasierungszeit für die Lochspinpolarisation ermittelt werden. Hier übersteigt der absolute Fehler des Fits den beobachtbaren Zeitbereich um mehrere Größenordnungen. Die Spindephasierungszeit der Elektronen sinkt bei $T = 4,5$ K auf $\tau_p \approx 0,4$ ns ab. Der Abfall der Zerfallszeit für Löcher bei steigender Temperatur kann auf eine erhöhte Streuung zurückgeführt werden. Diese ergibt sich vor allem durch eine verminderte Lokalisierung aufgrund der gesteigerten thermischen Energie, was zu einem vermehrten Verlust der Spininformation aufgrund der in Abschnitt 3.3.1 dargestellten Valenzbandmischung führt. Die vor allem für die Elektronspindephasierung relevante Streuzeit der Elektronen ändert sich in diesem kleinen Temperaturbereich nur marginal, weshalb die Zerfallszeit für die Elektronen relativ konstant bleibt. Der Abfall für eine Temperatur von $T = 4,5$ K könnte auf einen wie in Abschnitt 3.3.4 erläuterten Bir-Aronov-Pikus-artigen Zerfallskanal hinweisen, der durch die verminderte Lochspindephasierungszeit ermöglicht wird. Für diese Temperatur liegt die Zerfallszeit der Lochspinpolarisation vermutlich bereits unter der der Elektronspinpolarisation. Dadurch könnten die Elektronen mit den größtenteils unpolarisierten Löchern wechselwirken und somit ihre Spininformation schneller verlieren.

Die Amplitude der beiden Spinpolarisationen ist in Abbildung 5.12 (b) gezeigt. Da die Fitfunktion erst nach einer Zeitverzögerung von 300 ps angelegt wird, sind Rekombinationsprozesse oder andere Vorgänge direkt nach der Anregung hier nicht berücksichtigt. Dies bedeutet, dass die betrachtete Amplitude die Anzahl der langlebigen, spinpolarisierten Elektronen bzw. Löcher im Quantentrog darstellt. Diese fällt für Löcher mit steigender Temperatur, während sie für Elektronen steigt. Dieses gegensätzliche Verhalten scheint direkt aneinander gekoppelt zu sein, da die Gesamtamplitude in etwa konstant bleibt. Die sinkende Anzahl der spinpolarisierten Löcher mit steigender Temperatur kann auf ein Aufbrechen der Lokalisierung der Löcher zurückgeführt werden. Durch Erhöhung der Temperatur können immer weniger Löcher lokalisieren und ihre Spininformation erhalten. Die steigende Anzahl der spinpolarisierten Elektronen mit steigender Temperatur könnte an einem sich ändernden Rekombinationsverhalten liegen. Dies beruht auf der Annahme einer sehr schnellen Rekombination direkt nach der Anregung, bevor die Ladungsträgerarten im Quantentrog entlang der Wachstumsrichtung getrennt werden und die Rekombination weitgehend unterdrückt wird. Durch die Unterdrückung der Lokalisation der Löcher bei höheren Temperaturen befindet sich eine größere Anzahl an unpolarisierten Löchern im Quantentrog. Diese rekombinieren bevorzugt mit Elektronen passender Spinausrichtung und somit ebenfalls mit unpolarisierten Elektronen. Dadurch verbleibt eine größere Anzahl an spinpolarisierten Elektronen im Quantentrog. Andererseits ist bei tieferen Temperaturen ein Großteil der Löcher lokalisiert und behält seine Spinausrichtung. Somit rekombinieren hier vorwiegend spinausgerichtete Löcher mit ebenfalls spinausgerichteten Elektronen und damit verringert sich die Anzahl der spinpolarisierten Elektronen nach der Rekombination.

5.3.2 Einfluss der Magnetfeldstärke

Der Einfluss der Magnetfeldstärke auf die Elektron- bzw. Lochspindynamik wurde mithilfe von TRKR-Messungen analysiert. Diese sind in Abbildung 5.13 (a) dargestellt. Ohne angelegtes Magnetfeld ist keine Präzession zu erkennen. Allerdings zeigt sich ein äußerst langlebiger Anteil mit relativ kleiner Amplitude, der in einer vergrößerten Ansicht in Abbildung 5.13 (b) zu sehen ist. Für steigende Magnetfeldstärken zeigt sich die erwartete Erhöhung der Präzessionsfrequenz. Analog zu den temperaturabhängigen Messungen wurden die Daten mithilfe von Gleichung (5.2) gefittet. Aus der TRKR-Kurve bei $B_0 = 0$ T konnte lediglich die Amplitude extrahiert werden, da keine Präzession vorhanden ist. Außerdem ist die Dephasierungszeit durch das limitierte Zeitfenster, in dem kein Zerfall zu sehen ist, nur sehr grob abschätzbar und es ergibt sich eine untere Grenze von $\tau_P \geq 20$ ns.

Die Präzessionsfrequenz in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke ist in Abbildung 5.14 (a) gezeigt. Sowohl die schnellere als auch die langsamere Präzessionsfrequenz steigt linear mit dem Magnetfeld an. Dies ist nach Gleichung (3.3) zu

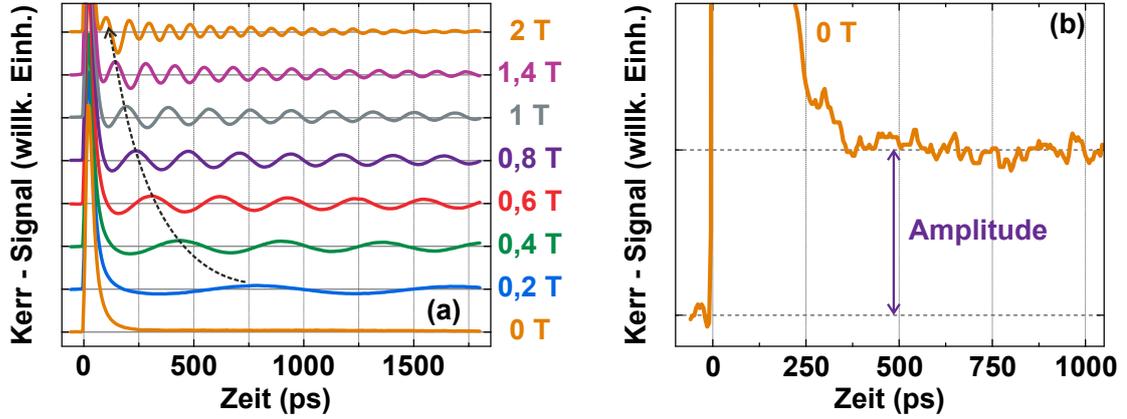


Abb. 5.13: (a) TRKR-Messungen am 12 nm breiten Quantentrog von Probe C bei verschiedenen in-plane Magnetfeldern bei $\alpha = 90^\circ$, einer Gatespannung von $U_G = 0$ V und Temperatur von $T = 1,2$ K. Die gestrichelte Linie zeigt die Position des ersten Maximums in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. (b) Vergrößerte Ansicht der in Abbildung (a) gezeigten TRKR-Messung bei $B_0 = 0$ T. Zusätzlich ist die in Abbildung 5.15 dargestellte Amplitude eingezeichnet.

erwarten. Eine von Kubisa et al. theoretisch vorhergesagte nichtlineare Abhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung von der Magnetfeldstärke ist nicht festzustellen [Kub11]. Dies kann zum Einen an der limitierten Magnetfeldstärke im Vergleich zu den theoretischen Berechnungen liegen. Zum Anderen zeigt sich in den Abschnitt 6.1.2 gezeigten experimentellen Ergebnissen bei noch größeren Feldern an Probe A ebenfalls kein nichtlinearer Anteil. Mithilfe eines linearen Fits ist es möglich die Steigung und somit den g-Faktor zu bestimmen. Hier ergibt sich ein g-Faktor von $|g^*| \approx 0,38$ für die schnellere Präzession, die der Lochspinpolarisation entspricht, und ein g-Faktor von $|g^*| \approx 0,14$ für die langsamere Präzession, die der Elektronspinpolarisation entspricht.

Der Einfluss des Magnetfelds auf die Spindephasierungszeit ist in Abbildung 5.14 (b) dargestellt. Die Zerfallszeit der Elektronspinpolarisation bleibt weitestgehend konstant bei $\tau_P \approx 0,5$ ns. Für Löcher ist dagegen ein starker Anstieg der Dephasierungszeit von $\tau_P \approx 0,5$ ns auf bis zu $\tau_P \approx 6,7$ ns zu niedrigeren Magnetfeldern hin zu beobachten. Dies kann auf die Lokalisation der Löcher im Gegensatz zu den Elektronen zurückgeführt werden, die die in Abschnitt 3.3.3 erläuterte Ensembledephasierung zur Folge hat. Mithilfe von Gleichung (3.10) kann die irreversible Spindephasierungszeit T_2 und die g-Faktor-Inhomogenität bestimmt werden. Der ebenfalls in Abbildung 5.14 (b) dargestellte Fit ergibt $\Delta g = 8,8 \pm 0,4 \times 10^{-3}$. Dies liegt beispielsweise in derselben Größenordnung wie die von Korn et al. gefundene g-Faktor-Inhomogenität für p-dotierte GaAs-Quantentröge [Kor10b]. Für die irreversible Spindephasierungszeit kann dagegen

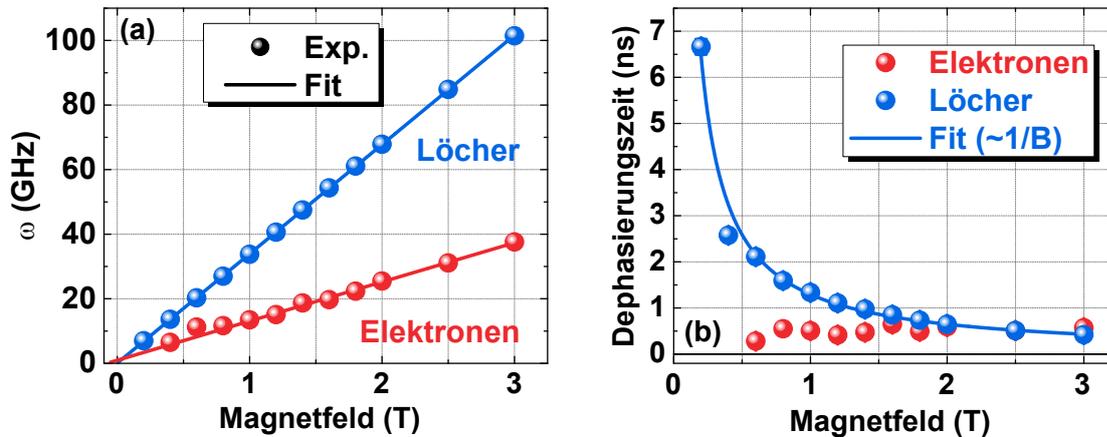


Abb. 5.14: (a)/(b) Aus den in 5.13 (a) gezeigten TRKR-Messungen extrahierte Präzessionsfrequenz/Spindephasierungszeit.

lediglich eine sehr grobe Abschätzung im Bereich von $10 \text{ ns} \leq T_2 \leq 100 \text{ ns}$ abgeleitet werden.

Die Amplitude der beiden Spinpolarisationen ist in Abbildung 5.15 gezeigt. Zusätzlich ist die Amplitude der Messung bei $B_0 = 0 \text{ T}$ miteingezeichnet. Diese kann aufgrund der fehlenden Präzession nicht eindeutig einer Ladungsträgerart zugeordnet werden. Die Anzahl der spinpolarisierten Elektronen ist analog zu den temperaturabhängigen Messungen kleiner als die Anzahl der spinpolarisierten Löcher. Mit steigendem Magnetfeld nehmen beide Amplituden zu, wobei der Anstieg bei den Löchern gravierender ist als bei den Elektronen. Darüber hinaus sättigt die Amplitude der Lochspinpolarisation ab einem Magnetfeld von

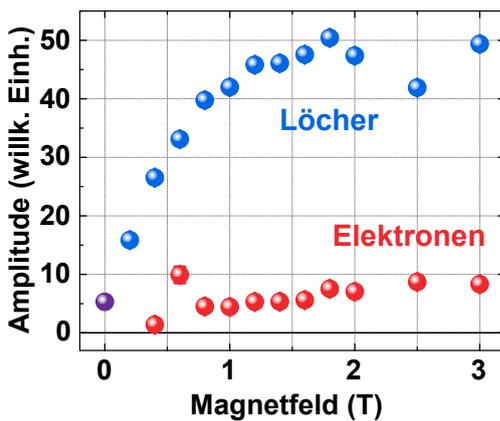


Abb. 5.15: Aus den in 5.13 (a) gezeigten TRKR-Messungen extrahierte Amplitude.

$B_0 \geq 1,5 \text{ T}$. Der Anstieg kann auf die in Abschnitt 3.1.2 erläuterte Initialisierung durch ein äußeres Magnetfeld zurückgeführt werden. Durch die unterschiedlichen g-Faktoren der beiden Ladungsträgerarten präzedieren Elektronen und Löcher mit abweichenden Präzessionsfrequenzen. Diese Diskrepanz wird mit steigendem Magnetfeld stärker. Somit wird die Rekombination von spinausgerichteten Elektronen mit ebenfalls spinausgerichteten Löchern zunehmend unterdrückt und findet dagegen vorwiegend mit unpolarisierten Ladungsträgern statt. Damit erhöht sich die Anzahl der spinpolarisierten Elektronen und Löcher mit steigender Magnetfeldstärke. Die

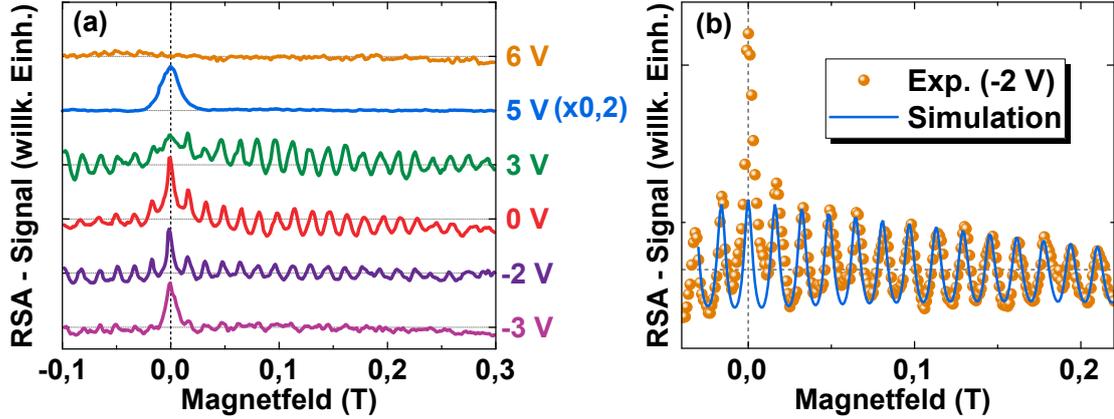


Abb. 5.16: (a) RSA-Messungen am 12 nm breiten Quantentrog von Probe C bei verschiedenen Gatespannungen, einer Temperatur von $T = 1,2$ K und einem in-plane Magnetfeld bei $\alpha = 90^\circ$. Die Messung bei $U_G = 5$ V wurde zur besseren Vergleichbarkeit entsprechend skaliert. (b) Vergleich einer Simulation mithilfe des Ratengleichungsmodells mit der in (a) gezeigten RSA-Messung bei $U_G = -2$ V.

Sättigung der Anzahl an spinpolarisierten Löchern bei hohen Magnetfeldern kann vermutlich darauf zurückgeführt werden, dass in diesem Bereich durch den Initialisierungsprozess die Rekombination nahezu aller spinausgerichteten Löcher unterdrückt wird. Andererseits könnte auch die starke Ensembledephasierung in diesem Bereich eine Rolle spielen. Die g-Faktor-Inhomogenität führt zu einer Art Verbreiterung der Verteilung der Spinausrichtung der Löcher. Somit kann die bevorzugte Rekombination mit Elektronen entgegengesetzter Spinausrichtung mit einer größeren Anzahl an unpolarisierten Elektronen stattfinden, da sich Löcher mit verschiedenen Spinausrichtungen im Quantentrog befinden. Dadurch wirkt eine Erhöhung des Magnetfelds mit der einhergehenden stärkeren Verbreiterung der Verteilung der Spinausrichtung der Löcher der Initialisierung durch ein äußeres Magnetfeld entgegen. Der generelle Verlauf der Amplitude der beiden Spinpolarisationen in Abhängigkeit vom Magnetfeld legt nahe, dass die gemessene, langlebige Spinpolarisation bei $B_0 = 0$ T vermutlich einer Lochspinpolarisation zugeordnet werden kann. RSA-Messungen, die im folgenden Abschnitt erläutert werden, deuten auf eine anisotrope Lochspindephasierung hin, die diesen Ansatz unterstützt.

5.3.3 Anisotrope Spindephasierung

Die an Probe C bei $T = 1,2$ K gefundenen langen Lochspindephasierungszeiten lassen die Untersuchung der Lochspinpolarisation durch RSA-Messungen zu. Diese wurden bei verschiedenen Gatespannungen durchgeführt und die Ergebnisse sind in Abbildung 5.16 (a) dargestellt. Für Gatespannungen $-3 \text{ V} \leq U_G \leq 3 \text{ V}$

zeigt sich die für RSA-Messungen typische Form mit wechselnden Maxima und Minima. Zusätzlich ist ein ausgeprägtes Maximum bei $B_0 = 0$ T zu erkennen, das die Nebenmaxima deutlich übersteigt. Für $U_G = -3$ V und $U_G = 5$ V ist fast ausschließlich dieses Maximum zu beobachten, das allerdings eine größere Breite aufweist. Für größere positive Gatespannungen $U_G \geq 6$ V sind keinerlei Maxima bzw. Minima zu erkennen.

Das überhöhte Maximum könnte analog zu Messungen an Elektronen in [110]-gewachsenen Systemen auf eine anisotrope Spindephasierung zurückzuführen sein [Gri12, Gra14]. Dabei ist die out-of-plane Spindephasierungszeit für Spins, die senkrecht zur Quantentrogenebene polarisiert sind, bedeutend größer als die in-plane Spindephasierungszeit für Spins, die parallel zur Quantentrogenebene polarisiert sind. Ohne ein Magnetfeld verbleiben die Spins entlang der z -Richtung polarisiert und dephasieren dadurch relativ langsam. Durch Anlegen eines Magnetfelds präzedieren die Spins dagegen in die Quantentrogenebene hinein und dephasieren somit schneller durch die wesentlich kleinere in-plane Spindephasierungszeit. Für Elektronensysteme wird diese Anisotropie beispielsweise durch spezielle Symmetrien der Spin-Bahn-Felder hervorgerufen, die aufgrund des dominierenden Dyakonov-Perel-Mechanismus zu einer Anisotropie in der Spindephasierung führen [Gri12]. Für Löcher ist eine analoge Anisotropie in der Spindephasierung bisher nur theoretisch für [111]-gewachsene Systeme mit speziellem Bandkantenverlauf vorhergesagt [Wan12]. Somit ergibt sich die Frage, ob das überhöhte Maximum auf die bekannte Elektron- oder auf eine noch unbekanntere Lochspindephasierungsanisotropie zurückgeführt werden kann. Dies wird im Folgenden anhand der gewonnenen experimentellen Daten diskutiert.

Mithilfe der in Abschnitt 4.2.5 erläuterten Ratengleichungen können die RSA-Messungen modelliert werden. Ein Vergleich einer Simulation mit den gemessenen Daten ist in Abbildung 5.16 (b) gezeigt. Der Simulation liegt ein g -Faktor von $g^* = 0,36$ und eine Spindephasierungszeit von $T_2 = 10$ ns zugrunde. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den experimentellen Daten ist zu erkennen. Darüber hinaus entsprechen sowohl der g -Faktor als auch die Spindephasierungszeit den in Abschnitt 5.3.2 dargestellten Ergebnissen aus magnetfeldabhängigen TRKR-Messungen für Lochspinpolarisationen. Lediglich das ausgeprägte Maximum bei $B_0 = 0$ T wird erwartungsgemäß von der Simulation nicht reproduziert, da eine mögliche Anisotropie der Spindephasierungszeit nicht im Modell implementiert ist.

Eine genaue Analyse der RSA-Messung bei $U_G = 5$ V, die das überhöhte Maximum am ausgeprägtesten zeigt, ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Mithilfe der im Nebenbild dargestellten vergrößerten Ansicht um ein Magnetfeld von $B_0 = -0,4$ T ist eine Abfolge von Minima und Maxima mit sehr kleiner Amplitude zu erkennen. Der Abstand der Maxima beträgt etwa $\Delta B = 46$ mT, was einem Betrag des g -Faktors von $|g^*| \approx 0,13$ entspricht. Damit können diese Nebenmaxima einer Elektronspinpolarisation zugeordnet werden. Diese Ergebnisse sind analog zu

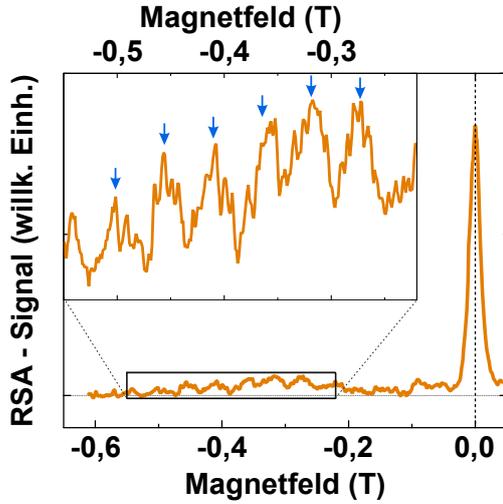


Abb. 5.17: Vergrößerte Ansicht der in Abbildung 5.16 (a) dargestellten RSA-Messung bei $U_G = 5$ V. Die blauen Pfeile im Inset heben die Position der Maxima hervor.

tion stammen. Allerdings ist die Breite des RSA-Maximums bei $B_0 = 0$ T für RSA-Messungen mit langlebigen Lochspinpolarisationen gegenüber der RSA-Messung mit langlebiger Elektronspinpolarisation verringert. Dies lässt auf eine andere und insbesondere höhere Spindephasierungszeit schließen. Würde das überhöhte Maximum von einer Elektronspinpolarisation stammen, so würde man aufgrund der insgesamt höheren Spindephasierungszeit auch Nebenmaxima mit passendem Abstand erwarten. Diese können in den entsprechenden Messungen nicht verifiziert werden. Allerdings könnten die Nebenmaxima auch aufgrund der kleinen Amplitude in den Nebenmaxima der Lochspinpolarisation verschwinden. Darüber hinaus sind die hier beobachteten Amplituden am Limit des experimentellen Auflösungsvermögens und somit möglicherweise von Rauschen überdeckt.

Damit ist eine eindeutige Zuordnung zu einer Elektron- oder einer Lochspinpolarisation basierend auf den hier präsentierten experimentellen Daten nicht abschließend möglich. Einerseits deuten die Ergebnisse aus magnetfeldabhängigen TRKR-Messungen auf eine langlebige Lochspinpolarisation bei $B_0 = 0$ T. Andererseits liefern RSA-Messungen sowohl Hinweise für eine anisotrope Elektron- als auch für eine anisotrope Lochspindephasierung.

den Messungen von Griesbeck et al., die eine starke Spindephasierungsanisotropie für Elektronen in [110]-gewachsenen Systemen nachweisen konnten [Gri12]. Allerdings wurde dabei ein spezielles Wachstumsprofil verwendet, das einen nahezu unverkippten n-dotierten Quantentrog gewährleistet. Dies reduziert die in Abschnitt 3.3.4 erläuterten Beiträge zur Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgrund der Strukturinversionsasymmetrie und führt so zu einem besonderen, unidirektionalen Spin-Bahn-Feld. Dieses spezielle Spin-Bahn-Feld bewirkt schließlich die Spindephasierungsanisotropie.

Somit könnte das überhöhte Maximum bei RSA-Messungen mit langlebigen Lochspinpolarisationen von der in diesem Gatespannungsbereich ebenfalls im Quantentrog vorhandenen Elektronspinpolarisation

Kapitel 6

Bestimmung des Loch g -Tensors

Die Bestimmung des Loch g -Tensors für verschiedene Wachstumsrichtungen ist der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit. Die Analyse der Anisotropie des Loch g -Faktors wurde dabei mithilfe von TRKR-Messungen bei variierenden Magnetfeldrichtungen durchgeführt. Die detaillierten Ergebnisse und der Vergleich mit theoretischen Berechnungen von Roland Winkler werden im Folgenden präsentiert. Zuvor werden mögliche Einflüsse anderer Parameter wie die Anregungsbedingungen oder auch die Magnetfeldstärke auf den Loch g -Faktor analysiert, um diese Beiträge von der tatsächlichen Richtungsanisotropie unterscheiden zu können.

6.1 Mögliche Einflüsse auf den Loch g -Faktor

Im Folgenden wird auf die Einflüsse der Anregungsbedingungen, der Magnetfeldstärke oder lokaler Inhomogenitäten der Quantentrogstrukturen auf den Loch g -Faktor anhand von Probe A eingegangen. Damit kann eine Abschätzung der Fehlertoleranz bei der Bestimmung des Loch g -Faktors mithilfe von TRKR-Messungen vorgenommen werden. Diese ist insbesondere für die genaue Analyse der Richtungsanisotropie wichtig. In den Abschnitten 5.2 bzw. 5.3.1 wurde bereits gezeigt, dass sowohl die Gatespannung als auch die Temperatur den Loch g -Faktor nicht signifikant beeinflussen. Dabei konnte eine relative Variation von etwa $\pm 1\%$ des Loch g -Faktors festgestellt werden.

6.1.1 Einfluss der Anregungsbedingungen

Um den Einfluss der Anregungsbedingungen auf den Loch g -Faktor zu untersuchen, wurden TRKR-Messungen bei verschiedenen Anregungswellenlängen bzw. Anregungsleistungen an Probe A durchgeführt. Die TRKR-Kurven wurden mit-

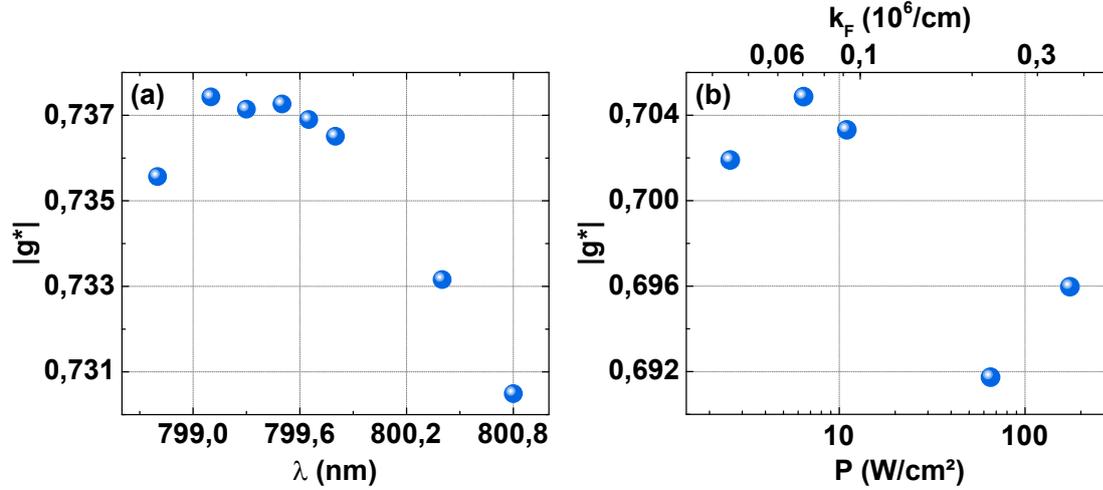


Abb. 6.1: (a) Loch g -Faktor in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge extrahiert aus TRKR-Messungen an Probe A bei einem Magnetfeld von $B_0 = 1$ T mit $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 90^\circ$, einer Gatespannung von $U_G = -2,5$ V und einer Temperatur von $T = 1,2$ K. (b) Loch g -Faktor in Abhängigkeit von der Anregungsleistung extrahiert aus TRKR-Messungen an Probe A bei einem Magnetfeld von $B_0 = 0,5$ T mit $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 90^\circ$, einer Gatespannung von $U_G = -2,5$ V und einer Temperatur von $T = 1,2$ K.

hilfe von Gleichung (5.1) gefittet und der g -Faktor bestimmt. Die erhaltenen Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.1 (a) bzw. (b) dargestellt. Es zeigen sich für beide Parameter sehr kleine Variationen des Loch g -Faktors im Bereich von $\pm 0,5\%$. Der absolute Unterschied des Loch g -Faktors für beide Messreihen lässt sich auf den in Abschnitt 6.1.3 erläuterten Einfluss der Probenposition zurückführen. Die Messungen wurden bei verschiedenen Kühlzyklen mit zwischenzeitlichem Ein- und Ausbau der Proben durchgeführt, was im Experiment zu unterschiedlichen Positionen des Laserspots auf der Probe führt.

Um die gewonnenen Daten mit der von Kubisa et al. theoretisch vorhergesagten Abhängigkeit des Loch g -Faktors vom in-plane Wellenvektor zu vergleichen, muss eine Abschätzung des Fermi-Wellenvektors \mathbf{k}_F des Lochspinsensibles im Quantentrog durchgeführt werden [Kub11]. Dieser wird über die Ladungsträgerdichte n_h der Löcher im Quantentrog bestimmt, die in den verwendeten Systemen in erster Näherung rein optisch erzeugt wird. Somit hängt die Anzahl der erzeugten Löcher von der Anzahl der Photonen eines Pumpimpulses N_P ab. Diese Photonenanzahl kann aus der Laserleistung P_0 , der Photonenenergie $E_P = \frac{hc}{\lambda}$ und der Pulswiederholzeit Δt_{Puls} berechnet werden:

$$N_P = \frac{P_0}{E_P} \Delta t_{\text{Puls}} = \frac{P_0 \lambda \Delta t_{\text{Puls}}}{hc} \quad (6.1)$$

Darüber hinaus kann angenommen werden, dass alle erzeugten der Löcher aufgrund der Lokalisation während einer Messung innerhalb des Laserspots mit ei-

nem Radius $r = 40 \mu\text{m}$ verbleiben und bis zum Eintreffen des nächsten Pumpulses rekombinieren bzw. den Quantentrog verlassen haben. Dadurch kann die Ladungsträgerdichte direkt nach der Anregung unter der Annahme einer gewissen Absorption $\epsilon_A = 5\%$ der eingestrahnten Laserleistung abgeschätzt werden. Allerdings rekombiniert ein Großteil der eingebrachten Löcher und es verbleibt nur ein Bruchteil $\epsilon_R \approx 10\%$ der spinpolarisierten Löcher im Quantentrog. Dieser Anteil kann anhand der TRKR-Kurven abgeschätzt werden, wobei das Verhältnis aus der Amplitude der langlebigen Anteile und der Amplitude direkt nach der Anregung berechnet wird. Somit ergibt sich die Ladungsträgerdichte der langlebigen Lochspinpolarisation zu:

$$n_h = \frac{\epsilon_A \epsilon_R N_P}{r^2 \pi} \quad (6.2)$$

Diese sehr grobe Abschätzung liefert je nach Laserleistung Ladungsträgerdichten im Bereich von $n_h \approx 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, was einer vergleichsweise niedrigen Ladungsträgerdichte entspricht. Die Untersuchungen zu langlebiger Lochspindynamik an p-dotierten [001]-gewachsenen Systemen von Korn et al. wurden beispielsweise bei einer um etwa zwei Größenordnungen höheren Lochdichte durchgeführt [Kor10b]. Der Fermiwellenvektor ergibt sich schließlich zu [Gru06]:

$$|\mathbf{k}_F| = \sqrt{2\pi n_h} = \sqrt{\frac{2\pi \epsilon_A \epsilon_R P_0 \lambda \Delta t_{\text{Puls}}}{\hbar c r^2 \pi}} = \sqrt{\frac{\epsilon_A \epsilon_R P \lambda \Delta t_{\text{Puls}}}{\hbar c}} \quad (6.3)$$

Dabei bezeichnet P die Flächenleistungsdichte des eingestrahnten Pumpulses. Die erhaltenen Fermiwellenvektoren für die entsprechenden Anregungsleistungen sind in Abbildung 6.1 (b) gezeigt. Diese sind im Vergleich zu dem theoretisch betrachteten Bereich von Kubisa et al. sehr klein [Kub11]. Somit treten die theoretisch betrachteten Effekte wohl noch nicht zum Vorschein. Eine Beobachtung einer Lochspinpolarisation für noch höhere Leistungsdichten und damit noch größere Fermiwellenvektoren war nicht möglich. Dies liegt sehr wahrscheinlich an der großen eingebrachten thermischen Energie und damit einer sehr schnellen Dephasierung der dadurch nicht lokalisierten Lochspinpolarisation. Die Abschätzung des Fermiwellenvektors liefert darüber hinaus nur den maximalen Wellenvektor der Löcher im Quantentrog. Ein Großteil der spinpolarisierten Löcher hat somit einen noch kleineren Wellenvektor. Darüber hinaus beziehen sich die theoretisch vorhergesagten Änderungen des Loch g-Faktors auf bestimmte Richtungen der Wellenvektoren. Im verwendeten Experiment wird aber das gesamte Ensemble an spinpolarisierten Löchern betrachtet, das alle in-plane Richtungen der Wellenvektoren umfasst. Dadurch wird über die vorhergesagten Effekte gemittelt und eine Änderung des g-Faktors kann nicht beobachtet werden.

Insbesondere ergibt sich aus der Abschätzung, dass im Rahmen dieser Arbeit Lochspinpolarisationen bei $\mathbf{k} \approx 0$ beobachtet werden. Damit eignen sich die Messungen sehr gut, um die von Roland Winkler für $\mathbf{k} = 0$ theoretisch berechneten Komponenten von \mathbf{g} experimentell zu untersuchen [Gra17].

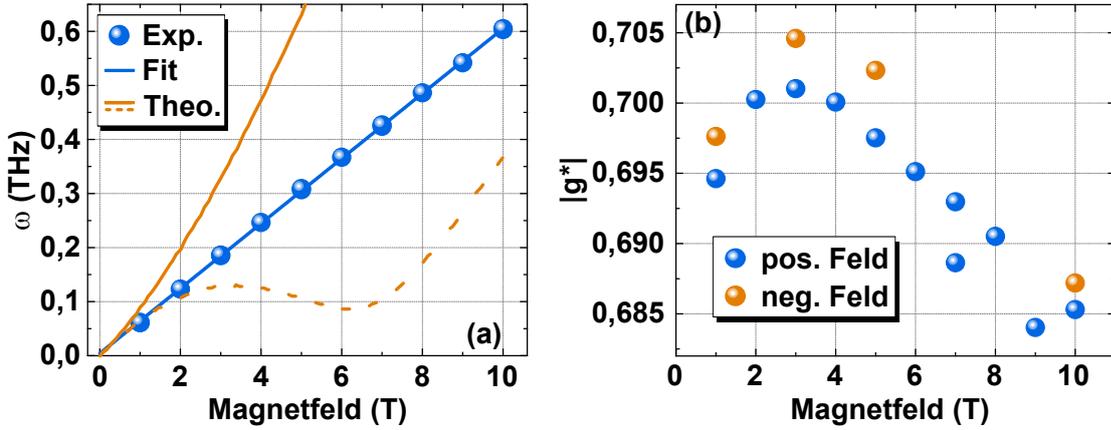


Abb. 6.2: (a) Präzessionsfrequenz in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke extrahiert aus TRKR-Messungen an Probe A bei einem Magnetfeld mit $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 90^\circ$, einer Gatespannung von $U_G = -2,5$ V und einer Temperatur von $T = 1,2$ K. Die von Kubisa et. al. theoretisch berechneten Werte sind für ein positives Feld (durchgezogene Linie) bzw. negatives Feld (gestrichelte Linie) [Kub11]. (b) Loch g-Faktor berechnet aus den in (a) gezeigten experimentellen Präzessionsfrequenzen und analogen TRKR-Messungen bei negativem Magnetfeld.

Darüber hinaus kann der Effekt der Lokalisierung der Löcher in der (x,y) -Ebene und der damit einhergehenden Quantisierung des Wellenvektors durch die vorherrschenden, sehr tiefen Temperaturen abgeschätzt werden. Wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, lokalisieren die Löcher an Potentialfluktuationen, die sich auf eine Länge von etwa 50 nm erstrecken. Dadurch ergibt sich eine Quantisierung des Wellenvektors von etwa $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Diese ist somit im Vergleich zu den aus der optischen Anregung resultierenden Fermiwellenvektoren vernachlässigbar klein.

6.1.2 Einfluss des Magnetfelds

Der Einfluss der Magnetfeldstärke auf den Loch g-Faktor wurde anhand von TRKR-Messungen an Probe A analysiert. Die erhaltenen Ergebnisse für die Präzessionsfrequenz sind in Abbildung 6.2 (a) dargestellt. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Präzessionsfrequenz, der nach Gleichung (3.3) erwartet wird. Ein linearer Fit liefert einen Betrag des Loch g-Faktors von $|g^*| \approx 0,69$. Theoretische Berechnungen für $\mathbf{k} = 0$ von Kubisa et al. sagen einen nichtlinearen Zusammenhang vorher [Kub11]. Dieser kann nicht beobachtet werden. Wie in Abschnitt 6.1.1 erläutert, liegt bei den durchgeführten TRKR-Messungen eine sehr niedrige Ladungsträgerdichte vor. Somit befindet sich die Lochspinpolarisation ebenfalls nahe bei $\mathbf{k} = 0$. Dadurch sollten die experimentellen und theoretischen Resultate in einem vergleichbaren Bereich liegen, was nicht der Fall ist. Allerdings sagen die Berechnungen von Kubisa et al. auch

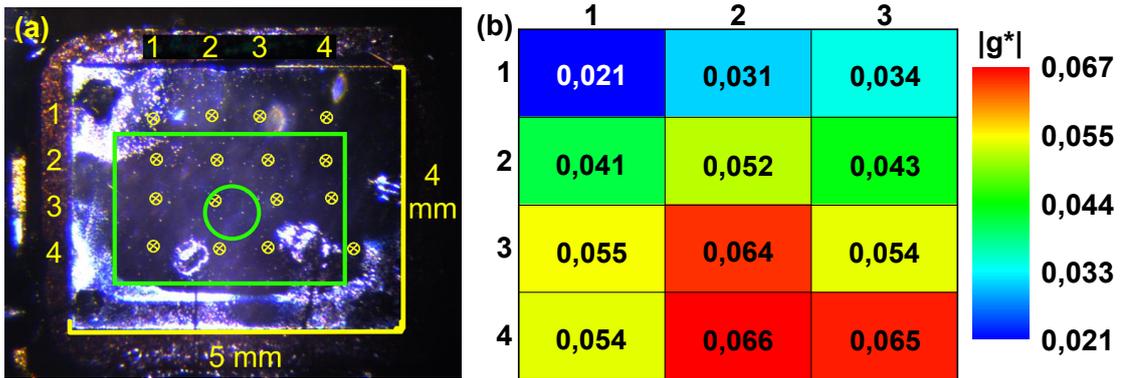


Abb. 6.3: (a) Bild von Probe B mit den entsprechenden Positionen des Laserspots für (b). Das grüne Rechteck symbolisiert in etwa den Bereich des Frontgates und der grüne Kreis den Bereich, in dem sich der Laserspot während der Messungen zur Richtungsanisotropie des Loch g-Faktors befunden hat. (b) Loch g-Faktor in Abhängigkeit von der Position des Laserspots auf Probe B. Extrahiert aus TRKR-Messungen bei einem Magnetfeld von $B_0 = 1$ T mit $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 90^\circ$, einer Gatespannung von $U_G = 0$ V und einer Temperatur von $T = 1,2$ K.

ein nichtlineares Verhalten des Loch g-Faktors für [001]- sowie [110]-gewachsene Systeme vorher [Kub11]. Diese konnten beispielsweise von Korn et al. bzw. in der vorliegenden Arbeit (s. Abschnitt 5.3.2) ebenfalls experimentell nicht nachgewiesen werden [Kor10b].

In Abbildung 6.2 (b) sind die direkt aus den erhaltenen Präzessionsfrequenzen berechneten Loch g-Faktoren in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke gezeigt. Darüber hinaus sind experimentelle Daten für negative Magnetfelder dargestellt. Sowohl für positive als auch für negative Felder sind kleine Schwankungen im Bereich von $\pm 1,5\%$ zu erkennen. Außerdem sind die erhaltenen Loch g-Faktoren für beide Feldrichtungen annähernd identisch. Somit zeigt sich nahezu keine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke oder dem Vorzeichen des Magnetfelds. Damit können die theoretischen Berechnungen von Kubisa et al. nicht bestätigt werden, die insbesondere für [113]-gewachsene Systeme eine starke Abhängigkeit von der Feldrichtung erwarten [Kub11].

6.1.3 Einfluss der Probenposition

Um die Richtungsanisotropie des Loch g-Faktors zu bestimmen, wurden Rotationsserien von TRKR-Messungen an den verschiedenen Proben durchgeführt. Da eine perfekte Justage des Laserspots im Rotationszentrum der Probe im Experiment nahezu unmöglich ist, ändert sich bei der Rotation der Laserspot in einem kleinem Bereich auf der Probe. Dieser Bereich ist durch den grünen Kreis in Abbildung 6.3 (a) hervorgehoben. Um eine mögliche lokale Inhomogenität des Loch

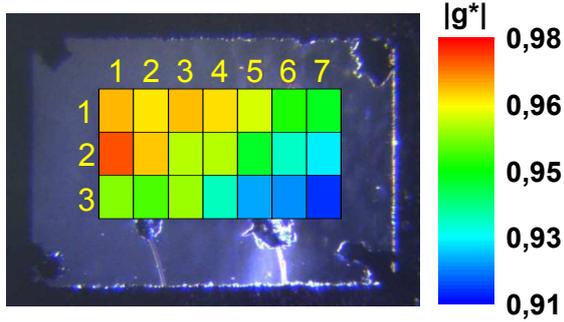


Abb. 6.4: Bild von Probe A mit den Positionen des Laserspots und dem entsprechenden Loch g -Faktor. Extrahiert aus TRKR-Messungen bei einem Magnetfeld von $B_0 = 1 \text{ T}$ mit $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 84,5^\circ$, einer Gate-Spannung von $U_G = -2,5 \text{ V}$ und einer Temperatur von $T = 1,2 \text{ K}$.

g -Faktors auf der Probe zu überprüfen, wurden TRKR-Messungen bei verschiedenen Positionen des Laserspots an Probe B bzw. A durchgeführt. Dabei sollte ein möglicher Effekt für einen sehr kleinen Loch g -Faktor nahe $g^* = 0$ bzw. einen deutlich größeren Loch g -Faktor bei $|g^*| \approx 0,95$ analysiert werden. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.3 (b) bzw. 6.4 gezeigt.

Für Probe B sind Schwankungen im Bereich von $0,021 \leq |g^*| \leq 0,066$ zu erkennen, wobei ein ansteigender Trend von der linken oberen Ecke zur rechten unteren Ecke beobachtet werden kann. Die Messungen der vierten Spalte lieferten kein auswertbares Kerr-Signal. Diese wurden am Rand des Frontgates durchgeführt, wobei dieser Bereich möglicherweise durch den Kontaktierungsprozess starke Verschmutzungen aufweist. Die Ergebnisse der ersten Zeile wurden anhand von Messungen abseits des durch das Frontgate bedeckten Bereichs erzielt. Dadurch könnte eine deutlich veränderte Verkipfung des Bandkantenverlaufs vorliegen, die den signifikant niedrigeren Loch g -Faktor für diese Positionen erklären könnte. Der generelle Trend des Loch g -Faktors über die Probe hinweg ist vermutlich durch eine Änderung der Quantentrogbreite zu erklären. Diese Änderung liegt am rotierten Wachstum der Wafer und konnte beispielsweise bereits für [001]-gewachsene Systeme von Michael Kugler anhand sich ändernder PL-Emissionswellenlängen beobachtet werden [Kug12]. Ein Einfluss der Quantentrogbreite auf den Loch g -Faktor wurde ebenfalls experimentell bereits nachgewiesen [Sne92, Che06]. Für den mittleren Bereich der Probe, auf der sich der Laserspot während der Messungen zur Richtungsanisotropie des Loch g -Faktors befunden hat, ergibt sich damit eine relative Schwankung von etwa $\pm 10\%$ für sehr kleine g -Faktoren nahe $g^* = 0$.

Die Ergebnisse an Probe A zeigen Variationen von $0,91 \leq |g^*| \leq 0,98$. Dabei wurden alle Messungen auf dem Bereich des Frontgates durchgeführt. Abseits dieses Bereichs wurde die Präzession einer Elektronspinpolarisation detektiert. Dies ist auf das Abfallen des äußeren elektrischen Feldes außerhalb des Frontgates zurückzuführen. Dadurch verringert sich die Bandverkipfung und ergibt sich analog zu Gatespannungen nahe 0 V ein Elektronregime im Quantentrog. Ähnlich zu den Messungen an Probe B ist ein genereller Trend von der linken oberen zur rechten unteren Ecke zu erkennen. Dabei sinkt der Loch g -Faktor kontinuierlich ab. Dies kann analog zu Probe B auf eine Veränderung der Quantentrogbreite zurückgeführt werden. Die Messungen zur Bestimmung der Richtungsanisotropie des Loch

g-Faktors wurden ebenfalls mittig auf der Probe im Bereich der Spalten drei bis fünf durchgeführt. Dabei sind Schwankungen von etwa $\pm 5\%$ zu beobachten.

Somit zeigt sich eine deutliche Änderung des Loch g-Faktors in Abhängigkeit von der Probenposition insbesondere für sehr kleine g-Faktoren. Diese Schwankungen übertreffen alle anderen beobachteten Einflüsse auf den Loch g-Faktor durch Anregungsbedingungen, Gatespannung, Temperatur oder Magnetfeldstärke sowie -richtung. Deshalb wurde in den Experimenten ein besonderes Augenmerk auf eine möglichst geringe Änderung der Position des Laserspots auf der Probe gelegt.

6.2 Bestimmung des \mathbf{g} -Tensors

In diesem Abschnitt wird auf die genaue Vorgehensweise der Bestimmung von \mathbf{g} anhand von TRKR-Messungen eingegangen. Diese folgt im Wesentlichen der Argumentation der gemeinsamen Veröffentlichung mit Roland Winkler [Gra17].

Eigenschaften der Zeeman-Aufspaltung

Zur Bestimmung des Loch g-Faktors wurde im Rahmen dieser Arbeit die Larmorpräzession mithilfe von TRKR-Messungen ermittelt. Diese entspricht der Zeeman-Aufspaltung in einem Magnetfeld:

$$\Delta E = \hbar\omega = \mu_B |\mathbf{g} \cdot \mathbf{B}| = \mu_B \sqrt{\mathbf{B}^T \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{B}} \quad (6.4)$$

Dabei gilt:

$$\mathbf{G} \equiv \mathbf{g}^T \cdot \mathbf{g} \quad (6.5)$$

Somit bezeichnet \mathbf{G} einen symmetrischen ($\mathbf{G}^T = \mathbf{G}$), positiv definiten (3×3)-Tensor. Unter der Annahme eines Loch \mathbf{g} -Tensors nach Gleichung (3.5) ergibt sich damit:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} G_{xx} = g_{xx}^2 + g_{zx}^2 & 0 & G_{xz} = g_{xx}g_{xz} + g_{zx}g_{zz} \\ 0 & G_{yy} = g_{yy}^2 & 0 \\ G_{xz} = g_{xx}g_{xz} + g_{zx}g_{zz} & 0 & G_{zz} = g_{xz}^2 + g_{zz}^2 \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

\mathbf{G} kann mithilfe der orthogonalen Transformation \mathcal{O} auf eine diagonale Form gebracht werden:

$$\mathbf{g} = \mathcal{O} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathcal{O}^{-1} \quad (6.7)$$

Dabei sind die Spalten von $\mathcal{O}^{-1} = \mathcal{O}^T$ die Hauptachsen von \mathbf{G} und es gilt $\mathbf{g}^T = \mathbf{g}$. Damit kann der symmetrische Tensor $\tilde{\mathbf{g}}$ definiert werden:

$$\tilde{\mathbf{g}} = \mathcal{O}^{-1} \cdot \sqrt{\mathbf{g}} \cdot \mathcal{O} = \begin{pmatrix} \tilde{g}_{xx} & 0 & \tilde{g}_{xz} \\ 0 & \tilde{g}_{yy} & 0 \\ \tilde{g}_{xz} & 0 & \tilde{g}_{zz} \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

Somit gilt:

$$\tilde{\mathbf{g}}^T = \mathcal{O}^T \cdot \sqrt{\mathbf{g}} \cdot \mathcal{O} \quad (6.9)$$

Folglich ergibt sich:

$$\tilde{\mathbf{g}}^T \cdot \tilde{\mathbf{g}} = \mathcal{O}^T \cdot \sqrt{\mathbf{g}} \cdot \mathcal{O} \cdot \mathcal{O}^T \cdot \sqrt{\mathbf{g}} \cdot \mathcal{O} = \mathcal{O}^T \cdot \mathbf{g} \cdot \mathcal{O} = \mathcal{O}^T \cdot \mathcal{O} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathcal{O}^T \cdot \mathcal{O} = \mathbf{G} \quad (6.10)$$

D.h. $\tilde{\mathbf{g}}$ und \mathbf{g} beschreiben dieselbe Zeeman-Aufspaltung:

$$\Delta E = \hbar\omega = \mu_B |\mathbf{g} \cdot \mathbf{B}| = \mu_B \sqrt{\mathbf{B}^T \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{B}} = \mu_B |\tilde{\mathbf{g}} \cdot \mathbf{B}| \quad (6.11)$$

Allerdings hängt $\tilde{\mathbf{g}}$ im Allgemeinen von weniger unabhängigen Parametern ab als \mathbf{g} . In diesem Fall hat $\tilde{\mathbf{g}}$ vier und \mathbf{g} fünf unabhängige Parameter. Der zusätzliche unabhängige Parameter, der den \mathbf{g} -Tensor charakterisiert, hat seinen Ursprung im Zeeman-Hamiltonoperator (3.1). Danach beschreibt \mathbf{g} die Orientierung eines Spins \mathbf{S} in einem externen Magnetfeld \mathbf{B} . Somit definiert \mathbf{g} eine Ähnlichkeitstransformation:

$$\mathbf{B} = \mathbf{g} \cdot \mathbf{B} \quad (6.12)$$

Damit kann \mathbf{B} als effektives Magnetfeld beschrieben werden, das auf den Spin \mathbf{S} wirkt:

$$H_Z = \mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{B} = \mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} \quad (6.13)$$

Dies bedeutet, dass ein Spin \mathbf{S} in einem Eigenzustand des Zeeman-Hamiltonoperators (3.1) entweder parallel oder antiparallel zu \mathbf{B} ausgerichtet ist. Die zusätzliche Information, die \mathbf{g} im Vergleich zu $\tilde{\mathbf{g}}$ beinhaltet, legt somit die Ausrichtung des Spins \mathbf{S} fest. Für das effektive Magnetfeld $\tilde{\mathbf{B}}$, das durch $\tilde{\mathbf{g}}$ beschrieben wird, gilt damit:

$$|\tilde{\mathbf{B}}| = |\tilde{\mathbf{g}} \cdot \mathbf{B}| = |\mathbf{g} \cdot \mathbf{B}| = |\mathbf{B}| \quad (6.14a)$$

$$\tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{d} \cdot \mathbf{B} \quad (6.14b)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{d} eine Drehung, die im Allgemeinen durch bis zu drei Euler-Winkel charakterisiert wird. Durch die spezielle Form von \mathbf{g} bzw. $\tilde{\mathbf{g}}$ mit $g_{xy} = g_{yx} = g_{yz} = g_{zy} = 0$ stellt \mathbf{d} in diesem Fall eine Rotation um die y -Achse dar, die durch einen Winkel γ definiert ist:

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} \cos \gamma & 0 & -\sin \gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \gamma & 0 & \cos \gamma \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

Nach Gleichung (6.14b) ergibt sich damit für die Tensoren \mathbf{g} bzw. $\tilde{\mathbf{g}}$:

$$\mathbf{g} = \mathbf{d} \cdot \tilde{\mathbf{g}} \quad (6.16)$$

Die Rotation \mathbf{d} beeinflusst somit die Ausrichtung des Spins \mathbf{S} relativ zum angelegten Magnetfeld \mathbf{B} nach Gleichung (3.1), aber sie beeinflusst nicht die Zeeman-Aufspaltung nach Gleichung (6.11). Dies bedeutet, dass durch die Messung der

Präzessionsfrequenz ω und damit der Zeeman-Aufspaltung der \mathbf{g} -Tensor im Allgemeinen nicht vollständig bestimmt werden kann. Für diagonale oder allgemein symmetrische Tensoren \mathbf{g} ist hingegen die Bestimmung der Zeeman-Aufspaltung ausreichend. Damit ist diese detaillierte Betrachtung für die gängigen Elektronensysteme, die einen weitgehend isotropen g-Faktor aufweisen, oder auch die bisher intensiv untersuchten [001]-gewachsenen Lochsysteme mit einer Anisotropie zwischen in- und out-of-plane Magnetfeldern nicht notwendig.

Bestimmung des Tensors $\tilde{\mathbf{g}}$

Die Zeeman-Aufspaltung liefert lediglich die vier unabhängigen Parameter von \mathbf{G} aus $|\mathcal{B}|$:

$$\begin{aligned} |\mathcal{B}| &= \sqrt{\mathbf{B}^T \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{B}} \\ &= \left[B_0 (\cos \alpha \sin \beta, \sin \alpha \sin \beta, \cos \beta) \cdot \begin{pmatrix} G_{xx} & 0 & G_{xz} \\ 0 & G_{yy} & 0 \\ G_{xz} & 0 & G_{zz} \end{pmatrix} \cdot B_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha \sin \beta \\ \sin \alpha \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= (G_{xx} \cos^2 \alpha \sin^2 \beta + G_{yy} \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + 2G_{xz} \cos \alpha \sin \beta \cos \beta + G_{zz} \cos^2 \beta)^{\frac{1}{2}} B_0 \\ &= g^*(\alpha, \beta) B_0 \end{aligned} \quad (6.17)$$

mit

$$\begin{aligned} g^*(\alpha, \beta) &= (G_{xx} \cos^2 \alpha \sin^2 \beta + G_{yy} \sin^2 \alpha \sin^2 \beta \\ &\quad + 2G_{xz} \cos \alpha \sin \beta \cos \beta + G_{zz} \cos^2 \beta)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (6.18)$$

Dabei wurde $\mathbf{B}(\alpha, \beta)$ nach Gleichung (4.2) parametrisiert. Der effektive g-Faktor $g^*(\alpha, \beta)$ kann für jede Magnetfeldrichtung aus der Präzessionsfrequenz $\omega(\alpha, \beta)$ der entsprechenden TRKR-Messungen bestimmt werden:

$$g^*(\alpha, \beta) = \frac{\hbar \omega(\alpha, \beta)}{\mu_B B_0} \quad (6.19)$$

Damit ergeben sich aus der Bestimmung von $g^*(\alpha, \beta)$ die vier Komponenten von \mathbf{G} , aus denen $\tilde{\mathbf{g}}$ berechnet werden kann. Die quadratischen Abhängigkeiten führen dabei zu unterschiedlichen Komponenten (entsprechend dem oberen bzw. unteren Vorzeichen), deren Gesamtvorzeichen ebenfalls unbestimmt ist:

$$\tilde{g}_{xx}^{\pm} = \frac{2G_{xz}^2 + (G_{xx} - G_{zz})(G_{xx} \pm \sqrt{G_{xx}G_{zz} - G_{xz}^2})}{\Gamma_{\pm}^2 \Gamma_{\mp}} \quad (6.20a)$$

$$\tilde{g}_{xz}^{\pm} = \frac{G_{xz}}{\Gamma_{\mp}} \quad (6.20b)$$

$$\tilde{g}_{zz}^{\pm} = \frac{2G_{xz}^2 + (G_{zz} - G_{xx})(G_{zz} \pm \sqrt{G_{xx}G_{zz} - G_{xz}^2})}{\Gamma_{\pm}^2 \Gamma_{\mp}} \quad (6.20c)$$

wobei

$$\Gamma_{\pm} = \sqrt{G_{xx} + G_{zz} \pm 2\sqrt{G_{xx}G_{zz} - G_{xz}^2}} \quad (6.21)$$

Außerdem ergibt sich für die entkoppelte Komponente \tilde{g}_{yy} , deren Vorzeichen ebenfalls unbestimmt ist:

$$\tilde{g}_{yy} = \pm\sqrt{G_{yy}} \quad (6.22)$$

Dabei ist zu beachten, dass aufgrund der Entkopplung von \tilde{g}_{yy} gegenüber den restlichen Komponenten, auch das Vorzeichen von \tilde{g}_{yy} gegenüber dem Gesamtvorzeichen der übrigen Komponenten entkoppelt ist.

Bestimmung des effektiven Magnetfelds \mathcal{B}

Eine vollständige Bestimmung von \mathbf{g} ist mithilfe der vier unabhängigen Komponenten von $\tilde{\mathbf{g}}$ nicht möglich. Durch die Sensitivität des Kerr-Effekts auf out-of-plane Spinpolarisationen kann allerdings in gewisser Weise auf die Richtung der Spinpolarisation im Experiment geschlossen werden. Das Kerr-Signal gibt die Projektion der vorherrschenden Spinpolarisation auf die z -Achse wieder. Somit lässt sich auf die Richtung der Präzession im Vergleich zur Quantentrogenebene schließen und damit auf die Richtung von \mathcal{B} , das das effektive Magnetfeld darstellt, um das die Lochspins präzedieren. Insbesondere kann eine Verkippung der Präzessionsachse aus der Quantentrogenebene beobachtet werden, da diese die Form des TRKR-Signals drastisch verändert. Eine derartige Verkippung von \mathcal{B} ist speziell durch die für die Wachstumsrichtungen von Probe A und B vorhergesagten außer-diagonalen Elemente g_{xz} bzw. g_{zx} bereits für in-plane Magnetfelder $\mathbf{B}(\alpha, \beta = 90^\circ)$ zu erwarten:

$$\mathcal{B} = \mathbf{g} \cdot \mathbf{B} = \begin{pmatrix} g_{xx} & 0 & g_{xz} \\ 0 & g_{yy} & 0 \\ g_{zx} & 0 & g_{zz} \end{pmatrix} \cdot B_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix} = B_0 \begin{pmatrix} g_{xx} \cos \alpha \\ g_{yy} \sin \alpha \\ g_{zx} \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (6.23)$$

Damit gilt für ein Magnetfeld in y -Richtung ($\alpha = 90^\circ$):

$$\mathcal{B} = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ g_{yy} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

Dies bedeutet $\mathcal{B} \parallel \mathbf{B}$ und somit beeinflusst \mathbf{g} in diesem Fall lediglich die Stärke des effektiven Magnetfelds. Für ein Magnetfeld in x -Richtung ($\alpha = 0^\circ$) ergibt sich allerdings:

$$\mathcal{B} = B_0 \begin{pmatrix} g_{xx} \\ 0 \\ g_{zx} \end{pmatrix} \quad (6.25)$$

Folglich gilt $\mathcal{B} \nparallel \mathbf{B}$ und insbesondere ist das effektive Magnetfeld aus der Quantentrogenebene in Richtung der z -Achse um den Winkel δ verkippt. Dies ist schematisch in Abbildung 6.5 (a) dargestellt. Die Spinpolarisation präzediert in diesem

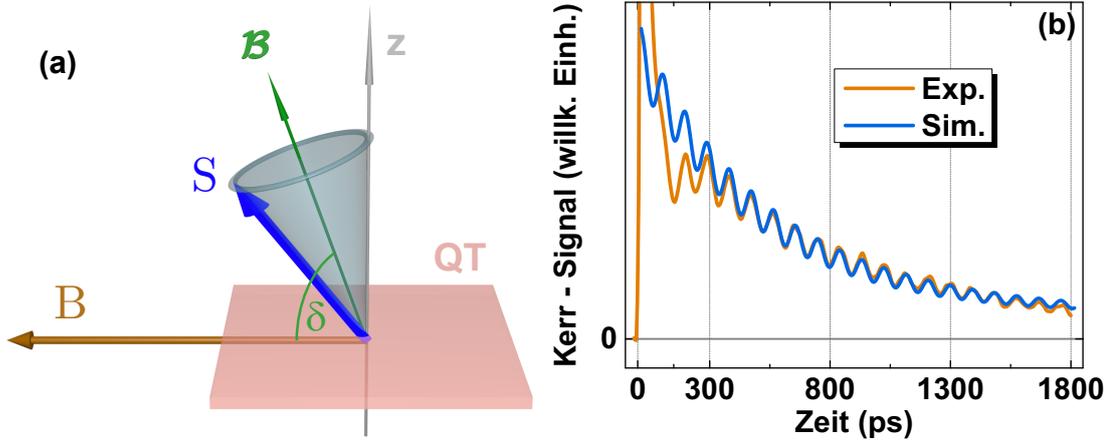


Abb. 6.5: (a) Schematische Darstellung der Präzession einer Spinpolarisation \mathbf{S} um ein effektives Magnetfeld \mathbf{B} , das um den Winkel δ gegenüber dem angelegten Magnetfeld \mathbf{B} aus der Quantentrogenebene (QT) verkippt ist. (b) Vergleich einer gemessenen mit einer simulierten TRKR-Kurve mit nichtpräzedierendem Anteil. Für die Simulation anhand des Ratengleichungsmodells wurde eine effektive Magnetfeldrichtung verwendet, die um $\delta = 70^\circ$ aus der Quantentrogenebene verkippt ist.

Fall auf einem Kegel um das effektive Magnetfeld. Der Verkippfungswinkel kann mithilfe von Gleichung (6.23) berechnet werden:

$$\tan[\delta(\alpha)] = \frac{g_{zx} \cos \alpha}{\sqrt{(g_{xx} \cos \alpha)^2 + (g_{yy} \sin \alpha)^2}} \quad (6.26)$$

Insbesondere ist $(90^\circ - \delta)$ als der Winkel zwischen der positiven z -Achse und \mathbf{B} definiert. Damit ergeben sich folgende Vorzeichenkonventionen für $\alpha = 0^\circ$:

$$0^\circ \leq \delta \leq 90^\circ \quad \text{für } g_{xx} \geq 0 \wedge g_{zx} \geq 0 \quad (6.27a)$$

$$90^\circ \leq \delta \leq 180^\circ \quad \text{für } g_{xx} \leq 0 \wedge g_{zx} \geq 0 \quad (6.27b)$$

$$0^\circ \geq \delta \geq -90^\circ \quad \text{für } g_{xx} \geq 0 \wedge g_{zx} \leq 0 \quad (6.27c)$$

$$-90^\circ \geq \delta \geq -180^\circ \quad \text{für } g_{xx} \leq 0 \wedge g_{zx} \leq 0 \quad (6.27d)$$

Die Präzession einer Spinpolarisation um ein verkipptes effektives Magnetfeld kann mithilfe des in Abschnitt 4.2.5 erläuterten Ratengleichungsmodells simuliert werden. Dazu wird anstatt des angelegten Magnetfelds \mathbf{B} das effektive Magnetfeld \mathbf{B} für die Berechnung der Entwicklung der Lochspinpolarisation verwendet:

$$\mathbf{B} = B_0 \begin{pmatrix} \cos \delta \\ 0 \\ \sin \delta \end{pmatrix} \quad (6.28)$$

Das so erhaltene simulierte Kerr-Signal einer Lochspinpolarisation ist in Abbildung 6.5 (b) zusammen mit einer an Probe A gemessenen TRKR-Kurve gezeigt.

Die Simulation wurde den experimentellen Daten entsprechend angepasst, um eine bestmögliche Übereinstimmung der Kurven zu erhalten, wobei ein Verkipfungswinkel von $\delta = 70^\circ$ verwendet wurde. Dabei zeigt sich, dass die Simulation die gemessene TRKR-Kurve ab einer Zeitverzögerung von etwa 300 ps sehr gut reproduzieren kann. Die Diskrepanz für kleinere Zeitverzögerungen ist zum Einen auf spinunabhängige, schnelle Zerfallsprozesse direkt nach der Anregung zurückzuführen, die bereits in Abschnitt 4.2.3 näher erläutert sind. Zum Anderen stellt die Simulation nur die Entwicklung der Lochspinpolarisation dar, während in der Messung die Elektronspindynamik das TRKR-Signal ebenfalls beeinflusst. Insbesondere die Präzession der Elektronspins innerhalb der Rekombinationszeit führt damit zu Abweichungen zwischen Experiment und Simulation.

Somit ist eine Bestimmung des Verkipfungswinkels δ aus den experimentellen Daten möglich, wobei lediglich der Winkel zwischen der z -Richtung und \mathbf{B} bestimmt werden kann. Damit ist die experimentelle Bestimmung auf den Bereich $0^\circ \leq \delta \leq 90^\circ$ limitiert. Die exakte Bestimmung von δ hinsichtlich des Vorzeichens oder für $|\delta| > 90^\circ$ kann nur anhand der theoretischen Vorhersagen geschehen. Die experimentelle Bestimmung des Verkipfungswinkels δ aus den TRKR-Kurven wird ausführlich in Abschnitt 6.2.1 erläutert.

Bestimmung des Tensors \mathbf{g}

Nach Gleichung (6.14b) beschreibt \mathbf{d} die Rotation zwischen \mathbf{B} und $\tilde{\mathbf{B}}$. Somit beschreibt für $\alpha = 0^\circ$, wo \mathbf{B} und $\tilde{\mathbf{B}}$ in der (x, z) -Ebene liegen, γ den Winkel zwischen \mathbf{B} und $\tilde{\mathbf{B}}$:

$$\gamma = \delta(0^\circ) - \tilde{\delta}(0^\circ) \quad (6.29)$$

Dabei bezeichnet $\tilde{\delta}(0^\circ)$ den Verkipfungswinkel, der durch $\tilde{\mathbf{B}}$ bzw. $\tilde{\mathbf{g}}$ hervorgerufen wird. Dieser wird anhand von Gleichung (6.26) aus den entsprechenden Komponenten von $\tilde{\mathbf{g}}$ bestimmt. Dies bedeutet, dass \mathbf{g} aus dem gemessenen Verkipfungswinkel $\delta(0^\circ)$ und der gemessenen, richtungsabhängigen Zeeman-Aufspaltung, die entsprechend zu $\tilde{\mathbf{g}}$ führt, nach Gleichung (6.16) berechnet werden kann.

Aus den gemessenen Präzessionsfrequenzen ergeben sich allerdings nach den Gleichungen (6.20) unterschiedliche Komponenten \tilde{g}_{ij}^\pm . Außerdem kann das Vorzeichen von \tilde{g}_{yy} nicht aus dem Experiment abgeleitet werden. Um trotzdem einen vollständigen \mathbf{g} -Tensor experimentell bestimmen zu können, werden die theoretischen Berechnungen von Roland Winkler miteinbezogen. Dieses Vorgehen wird im Folgenden beschrieben.

Da die Komponente $\tilde{g}_{yy} = g_{yy}$ von den anderen Komponenten entkoppelt ist, kann deren Vorzeichen direkt anhand der theoretischen Vorhersage festgelegt werden. Für die übrigen vier Komponenten werden die Tensoren zu (2×2) -Matrizen reduziert:

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^\pm = \begin{pmatrix} \tilde{g}_{xx}^\pm & \tilde{g}_{xz}^\pm \\ \tilde{g}_{zx}^\pm & \tilde{g}_{zz}^\pm \end{pmatrix} \quad (6.30)$$

Für die beiden Tensoren $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{\pm}$ gilt folgende Beziehung:

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{+} = \tilde{\mathbf{d}}_{\text{red}} \cdot \tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{-} \quad (6.31)$$

Dabei bezeichnet $\tilde{\mathbf{d}}_{\text{red}}$ eine orthogonale Matrix mit $\det(\tilde{\mathbf{d}}_{\text{red}}) = -1$, die somit eine Spiegelung darstellt. Damit gilt für die Tensoren $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{\pm}$:

$$\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{+}) = -\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{-}) \quad (6.32)$$

Dies bedeutet, dass sich die Vorzeichen einer oder mehrerer Eigenwerte von $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{+}$ und $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{-}$ unterscheiden. Die Eigenwerte stellen die effektiven g -Faktoren für ein Magnetfeld entlang der Hauptachsen von $\tilde{\mathbf{g}}$ dar. Da im Experiment das Vorzeichen des effektiven g -Faktors nicht bestimmt werden kann, kann auch nicht zwischen $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{+}$ und $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{-}$ unterschieden werden. Eine Unterscheidung ist nur anhand der theoretischen Vorhersagen für \mathbf{g} möglich. Dafür kann der Tensor \mathbf{g}_{red} definiert werden:

$$\mathbf{g}_{\text{red}} = \begin{pmatrix} g_{xx} & g_{xz} \\ g_{zx} & g_{zz} \end{pmatrix} \quad (6.33)$$

Damit wird der entsprechende Tensor $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{\sigma}$ ($\sigma = +$ oder $-$) gewählt, der folgende Beziehung erfüllt:

$$\text{sgn}[\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{\sigma})] = \text{sgn}[\det(\mathbf{g}_{\text{red}})] \quad (6.34)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{g}_{red} den theoretisch berechneten Tensor für die entsprechende Wachstumsrichtung. Aus den theoretischen Berechnungen ergibt sich insbesondere:

$$\det(\mathbf{g}_{\text{red}}) < 0 \text{ für } \theta < 54.7^{\circ} \quad (6.35a)$$

$$\det(\mathbf{g}_{\text{red}}) > 0 \text{ für } \theta > 54.7^{\circ} \quad (6.35b)$$

$$\det(\mathbf{g}_{\text{red}}) = 0 \text{ für } \theta = 54.7^{\circ} \quad (6.35c)$$

Hierbei bezeichnet $\theta = 54.7^{\circ}$ nach Abbildung 3.3 den Fall $z \parallel [111]$. Somit kann aus dem entsprechenden $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{\sigma}$ und \tilde{g}_{yy} der experimentell bestimmte Tensor $\tilde{\mathbf{g}}$ gebildet werden. Aus diesem ergibt sich schließlich mithilfe von Gleichung (6.16) und der aus dem Verkippungswinkel $\delta(0^{\circ})$ bestimmten Rotation \mathbf{d} der experimentell bestimmte \mathbf{g} -Tensor.

Im folgenden Abschnitt wird zuerst die experimentelle Bestimmung von δ näher erläutert. In den weiteren Abschnitten wird der \mathbf{g} -Tensor aus den experimentellen Ergebnissen für die entsprechenden Wachstumsrichtungen bestimmt. Diese experimentellen Erkenntnisse werden schließlich in Abschnitt 6.2.5 mit den theoretischen Berechnungen von Roland Winkler verglichen.

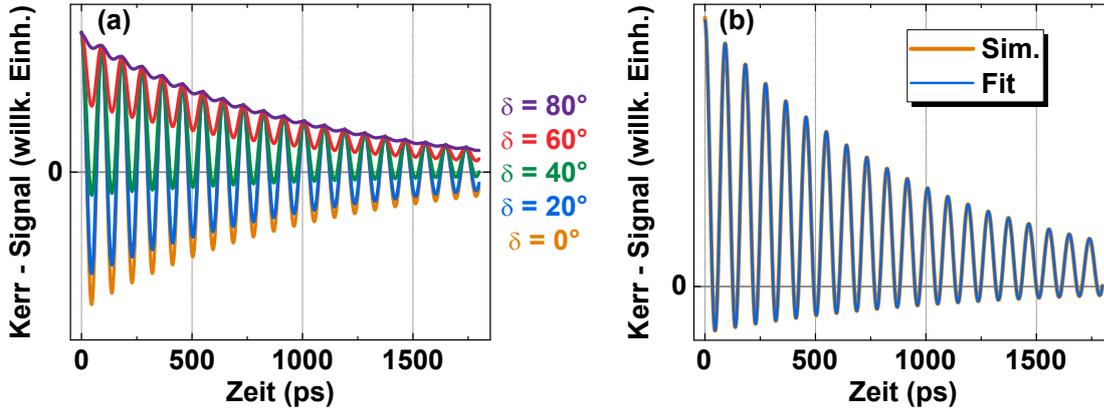


Abb. 6.6: (a) Mithilfe des Ratengleichungsmodells simulierte TRKR-Kurven für verschiedene Verkippungswinkel δ der Präzessionsachse. (b) Vergleich einer simulierten TRKR-Kurve bei $\delta = 40^\circ$ [aus (a)] mit einem Fit nach Gleichung (5.1).

6.2.1 Verkippung der Präzessionsachse

Um die Abhängigkeit des Kerr-Signals von der Verkippung des effektiven Magnetfelds genauer zu untersuchen, wurden Simulationen bei verschiedenen Verkippungswinkeln δ erstellt. Diese sind in Abbildung 6.6 (a) dargestellt. Für $\delta = 0^\circ$ ergibt sich das typische Kerr-Signal mit einer exponentiell gedämpften Oszillation symmetrisch um das Nullniveau. Für $\delta > 0^\circ$ werden die simulierten Kurven asymmetrisch. Dies liegt an der Präzession der Spinpolarisation auf einem Kegel um das effektive Magnetfeld. Je größer der Verkippungswinkel δ desto kleiner wird der präzedierende Anteil der Kurven im Vergleich zum nichtpräzedierenden Anteil.

Die simulierten Kurven können darüber hinaus mithilfe von Gleichung (5.1) gefittet werden. Ein Beispiel für einen derartigen Fit ist in Abbildung 6.6 (b) gezeigt. Dabei ist eine nahezu perfekte Übereinstimmung zwischen Fit und Simulation zu erkennen. Somit beschreibt Gleichung (5.1) die Präzession einer Spinpolarisation um ein verkipptes effektives Magnetfeld. Aus den Amplituden des präzedierenden bzw. nichtpräzedierenden Anteils lässt sich darüber hinaus der Verkippungswinkel δ bestimmen. Dies ist anhand von Abbildung 6.7 (a) zu erkennen. Aus den beiden hervorgehobenen rechtwinkligen Dreiecken kann δ berechnet werden:

$$\tan \delta = \frac{A_N}{a} \wedge \tan \delta = \frac{a}{A_P} \quad (6.36)$$

Somit ergibt sich die Abhängigkeit von der Amplitude A_N des nichtpräzedierenden Anteils bzw. der Amplitude A_P des präzedierenden Anteils:

$$|\tan \delta| = \sqrt{\frac{A_N}{A_P}} \quad (6.37)$$

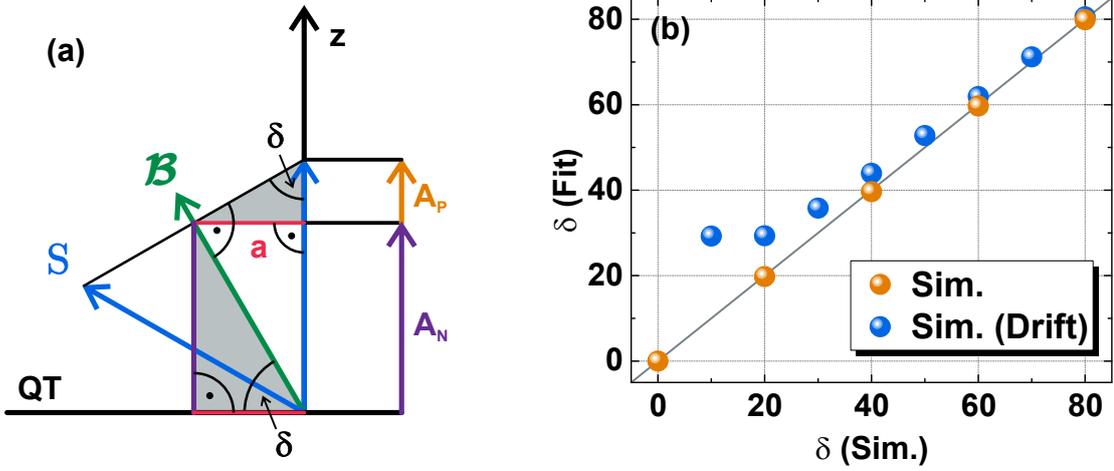


Abb. 6.7: (a) Schematische Darstellung der Präzession einer Spinpolarisation S um ein effektives Magnetfeld B , das um den Winkel δ aus der Quantentrogenebene (QT) verkippt ist. Zur Bestimmung von δ sind die Amplituden A_N des nichtpräzedierenden Anteils und A_P der präzedierenden Komponente des TRKR-Signals eingezeichnet. Zusätzlich ist die nur zur Berechnung wichtige Länge a dargestellt. (b) Aus den Fits an den in Abbildung 6.6 (a) gezeigten simulierten TRKR-Kurven erhaltene Verkippungswinkel δ zusammen mit den extrahierten Verkippungswinkeln aus Fits an simulierten Kurven mit zusätzlichem linearem Drift nach Gleichung (6.38).

In Abbildung 6.7 (b) sind die erhaltenen Verkippungswinkel δ für die nach dem Ratengleichungsmodell simulierten TRKR-Kurven dargestellt. Es zeigt sich eine nahezu perfekte Übereinstimmung zwischen simulierten und gefitteten Verkippungswinkeln. Somit kann δ für gemessene TRKR-Kurven direkt aus den Fitparametern bestimmt werden und der deutlich aufwändigere Vergleich mit nach dem Ratengleichungsmodell simulierten TRKR-Kurven ist nicht notwendig.

Gemessene TRKR-Kurven folgen allerdings nicht in vollem Umfang der idealen Form, die durch Gleichung (5.1) vorgegeben ist. Äußere Einflüsse im Experiment wie etwa kleine Veränderungen der Temperatur oder des Strahlüberlapps von Pump- und Probepuls auf der Probe können beispielsweise geringe Schwankungen des TRKR-Signals zur Folge haben. Diese beeinflussen die Bestimmung von δ insbesondere bei kleinen Verkippungswinkeln erheblich. Um den genauen Einfluss dieser Schwankungen abzuschätzen wurden TRKR-Kurven mit zusätzlichem linearem Drift A_D simuliert:

$$A(t) = A_0 + A_P \exp\left(-\frac{t}{\tau_P}\right) \cos[\omega(t + t_0)] + A_N \exp\left(-\frac{t}{\tau_N}\right) + A_D t \quad (6.38)$$

Nach Gleichung (6.37) wurde das Verhältnis aus präzedierendem und nichtpräzedierendem Anteil entsprechend gewählt, um verschiedene Verkippungswinkel δ zu simulieren. Der dabei beispielhaft verwendete lineare Drift ist wesentlich geringer

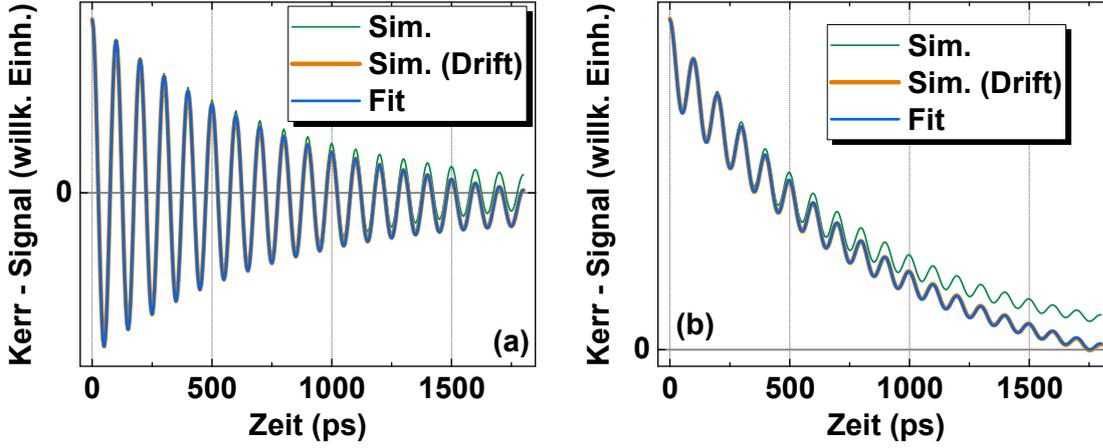


Abb. 6.8: Vergleich einer TRKR-Simulation ohne [nach Gleichung (5.1)] bzw. mit zusätzlichem linearem Drift [nach Gleichung (6.38)] für $\delta = 10^\circ$ [(a)] bzw. $\delta = 70^\circ$ [(b)]. Die Kurven mit linearem Drift wurden nach Gleichung (5.1) gefittet.

als die Gesamtamplitude der simulierten Spinpolarisation, die für alle simulierten Verkippungswinkel konstant gehalten wurde:

$$A_D = 5 \times 10^{-5} (A_P + A_N) \quad (6.39)$$

Beispiele für die entsprechenden simulierten Kurven sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Dabei sind nur geringe Auswirkungen auf die TRKR-Kurve durch den zusätzlichen linearen Drift zu erkennen. Die erhaltenen TRKR-Kurven wurden mithilfe von Gleichung (5.1) gefittet, um den Verkippungswinkel zu bestimmen. Die gefitteten Kurven zeigen trotz des zusätzlichen linearen Drifts eine sehr gute Übereinstimmung mit den simulierten Kurven. Die mithilfe der Fits erhaltenen Verkippungswinkel δ sind in Abbildung 6.7 (b) gezeigt. Dabei ist vor allem für kleine δ eine große Diskrepanz zwischen dem für die Simulation verwendeten und dem durch den Fit erhaltenen Verkippungswinkel zu erkennen. Dies bedeutet, dass bei kleinen Verkippungswinkeln die experimentellen Einflüsse und die damit einhergehenden nicht idealen TRKR-Kurven zu einem großen Fehler bei der Bestimmung von δ führen können. Insbesondere die Bestimmung von $\delta = 0^\circ$ ist im Experiment nahezu unmöglich.

6.2.2 g -Tensor in [113]-gewachsenen Quantentrögen

Um den g -Tensor für [113]-gewachsene Quantentröge zu bestimmen, wurden TRKR-Messungen bei einer Temperatur von $T = 1,2$ K, einem Magnetfeld von $B_0 = 1$ T und verschiedenen Magnetfeldrichtungen $\mathbf{B}(\alpha, \beta)$ durchgeführt. Dabei wurde in verschiedenen TRKR-Rotatorserien bei einem jeweils fixem Winkel β der Winkel α variiert. Nach Abbildung 3.3 entspricht für das [113]-gewachsene

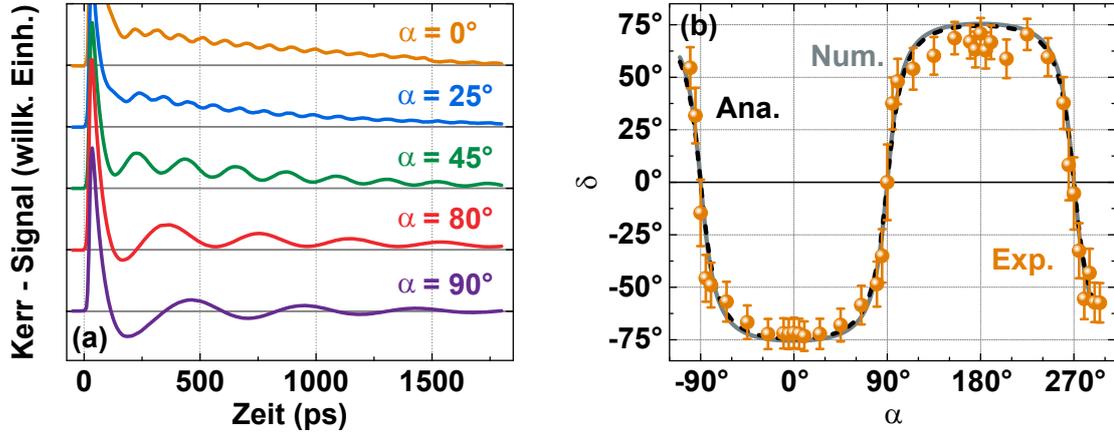


Abb. 6.9: (a) TRKR-Messungen an Probe A bei $\beta = 90^\circ$ und verschiedenen Winkeln α bei einer Temperatur von $T = 1,2$ K, einer Magnetfeldstärke von $B_0 = 1$ T und einer Gatespannung von $U_G = -2,5$ V. (b) Aus in-plane TRKR-Messungen an Probe A erhaltener Winkel δ in Abhängigkeit von α zusammen mit von Roland Winkler analytisch bzw. numerisch berechneten Werten. Das Vorzeichen der experimentellen Werte wurde an das theoretisch berechnete Vorzeichen angepasst.

System mit $\theta \approx 25,24^\circ$ die x -Richtung mit $\alpha = 0^\circ$ der $[33\bar{2}]$ -Kristallrichtung und die y -Richtung mit $\alpha = 90^\circ$ der $[\bar{1}10]$ -Kristallrichtung. Außerdem wurde für alle Messungen eine Gatespannung von $U_G = -2,5$ V angelegt, um, wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, eine langlebige Lochspinpolarisation im System zu erhalten. Die in Abschnitt 2.3 erläuterten Kupferlackdrähte, über die die Gatespannung an die Probe angelegt wird, lassen dabei eine maximale Rotation von $\pm 115^\circ$ zu. Dies liegt daran, dass sich aufgrund der Rotation der Abstand zwischen den Kontakten auf der Probe und den Kontakten am Probenstab ändert und die Kupferlackdrähte verspannt werden. Für noch größere Rotationen würden die Drähte abreißen und ein Anlegen der Gatespannung wäre somit nicht mehr möglich.

Bestimmung des Verkipfungswinkels δ

Die TRKR-Messungen bei $\beta = 90^\circ$, was einem in-plane Magnetfeld entspricht, und verschiedenen Winkeln α sind in Abbildung 6.9 (a) dargestellt. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit sowohl der Präzessionsfrequenz als auch des nichtpräzedierenden Anteils von der Magnetfeldrichtung. Die Präzessionsfrequenz verringert sich dabei von $\alpha = 0^\circ$ bis $\alpha = 90^\circ$ erheblich. Dies deutet auf die Richtungsanisotropie des Loch g-Faktors hin, die nach der genauen Analyse des Verkipfungswinkels δ des effektiven Magnetfelds \mathcal{B} näher untersucht wird.

In den TRKR-Messungen ist eine erhebliche Abnahme des nichtpräzedierenden Anteils von $\alpha = 0^\circ$ bis $\alpha = 90^\circ$ erkennbar, wobei bei einem Magnetfeld in

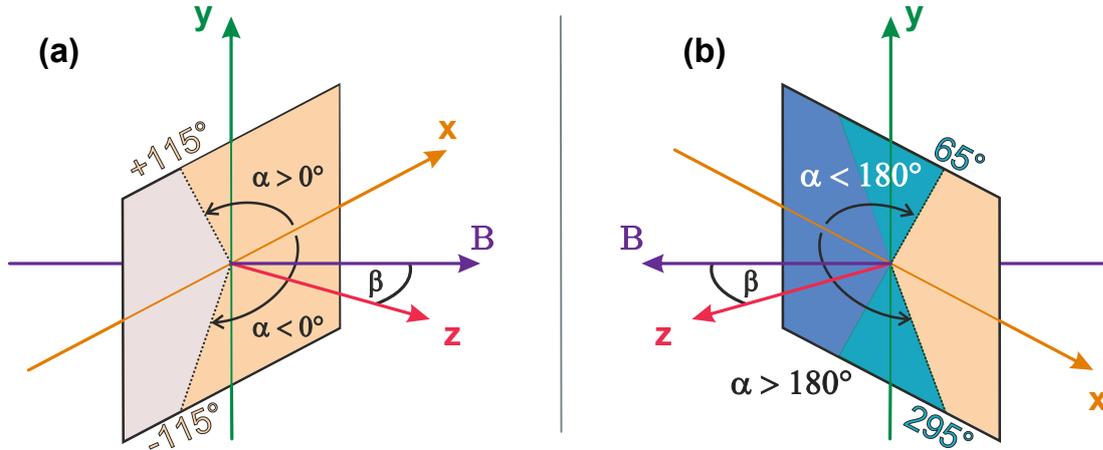


Abb. 6.10: Schematische Darstellung der Probenausrichtung von Probe A, um den gesamten Winkelbereich von $-115^\circ \leq \alpha \leq 295^\circ$ erfassen zu können. (a) Probenausrichtung für ein positives Magnetfeld \mathbf{B} sowie $-115^\circ \leq \alpha \leq 115^\circ$ bei einer Verkippung der Probe im Uhrzeigersinn um die positive y -Achse. (b) Probenausrichtung für ein negatives Magnetfeld \mathbf{B} sowie $65^\circ \leq \alpha \leq 295^\circ$ bei einer Verkippung der Probe gegen den Uhrzeigersinn um die positive y -Achse.

y -Richtung kein nichtpräzidierender Anteil mehr zu sehen ist. Dies deutet auf eine starke Abhängigkeit des Verkippungswinkels δ von der Magnetfeldrichtung hin. Aus Fits an den TRKR-Messungen mithilfe von Gleichung (5.1) wurde δ bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.9 (b) zusammen mit den von Roland Winkler theoretisch berechneten Werten dargestellt. Für die Messungen bei $\alpha \geq 115^\circ$ wurde dabei die Richtung des Magnetfelds im Kryostaten umgekehrt, um diesen Winkelbereich ebenfalls untersuchen zu können. Außerdem wurde das Vorzeichen von δ an das theoretisch berechnete Vorzeichen angepasst. Damit zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, wobei für Magnetfelder in x -Richtung $|\delta| \approx 70^\circ$ und für Magnetfelder in y -Richtung $\delta \approx 0^\circ$ beobachtet werden kann. Insbesondere der verschwindende Verkippungswinkel für Magnetfelder in y -Richtung unterstützt die theoretische Annahme von $g_{zy} = 0$. Für den zur Bestimmung von \mathbf{g} wichtigen Verkippungswinkel bei $\alpha = 0^\circ$ ergibt sich $\delta(0^\circ) = -70^\circ \pm 5^\circ$.

Effektiver Loch g-Faktor

Um \mathbf{G} und damit $\tilde{\mathbf{g}}$ experimentell ermitteln zu können, wurden TRKR-Rotatorserien bei verschiedenen Winkeln β durchgeführt. Um dabei den gesamten Winkelbereich von α abzudecken, wurde für $\alpha \geq 115^\circ$ die Probenausrichtung im Kryostaten geändert. Dies ist schematisch in Abbildung 6.10 gezeigt. Für $-115^\circ \leq \alpha \leq 115^\circ$ wurde ein positives Magnetfeld angelegt und die Probe im Uhrzeigersinn um die positive y -Achse verkipppt. Der Winkelbereich $115^\circ \leq \alpha \leq 295^\circ$ wurde dagegen mit

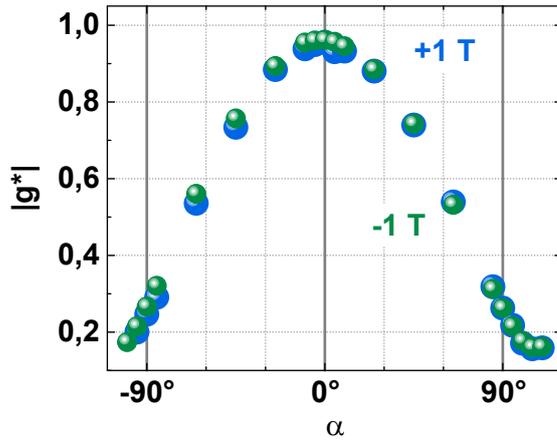


Abb. 6.11: Effektiver Loch g-Faktor in Abhängigkeit vom Vorzeichen des Magnetfelds. Die Werte wurden aus einer TRKR-Rotatorserie an Probe A bei $\beta = 84,5^\circ$ ermittelt.

die auf die Richtungsanisotropie des Loch g-Faktors zurückgeführt werden kann. Allerdings stimmen die Werte für ein positives bzw. negatives Magnetfeld sehr gut überein. Somit hängt der Loch g-Faktor im Wesentlichen von der Ausrichtung des Magnetfelds relativ zu den Kristallachsen ab. Ein Einfluss des Vorzeichens des Magnetfelds auf g^* kann dabei nicht beobachtet werden.

Der effektive Loch g-Faktor aus verschiedenen TRKR-Rotatorserien in Abhängigkeit vom Verkippungswinkel β für nahezu in-plane Magnetfelder ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Für $\beta = 90^\circ$, was einem Magnetfeld in der Quantentrogenebene entspricht, zeigt sich ein 180° -periodischer Verlauf mit einem Maximum von $|g^*| \approx 0,7$ bei $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\alpha = 180^\circ$ und einem Minimum von $|g^*| \approx 0,15$ bei $\alpha = 90^\circ$ bzw. $\alpha = 270^\circ$. Dies lässt sich auf die in-plane Loch g-Faktor-Anisotropie zurückführen, die bereits 2000 von Roland Winkler theoretisch beschrieben wurde [Win00]. Für $\beta < 90^\circ$ ergeben sich 360° -periodische Verläufe für den effektiven Loch g-Faktor. Dabei zeigen sich gegenüber den in-plane Messungen einige Veränderungen, die durch die roten Pfeile in der Abbildung hervorgehoben werden. Das Maximum bei $\alpha = 0^\circ$ steigt, während das Maximum bei $\alpha = 180^\circ$ sinkt. Darüber hinaus verschieben sich beide Minima in Richtung von $\alpha = 180^\circ$, wobei der minimale Loch g-Faktor bei $|g^*| \approx 0,15$ für alle Verkippungswinkel β in etwa konstant bleibt. Dies ist insbesondere in der vergrößerten Ansicht in Abbildung 6.12 (b) gut zu erkennen. Dieser asymmetrische Verlauf kann auf die außerdiagonalen Elemente g_{xz} bzw. g_{zx} von \mathbf{g} zurückgeführt werden. Für einen diagonalen \mathbf{g} -Tensor würde sich durch die Beimischung der out-of-plane Komponente g_{zz} eine symmetrische Erhöhung bzw. Verringerung des effektiven Loch g-Faktors abhängig vom Verhältnis der einzelnen Komponenten zueinander ergeben.

einem negativen Magnetfeld und einer Verkippung der Probe gegen den Uhrzeigersinn um die positive y -Achse abgedeckt. Dadurch konnten alle TRKR-Serien innerhalb eines Kühlzyklus der Probe ohne Aus- und Wiedereinbau des Probenstabs und ohne Änderung der Probenposition im Probenhalter durchgeführt werden.

Der genaue Einfluss der Änderung des Vorzeichens des Magnetfelds auf den Loch g-Faktor wurde anhand von TRKR-Rotatorserien bei $\beta = 84,5^\circ$ untersucht, aus denen der effektive g-Faktor ermittelt wurde. Die erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Dabei zeigt sich eine starke Abhängigkeit vom Rotatorwinkel α ,

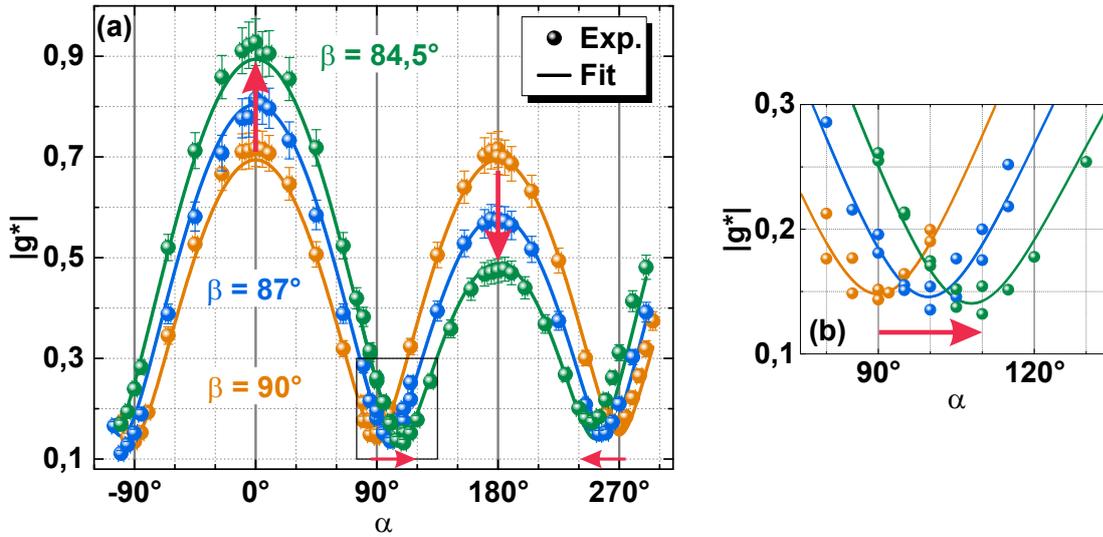


Abb. 6.12: (a) Effektiver Loch g-Faktor aus TRKR-Rotatorserien an Probe A bei verschiedenen Verkippungswinkeln β . Die Fits wurden global zusammen mit dem in Abbildung 6.13 dargestellten effektiven Loch g-Faktor anhand von Gleichung (6.18) durchgeführt. Das Rechteck zeigt den in (b) dargestellten Bereich. Die roten Pfeile symbolisieren die relative Veränderung der Maxima bzw. Minima zwischen den verschiedenen Verkippungswinkeln β . (b) Vergrößerte Ansicht des in (a) gezeigten effektiven Loch g-Faktors um $\alpha = 90^\circ$.

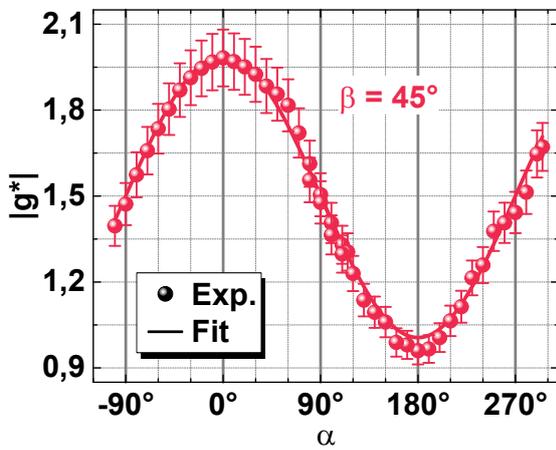


Abb. 6.13: Effektiver Loch g-Faktor aus einer TRKR-Rotatorserie an Probe A bei einem Verkippungswinkel von $\beta = 45^\circ$. Der Fit wurde global zusammen mit dem in Abbildung 6.12 (a) dargestellten effektiven Loch g-Faktor anhand von Gleichung (6.18) durchgeführt.

Für Magnetfelder bei $\beta = 45^\circ$ mit noch größerem Anteil in out-of-plane Richtung ist der effektive Loch g-Faktor in Abbildung 6.13 dargestellt. Er liegt deutlich über den Werten für Magnetfeldrichtungen mit geringem out-of-plane Anteil. Dies deutet auf verhältnismäßig größere Komponenten g_{zz} bzw. g_{xz} hin. Außerdem zeigt sich wiederum ein anderer Verlauf als für nahezu in-plane Magnetfelder, wobei die 360° -Periodizität beibehalten wird. Der Loch g-Faktor weist nur ein Maximum bei $\alpha = 0^\circ$ mit $|g^*| \approx 2$ und ein Minimum bei $\alpha = 180^\circ$ mit $|g^*| \approx 1$ auf.

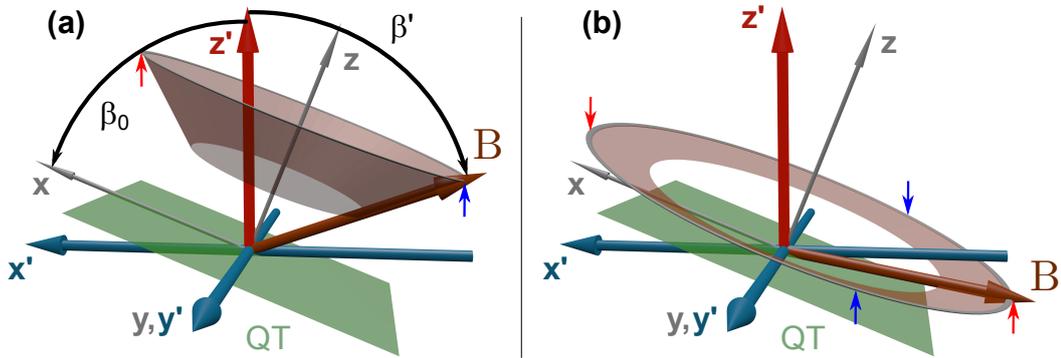


Abb. 6.14: Schematisches Modell der Hauptachsen x' , y' und z' von \tilde{g} im Vergleich zu den Koordinatenachsen x , y und z . Darüber hinaus ist der Verlauf von \mathbf{B} während einer TRKR-Rotatorserie für ein Magnetfeld mit großem out-of-plane Anteil (a) sowie für ein nahezu in-plane Magnetfeld (b) dargestellt. Die Pfeile deuten die Position eines maximalen (rot) bzw. minimalen (blau) effektiven Loch g -Faktors für eine Rotatorserie an. Darüber hinaus sind die Winkel β_0 zwischen der x - und der z' -Achse bzw. β' zwischen dem Magnetfeld \mathbf{B} und der z' -Achse eingezeichnet.

Qualitative Analyse

Der qualitative Kurvenverlauf für den effektiven Loch g -Faktor, der in den Abbildungen 6.12 (a) und 6.13 zu erkennen ist, deutet bereits auf die außerdiagonalen Elemente von \mathbf{g} bzw. \tilde{g} hin. Dies kann anhand eines einfachen schematischen Modells veranschaulicht werden, das in Abbildung 6.14 dargestellt ist. Der Übersichtlichkeit halber wird dabei nur auf den Bereich $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ eingegangen. Die Hauptachsen x' und z' von \tilde{g} stimmen aufgrund der außerdiagonalen Elemente nicht mit den charakteristischen Achsen x bzw. z der Kristallstruktur überein. Lediglich die y -Achse ist infolge der Entkopplung von \tilde{g}_{yy} bzw. g_{yy} gegenüber den restlichen Komponenten ebenfalls eine Hauptachse y' von \tilde{g} . Aufgrund der Entkopplung liegen die Hauptachsen x' bzw. z' außerdem in der (x, z) -Ebene. Darüber hinaus kann die einfache Annahme gemacht werden, dass die out-of-plane Anteile von \tilde{g} die übrigen Komponenten dominieren, was sowohl die theoretischen Berechnungen als auch die im Experiment bestimmten, relativ großen effektiven Loch g -Faktoren für $\beta = 45^\circ$ nahe legen. Unter dieser Annahme wird der gemessene Loch g -Faktor weitestgehend durch den Winkel β' zwischen dem angelegten Magnetfeld \mathbf{B} und der out-of-plane Hauptachse z' von \tilde{g} charakterisiert. Da die Rotation bei einer TRKR-Rotatorserie um die z -Achse und nicht um die z' -Achse vollzogen wird, ändert sich während der Rotatorserie der Winkel β' und es ergeben sich damit prinzipiell zwei unterschiedliche Regime.

Für Magnetfelder nahe der z -Achse und somit hohe out-of-plane Anteile ergibt sich ein Maximum und Minimum, wie in Abbildung 6.14 (a) gezeigt ist. Dies liegt daran, dass hier $\beta' < 90^\circ$ für alle Magnetfeldrichtungen während einer vollen Rotation gilt. Damit ergibt sich ein Maximum für die Magnetfeldrichtung mit minimalem β' und ein Minimum für die Magnetfeldrichtung mit maximalem β' . Aufgrund der besonderen Symmetrie des Systems liegen diese beiden Magnetfeldrichtungen in der (x,z) -Ebene. Dies stimmt gut mit den in Abbildung 6.13 gezeigten effektiven Loch g -Faktoren überein.

Für Magnetfelder nahe der Quantentrogenebene ergeben sich dagegen zwei Maxima und zwei Minima für den Verlauf von $|g^*|$. Die Minima treten für die Magnetfeldrichtungen mit $\beta' = 90^\circ$ auf. Für $\beta = 90^\circ$ sind diese Richtungen bei $\alpha = 90^\circ$ bzw. $\alpha = 270^\circ$ und somit in y - bzw. $-y$ -Richtung. Für $\beta < 90^\circ$ verschieben sich die Minima in Richtung von $\alpha = 180^\circ$. Die Maxima treten analog bei einem minimalem $\beta' < 90^\circ$ bzw. maximalen $\beta' > 90^\circ$ auf, was aufgrund der Symmetrie des Systems wiederum für die beiden Magnetfeldrichtungen in der (x,z) -Ebene gilt. Dieser Verlauf stimmt mit dem in Abbildung 6.12 (a) gezeigten effektiven Loch g -Faktor überein.

Der Übergang zwischen den beiden Regimen und damit von einem Verlauf mit zwei Maxima zu einem Verlauf mit nur einem Maximum hängt vom Winkel β_0 ab. Dieser wird durch den Winkel zwischen der Hauptachse z' von $\tilde{\mathbf{g}}$ und der Koordinatenachse x festgelegt. Bei einer Rotatorserie mit $\beta = \beta_0$ tritt genau ein Minimum von $|g^*|$ bei $\alpha = 180^\circ$ mit $\beta' = 90^\circ$ auf. Damit zeigen sich für $\beta > \beta_0$ zwei Maxima und zwei Minima und für $\beta \leq \beta_0$ ein Maximum und ein Minimum. Der Grenzwinkel β_0 kann aus der Ableitung von Gleichung (6.18) zur Bestimmung der Extrema von g^* berechnet werden. Dabei wird der Winkel β ermittelt, bei dem gerade ein Maximum auftritt. Damit ergibt sich β_0 zu:

$$\beta_0 = \arctan \left(\frac{G_{xz}}{G_{xx} - G_{yy}} \right) \quad (6.40)$$

Quantitative Analyse

Die quantitative Auswertung der TRKR-Rotatorserien wurde mithilfe von Fits nach Gleichung (6.18) durchgeführt. Dabei wurden global alle in den Abbildungen 6.12 (a) und 6.13 gezeigten experimentellen Daten gefittet und ein Tensor \mathbf{G} bestimmt. Damit ergibt sich $G_{xx} = 0,482 \pm 0,008$, $G_{xz} = 1,47 \pm 0,03$, $G_{yy} = 0,0219 \pm 0,0003$ und $G_{zz} = 4,48 \pm 0,08$. In den entsprechenden Abbildungen ist gut zu erkennen, dass der gefittete Tensor die aus den TRKR-Rotatorserien erhaltenen effektiven Loch g -Faktoren sehr gut reproduziert. Aus \mathbf{G} können an-

hand der Gleichungen (6.20) und (6.22) $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^+$ bzw. $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^-$ und $\tilde{g}_{yy} = \pm 0,148$ berechnet werden:

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^+ = \begin{pmatrix} 0,213 & 0,660 \\ 0,660 & 2,01 \end{pmatrix} \quad (6.41a)$$

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^- = \begin{pmatrix} 0,219 & 0,659 \\ 0,659 & 2,01 \end{pmatrix} \quad (6.41b)$$

Das Vorzeichen von \tilde{g}_{yy} kann anhand der theoretischen Vorhersage $g_{yy} > 0$ gewählt werden. Die Determinanten ergeben sich zu $\det \tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^+ < 0$ bzw. $\det \tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^- > 0$. Somit wird mithilfe der theoretischen Berechnungen $\tilde{\mathbf{g}}^+$ mit $\tilde{\delta}(0^\circ) = 72,1^\circ$ gewählt. Folglich ergibt sich $\gamma = -142,1^\circ$ zur Bestimmung von \mathbf{g} mithilfe von Gleichung (6.16):

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} 0,24 & 0 & 0,71 \\ 0 & 0,148 & 0 \\ -0,65 & 0 & -2,0 \end{pmatrix} \quad (6.42)$$

Die entkoppelte Komponente g_{yy} kann dabei sehr genau mit einem relativen Fehler von etwa $\pm 1,5\%$ direkt aus dem effektiven g-Faktor g^* bzw. \mathbf{G} ermittelt werden. Für die übrigen vier Komponenten muss aufgrund der experimentellen Unsicherheit bei der Bestimmung von δ ein relativer Fehler von etwa $\pm 7\%$ angenommen werden.

Der Grenzwinkel β_0 zwischen einem Regime mit zwei Maxima von g^* und einem Regime mit einem Maximum ergibt sich damit zu $\beta_0 = 72,6^\circ$. Dies bedeutet, dass die z' -Hauptachse $17,4^\circ$ um die y -Achse gegenüber der z -Achse verdreht ist.

6.2.3 \mathbf{g} -Tensor in quasi-[111]-gewachsenen Quantentrögen

Aufgrund der leicht verkippten Wachstumsrichtung von Probe B gegenüber der [111]-Richtung sind anhand der theoretischen Berechnungen qualitativ ähnliche Ergebnisse wie an Probe A zu erwarten. Deshalb wurden analog TRKR-Messungen bei einer Temperatur von $T = 1,2$ K, einem Magnetfeld von $B_0 = 1$ T und verschiedenen Magnetfeldrichtungen $\mathbf{B}(\alpha, \beta)$ durchgeführt. Wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, konnte eine langlebige Lochspinpolarisation bei einer Gatespannung von 0 V an Probe B beobachtet werden. Deshalb wurden für die TRKR-Rotatorserien Front- und Backgate kurzgeschlossen, um eine Entfernung der Kupferlackdrähte und damit volle Rotationen von $-180^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ zu ermöglichen. Dadurch konnten die TRKR-Rotatorserien bei jedem Winkel β vollständig durchgeführt werden, ohne das experimentelle Setup verändern zu müssen. Nach Abbildung 3.3 entspricht für Probe B mit einer tatsächlichen Wachstumsrichtung von etwa $[\bar{1}0 \bar{1}0 \bar{9}]$ die x -Richtung mit $\alpha = 0^\circ$ in etwa der $[\bar{1}\bar{1}2]$ -Kristallrichtung und die y -Richtung mit $\alpha = 90^\circ$ in etwa der $[\bar{1}10]$ -Kristallrichtung.

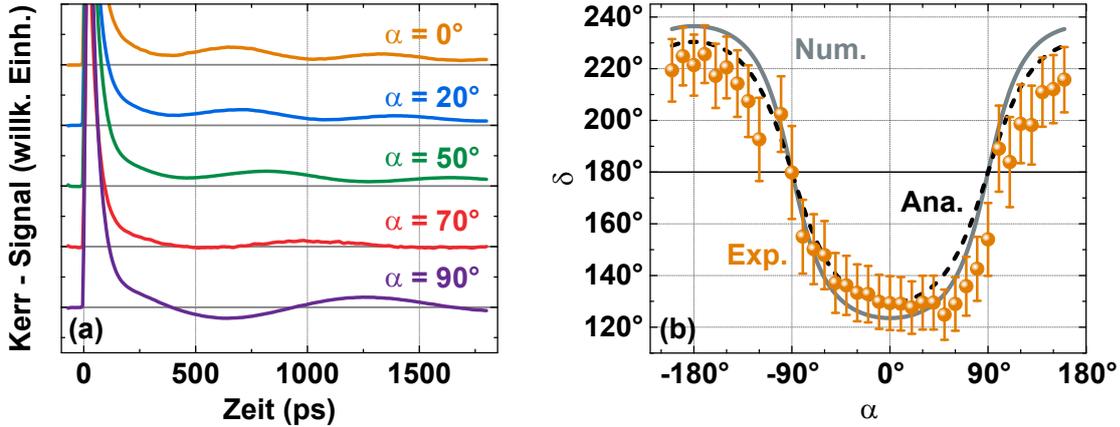


Abb. 6.15: (a) TRKR-Messungen an Probe B bei $\beta = 90^\circ$ und verschiedenen Winkeln α bei einer Temperatur von $T = 1,2$ K, einer Magnetfeldstärke von $B_0 = 1$ T und einer Gatespannung von $U_G = 0$ V. (b) Aus in-plane TRKR-Messungen an Probe B erhaltener Winkel δ in Abhängigkeit von α zusammen mit von Roland Winkler analytisch bzw. numerisch berechneten Werten. Das Vorzeichen der experimentellen Werte wurde an das theoretisch berechnete Vorzeichen angepasst.

Bestimmung des Verkippungswinkels δ

Der Verkippungswinkel δ des effektiven Magnetfelds \mathcal{B} wurde mithilfe einer TRKR-Rotatorserie bei $\beta = 90^\circ$ ermittelt. Einzelne TRKR-Kurven sind in Abbildung 6.15 (a) dargestellt. Dabei zeigt sich eine starke Abhängigkeit sowohl des nichtpräzedierenden Anteils als auch der Präzessionsfrequenz von α . Insbesondere ist für $\alpha = 90^\circ$ die geringste Präzessionsfrequenz zu erkennen. Auf die Änderung der Präzessionsfrequenz, die auf die g-Faktor-Anisotropie hindeutet, wird nachfolgend genauer eingegangen. Der nichtpräzedierende Anteil ist für $\alpha = 0^\circ$, d.h. einem Magnetfeld entlang der x -Richtung, gut zu erkennen, während er für $\alpha \approx 90^\circ$, d.h. einem Magnetfeld entlang der y -Richtung, verschwindet. Dies unterstützt analog zu den Messungen an Probe A die theoretische Vorhersage $g_{zy} = 0$.

Die TRKR-Kurven können nach Gleichung (5.1) gefittet und aus den Amplituden des präzedierenden und nichtpräzedierenden Anteils der Verkippungswinkel $\delta(\alpha)$ berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind zusammen mit den theoretischen Vorhersagen aus den Berechnungen von Roland Winkler in Abbildung 6.15 (b) dargestellt. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Daten mit einer maximalen Verkippung des effektiven Magnetfelds \mathcal{B} aus der Quantentrogenebene bei $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\alpha = -180^\circ$. Für Magnetfelder parallel zur y -Richtung ergibt sich mit $\delta \approx 180^\circ$ für $\alpha = \pm 90^\circ$ ein effektives Magnetfeld, das in der Quantentrogenebene liegt. Der für die Bestimmung von \mathbf{g} aus $\tilde{\mathbf{g}}$ wichtige Verkippungswinkel bei $\alpha = 0^\circ$ kann zu $\delta(0^\circ) = 135^\circ \pm 5^\circ$ ermittelt werden.

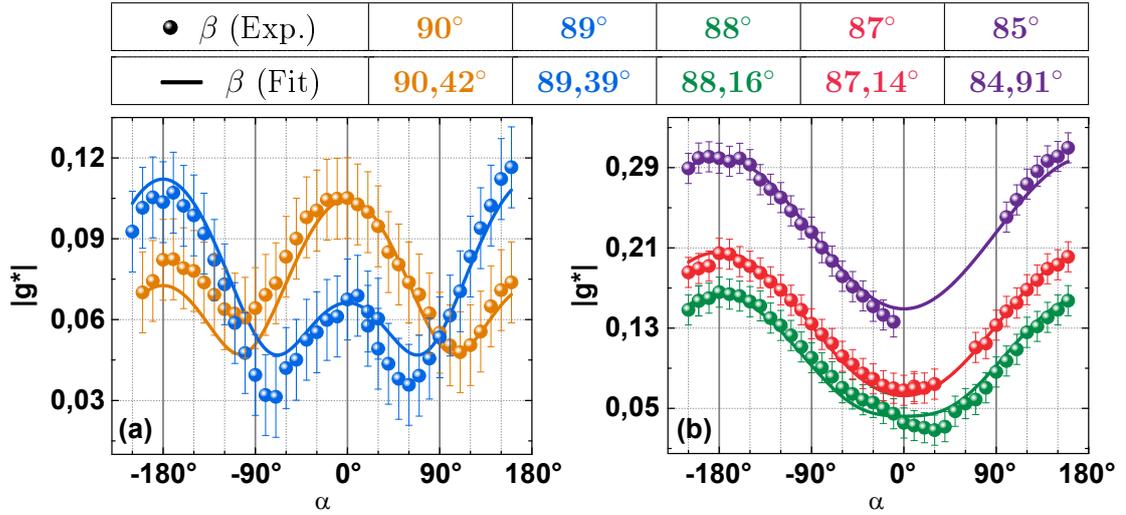


Abb. 6.16: (a)/(b) Effektiver Loch g-Faktor aus TRKR-Rotatorserien an Probe B bei verschiedenen Verkippungswinkeln β . Die Fits wurden global zusammen mit dem in Abbildung 6.17 dargestellten effektiven Loch g-Faktor anhand von Gleichung (6.18) durchgeführt.

Effektiver Loch g-Faktor

Zur Bestimmung von $\tilde{\mathbf{g}}$ wurden TRKR-Rotatorserien bei verschiedenen Winkeln β durchgeführt. Diese wurden anhand von Gleichung (5.1) ausgewertet und der effektive g-Faktor $g^*(\alpha, \beta)$ bestimmt. Die Ergebnisse für nahezu in-plane Magnetfelder bei $\beta \approx 90^\circ$ sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Der effektive g-Faktor ist im Vergleich zum [113]-gewachsenen System mit $|g^*| \approx 0,1$ deutlich kleiner, wobei ein starker Anstieg für $\beta < 89^\circ$ zu bis zu $|g^*| \approx 0,3$ beobachtet werden kann. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Berechnungen von Roland Winkler, die einen in-plane g-Faktor von $g_{xx} = g_{yy} = g_{zx} = 0$ und einen relativ hohen out-of-plane g-Faktor mit $g_{xz} \approx 1$ bzw. $g_{zz} \approx -4$ für [111]-gewachsene Systeme vorhersagen. Qualitativ zeigen sich für $\beta = 90^\circ$ bzw. $\beta = 89^\circ$ zwei Minima bei $\alpha \approx \pm 90^\circ$ und zwei Maxima bei $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\alpha = -180^\circ$. Im Gegensatz zu den Messungen an Probe A liegen die Minima für $\beta = 90^\circ$ damit nicht exakt in y -Richtung. Dies wird bei der nachfolgenden quantitativen Analyse näher erläutert. Die Minima sind mit $|g^*| \approx 0,04$ näherungsweise unabhängig von β . Die Maxima unterscheiden sich für beide Rotatorserien deutlich, wobei für $\beta = 90^\circ$ das Maximum bei $\alpha = 0^\circ$ mit $|g^*| \approx 0,1$ dominiert, während für $\beta = 89^\circ$ das Maximum bei $\alpha = -180^\circ$ mit ebenfalls $|g^*| \approx 0,1$ dominiert. Dagegen sind für $\beta \leq 88^\circ$ nur ein Maximum bei $\alpha = -180^\circ$ und ein Minimum bei $\alpha = 0^\circ$ zu erkennen. Der Wechsel von einem Verlauf mit zwei Maxima zu einem Verlauf mit einem Maximum findet somit im Vergleich zu den Messungen an Probe A bei Magnetfeldern mit wesentlich kleinerem out-of-plane Anteil mit $\beta \approx 88^\circ$ statt. Dies deutet auf eine relativ kleine Verdrehung der z' -Hauptachse von $\tilde{\mathbf{g}}$ gegenüber der z -Achse hin. Außerdem

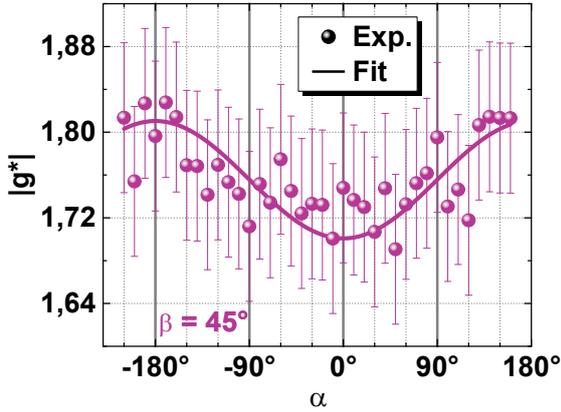


Abb. 6.17: Effektiver Loch g -Faktor aus einer TRKR-Rotatorserie an Probe B bei einem Verkippungswinkel von $\beta = 45^\circ$. Der Fit wurde global zusammen mit dem in den Abbildungen 6.16 (a) und (b) dargestellten effektiven Loch g -Faktor anhand von Gleichung (6.18) durchgeführt.

befindet sich das Maximum im Gegensatz zu Probe A bei $\alpha = -180^\circ$ und das Minimum bei $\alpha = 0^\circ$, was eine Verdrehung der z' -Hauptachse in Richtung der $-x$ -Richtung nahelegt.

Der effektive Loch g -Faktor für Magnetfelder mit noch größerem out-of-plane Anteil bei $\beta = 45^\circ$ ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Dabei zeigt sich ein stark erhöhter effektiver g -Faktor mit $|g^*| \approx 1,75$, was auf die bereits erwähnten großen out-of-plane Komponenten von \mathbf{g} zurückzuführen ist. Außerdem ist analog zu den in Abbildung 6.16 (b) dargestellten Messungen nur ein Maximum bei $\alpha = -180^\circ$ und ein Minimum bei $\alpha = 0^\circ$ zu erkennen. Allerdings ist der relative Unterschied zwischen Minimum und Maximum im Vergleich sowohl zu den Messungen bei kleinem out-of-plane Anteil bei $88^\circ \geq \beta \geq 85^\circ$ als auch zu den Messungen an Probe A bei $\beta = 45^\circ$ deutlich kleiner. Dies hat verschiedene Ursachen. Durch die starke Anisotropie zwischen den in- und out-of-plane Komponenten des \mathbf{g} -Tensors führen bereits kleine out-of-plane Anteile des Magnetfelds zu einem stark erhöhten effektiven g -Faktor. Somit ergeben sich beispielsweise durch kleine Variationen im Winkel β' zwischen dem angelegten Magnetfeld und der z' -Hauptachse während der Rotatorserie bei $\beta = 85^\circ$ große relative Variationen mit $0,3 \geq |g^*| \geq 0,15$. Andererseits sind die Variationen im Winkel β' bei $\beta = 45^\circ$ durch die relative kleine Verdrehung der z' -Hauptachse gegenüber der z -Achse ebenfalls relativ klein. Dadurch ergeben sich kleinere Variationen im effektiven g -Faktor mit $1,82 \geq |g^*| \geq 1,7$.

Quantitative Analyse

Zur quantitativen Analyse der TRKR-Rotatorserien wurden die in den Abbildungen 6.16 (a) und (b) sowie 6.17 dargestellten effektiven g -Faktoren global mithilfe von Gleichung (6.18) gefittet. Allerdings musste für die Messungen bei $90^\circ \geq \beta \geq 85^\circ$ der Winkel β ebenfalls als freier Fitparameter verwendet werden, um die Daten fitten zu können. Die entsprechenden Ergebnisse für den Winkel β sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Dabei zeigen sich kleine Abweichungen zwischen dem experimentell eingestellten Winkel und dem aus dem Fit erhaltenen

Winkel. Dies kann auf die experimentelle Ungenauigkeit bei der Ausrichtung der Probe im Magnetfeld zurückgeführt werden. Die erhaltenen Abweichungen erklären darüber hinaus die leicht gegenüber $\alpha = \pm 90^\circ$ verschobenen Positionen der Minima für $\beta = 90^\circ$. Durch die relativ kleine Verdrehung der z' -Hauptachse gegenüber der z -Achse treten die kleinen experimentellen Abweichungen im Winkel β in der Position der Minima deutlich stärker hervor, da der Übergang zu einem Verlauf mit nur einem Maximum bereits sehr nahe bei $\beta = 90^\circ$ vollzogen wird.

Aus den Fits ergibt sich ferner der Tensor \mathbf{G} mit $G_{xx} = 0,00779 \pm 0,00018$, $G_{xz} = -0,192 \pm 0,003$, $G_{yy} = 0,00226 \pm 0,00008$ und $G_{zz} = 6,16 \pm 0,04$. Daraus lassen sich die Komponente $\tilde{g}_{yy} = \pm 0,0475$ und die Komponenten der Tensoren $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^+$ bzw. $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^-$ berechnen:

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^+ = \begin{pmatrix} -0,0397 & -0,0788 \\ -0,0788 & 2,48 \end{pmatrix} \quad (6.43a)$$

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^- = \begin{pmatrix} 0,0445 & -0,0762 \\ -0,0762 & 2,48 \end{pmatrix} \quad (6.43b)$$

Anhand der Determinanten $\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^+) < 0$ bzw. $\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^-) > 0$ kann mithilfe der theoretischen Berechnungen $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^-$ gewählt werden. Somit ergibt sich $\tilde{\delta}(0^\circ) = -59,7^\circ$ und damit $\gamma = 194,7^\circ$. Außerdem kann im Vergleich mit der Theorie der entkoppelten Komponente \tilde{g}_{yy} ein negatives Vorzeichen zugewiesen werden. Insgesamt lässt sich somit der \mathbf{g} -Tensor mithilfe von Gleichung (6.16) bestimmen:

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} -0,062 & 0 & 0,70 \\ 0 & -0,0475 & 0 \\ 0,062 & 0 & -2,4 \end{pmatrix} \quad (6.44)$$

Analog zu Probe A muss dabei ein relativer Fehler von $\pm 7\%$ für die gekoppelten Komponenten in der x - bzw. z -Richtung und ein relativer Fehler von $\pm 1,5\%$ für die entkoppelte Komponente g_{yy} angenommen werden.

Der Grenzwinkel für den Übergang von einem Verlauf mit zwei Maxima zu einem Verlauf mit nur einem Maximum ergibt sich zu $\beta_0 = -88,3^\circ$. Damit ist die z' -Hauptachse gegenüber der z -Achse in Richtung der $-x$ -Achse um einen Winkel von lediglich $1,7^\circ$ verdreht. Dies ist in guter Übereinstimmung sowohl mit dem qualitativen Verlauf des effektiven g -Faktors als auch mit den theoretischen Berechnungen für [111]-gewachsene Systeme mit $g_{zx} = 0$ in Anbetracht eines Verkipfungswinkels der Wachstumsrichtung von $2,8^\circ$ relativ zur [111]-Richtung bei Probe B.

6.2.4 \mathbf{g} -Tensor in [110]-gewachsenen Quantentrögen

Die theoretischen Berechnungen von Roland Winkler sagen für [110]-gewachsene Quantentröge einen diagonalen \mathbf{g} -Tensor mit $g_{xx} \neq g_{yy} \neq g_{zz}$ voraus. Um dies ex-

perimentell zu überprüfen wurden analog zu den beiden anderen Proben TRKR-Rotatorserien bei einer Temperatur von $T = 1,2$ K, einem Magnetfeld von $B_0 = 1$ T und verschiedenen Magnetfeldrichtungen $\mathbf{B}(\alpha, \beta)$ durchgeführt. Nach Abbildung 3.3 entspricht für das [110]-gewachsene System mit $\theta = 90^\circ$ die x -Richtung mit $\alpha = 0^\circ$ der $[00\bar{1}]$ -Kristallrichtung und die y -Richtung mit $\alpha = 90^\circ$ der $[\bar{1}10]$ -Kristallrichtung. Wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben, wurde bei Probe C eine langlebige Lochspinpolarisation bei einer Gatespannung von $U_G = 0$ V beobachtet. Deshalb wurden analog zu Probe B Front- und Backgate kurzgeschlossen und die Kupferlackdrähte entfernt, um volle Rotationen im Winkel α zu ermöglichen. Außerdem konnte durch die parallel auftretende langlebige Elektronspinpolarisation der effektive Elektron g-Faktor ermittelt und damit ein experimenteller Elektron g -Tensor bestimmt werden.

Bestimmung des Verkippungswinkels δ

Anhand einer in-plane TRKR-Rotatorserie bei $\beta = 90^\circ$ wurde der Verkippungswinkel δ des effektiven Magnetfelds \mathbf{B} ermittelt. In Abbildung 6.18 sind beispielhaft einige TRKR-Kurven dargestellt. Die Überlagerung der beiden Präzessionsfrequenzen, die von der parallel auftretenden Elektron- und Lochspinpolarisation

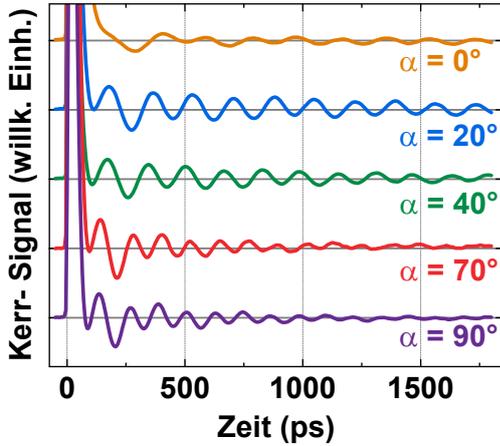


Abb. 6.18: TRKR-Messungen an Probe C bei $\beta = 90^\circ$ und verschiedenen Winkeln α bei einer Temperatur von $T = 1,2$ K, einer Magnetfeldstärke von $B_0 = 1$ T und einer Gatespannung von $U_G = 0$ V.

stammen, ist für alle TRKR-Messungen gut zu erkennen. Darüber hinaus ändern sich beide Präzessionsfrequenzen in Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung, was auf eine Elektron und Loch g-Faktor-Anisotropie hindeutet. Für alle Winkel α zeigt sich kein nichtpräzedierender Anteil. Eine quantitative Analyse des Verkippungswinkels δ stellt sich dabei als äußerst schwierig dar. Neben den bereits in Abschnitt 6.2.1 erläuterten Einflüssen auf die Bestimmung von δ bei sehr kleinem nichtpräzedierendem Anteil wird die Auswertung durch die Überlagerung von zwei Präzessionsfrequenzen zusätzlich erschwert. Deshalb kann der Verkippungswinkel für alle Winkel α nur mit einem relativ großen Fehler zu $\delta = 180^\circ \pm 20^\circ$ unter Berücksichtigung der theoretischen Berechnungen angegeben werden.

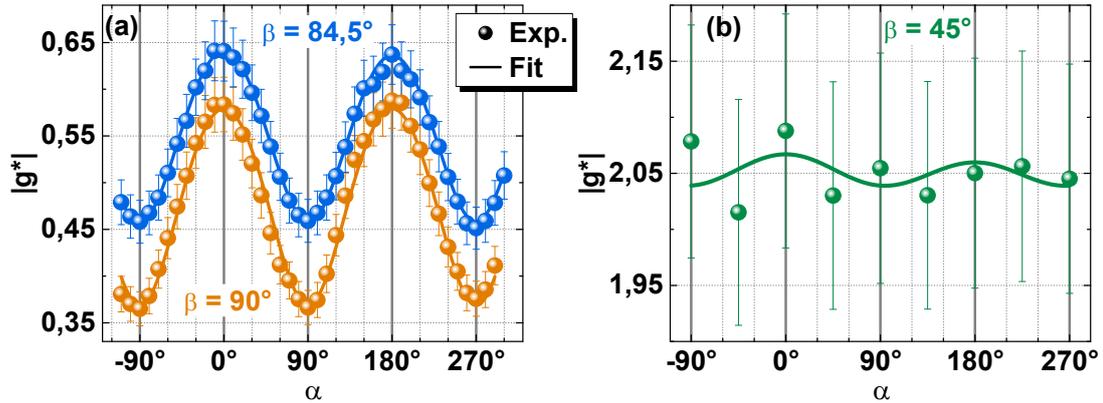


Abb. 6.19: (a)/(b) Effektiver Loch g-Faktor aus TRKR-Rotatorserien an Probe C bei verschiedenen Verkippungswinkeln β . Die Fits wurden global an den in beiden Abbildungen dargestellten effektiven Loch g-Faktoren anhand von Gleichung (6.18) durchgeführt.

Effektiver Loch g-Faktor

Der effektive Loch g-Faktor wurde analog zu den Messungen an den beiden anderen Proben aus TRKR-Rotatorserien bei verschiedenen Winkeln β ermittelt. Dabei wurden die TRKR-Kurven anhand von Gleichung (5.2) gefittet und der Loch g-Faktor aus der entsprechenden Präzessionsfrequenz bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Für nahezu in-plane Magnetfelder zeigt sich ein Verlauf mit zwei Maxima bei $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\alpha = 180^\circ$ und zwei Minima bei $\alpha = 90^\circ$ bzw. $\alpha = 270^\circ$. Ein Verschieben der Minima für $\beta = 84,5^\circ$ ist im Gegensatz zu den Messungen an Probe A oder B nicht zu beobachten. Die Variation im effektiven g-Faktor erstreckt sich dabei für $\beta = 90^\circ$ über $0,36 \leq |g^*| \leq 0,58$ und für $\beta = 84,5^\circ$ über $0,45 \leq |g^*| \leq 0,65$. Dies deutet auf eine starke in-plane Anisotropie des Loch g-Faktors hin. Dem effektiven g-Faktor kann im Rahmen der Messgenauigkeit für $\beta = 45^\circ$ kein eindeutiger Verlauf mit einem oder zwei Maxima zugeordnet werden. Die relativen Schwankungen liegen bei $|g^*| = 2,05 \pm 0,04$ und damit unter den an den anderen Proben beobachteten Variationen. Dies deutet auf eine sehr kleine bis verschwindende Verdrehung der z' -Hauptachse gegenüber der z -Achse hin. Außerdem lässt sich aufgrund des stark erhöhten effektiven g-Faktors auf einen hohen out-of-plane g-Faktor schließen.

Quantitative Analyse

Die in Abbildung 6.19 dargestellten effektiven Loch g-Faktoren wurden anhand von Gleichung (6.18) global gefittet, um den Tensor \mathbf{G} und damit $\tilde{\mathbf{g}}$ zu bestimmen. Dabei ergibt sich $G_{xx} = 0,335 \pm 0,004$, $G_{xz} = 0,015 \pm 0,013$, $G_{yy} = 0,136 \pm 0,002$

sowie $G_{zz} = 8,18 \pm 0,02$. Daraus lassen sich anhand der Gleichungen (6.20) folgende Komponenten für $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{\pm}$ und $\tilde{g}_{yy} = \pm 0,369$ berechnen:

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{+} = \begin{pmatrix} -0,579 & 0,00652 \\ 0,00652 & 2,86 \end{pmatrix} \quad (6.45a)$$

$$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{-} = \begin{pmatrix} 0,579 & 0,00432 \\ 0,00432 & 2,86 \end{pmatrix} \quad (6.45b)$$

Die Determinanten ergeben sich zu $\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{+}) < 0$ bzw. $\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{-}) > 0$. Somit kann anhand der theoretischen Berechnungen $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{-}$ gewählt werden. Damit ergibt sich $\tilde{\delta}(0^{\circ}) = 0,428^{\circ}$ und folglich nach Gleichung (6.29) $\gamma = 179,6^{\circ}$. Für \tilde{g}_{yy} kann mithilfe der Theorie ein negatives Vorzeichen festgelegt werden. Somit lässt sich anhand von Gleichung (6.16) der \mathbf{g} -Tensor bestimmen:

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} -0,58 & 0 & -0,026 \\ 0 & -0,369 & 0 \\ 0 & 0 & -2,9 \end{pmatrix} \quad (6.46)$$

Aufgrund des großen Fehlers bei der Bestimmung von δ muss dabei ein relativer Fehler von $\pm 10\%$ für die gekoppelten Komponenten in der x - bzw. z -Richtung und ein relativer Fehler von $\pm 1,5\%$ für entkoppelte Komponente g_{yy} angenommen werden. Damit ist der \mathbf{g} -Tensor im Rahmen der Messgenauigkeit diagonal und stimmt somit sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Außerdem ergibt sich aus einem diagonalen \mathbf{g} -Tensor, dass die Hauptachsen von \mathbf{g} x' , y' und z' den Kristallachsen x , y und z entsprechen.

Elektron \mathbf{g} -Tensor in [110]-gewachsenen Quantentrögen

Durch das parallele Auftreten einer langlebigen Elektronspinpolarisation konnte der effektive Elektron g -Faktor aus denselben TRKR-Rotatorserien ermittelt werden, die zur Bestimmung des effektiven Loch g -Faktors verwendet wurden. Allerdings war dies nur für die Rotatorserien bei $\beta = 90^{\circ}$ und $\beta = 84,5^{\circ}$ möglich, da für $\beta = 45^{\circ}$ durch die schwierige Ein- und Auskopplung in den Kryostaten das Signal- zu Rauschverhältnis zu niedrig war, um die Präzessionsfrequenz der amplitudenschwachen Elektronspinpolarisation anfitzen zu können. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.20 dargestellt. Dabei zeigen sich analog zum Verlauf des effektiven Loch g -Faktors zwei Maxima bei $\alpha = 0^{\circ}$ bzw. $\alpha = 180^{\circ}$ und zwei Minima bei $\alpha = 90^{\circ}$ bzw. $\alpha = 270^{\circ}$. Die Variation liegt zwischen $|g^{*}| \approx 0,2$ in x -Richtung und $|g^{*}| \approx 0,15$ in y -Richtung für beide Winkel β . Dies deutet auf eine leichte in-plane Anisotropie des Elektron g -Faktors hin. Außerdem unterscheiden sich die beiden Kurven für $\beta = 90^{\circ}$ und $\beta = 84,5^{\circ}$ im Rahmen der Messgenauigkeit nicht. Dies lässt auf eine verschwindende Anisotropie zwischen in- und out-of-plane g -Faktor schließen.

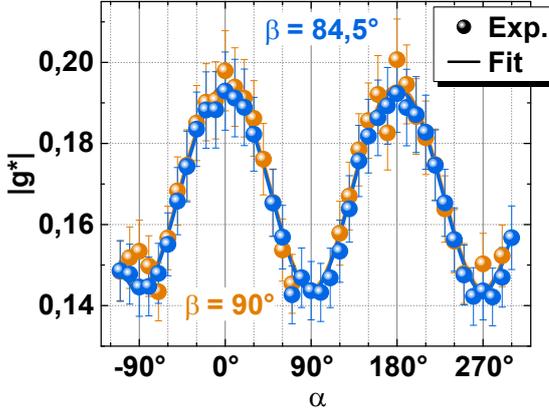


Abb. 6.20: Effektiver Elektron g -Faktor aus TRKR-Rotatorserien an Probe C bei verschiedenen Verkipfungswinkeln β . Die Fits wurden global an beide dargestellten effektiven Elektron g -Faktoren anhand von Gleichung (6.47) durchgeführt.

Die effektiven Elektron g -Faktoren wurden analog zum effektiven Loch g -Faktor global anhand von Gleichung (6.18) gefittet. Dieser Fit stimmt zwar sehr gut mit den experimentellen Daten überein, liefert allerdings einen negativen Wert für $G_{zz} = -0,049$. Dies ist nach der Definition von $G_{zz} = g_{xz}^2 + g_{zz}^2$ ein unphysikalischer Wert, da dadurch imaginäre Tensorkomponenten entstehen würden. Somit wurde für den Fit der effektiven Elektron g -Faktoren Gleichung (6.18) angepasst:

$$g^*(\alpha, \beta) = (g_{xx}^2 \cos^2 \alpha \sin^2 \beta + g_{yy}^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + g_{zz}^2 \cos^2 \beta)^{\frac{1}{2}} \quad (6.47)$$

Dieser effektive g -Faktor basiert auf der Annahme eines diagonalen Elektron \mathbf{g} -Tensors. Die Fits, die in Abbildung 6.20 dargestellt sind, stimmen sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Somit kann von einem diagonalen Elektron \mathbf{g} -Tensor für [110]-gewachsene Systeme ausgegangen werden. Für die einzelnen Komponenten ergibt sich $|g_{xx}| = 0,199 \pm 0,001$ sowie $|g_{yy}| = 0,145 \pm 0,001$. Die out-of-plane Komponente wird vom Fit mit $|g_{zz}| \approx 0$ abgeschätzt, wobei ein sehr großer Fehler, der die anderen Komponenten um mehrere Größenordnungen übersteigt, auftritt. Dies bedeutet, dass die Tensorkomponente g_{zz} mit den Messungen für nahezu in-plane Magnetfelder nicht oder nur äußerst ungenau bestimmt werden kann. Damit kann auch der unphysikalische Wert für G_{zz} erklärt werden, da diese Komponente vom Fit nicht genau bestimmt werden kann. Um die out-of-plane Komponente genau ermitteln zu können, wären zusätzliche effektive Elektron g -Faktoren bei kleinerem Winkel β notwendig.

Die Ergebnisse für den Elektron \mathbf{g} -Tensor stimmen in Bezug auf die in-plane Anisotropie sehr gut mit bisherigen Messungen an [110]-gewachsenen Systemen überein [Hüb11]. Aus diesem Vergleich mit den Literaturwerten kann darüber hinaus ein negatives Vorzeichen für die Komponenten g_{xx} und g_{yy} angenommen werden. Die geringe Anisotropie zwischen in- und out-of-plane Richtung stimmt ebenfalls sehr gut mit theoretischen und experimentellen Arbeiten überein [Ivc92, Kal92, Pfe06, Shc13, San16].

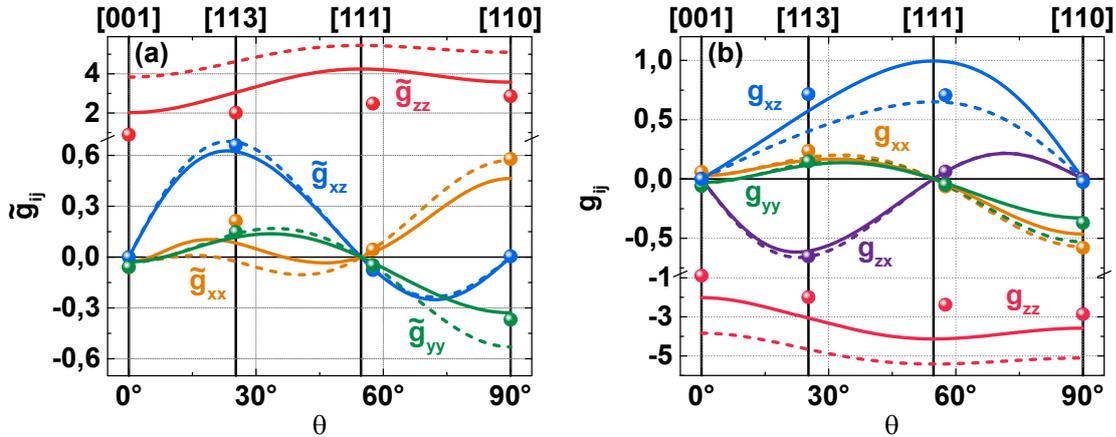


Abb. 6.21: (a) bzw. (b) Experimentell bestimmte (Symbole) zusammen mit analytisch (gestrichelte Linien) sowie numerisch (durchgezogene Linien) berechneten Tensorkomponenten von $\tilde{\mathbf{g}}$ bzw. \mathbf{g} . Die experimentellen Werte für [001]-gewachsene Systeme wurden von Korn et al. übernommen [Kor10b].

6.2.5 Experimenteller und theoretisch berechneter \mathbf{g} -Tensor

Wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben, stimmen die qualitativen Ergebnisse für den Loch \mathbf{g} -Tensor aus den hier präsentierten Experimenten für alle untersuchten Wachstumsrichtungen sehr gut mit den theoretischen Berechnungen von Roland Winkler überein. Im Folgenden soll deshalb ein quantitativer Vergleich durchgeführt werden.

Experimentell kann die Präzessionsfrequenz ω und damit die Zeeman-Aufspaltung, die durch den Tensor $\tilde{\mathbf{g}}$ beschrieben wird, sehr genau bestimmt werden. Um den Loch \mathbf{g} -Tensor zu berechnen, muss darüber hinaus der Verkippungswinkel δ des effektiven Magnetfelds \mathbf{B} ermittelt werden. Dies ist allerdings, wie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben, mit einem wesentlich größeren Fehler behaftet. Deshalb wird hier zuerst die experimentell sehr genau bestimmbare Zeeman-Aufspaltung mit der theoretischen Vorhersage verglichen. Dies ist in Abbildung 6.21 (a) dargestellt. Dabei wurde \mathbf{G} aus dem theoretisch berechneten \mathbf{g} -Tensor nach Gleichung (6.6) und schließlich anhand der Gleichungen (6.20) die Komponenten von $\tilde{\mathbf{g}}$ errechnet. Darüber hinaus wurde analog zur Auswertung der experimentellen Daten anhand der Determinanten $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^+$ bzw. $\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^-$ und das Vorzeichen von \tilde{g}_{yy} gewählt. Die in der Abbildung dargestellten experimentellen Werte für [001]-gewachsene Systeme wurden von Korn et al. übernommen, die einen in-plane g-Faktor von $|g_{\perp}| \approx 0,05$ (g_{xx} bzw. g_{yy}) und einen out-of-plane g-Faktor von $|g_{\parallel}| \approx 0,89$ (g_{zz}) beobachtet haben [Kor10b]. Mit Ausnahme von g_{zz} zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentell bestimmten und den theoretischen berechneten Komponenten von $\tilde{\mathbf{g}}$. Dabei ist zu erkennen, dass die numerisch berechneten Werte meist besser mit den experimentellen Daten übereinstimmen.

Dies ist aufgrund der genaueren Beschreibung des Systems durch den (8×8) -Kane-Hamiltonoperator zu erwarten. Die Diskrepanz hinsichtlich der out-of-plane Komponente \tilde{g}_{zz} , die sowohl für die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Werte als auch für die Literaturwerte nach Korn et al. zu erkennen ist, lässt sich vermutlich auf die bereits in Abschnitt 3.2.2 erläuterte Überschätzung der Kopplung zwischen erstem Schwerloch- und zweitem Leichtlochsubband zurückführen [Kor10b].

Die experimentell bestimmten und theoretisch berechneten Komponenten des Loch \mathbf{g} -Tensors, der nicht nur die Zeeman-Aufspaltung, sondern auch die Spinausrichtung in einem angelegten Magnetfeld \mathbf{B} beschreibt, ist in Abbildung 6.21 (b) für alle Wachstumsrichtungen dargestellt. Dabei zeigt sich mit Ausnahme von g_{zz} analog zur Zeeman-Aufspaltung eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Die Diskrepanz in der out-of-plane Komponente kann wiederum anhand der Überschätzung der Kopplung der beiden Subbänder erklärt werden.

Somit zeigt sich sowohl für die experimentell sehr genau bestimmbare Zeeman-Aufspaltung als auch für den gesamten Loch \mathbf{g} -Tensor eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen von Roland Winkler.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Lochspindynamik in GaAs/AlAs-Quantentrogstrukturen bei sehr tiefen Temperaturen untersucht. Insbesondere sollte die Abhängigkeit von der Wachstumsrichtung und der Magnetfeldrichtung analysiert werden. Dafür wurden GaAs/AlAs-Doppelquantentrogstrukturen mit einem aufgebrauchten Gate analog zu einem bereits erprobten [001]-gewachsenen System mit den Wachstumsrichtungen [113], quasi-[111] und [110] verwendet [Gra14].

Im ersten Teil der Arbeit wurden die einzelnen Proben in gatespannungsabhängigen Messungen charakterisiert. Dabei erfolgte die Analyse ihrer energetischen Struktur anhand von PL-Messungen. Des Weiteren wurde die Spindynamik mithilfe von TRKR-Messungen beobachtet. Hier zeigte sich im Gegensatz zum [001]-gewachsenen System für alle Proben keine Kerr-Resonanz im 5 nm breiten Quantentrog, was anhand der PL-Messungen auf sehr große Schwankungen der Quantentrogbreite zurückgeführt werden kann. Im 12 nm breiten Quantentrog konnte dagegen für alle untersuchten Wachstumsrichtungen eine langlebige Lochspindynamik beobachtet werden, wobei die einzelnen Proben spezifische Eigenschaften in Abhängigkeit von der Gatespannung aufweisen. Für das [113]-gewachsene System zeigte sich analog zum [001]-gewachsenen System ein Umschaltverhalten von einem Elektron- zu einem Lochregime je nach angelegter Gatespannung. Am quasi-[111]-gewachsenen System wurde für den gesamten experimentell möglichen Gatespannungsbereich ein Lochregime beobachtet, wobei eine durch die Rekombinationszeit limitierte Elektronspinspolarisation bei hohen Leistungsdichten und Magnetfeldern nachgewiesen werden konnte. Für das [110]-gewachsene System zeigte sich in Abhängigkeit von der Gatespannung ein Umschaltverhalten von einem reinen Elektron- zu einem gemischten Elektron- und Lochregime, in dem langlebige Spinspolarisationen beider Ladungsträgerarten parallel auftreten.

Anhand dieses parallelen Auftretens beider Spinpolarisation im [110]-gewachsenen System konnte die Elektron- und Lochspindynamik simultan untersucht werden. Dabei wurde sowohl ein unterschiedlicher Einfluss der Temperatur als auch der Magnetfeldstärke beobachtet, was vor allem auf die Lokalisation der Löcher zurückgeführt werden kann. Zum Einen führte das Aufbrechen dieser Lokalisation zu einer drastischen Verminderung der Spindephasierungszeit der Löcher bei höheren Temperaturen im Gegensatz zu den nicht lokalisierten Elektronen. Zum Anderen konnte der Einfluss der lokalisierungsbedingten Ensembledephasierung auf die Lochspindynamik in einer starken Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke beobachtet werden. Zuletzt zeigten sich in RSA-Messungen Hinweise auf eine anisotrope Spindephasierung sowohl von Elektronen als auch von Löchern.

Im zweiten Teil wurde die Analyse und experimentelle Bestimmung des \mathbf{g} -Tensors für verschiedene Wachstumsrichtungen mithilfe von TRKR-Messungen durchgeführt. Dieses Kernthema der vorliegenden Arbeit basiert auf den theoretischen Berechnungen von Roland Winkler, die einen hochgradig anisotropen Loch g -Faktor für niedersymmetrische Wachstumsrichtungen vorhersagen. Für die experimentelle Analyse wurde zuerst der Einfluss aller anderen relevanten Parameter auf den Loch g -Faktor untersucht. Dabei zeigte sich sowohl für veränderte Anregungsbedingungen als auch unterschiedliche Magnetfeldstärken keine relevante Abhängigkeit des Loch g -Faktors. Lediglich eine starke Veränderung der Position des Laserspots auf der Probe führte zu leicht unterschiedlichen Loch g -Faktoren, was durch leicht variierende Quantentrogbreiten über die Proben hinweg erklärt werden kann.

Der Loch \mathbf{g} -Tensor wurde schließlich experimentell aus TRKR-Rotatorserien bei unterschiedlichen Magnetfeldrichtungen bestimmt. Dazu wurde sowohl die richtungsabhängige Zeeman-Aufspaltung anhand des Tensors $\tilde{\mathbf{g}}$ als auch die Ausrichtung der Lochspinpolarisation in einem angelegten Magnetfeld anhand des Verkippungswinkels δ des effektiven Magnetfelds \mathbf{B} analysiert. Darüber hinaus wurde ein spezielles Konzept entwickelt, um aus $\tilde{\mathbf{g}}$ und δ den \mathbf{g} -Tensor vollständig zu berechnen. Die so erhaltenen Loch \mathbf{g} -Tensoren zeigten große Unterschiede für die untersuchten Wachstumsrichtungen. Für das [113]- und quasi-[111]-gewachsene System wurden nichtdiagonale \mathbf{g} -Tensoren ermittelt, während für das [110]-gewachsene System ein diagonalen \mathbf{g} -Tensor bestimmt werden konnte. Die experimentell erhaltenen Ergebnisse stimmen dabei sowohl qualitativ als auch quantitativ sehr gut mit den theoretischen Berechnungen von Roland Winkler überein.

7.2 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zeigen, dass Lochspins besonders aufgrund der komplexen Valenzbandstruktur äußerst interessante Eigenschaften aufweisen. Dabei eröffnen sich vor allem durch die beobachteten starken Rich-

tungsanisotropien für Löcher im Vergleich zu Elektronen vielfältige Möglichkeiten um Spins in niedersymmetrischen Systemen zu beeinflussen.

Basierend auf den Ergebnissen dieser Arbeit könnten in einem weiteren Schritt, andere Wachstumsrichtungen oder auch andere Materialien untersucht werden. Dabei würde man für Wachstumsrichtungen abseits der hier analysierten [mmn]-Richtungen aufgrund der reduzierten Symmetrie noch komplexere Loch \mathbf{g} -Tensoren mit weiteren, nicht verschwindenden außerdiagonalen Elementen g_{xy} , g_{yx} , g_{yz} sowie g_{zy} erwarten [Pil80, Roi81, Win08]. Außerdem könnten beispielsweise InAs-Systeme untersucht werden, die eine erhöhte Spin-Bahn-Wechselwirkung aufweisen. Für diese Systeme wurde darüber hinaus bereits ein hochgradig anisotroper Loch g-Faktor theoretisch vorhergesagt [Mis17].

Eine Erweiterung der hier dargestellten Methoden könnte für die vollständige experimentelle Bestimmung von komplexeren \mathbf{g} -Tensoren hilfreich sein. In der vorliegenden Arbeit konnte das Vorzeichen des effektiven g-Faktors nicht experimentell ermittelt werden, weshalb das Vorzeichen von $\det(\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}})$ sowie von g_{yy} aus den theoretischen Berechnungen übernommen wurde. Dieses Problem könnten die Methoden von Yang et al. mit nicht kollinearen Pump- und Probestrahlen bzw. von Kosaka et al. mit einer tomographischen Kerr-Rotations (TKR) Technik lösen [Kos09, Yan10]. Insbesondere die TKR-Methode erlaubt die experimentelle Beobachtung der zeitlichen Evolution einer Spinpolarisation in allen drei Raumrichtungen. Dies würde somit prinzipiell auch die genaue Bestimmung des Verkipfungswinkels δ des effektiven Magnetfelds \mathbf{B} ermöglichen, die in dieser Arbeit auf $|\tan \delta|$ limitiert ist. Bis jetzt wurden beide Methoden nur zur Analyse von Elektronspins mit nahezu isotropem g-Faktor verwendet. Somit wäre eine Anwendung auf sehr komplexe Loch \mathbf{g} -Tensoren vorteilhaft.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Wachstumsstrukturen erlauben zusätzlich die Untersuchung von Elektronspinpolarisationen für verschiedene Wachstumsrichtungen. Dabei können die Eigenschaften von Elektronspins in undotierten Systemen bei sehr niedrigen Dichten analysiert werden. In dieser Arbeit wurden bereits einige Ergebnisse hinsichtlich einer anisotropen Elektronspindephasierung und eines anisotropen Elektron g-Faktors in [110]-gewachsenen Systemen präsentiert. Darüber hinaus wird durch eine entsprechende Gatespannung die Analyse von Elektronspinpolarisationen in einem niedrigsymmetrischen, [113]-gewachsenen System ermöglicht. Hier konnte beispielsweise eine Abhängigkeit des Elektron g-Faktors von der Helizität der Anregung für bestimmte in-plane Magnetfeldrichtungen beobachtet werden, deren Ursache noch nicht verstanden ist [Sch15]. Außerdem wurde für [113]- bzw. allgemein [mmn]-gewachsene Systeme die Möglichkeit einer persistenten Spinhelix theoretisch vorhergesagt, die bis jetzt nur in [001]- bzw. [110]-gewachsenen Systemen experimentell beobachtet wurde [Kam16].

Liste der wichtigen Symbole und Abkürzungen

In der Reihenfolge des Auftretens im Text:

Symbol	Beschreibung	Seite
Γ -Punkt	Mittelpunkt der Brillouin-Zone (vgl. Abb. 2.3)	6
CB	Leitungsband	6
HH	Schwerlochband	6
LH	Leichtlochband	6
z	Wachstumsrichtung/out-of-plane-Richtung (vgl. Abb. 3.3 (a))	7
MBE	Molekularstrahlepitaxie	7
d	Quantentrogbreite	9
U_G	Angelegte Gatespannung	13
Probe A	[113]-gewachsenes System (vgl. Tab. 2.1)	13
Probe B	quasi-[111]-gewachsenes System (vgl. Tab. 2.1)	13
Probe C	[110]-gewachsenes System (vgl. Tab. 2.1)	13
\mathbf{g}	\mathbf{g} -Tensor (vgl. Gleichung (3.5))	20
\mathbf{B}	Angelegtes Magnetfeld (vgl. Gleichung (4.2))	20
ω	Spinpräzessionsfrequenz	21
g_{ij}	Komponenten des \mathbf{g} -Tensors ($i, j \in \{x, y, z\}$)	21
θ	Winkel zwischen z und der [001]-Richtung (vgl. Abbildung 3.3)	22
PL	Photolumineszenz	33
λ	Anregungswellenlänge	34
T	Temperatur der Probe	37
β	Verkippungswinkel des Magnetfelds (vgl. Abbildung 4.4)	37
α	Rotatorwinkel des Magnetfelds (vgl. Abbildung 4.4)	37
B_0	Stärke des angelegten Magnetfelds \mathbf{B}	38
TRKR	Zeitaufgelöste Kerr-Rotation	38
A_P	Amplitude des präzedierenden Anteils der TRKR-Kurve	39
τ_P	Zerfallszeit der TRKR-Kurve (Spindephasierungszeit)	39
RSA	Resonante Spinverstärkung	39
I_{Leck}	Leckstrom durch die Probe	45

Symbol	Beschreibung	Seite
A_N	Amplitude des nichtpräzedierenden Anteils der TRKR-Kurve	47
g^*	Effektiver g-Faktor	47
\mathbf{G}	Tensor \mathbf{G} aus der Zeeman-Aufspaltung (vgl. Gleichung (6.11))	69
$\tilde{\mathbf{g}}$	Tensor $\tilde{\mathbf{g}}$ aus \mathbf{G}	69
\mathbf{B}	Effektives Magnetfeld, das auf die Spinpolarisation wirkt	70
\mathbf{d}	Rotationsmatrix der Drehung zwischen \mathbf{g} und $\tilde{\mathbf{g}}$	70
γ	Drehwinkel der Drehmatrix \mathbf{d}	70
δ	Verkippungswinkel von \mathbf{B} aus der Quantentrogenebene	72
$\tilde{\delta}$	Berechneter Verkippungswinkel aus $\tilde{\mathbf{g}}$	74
$\tilde{\mathbf{g}}_{\text{red}}^{\pm}$	Reduzierter Tensor zum Vergleich von Experiment und Theorie	75
β_0	Grenzwinkel für ein Maximum von g^*	84

Literaturverzeichnis

- [Ada85] S. Adachi, *GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications*, J. Appl. Phys. **58**, R1 (1985).
- [And09] T. Andlauer und P. Vogl, *Electrically controllable g tensors in quantum dot molecules*, Phys. Rev. B **79**, 045307 (2009).
- [BA92] S. Bar-Ad und I. Bar-Joseph, *Exciton spin dynamics in GaAs heterostructures*, Phys. Rev. Lett. **68**, 349 (1992).
- [Bar48] J. Bardeen und W. H. Brattain, *The transistor, a semi-conductor triode*, Phys. Rev. **74**, 230 (1948).
- [Bas81] G. Bastard, *Superlattice band structure in the envelope-function approximation*, Phys. Rev. B **24**, 5693 (1981).
- [Bay95] B. Baylac, T. Amand, X. Marie, B. Dareys, M. Brousseau, G. Bacquet, und V. Thierry-Mieg, *Hole spin relaxation in n -modulation doped quantum wells*, Solid State Commun. **93**, 57 (1995).
- [Bir74] G. L. Bir und G. E. Pikus, *Symmetry and strain-induced effects in semiconductors*, Wiley New York (1974).
- [Bir75] G. L. Bir, A. G. Aronov, und G. E. Pikus, *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes*, JETP **42**, 1382 (1975).
- [Bla69] J. R. Black, *Electromigration - a brief survey and some recent results*, IEEE Trans. Electron Dev. **16**, 338 (1969).
- [Boy96] T. B. Boykin, *Generalized eigenproblem method for surface and interface states: The complex bands of GaAs and AlAs*, Phys. Rev. B **54**, 8107 (1996).
- [Byc84a] Y. A. Bychkov und E. I. Rashba, *Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers*, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
- [Byc84b] Y. A. Bychkov und E. I. Rashba, *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*, JETP Lett. **39**, 78 (1984).

- [Che06] Y. H. Chen, X. L. Ye, B. Xu, Z. G. Wang, und Z. Yang, *Large g factors of higher-lying excitons detected with reflectance difference spectroscopy in GaAs-based quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **89**, 051903 (2006).
- [Dam91] T. C. Damen, L. Via, J. E. Cunningham, J. Shah, und L. J. Sham, *Subpicosecond spin relaxation dynamics of excitons and free carriers in GaAs quantum wells*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3432 (1991).
- [Dav98] J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: An Introduction*, Cambridge University Press (1998).
- [Daw03] P. Dawson und M. J. Godfrey, *Recombination dynamics of spatially separated electron-hole plasmas in GaAs/AlAs mixed type-I/type-II quantum well structures*, Phys. Rev. B **68**, 115326 (2003).
- [Don16] J. Dongarra, *Sunway taihulight supercomputer makes its appearance*, Natl. Sci. Rev. **3**, 265 (2016).
- [Dre55] G. Dresselhaus, *Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures*, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- [Dur13] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, M. Jo, T. Mano, T. Kuroda, K. Sakoda, S. Kunz, G. Sallen, L. Bouet, X. Marie, D. Lagarde, T. Amand, und B. Urbaszek, *Magnetic field induced valence band mixing in [111] grown semiconductor quantum dots*, Phys. Rev. B **87**, 085315 (2013).
- [Dya71] M. I. Dyakonov und V. I. Perel, *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*, JETP **33**, 1053 (1971).
- [Dya72] M. I. Dyakonov und V. I. Perel, *Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors*, Sov. Phys. Solid State **13**, 3023 (1972).
- [Dya84] M. I. Dyakonov und V. I. Perel, *Theory of optical spin orientation in optical orientation*, Elsevier Science Publishers (1984).
- [Dya08] M. I. Dyakonov, *Spin physics in semiconductors*, Springer, Berlin (2008).
- [EK89] Y. El Khalifi, B. Gil, H. Mathieu, T. Fukunaga, und H. Nakashima, *Dependence of the light-hole-heavy-hole splitting on layer thickness and substrate orientation in GaAs/AlGaAs single quantum wells*, Phys. Rev. B **39**, 13533 (1989).
- [Eld11] P. S. Eldridge, J. Hübner, S. Oertel, R. T. Harley, M. Henini, und M. Oestreich, *Spin-orbit fields in asymmetric (001)-oriented GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **83**, 041301 (2011).
- [Ell54] R. J. Elliott, *Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors*, Phys. Rev. **96**, 266 (1954).

- [Eng13] D. J. English, J. Hübner, P. S. Eldridge, D. Taylor, M. Henini, R. T. Harley, und M. Oestreich, *Effect of symmetry reduction on the spin dynamics of (001)-oriented GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **87**, 075304 (2013).
- [Fan68] F. F. Fang und P. J. Stiles, *Effects of a tilted magnetic field on a two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. **174**, 823 (1968).
- [Far46] M. Faraday, *Experimental researches in electricity. Nineteenth Series*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **136**, 1 (1846).
- [Fer93] R. Ferreira und G. Bastard, *Hole spin relaxation in semiconductor quantum wells*, EPL **23**, 439 (1993).
- [Fey82] R. P. Feynman, *Simulating physics with computers*, Int. J. Theor. Phys. **21**, 467 (1982).
- [Fis08] J. Fischer, W. A. Coish, D. V. Bulaev, und D. Loss, *Spin decoherence of a heavy hole coupled to nuclear spins in a quantum dot*, Phys. Rev. B **78**, 155329 (2008).
- [Fok10] L. V. Fokina, I. A. Yugova, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov, I. A. Akimov, A. Grelich, D. Reuter, A. D. Wieck, und M. Bayer, *Spin dynamics of electrons and holes in InGaAs/GaAs quantum wells at millikelvin temperatures*, Phys. Rev. B **81**, 195304 (2010).
- [Ger05] C. Gerl, S. Schmult, H.-P. Tranitz, C. Mitzkus, und W. Wegscheider, *Carbon-doped symmetric GaAs / AlGaAs quantum wells with hole mobilities beyond $10^6 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$* , Appl. Phys. Lett. **86**, 252105 (2005).
- [Ger08] B. D. Gerardot, D. Brunner, P. A. Dalgarno, P. Ohberg, S. Seidl, M. Kroner, K. Karrai, N. G. Stoltz, P. M. Petroff, und R. J. Warburton, *Optical pumping of a single hole spin in a quantum dot*, Nature **451**, 441 (2008).
- [Gla12] M. M. Glazov, *Coherent spin dynamics of electrons and excitons in nanostructures (a review)*, Phys. Solid State **54**, 1 (2012).
- [Gra12] C. Gradl, *Lochspinkohärenz in gekoppelten GaAs/AlAs Quantentrögen*, Masterarbeit, Universität Regensburg (2012).
- [Gra14] C. Gradl, M. Kempf, D. Schuh, D. Bougeard, R. Winkler, C. Schüller, und T. Korn, *Hole-spin dynamics and hole g-factor anisotropy in coupled quantum well systems*, Phys. Rev. B **90**, 165439 (2014).
- [Gra17] C. Gradl, R. Winkler, M. Kempf, J. Holler, D. Schuh, D. Bougeard, A. Hernández-Mínguez, K. Biermann, P. V. Santos, C. Schüller, und T. Korn, *Asymmetric g tensor in low-symmetry two-dimensional hole systems*, in Vorbereitung (s. <http://arxiv.org/abs/1709.08376>) (2017).

- [Gri12] M. Griesbeck, M. M. Glazov, E. Y. Sherman, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schüller, und T. Korn, *Strongly anisotropic spin relaxation revealed by resonant spin amplification in (110) GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **85**, 085313 (2012).
- [Gro96] L. K. Grover, *A fast quantum mechanical algorithm for database search*, in *STOC*, S. 212–219, ACM (1996).
- [Gru06] M. Grundmann, *The physics of semiconductors: an introduction including device and nanophysics*, Springer, Berlin (2006).
- [Gry77] E. I. Gryncharova und V. I. Perel, *Relaxation of nuclear spins interacting with holes in semiconductors*, Sov. Phys. Semicond. **11**, 997 (1977).
- [Hei07] D. Heiss, S. Schaeck, H. Huebl, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, D. V. Bulaev, und D. Loss, *Observation of extremely slow hole spin relaxation in self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **76**, 241306 (2007).
- [Her12] F. Herzog, M. Bichler, G. Koblmüller, S. Prabhu-Gaunkar, W. Zhou, und M. Grayson, *Optimization of AlAs/AlGaAs quantum well heterostructures on on-axis and misoriented GaAs (111)B*, Appl. Phys. Lett. **100**, 192106 (2012).
- [Hil02] D. J. Hilton und C. L. Tang, *Optical orientation and femtosecond relaxation of spin-polarized holes in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **89**, 146601 (2002).
- [Hol14] J. Holler, *Lochspinkohärenz in gekoppelten GaAs/AlAs Quantentrögen*, Bachelorarbeit, Universität Regensburg (2014).
- [Hol17] J. Holler, *Bestimmung des Loch-g-Tensors in [111] gewachsenen GaAs/AlAs Heterostrukturen*, Masterarbeit, Universität Regensburg (2017).
- [Hüb11] J. Hübner, S. Kunz, S. Oertel, D. Schuh, M. Pochwała, H. T. Duc, J. Förstner, T. Meier, und M. Oestreich, *Electron g-factor anisotropy in symmetric (110)-oriented GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **84**, 041301 (2011).
- [Hun16] S. Hunklinger, *Festkörperphysik*, De Gruyter Oldenbourg (2016).
- [Ivc92] E. L. Ivchenko und A. A. Kiselev, *Electron g factor of quantum wells and superlattices*, Sov. Phys. Semicond. **26**, 827 (1992).
- [Jar89] M. Jaros, *Physics and applications of semiconductor microstructures*, Oxford Science Publications (1989).
- [Kal92] V. K. Kalevich und V. L. Korenev, *Anisotropy of the electron g-factor in GaAs/AlGaAs quantum wells*, JETP Lett. **56**, 253 (1992).
- [Kal93] V. K. Kalevich und V. L. Korenev, *Electron g-factor anisotropy in asymmetric GaAs/AlGaAs quantum well*, JETP Lett. **57**, 557 (1993).

- [Kam16] M. Kammermeier, P. Wenk, und J. Schliemann, *Control of spin helix symmetry in semiconductor quantum wells by crystal orientation*, Phys. Rev. Lett. **117**, 236801 (2016).
- [Kem13] M. Kempf, *Bestimmung des anisotropen g -Faktors von 2D-Lochsystemen mittels Ultrakurzzeitspektroskopie an Halbleiter-Heterostrukturen*, Bachelorarbeit, Universität Regensburg (2013).
- [Kem16] M. Kempf, *Determination of the hole g -factor tensor in [113] grown GaAs double quantum-well structures*, Masterarbeit, Universität Regensburg (2016).
- [Kik98] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom, *Resonant spin amplification in n -type GaAs*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [Kim01] A. V. Kimel, F. Bentivegna, V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, und T. Rasing, *Room-temperature ultrafast carrier and spin dynamics in GaAs probed by the photoinduced magneto-optical Kerr effect*, Phys. Rev. B. **63**, 235201 (2001).
- [Kor10a] T. Korn, *Time-resolved studies of electron and hole spin dynamics in modulation-doped GaAs/AlGaAs quantum wells*, Phys. Rep. **494**, 415 (2010).
- [Kor10b] T. Korn, M. Kugler, M. Griesbeck, R. Schulz, A. Wagner, M. Hirmer, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, und C. Schüller, *Engineering ultralong spin coherence in two-dimensional hole systems at low temperatures*, New J. Phys. **12**, 043003 (2010).
- [Kos09] H. Kosaka, T. Inagaki, Y. Rikitake, H. Imamura, Y. Mitsumori, und K. Edamatsu, *Spin state tomography of optically injected electrons in a semiconductor*, Nature **457**, 702 (2009).
- [Kub11] M. Kubisa, K. Ryczko, und J. Misiewicz, *Spin splitting of holes in symmetric GaAs/Ga_xAl_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **83**, 195324 (2011).
- [Kug11] M. Kugler, K. Korzekwa, P. Machnikowski, C. Gradl, S. Furthmeier, M. Griesbeck, M. Hirmer, D. Schuh, W. Wegscheider, T. Kuhn, C. Schüller, und T. Korn, *Decoherence-assisted initialization of a resident hole spin polarization in a p -doped semiconductor quantum well*, Phys. Rev. B **84**, 085327 (2011).
- [Kug12] M. Kugler, *Lochspindynamik in p -dotierten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*, Dissertation, Universität Regensburg (2012).
- [Lam68] G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
- [Lev99] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, und M. Shur, *Semiconductor parameters, volume 2, ternary and quaternary III-V compounds*, World Scientific Publishing (1999).

- [Los98] D. Loss und D. P. DiVincenzo, *Quantum computation with quantum dots*, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
- [Mar99] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L. E. Golub, V. D. Dymnikov, und E. L. Ivchenko, *Hole spin quantum beats in quantum-well structures*, Phys. Rev. B **60**, 5811 (1999).
- [Mei84] F. Meier und B. P. Zakharchenya, *Optical orientation (modern problems in condensed matter sciences)*, Elsevier Science Ltd (1984).
- [Mer02] I. A. Merkulov, A. L. Efros, und M. Rosen, *Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots*, Phys. Rev. B **65**, 205309 (2002).
- [Mis17] D. S. Miserev und O. P. Sushkov, *Dimensional reduction of the luttinger hamiltonian and g-factors of holes in symmetric two-dimensional semiconductor heterostructures*, Phys. Rev. B **95**, 085431 (2017).
- [Nef11] Y. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, und S. Schmult, *Electron g-factor anisotropy in GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs quantum wells of different symmetry*, Phys. Rev. B **84**, 233302 (2011).
- [Ove53] A. W. Overhauser, *Polarization of nuclei in metals*, Phys. Rev. **92**, 411 (1953).
- [Pfe06] P. Pfeffer und W. Zawadzki, *Anisotropy of spin g factor in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs symmetric quantum wells*, Phys. Rev. B **74**, 233303 (2006).
- [Pil80] J. R. Pilbrow und M. R. Lowrey, *Low-symmetry effects in electron paramagnetic resonance*, Rep. Prog. Phys. **43**, 433 (1980).
- [Pre16] J. H. Prechtel, A. V. Kuhlmann, J. Houel, A. Ludwig, S. R. Valentin, A. D. Wieck, und R. J. Warburton, *Decoupling a hole spin qubit from the nuclear spins*, Nat. Mater. **15**, 981 (2016), article.
- [Roi81] A. B. Roitsin, *Generalized spin-hamiltonian and low-symmetry effects in paramagnetic resonance*, Phys. Status Solidi B **104**, 11 (1981).
- [Rol10] R. Roloff, T. Eissfeller, P. Vogl, und W. Pötz, *Electric g tensor control and spin echo of a hole-spin qubit in a quantum dot molecule*, New J. Phys. **12**, 093012 (2010).
- [Rou92] P. Roussignol, P. Rolland, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, L. Carraresi, M. Colocci, J. F. Palmier, und B. Etienne, *Hole polarization and slow hole-spin relaxation in an n-doped quantum-well structure*, Phys. Rev. B **46**, 7292 (1992).
- [San16] M. A. T. Sandoval, E. A. de Andrada e Silva, A. F. da Silva, und G. C. L. Rocca, *Electron g factor anisotropy in asymmetric III-V semiconductor quantum wells*, Semicond. Sci. Technol. **31**, 115008 (2016).

- [Sap92] V. F. Sapega, M. Cardona, K. Ploog, E. L. Ivchenko, and D. N. Mirlin, *Spin-flip Raman scattering in GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells*, Phys. Rev. B **45**, 4320 (1992).
- [Sch04a] P. Schneider, J. Kainz, S. D. Ganichev, S. N. Danilov, U. Rössler, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, V. V. Bel'kov, M. M. Glazov, L. E. Golub, and D. Schuh, *Spin relaxation times of two-dimensional holes from spin sensitive bleaching of intersubband absorption*, J. Appl. Phys. **96**, 420 (2004).
- [Sch04b] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, Springer, Berlin (2004).
- [Sch06] C. Schüller, *Inelastic Light Scattering of Semiconductor Nanostructures*, Springer, Berlin (2006).
- [Sch15] T. Schmidbauer, *Spinpräzession in Halbleiterheterostrukturen*, Bachelorarbeit, Universität Regensburg (2015).
- [Sem02] Y. G. Semenov, K. N. Borysenko, and K. W. Kim, *Spin-phase relaxation of two-dimensional holes localized in a fluctuating potential*, Phys. Rev. B **66**, 113302 (2002).
- [Shc13] A. V. Shchepetilnikov, Y. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, and W. Dietsche, *Electron g -factor in GaAs/AlGaAs quantum wells of different width and barrier Al concentrations*, J. Phys.: Conf. Ser. **456**, 012035 (2013).
- [Sho94] P. W. Shor, *Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring*, in *Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*, S. 124–134 (1994).
- [Sne91] M. J. Snelling, G. P. Flinn, A. S. Plaut, R. T. Harley, A. C. Tropper, R. Eccleston, and C. C. Phillips, *Magnetic g factor of electrons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **44**, 11345 (1991).
- [Sne92] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley, and C. T. B. Foxon, *Exciton, heavy-hole, and electron g factors in type-I GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **45**, 3922 (1992).
- [Syp07] M. Syperek, D. R. Yakovlev, A. Grelich, J. Misiewicz, M. Bayer, D. Reuter, and A. D. Wieck, *Spin coherence of holes in GaAs/(Al,Ga)As quantum wells*, Phys. Rev. Lett. **99**, 187401 (2007).
- [Tsu90] K. Tsutsui, H. Mizukami, O. Ishiyama, S. Nakamura, and S. Furukawa, *Optimum growth conditions of GaAs(111)B layers for good electrical properties by molecular beam epitaxy*, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, 468 (1990).
- [vdS12] T. van der Sar, Z. H. Wang, M. S. Blok, H. Bernien, T. H. Taminiau, D. M. Toyli, D. A. Lidar, D. D. Awschalom, R. Hanson, and V. V. Dobrovitski, *Decoherence-protected quantum gates for a hybrid solid-state spin register*, Nature **484**, 82 (2012).

- [Vin86] L. Vina und W. I. Wang, *AlGaAs/GaAs(111) heterostructures grown by molecular beam epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **48**, 36 (1986).
- [vK89] H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, P. Dawson, K. J. Moore, und C. T. Foxon, *Order of the X conduction-band valleys in type-II GaAs/AlAs quantum wells*, Phys. Rev. B **39**, 13426 (1989).
- [Wan12] L. Wang und M. W. Wu, *Hole spin relaxation in p-type (111) GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **85**, 235308 (2012).
- [Wei81] C. Weisbuch, R. Dingle, A. Gossard, und W. Wiegmann, *Optical characterization of interface disorder in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs multi-quantum well structures*, Solid State Commun. **38**, 709 (1981).
- [Wim94] T. Wimbauer, K. Oettinger, A. L. Efros, B. K. Meyer, und H. Brugger, *Zeeman splitting of the excitonic recombination in In_xGa_{1-x}As/GaAs single quantum wells*, Phys. Rev. B **50**, 8889 (1994).
- [Win93] R. Winkler und U. Rössler, *General approach to the envelope-function approximation based on a quadrature method*, Phys. Rev. B **48**, 8918 (1993).
- [Win00] R. Winkler, S. J. Papadakis, E. P. De Poortere, und M. Shayegan, *Highly anisotropic g-factor of two-dimensional hole systems*, Phys. Rev. Lett. **85**, 4574 (2000).
- [Win03] R. Winkler, *Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems*, Springer, Berlin (2003).
- [Win08] R. Winkler, D. Culcer, S. J. Papadakis, B. Habib, und M. Shayegan, *Spin orientation of holes in quantum wells*, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114017 (2008).
- [Wu10] W. Wu, J. Jiang, und Q. Weng, *Spin dynamics in semiconductors*, Physics Reports, Elsevier (2010).
- [Yaf52] Y. Yafet, *Calculation of the g factor of metallic sodium*, Phys. Rev. **85**, 478 (1952).
- [Yan10] C. L. Yang, J. Dai, W. K. Ge, und X. Cui, *Determination of the sign of g factors for conduction electrons using time-resolved Kerr rotation*, Appl. Phys. Lett. **96**, 152109 (2010).
- [Yeo14] L. A. Yeoh, A. Srinivasan, O. Klochan, R. Winkler, U. Zülicke, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, M. Pepper, und A. R. Hamilton, *Noncollinear paramagnetism of a GaAs two-dimensional hole system*, Phys. Rev. Lett. **113**, 236401 (2014).
- [Yug07] I. A. Yugova, A. Greilich, D. R. Yakovlev, A. A. Kiselev, M. Bayer, V. V. Petrov, Y. K. Dolgikh, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Universal behavior of the electron g factor in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **75**, 245302 (2007).

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Allen, die mich während meiner Promotion begleitet haben. Besonders danken möchte ich:

- Prof. Dr. Christian Schüller, der mir zuallererst die Möglichkeit gab, diese Dissertation innerhalb seiner Arbeitsgruppe anzufertigen und mit seiner verständnisvollen Art eine Atmosphäre schaffte, in der man sich jeder Zeit wohl fühlte. Darüber hinaus hatte er stets ein offenes Ohr für Fragen aller Art und gab wichtige Hilfestellungen für diverse Probleme.
- PD Dr. Tobias Korn, dessen Hilfe und Unterstützung einen mehr als bedeutenden Anteil am Gelingen dieser Arbeit und an der Veröffentlichung der entstandenen Publikationen hat. In jeder Situation nahm er sich die Zeit, um kleine und große Fragen zu beantworten und so zu einem tieferen Verständnis beizutragen. Außerdem war er immer ein geduldiger Ansprechpartner für unzählige Schwierigkeiten im Labor, die er zumeist mit verblüffend einfachen Lösungen aus dem Weg schaffen konnte.
- Johannes Holler, Michael Kempf und Tobias Schmidbauer, die ich während ihrer Bachelor- bzw. Masterarbeiten betreuen durfte. Es war mir stets eine große Freude, mit ihnen im Labor zu arbeiten und ihr besonderes Engagement hat wesentlich zu einigen der in dieser Arbeit dargestellten Ergebnissen beigetragen.
- Christoph Schönhuber, Eugen Ruff und Franz Hopperdietzel, die neben meinen bereits erwähnten Bachelor- bzw. Masterstudenten für ein hervorragendes Arbeitsklima im Büro gesorgt haben, das durch unzählige fachliche und nichtfachliche Diskussionen sowohl produktiv als auch kurzweilig war.
- Allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der AG Schüller, insbesondere meinen langjährigen Wegbegleitern Sven Gelfert, Philipp Nagler, Gerd Plechinger und Markus Schwemmer, für jegliche Unterstützung und Hilfe innerhalb und außerhalb des Labors sowie die gesellige und kameradschaftliche Atmosphäre.

- Michael Kugler, der mich während meiner Bachelor- und Masterarbeit hervorragend betreut, für das Thema der Lochspindynamik in GaAs-Quantentrögen begeistert und mir die notwendigen Grundlagen für eine erfolgreiche Forschungsarbeit vermittelt hat.
- Dieter Schuh und Klaus Biermann, die äußerst hochwertige Proben in den entsprechenden MBE-Anlagen hergestellt haben und bereitwillig auf unsere speziellen Anforderungen eingegangen sind.
- Imke Gronwald und Florian Dirnberger, für die Unterstützung und Einweisung bei der Präparation der Proben, sowie Prof. Dr. Dominique Bougeard für die Erlaubnis, die entsprechenden Labore dafür nutzen zu dürfen.
- Christof Ermer und Sebastian Krug, für jegliche Hilfe in technischen Fragen und zahlreiche Bauteile, die die Arbeit im Labor enorm erleichtert haben.
- Roland Winkler, für die theoretische Modellierung und die ausführliche Korrespondenz, die zu einem sehr viel tieferen Verständnis der Thematik geführt hat.
- Alberto Hernández-Mínguez, für die hervorragende Kooperation und aufschlussreiche Diskussionen.
- Eva Weiss, die alle bürokratischen Schwierigkeiten schnell und effizient gelöst hat.
- Florian Steiner, für das Korrekturlesen und umfangreiche konstruktive Kritik.
- allen Mitglieder der *Mittagsmeeting*-Gruppe sowie Florian Rappl, für die besten und unterhaltsamsten Mittagspausen innerhalb und außerhalb der Mensa.
- meinen Eltern und meiner Familie, die das Fundament für meinen Werdegang gelegt haben und auf die ich mich in jeder Situation verlassen kann.