

Lochspindynamik in p-dotierten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen



Dissertation

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

vorgelegt von

Michael Kugler

aus Regensburg

November 2012

Promotionsgesuch eingereicht am 26.10.2012

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

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. John Schliemann

Erstgutachter: Prof. Dr. Christian Schüller

Zweitgutachter: Prof. Dr. Sergey Ganichev

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Christoph Strunk

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Lochspins - Bausteine für Quantencomputer	1
1.2 Historische Entwicklung	3
1.3 Gliederung der Arbeit	4
2 Material, Probenstruktur und Präparation	7
2.1 Materialeigenschaften von GaAs und AlGaAs	7
2.1.1 Kristall-Struktur	7
2.1.2 Bandstruktur	8
2.2 GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen	10
2.3 Exzitonische Effekte	12
2.4 Herstellung: MBE-Wachstum	13
2.5 Verwendete Proben	14
2.5.1 Probendaten	14
2.5.2 Aufbau der einseitig dotierten Proben	16
2.5.3 Aufbau der doppelseitig dotierten Probe	17
2.6 Probenpräparation	19
2.6.1 Nasschemisches Dünnen	19
2.6.2 Herstellung der Proben mit Gate	20
3 Spin in Halbleitern	23
3.1 Optische Erzeugung einer Spinpolarisation	23
3.2 Spindynamik in Halbleitern	25
3.2.1 Elektron-g-Faktor	26
3.2.2 Der Loch-g-Faktor	27
3.3 Lochspindephasierungsmechanismen	29
3.3.1 Lochspinrelaxation durch Valenzbandmischung	29
3.3.2 D'Yakonov-Perel-Mechanismus	30
3.3.3 Elliott-Yafet-Mechanismus	31

3.3.4	Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus	31
3.3.5	Hyperfeinwechselwirkung	32
3.3.6	Ensembledephasierung	33
4	Experimentelle Methoden	35
4.1	Photolumineszenz-Spektroskopie	35
4.2	Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie	36
4.3	Zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation	37
4.3.1	Faraday- und Kerr-Effekt	37
4.3.2	Messaufbau für zeitaufgelöste Messungen	38
4.3.3	Resonant Spin Amplification	41
4.3.4	Autokorrelation in Zweistrahlexperimenten	42
4.4	Lasersysteme	43
4.4.1	Titan-Saphir-Laser	43
4.4.2	Diodengepumpter Festkörperlaser	44
5	Probencharakterisierung und Signalentstehung	45
5.1	Photolumineszenz-Spektroskopie	46
5.1.1	Optische Übergänge in den Proben	46
5.1.2	Ortsabhängigkeit der PL-Peakwellenlänge	47
5.1.3	Überprüfung der Probe nach dem nasschemischen Dünnen	48
5.2	Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie	48
5.3	Energieabhängiger Vorzeichenwechsel	50
5.3.1	Signalamplitude bei RSA (langlebige Spindynamik)	50
5.3.2	Signalamplitude in TRKR (fs bis ps-Zeitskala)	53
5.4	Initialisierung einer residenten Lochspinpolarisation	56
5.4.1	Lochspininitialisierung in Anwesenheit eines Magnetfeldes	57
5.4.2	Lochspininitialisierung durch schnelle Dephasierung	60
5.5	Theoretische Modellierung	63
5.5.1	Ratengleichungsmodell TRKR/FR und RSA	63
5.5.2	Analytische Beschreibung der TRKR/FR-Experimente	64
5.6	Schnelle Dephasierung nach Anregung	65
6	Langlebige Lochspindynamik	69
6.1	Spinlebensdauer in 2D Lochsystemen	69
6.1.1	Einfluss des Magnetfelds: Ensembledephasierung	69
6.1.2	Einfluss der Quantentrogbreite	71
6.1.3	Abhängigkeit von der Temperatur	76
6.1.4	Einfluss der Anregungsdichte	78
6.1.5	Einfluss der Anregungswellenlänge	83
6.1.6	Vergleich symmetrischer und asymm. [100]-Quantentrog	85
6.1.7	Wachstumsrichtung [311] versus [100]	87
6.2	Der Loch-g-Faktor in [100]-2D Heterostrukturen	88

6.2.1	In-plane und out-of-plane g-Faktor	88
6.2.2	Untersuchungen zur in-plane Isotropie	89
6.2.3	Abhängigkeit des g-Faktors von der Temperatur	90
6.2.4	Abhängigkeit des g-Faktors von der Quantentrogbreite	92
6.2.5	Einfluss einer Gatespannung auf g und Δg	93
6.3	Der Loch-g-Faktor in [311]-Quantentrögen	96
6.3.1	Ortsabhängige Fluktuationen des g-Faktors	96
6.3.2	Richtungsabhängige Anisotropie des g-Faktors	98
7	Zusammenfassung und Ausblick	101
7.1	Zusammenfassung	101
7.2	Ausblick	102
A	Analytische Beschreibung	105
A.1	Initialisierung	105
A.2	Instantane, teilweise Relaxation	106
A.3	Freie Evolution	106
A.4	Erweiterung auf RSA-Experimente	109
	Liste der Symbole und Abkürzungen	111
	Abbildungsverzeichnis	112
	Tabellenverzeichnis	114
	Literaturverzeichnis	115

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

„ [...] nature isn't classical, dammit, and if you want to make a simulation of nature, you'd better make it quantum mechanical, and by golly it's a wonderful problem, because it doesn't look so easy.“

RICHARD P. FEYNMAN [Fey82]

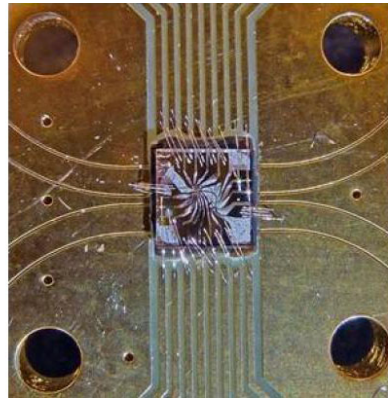
1.1 Lochspins - Bausteine für Quantencomputer

Die Erfindung des Transistors und damit die Halbleitertechnik haben in beispielloser Weise unsere Informationsgesellschaft geprägt. Die darauf basierende elektronische Datenverarbeitung hat innerhalb weniger Jahrzehnte unsere Möglichkeiten, Informationen auszutauschen und zu verarbeiten, von Grund auf verändert. All dies basierte bisher immer auf klassischen Bits aus Einsen und Nullen.

Nun zeichnet sich eine weitere Revolution ab: Mit beeindruckender Geschwindigkeit ist die Datenverarbeitung mit Quantensystemen, das sogenannte Quanten-Computing, von der Idee zur Realität gereift. Dies ist umso beeindruckender, wenn man die Kürze der Entwicklungszeit im Verhältnis zur Komplexität der Aufgabenstellung betrachtet. Richard Feynman hatte vor rund 30 Jahren die grundlegende Idee erstmals formuliert [Fey82]. In diesem Zeitraum mussten alle Techniken, um Quantenzustände kontrolliert interagieren zu lassen, weitgehend von Grund auf entwickelt werden.

In ersten Modellsystemen ist man nun nach intensiver Forschung bereits in der Lage, mit gekoppelten Quantenbits Berechnungen vorzunehmen [vdS12]. Der dazu genutzte Chip ist in Abbildung 1.1 gezeigt. Die traditionellen Bits und Bytes aus Einsen und Nullen werden dabei durch passend präparierte Quantenzustände - Qubits - ersetzt, die zeitliche Entwicklung der Zustände definiert den Programmablauf.

Abb. 1.1: Der von van der Sar et al. für einen Quantensuchalgorithmus mit zwei Qubits genutzte, $3 \times 3 \text{ mm}^2$ große Chip. Die Qubits wurden durch Stickstoff-Fehlstellen-Zentren in Diamant realisiert (Foto von Delft University of Technology/UC Santa Barbara.).



Das Ziel der Bemühungen auf diesem Gebiet ist es dabei unter anderem, durch spezielle Quantenalgorithmus Aufgaben zu lösen, die auf konventionellen Rechnern nicht effizient lösbar sind. Dazu gehören neben Simulationen von tatsächlich quantenmechanischen Systemen auch viele wirtschaftlich bedeutsame Aufgaben. Beispiele hierfür sind die für die Verschlüsselung von Daten relevante Faktorisierung großer Zahlen oder Optimierungsprobleme wie Routenfindung im Straßenverkehr oder sogar verbesserte Raumnutzung bei der Verteilung von Frachtgut [Cre98]. Theoretisch bereits bewiesen ist, dass sich diese Probleme rein rechnerisch gleichen bzw. ineinander umformulieren lassen. Findet man also eine effiziente Lösung für eines dieser Probleme, wäre damit die gesamte Klasse von Aufgaben lösbar.

Theoretisch wurde bereits gezeigt, dass die Faktorisierung großer Zahlen auf Quantencomputern durch den Shor-Algorithmus [Sho97] in kurzer (polynomialer) Zeit zu bewerkstelligen wäre. Auf konventionellen Rechnern sind dagegen nur Verfahren bekannt, die so lange Rechenzeit benötigen, dass diese Aufgabe quasi nicht lösbar ist (nichtpolynomialer Zeitaufwand). Vereinfacht gesagt bedeutet das, dass für Aufgaben, die klassisch prinzipiell nicht effizient gelöst werden können - wie obige Beispiele - mit Quantencomputern einfache Lösungsverfahren zur Verfügung stehen würden.

Spins in Festkörpern - im speziellen in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen, wie sie in dieser Arbeit untersucht wurden - sind ein vielversprechendes System zur Realisierung solcher Rechner. Ein großer Vorteil ist, dass dort die hochgenauen Fertigungstechniken der etablierten, klassischen Halbleitertechnologie genutzt werden können. In dem III-V-Halbleitersystem GaAs/AlGaAs sind die Elektronen- oder Lochspins als Prototyp quantenmechanischer Zwei-Niveau-Systeme zusätzlich optisch zugänglich. Die Untersuchungen konzentrierten sich dabei in der Vergangenheit meist auf Elektronenspins.

Lochspins sind jedoch aus mehreren Gründen eine aussichtsreiche Alternative: Zum einen kann der g-Faktor der Löcher aufgrund der komplexeren Valenzbandstruktur einfach elektrisch manipuliert werden [Kug09b]. Zum anderen bietet der g-Faktor aufgrund seiner deutlichen Richtungsanisotropie in zweidimensionalen

Strukturen [Win00] weitere Ansatzpunkte zur gezielten Manipulation der Lochspindynamik. Des Weiteren ist die Hyperfeinwechselwirkung mit den Kernspins für Lochspins aufgrund ihrer p-artigen Wellenfunktion etwa um eine Größenordnung schwächer als für Elektronen [Fis08]. Diese limitiert schlussendlich bei Elektronenspins in Quantenpunkten die Lebensdauer. Nicht zuletzt vermitteln die Löcher im magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As die ferromagnetische Kopplung der Elektronen untereinander. Ein tieferes Verständnis der Lochspindynamik kann so auch zum Verständnis dieses u.A. für die Spininjektion wichtigen Materialsystems beitragen.

1.2 Historische Entwicklung

Aus mehrerlei Gründen wurde der Lochspindynamik im Vergleich zu Elektronenspins bisher wenig Aufmerksamkeit geschenkt: Lange Zeit dominierte die Auffassung, dass Lochspins quasi instantan dephasieren. Aufgrund der Entartung des Schwerloch- und Leichtlochbands bei $k=0$ im Volumenmaterial und der starken Mischung der Bänder relaxieren die Lochspins auf der Zeitskala der Impulsstreuzeit: Hilton et al. bestimmten in GaAs-Volumenmaterial eine Lochspinlebensdauer von 110 fs [Hil02]. Dies wurde lange Zeit auf Lochspins im Allgemeinen übertragen. Diese Auffassung änderte sich erst mit der Untersuchung niedrigdimensionaler Systeme. Hier spalten die Valenzbänder aufgrund der Einschränkung auf niedrigere Dimensionen auf, und der Mischcharakter wird unterdrückt. Dies führt mit sinkender Strukturgröße zu verringerter Streuung zwischen Schwerloch- und Leichtlochband und damit zu längeren Spinlebensdauern.

Die erste Beobachtung einer Lochspindynamik in Quantentrögen gelang 1991 Damen et al. mit zeitaufgelöster Photolumineszenz und unabhängig davon Bar-Ad et al. mit zeitaufgelöster differentieller Absorption [Dam91, BA92]. Beide beobachteten einen biexponentiellen Zerfall der Spinpolarisation, wobei sie die schnellere Komponente der Lochspindephasierung zuschrieben. Damen et al. erhielten an einem n-dotierten Quantentrog eine Lochspinlebensdauer von 4 ps bei $T = 10$ K, während Bar-Ad et al. an einem undotierten Quantentrog eine Lochspinlebensdauer von 50 ps bei $T = 4,2$ K beobachteten.

Roussignol et al. führten kurz darauf Messungen an einem n-dotierten Quantentrog bei $T = 4$ K mittels zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie durch, welche sehr lange Lochspinlebensdauern im Bereich von 1 ns ergaben [Rou92].

Die stark unterschiedlichen Lebensdauern der vorhergehenden Messungen wurden von Baylac et al. nach systematischen Messungen an n-dotierten Proben durch die starke Abhängigkeit der Lochspindynamik von der Anregungsleistung und der Anregungswellenlänge erklärt [Bay95]. Auch hier wurden Lebensdauern im Bereich von bis zu 1 ns gemessen.

Diese Arbeit wurde von X. Marie et al. fortgeführt und durch Messungen zum Loch-g-Faktor ergänzt [Mar99]. Dort konnte das Lochspinsignal durch ein ange-

legtes Magnetfeld das erste Mal direkt anhand des sehr kleinen Loch-g-Faktors senkrecht zur Wachstumsrichtung identifiziert werden.

Weitere Untersuchungen zur Lochspindynamik in GaAs-Quantentrögen wurden erst 2007 veröffentlicht. Kurz zuvor waren durch den Umstieg von Beryllium- auf Kohlenstoffdotierung hochbewegliche p-dotierte Quantentrogproben verfügbar geworden [Sch05, Ger05]. Syperek et al. erhielten an einer derartigen Probe mit zeitaufgelöster Kerr-Rotation Lochspinlebensdauern von bis zu 650 ps bei $T = 1,6$ K [Syp07]. Außerdem wurde eine Verkürzung der Lochspinlebensdauer mit wachsendem angelegten Magnetfeld beobachtet, welche der g-Faktor-Inhomogenität im System zugeschrieben wurde.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit versucht die Lücke im Verständnis zu Elektronensystemen zu schließen und widmet sich der Lochspindynamik in GaAs-Quantentrögen. Sie ist wie folgt aufgebaut: Nach der Einleitung in **Kapitel 1** werden zunächst in **Kapitel 2** das Materialsystem GaAs/ AlGaAs und die verwendeten Proben vorgestellt. In **Kapitel 3** werden die theoretischen Grundlagen der Spindynamik von Löchern in niedrigen Dimensionen und der bisherige Stand der Forschung zu Spindephasierungsmechanismen diskutiert. In **Kapitel 4** folgt die Beschreibung der experimentellen Methoden.

Daran anschließend werden die experimentellen Ergebnisse zur Spindynamik präsentiert. Sie sind in zwei Kapitel unterteilt: Zuerst werden in **Kapitel 5** die verschiedenen Möglichkeiten der Übertragung von optisch erzeugter Spininformation in ein residentes Lochsystem behandelt. Bei der Untersuchung der Initialisierungsmechanismen stellte sich heraus, dass die Lochspins während der Impulsrelaxationszeit schnellen Dephasierungsmechanismen unterliegen, welche abhängig von verschiedenen Parametern studiert werden konnten. Es gelang zudem, eine Theorie zur Modellierung der komplexen, gekoppelten Dynamik von Elektronen- und Lochspins in den zeitaufgelösten Experimenten zu entwickeln.

Anschließend werden in **Kapitel 6** die Spindynamik bei tiefen Temperaturen und im speziellen Lebensdauer und g-Faktor der Lochspins untersucht. Dabei gelang es durch gezielte Wahl der Quantentrogbreite die Lochspindynamik so zu stabilisieren, dass die Lebensdauern bis in den Bereich von 100 ns verlängert werden konnten. Dies liegt zwei Größenordnungen über den bisher erreichten Spindephasierungszeiten für Löcher in solchen Systemen. Außerdem konnte erstmals die „Resonant Spin Amplification“-Methode erfolgreich auf zweidimensionale Lochgas angewendet werden. Abschließend wird die Abhängigkeit des Loch-g-Faktors von verschiedenen Faktoren wie Quantentrogbreite, Temperatur oder einem äußeren elektrischen Feld diskutiert. Insbesondere letzteres ist ein vielversprechender Ansatz, um mit nanostrukturierten Elektroden Einfluss auf individuelle Lochspins zu nehmen.

Bemerkenswerterweise konnte die Koexistenz von schneller Dephasierung innerhalb von Pikosekunden und Lochspinlebensdauern bis in den Bereich von mehreren Nanosekunden beobachtet werden. Es konnten außerdem starke Hinweise auf Lokalisation der Ladungsträger - und damit einhergehendem Schutz vor Dephasierung nach Verlust des Impulses - zur Erklärung dieses Verhaltens gefunden werden.

Im **Kapitel 7** werden schließlich die Ergebnisse zusammengefasst und nochmals im Überblick diskutiert.

Kapitel 2

Material, Probenstruktur und Präparation

In diesem Kapitel werden das Materialsystem GaAs/AlGaAs und die verwendeten Proben vorgestellt. Einige Abschnitte der Grundlagenkapitel (z.B. Beschreibung des Materialsystems, Versuchsaufbau) wurden in überarbeiteter Form aus meiner Diplomarbeit [Kug09a] übernommen, da diese bereits dort kompakt formuliert worden waren.

2.1 Materialeigenschaften von GaAs und AlGaAs

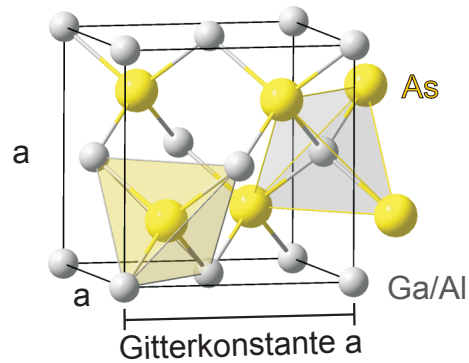
2.1.1 Kristall-Struktur

GaAs ist wie AlAs und AlGaAs ein III-V-Halbleiter und kristallisiert durch kovalente Bindungen zwischen den Atomen kubisch in Zinkblendestruktur. Die Zinkblendestruktur wird, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, durch zwei kubisch flächenzentrierte Gitter gebildet, die um ein Viertel der Raumdiagonalen des Gitters gegeneinander verschoben sind. Auf den Gitterplätzen des einen kubisch flächenzentrierten Gitters sitzen As-Atome, auf den Gitterplätzen des anderen Gitters, je nachdem ob es sich um GaAs oder AlAs handelt, Ga-Atome oder Al-Atome. Im Fall von AlGaAs verteilen sich Gallium und Aluminium statistisch je nach eingesetzter Konzentration der beiden Materialien auf die Gitterplätze des zweiten Gitters.

Für die Gitterkonstante a bei Raumtemperatur gilt Formel (2.1), abhängig von der Aluminiumkonzentration c_{Al} [Ada85]:

$$a = 5,6533 + 0,0078 \cdot c_{Al} [\text{\AA}]. \quad (2.1)$$

Abb. 2.1: Kristallstruktur von GaAs bzw. AlGaAs: GaAs bzw. AlGaAs kristallisiert in Zinkblendestruktur. Diese wird durch zwei kubisch flächenzentrierte Gitter (fcc-Gitter) gebildet, die um ein Viertel der Raumdiagonalen gegeneinander verschoben sind.



Die Gitterkonstante ändert sich also nur geringfügig mit der Aluminiumkonzentration, weswegen eine epitaktisch gewachsene Kombination der verschiedenen Materialien nahezu verspannungsfrei möglich ist.

2.1.2 Bandstruktur

In Abbildung 2.2 ist die Bandstruktur von GaAs im reduzierten Zonenschema, das heißt innerhalb der ersten Brillouin-Zone, aufgetragen. Abbildung 2.3 zeigt dazu die erste Brillouin-Zone der Zinkblende-Struktur mit den Richtungen hoher Symmetrie.

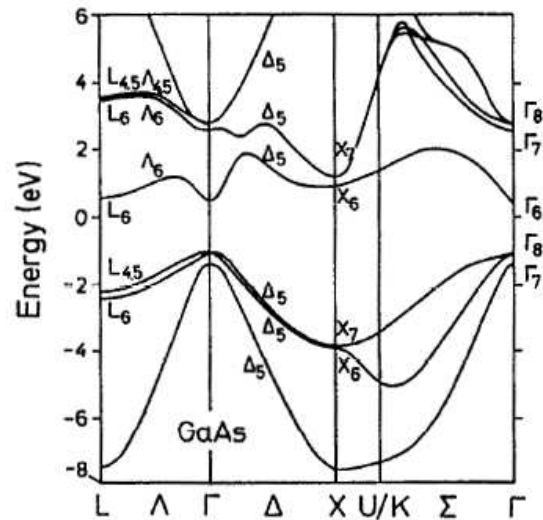


Abb. 2.2: Bandstruktur von GaAs. Eingezeichnet sind die Richtungen hoher Symmetrie. Für optische Übergänge ist besonders der Bereich der direkten Bandlücke am Γ -Punkt von Bedeutung (aus [Pav94]).

GaAs besitzt eine direkte Bandlücke, das heißt, das globale Maximum des Valenzbandes fällt mit dem globalen Minimum des Leitungsbandes - in diesem Fall im Γ -Punkt - zusammen. Dies ist für optische Übergänge wichtig, da diese im Bandschema nahezu senkrecht verlaufen. Ursache dafür ist, dass Photonen im sichtbaren Bereich im Vergleich zum Elektron im Kristall einen vernachlässig-

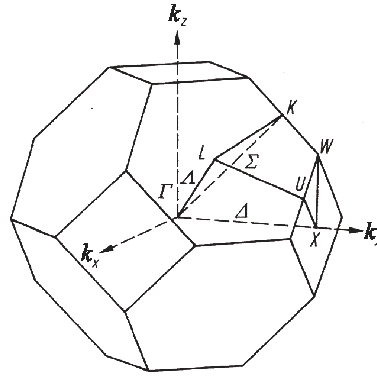


Abb. 2.3: Erste Brillouin-Zone der Zinkblende-Struktur im reziproken Raum. Eingezeichnet sind die Richtungen hoher Symmetrie (aus [Ber05]).

bar kleinen Impuls haben und deswegen fast ausschließlich der Energieübertrag betrachtet werden muss.

Bei optischen Übergängen im k -Raum durch Absorption von Photonen mit einer Energie, die über der Bandlücke liegt, wird ein Elektron aus dem Valenzband nahe dem Γ -Punkt unter Erzeugung eines Lochs in das Leitungsband angehoben. Daher ist für die Betrachtung der optischen Übergänge die Struktur um den Γ -Punkt von besonderem Interesse. Betrachtet werden dabei in erster Näherung nur das unterste Leitungsband und die obersten drei Valenzbänder. Diese sind schematisch in Abbildung 2.4 gezeigt.

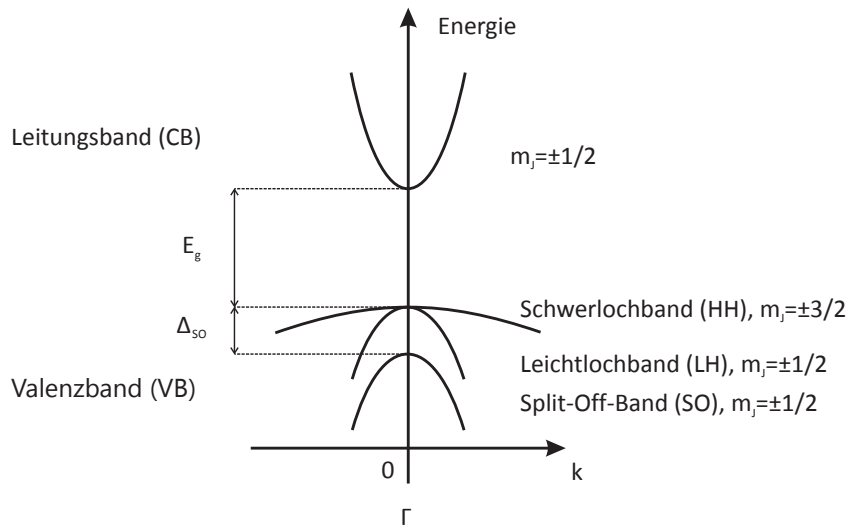


Abb. 2.4: Vereinfachte Bandstruktur von GaAs um den Γ -Punkt. Eingezeichnet sind das unterste Leitungsband und die drei obersten Valenzbänder in parabolischer Näherung, zusammen mit der Bandlücke E_g und der Split-Off-Energie Δ_{SO} ([Lev99], Abbildung aus [Sch10]).

Am Γ -Punkt treffen das Schwerloch-Band (HH, von engl. *heavy hole*) und das stärker gekrümmte Leichtloch-Band (LH, von engl. *light hole*) zusammen,

das Valenzband ist daher dort vierfach entartet. Diese Entartung kann durch Einschränkung der Ladungsträger auf niedrigere Dimensionen aufgehoben werden, vgl. Kap. 2.2.

Bereits im Volumenmaterial wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung das energetisch tiefer liegende Split-Off-Band abgespalten. In parabolischer Näherung sind die effektiven Loch- und Elektronenmassen der Bänder konstant und betragen für GaAs $m_{hh} = 0,51 m_0$; $m_{lh} = 0,082 m_0$; $m_{so} = 0,15 m_0$ und $m_e = 0,063 m_0$ mit der Masse des freien Elektrons m_0 [Lev99].

2.2 GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen

Werden Schichten unterschiedlicher Materialien, in diesem Fall von GaAs und AlGaAs kombiniert, spricht man von Heterostrukturen. Als z-Richtung wird im Folgenden die Wachstumsrichtung der Schichten festgelegt.

Die Bandlücke von GaAs bei $T = 300$ K beträgt 1,424 eV [Lev99]. Die Bandlücke von AlGaAs ist generell größer als die von GaAs und liegt bei $T = 300$ K zwischen 1,424 eV und 2,17 eV. Die Abhängigkeit von der Aluminiumkonzentration c_{Al} ist in Formel 2.2 angegeben [Lev99]. Diese Formel gilt, solange die Bandlücke direkt ist, was bis zu einer Aluminiumkonzentration von 45% der Fall ist [Sax80]. Der Aluminiumgehalt der AlGaAs-Schichten der in dieser Arbeit verwendeten Proben liegt bei 30%.

$$E_g = 1,424\text{eV} + 1,247\text{eV} \cdot c_{Al} \quad (2.2)$$

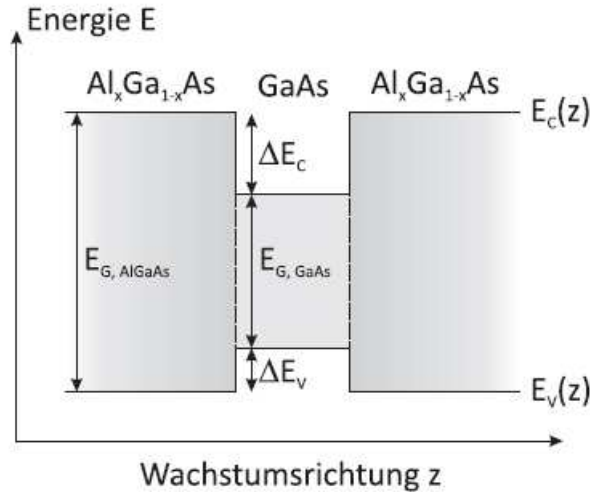


Abb. 2.5: Bandkantenverlauf einer GaAs/AlGaAs-QT-Struktur ohne Dotierung. Ein-gezeichnet sind die Bandlücken E_g und die Valenz- und Leitungsbanddiskontinuitäten ΔE_v und ΔE_c (adaptiert aus [Jar89]).

Durch die Lage der Bänder zueinander ergibt sich bei einer dünnen GaAs-Schicht, die zwischen zwei Lagen AlGaAs eingeschlossen wird, in Wachstumsrichtung die Struktur eines Quantentrog (QT). Die Ladungsträger werden dabei in ihrer Bewegung auf die in der x-y-Ebene liegende GaAs-Schicht eingeschränkt. Der Bandkantenverlauf einer solchen Heterostruktur ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Die Schrödingergleichung des Systems lautet analog zum quantenmechanischen Standardproblem des „Teilchens im Kasten“ (ausführliche Beschreibung zum Beispiel in [Sch04b]):

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \right] \Psi_k(\mathbf{r}) = E_k \Psi_k(\mathbf{r}). \quad (2.3)$$

$V(z)$ ist dabei das kastenförmige Potential des Quantentrog. Aufgrund der Einschränkung der Bewegung auf die x-y-Ebene bilden sich in z-Richtung diskrete Energieniveaus aus. Im einfachsten Modell mit unendlich hohen Potential außerhalb des QTs ergibt sich für die Energieeigenwerte [Sch04b]:

$$E_{n,k} = E_{n,k_z} + E_{k_{\parallel}} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}. \quad (2.4)$$

Dabei gilt $k_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$, n ist die Quantenzahl zum n-ten Energiesubband E_n und d die Breite des QTs.

Eine wichtige Konsequenz der Einschränkung der Ladungsträgerbewegung in der Probe auf zwei Dimensionen ist die Aufhebung der Entartung von Leicht- und Schwerlochband am Γ -Punkt. Dies ist unmittelbar einsichtig, wenn man die unterschiedlichen effektiven Massen von Leichtloch und Schwerloch in Gleichung 2.4 einsetzt. Es entsteht eine Aufspaltung $\Delta E_{hh/lh}$ der beiden Bänder:

$$\Delta E_{hh/lh} = \left(\frac{\hbar^2}{2m_{hh}} - \frac{\hbar^2}{2m_{lh}} \right) \left(\frac{\pi}{d} \right)^2. \quad (2.5)$$

Berechnet man die Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung (HH-LH-Aufspaltung) in einem Modell mit endlicher Barrierenhöhe, zum Beispiel mit Hilfe der Enveloppen-Funktions-Näherung [Bas81], erreicht diese ihr Maximum für eine QT-Breite von ~ 4 nm [EK89]. Für noch dünnere QTe nimmt die Aufspaltung aufgrund des Eindringens der Wellenfunktion ins Barrierenmaterial wieder ab. Die Abhängigkeit der Aufspaltung von der QT-Breite für GaAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As-Quantentröge ist in Abbildung 2.6 gezeigt.

Um die Ladungsträgerdichte im Halbleiter anzupassen, können in einigem Abstand zum Quantentrog - durch Spacer davon getrennt - mit Kohlenstoff ([100]-Substrat) bzw. Silizium ([311]-Substrat) hoch dotierte AlGaAs-Schichten eingebracht werden. Diese Technik wird als Modulations- δ -Dotierung, abgeleitet von der δ -funktionsartigen Schärfe der Dotierschicht, bezeichnet. Durch die Platzierung der Dotierschichten außerhalb des Quantentrog sind höchste Ladungsträgerbeweglichkeiten möglich [Sch05].

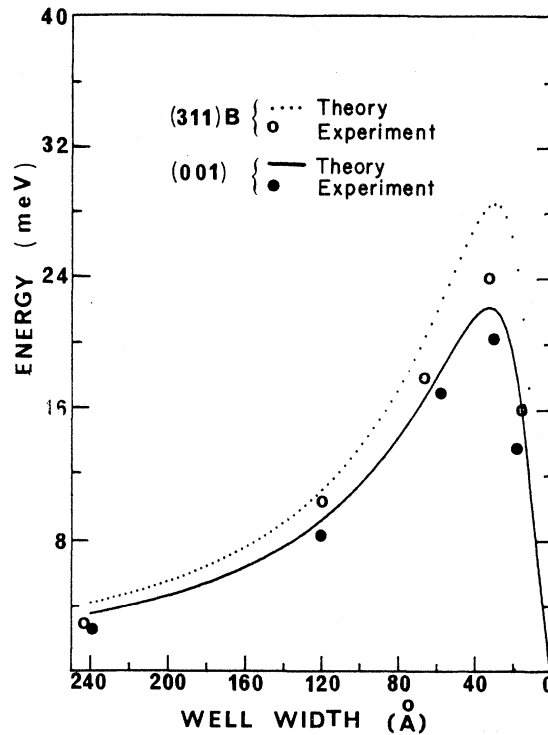


Abb. 2.6: Abhängigkeit der HH-LH-Aufspaltung von der Quantentrogbreite für GaAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As-Quantentröge. Es ergibt sich ein Maximum der Aufspaltung bei einer Quantentrogbreite von 4 nm (aus [EK89]).

Beide Materialien wirken bei passend gewählten Wachstumsbedingungen als p-Dotierung. Die Wachstumsparameter sind besonders bei Silizium von großer Bedeutung, da es amphoter eingebaut wird, also abhängig von den Wachstumsbedingungen sowohl Gallium- als auch Arsenidplätze einnehmen kann [Ahn71, Wan85]. Kohlenstoff dagegen wird bevorzugt auf Arsenidplätzen eingebaut und ergibt ein flaches Akzeptorniveau mit einer Tiefe von 26 meV [Sco86].

Eine einseitige Dotierung bewirkt zudem eine Verkipfung der Bandstruktur. Der Einfluss einer derartigen Dotierung auf den Bandverlauf ist in Abbildung 2.8(b) in Abschnitt 2.5.2 gezeigt.

2.3 Exzitonische Effekte

Die im vorhergehenden Abschnitt bestimmten Energieniveaus werden üblicherweise in optischen Experimenten nicht direkt beobachtet. Vielmehr detektiert man bei tiefen Temperaturen Übergänge mit geringerer Energie als die der Bandlücke. Es existieren also Zustände unterhalb der Bandkante, von denen aus strahlende Rekombination stattfinden kann.

Ursache dafür ist die Bildung sogenannter Exzitonen. Ein Exziton ist ein Coulomb-korrelierter Bindungszustand aus einem Elektron und einem Loch. Die Energie dieses Quasiteilchens ist um die Coulomb-Bindungsenergie gegen die Bandlücke abgesenkt. Sie lässt sich einfach abschätzen, indem man den Bindungszustand als wasserstoffatomähnliches System betrachtet. Aufgrund der geringeren

effektiven Massen der beteiligten Teilchen und der hohen Dielektrizitätskonstante des Halbleiters ist die Bindungsenergie wesentlich geringer als beim Wasserstoffatom und liegt in GaAs-Quantentrögen im Bereich um 10 meV [Maa84]. Bei der Bindung eines Elektrons mit einem Loch spricht man von einem neutralen Exziton X^0 .

Dotiert man den Halbleiter positiv, können durch den Überschuss an Löchern in zweidimensionalen Systemen positiv geladene Exzitonen X^+ entstehen. Dabei handelt es sich um einen positiv geladenen Bindungszustand aus zwei Löchern und einem Elektron. Die Energie dieses Zustands ist abhängig von der QT-Breite um weitere 1-3 meV gegen das neutrale Exziton abgesenkt [Fil04].

Bei weiterer Erhöhung der Lochdichte wird die Bildung von geladenen Exzitonen unterdrückt: Die Vielzahl der vorhandenen Löcher schirmt die Coulombwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern ab, so dass keine Bindungszustände mehr zustande kommen können. Das System bildet dann ein sogenanntes 2-dimensionales Lochgas (2DHG, von engl. 2D hole gas).

Die bei unterschiedlichen Ladungsträgerdichten auftretenden unterschiedlichen Energiezustände können in der Photolumineszenz (PL)-Spektroskopie (vgl. Kapitel 4.1) als Anhaltspunkt für die Ladungsträgerdichte verwendet werden.

2.4 Herstellung: MBE-Wachstum

Die untersuchten Halbleiter-Schichtstrukturen wurden in einer *Molecular Beam Epitaxy* (MBE)-Anlage hergestellt. Der Aufbau der für unsere Proben verwendete Anlage ist schematisch in Abbildung 2.7 gezeigt.

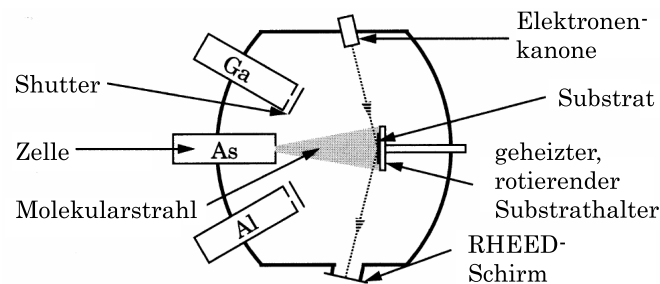


Abb. 2.7: Schematischer Aufbau einer MBE-Anlage. In der evakuierten Anlage wird aus geheizten Tiegeeln, sogenannten Zellen, hochreines Material abgeschieden. Die Wachstumsbedingungen werden so gewählt, dass die Ablagerung des Materials epitaktisch erfolgt (aus [Dav98]).

Auf einen geheizten GaAs-Substrat mit einem typischen Durchmesser von zwei Zoll wird im Ultrahochvakuum aus den Zellen hochreines Material abgeschieden. Um eine gleichmäßige Schichtdicke der aufgewachsene Lagen zu erreichen, rotiert das Substrat während des Wachstums. Die Ablagerung erfolgt aufgrund der

gewählten Wachstumsbedingungen wie Substrattemperatur und Wachstumsrate epitaktisch, die gewachsene Schicht ist also im Idealfall perfekt monokristallin.

Zur Überwachung des Wachstums wird unter anderem ein auf die Probe gerichteter Elektronenstrahl verwendet. Das Beugungsmuster des Strahls wird auf einem RHEED-Schirm - von englisch „reflection high energy electron diffraction“ - aufgenommen. Über den Verlauf der Intensität der Beugungsreflexe als Funktion der Zeit und über ihre Schärfe kann der Wachstumsprozess überwacht werden. Die Beugungsreflexe erreichen dabei maximale Intensität und Schärfe, sobald die jeweils letzte Atomlage komplett ist. So kann auch die Anzahl der aufgetragenen Atomlagen abgezählt werden.

Die Herstellung per MBE lässt somit eine sehr exakte Steuerung der Schichtdicken bei gleichzeitig höchster Reinheit der abgelagerten Schichten zu. Dadurch war es möglich, sehr reine Proben mit größten Ladungsträgerbeweglichkeiten und von hoher optischer Qualität herzustellen [Ger05].

2.5 Verwendete Proben

In dieser Arbeit wurden p-dotierte GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Quantentrog-Heterostrukturen verwendet. Bei diesem Materialsystem handelt es sich um einen typischen Vertreter der III-V-Halbleiter in Zinkblende-Struktur. Die Techniken zur Probenherstellung und -prozessierung sind dort fest etabliert und liefern zuverlässige Ergebnisse. Die Proben wurden epitaktisch per MBE auf (100)- bzw. (311)A-GaAs-Substraten¹ gewachsen. Der Aluminiumgehalt der AlGaAs-Schichten betrug in allen Proben 30 %, im folgenden wird zur besseren Lesbarkeit verkürzt von AlGaAs gesprochen.

Insgesamt handelt es sich um zwei Serien von Proben, vgl. Tabelle 2.1:

- Eine QT-Breiten-Serie auf (100)-Substrat mit nahezu identischer Ladungsträgerdichte, die QT-Breiten von 15 nm bis hinab zu 4 nm abdeckt. Für den Großteil der Untersuchungen in dieser Arbeit wurde der dünnste QT mit 4 nm Breite verwendet.
- Eine Serie von identisch breiten 15 nm QT mit unterschiedlichen Wachstumsrichtungen ([100],[311]) bzw. Dotierprofilen (symmetrisch und asymmetrisch).

2.5.1 Probendaten

Die physikalischen Kenngrößen der verwendeten Proben sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit wurden jeweils bei $T = 1, 3$ K durch

¹Bei (311) handelt es sich um eine um 25,2° gegen (100) verkippte Kristallfläche.

(a) Einseitig C-dotierte [100] Proben

Proben-nummer	E_{PL} e1-h1	$g_{e,\perp}$	μ_h ($\frac{cm^2}{Vs}$)	n_h ($\frac{1}{cm^2}$)	d_{QT}
D090210C	1,662 eV	+0,266	$0,13 \cdot 10^5$	$1,10 \cdot 10^{11}$	4 nm
D080430A	1,569 eV	-0,106	$5,3 \cdot 10^5$	$1,10 \cdot 10^{11}$	7,5 nm
D080808A	1,565 eV	-0,133	$3,6 \cdot 10^5$	$1,03 \cdot 10^{11}$	9 nm
D040817B	1,535 eV	-0,280	$5,0 \cdot 10^5$	$0,90 \cdot 10^{11}$	15 nm

(b) Einseitig Si-dotierte [311] Probe

Proben-nummer	E_{PL} e1-h1	$g_{e,\perp}$	μ_h ($\frac{cm^2}{Vs}$)	n_h ($\frac{1}{cm^2}$)	d_{QT}
11-17-99.1	1,536 eV	-0,30	$6,5 \cdot 10^5$	$1,66 \cdot 10^{11}$	15 nm

(c) Zweifach doppelseitig C-dotierte [100] Probe

Proben-nummer	E_{PL} e1-h1	$g_{e,\perp}$	μ_h ($\frac{cm^2}{Vs}$)	n_h ($\frac{1}{cm^2}$)	d_{QT}
D090202A	1,535 eV	-0,29	$4,1 \cdot 10^5$	$0,68 \cdot 10^{11}$	15 nm

Tab. 2.1: Probendaten: E_{PL} e1-h1: Energie des ersten optischen Übergangs in PL bei 4,2 K; $g_{e,\perp}$: in-plane Elektronen-g-Faktor; μ_h : Loch-Beweglichkeit bei 1,3 K; n_h : Lochdichte bei 1,3 K; d_{QT} : Quantentrogbreite.

Quanten-Hall-Messungen in van-der-Pauw-Geometrie bestimmt. Die Elektronen-g-Faktoren wurden durch lineare Fits an die Präzessionsfrequenzdispersionen von zeitaufgelösten Kerr- (TRKR) bzw. Faraday-Rotations-Messungen (TRFR) bei $T = 1,1$ K bestimmt. Das nicht direkt messbare Vorzeichen wurde durch Vergleich mit der Literatur bestimmt [Yug07]. Der Vorzeichenwechsel im g-Faktor findet bei ~ 6 nm QT-Breite statt, weshalb die Vorzeichen hier eindeutig festgelegt werden konnten. Die Übergangsenergien wurden spektroskopisch durch PL-Messungen bei 4,2 K gewonnen.

Bei der Fabrikation wurde die Dotierstärke so angepasst, dass für alle Proben eine möglichst identische Ladungsträgerdichte im Bereich von $1 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^2$ erreicht wurde. Die Beweglichkeit der Proben liegt im Bereich von $0,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, lediglich der schmalste, 4 nm breite Quantentrog hat wie zu erwarten aufgrund des gestiegenen Einflusses der Grenzflächen eine geringere Beweglichkeit.

Dadurch, dass es abhängig von der Position auf dem Wafer zu Schwankungen bei der Fabrikation kommen kann, sind Abweichungen von den Absolutwerten in der Tabelle von Probenstück zu Probenstück desselben Wafers möglich. An Stellen, an denen dies die Interpretation der Ergebnisse beeinflusst, wird dies explizit vermerkt.

2.5.2 Aufbau der einseitig dotierten Proben

Die Probenstruktur der einseitig dotierten Proben ist schematisch in Abbildung 2.8(a) gezeigt. Das Wachstumsprotokoll der [100]-gewachsenen Proben ist in Tabelle 2.2 angegeben. Die Si-dotierte [311]-Probe ist qualitativ identisch. Die exakte Dicke der Schichten wurde technisch bedingt bei dennoch ähnlicher Ladungsträgerdichte jedoch geringfügig anders gewählt.

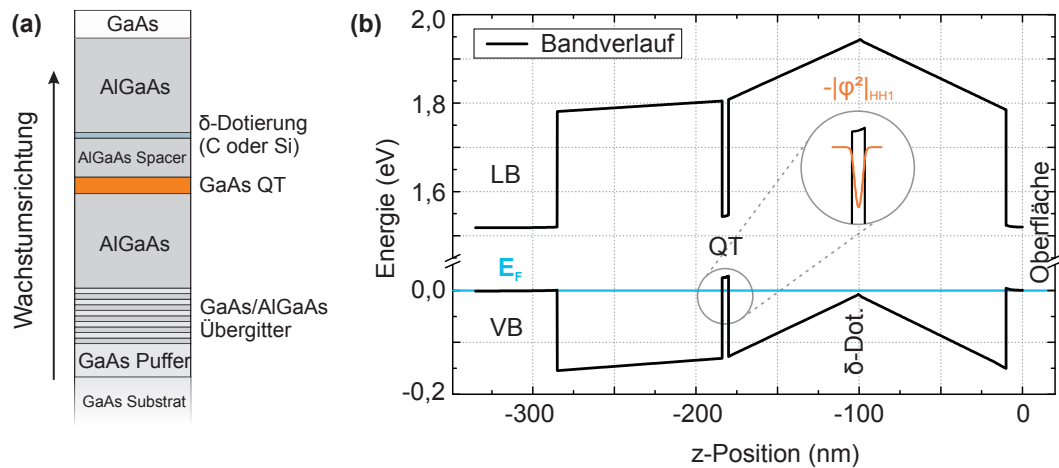


Abb. 2.8: (a) Schichtfolge der [100]-gewachsenen Proben mit einseitiger Dotierung. Die Schichtdicken sind zur übersichtlicheren Darstellung nicht maßstabsgetreu abgebildet. (b) Mit *nextnano*³ in Effektiv-Massen-Näherung berechnetes Bandprofil bei einer Gittertemperatur von 4 K. Das Betragsquadrat der ersten Schwerloch-Wellenfunktion ist im Inset in Orange eingezeichnet. Die Simulation berücksichtigt keine Oberflächenzustände, weshalb die Bandkanten dort relativ zur Fermienergie E_F nicht korrekt positioniert sind. Dies beeinflusst jedoch den für uns wichtigen Verlauf im Bereich des QTs nicht, weshalb keine weiteren Anpassungen vorgenommen wurden. Die Abwesenheit eines parallelen Kanals wurde in Transportmessungen bestätigt.

Tab. 2.2:
Wachstumsprotokoll
der einseitig dotierten
[100]-Quantentrogproben
(beginnend beim Substrat
in der letzten Zeile).

10 nm	GaAs	Deckschicht
90 nm	AlGaAs	Barriere
-	C (Si bei [311])	δ -Dotierung
80 nm	AlGaAs	Spacer
4-15 nm	GaAs	Quantentrog
145 nm	AlGaAs	Barriere
2-3 nm	GaAs	} 100 Zyklen: Übergitter
10 nm	AlGaAs	
500 nm	GaAs	
350 μm	GaAs-Substrat	

Zwischen Substrat und den aktiven Schichten befindet sich ein Übergitter aus 100 Zyklen von Doppelschichten aus AlGaAs und GaAs. Diese Schichten dienen dazu, Verunreinigungen einzuschließen und Gitterdefekte zu minimieren, um reinste Systeme zu erzielen. Sie wirken sich aufgrund der Distanz zum Quantentrog nicht auf die Bandstruktur der aktiven Schicht aus. In der Probe mit 4 nm Quantentrog wurden die Dicke dieser GaAs-Schichten von 3 auf 2 nm verringert, um den energetischen Abstand der Übergitter-QTe zum aktiven QT weiterhin ausreichend groß für spektroskopische Untersuchungen zu halten. Die AlGaAs-Schichten des Übergitters werden wie in Kapitel 2.6.1 beschrieben als Ätzstopp beim naschemischen Entfernen des Substrats verwendet.

Der Quantentrog selbst wird von einer GaAs-Schicht gebildet, der von einer Barriere aus AlGaAs umschlossen wird. Eine vom Quantentrog entfernt eingebrachte δ -Dotierung sorgt für eine Loch-Ladungsträgerdichte im Bereich von $n = 1 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$. Durch die Dotierung außerhalb des Quantentrogs können höchste Beweglichkeiten erzielt werden, da Streuzentren in der aktiven Schicht vermieden werden (Modulationsdotierung). Als Dotiermaterial wurde bei (100)-Substraten Kohlenstoff verwendet, beim (311)-Substrat Silizium.

Zuletzt wird eine GaAs-Deckschicht gewachsen, um die AlGaAs-Barriere, die von Sauerstoff oxidiert werden würde, vor Kontakt mit der Atmosphäre zu schützen.

Bandprofil: Die Bandprofile der Proben wurden mithilfe von *nextnano*³ berechnet. Mit dieser Software ist es möglich, die Poisson- und Schrödingergleichung des Systems selbstkonsistent zu lösen. Für die Berechnung der Bandprofile und Zustände in den Bändern wurde eine eindimensionale Effektive-Massen-Näherung verwendet.

Der berechnete Bandverlauf für die einseitig dotierte Probe mit 4 nm Quantentrogbreite ist in Abbildung 2.8(b) gezeigt. Während der Bandverlauf im QT deutlich asymmetrisch ist, wirkt sich die einseitige Dotierung aufgrund des starken Einschlusses im abgebildeten, nur 4 nm breiten QT kaum auf die Position der Wellenfunktion aus. Der Schwerpunkt der Aufenthaltswahrscheinlichkeit wird nur um 0,05 nm (etwa 1 % der Quantentrogbreite) zur Dotierung hin verschoben. Dies steht in Kontrast zu Rechnungen, die für die breiteren Quantentröge durchgeführt wurden. Hier ist die Wellenfunktion deutlich asymmetrisch und in die Nähe der Grenzschicht verschoben. Dies wird später in Abbildung 6.11 beim Vergleich der Spindynamik der verschiedenen Proben nochmals aufgegriffen.

2.5.3 Aufbau der doppelseitig dotierten Probe

Des Weiteren wurde eine [100]-Probe mit symmetrischem Dotierprofil angefertigt. Hier sorgen vier Dotierschichten dafür, dass der Bandverlauf im Quantentrog - im Gegensatz zum einseitigen Dotierprofil - nahezu eben verläuft. Die Wellenfunktion wird dadurch ebenfalls symmetrisch und rückt weg von den Schichtgrenzen in die

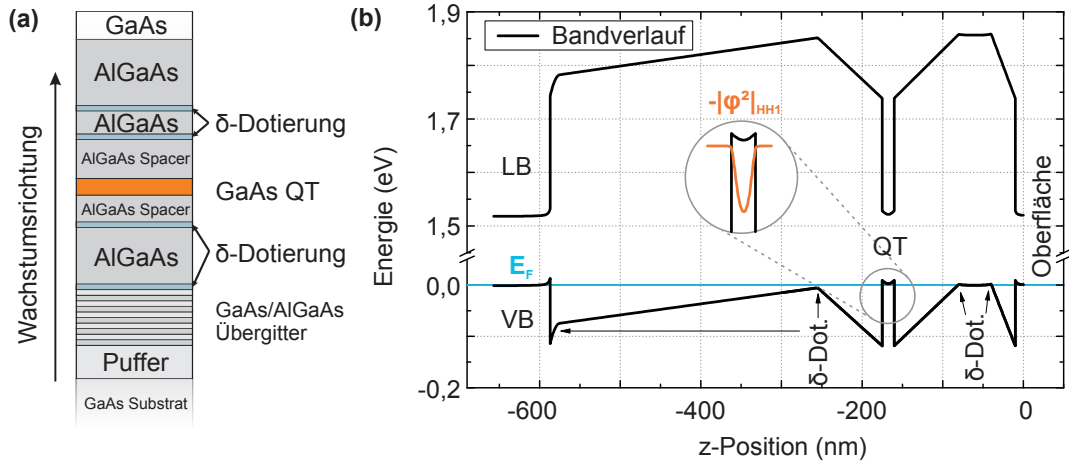


Abb. 2.9: (a) Schichtfolge der Probe mit vierfacher Dotierung. Die Schichtdicken sind zur übersichtlicheren Darstellung nicht maßstabsgetreu abgebildet. (b) Mit *nextnano*³ in Effektiver-Massen-Näherung berechnetes Bandprofil für das doppelseitige Dotierschema bei einer Gittertemperatur von 4 K. Bei 0 nm befindet sich die Probenoberfläche. Die Simulation berücksichtigt keine Oberflächenzustände, weshalb die Bandkanten dort relativ zur Fermienergie E_F nicht korrekt positioniert sind. Dies beeinflusst jedoch den Verlauf im für uns wichtigen Bereich des QTs nicht, weshalb hier keine weiteren Anpassungen vorgenommen wurden. Das Betragsquadrat der ersten HH-Wellenfunktion ist im Inset in Orange eingezeichnet.

10 nm	GaAs	Deckschicht
30 nm	AlGaAs	
-	C	4. Kohlenstoff- δ -Dotierung
40 nm	AlGaAs	
-	C	3. Kohlenstoff- δ -Dotierung
80 nm	AlGaAs	Spacer
15 nm	GaAs	Quantentrog
80 nm	AlGaAs	Spacer
-	C	2. Kohlenstoff- δ -Dotierung
320 nm	AlGaAs	Spacer
-	C	1. Kohlenstoff- δ -Dotierung
3 nm	GaAs	} 100 Zyklen: Übergitter
10 nm	AlGaAs	
500 nm	GaAs	
350 μ m	GaAs-Substrat	

Tab. 2.3: Wachstumsprotokoll der vierfach dotierten Quantentrogprobe.

25 ml	Reinstwasser
30,2 g	Zitronensäuremonohydrat ($\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7 \cdot \text{H}_2\text{O}$)
10 ml	Wasserstoffperoxid (H_2O_2) 30 %

Tab. 2.4: Zusammensetzung der Lösung zum selektiven Ätzen von GaAs.

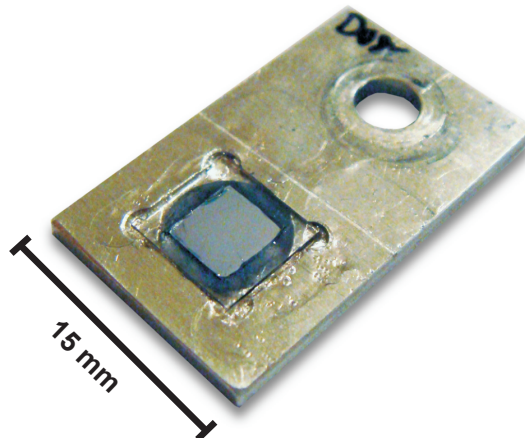


Abb. 2.10: Nasschemisch gedünnte Probe: Die Probe wurde in einen Aluminium-Probenhalter eingeklebt.

Mitte des Quantentrogs. Ein derartiger Probenaufbau führte bereits bei Elektrosensystemen zu höchsten Beweglichkeiten [Uma09]. Die hohe Qualität der Probe garantiert auch hier eine sehr gute Ladungsträgerbeweglichkeit (vgl. Tabelle 2.1).

Die Schichtfolge ist in Abbildung 2.9(a) gezeigt, das Bandprofil in Abbildung 2.9(b) und das dazugehörige Wachstumsprotokoll in Tabelle 2.3.

2.6 Probenpräparation

2.6.1 Nasschemisches Dünnen

Für optische Experimente in Transmission wurden transparente Proben hergestellt. Dazu wurde das GaAs-Substrat, auf dem die Proben gewachsen wurden, entfernt. Dies erfolgte in drei Schritten: Zuerst wurden die Proben in einem Ultraschallbad mit Aceton gereinigt und auf ein Saphir-Keilsubstrat mit optisch transparentem Kleber fixiert. Anschließend wurde der Großteil des Substrats mechanisch durch Schleifen abgetragen. Zum Schluss wurde mittels eines selektiven nasschemischen Ätzprozesses der Rest bis zum AlGaAs/GaAs-Übergitter entfernt. Der Präparationsprozess wird in [Kug09a] ausführlich beschrieben.

Die Zusammensetzung der verwendeten Ätzlösung, mit der laut [DeS92] eine 100 mal höhere Ätzrate in GaAs als in AlGaAs und damit optimale Selektivität erreicht wird, ist in Tabelle 2.4 angegeben. Die Mengen entsprechen einem Verhältnis von 5:1 bei Verwendung der in [DeS92] angegebenen Ausgangslösungen von

$C_6H_8O_7$ bzw. H_2O_2 . Das Ätzen erfolgt bei Raumtemperatur ($23^\circ C$). Die Ergebnisse dieser Methode erwiesen sich als hochgradig reproduzierbar und lieferten Proben höchster optischer Qualität.

Im Resultat erhält man deutlich transparente Probenstücke. Sie erscheinen im Gegenlicht - korrespondierend zur Bandlücke des Materials - dunkelrot, während die Reflexion silbrig glatt erscheint, wie in Abbildung 2.10 gezeigt.

2.6.2 Herstellung der Proben mit Gate

Um die Ladungsträgerdichte in den Proben variieren zu können, wurden Proben mit Gate und elektrischen Kontakten hergestellt. Bei den Gates handelt es sich um durch Aufdampfen hergestellte, halbtransparente NiCr-Schichten von etwa 6 nm Dicke und einer Transmission von 50-70 %. Abbildung 2.11 zeigt eine fertig präparierte Probe mit Gate und elektrischen Kontakten.

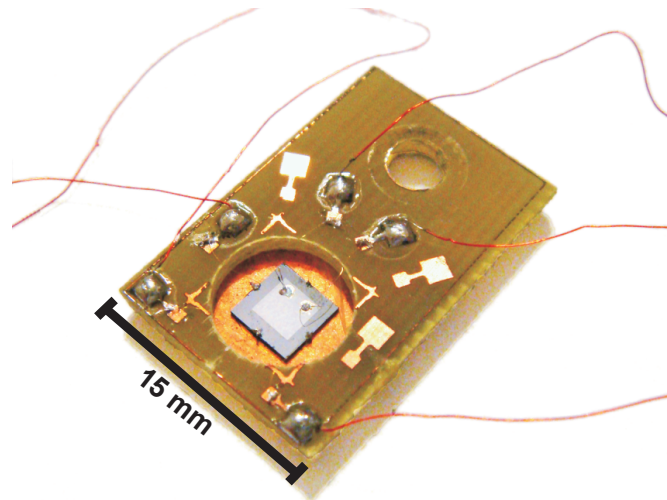


Abb. 2.11: Probe mit Gate:
Die Probe wurde auf ein Kupferplättchen geklebt und die elektrischen Kontakte zu den umliegenden Lötfeldern geführt.

Zuerst wurde das etwa $5 \times 5 \text{ mm}^2$ große Probenstück mit Aceton in einem Ultraschallbad gereinigt. Die Ränder der Probe wurden 1 mm breit mit einer geeigneten Maske abgedeckt und die Probe auf einem Glasplättchen in eine Bedampfungsanlage eingebracht. Im Vakuum ($p < 10^{-3} \text{ mbar}$) wurde auf die Oberseite der Probe eine nominell 6 nm dicke NiCr-Schicht aufgedampft, welche eine Transmittivität von 50-70 % aufweist. Die aufgebrachte Materialmenge wurde parallel zum Aufdampfprozess mit einem Schwingquarz bestimmt. Die Transparenz des Gates wurde durch eine Transmissionsmessung mit einer Laserdiode ($\lambda = 632 \text{ nm}$) an dem im selben Schritt mit bedampften Glasplättchen bestimmt.

Anschließend folgte die elektrische Kontaktierung des 2D-Systems. Dazu wurde die Oberseite der Probe an den Kanten jeweils mittig eingeritzt und dort mit einem sauberen LötKolben eine Legierung aus 95% Indium und 5% Zink aufgebracht. Zum Einlegieren der Kontakte wurde die Probe unter Formiergasatmosphäre innerhalb von 60 Sekunden auf $350^\circ C$ aufgeheizt und 60 Sekunden auf

dieser Temperatur gehalten. Danach wurde die Probe in einen vorbereiteten Probenhalter eingeklebt. An den einlegierten Kontakten wurden wiederum mit In/Sn dünne Golddrähte angelötet.

An den Probenhalter wurden bereits zuvor Kupferlackdrähte mit steckbaren Kontakten angelötet. Dies ist vorab notwendig, da bei Durchführung dieser Arbeiten mit eingeklebter Probe die Flussmitteldämpfe diese angreifen und unbrauchbar machen.

Auf dem Gate wurden mit Leitsilber² ebenfalls zwei dünne Golddrähte angebracht. Nach 2 Stunden Trockenzeit wurden die Golddrähte an den Kontaktflächen des Probenhalters angelötet.

Die Qualität und Funktionsfähigkeit der Kontakte wurde durch Widerstandsmessungen überprüft. Typische Werte bei Raumtemperatur sind Widerstände im Bereich von 50 k Ω von einem Kontakt des 2D-Systems zu einem der anderen Kontakte des 2D-Systems, 10 k Ω von einem zum anderen Gatekontakt und 50 k Ω vom Gate zum 2D-System. Beim Abkühlen der Probe im Kryostaten steigen die Widerstandswerte in den M Ω -Bereich.

²Art.Nr. 6200 0002 *Leitsilber 200* der Firma Demetron, Hanau; jetzt Ferro GmbH, Hanau

Kapitel 3

Spin in Halbleitern

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Halbleiter-Spindynamik eingeführt. Hiervon ausgehend werden in den späteren Kapitel die eigenen Ergebnisse präsentiert.

3.1 Optische Erzeugung einer Spinpolarisation

Für die Experimente zur Spindynamik muss eine endliche Ausgangs-Spinpolarisation im System erzeugt werden. Dies geschieht in dieser Arbeit optisch durch Anregung mit zirkular polarisiertem Licht.

Der effektive Spinpolarisationsgrad P_n ist definiert als die Differenz der Anzahl der Ladungsträger in den Zuständen „Spin up“ und „Spin down“, n_+ und n_- , geteilt durch die Gesamtzahl der Spins.

$$P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \quad (3.1)$$

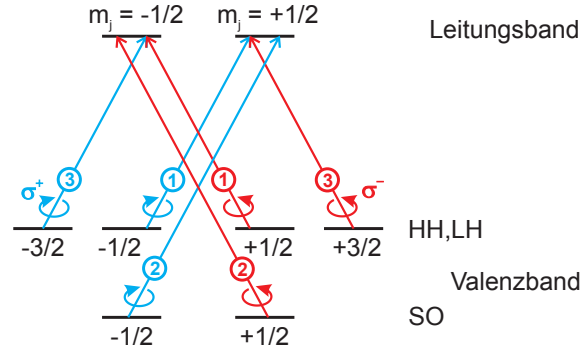
Die relative Anzahl der Ladungsträger in den jeweiligen Zuständen ergibt sich durch die optischen Auswahlregeln in Halbleitern und die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb der verschiedenen Bänder. Diese sind in Abbildung 3.1 für GaAs-Volumenmaterial eingezeichnet.

Bei breitbandiger Anregung, die die Übergänge aus dem Schwerloch-, Leichtloch- und Split-Off-Band mit einbezieht, kommt keine Spinpolarisation zustande:

$$P_{\sigma^+, \text{breitbandig}} = \frac{2 + 1 - 3}{2 + 1 + 3} = 0. \quad (3.2)$$

Dabei geht die relative Übergangswahrscheinlichkeit vom Schwerloch (HH)-Band ($m_j = -3/2$) ins Leitungsband bei $m_j = -1/2$ mit -3 ein, während die beiden Übergänge von Leichtloch (LH)-Band und Split-Off (SO)-Band nach $m_j =$

Abb. 3.1: Optische Auswahlregeln und relative Übergangswahrscheinlichkeiten unter Berücksichtigung des untersten Leitungsbands und der obersten drei Valenzbänder in bulk GaAs: Die Pfeile geben die erlaubten Übergänge bei Absorption von rechts- (σ^+) bzw. linkszirkular (σ^-) polarisiertem Licht an, die Zahlen in den Kreisen geben die relative Stärke der Übergänge an [Mei84].



$+1/2$ mit $+1$ bzw. $+2$ eingehen, vgl. Abb. 3.1. Insgesamt addieren sich die Beiträge zu Null.

Bei Übergängen aus Schwerloch- und Leichtlochband, wie zum Beispiel in Volumenmaterial oder in 2D-Systemen mit kleiner HH-LH-Aufspaltung, beträgt der maximal erreichbare Spinpolarisationsgrad 50%, da der Übergang aus dem SO-Band wegfällt:

$$P_{\sigma^+, \text{Volumen}} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -\frac{1}{2}. \quad (3.3)$$

Für 2D-Systeme ist es aufgrund der HH-LH-Aufspaltung möglich, mit einem schmalbandigen Laser selektiv Übergänge vom Schwerlochband ins Leitungsband anzuregen. Damit ergibt sich für zirkular polarisiertes Licht in 2D-Systemen ein maximaler Spinpolarisationsgrad von 100%:

$$P_{\sigma^+, 2D} = \frac{0 - 3}{0 + 3} = -1. \quad (3.4)$$

In den Experimenten in dieser Arbeit wurde immer selektiv vom Schwerlochband ins Leitungsband angeregt, um einen maximalen Spinpolarisationsgrad zu erreichen. Das Leichtlochband ist selbst in den breitesten verwendeten Quantentrögen mit 15 nm Breite nach Abb. 2.6 bereits mindestens 6 meV abgespalten und wird damit vom Laser mit einer Halbwertsbreite von etwa 1 meV nicht mehr angeregt. Auch in den Experimenten mit gezielt nichtresonanter Anregung, die an einem 4 nm QT angefertigt wurden, war die maximale Verstimmung des Lasers gegen das HH-Band immer kleiner als der dortige Abstand zum LH-Band von etwa 20 meV.

Durch die p-Dotierung der Proben existieren bereits im Gleichgewichtszustand unpolarisierte Löcher. Dadurch sinkt der Spinpolarisationsgrad insgesamt, da immer ein Hintergrund von unpolarisierten Löchern vorhanden ist. Rechnerisch lässt sich dies durch Hinzufügen der Zahl der unpolarisierten Ladungsträger zum Nenner in Gleichung 3.1 beschreiben.

Ein direkter Nachweis des Spinpolarisationsgrades ist zum Beispiel über polarisationsaufgelöste Photolumineszenz möglich. Ausführliche Untersuchungen dazu finden sich z.B. in [Pfa05].

3.2 Spindynamik in Halbleitern

In diesem Kapitel wird eine grundlegende Einführung in die Theorie der Spindynamik in Halbleitern gegeben. Die Evolution einer Spinpolarisation \mathbf{M} in einem externen Magnetfeld $\mathbf{B}(t) = B_0 \hat{\mathbf{x}} + \mathbf{B}_1(t)$ wird durch die phänomenologischen Bloch-Torrey-Gleichungen beschrieben [Blo46, Tor56].

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \frac{\mu_b g_L}{\hbar} (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x - M_x^0}{T_1} + D \nabla^2 M_x \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = \frac{\mu_b g_L}{\hbar} (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D \nabla^2 M_y \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = \frac{\mu_b g_L}{\hbar} (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z}{T_2} + D \nabla^2 M_z \quad (3.7)$$

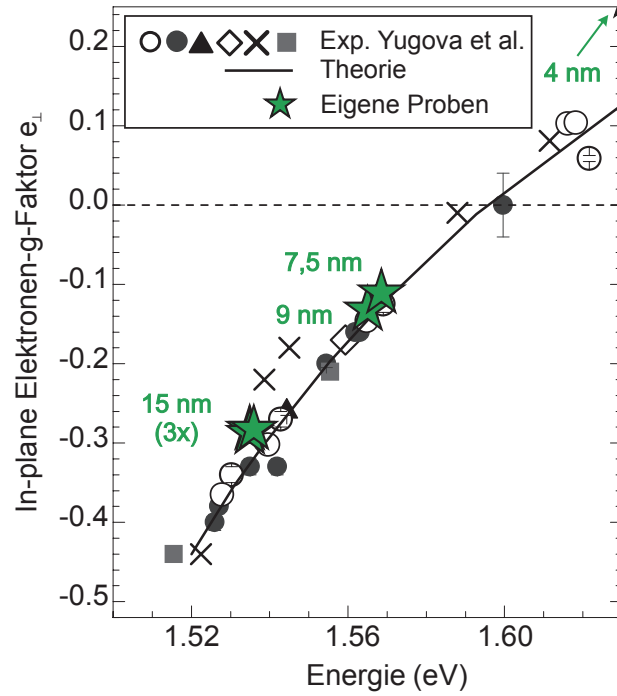
Der erste Term auf der rechten Seite bezeichnet darin die Präzession im Magnetfeld. Der darin auftretende Lande-g-Faktor g_L als Maß der Interaktion der Spins mit dem angelegten Magnetfeld wird in den Abschnitten 3.2.1 bzw. 3.2.2 näher erläutert. Der zweite Term beschreibt die Spinrelaxation und der letzte Term die Spindiffusion mit Diffusionskonstante D .

Spindiffusionsprozesse wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht beobachtet. Der Durchmesser des Laserspots lag in allen Experimenten im Bereich von $100 \mu\text{m}$ und war damit groß genug, dass Diffusionsprozesse nicht ins Gewicht fallen. Außerdem wird die Beweglichkeit der Löcher durch Lokalisation bei den verwendeten tiefen Temperaturen eingeschränkt.

In den Bloch-Torrey-Gleichungen treten verschiedene Spinlebensdauern auf. T_1 in Gleichung 3.5 bezeichnet die longitudinale Spinrelaxationszeit der Spins in Magnetfeldrichtung, welche durch die energetische Aufspaltung der Spinniveaus beeinflusst wird: Aufgrund der Zeeman-Aufspaltung im Magnetfeld ist ein Spinflip in longitudinaler Richtung immer auch mit Energielaxation verknüpft. T_2 in Gleichung 3.6 und 3.7 bezeichnet die irreversible Spindephasierungszeit in die beiden anderen Raumrichtungen. Soweit nicht explizit angegeben, wurde das Magnetfeld in x-Richtung in der Quantentrobebene angelegt und die Spinpolarisation senkrecht zur Quantentrobebene in z-Richtung erzeugt. In diesem Fall ist lediglich die Spindephasierungszeit T_2 von Interesse, da der Spin sich nur in der y-z-Ebene bewegt.

Bei diesen Gleichungen wird die sogenannte Ensembledephasierung, die in Kapitel 3.3.6 eingeführt wird, noch nicht berücksichtigt. Es sei außerdem angemerkt,

Abb. 3.2: Abhängigkeit des in-plane Elektronen-g-Faktors im Quantentrog von der Übergangsenergie. Die Punkte zeigen experimentelle Daten verschiedener Proben aus [Yug07] im Vergleich mit Daten unserer Proben. Die durchgezogene Kurve beschreibt die theoretische Vorhersage für einen Aluminiumgehalt von 30 % in der Barriere.



dass dieser Gleichungssatz als Prototyp der theoretischen Beschreibung von Spin-Prozessen lediglich eine grundlegende Vorstellung vermitteln kann. Ein Überblick über tiefergehende Beschreibungen findet sich beispielsweise in [Dya08].

3.2.1 Der Elektronen-g-Faktor in Halbleiter-Heterostrukturen

Für die Interaktion von Elektronen- und Lochspins ist der g-Faktor der Elektronen von Interesse. Der Elektronen-g-Faktor in 2D zeigt im Vergleich zu Löchern nur eine geringe Richtungsanisotropie und eine einfache Abhängigkeit von der Übergangsenergie des ersten optischen Übergangs und damit der Quantentrogbreite [Yug07].

Der Elektronen-g-Faktor in breiten Quantentrögen liegt nahe bei dem Wert des g-Faktors in bulk-GaAs $g_{e,\text{GaAs}} \cong -0,44$. In $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ beträgt er $g_{e,\text{AlGaAs}} \cong +0,4$. Für schmalere Quantentröge liegt er aufgrund steigender Eindringtiefe der Wellenfunktion ins Barrierenmaterial zwischen diesen beiden Werten [Sne91]. Ein weiterer Beitrag ergibt sich durch die größere Nichtparabolizität des Leitungsbandes bei den höheren Energien, die in schmalen Quantentrögen besetzt werden. Die Abhängigkeit des in-plane Elektronen-g-Faktors von der Übergangsenergie ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Die dort mit aufgetragenen g-Faktoren unserer Proben sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Die Anisotropie zwischen in-plane und out-of-plane g-Faktor ist bei Elektronen deutlich schwächer als bei Löchern. Der out-of-plane g-Faktor zeigt bei der

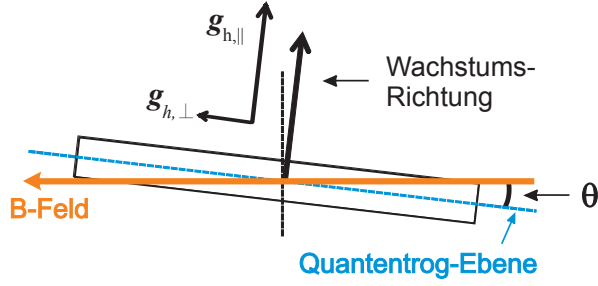


Abb. 3.3: Lage der beiden Loch-g-Faktor-Komponenten relativ zur Quantentrogenebene unter einem Verkipfungswinkel θ zum angelegtem Magnetfeld.

Abhängigkeit von der Quantentrogbreite zum in-plane g-Faktor analoges Verhalten [Yug07]. Da die maximalen Verkipfungswinkel in dieser Arbeit im Bereich von 10 Grad lagen, kann die geringe Beimischung des out-of-plane g-Faktors vernachlässigt werden.

3.2.2 Der Loch-g-Faktor

Der Loch-g-Faktor in Halbleiter-Heterostrukturen ist im Allgemeinen eine nicht-triviale Funktion verschiedener Parameter wie Bandverlauf, k-Vektor, Magnetfeldrichtung, Temperatur oder Kristallrichtung [Kub11].

Für kleine k-Vektoren und gegebenen Bandverlauf kann der Loch-g-Faktor (bzw. dessen Darstellung für alle Magnetfeldrichtungen als g-Tensor) in guter Näherung als konstant betrachtet werden.

Für Löcher zeigt sich in niedrigen Dimensionen eine g-Faktor-Anisotropie zwischen in-plane g-Faktor (g_{\perp}) und einem in der Regel deutlich größeren out-of-plane g-Faktor (g_{\parallel}) aufgrund der Einschränkung der Wellenfunktion auf eine niedrigere Symmetrie [Win00].

Je nachdem, in welchem Winkel θ zur Quantentrogenebene das Magnetfeld angelegt wird, stellt sich ein effektiver g-Faktor (g^*) ein, der durch geometrische Addition der beteiligten g-Faktoren bestimmt werden kann:

$$g_h^*(\theta) = \sqrt{g_{h,\parallel}^2 \sin^2 \theta + g_{h,\perp}^2 \cos^2 \theta}. \quad (3.8)$$

Die Anordnung der verschiedenen Komponenten zur Quantentrogenebene ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht.

Selbst kleine Beimischungen des out-of-plane g-Faktors können so nach Gleichung (3.8) bereits zu einem deutlichen Ansteigen des effektiven g-Faktors führen.

Die in dieser Arbeit bestimmten Werte sowohl von g_{\parallel} als auch von g_{\perp} finden sich in Kapitel 6.2.

In-plane Loch-g-Faktor

Für den einfachsten Fall in [100]-Richtung gewachsener, symmetrischer Quantentöpfe wurde für alle Beiträge bis Störungstheorie zweiter Ordnung ein verschwin-

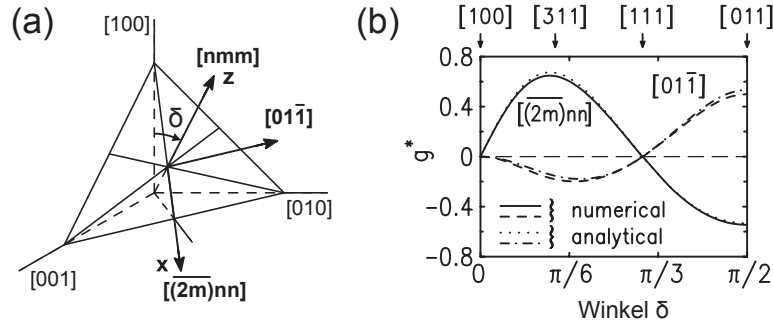


Abb. 3.4: Anisotropie des Loch g -Faktors abhängig von der Wachstumsrichtung: (a) Kristallrichtungen in der Probe: Mit $[nm\bar{m}]$ wird die um den Winkel δ gegen die $[100]$ Richtung verkippte Wachstumsrichtung bezeichnet. Die beiden orthogonalen in-plane-Richtungen sind dann $[01\bar{1}]$ und $[(2m)nn\bar{m}]$ (b) Berechnete in-plane Komponenten des Loch g -Faktors g^* : Bei etwa $\pi/7$ ist die Wachstumsrichtung z.B. $[311]$ und die beiden in-plane-Richtungen $[01\bar{1}]$ und $[\bar{2}33]$. Die erwarteten g -Faktoren liegen dort dann bei ca. $-0,2$ bzw. ca. $0,7$ (adaptiert aus [Win00]).

dender in-plane g -Faktor vorhergesagt [Win00]. In Experimenten wurden an verschiedenen asymmetrischen $[100]$ -QTen g -Faktoren im Bereich um $|g_{\perp}| = 0,05$ gefunden [Mar99, Syp07].

Die berechnete Abhängigkeit der in-plane-Beiträge von der Wachstumsrichtung ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Während für die hochsymmetrische $[100]$ -Wachstumsrichtung ($\delta = 0$) ein isotroper in-plane g -Faktor erwartet wird, sind für andere Wachstumsrichtungen auch in der Quantentrogenebene Anisotropien möglich, vgl. Abbildungstext.

Experimentell wurde auch eine deutliche Veränderung des Loch- g -Faktors mit der Temperatur festgestellt. In [Syp07] stieg der g -Faktor in einem $[100]$ -gewachsenen 15 nm QT von 0,030 auf 0,057 beim Absenken der Temperatur von 6 K auf 1,6 K.

Out-of-plane Loch- g -Faktor

Für den out-of-plane g -Faktor wurde an $[100]$ -gewachsenen Quantentrögen Werte zwischen $|g_{\parallel}| = 0,6$ und $|g_{\parallel}| = 2,3$ gefunden [Syp07, Sap92]. Der breite Wertebereich lässt sich durch eine starke Abhängigkeit von der Quantentrogbreite erklären, die durch indirekte Bestimmung des Loch- g -Faktors über die Differenz von Exzitonen- und Elektronen- g -Faktor nachgewiesen wurde [Sne92]. Die Ergebnisse wurden durch weitere spektroskopische Untersuchungen bestätigt [Che06].

Der dort gefundene Zusammenhang zwischen out-of-plane Loch- g -Faktor und Quantentrogbreite ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Es wurde ein Nulldurchgang des

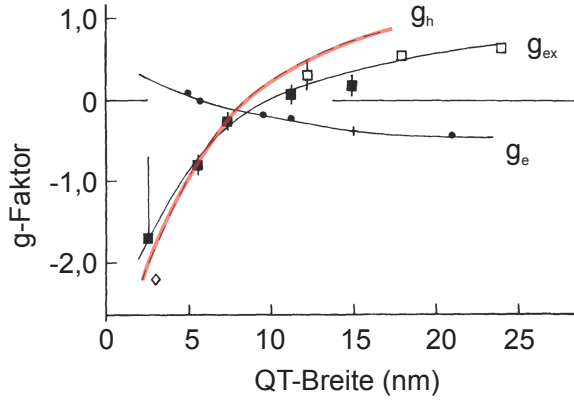


Abb. 3.5: Out-of-plane Loch-g-Faktor: Das Diagramm zeigt gemessene Exzitonen- (g_{ex} , quadratische Symbole) und Elektronen-g-Faktoren (g_e , runde Symbole) in QT unterschiedlicher Breite. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung. Die Differenz der beiden ergibt den out-of-plane Loch-g-Faktor g_h (rote Linie). Adaptiert aus [Sne92].

Loch-g-Faktors bei etwa 8 nm Quantentrogbreite beobachtet. Abseits dieses Bereichs ist der g-Faktor - wie bereits erwähnt - deutlich größer als die nahezu verschwindende in-plane-Komponente.

3.3 Lochspindephasierungsmechanismen

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die auf Lochspins wirkenden Relaxations- und Dephasierungsmechanismen gegeben. Im Verlauf dieser Arbeit gewonnene neue Erkenntnisse dazu werden in den jeweiligen experimentellen Kapiteln präsentiert. Dies gilt insbesondere für den Einfluss verschiedener Faktoren (Anregungsdichte, Anregungswellenlänge) auf die schnelle Dephasierung von Lochspins während der Impulstreuezeit.

3.3.1 Lochspinrelaxation durch Valenzbandmischung

Von Hilton et al. wurde in Bulk-GaAs bei Raumtemperatur eine Lochspinlebensdauer von 110 ± 10 fs gemessen [Hil02]. Auch in vielen weiteren Experimenten zur Elektronenspindynamik zeigt sich, dass die Lochspins bereits unmittelbar nach der Anregung nicht mehr nachweisbar sind [Mei84]. Sie relaxieren auf der Zeitskala der Impulstreuezeit, welche im Bereich von einigen Femtosekunden bis Pikosekunden liegt.

Der dominierende Mechanismus für Lochspinrelaxation in 3D-Systemen ist Streuung mit einer Änderung der Spinausrichtung. Streuung kann hierbei beispielsweise an Phononen, weiteren Löchern, Elektronen oder Störstellen auftreten. Dieser Mechanismus ist für die irreversible Spindephasierungszeit T_2 verantwortlich. Dies liegt daran, dass die Lochwellenfunktionen für $k \neq 0$ aufgrund der starken Mischung der Schwerloch- und Leichtlochbänder keine Spin-Eigenfunktionen des Systems mehr sind. Zudem ist das Valenzband für $k = 0$ entartet. Daher

führt jede Änderung des \mathbf{k} -Vektors durch Streuung zu einer Änderung der Zusammensetzung der Lochwellenfunktion mit wechselnd starkem Schwerloch- bzw. Leichtlochanteil. Da jedoch schwere Löcher Spin $\frac{3}{2}$ besitzen und leichte Löcher Spin $\frac{1}{2}$, bedeutet dies zugleich einen Verlust der Spininformation [Bay95].

Dieser Mechanismus ähnelt dem Elliott-Yafet (EY)-Mechanismus (vgl. Abschnitt 3.3.3), bei dem unter Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung ein Wechsel der Spinausrichtung während eines Streuvorgangs stattfindet [Wu10]. Im Gegensatz zum Elliott-Yafet (EY)-Mechanismus, bei dem die Ladungsträger während der Streuung das Band nicht wechseln, ist hier die Dephasierung aber immer mit einer Änderung der Wellenfunktionszusammensetzung von HH nach LH-Charakter oder umgekehrt verbunden.

Bei Untersuchungen der Elektronenspindynamik wurde den Lochspins daher lange Zeit nur untergeordnete Bedeutung beigemessen. Erst bei Untersuchungen an niedrigdimensionalen Systemen, in denen die Entartung der Valenzbänder aufgehoben wird, zeigte sich, dass die Annahme quasi-instanter Lochspinrelaxation nicht generell gilt.

Durch den Einschluss der Wellenfunktion auf zwei oder weniger Dimensionen wird die Entartung des Valenzbandes bei $k = 0$ aufgehoben, wie in Kapitel 2.2 beschrieben. Mit wachsender Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung nimmt dann der Mischcharakter der Lochwellenfunktion immer weiter ab. Dies stabilisiert die Spinausrichtung während Streuereignissen. Somit steigt die Spinlebensdauer mit sinkender Quantentrogbreite [Sem02, Kor10] und weitere Spindephasierungsmechanismen kommen in Betracht.

Die in den Folgenden drei Abschnitten beschriebenen, \mathbf{k} -Vektor-abhängigen Spindephasierungsmechanismen werden nur in ihren Grundzügen skizziert, da sich die Arbeit auf das Regime tiefer Temperaturen konzentriert, bei dem die Löcher durch Lokalisation ihren Impuls verlieren. Eine ausführlichere Betrachtung findet sich z.B. in [Dya08].

3.3.2 D'Yakonov-Perel-Mechanismus

Für freie, d.h. nicht lokalisierte, Löcher in niedrigen Dimensionen wurde eine direkte Übertragung des D'yakonov-Perel (DP)-Mechanismus [D'y71] der Elektronen auf Löcher vorgeschlagen [Fer93] und experimentell beobachtet [Sch04a]. Bei diesem Mechanismus präzedieren die Spins um das \mathbf{k} -Vektor-abhängige effektive Magnetfeld $\mathbf{B}_{SB}(\mathbf{k})$, das durch die Spin-Bahn (SB)-Wechselwirkung (WW) hervorgerufen wird.

Ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen τ_p - welche jeweils den \mathbf{k} -Vektor ändern - kürzer als die Zeit für einen Präzessionsumlauf τ_Ω , kann der Spin dem SB-Feld nicht schnell genug folgen. Häufige Stöße stabilisieren also den Spin, die Spindephasierungszeit T ist indirekt proportional zur Stoßzeit $T \sim \tau_p^{-1}$.

Bei seltenen Stößen ($\tau_p > \tau_\Omega$) dagegen geht während zwei Streuereignissen aufgrund der Präzession um das - durch den vorhergehenden Stoß zufällig gewählte

- SB-Feld $\mathbf{B}_{SB}(\mathbf{k}')$ die Spininformation verloren und die Spinrelaxationszeit wird direkt proportional zur Stoßzeit $T \sim \tau_p$. Zwischen beiden Regimes ergibt sich ein Übergangsbereich, in der die Abhängigkeiten ineinander übergehen [Bra02]. Das Regime, in dem häufige Stöße stattfinden, ist unter dem Schlagwort „Motional-Narrowing“-Regime bekannt [Mei84].

Für schwere Löcher in Quantentrögen und ähnlichen Probandaten wie den unsrigen wurde eine gute Übereinstimmung von Experiment und Theorie unter Annahme eines „Motional-Narrowing“-Regimes gefunden [Sch04a]. Im Allgemeinen ist jedoch, auch aufgrund der komplexen Valenzbandstruktur, eine sorgsame Analyse der auftretenden Streuzeiten und Spin-Bahn-Felder notwendig, um den Einfluss des DP-Mechanismus zu bestimmen.

3.3.3 Elliott-Yafet-Mechanismus

Auch eine direkte Übertragung des für Elektronen eingeführten Elliott-Yafet-Mechanismus [Yaf52, Ell54, Mei84] auf Löcher ist denkbar. Dort findet unter Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung ein Wechsel der Spinausrichtung während eines Streuvorgangs statt.

In Metallen und Materialien mit kleiner Bandlücke und großer SB-WW ist dies der dominierende Spinrelaxationsmechanismus. Im Gegensatz zur Dephasierung durch Valenzbandmischung wie oben beschrieben bleibt das Loch hierbei während des Spinflips im gleichen Band. Für unsere Proben ist er jedoch von untergeordneter Bedeutung: Berechnungen für Quantentröge mit ähnlicher Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit zeigen, dass der Beitrag dieses Mechanismus um drei Größenordnung kleiner ist als der des DP-Mechanismus und damit vernachlässigbar [Sch04a].

3.3.4 Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus

Der dritte wichtige Spinrelaxationsmechanismus, der bereits aus der Elektronenspindynamik bekannt ist, ist der Bir-Aronov-Pikus (BAP)-Mechanismus [Bir75]. Hierbei streut ein Elektron mit einem Loch entgegengesetzter Spinausrichtung und tauscht dabei die Spinausrichtung mit diesem. Dies führt z.B. in p-dotiertem Systemen mit einem großen Reservoir an unpolarisierten Löchern zu einem schnellen Spinverlust der Elektronen: Die Elektronen übertragen ihre Spininformation an die Löcher über den BAP-Mechanismus, woraufhin der Spin im Lochsystem wie im Kapitel 3.3.1 beschrieben schnell zerfallen kann.

Der umgekehrte Weg, bei dem langlebige Lochspins bei der Streuung mit unpolarisierten oder schnell relaxierenden Elektronenspins die Spininformation verlieren bzw. austauschen wurde ebenfalls theoretisch beschrieben [Zho08].

In den hier behandelten Proben spielt der BAP-Mechanismus für die langlebigen Lochspinphänomene keine Rolle. Zum einen sind Elektronen nur innerhalb

der - im Vergleich zur Spindynamik - kurzen Photolumineszenzlebensdauer im System vorhanden. Zum anderen übertrifft die Spinlebensdauer der Elektronen die Zeit ihrer Anwesenheit im System, so dass hier kein effektiver Spinzerfallskanal gegeben ist.

3.3.5 Hyperfeinwechselwirkung

Für lokalisierte Löcher, also in QTen bei niedrigen Temperaturen und Anregungsleistungen oder in Quantenpunkten, zeigen sich längste Lochspinlebensdauern [Ebl10, Kor10].

Die Lokalisation in QTen findet dabei an Potentialfluktuationen statt, wie sie z.B. durch die zufällige Verteilung der Dotieratome oder durch Schwankungen in der Quantentrogbreite auftreten. Schwankungen der Quantentrogbreite existieren am Interface zwischen GaAs und AlGaAs bei MBE-Wachstum auf typischen Längenskalen von ~ 50 nm [Wei81]. Durch Lokalisierung verlieren die Löcher ihren Impuls. Bei $k = 0$ in Systemen mit HH-LH-Aufspaltung befinden sich die Löcher dann in einem reinen Schwerloch-Zustand. Dadurch ist Spinrelaxation über die bisher diskutierten k -abhängigen Mechanismen nicht mehr möglich.

Ein Hauptziel dieser Arbeit war die Aufklärung der Spindynamik in diesem Bereich und die Abhängigkeit der Spinlebensdauer von verschiedenen Parametern. Eine genauere Beleuchtung der zugrundeliegenden Mechanismen findet in den jeweiligen Kapiteln statt.

Solange die Löcher nicht durch thermische Aktivierung aus ihrem Lokalisationspotential gehoben werden, limitiert die Wechselwirkung des Lochspins mit dem magnetischen Moment der Kerne des Atomgitters die Spinlebensdauer. Beide stabilen Ga-Isotope haben genau wie As einen Kernspin von $3/2$. Die Ausdehnung der Lochwellenfunktion auf die oben angegebene Inselgröße von etwa 50 nm lässt den einzelnen Lochspin daher typischerweise mit 10^5 Kernspins wechselwirken¹. Deshalb wird oft auch von einem Kernspin-Bad gesprochen. Die Kernspins wechselwirken nur schwach mit ihrer Umgebung und relaxieren daher auf Zeitskalen, die sehr viel länger sind als die der Ladungsträgerspindynamik.

Phänomenologisch wird die Präzession der Ladungsträgerspins durch das sogenannte Overhauser-Feld beschrieben, welches das effektive Feld der Kernspins beschreibt [Ove53].

Die Spindephasierung wird durch zufällige Fluktuationen der Kernspins hervorgerufen. Elektronen wechselwirken aufgrund ihrer s-artigen Wellenfunktion und der damit einhergehenden endlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit über die Kontakt-Hyperfein-Wechselwirkung mit dem Kernspin [Fer30, Lam68, Mer02]. Diese Wechselwirkung ist für Löcher mit ihrer p-artigen Wellenfunktion und verschwindender Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kern unterdrückt. Lange Zeit

¹In einem Volumen von $50 \times 50 \times 10$ nm³ (50×50 nm² Inselgröße, 10 nm QT-Breite) befinden sich bei einer GaAs-Gitterkonstante von ca. 0,565 nm rund 10^5 Atome.

wurde dies als Argument verwendet, um Lochspins eine vernachlässigbare Interaktion mit den Kernspins zu attestieren.

Neuere Rechnungen haben gezeigt, dass die Lochspins über die Dipol-Hyperfein-Wechselwirkung dennoch einen Kernspin-Zerfallskanal aufweisen. Mit einer Kopplungsstärke von $\sim 10 \mu\text{eV}$ in GaAs ist dieser um einen Faktor ~ 10 schwächer als die Fermi-Kontakt-WW [Fis08] und lässt als begrenzender Faktor in passend präparierten Quantenpunkt-Systemen Spindephasierungszeiten im Bereich von mehreren hundert μs zu [Ger08].

3.3.6 Ensembledephasierung

Zur reinen Spindephasierungszeit kommt bei Betrachtung eines Ensembles von Spins noch ein Verlust von Spininformation durch Ensembledephasierung hinzu. Dabei verlieren nicht die einzelnen Lochspins ihre Spininformation, sondern die Spins des Ensembles verlieren ihre Beziehung zueinander.

Wird von außen ein Magnetfeld \mathbf{B} senkrecht zur Spinpolarisation in der Probe angelegt, präzedieren die Spins mit der Larmorfrequenz ω_L in der Ebene senkrecht zum angelegten Feld, wie aus Gleichungen 3.5 - 3.7 ersichtlich ist. Für ω_L gilt

$$\omega_L = g_L \frac{\mu_B}{\hbar} B \quad (3.9)$$

mit dem Landé-g-Faktor g_L und dem Bohrschen Magneton μ_B .

Durch Inhomogenitäten im g-Faktor Δg_L , die z.B. durch lokale Potentialfluktuationen zustande kommen, präzedieren die einzelnen Spins des Ensembles mit unterschiedlicher Periode. Dadurch geht mit wachsendem Magnetfeld die Spininformation des Ensembles mit steigender Geschwindigkeit verloren, da innerhalb des Ensembles die Phasenbeziehung verloren geht. Für die Spinkohärenzzeit T_2^{inh} aufgrund dieses Effekts gilt bei gaussförmiger Verteilung der g-Faktoren die Formel [Dya08]:

$$T_2^{inh} = \frac{\hbar}{\Delta g_L \mu_B B}. \quad (3.10)$$

Diese Zeitkonstante muss zusätzlich zur irreversiblen Spindephasierungszeit T_2 berücksichtigt werden.

T_2^* bezeichnet die kombinierte transversale Spindephasierungszeit, die sich nach Formel (3.11) aus der Ensembledephasierungszeit T_2^{inh} und der in Kapitel 3.2 eingeführten irreversiblen Spindephasierungszeit T_2 zusammensetzt [Dya08]:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2^{inh}} + \frac{1}{T_2}. \quad (3.11)$$

Setzt man Formel (3.10) in obige Gleichung ein, erhält man:

$$T_2^* = \frac{\hbar T_2}{\hbar + \Delta g_L \mu_B T_2 B}. \quad (3.12)$$

Bei den von uns experimentell ermittelten Lebensdauern bei Experimenten im Magnetfeld handelt es sich also immer um T_2^* -Zeiten. Aus Gleichung 3.12 folgt $T_2^* \leq T_2$. Die experimentell bestimmte Zeit T_2^* stellt also eine untere Grenze für die irreversible Spindephasierungszeit T_2 dar.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden

4.1 Photolumineszenz-Spektroskopie

Um die Wellenlänge zur resonanten Anregung in den späteren Experimenten zu ermitteln, wurden PL-Spektren der verwendeten Proben aufgenommen.

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Der Anregungsstrahl mit Licht einer Energie, die größer ist als die der Bandlücke im Quantentrog, wird über einen kleinen Spiegel auf die im Kryostaten montierte Probe gelenkt und mittels eines Achromaten auf diese fokussiert.

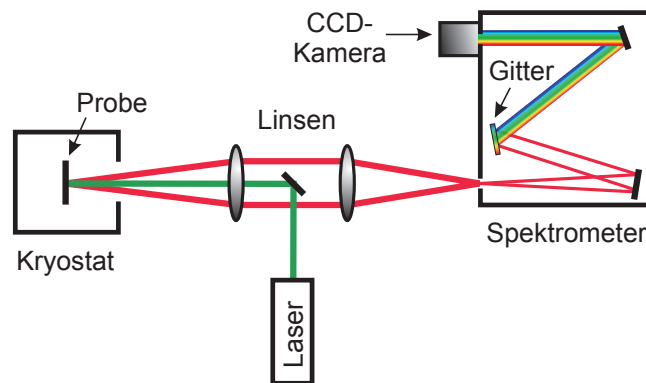


Abb. 4.1: Experimenteller Aufbau der Photolumineszenzmessungen. Das zur Anregung verwendete Laserlicht ist in grün eingezeichnet, das von der Probe ausgehende Photolumineszenzlicht in rot. Das nach dem Gitter spektral aufgespaltene Licht ist als Farbverlauf dargestellt.

Durch das einfallende Licht werden im Quantentrog Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband angehoben, während im Valenzband Löcher zurückbleiben.

Durch Anregung mit Licht einer Energie größer als die der Bandlücke der Barriere oder durch zwei-Photonen-Prozesse können auch in der Barriere Elektron-Loch-Paare erzeugt werden. Die Elektronen und Löcher thermalisieren durch Stöße an Phononen, geben so ihren Impuls ab und erreichen nach kurzer Zeit den Grundzustand des Quantentrog. Von dort aus rekombinieren beide wieder und geben die freiwerdende Energie als Licht ab.

Das entstehende PL-Licht tritt unter einem Öffnungswinkel von 18° aus der Probe aus und wird von dem vor dem Kryostaten montierten Achromaten wieder gesammelt. Der Öffnungswinkel ergibt sich aus der Brechzahl von 3,3 für GaAs, für größere Winkel tritt Totalreflexion an der Probenoberfläche auf. Der reflektierte Anregungsstrahl wird in sich selbst zurückgelenkt und vom Spiegel ausgeblendet.

Das PL-Licht wird anschließend mit einem weiteren Achromaten gebündelt und mit Hilfe eines PC-gebundenen Spektrometers spektral aufgelöst aufgenommen.

Bei Bedarf wird durch einen Bandfilter oder zwei gekreuzte Polarisatoren - vor und nach der Probe - für eine Unterdrückung von diffus gestreutem Anregungslicht vor Eintritt ins Spektrometer gesorgt.

4.2 Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie

Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie (PLE) ist eine Methode, um das Anregungsspektrum einer Probe zu bestimmen.

Für diese Messungen wird der in Kapitel 4.1 beschriebene Aufbau übernommen. Die Probe wird durch den durchstimbaren Ti:Saphir-Laser bei verschiedenen Wellenlängen angeregt und für jede Wellenlänge das PL-Spektrum und die Anregungsleistung des Lasers direkt vor dem Kryostaten aufgenommen. Das Spektrometer wird dabei so eingestellt, dass die PL des Quantentrog gerade noch möglichst vollständig aufgenommen wird, während der anregende Laser abgeschnitten wird, um das Spektrometer nicht zu blenden. Das Spektrometer zusammen mit der scharfen Laserlinie des nicht pulsierenden Ti:Saphir-Lasers erlauben die Aufnahme der PLE bis direkt an das Maximum der PL heran.

Die Intensität des abgestrahlten PL-Lichts für eine bestimmte Anregungswellenlänge ist ein Maß für die Absorption bei dieser Wellenlänge. Daher wird zur Auswertung die Peakintensität der aufgenommenen PL - auf die Anregungsleistung normiert - gegen die Anregungswellenlänge aufgetragen. Aus Stufen und Maxima im Signal kann dann auf die elektronische Struktur der Probe geschlossen werden.

Ein Beispiel für eine PLE-Messung ist in Abbildung 4.2 gezeigt.

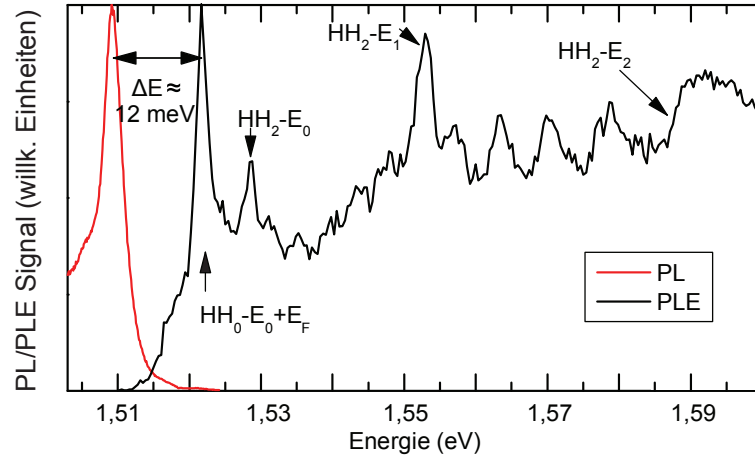


Abb. 4.2: *Beispiel einer PLE-Messung an einem 25 nm breiten hoch p-dotierten QT:* Deutlich erkennbar ist der energetische Abstand von etwa 12 meV zwischen Emission (PL) und Absorption (PLE). Dieser Abstand wird als Stokes-Shift bezeichnet. Das PLE-Signal steigt jeweils an, wenn ein weiterer optischer Übergang angeregt werden kann. Energetisch zuordenbare Übergänge sind eingezeichnet (adaptiert aus [Hir12]).

4.3 Zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation

Zur Untersuchung der Spindynamik wurde ein Versuchsaufbau zur zeitaufgelösten Detektion des Faraday- beziehungsweise Kerr-Effekts verwendet.

4.3.1 Faraday- und Kerr-Effekt

Beim Faraday-Effekt handelt es sich um ein magneto-optisches Phänomen, bei dem bei Durchgang eines linear polarisierten Lichtstrahls durch ein Medium, in dem eine Magnetisierung parallel zur Ausbreitungsrichtung herrscht, die Polarisationssebene dieses Strahls gedreht wird. Diese Magnetisierung kann zum Beispiel durch ein angelegtes Magnetfeld oder eine Spinpolarisation erzeugt werden.

Der Effekt kann im einfachsten Modell wie folgt erklärt werden: Linear polarisiertes Licht kann als Superposition einer links- und einer rechtszirkular polarisierten Welle betrachtet werden. Beim Durchgang durch ein magnetisiertes Material sehen beide Komponenten einen unterschiedlichen Brechungsindex, weswegen sie mit veränderter Phase und Amplitude aus dem Material austreten. Die Brechungsindizes werden durch die unterschiedlich starke Besetzung der Spinniveaus bedingt, welche in Summe die Magnetisierung verursachen: Durch die ungleiche Besetzung der Spinniveaus ist die Absorptionswahrscheinlichkeit für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht unterschiedlich. Insgesamt ergibt sich nach

dem Durchgang durch das Material eine elliptische Polarisierung, wobei die Hauptachse der Ellipse gegen die ursprüngliche Polarisierungsebene verkippt ist. Beim magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) handelt es sich physikalisch um dasselbe Phänomen, wobei hier die reflektierte Komponente des eingestrahnten Lichts betrachtet wird.

Der Effekt ist bei normal zur Probenebene einfallendem Licht nur auf die Magnetisierung parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts empfindlich (polarer MOKE). Die durch Magnetisierung in der Ebene senkrecht zum einfallenden Licht - durch Prozesse höherer Ordnung - erzeugte Polarisationsdrehung ist gegen beide Effekte vernachlässigbar klein. Anschaulich lässt sich dies durch die aus Symmetriegründen fehlende Vorzugsrichtung relativ zum einfallenden Licht in dieser Ebene erklären.

Der Drehwinkel $\Delta\theta$ der Polarisierungsebene ist dann direkt proportional zur Materialdicke d und Magnetisierung M und wird durch einen material- und wellenlängenabhängigen Parameter bestimmt, der Verdet-Konstante $V(\lambda)$.

$$\Delta\theta = d \cdot M \cdot V(\lambda) \quad (4.1)$$

Somit kann über die Polarisationsdrehung eines linear polarisierten Laserstrahls die Magnetisierung in einer Probe und damit die Spinpolarisationsdichte bestimmt werden.

4.3.2 Messaufbau für zeitaufgelöste Messungen

Für die zeitaufgelösten Faraday-Rotations-Messungen (TRFR, von engl. time resolved Faraday rotation) wird der in Abbildung 4.3 schematisch gezeigte Aufbau genutzt.

In dieser Versuchsanordnung wird durch einen zirkular polarisierten Pumpstrahl eine Spinpolarisation in der Probe erzeugt. Der mit einstellbarer Verzögerung eintreffende, linear polarisierte Probestrahl erfährt durch den Faraday-Effekt eine Drehung seiner Polarisationsrichtung. Diese ist proportional zur in der Probe vorherrschenden Magnetisierung und damit zur Spinpolarisationsdichte. Durch computergesteuert wiederholte Durchführung des Versuches mit unterschiedlichen Zeitverzögerungen im Probestrahl wird so eine komplette zeitliche Entwicklung der Spindynamik in der Probe aufgenommen.

Im Detail wird dies wie folgt bewerkstelligt: Für den Versuch wird Laserlicht eines Ti:Saphir-Ultrakurzpulslasers - siehe Abschnitt 4.4.1- verwendet. Der Laserstrahl wird in zwei Strahlen geteilt, den Pump- und den Probestrahl. Der Probestrahl wird über einen Retroreflektor geführt, der auf einer computergesteuerten Verzögerungsschiene montiert ist. Der Weg des Pumpstrahls wird so abgestimmt, dass beide Pulse bei Nullstellung der Schiene zur gleichen Zeit auf der Probe eintreffen. Das genaue Verfahren dazu wird in Kapitel 4.3.4 erläutert. Der maximale

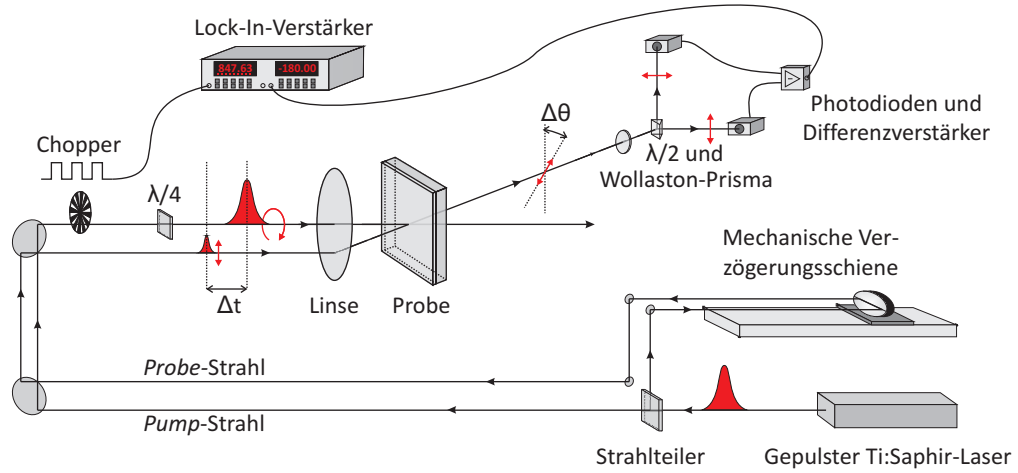


Abb. 4.3: Messaufbau zur zeitaufgelösten Aufnahme des Faraday-Rotations-Signals (aus [Sch10]).

Verfahrweg der Schiene von etwa 30 cm limitiert die maximale Zeitverzögerung zwischen den Pulsen auf 2 ns.

Der Pumpstrahl wird mit einer Frequenz im Bereich von 1 kHz mittels einer Schlitzblende gechoppt, das Choppersignal wird an einen Lock-In-Verstärker weitergegeben.

Die Strahlen laufen anschließend parallel zueinander durch einen Linearpolarisator. Der Pumpstrahl wird danach durch ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen geführt, um ihn zirkular zu polarisieren.

Die Einkopplung in den Kryostaten erfolgt durch einen Achromaten. Die Probe wird im Brennpunkt und damit im Überlapp beider Strahlen platziert. Nach dem Kryostaten werden die Strahlen mittels eines weiteren Achromaten wieder ausgekoppelt und der Probestrahl auf eine optische Brücke gelenkt. Der Pumpstrahl wird zur Vermeidung von Streulicht im Detektionsteil des Aufbaus geblockt.

Auf der optischen Brücke durchläuft der Probestrahl ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und wird dann von einer Linse auf ein Wollaston-Prisma fokussiert, das den Strahl in senkrecht aufeinander stehende Linearpolarisationskomponenten aufspaltet. Diese werden von zwei Photodioden detektiert und über einen Differenzverstärker an den Lock-In-Verstärker weitergegeben. Mit dem $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen kann der Nullabgleich der Brücke durch Drehen der Polarisation des Strahls durchgeführt werden.

Die mit Hilfe des Lock-In-Detektionsschemas in unserem Aufbau erzielbare Winkelauflösung wurde experimentell bestimmt und beträgt bei einem Signal zu Rauschen Verhältnis von fünf zu eins unter $1 \mu\text{rad}$.

Zeitaufgelöste MOKE-Messungen werden mit Hilfe desselben Aufbaus aufgenommen. Dazu wird die reflektierte Komponente des Probestrahls auf die Detektionsschiene gelenkt und ansonsten identisch verfahren.

Zusätzlich wird jedes Experiment einmal mit linkszirkular und einmal mit rechtszirkular polarisiertem Pumpstrahl durchgeführt. Durch Bildung der Differenz der erhaltenen Kurven werden im Messergebnis eventuell vorhandene Artefakte, die nicht durch Spineffekte verursacht wurden, eliminiert. Ursachen für Messartefakte können zum Beispiel thermischer Drift, Streulicht oder eine Veränderung des Strahlüberlapps zwischen Pump- und Probestrahl durch Verschieben der Verzögerungsschiene sein. Eine weitere mögliche Ursache ist eine Änderung der Transmittivität beziehungsweise Reflektivität der Probe nach der Anregung. Beispielkurven einer solchen Messung sind in Abbildung 4.4(a) gezeigt.

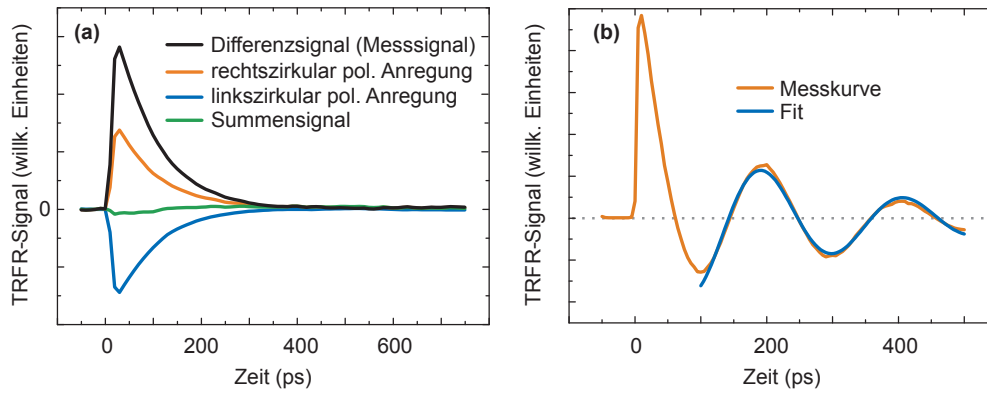


Abb. 4.4: (a) Messkurven eines TRFR-Experiments. Das Differenzsignal entspricht der Spinpolarisation und zerfällt hier exponentiell. (b) Messkurve und Fit mit gedämpftem Cosinus eines TRFR-Experiments mit Magnetfeld in der Probenebene.

Im Kryostaten können durch ein supraleitendes Helmholtz-Spulenpaar zusätzlich Magnetfelder bis zu 11,5 T parallel zur Probenebene erzeugt werden. Die Probe kann bei Bedarf gegen das Magnetfeld verkippt werden.

Im Fall des senkrecht zur erzeugten Spinpolarisation anliegenden Magnetfeldes, präzedieren die Spins mit ihrer Larmorfrequenz um den Magnetfeldvektor. Da die Messmethode in guter Näherung nur auf eine Magnetisierung parallel zur Ausbreitungsrichtung des Probestrahls empfindlich ist, misst man einen exponentiellen Abfall mit aufgeprägter Cosinusschwingung. Ein Beispiel für eine Messkurve mit anliegendem Magnetfeld ist in Abbildung 4.4(b) gezeigt.

Die Kurven werden anschließend im einfachsten Fall mit einem gedämpften Cosinus gefittet, um die Präzessionsfrequenz ω_L und die Lebensdauer T_2^* zu extrahieren. Für Signale mit Loch- und Elektronenspinanteil und damit zwei unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen erfolgt ein Fit mit zwei gedämpften Cosinus-Funktionen. Für komplexere Signalformen konnte eine an die erzielten Messergeb-

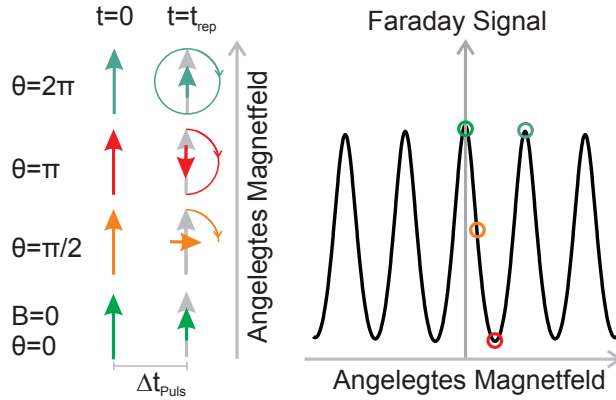


Abb. 4.5: *Schematische Signalentstehung in RSA-Experimenten:* Bei $t=0$ erzeugte Spinpolarisationen (farbige Pfeile) zerfallen teilweise und präzedieren aufgrund des angelegten Magnetfelds (kurze Pfeile bei t_{rep}). Die bei t_{rep} erzeugten Spins (graue Pfeile) interferieren mit diesen und erzeugen in Summe das dazugehörige Signal rechts im Bild.

nisse angepasste theoretische Beschreibung gefunden werden. Die Fitprozedur ist in Kapitel 5.5 im Ergebnisteil beschrieben.

4.3.3 Resonant Spin Amplification

Ist die Spinlebensdauer bei TRFR-Experimenten von derselben Größenordnung wie der Pulsabstand des Anregungslasers, so interferieren von aufeinanderfolgenden Pumpspulsen erzeugte Spinpolarisationen. Dies macht man sich bei sogenannten *Resonant Spin Amplification* (RSA)-Experimenten zunutze [Kik98]. Durch diese Messmethode ist es möglich, Spinphänomene auf wesentlich längeren Zeitskalen zu untersuchen, als es die maximale Verzögerung von 2 ns im klassischen TRFR-Experiment zulassen würde.

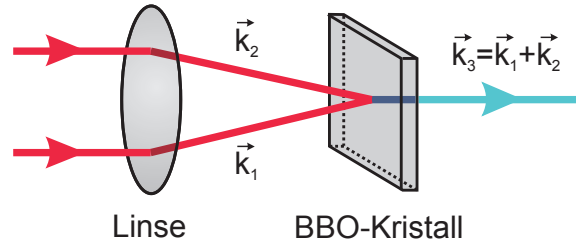
Der Aufbau ist grundsätzlich identisch zu dem der TRFR-Experimente: Im Unterschied zu diesen wird jedoch das Magnetfeld variiert, während die Zeitverzögerung zwischen den Pulsen auf einen festen Wert gesetzt wird. In unseren Experimenten traf der Probestrahl 100 ps vor dem nächsten Pumpstrahl auf.

Die für RSA namensgebende Interferenz aufeinanderfolgender Spinpopulationen ist in Abbildung 4.5 für zwei aufeinanderfolgende Laserpulse im Pulsabstand $t_{rep} = 12,5$ ns veranschaulicht.

Dadurch ergibt sich eine charakteristische Abfolge von in B periodischen Maxima und Minima, aus deren Halbwertsbreite man die Spinlebensdauer T_2^* extrahieren kann. Aus dem Abstand der Maxima kann der g -Faktor bestimmt werden. Für die in dieser Arbeit präsentierten RSA-Phänomene konnte eine theoretische Beschreibung entwickelt werden. Diese wird in Kapitel 5.5 vorgestellt und dient dann im Folgenden zur Extraktion der physikalisch relevanten Parameter aus den RSA-Daten.

Abb. 4.6:

Summenfrequenzerzeugung am BBO-Kristall: Aus den beiden Teilstrahlen mit Wellenvektor \vec{k}_1, \vec{k}_2 wird in gerader Richtung Licht der doppelten Energie mit Wellenvektor $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ erzeugt.



4.3.4 Autokorrelation in Zweistrahlexperimenten

Der Laufzeitabgleich der Verzögerungsschiene und die Bestimmung der Länge eines Laserpulses erfolgt durch eine Autokorrelations-Messung.

Dabei werden die beiden Teilstrahlen gleicher Wellenlänge nach der Verzögerungsschiene auf einen Beta-Bariumborat (BBO)-Kristall fokussiert, wie in Abbildung 4.6 gezeigt. BBO weist nichtlineare optische Eigenschaften auf, die zur Summenfrequenzerzeugung genutzt werden können: Aus den beiden Teilstrahlen wird Licht der doppelten Energie erzeugt. Beim verwendeten Wellenlängenbereich von 700 nm bis 800 nm liegt das emittierte Licht daher im blauen bis ultravioletten Bereich. Dies ist ein nichtlinearer optischer Effekt zweiter Ordnung und daher quadratisch von der Peak-Intensität des einfallenden Lichts abhängig. Bei gepulstem Laserbetrieb ist die Peakintensität - durch die Kompression der Laserleistung auf eine sehr kurze Zeit - um Größenordnungen höher als im Dauerstrich (cw)-Betrieb. Daher wird nur bei pulsendem Laser ausreichend blaues Licht erzeugt, weshalb sich dieser Aufbau auch zur Diagnose des Laserbetriebsmodus nutzen lässt.

Des Weiteren gilt Impulserhaltung. Nur bei Kombination zweier gleichzeitig einfallender Pulse, die links und rechts von der Mitte der Linse eintreffen und von dieser schräg auf denselben Punkt fokussiert werden, wird in gerader Richtung ein blauer Lichtpuls erzeugt.

Zur Bestimmung der Halbwertsbreite der Lichtintensität in Abhängigkeit von der Schienenposition wird das entstehende Licht von einer Photodiode aufgefangen und mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers ausgewertet. Aus der Halbwertsbreite der Intensitätskurve in Abhängigkeit von der Schienenposition ergibt sich unmittelbar die Pulslänge des Laserpulses. Bei der Intensitätskurve handelt es sich um die Faltung des Laserpulses mit sich selbst. Dieser hat die Form einer quadrierten Sekans Hyperbolicus-Funktion; für die Halbwertsbreite t_{Puls} des Laserpulses relativ zur Halbwertsbreite t_{AK} der Intensitätsverteilung gilt dann [Spe99]:

$$t_{Puls} = t_{AK} \cdot 0,648. \quad (4.2)$$

Ein Beispiel einer Autokorrelationskurve und daraus extrahierter Pulslänge ist im Vergleich mit dem dazugehörigen Ti:Saphir-Laserspektrum in Abbildung 4.7

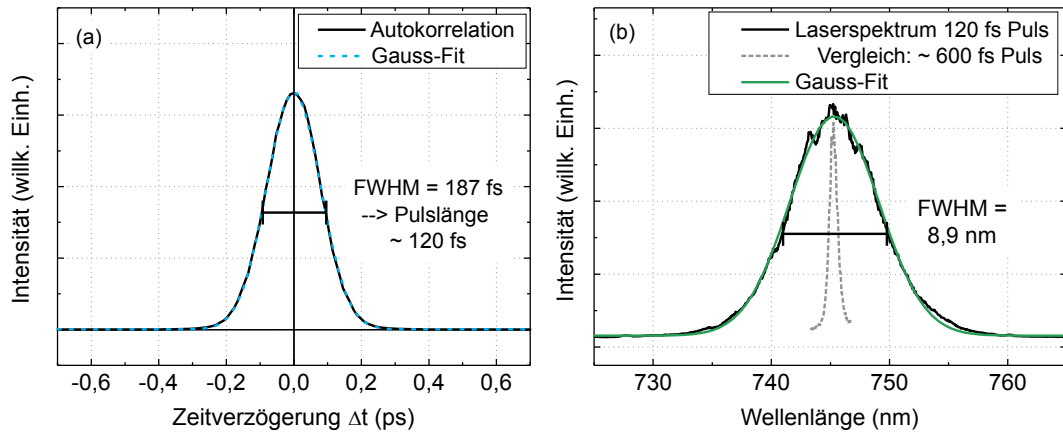


Abb. 4.7: (a) Beispiel einer Autokorrelationsmessung eines Ti:Saphir-Lasers mit der kürzesten verwendeten Pulsdauer. Aus der Halbwertsbreite (FWHM) kann die Pulslänge von 120 fs bestimmt werden. (b) Dazugehöriges Laserspektrum. Aufgrund des kurzen Pulses ergibt sich ein spektral breites Spektrum. In grau ist im Vergleich dazu das Spektrum eines Ti:Saphir-Lasers mit ~ 600 fs Pulslänge gezeigt.

gezeigt. Natürlicherweise bedingen kurze Pulse spektral breite Spektren, während längere Pulse schmale Spektren erlauben.

4.4 Lasersysteme

4.4.1 Titan-Saphir-Laser

Für die zeitaufgelösten Experimente wurden „*Tsunami*“ Ti:Saphir-Laser des Herstellers Spectra-Physics genutzt. Diese Laser wurden durch einen diodengepumpten, frequenzverdoppelten Festkörperlaser mit einer Leistung um 5 W bei 532 nm optisch angeregt. Sie sind in unterschiedlichen Ausführungen bezüglich Pulslänge und abgedecktem Wellenlängenbereich verfügbar, unsere Varianten waren von 710 bis über 900 nm durchstimmbare. Die maximal erzielbare Ausgangsleistung lag bei etwa 1 W.

Insgesamt wurden drei verschiedene Geräte, die sich in der Pulslänge unterschieden, genutzt. Die spektrale Breite des Laserpulses ist dabei indirekt proportional zu seiner Pulslänge, welche jeweils durch Autokorrelationsmessungen bestimmt wurde. Die Pulslängen waren 120 fs, 600 fs und 1,5 ps. Soweit nicht anders angegeben, wurden die Experimente mit den 600 fs und 1,5 ps Varianten, die das schärfste spektrale Profil aufweisen, durchgeführt. Ein typisches Spektrum des Lasers mit 600 fs Pulsdauer ist in Abb. 5.3 gezeigt.

Bei Bedarf wurde die dafür vorbereitete Resonatorkammer kontinuierlich mit Stickstoff¹ gespült, um auch in Bereichen, in denen die Raumluft störende Absorptionsbanden aufweist, Pulsbetrieb realisieren zu können.

4.4.2 Diodengepumpter Festkörperlaser

Für cw-Anregung im grünen Wellenlängenbereich wurde ein diodengepumpter Festkörperlaser mit einer festen Wellenlänge von 532 nm und einer Ausgangsleistung von 30 mW genutzt.

¹N₂ 5.0 entsprechend 99,9990 Vol. % Reinheit.

Kapitel 5

Probencharakterisierung und Signalentstehung

In diesem Kapitel werden zunächst PL- und PLE-Messungen der verwendeten Proben präsentiert, um einen Überblick über ihre energetische Struktur zu erhalten.

Im weiteren Verlauf werden verschiedene TRKR/FR- und RSA-Messreihen präsentiert, anhand derer die Signalentstehung im Experiment veranschaulicht wird. Zuerst wird ein in den Experimenten beobachteter, anregungswellenlängen-abhängiger Vorzeichenwechsel in den TRKR/FR-Signalen diskutiert.

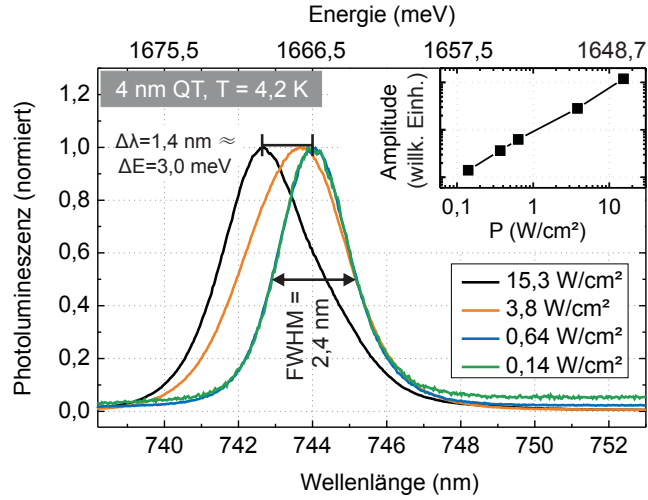
Anschließend werden zwei Initialisierungsmechanismen eingeführt, die während der Rekombination der photogenerated Elektron-Loch-Paare zu einer Übertragung der Spininformation ins residente Lochspinsystem führen können. Initialisierung kann dabei entweder unter Einfluss eines Magnetfelds oder unter Anregungsbedingungen, die einen schnellen Zerfallskanal einführen, stattfinden.

Schließlich wird eine theoretische Modellierung der beobachteten Phänomene vorgestellt, die anhand der vorgestellten Ergebnisse entwickelt wurde. Diese macht es uns möglich, die komplexe Interaktion von Elektronen- und Lochspins nachzuvollziehen und die teils diffizile Signalförm in den Experimenten vollständig zu beschreiben.

Im letzten Teil dieses Kapitels wird der Einfluss von Anregungsdichte, Wellenlänge und Temperatur auf schnelle Lochspindephasierungsprozesse in den ersten Pikosekunden nach der Anregung unter Zuhilfenahme der theoretischen Beschreibung diskutiert.

Die erzielten Ergebnisse wurden im Verlauf der Arbeit in verschiedenen referierten Journalen, auf Konferenzen und in Vorträgen der Öffentlichkeit präsentiert [Kug09b, Kor10, Kug11a, Kug11b, Kor11]. Die dort vorgestellten Ergebnisse flossen selbstverständlich in die vorliegende Arbeit mit ein.

Abb. 5.1: PL-Leistungsserie am 4 nm QT: Bei erhöhter Anregungsdichte schiebt die PL zu höheren Energien. Dies kann einem Übergang von geladenen zu ungeladenen Exzitonen zugeordnet werden. $\Delta\lambda = 1,4 \text{ nm} \cong \Delta E = 3,0 \text{ meV}$ entspricht der Bindungsenergie des zusätzlichen Lochs im Exziton. Die Halbwertsbreite bei $0,14 \text{ W/cm}^2$ beträgt $2,4 \text{ nm}$. Im Inset ist die linear verlaufende Amplitudenentwicklung gezeigt.



5.1 Photolumineszenz-Spektroskopie

Zunächst wurden PL-Messungen angefertigt, um nach Wachstum und Präparation die Funktionstüchtigkeit der Proben zu überprüfen. Die Spektren geben durch Linienform, -breite und Peakposition einen ersten Aufschluss über die energetische Struktur.

5.1.1 Optische Übergänge in den Proben

In Abbildung 5.1 ist - stellvertretend für identische Messungen an allen verwendeten Proben - eine Leistungsserie an dem 4 nm breiten QT gezeigt. Die Kurven verlaufen für niedrige Anregungsleistungen nahezu gaussförmig. Die Halbwertsbreite wurde dort dementsprechend mit einem Gauss-Fit auf $2,4 \text{ nm}$ bestimmt. Die relativ große Breite der PL lässt sich durch Monolagenfluktuationen erklären, die während des MBE-Wachstums auftreten [Fuj97]. Bei diesem 4 nm breiten QT fällt eine Monolage, entsprechend $a = 0,56 \text{ nm}$, stärker ins Gewicht als bei breiteren Quantentrögen. Die im Inset gezeigte Amplitudenentwicklung verläuft wie erwartet linear.

Für niedrige Anregungsleistung liegt die Peakwellenlänge bei etwa $744,0 \text{ nm}$, für höhere Anregungsleistungen verschiebt sie sich nach $742,6 \text{ nm}$. Dies kann einem Übergang von positiv geladenen (X^+) zu ungeladenen (X^0) Exzitonen zugeordnet werden. Die geladenen Exzitonen emittieren bei einer um $\Delta\lambda = 1,4 \text{ nm} \cong \Delta E = 3,0 \text{ meV}$ abgesenkten Energie. Dies entspricht der Bindungsenergie des zusätzlichen Lochs in einem QT dieser Breite [Fil04]. Der Übergang zu X^0 kommt zustande, da bei erhöhter Anregungsleistung immer mehr Elektronen-Loch-Paare gebildet werden, für die kein zusätzliches Loch aus der Dotierung mehr vorhanden ist, um ein geladenes Exziton zu bilden. Dieses Verhalten kann an allen hier

untersuchten QTen beobachtet werden, wobei die Exzitonen-Bindungsenergie für die breiteren QTe in Übereinstimmung mit der Literatur geringer wird [Bar05].

Wir befinden uns also bei der gewählten Ladungsträgerdichte im exzitonen Regime. Es sei angemerkt, dass der Übergang von der relativ großen Halbwertsbreite des hier gezeigten schmalen Quantentrogs etwas überdeckt wird und an den breiteren Quantentrögen schärfer ausfällt. Analoge Ergebnisse mit einem Übergang von X^+ nach X^0 und identischem Energieabstand zeigen sich auch bei einer Variation der Ladungsträgerdichte mittels eines elektrostatischen Gates, wie in Kapitel 6.2.5 gezeigt.

Typische Peakwellenlängen aus PL-Untersuchungen der weiteren Proben sind in Tabelle 2.1 auf Seite 15 aufgeführt.

5.1.2 Ortsabhängigkeit der PL-Peakwellenlänge

Die Peakwellenlänge der PL wurde in einer weiteren Messung ortsabhängig für den ganzen Wafer der Probe mit 4 nm breitem QT bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.2 gezeigt. Das fehlende mittlere Stück wurde bereits für Transportmessungen entfernt und stand nicht zur Verfügung. Es zeigt sich eine systematische, radialsymmetrische Verteilung. Im Zentrum des Wafers beträgt die PL-Wellenlänge 743 nm, am Rand 754 nm. Diese Schwankung wird durch unterschiedliche Quantentrogbreiten auf dem Wafer bedingt, die bei rotiertem Wachstum in der MBE durch die Anordnung der Materialquellen entsteht. Für alle Experimente wurden daher Stücke nahe des Zentrums des Wafers verwendet.

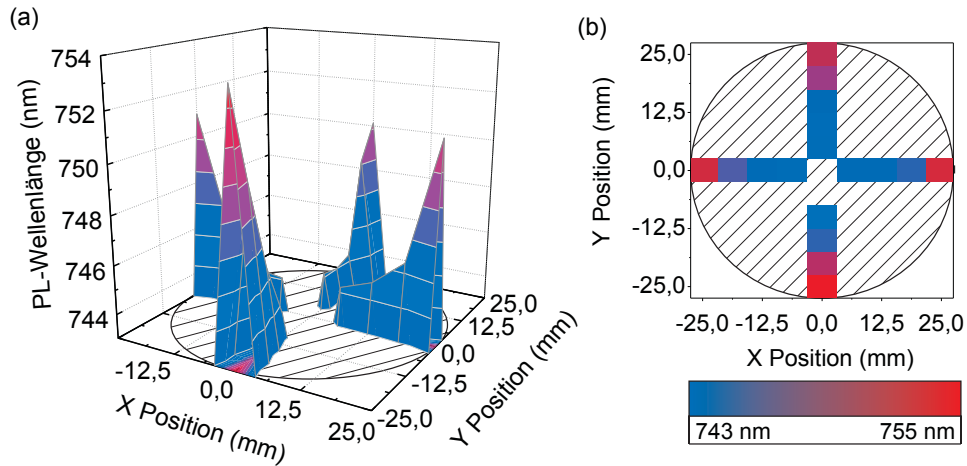
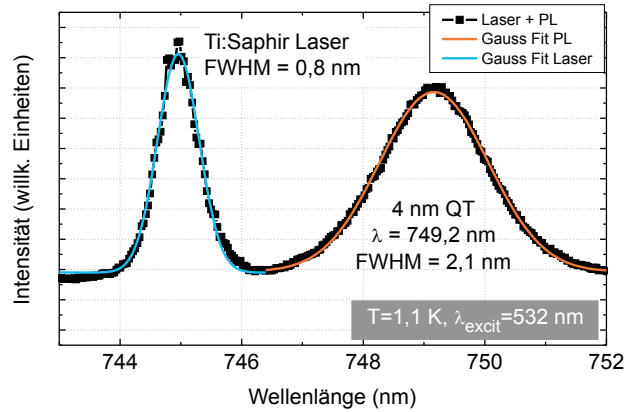


Abb. 5.2: (a) Ortsabhängige PL-Serie des Wafers mit 4 nm QT bei 4,5 K. Es zeigt sich eine radialsymmetrische Verteilung der Peakwellenlängen, die durch das rotierte Wachstum der Probe bedingt ist. (b) Zur besseren Veranschaulichung wurden die Daten nochmals in Draufsicht geplottet.

Abb. 5.3: PL-Spektrum eines gedünnten 4 nm QT und Ti:Saphir-Laserspektrum: Die PL zeigt eine im Vergleich mit ungedünnten Proben unveränderte Halbwertsbreite von 2,1 nm. Die Halbwertsbreite des Lasers beträgt 0,8 nm.



5.1.3 Überprüfung der Probe nach dem nasschemischen Dünnen

Um zu überprüfen, inwieweit sich der nasschemische Dünnvorgang durch Einbringung zusätzlicher Verspannungen oder Ähnlichem auf die PL auswirkt, wurde das in Abbildung 5.3 gezeigte Spektrum einer gedünnten Probe mit 4 nm breitem QT aufgenommen. Die Halbwertsbreite der PL beträgt 2,1 nm, die PL ist um 749,2 nm zentriert. Zum Vergleich der Halbwertsbreiten des Lasers und der PL wurde in dieser Aufnahme der Ti:Saphir-Laser mit einer Pulslänge von 0,6 ps mit eingekoppelt.

Die Halbwertsbreite blieb identisch, während sich die Wellenlänge im Vergleich zu den anderen Proben nur marginal verändert hat. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass das Dünnen die aktive Schicht der Proben nicht wesentlich beeinflusst.

5.2 Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie

Die in Kapitel 5.1 gezeigten Emissionsspektren sind ein wichtiger Anhaltspunkt für die Wahl der korrekten Wellenlänge zur resonanten Anregung in den späteren Experimenten. Absorptions- und Emissionsmaximum stimmen jedoch nicht notwendigerweise überein, sondern sind um den sog. Stokes-Shift gegeneinander verschoben. Dies rührt zum einen daher, dass das Maximum der Emission bei dotierten Proben in der Nähe des Bandminimums liegt, während die Absorption bei einer höheren Energie - oberhalb der Fermi-Kante an der Position des Fermi-Wellenvektors k_F - maximal ist. Zum anderen kommt es bei Quantentrögen während des Wachstums zu unvermeidbaren Dickenschwankungen im Monolagenbereich [Dev84]. Absorption findet dann über den gesamten durch die Schwankungen abgedeckten Energiebereich statt. Emission wird jedoch, insbesondere wenn die Ladungsträger bei tiefen Temperaturen an diesen Fluktuationen lokalisieren, zum

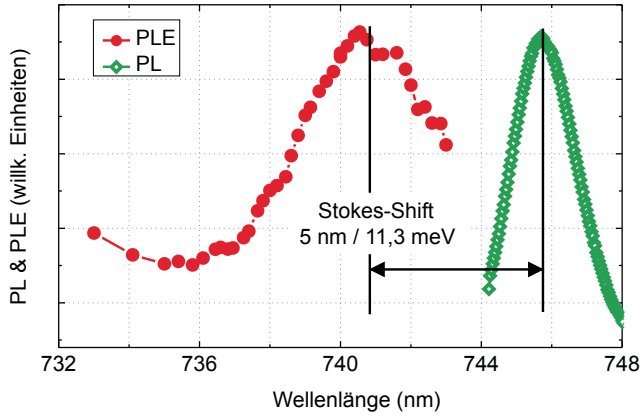


Abb. 5.4: PL- und PLE-Spektrum des 4 nm breiten QT bei $T = 5\text{ K}$ unter gepulster Anregung. Die PL wurde nur im Ausschnitt oberhalb von 744 nm aufgenommen, um das Spektrometer nicht mit dem Anregungslaser zu blenden. In Abb. 5.1 ist die PL über einen breiteren Wellenlängenbereich zu sehen. Aus dem Peakabstand ergibt sich ein Stokes-Shift von 11,3 meV.

größten Teil in den breitesten bzw. energetisch am tiefsten liegenden Bereichen des Quantentrogs stattfinden. In der Literatur wird ein derartiger Stokes-Shift daher auch als Beleg für eine Lokalisierung der Ladungsträger gewertet [Sch92, Fuj97]. Beide Effekte verschieben das Absorptionsmaximum relativ zur Emission zu höheren Energien.

Da die Dickenfluktuationen mit sinkender Quantentrogbreite immer mehr an Gewicht gewinnen, ist die Bestimmung des Anregungsspektrums insbesondere für schmale Quantentröge notwendig, um bei resonanter Anregung die richtige Wellenlänge wählen zu können. Außerdem bietet der Stokes-Shift einen Anhaltspunkt dafür, in welchem Energiebereich die Lokalisationspotentiale aufgrund der Dickenfluktuationen liegen.

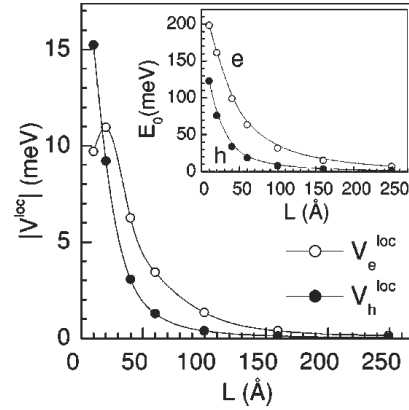
Daher wurde durch Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie (PLE) das in Abbildung 5.4 gezeigte Anregungsspektrum der Probe mit 4 nm breitem QT bestimmt. Zum Vergleich ist im selben Diagramm das Emissions-Spektrum der Probe unter identischen Bedingungen gezeigt.

Die beiden Peaks sind deutlich gegeneinander verschoben und auch die Halbwertsbreite der PLE ist größer als die der PL. Der Stokes-Shift beträgt etwa 11,3 meV. Dies bestätigt obige Annahmen: Die Absorption liegt aufgrund von Dickenfluktuationen energetisch höher als die Emission und ist verbreitert, da sie über den gesamten Dickenbereich stattfindet, während Emission durch lokalisierte Ladungsträger vorwiegend in den energetisch tiefsten Bereichen stattfindet.

In breiten, undotierten QTen liegt der Stokes-Shift im Bereich von 1 meV [Ken06]. In undotierten, schmalen QTen mit Breiten um 4 nm wurde ein Stokes-Shift von 6-7 meV gefunden [Ama97].

Theoretischen Berechnungen für eine Fluktuation von einer Monolage liegen im selben Größenordnungsbereich, wie in Abbildung 5.5 gezeigt [Fil04]. Dort ergibt sich der Stokes-Shift als Summe der Lokalisationspotentialtiefe von Elektronen und Löchern. Zu beachten ist, dass gerade bei schmalen Quantentrögen bereits eine geringe Änderung der Ausgangsbreite deutlichen Einfluss auf den Stokes-Shift

Abb. 5.5: Berechnete Tiefe der Lokalisationspotentiale V^{loc} für Elektronen (offene Kreise) und Löcher (volle Kreise) bei einer Fluktuation von einer Monolage abhängig von der Quantentrogbreite L (aus [Fil04]). Im Inset sind die niedrigsten Energieniveaus E_0 abhängig von der QT-Breite gezeigt.



hat. So liegt der berechnete Wert bei 4 nm QT-Breite bei ~ 9 meV, während er bei 5 nm Breite schon nur noch ~ 6 meV beträgt.

Der zusätzliche Stokes-Shift aufgrund der Dotierung lässt sich aus der Energie von Leitungs- und Valenzband an der Stelle des Fermi-Wellenvektors berechnen. Man erhält den Fermi-Wellenvektor in 2D aus der Ladungsträgerdichte p über $k_F = \sqrt{2\pi p}$. In der Näherung parabolischer Bänder mit den jeweiligen effektiven Massen m_{eff} gilt $E_F = \frac{\hbar^2}{2m_{eff}} k_F^2$ und es ergibt sich bei unserer Ladungsträgerdichte $p = 1 \cdot 10^{11} \frac{1}{cm^2}$ ein zusätzlicher Stokes-Shift von rund 3,5 meV. Hierbei stammt der wesentliche Anteil vom stärker gekrümmten Leitungsband, das aufgrund der Beschränkung auf senkrechte Übergänge mit beiträgt.

Die Differenz von 7,8 meV zum Gesamtbetrag von 11,3 meV ergibt also den durch Dickenfluktuationen verursachten Stokes-Shift. Dies entspricht dem berechneten Wert für eine QT-Breite von 4,3 nm, in guter Übereinstimmung mit den nominellen 4 nm Breite unserer Probe.

Die Tiefe des Lokalisationspotentials auf der Valenzbandseite kann daraus auf 2,5 meV abgeschätzt werden, vgl. Abb. 5.5.

5.3 Energieabhängiger Vorzeichenwechsel

Bei den in dieser Arbeit angefertigten energieabhängigen Messreihen wurde ein Nulldurchgang der TRKR/FR-Amplitude inklusive Vorzeichenwechsel beobachtet. Dieses Phänomen und seine Bedeutung für die Interpretation der Messergebnisse wird in diesem Abschnitt diskutiert.

5.3.1 Signalamplitude bei RSA (langlebige Spindynamik)

In Abbildung 5.6 sind normierte RSA-Messkurven gezeigt, die am 4 nm breiten QT bei 1,2 K aufgenommen wurden. Die RSA-Kurven wurden für Anregungswellenlängen von 736 nm bis 745 nm aufgenommen.

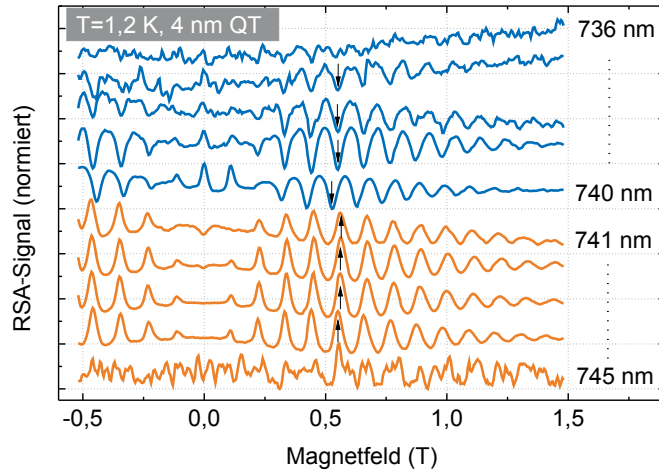


Abb. 5.6: RSA-Kurven für verschiedene Wellenlängen. Kurven mit negativer Signalrichtung sind in Blau, mit positiver in Orange dargestellt. Ein Vorzeichenwechsel ist auch anhand der jeweils mit Pfeil gekennzeichneten fünften Maxima erkennbar. Aufgrund von Fluktuationen des g -Faktors ($<5\%$) liegen die Maxima nicht exakt übereinander.

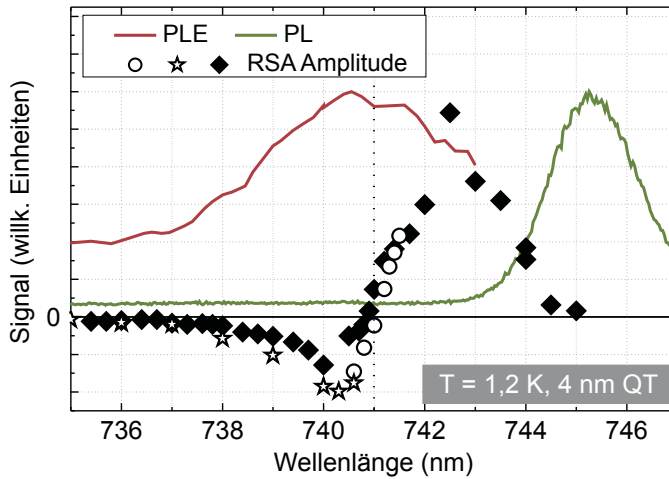
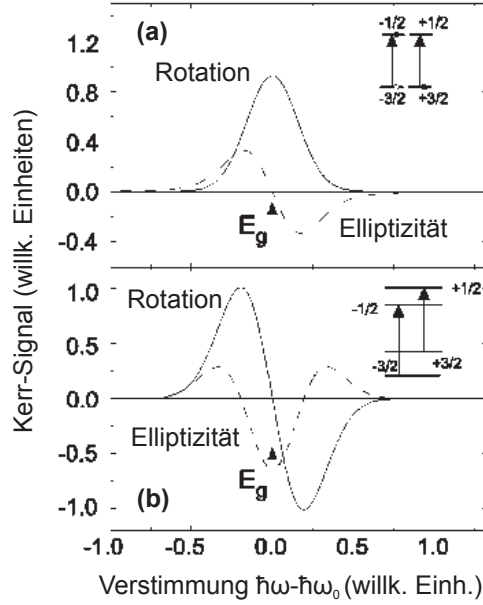


Abb. 5.7: RSA-Signalamplitude für verschiedene Wellenlängen im Vergleich mit PL und PLE. Der Vorzeichenwechsel im RSA-Signal korrespondiert mit dem Absorptionsmaximum aus der PLE-Messung. Die Symbole stehen für Serien an unterschiedlichen Tagen, der Effekt erweist sich also als sehr robust.

Besonders an den deutlichen Peaks um 0,5 T ist erkennbar, dass sich das Vorzeichen des Signals zwischen 740 nm und 741 nm umkehrt. Im Experiment wurde dabei besonderer Wert darauf gelegt, alle sonstigen Ursachen, die ein invertiertes Signal verursachen könnten, auszuschließen: Die Phase des Lock-In-Verstärkers wurde nicht neu gesetzt und die Anregungs-Zirkular-Polarisation für alle Kurven gleich gewählt. Dieses Verhalten zeigt sich dennoch reproduzierbar bei allen RSA und TRKR-Messungen im entsprechenden Energiebereich.

In Abbildung 5.7 ist die Signalamplitude des RSA-Signals gegen die Wellenlänge aufgetragen. Die Amplitude wurde jeweils aus dem höchsten Peak der RSA-Spektren um 0,5 T bestimmt. Zum Vergleich ist das PLE- und PL-Spektrum aus Abschnitt 5.2 mit aufgetragen. Die Position des Vorzeichenwechsels um 741 nm korrespondiert mit dem Absorptionsmaximum der Probe.

Abb. 5.8: Kerr-Rotations-Signal abhängig von der Verstimmung: In (a) ist die Abhängigkeit eines besetzungsabhängigen Effekts gezeigt, bei dem eine Spinausrichtung stärker besetzt ist als die andere. In (b) ist die Abhängigkeit eines Effekts gezeigt, bei dem die Spinniveaus energetisch aufgespalten sind. Die Aufspaltung kann dabei z.B. durch eine Selbstenergie oder ein externes Magnetfeld erfolgen. Die Energieniveaus sind jeweils schematisch im Inset gezeigt. Der aufspaltungsabhängige Effekt (b) zeigt im Gegensatz zum besetzungsabhängigen Effekt (a) einen Vorzeichenwechsel im Rotationssignal (adaptiert aus [Kim01]).



Dieses Verhalten kann durch den in der Literatur vielfach beschriebenen Vorzeichenwechsel im Faraday-Signal in der Nähe der Absorptionskante in GaAs erklärt werden [Zvá69, Kim01]. In den theoretischen Modellen wird dabei ganz allgemein zwischen zwei Ursachen für den Faraday-Effekt unterschieden, wie in Abbildung 5.8 gezeigt.

Der erste, besetzungsabhängige Effekt zeigt keinen Vorzeichenwechsel, vgl. Abbildung 5.8(a). Hier ist ein Spinzustand stärker besetzt als der andere. Dies resultiert in unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht, was schließlich die Polarisationssebene von eingestrahlt lineal polarisiertem Licht (d.h. des Probestrahls) dreht. Diese anschauliche Erklärung des Faraday-Effekts wurde bereits in Kapitel 4.3.1 eingeführt. Bei einer Variation der Wellenlänge verhalten sich beide Übergänge, deren Energie gleich ist, identisch. Daher beobachtet man lediglich eine um die Resonanzfrequenz zentrierte, gaussartige Kurve ohne Vorzeichenwechsel.

Der zweite, aufspaltungsabhängige Effekt zeigt dagegen einen Vorzeichenwechsel in der Faraday-Rotation, vgl. Abbildung 5.8(b). Hier sind die - weiterhin unterschiedlich besetzten - Spinniveaus energetisch gegeneinander aufgespalten. Als Ursache kommen Selbstenergie-Terme in Frage, die auch ohne äußeres Magnetfeld zu einer Aufspaltung führen können: Bei unterschiedlicher Besetzung der Spinniveaus kommt es z.B. zu einer Modifikation der abstoßenden Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern mit gleichem Spin aufgrund des Pauli-Prinzips. Für die mikroskopischen Ursachen und eine Diskussion der möglichen Aufspaltungsterme sei auf [Kim01] verwiesen, wo diese anhand der Spin-Bloch-Gleichungen hergeleitet werden.

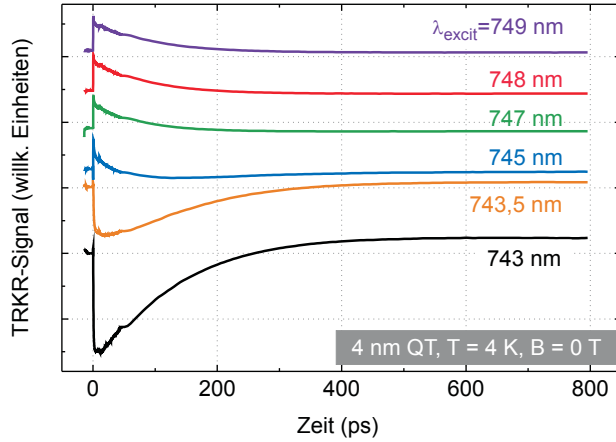


Abb. 5.9: Dynamik des TRKR-Signals bei Wellenlängenserien: Bei 744 nm wechselt das Signal das Vorzeichen. Die Signalform bleibt dabei qualitativ identisch. Bei diesen Kurven kann das TRKR-Signal mit der Spinpolarisation in der Probe gleichgesetzt werden.

Die Übergänge weisen eine unterschiedliche Resonanzfrequenz auf. Da sie für entgegengesetzte Spinausrichtungen stehen, wird jeweils nur eine Zirkularpolarisationsrichtung absorbiert. So erzeugen die Übergänge entgegengesetzte Vorzeichen im Faraday-Rotations-Signal. Wird zuerst der erste Übergang resonant angeregt und mit erhöhter Energie dann der zweite, ergibt sich insgesamt ein Vorzeichenwechsel im Signal.

Dem RSA-Signal kann aufgrund des Vorzeichenwechsels also ein aufspaltungsbedingter Charakter zugewiesen werden.

5.3.2 Signalamplitude in TRKR (fs bis ps-Zeitskala)

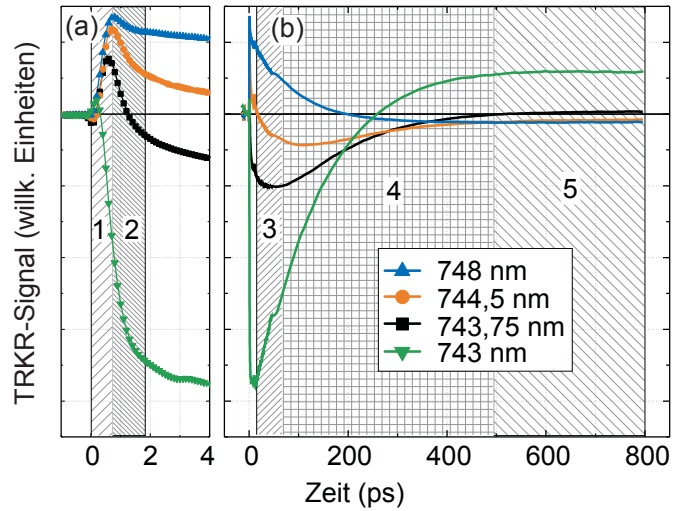
In den RSA-Kurven bestimmt ausschließlich die langlebige Lochspinkomponente die Amplitude. In TRKR-Experimenten sind dagegen auf kurzen Zeitskalen weitere Prozesse beobachtbar, die nicht notwendigerweise dieselbe Abhängigkeit aufweisen.

In den späteren Experimenten war es notwendig, die Amplitude des Signals direkt nach der Anregung zu bestimmen. Diese ändert sich jedoch abhängig von der Zeitauflösung im Experiment und der gewählten Wellenlänge. Um zu einem besseren Verständnis hinsichtlich der korrekten Interpretation der Amplitude zu kommen, wurden zeitlich hoch aufgelöste TRKR-Kurven aufgenommen.

Verhalten des langlebigen TRKR-Signalanteils: Abbildung 5.9 zeigt eine Auswahl von TRKR-Kurven am 4 nm QT, die mit einer Zeitauflösung von 120 fs aufgenommen wurden.

Es sei angemerkt, dass der Vorzeichenwechsel im Signal bei diesem Experiment nicht wie im vorhergehenden Abschnitt bei 741 nm beobachtet wird, sondern bereits bei 744 nm. Dies liegt an der deutlich größeren Halbwertsbreite des Anregungslasers. Der verwendete Laser mit 120 fs-Pulslänge hat eine Halbwertsbreite um 10 nm, während der zuvor verwendete 1,5 ps-Puls-Laser eine Halbwertsbreite

Abb. 5.10: *Ultraschnelle Dynamik des TRKR-Signals mit einer Zeitauflösung von 120 fs. Graph (a) zeigt die ersten 4 ps, während in (b) der gesamte Zeitbereich bis 800 ps aufgetragen ist. Die Kurven wurden am 4 nm QT bei $T = 4$ K aufgenommen. Sie sind zur einfacheren Interpretation mit schraffierten Flächen hinterlegt, die verschiedene Abschnitte der Dynamik kennzeichnen.*



unter 1 nm aufweist. So werden mit dem breiten Puls bereits bei einer größeren zentralen Wellenlänge Zustände bei niedrigeren Wellenlängen (bzw. einer höheren Energie) angeregt und der Umschlagpunkt verschiebt sich auf 744 nm.

Anhand der Kurven ist erkennbar, dass sich abseits des unmittelbaren Umschlagpunkts bis auf leichte Änderungen in den Abklingzeiten keine drastischen Änderungen im Signal ergeben. Alle Komponenten des Signals wechseln bei den betrachteten Kurven das Vorzeichen. Das Kerr-Signal in diesem Zeitbereich entsteht daher wie in den RSA-Kurven durch einen aufspaltungsbedingten Prozess.

Die Änderungen in der Signalthöhe korrespondieren mit dem Verhalten, das aus RSA-Messungen bekannt ist (vgl. Abb. 5.7). Die qualitativen Änderungen im zeitlichen Verlauf können durch das mit der Wellenlänge veränderte Rekombinationsverhalten erklärt werden. Dies wird in Abschnitt 5.4.2 (Initialisierung durch nichtresonante Anregung) nochmals detailliert aufgegriffen. Das Kerr-Signal entspricht - auf diesen Zeitskalen und bei mehr als 0,5 nm bzw. ~ 1 meV Abstand zum Umschlagpunkt - der Spinpolarisation in der Probe.

In der direkten Umgebung des Umschlagpunkts und auf den Zeitskalen der Impulsstreuzeit ergibt sich durch die Energieabhängigkeit des Kerr-Signals ein komplexeres Bild, wie im Folgenden besprochen wird.

Verhalten unmittelbar nach der Anregung: In Abbildung 5.10 ist eine Auswahl zeitlich hochaufgelöster Kurven mit einem besonderen Augenmerk auf die ersten Pikosekunden unmittelbar nach der Anregung gezeigt. Es wurden zwei Kurven weiter vom Umschlagpunkt entfernt und zwei Kurven direkt am Umschlagpunkt (ca. 744 nm) gewählt. Es konnten analog zu [Kim01] mehrere Prozesse mit unterschiedlicher Amplitudenentwicklung identifiziert werden. Zur besseren Interpretation sind die verschiedenen Zeitskalen bzw. Prozesse schraffiert hinterlegt.

In Abbildung 5.10(a) ist in Abschnitt 1 das Eintreffen des Pumppulses und der daraus folgende Anstieg des Signals zu sehen. Die Anstiegszeit von 1 ps ist länger als die Pulsdauer des Lasers und liegt im Zeitbereich der Ladungsträgerkohärenzzeit, wie sie z.B. aus Vier-Wellen-Misch-Experimenten bekannt ist. In Abschnitt 2 ist auf einer Zeitskala von etwa 1 ps ein steiler Abfall zu erkennen, der für alle Kurven in die selbe Richtung weist. Dieser Bereich kann der Relaxation der Ladungsträger zu ihren jeweiligen Bandminima zugeordnet werden. Dabei kann es aufgrund des großen k -Vektors der Ladungsträger nach der Anregung zu k -abhängigen Spinrelaxationsprozessen kommen, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben. Dies wird in Kapitel 5.4.2 wieder aufgegriffen.

Abbildung 5.10(b) zeigt dieselben Kurven in einem größeren Zeitbereich bis 800 ps, die schnellen Prozesse können in dieser Auftragung nicht mehr aufgelöst werden. In Abschnitt 3 findet der Übergang zwischen dem impulsstreuungsdominierten Abschnitt 2 und dem rekombinationsdominierten Abschnitt 4 statt. Abschnitt 4 kann der optischen Rekombination der Trionen mit einer Relaxationszeit um 100 ps zugeordnet werden. In Abschnitt 5 relaxiert schließlich der langlebige, residente Lochspinanteil mit einer Dephasierungszeit von deutlich über 1 ns - hier an der quasi horizontalen Kurve sichtbar.

Die Anteile 1 (Anregung) und 4 (Rekombination) wechseln genau wie die im RSA-Signal im vorhergehenden Abschnitt besprochene langlebige Lochspinkomponente 5 mit der Wellenlänge das Vorzeichen. Dies entspricht dem aufspaltungsbedingten Prozess in Abb. 5.8(b).

Die Anteile 2 und 3 weisen eine kompliziertere Abhängigkeit von der Wellenlänge auf, wie aus dem Graph ersichtlich. In diesem Bereich ändert sich mit der Wellenlänge nicht nur die Amplitude, sondern auch der zeitliche Kurvenverlauf. Vergleicht man z.B. die blaue und die schwarze Kurve in Abschnitt 3, findet sich bei ersterer ein einfacher exponentieller Zerfall, während die schwarze Kurve erst ins Negative fällt, um dann wieder anzusteigen. Diese Signalverläufe sind auf der Ebene der Spindynamik nicht zu erklären. Aufgrund der unterschiedlichen Zeitskalen und Wellenlängenabhängigkeiten von Impuls- und Spindynamik ergibt sich im Allgemeinen ein kompliziertes Bild, bei dem sich das Signal nicht mehr einfach mit der Magnetisierung in der Probe gleichsetzen lässt [Gla12].

Um sich die Komplexität des Prozesses vor Augen zu führen, sei an Abb. 5.8 erinnert. Das TRKR-Signal kurz nach der Anregung hängt bei konstanter Probe-Wellenlänge im Umschlagsbereich des Signals empfindlich von der Position der Ladungsträger im Band ab, da sich damit sowohl die Besetzung als auch die Spinaufspaltung, die vom Probe-Puls gesehen werden, ändern. Um das Signal zu beschreiben, wäre in einem ersten Schritt die Einführung einer zeitabhängigen Zustandsdichte in den Bändern notwendig. Dies ginge jedoch weit über die Zielsetzung dieser Arbeit hinaus.

Zusammenfassung: Im TRKR-Signal kurz nach der Anregung lassen sich verschieden schnelle Prozesse identifizieren, die mit jeweils eigener Wellenlängenabhängigkeit zum Gesamtsignal beitragen. Hält man ausreichend energetischen Abstand (etwa 1 meV) zum Bereich des Signalumschlags, sind die Signale bis auf das Vorzeichen qualitativ identisch. Direkt um den Umschlagspunkt ergibt sich in den ersten etwa 50 ps nach der Anregung eine komplexere Dynamik, während der langlebige Anteil sich nicht von den anderen Kurven unterscheidet.

Im folgenden liegt das Augenmerk auf der langlebigen Spindynamik der Löcher, welche nach der optischen Rekombination mehr als 100 ps nach der Anregung stattfindet. Die gerade beschriebenen Prozesse im sub-ps-Bereich (Abschnitt 1&2 in Abb. 5.10(b)) werden experimentell bedingt durch das im Rest der Arbeit verwendete Ti:Saphir-Lasersystem mit 0,6-1,5 ps Pulslänge und Schrittweiten um 1 ps nicht mehr aufgelöst. Daher ist in guter Näherung gerechtfertigt, das Maximum direkt nach der Anregung als Anfangsspinpolarisation zu interpretieren.¹ Dies führt bis auf einen vernachlässigbar engen Wellenlängenbereich direkt um den Umschlagspunkt zu konsistenten Ergebnissen und wurde anhand weiterer, zeitlich hochaufgelöster Kurven verifiziert.

Die Kurven werden im Folgenden zur besseren Übersicht immer mit positiver Amplitude aufgetragen.

5.4 Initialisierung einer residenten Lochspinpolarisation

Zur Untersuchung der Lochspindynamik in den Proben ist es zunächst notwendig, im – im Gleichgewichtszustand unpolarisierten – Lochsystem eine Spinpolarisation zu erzeugen. Dies kann durch elektrische Injektion von spinpolarisierten Ladungsträgern aus einem ferromagnetischen Material erfolgen, oder auch, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, durch optische Injektion unter Ausnutzung der Auswahlregeln für optische Übergänge. Bei spektroskopischen Untersuchungen bietet sich die hier verwendete optische Injektion an.

Die durch optische Anregung erzeugten Elektron-Loch-Paare rekombinieren jedoch in den ersten etwa 100 ps wieder strahlend mit Partnern passender Spinausrichtung. Die Abfolge von Erzeugung und Rekombination von Ladungsträgern ist in Abbildung 5.11 veranschaulicht. Deshalb ist in diesem einfachsten Fall die Beobachtung der Spindynamik nur innerhalb des Zeitfensters der Rekombinationszeit möglich. Diese liegt in den untersuchten Proben bei tiefen Temperaturen im Bereich von 100 ps und ist damit deutlich kürzer als die Spinlebensdauer sowohl der Elektronen als auch der Löcher.

¹Es sei angemerkt, dass eine geringere Zeitauflösung von z.B. 10 ps die Ergebnisse verfälschen würde, da dann der Anfangsbereich im Signal über ggf. positive und negative Anteile gemittelt würde. Daraus würde der Eindruck einer geringeren Anfangspolarisation resultieren.

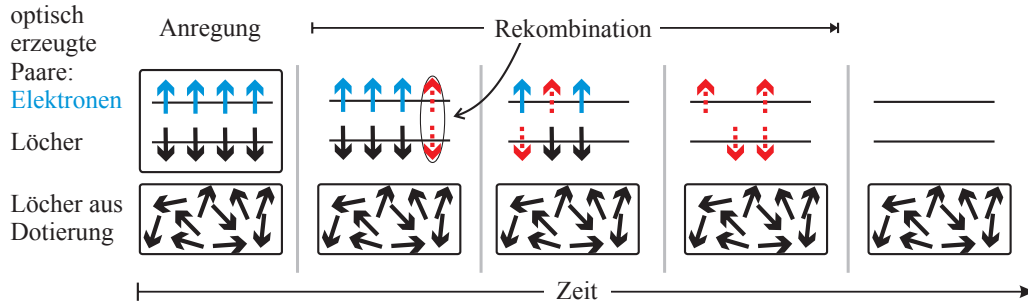


Abb. 5.11: Rekombination der Elektron-Loch-Paare nach Anregung mit Partnern passender Spinausrichtung. In dieser vereinfachten Darstellung ist die Dephasierung von Elektronen und Löchern vernachlässigt. Nach der Rekombination sind keine spinpolarierten Ladungsträger mehr im System vorhanden.

Daher ist es notwendig, die Spininformation der optisch generierten Ladungsträger in das residente Lochspinsystem, das aufgrund der Dotierung vorhanden ist, zu übertragen. Wie dies bewerkstelligt werden kann, zeigen die folgenden Abschnitte.

Es sei zuletzt noch angemerkt, dass diese Ausführungen nur für Proben wie die unseren gelten, in denen sowohl die Elektronen- als auch die Lochspinlebensdauer länger als die Rekombinationszeit der Ladungsträger ist. In 2D Elektronengasen beispielsweise, in denen die Lochspins schon vor der Rekombination der Ladungsträger dephasieren, wird die Elektronenspininformation bei der Rekombination bereits ohne weitere Maßnahmen ins residente Ladungsträgersystem übertragen.

5.4.1 Lochspininitialisierung in Anwesenheit eines Magnetfeldes

Sowohl bei TRKR- als auch bei RSA-Messungen zeigte sich bei niedrigen Magnetfeldern kein langlebiges Spinsignal - soweit nicht anderweitig wie in Abschnitt 5.4.2 beschrieben eine residente Spinpolarisation erzeugt wurde. Im RSA-Signal zeigt sich dies durch einen fehlenden Peak bei $B = 0$ T, vgl. Abbildung 5.12(a). Erst für $B \neq 0$ baut sich das Signal auf.

TRKR-Messungen zeigen ein identisches Verhalten: In Abbildung 5.12(b) sind mehrere TRKR-Kurven derselben Probe gezeigt. Bei $B = 0$ T ist lediglich ein monoexponentieller Zerfall mit einer Lebensdauer $\tau_r = 68 \pm 1$ ps sichtbar, der der strahlenden Rekombination von Elektronen und Löchern zugeordnet werden kann. Diese Lebensdauer stimmt mit der PL-Lebensdauer überein, die durch zeitaufgelöste PL in einem Streak-Kamera-Setup bestimmt wurde. Eine Beschreibung des Setups findet sich in [Sch10].

Die Vorgänge, die über das angelegte Magnetfeld zur Initialisierung des Lochspinsystems führen, sind in Abbildung 5.13 veranschaulicht.

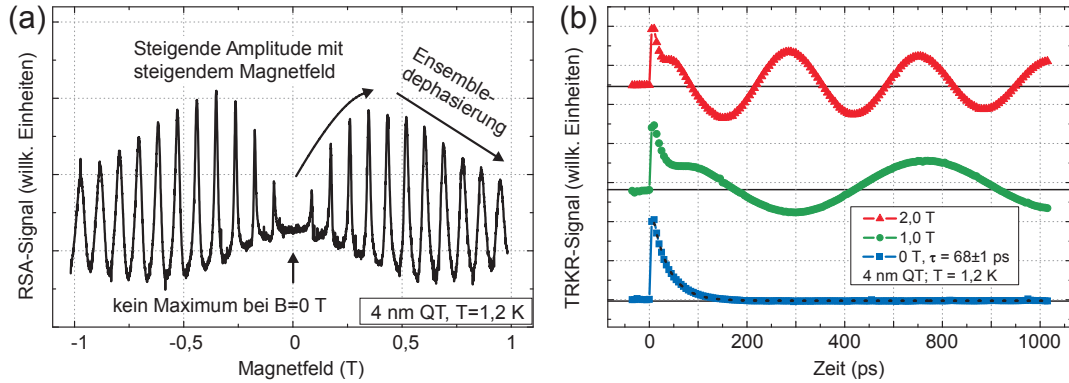


Abb. 5.12: Signalaufbau im Magnetfeld: (a) RSA-Kurve des 4 nm breiten QT bei $T = 1,2$ K. Der Peak bei $B = 0$ T fehlt, das Signal baut sich erst mit steigendem Magnetfeld auf. (b) TRKR-Kurven derselben Probe bei $T = 1,2$ K. Erst mit steigendem Magnetfeld zeigt sich ein langlebiges Spinsignal. Für $B = 0$ T ist lediglich ein schneller, monoexponentieller Zerfall sichtbar. Die gestrichelte Linie zeigt den Fit.

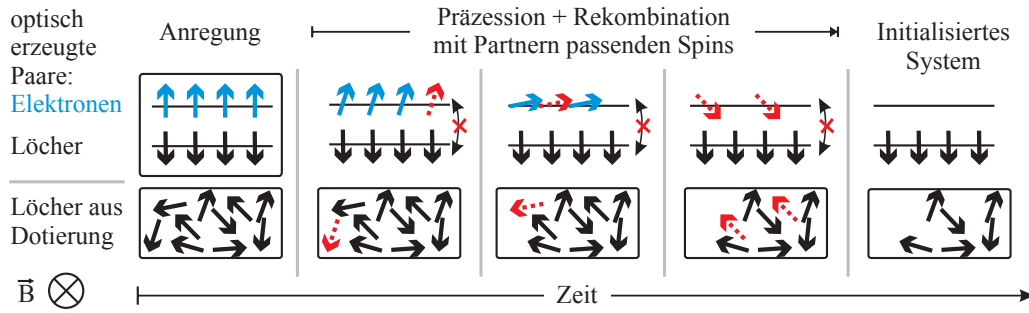


Abb. 5.13: Rekombination der Elektron-Loch-Paare mit Partnern passender Spinausrichtung im Magnetfeld: In dieser vereinfachten Darstellung ist die Dephasierung von Elektronen und Löchern sowie die im Vergleich zum Elektronenspin langsamere Lochspinpräzession vernachlässigt. Dadurch, dass die Rekombination durch die per Präzession veränderte Spinausrichtung zu zufälligen Zeiten mit zufälligen Partnern erfolgt, verbleiben nach deren Abschluss spinausgerichtete Löcher (ganz rechts) im System. Dies steht im Gegensatz zum Fall ohne Magnetfeld in Abbildung 5.11.

Im Gegensatz zum Fall ohne Magnetfeld, bei dem die Elektron-Loch-Paare wieder mit ihren ursprünglichen Partnern rekombinieren (vgl. Abb. 5.11), randomisiert nun das Magnetfeld durch die schnellere Elektronenspinpräzession die Spinausrichtung der Elektronen relativ zu der der Löcher. Anschließend erfolgt zu zufälligen Zeiten Rekombination mit zufälligen Partnern passender Spinausrichtung aus der Dotierung [Kug09a]. Der Rekombinationsprozess „verbraucht“ mit angelegtem Magnetfeld jetzt also nicht mehr die spinausgerichteten Löcher, sondern Löcher zufälliger Spinausrichtung. Dieser Mechanismus wird mit steigendem

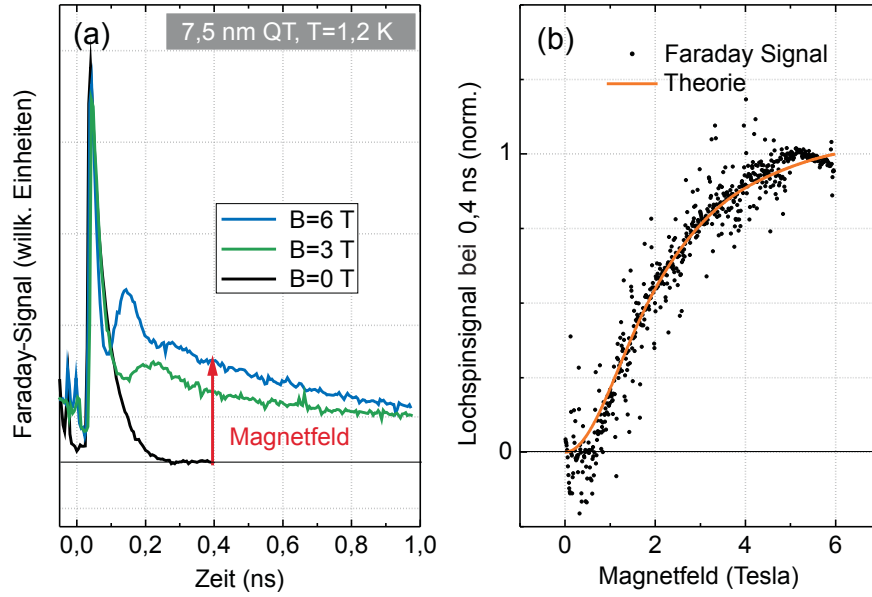


Abb. 5.14: Vergleich von Theorie und Experiment: Magnetische Initialisierung: (a) TRFR-Kurven des 7,5 nm QT für unterschiedliche Magnetfelder. Durch den roten Pfeil ist die mit dem Magnetfeld zunehmende Amplitude des langlebigen Lochspinanteils veranschaulicht. (b) Lochspinamplitude bei $t=0,4$ ns im Vergleich mit einer theoretischen Modellierung (vgl. Abschnitt 5.5.1). Es ergibt sich hervorragende Übereinstimmung (adaptiert aus [Kug09a]).

Magnetfeld stärker und sättigt, sobald die Information vollständig übertragen wird.

Quantitative Beschreibung

Um zu einer quantitativen Beschreibung der Initialisierung zu gelangen, wurden TRFR-Kurven an dem 7,5 nm QT aufgenommen. In Abbildung 5.14(a) sind Kurven für drei Magnetfelder analog zu Abbildung 5.12 gezeigt. Durch den sehr kleinen Loch-g-Faktor dieser Probe ist hier keine Lochspinpräzession sichtbar. In Panel (b) ist die Amplitude bei $t = 0,4$ ns gegen das Magnetfeld aufgetragen.

Wie erwartet, ist ohne Magnetfeld kein langlebiger Lochspinanteil sichtbar. Erst mit angelegtem Magnetfeld steigt die Amplitude an.

Dieses Verhalten wurde, basierend auf phänomenologischen Ratengleichungen, modelliert. Das Modell wird weiter unten in Abschnitt 5.5.1 vorgestellt. Das Ergebnis der Rechnungen ist als durchgezogene Kurve in Abb. 5.14 eingetragen. Für die Modellierung wurden alle relevanten Parameter wie g-Faktoren und Rekombinationszeiten aus dem Experiment bestimmt [Kor10]. Einziger freier Parameter war ein Skalierungsfaktor, um die Kurven auf $[0,1]$ zu normieren. Bemerkenswer-

terweise ergibt sich unmittelbar eine hervorragende Übereinstimmung mit dem Experiment.

Dieser Mechanismus wird durch geeignete Rekombinationsterme in der in Abschnitt 5.5 vorgestellten, analytischen Theorie ebenfalls berücksichtigt.

5.4.2 Lochspininitialisierung durch schnelle Dephasierung

Eine weitere, für Lochspinsysteme bisher nicht beschriebene, Möglichkeit, Spininformation nach optischer Anregung in das residente Lochspinsystem zu übertragen, ist schnelle Dephasierung eines Teils der Lochspins direkt nach der Anregung. Dies führt zu einer Asymmetrie in der vorhandenen Spininformation zwischen Löchern und Elektronen. Bei der darauffolgenden Rekombination von Elektronen und Löchern wird der Fehlbetrag ins residente Lochspinsystem übertragen.

Wie im Folgenden gezeigt werden soll, konnte durch nichtresonante Anregung eine derartige schnelle Dephasierung ausgelöst werden. Auch durch Anregung mit hoher Leistungsdichte anstatt mit nichtresonanter Wellenlänge ließen sich analoge Effekte erzielen. Die Ausführungen in diesem Kapitel gelten immer auch analog für hohe Anregungsdichte, der Einfachheit halber konzentrieren wir uns in der Erläuterung der zugrundeliegenden Prinzipien zunächst auf Experimente mit variiertem Überschussenergie bzw. Wellenlänge.

Abbildung 5.15(a) zeigt eine Serie von TRKR-Kurven, die bei $T = 15$ K im Durchfluss-Fingerkryostaten aufgenommen wurden. Für resonante Anregung ist bei 0 ps das Eintreffen des Pumpulses zu erkennen. Danach zerfällt das Signal monoexponentiell mit einer Lebensdauer von $\tau_r \sim 75$ ps, die der aus zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen bekannten strahlenden Rekombinationszeit zugeordnet werden kann. Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, rekombinieren hier lediglich die optisch ausgerichteten Löcher mit Elektronen passender Spinorientierung. Dadurch ist nach Abklingen der Rekombination keine Spininformation mehr vorhanden. Eine Untersuchung der Spindynamik von Elektronen und Löchern wäre in diesem Fall lediglich in diesem Zeitfenster möglich. Die Lochspindynamik in dieser Probe findet jedoch auf deutlich längeren Zeitskalen statt.

Für nichtresonante Anregung - hier mit einer Überschussenergie ΔE von 4,5 meV bzw. 7,2 meV relativ zur ersten gezeigten Kurve - tritt ein biexponentieller Zerfall auf, dessen schnellere Komponente wiederum mit der optischen Rekombinationszeit übereinstimmt. Das Signal schlägt ins Negative um und zerfällt dann von dort über eine langsamere Komponente vollständig auf Null. Bei exakter Betrachtung kann zudem ein dritter, sehr schneller Zerfall in den ersten Pikosekunden nach der Anregung identifiziert werden, für dessen exakte Beobachtung die Zeitauflösung des Experiments nicht ausreicht.

Dieses Verhalten kann wie folgt interpretiert werden: Bei nichtresonanter Anregung werden Ladungsträger bei höheren k -Werten erzeugt. Diese relaxieren über Interaktion mit Phononen, anderen Ladungsträgern oder über weitere Relaxati-

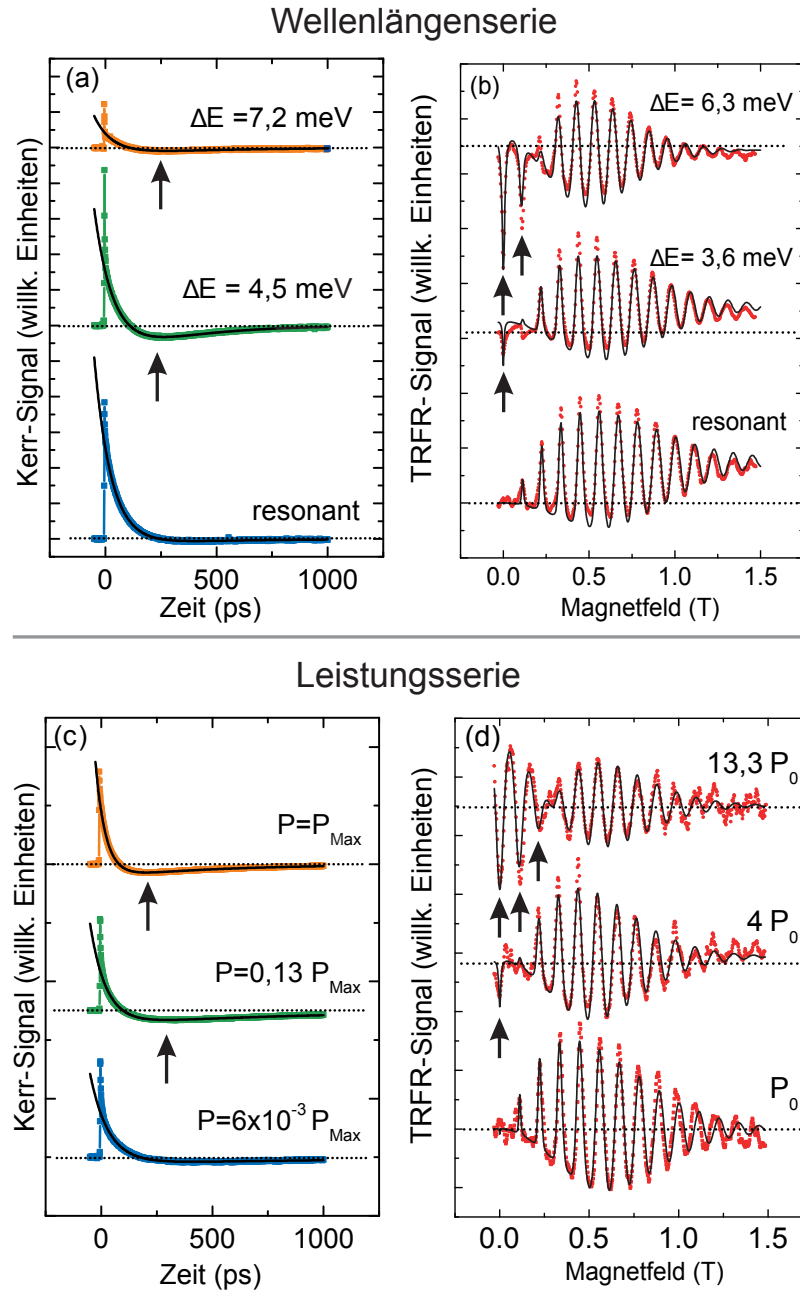


Abb. 5.15: Messkurven unter nichtresonanter Anregung bzw. mit variierter Leistung. Die Kurven sind jeweils im Text erläutert: (a) TRKR-Kurven mit variierter Wellenlänge; Die durchgezogenen Linien zeigen Fits mit Gleichung (A.8) (siehe Anhang A). Die Pfeile kennzeichnen den tiefsten Punkt des Signals. (b) RSA-Kurven mit variierter Wellenlänge, die durchgezogenen Linien sind Fits mit Glg. (A.9a). Die Pfeile kennzeichnen Peaks mit negativer Amplitude. (c),(d) analog für variierte Leistung bei fester, nahezu resonanter Wellenlänge ($P_{\text{max}} = 18 \text{ mW}$, $P_0 = 29,3 \text{ mW}$).

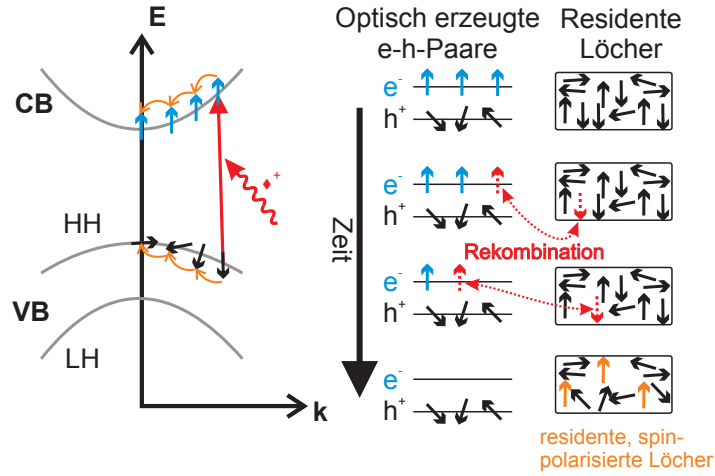


Abb. 5.16: Schematische Darstellung der Lochspininitialisierung durch nichtresonante Anregung. (links) Quasi-instanter Spininformationsverlust während der Relaxation der Löcher zum Bandminimum. (rechts) Übertragung der Spininformation während des Rekombinationsprozesses von Elektronen und Löchern.

onsmechanismen im Verlauf weniger Pikosekunden [Dam91] zum Minimum ihres jeweiligen Bandes. Dabei können sie einen Teil ihrer Spininformation verlieren.

Für Elektronen ist die Energierelaxation zum Bandminimum größtenteils spin-erhaltend, wie z.B. aus spinaufgelösten PL-Experimenten mit nichtresonanter Anregung bekannt ist. Dies ist für Löcher nicht zwingend der Fall, was aufgrund der in Kapitel 3.3 beschriebenen, sehr effektiven Dephasierungsmechanismen für Löcher mit endlichem k -Vektor unmittelbar plausibel ist. Beispielsweise nimmt für größere k -Vektoren der HH-LH-Mischcharakter der Wellenfunktion zu, was die in Kapitel 3.3.1 beschriebene Relaxation durch Valenzbandmischung verstärkt.

Relaxiert nun während der Impulsrelaxation ein größerer Teil der Lochspins als der Elektronenspins, führt dies im Verlauf der Rekombination zum Übertrag der Differenz mit negativen Vorzeichen in das residente Lochspinsystem. Dies ist in Abbildung 5.16 veranschaulicht. Insgesamt führt dies zum beobachteten Umschlag des Signals ins Negative mit anschließender langsamer Dephasierung der dann durch Lokalisation stabilisierten Lochspins.

Abbildung 5.15(b) zeigt denselben Effekt in RSA-Messungen. Für nahezu resonante Anregung (unterste Kurve) entsteht eine RSA-Kurve wie aus Abb. 5.12(a) bekannt, mit periodischen Maxima in B. Durch die Initialisierung des residenten Lochspinsystems im Magnetfeld steigt die Amplitude für steigendes Magnetfeld wie gehabt an (vgl. Abschnitt 5.4.1). Für steigende Überschussenergie ΔE entsteht dann wie in den TRKR-Messungen ein Signalanteil mit negativer Amplitude, der sich als Peaks in negative Richtung um $B = 0$ manifestiert. Für größer werdendes Magnetfeld konkurrieren die beiden Initialisierungsmechanismen. Der magnetfeldinduzierte Mechanismus erzeugt residente Lochspins in positive Richtung

und dominiert für größere Magnetfelder das Signal, was sich in einem Umschlagen der Signalamplitude zurück ins Positive zeigt.

Die Kurven in Abbildung 5.15(c) bzw. (d) zeigen Leistungsserien, die qualitativ das gleiche Verhalten zeigen. Für erhöhte Leistungsdichte treten wie in den Kurven in Panel 5.15(a) bzw. (b) negative Signalanteile auf, die sich ebenso einer erhöhten Dephasierungsrate direkt nach der Anregung zuschreiben lassen. Die mikroskopischen Ursachen sind hierbei ähnlich denen bei verstärkt nichtresonanter Anregung: Die insgesamt ins System eingebrachte Energie steigt. Durch erhöhte Anregungsdichte werden Zustände bei höheren k -Vektoren besetzt, was zu verstärkter Lochspindephasierung während der Impulsrelaxation führt.

Im folgenden Abschnitt werden zwei theoretische Modelle zur Beschreibung der Messergebnisse vorgestellt, welche die soeben eingeführten Initialisierungsmechanismen berücksichtigen.

5.5 Theoretische Modellierung

Ausgehend von den bisher vorgestellten experimentellen Ergebnissen wurde zunächst ein phänomenologisches Ratengleichungsmodell der Spindynamik erstellt und numerisch für TRKR/FR sowie RSA implementiert.

In Fortführung dieser Arbeit konnte in der Arbeitsgruppe von Prof. Machnikowski der Universität Breslau in Zusammenarbeit mit uns eine analytische Beschreibung entwickelt werden [Kug11b], die eine weitgehend automatisierte Anpassung simulierter Fitkurven an die experimentellen Daten erlaubt. Eine ausführliche Behandlung der Grundlagen, auf der dieses Modell basiert, findet sich in [Mac10].

Mithilfe dieser Modelle, die im Folgenden eingeführt werden, konnten in den weiteren Teilen dieser Arbeit die physikalisch relevanten Parameter aus den Messdaten extrahiert werden.

5.5.1 Ratengleichungsmodell zur Berechnung von TRKR/FR- und RSA-Kurven

Die kombinierte Elektron- und Lochspindynamik kann als Satz gekoppelter Differentialgleichungen mit den Elektronen- (\mathbf{e}) und Loch- (\mathbf{h}) Spinpolarisationsvektoren beschrieben werden [Kor10]:

$$\frac{d\mathbf{e}}{dt} = -\frac{\mathbf{e}}{\tau_R} + \frac{g_e\mu_B}{\hbar}(\mathbf{B} \times \mathbf{e}) \quad (5.1)$$

$$\frac{d\mathbf{h}}{dt} = -\frac{\mathbf{h}}{\tau_h} + \frac{g_h\mu_B}{\hbar}(\mathbf{B} \times \mathbf{h}) + \frac{e_z\mathbf{Z}}{\tau_R} \quad (5.2)$$

Der erste Term in Gleichung (5.1) beschreibt den Zerfall der Elektronenspinpolarisation. Die Zerfallszeit τ_R entspricht dabei der Rekombinationszeit der photo-

generierten Ladungsträger. Die Elektronenspindephasierung wird vernachlässigt, da die Elektronenspinlebensdauer in unseren Proben bei den untersuchten Temperaturen deutlich länger als die Rekombinationszeit ist. Der zweite Term beschreibt die Präzession der Spins um den in-plane Magnetfeldvektor \mathbf{B} .

Gleichung (5.2) beschreibt analog dazu die Entwicklung der Lochspinpolarisation. Diese dephasiert mit der Lochspinlebensdauer τ_h und präzediert um \mathbf{B} . Der dritte Term beschreibt die Rekombination der Löcher mit Elektronen passender Spinausrichtung, weshalb in diesen Term die Rekombinationszeit τ_R und die Zahl der Elektronen e_z in z-Richtung eingeht. \mathbf{z} bezeichnet den Einheitsvektor in Wachstumsrichtung. Dieser Term koppelt Elektronen- und Lochspindynamik.

TRFR: Dieses Modell wurde als Ratengleichungssystem implementiert und mit Zeitschritten im Bereich von 0,1 ps numerisch gelöst, um TRFR/KR-Kurven zu erzeugen. Es wurde wie oben erwähnt (vgl. Abb. 5.14 auf Seite 59) mit experimentellen Daten getestet und ergab eine hervorragende Übereinstimmung mit dem Experiment.

Um dem Einfluss der Initialisierung durch nichtresonante Anregung (vgl. Abschnitt 5.4.2) - und damit einer asymmetrischen Anfangsbesetzung von Elektronen- und Lochspinreservoirs - Rechnung zu tragen, können unterschiedliche Anfangs-Spin-Polarisationen $|\mathbf{e}| \neq |\mathbf{h}|$ eingesetzt werden.

RSA: Um aus diesem Modell RSA-Kurven zu erhalten, wurde für jeden Magnetfeldwert das Signal von mehreren², im Abstand von jeweils 12,5 ns erzeugten, TRKR/FR-Kurven numerisch berechnet und aufaddiert. Der Einfluss der g-Faktor-Inhomogenität wurde über eine angepasste Lochspindephasierungsrate nach Formel (3.12) berücksichtigt. Ein Beispiel für die exzellente Übereinstimmung der so erhaltenen Kurven mit den experimentellen Daten ist in Abbildung 6.3b auf Seite 74 gezeigt.

5.5.2 Analytische Beschreibung der Kerr- bzw. Faraday-Rotations-Experimente

In Erweiterung des obigen, rein numerisch implementierten Modells, wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Machnikowski/Universität Breslau anhand unserer experimentellen Daten ein erweitertes, analytisches Modell entworfen. Eine Herleitung des Modells ist in Anhang A beigelegt.

Die dort erhaltenen Ausdrücke zur Beschreibung der gekoppelten Dynamik wurde von Kamil Korzekwa für numerische Fits in die Programmiersprache C übertragen [Kor12]. Mit Hilfe der GNU Scientific Library³ wurden „reduced chi

²Für sehr gute Genauigkeit ist bei Lebensdauern um 100 ns die Berechnung von 20 Kurven ausreichend.

³<http://www.gnu.org/software/gsl/>

square“-Fits an die Kurven angepasst. Bereits bekannte Parameter wie z.B. der Elektronen-g-Faktor können bei Bedarf festgehalten werden, um nur bestimmte Parameter während des Fitprozesses zu variieren. Die hohe Qualität der dadurch möglichen Fits ist z.B. in Abbildung 5.15 auf Seite 61 sichtbar: Die erhaltenen Gleichungen beschreiben die Kurven mit hoher Genauigkeit und reproduzieren alle enthaltenen Merkmale.

5.6 Schnelle Dephasierung nach Anregung

Wie im Abschnitt 5.4.2 beschrieben, führt schnelle Dephasierung zu einer Asymmetrie in den Spinreservoirs und damit zu einer verbleibenden Lochspinpolarisation nach Abschluss der Rekombination. Schnelle Dephasierung kann dabei durch verschiedene Prozesse erfolgen. Zum einen sind in der Zeit bis zur Lokalisierung der Löcher alle k-abhängigen Dephasierungskanäle erlaubt (vgl. Abschnitt 3.3.2). Zum anderen ist für endliche k-Vektoren die Wellenfunktion nicht von reinem Schwerloch-Charakter, weshalb auch der Spin-Flip-Dephasierungsprozess durch Mischung von Schwerloch- und Leichtlochband erlaubt ist (vgl. Abschnitt 3.3.1).

Mit den im vorhergehenden Abschnitt entwickelten Fitfunktionen wurde das anfängliche Verhältnis von Elektronen- zu Lochspins bestimmt, um die Effektivität der schnellen Dephasierungsprozesse in Abhängigkeit von Anregungsdichte, Wellenlänge und Temperatur zu untersuchen. Die Untersuchungen wurden am 4 nm breiten QT vorgenommen, da nur dort die lange Lebensdauer RSA-Untersuchungen zuließ.

Eine Auswahl der Kurven, aus der diese Daten gewonnen wurden, wurde bereits in Abbildung 5.15 auf Seite 61 gezeigt. Die aus den Fits bestimmten Parameter der langlebigen Spindynamik wie Spindephasierungszeiten oder g-Faktoren werden an passender Stelle in Kapitel 6 präsentiert.

Panel 5.17(a) und (c) zeigen die aus TRFR-Versuchen bei 10 K bzw. 15 K extrahierten Parameter, während in Panel (b) und (d) RSA-Daten bei 1,2 K gezeigt sind. In RSA bei tiefen Temperaturen, niedriger Anregungsleistung und resonanter Anregung liegt das e/h -Verhältnis bei -1, die Anfangs-Lochspinpolarisation ist also gleich der der Elektronen. Es findet keine schnelle Dephasierung statt. Dieses Verhältnis sinkt für wachsende Anregungsenergie bzw. Anregungsdichte auf -0,9 bis -0,8.

Bei den höheren Temperaturen von 10 K bzw. 15 K in TRKR wird das Verhältnis von -1 auch für niedrigste Leistung und nahezu resonante Anregung bei 743 nm nicht erreicht, sondern startet bereits bei geringeren Werten um -0,7, um anschließend auf -0,2 zu sinken. Insgesamt ist die Tendenz hin zu kleineren Werten in allen Graphen gut erkennbar.

Diese Entwicklung ist auch ohne Fit bereits an den Ausgangskurven in Abbildung 5.15 erkennbar: Dort ergeben sich in RSA-Peaks in negative Signalrichtung, was aufgrund des Initialisierungsmechanismus auf ein abgesenktes h/e -Verhältnis

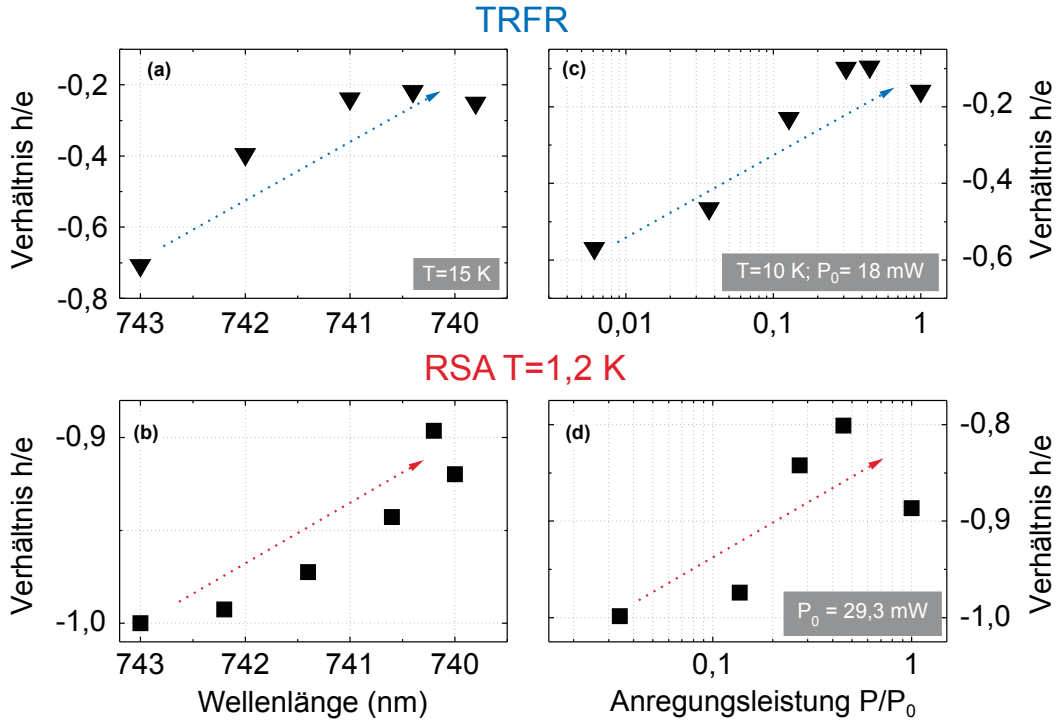


Abb. 5.17: Entwicklung des Verhältnisses h/e . Sowohl in TRFR als auch in RSA ergibt sich für erhöhte Anregungswellenlänge oder Anregungsleistung eine Abnahme des Verhältnisses von Löchern zu Elektronen. Die Daten wurden mithilfe des theoretischen Modells aus den Kurven in Abbildung 5.15 gewonnen. Die farbigen Pfeile dienen zur Veranschaulichung der Entwicklung.

schließen lässt. In TRFR zeigt sich dies durch ein Nulldurchgang des Signals während der Rekombinationszeit mit anschließend langsam zerfallendem Lochanteil mit ebenfalls negativer Amplitude.

Eine Erhöhung der Überschussenergie oder der Anregungsdichte führt also zu einer Verstärkung der schnellen Dephasierung während der Relaxation zum Bandminimum. Bei erhöhter Überschussenergie ist über den höheren k -Vektor von vermehrter Streuung auszugehen. Die Löcher können dann über Spin-Flips bei der Streuung mit anderen Ladungsträgern ihre Spininformation verlieren. Ähnlich führt eine Erhöhung der Zahl der generierten Ladungsträgerpaare über erhöhte Anregungsdichte zu mehr Streuung und damit Spindephasierung.

Auch mit erhöhter Temperatur sinkt der Lochspinanteil. Dies kann folgendermaßen erklärt werden: Mit steigender Temperatur stehen zum einen mehr Phononen als Stoßpartner zur Verfügung. Zum anderen wirkt die thermische Energie der Lokalisierung entgegen, was ebenfalls zu erhöhter Dephasierung im Lochsystem

führt. Eine mikroskopische Beschreibung der Dephasierungsvorgänge auf diesen Zeitskalen ginge jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

Bemerkenswerterweise konnte also in diesen Proben eine Koexistenz von Lochspindephasierung innerhalb von Pikosekunden mit langlebigen Lochspinphänomenen im Nanosekundenbereich nachgewiesen werden. Dabei wird durch die schnelle Dephasierung zu Beginn die Übertragung des Lochspins ins residente Ladungsträgersystem, und damit die Beobachtung des langlebigen Anteils bei $B = 0$ T, überhaupt erst möglich.

Mit dem vorgestellten theoretischem Modell zur Extraktion der physikalisch relevanten Parameter, dem Verständnis der Initialisierungsprozesse und der korrekten Deutung der Signalamplitude unter Vorzeichenwechsel können jetzt alle Merkmale der experimentellen Daten korrekt interpretiert werden. Im folgenden Abschnitt wird die Lochspindynamik abhängig von verschiedenen Faktoren untersucht. Dabei liegt besonderes Augenmerk auf der Entwicklung der Lebensdauer und des g-Faktors.

Kapitel 6

Langlebige Lochspindynamik

Nachdem im vorhergehenden Kapitel die Signalentstehung und damit auch die Lochspindynamik auf kürzesten Zeitskalen untersucht wurde, wenden wir uns nun langlebigen Lochspinphänomenen mit Lebensdauern ab 100 ps zu.

In Abschnitt 6.1 wird zunächst vorrangig die Abhängigkeit der Spindephasierungszeit von verschiedenen Parametern diskutiert. In Abschnitt 6.2 wird dann mit dem Loch-g-Faktor der zweite wichtige, die Lochspindynamik bestimmende Parameter in Abhängigkeit von den experimentellen Bedingungen untersucht.

6.1 Spinlebensdauer in 2D Lochsystemen

6.1.1 Einfluss des Magnetfelds: Ensembledephasierung

In diesem Kapitel wird die bereits aus früheren Arbeiten bekannte Ensembledephasierung (vgl. Abschnitt 3.3.6) im Magnetfeld untersucht. Anhand der Ergebnisse werden die typischen Merkmale der TRFR-Kurven und die Auswertetechniken vorgestellt.

In Abbildung 6.1(a) ist eine Serie von TRFR-Kurven von 0 T bis 10 T bei 1,2 K des dünnsten QTs mit 4 nm Breite gezeigt. Wie bereits im Kapitel Signalentstehung diskutiert, ist bei 0 T kein langlebiges Lochspinsignal, sondern lediglich die Ladungsträgerlebensdauer mit $\tau_r = 68 \pm 1$ ps zu beobachten. Ab 0,5 T ist aufgrund der Initialisierung im Magnetfeld (vgl. Abschnitt 5.4.1) ein Spinsignal sichtbar, das deutlich langlebiger ist, als der beobachtbare Bereich von ~ 2 ns. Im Zeitbereich der Ladungsträgerlebensdauer unter 100 ps ist eine zweite, schnellere Präzession sichtbar, die über den g-Faktor von 0,266 (vgl. Abb. 6.1(c)) den Elektronen zugeordnet werden kann. Für steigendes Magnetfeld wird die Lochspinpräzession schneller (siehe gestrichelter Pfeil), während die Lebensdauer des langlebigen Anteils sinkt. Dies ist besonders für die größten Magnetfelder deut-

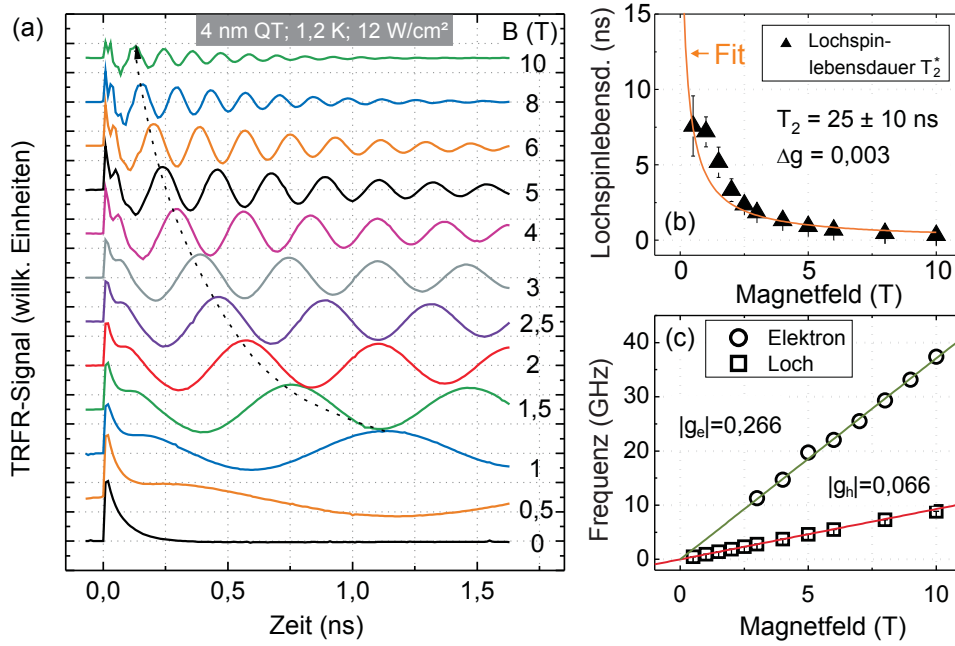


Abb. 6.1: Lebensdauer in Abhängigkeit vom Magnetfeld: (a) TRFR-Daten des 4 nm QT bei 1,2 K: Es zeigen sich langlebige Lochspinoszillationen. Mit der gestrichelten Kurve ist die Position des ersten Maximums der Präzession angedeutet. (b) Extrahierte Lochspinlebensdauern für verschiedene Magnetfelder. Die orange Linie zeigt den Fit mit Glg. (3.12), mit dem eine Lebensdauer $T_2 = 25 \pm 10$ ns bei 0 T abgeschätzt wurde. (c) Dispersion der Präzessionsfrequenz der Elektronen und Löcher und linearer Fit zur g-Faktor-Bestimmung.

lich sichtbar, bei denen das Signal innerhalb des aufgetragenen Zeitbereichs bereits vollständig abklingt.

Das Signal lässt sich als Summe von zwei gedämpften Cosinus-Funktionen beschreiben. Die Lochspinlebensdauern der langlebigen Spindynamik wurden mit entsprechenden Fits extrahiert und sind in Abbildung 6.1(b) aufgetragen. Man erkennt deutlich eine $1/B$ -artige Abhängigkeit, wie aufgrund der Ensembledephasierung erwartet. Die Lebensdauern wurden mit Formel (3.12) gefittet. Da Werte unterhalb 0,5 T fehlen, ergibt sich lediglich eine grobe Abschätzung von $T_2 \sim 25 \pm 10$ ns mit $\Delta g = 0,003$. Im folgenden Kapitel werden jedoch RSA-Messungen gezeigt, die eine deutlich genauere Bestimmung der Werte nahe an $B=0$ erlauben. Dennoch ist die hier gefundene Lebensdauer des Lochspinanteils bereits bemerkenswert, da sie eine Größenordnung über den Werten liegt, die zuvor an ähnlichen Systemen beobachtet wurden [Syp07]. Wie weiter unten ausführlicher diskutiert werden wird (vgl. Kap. 6.1.2), wird der Lochspin durch die große HH-LH-Aufspaltung stabilisiert.

Die Lebensdauer des Elektronenspin-Anteils $\tau_e = 75 \pm 10$ ps bleibt über den gesamten Bereich unverändert. Da die Probe p-dotiert ist, können die Elektronenspins nur während der Ladungsträgerlebensdauer beobachtet werden. Da die Spinlebensdauer der Elektronen in der Regel deutlich länger ist, handelt es sich bei der beobachteten Zerfallszeit um die Ladungsträgerlebensdauer.

Die aus den Fits erhaltenen Präzessionsfrequenzen sind in Abbildung 6.1(c) aufgetragen. Über einen linearen Fit der Frequenzdispersion erhält man mit hoher Genauigkeit den Betrag des Loch-g-Faktors von 0,066. Für den Elektronen-g-Faktor erhält man - wie oben erwähnt - einen Betrag von 0,266. Auch dies ist in Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert für Elektronen in einem Quantentrog dieser Breite (vgl. Abschnitt 3.2.1).

Die Lochspinlebensdauer ist also aufgrund der Ensembledephasierung, d.h. dem Auseinanderlaufen des Spinensembles während der Präzession aufgrund einer inhomogenen g-Faktor-Verteilung, stark vom angelegten Magnetfeld abhängig. Die Ensembledephasierung maskiert dabei die intrinsische Spinlebensdauer T_2 . Um diese akkurat zu bestimmen, sind Messungen möglichst nahe an $B = 0$ notwendig. Die hier bestimmte Lebensdauer T_2^* liefert lediglich eine untere Schranke für T_2 bzw. über den Fit mit Formel (3.12) eine grobe Abschätzung.

Es sei angemerkt, dass die inhomogene g-Faktor-Verteilung ein Indiz für Lokalisation ist: Lokalisierte Ladungsträger sind nur noch der Potentiallandschaft in der Umgebung ihres Lokalisationsorts ausgesetzt. Dieser ist für jeden Ladungsträger verschieden, was zu einer Verteilung von g-Faktoren führt. Nicht lokalisierte Ladungsträger dagegen bewegen sich durch den Kristall und mitteln so über alle Potentiale, so dass alle Ladungsträger dieselbe mittlere Umgebung spüren. Dies würde zu einem quasi einheitlichen g-Faktor und einer Unterdrückung der Ensembledephasierung führen.

6.1.2 Einfluss der Quantentrogbreite

TRFR-Messungen

Frühere Untersuchungen [Kug09a] legen genau wie theoretische Überlegungen (vgl. Abschnitt 3.3.1) eine starke Abhängigkeit der Lochspinlebensdauer von der Quantentrogbreite nahe. In diesem Abschnitt werden Experimente an einer Serie von verschiedenen breiten Quantentrögen präsentiert. Zunächst werden Ergebnisse aus TRFR-Experimenten diskutiert. Dieses Messschema erlaubt direkten Zugriff auf die Spindynamik in einem Bereich bis 2 ns.

Abbildung 6.2(a) zeigt eine Auswahl von TRFR-Kurven bei einem Magnetfeld von 6 T und einer Temperatur von 1,2 K. In den ersten 200 ps ist jeweils eine schnellere Präzession auf das Signal aufgeprägt, während danach nur noch eine langlebige Oszillation zu sehen ist. Bei der schnellen Präzession handelt es sich um das Spinsignal der Elektronen, was dadurch untermauert wird, dass die g-Faktoren dieser Komponente den erwarteten Wert für Quantentröge der jeweili-

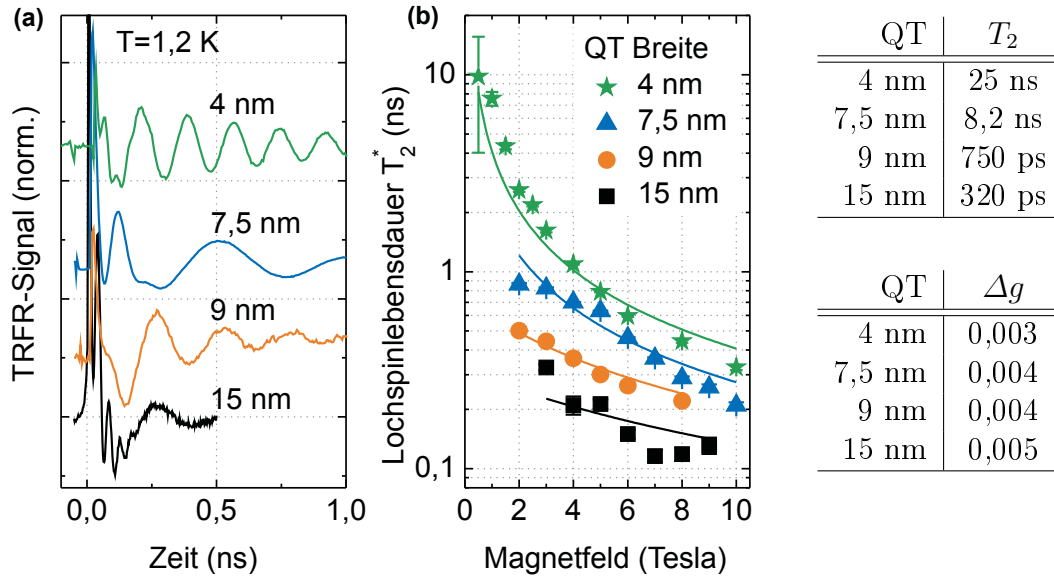


Abb. 6.2: Lebensdauer in Abhängigkeit von der Quantentrogbreite: (a) TRFR-Daten der QTe verschiedener Breite. (b) Extrahierte Lochspinlebensdauern für verschiedene Magnetfelder. Die durchgezogenen Linien sind Fits mit Formel (3.12) und zeigen die $1/B$ -artige Abhängigkeit der Lebensdauern aufgrund der Ensembledephasierung. Die Fitdaten sind in den Tabellen rechts aufgeführt. Da aufgrund der Initialisierungsdynamik die T_2^* -Werte nahe bei $B=0$ fehlen, sind die Fitwerte nur als Abschätzung zu werten.

gen Breite annehmen (vgl. Abschnitt 3.2.1). Da das System p-dotiert ist, sind die Elektronenspins nur innerhalb der Ladungsträgerlebensdauer sichtbar. Die durch Fits mit der Superposition zweier exponentiell gedämpfter Cosinus-Funktionen¹ extrahierte Lebensdauer dieser Komponente lag jeweils im Bereich knapp unter 100 ps bei 4 K. Da die Elektronenspinlebensdauer üblicherweise länger ist, muss es sich hierbei um die Ladungsträgerlebensdauer handeln. Dies wurde durch zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen an einem Streak-Kamera-System verifiziert.

Nach Abklingen der Elektronenspindynamik ist eine langlebige, langsam präzedierende Oszillation sichtbar. Diese kann den Löchern mit ihrem kleineren g -Faktor zugeordnet werden. Betrachtet man das verbleibende Signal bei 1 ns, ist gut zu erkennen, dass die Lebensdauer für schmaler werdende Quantentröge zunimmt. Abbildung 6.2(b) zeigt die aus den TRFR-Kurven durch Fits mit gedämpftem Cosinus extrahierten Lochspinlebensdauern für verschiedene Magnetfelder. Wie erwartet verhält sich die Lebensdauer für alle QT-Breiten aufgrund der Ensembledephasierung $1/B$ -artig (vgl. Abschnitt 3.3.6). Am besten ist dies an den Werten des 4 nm QT sichtbar, dessen langlebige und rauscharme Kurven die Extraktion der Lebensdauer bis unter 1 T zuließen.

¹Die beiden Cosinus-Funktionen beschreiben jeweils den Elektronen- bzw. Lochspinanteil des Signals.

Die Entwicklung der Lebensdauer mit dem Magnetfeld verläuft dabei für alle Quantentröge qualitativ identisch, was auf eine ähnliche g-Faktor-Inhomogenität Δg_h schließen lässt. Die Inhomogenität scheint also nicht empfindlich von der Quantentrogbreite oder Fluktuationen bei der Fabrikation abzuhängen. Die Bestimmung der g-Faktor-Inhomogenität ist aufgrund der fehlenden Werte bei niedrigen Feldern - und damit schließlich T_2 - nur grob möglich. Mit Formel (3.12) kann sie in etwa abgeschätzt werden und liegt für alle Kurven im Bereich von $\Delta g_h \cong 0,004 \pm 0,001$, vgl. die Tabelle in Abb. 6.2.

Ebenfalls gemäß den Erwartungen steigt die Lebensdauer mit sinkender QT-Breite und damit steigender HH-LH-Aufspaltung deutlich an, da so die Lochspinrelaxation über Spin-Flips bei Streuung aufgrund der sinkenden Valenzbandmischung verringert wird (vgl. Kap. 3.3.1). Die Aufspaltung erreicht für den 4 nm breiten QT ein Maximum (vgl. Abb. 2.6). Für den dünnsten Quantentrog werden bei kleinen Magnetfeldern bereits Lebensdauern T_2^* von einigen ns erreicht.

Für kleine Magnetfelder präzediert das Signal zu langsam, als dass im beobachtbaren Zeitfenster bis 2 ns zuverlässige Fits angefertigt werden könnten. Durch die fehlenden Werte nahe $B = 0$ T kann die reine Dephasierungszeit T_2 bei $B=0$ mit Formel (3.12) nur grob aus den vorhandenen Werten extrapoliert werden. Die Fitergebnisse in Abb. 6.2 sollten daher nur als Abschätzung gewertet werden. Dieses Problem kann durch RSA-Messungen, wie sie im folgenden vorgestellt werden, umgangen werden. Dennoch zeigt sich auch in T_2 eine deutliche Verlängerung der Lochspinlebensdauer mit sinkender QT-Breite.

RSA-Messungen

In diesem Abschnitt werden in Fortführung der TRFR-Messungen des vorherigen Abschnitts RSA-Messungen am dünnsten QT mit 4 nm Breite vorgestellt. Nur in diesem Quantentrog war die Spinlebensdauer lang genug, dass von aufeinanderfolgenden Laserpulsen (mit Abstand 12,5 ns) generierte Spinpopulationen miteinander interferieren konnten und so ein RSA-Signal nachgewiesen werden konnte. Großer Vorteil der RSA-Messungen ist, dass diese auch nahe an $B = 0$ T Zugang zu zuverlässigen Lebensdauerinformationen gewährt, wie im folgenden gezeigt wird. Die Lebensdauer beim entsprechenden Magnetfeld ist näherungsweise proportional zum Quadrat der inversen Halbwertsbreite (FWHM) des Peaks: $T_2^* \sim 1/(\text{FWHM})^2$. Dies wurde durch Vergleich der mit Formel (A.9a) gefitteten Lebensdauern mit den Halbwertsbreiten gezeigt [Kor11]. Der g-Faktor kann aus dem Abstand der Peaks abgelesen werden.

Abbildung 6.3(a) zeigt die bei 0,4 K, 1,2 K und 4,5 K aufgenommenen RSA-Kurven. Die Kurven zeigen, wie im Kapitel 5 („Signalentstehung“) besprochen, die für diese Proben typische Signalförmigkeit. Das Maximum bei $B = 0$ fehlt und erst für steigendes Magnetfeld entstehen aufgrund der Initialisierung des residenten Spinsystems im Magnetfeld äquidistante Peaks. Die Amplitude nimmt deshalb zunächst zu. Aufgrund der durch die Ensembledephasierung immer weiter ver-

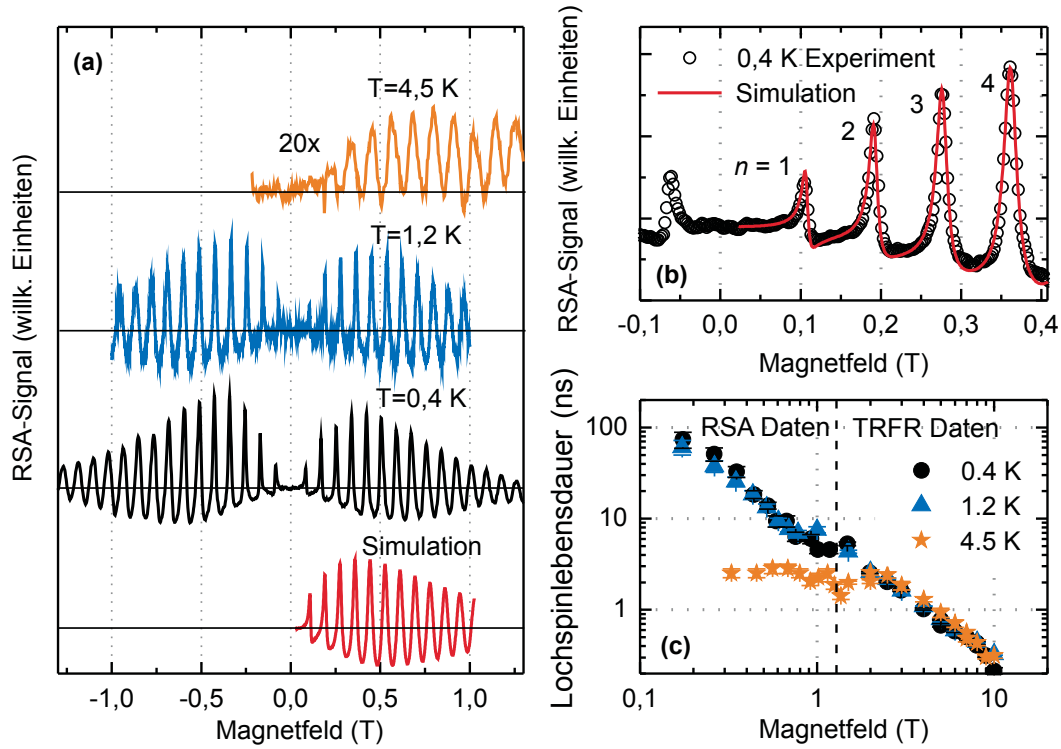


Abb. 6.3: RSA bei 0,4 K, 1,2 K und 4,5 K: (a) RSA-Daten des 4 nm QT bei unterschiedlichen Temperaturen. Zum Vergleich ist eine simulierte Kurve mit aufgetragen. (b) Vergleich von Simulation und Messdaten. (c) Aus den Messdaten extrahierte Lochspinlebensdauern in Abhängigkeit vom Magnetfeld (adaptiert aus [Kor10]).

kürzten Lebensdauer nimmt die Peakhöhe ab ca. 0,4 T wieder ab bzw. die Halbwertsbreite zu, vollkommen analog zu den Ergebnissen aus den TRFR-Messungen. Ab etwa 1,6 T wird das Signal vom Rauschen überdeckt.

Zunächst fällt auf, dass die Kurven für 0,4 K und 1,2 K nahezu deckungsgleich sind, während das Signal für 4,5 K (hier 20fach vergrößert dargestellt) deutlich schwächer ist. Für 4,5 K erhält man daher auch beim Fitten der Kurven mit Hilfe der theoretischen Beschreibung deutlich geringere Lebensdauern.

Abbildung 6.3(b) veranschaulicht die exzellente Übereinstimmung von Experiment und Theorie. Die Lebensdauern wurden für alle Peaks aus der Halbwertsbreite bestimmt und in 6.3(c) aufgetragen. Die rechte Hälfte des Diagramms zeigt Lebensdauern aus TRFR-Experimenten für $B > 1$ T, die linke Hälfte die Messpunkte der RSA-Kurven für kleine Magnetfelder. Die RSA-Daten führen die $1/B$ -artige Abhängigkeit der Lebensdauern aus den TRFR-Experimenten nahtlos fort und erreichen schließlich für kleine Felder einen Rekordwert von $T_2^* = 74 \pm 15$ ns.

Die Lebensdauern für 0,4 K und 1,2 K sind identisch, was aufgrund der nahezu deckungsgleichen RSA-Kurven zu erwarten ist. Während sich im von der Ensem-

bledephasierung dominierten Messbereich für $B > 1$ T in TRFR-Kurven kein Unterschied in den Lebensdauern für die drei Temperaturen zeigte, knickt die Kurve für 4,5 K bei 1 T ab und zeigt für kleine Magnetfelder eine deutlich geringere Lebensdauer als die Kurven bei niedrigeren Temperaturen. Die Lebensdauer liegt an der Grenze zur Detektierbarkeit und beträgt etwa 2 ns.

Anhand der erzielten Ergebnisse kann festgehalten werden: Die Lokalisierung stabilisiert bei niedrigen Temperaturen im Zusammenspiel mit der großen HH-LH-Aufspaltung im 4 nm-QT die Lochspins drastisch, so dass längste Lebensdauern erreicht werden. Der Unterschied in der thermischen Energie zwischen 0,4 K und 1,2 K ist im Vergleich zur Tiefe der Lokalisationspotentiale nicht in der Lage, einen messbaren Unterschied in der Lebensdauer zu erzeugen. Hier sind offenbar andere, k -unabhängige Dephasierungsmechanismen bereits der dominierende Zerfallskanal. Die Wechselwirkung mit den Kernspins ist hier höchstwahrscheinlich der limitierende Effekt für die maximale Lebensdauer.

Die bei 4,5 K auf 2 ns verkürzte Lebensdauer kann nicht ausschließlich durch thermische Aktivierung der Löcher erklärt werden: Wie aus den PLE-Messungen bekannt, liegt die Tiefe der Lokalisationspotentiale um 2,5 meV. Die thermische Energie bei 4,5 K beträgt jedoch nur 0,39 meV. Es ist daher wahrscheinlich, dass die immer noch endliche Beimischung (ca. 2 % in dünnen QT [Luo09]) der Leichtlochwellenfunktion bei Streuvorgängen zu Dephasierung über Spin-Flips führt. Die Spindephasierungsrate ist dann proportional zur Streurrate, welche wiederum mit der Temperatur ansteigt. Stöße können dabei beispielsweise mit Phononen oder dem aus statistischen Gründen dennoch bereits aktivierten Anteil der Löcher stattfinden.

Die extrem lange Lebensdauer T_2^* bei tiefen Temperaturen liegt zwei Größenordnungen über den bisher gefundenen Werten und zeigt die drastische Abhängigkeit der Lochspindynamik von Lokalisierung und HH-LH-Aufspaltung. Sie ist aus einem weiteren Grund bemerkenswert: Der 4 nm QT hat - unter anderem aufgrund des erhöhten Einflusses der Grenzflächen - mit einer Beweglichkeit von $13 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ eine zwei Größenordnungen geringere Beweglichkeit als alle anderen Proben. Dies ist ebenfalls ein deutliches Indiz für Lokalisierung der Ladungsträger, aller Wahrscheinlichkeit nach an Grenzflächenfluktuationen. Zusammen mit der deutlichen Temperaturabhängigkeit und dem großen Stokes-Shift kann eine Lokalisierung als nachgewiesen angesehen werden.

Die Änderung des g -Faktors mit der Temperatur, sichtbar an dem vergrößerten Peakabstand bei 4,5 K in Abbildung 6.3(a), wird in Kapitel 6.2.3 wieder aufgegriffen und dort ausführlicher diskutiert.

Es sei angemerkt, dass die Extrapolation der in TRFR-Experimenten gewonnenen Lebensdauern der anderen, breiteren QTs auf niedrige Magnetfelder Lebensdauern oberhalb von 2 ns möglich erscheinen lässt. Die mit RSA in unserem Aufbau gerade noch detektierbare Lebensdauer liegt ebenfalls in diesem Bereich. Versuche, auch an diesen Proben ein RSA-Signal zu erhalten sind trotz gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht erfolgreich gewesen. Die HH-LH-Aufspaltung

ist dort je nach QT-Breite um einen Faktor zwei bis vier geringer (vgl. Abb. 2.6). Zudem nimmt mit größerer Breite auch die Tiefe der Lokalisationspotentiale aufgrund von Monolagenfluktuationen deutlich ab [Fil04]. Die des 9 nm breiten QTs ist beispielsweise bereits um eine Größenordnung geringer als die des 4 nm QTs (vgl. Abb. 5.5). Dies führt dazu, dass in den breiteren Quantentrögen die Lochspins auch bei tiefsten Temperaturen (0,4 K) nicht mehr ausreichend vor Relaxation geschützt sind, um Lebensdauern zu erreichen, die lange genug wären um ein RSA-Signal zuzulassen.

6.1.3 Abhängigkeit von der Temperatur

Um die in den vorhergehenden RSA-Messungen beobachtete drastische Temperaturabhängigkeit der Lochspinlebensdauer auch bei höheren Temperaturen zu beobachten, wurden weitere Experimente durchgeführt. Es wurden TRKR-Messungen bei 0 T und verschiedenen Temperaturen von 4,2 K bis 30 K aufgenommen. In Abb. 6.4(a,b) ist eine Beispielkurve inkl. Fit zur Bestimmung der Lebensdauer unter nichtresonanter Anregung bei 15 K gezeigt. Die aus dieser Messreihe gewonnenen T_2 -Werte sind in Abb. 6.5(c) gegen die Temperatur aufgetragen.

Es zeigt sich in Übereinstimmung mit den RSA-Experimenten ein deutlicher Abfall der Lebensdauer von ~ 3 ns bei 4,2 K auf ~ 100 ps bei 20 K und darüber. Die Werte für hohe Temperaturen stimmen sehr gut mit den Ergebnissen von Schneider *et al.* überein, die an einem schmalen Quantentrog im Temperaturbereich von 15 bis 150 K eine Lochspinlebensdauer um 100 ps beobachtet hatten [Sch04a]. Eine deutliche Abhängigkeit der Lebensdauer von der Temperatur wurde ebenfalls bereits beobachtet [Bay95, Syp07].

Wir nehmen an, dass thermische Aktivierung der lokalisierten Ladungsträger für den drastischen Rückgang der Lebensdauer verantwortlich ist, wie in der Literatur mehrfach vorgeschlagen. Die Entwicklung der Lebensdauer mit der Temperatur wurde mit der Arrhenius-Gleichung [Lai96]

$$\frac{1}{T_2} = c_1 \cdot e^{-\frac{E_A}{k_B T}} \quad (6.1)$$

gefittet, um die Aktivierungsenergie E_A zu erhalten. c_1 ist ein Proportionalitätsfaktor; k_B bezeichnet die Boltzmann-Konstante. Die so bestimmte Aktivierungsenergie beträgt 1,4 meV. Der Fit weicht erwartungsgemäß etwas ab, da es sich natürlicherweise nicht nur um einen rein thermischen Aktivierungsprozess handelt, der für die Veränderung der Lebensdauer verantwortlich ist. Auch die Streuraten, die die Dephasierungsprozesse beeinflussen, sind auf nicht-triviale Weise temperaturabhängig, um beispielhaft nur einen Faktor für Abweichungen anzuführen.

Die Aktivierungsenergie ist etwas geringer als die durch PLE-Experimente (vgl. Kap. 5.2) bestimmte mittlere Lokalisations-Potentialtiefe der Löcher von

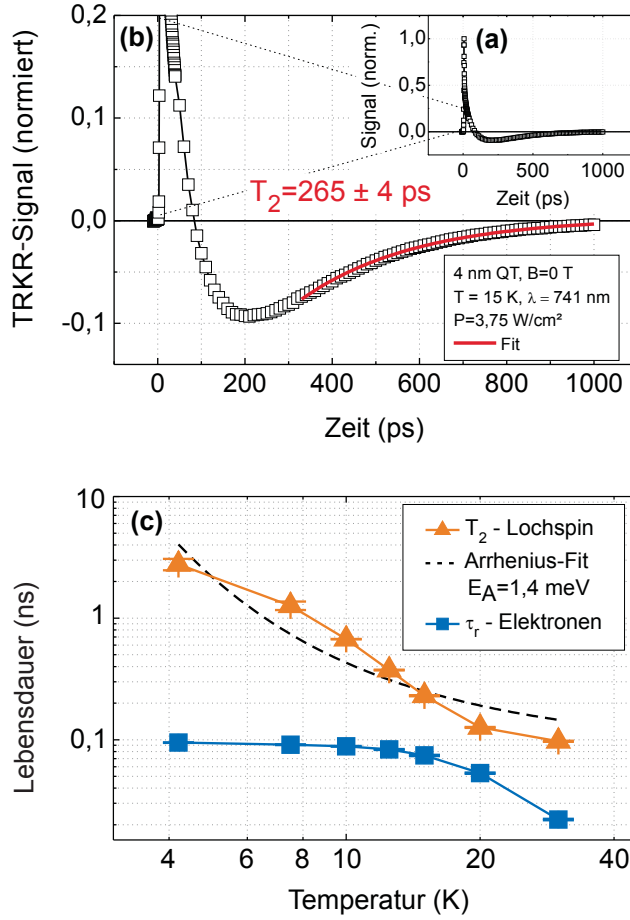


Abb. 6.4:

Lochspinlebensdauer T_2 in Abhängigkeit von der Temperatur. (a) Beispielkurve bei 15 K und mittlerer Anregungsdichte (b) Detailansicht mit exponentiellem Fit des Lochspinanteils. (c) Abhängigkeit der Lochspinlebensdauer T_2 und der Rekombinationszeit τ_r (entsprechend dem Elektronenspinanteil) von der Temperatur. Die Messungen wurden bei einer Flächenleistung von $3,75 \text{ W/cm}^2$ und einer Wellenlänge von 741 nm am 4 nm QT durchgeführt. Die Lebensdauer fällt näherungsweise exponentiell mit steigender Temperatur. Durch einen Arrhenius-Fit wurde eine Aktivierungsenergie von 1,4 meV bestimmt.

2,5 meV. Dieser scheinbare Widerspruch kann folgendermaßen aufgelöst werden: Sobald ein Teil der Löcher thermisch aktiviert wurde, können diese mit dem weiterhin lokalisierten Anteil der Löchern streuen [Kor12], wie bereits im vorherigen Kapitel vorgeschlagen. Beim Streuprozess kann über die k-abhängigen Spindephasierungsmechanismen (vgl. Kap. 3.3) die Lebensdauer des gesamten Ensembles abgesenkt werden. Die Aktivierungsenergie kann daher geringer sein als die Potentialtiefe, da es ausreichend ist, einen Teil der lokalisierten Löcher zu aktivieren. Entsprechende Modellrechnungen bestätigen diese Überlegungen [Kor12].

Aufgrund der Lokalisierung der Ladungsträger ist die Temperatur im Bereich unterhalb von 30 K daher ein bestimmender Faktor für die Lochspinlebensdauer. Ausgehend von den längsten Lebensdauern nahe an 100 ns bei 1,2 K sinkt diese um drei Größenordnungen auf etwa 100 ps bei 30 K ab.

6.1.4 Einfluss der Anregungsdichte

Eine Abhängigkeit der Lochspindynamik von der Anregungsleistung wurde in der Literatur bereits früh diskutiert. Schon von Baylac et al. wurden Hinweise gefunden, dass sich die Anregungsdichte und -wellenlänge über eine Erhöhung der effektiven Temperatur im Lochsystem verkürzend auf die Lebensdauer auswirken [Bay95].

Dabei gibt es nach der Anregung mehrere wichtige Zeitskalen. Zum einen stellt sich nahezu unmittelbar nach der Anregung - innerhalb von typischerweise weniger als 1 ps aufgrund der schnellen Impulsrelaxation - eine Gleichgewichtstemperatur im Ladungsträgersystem ein [Sha96]. Die Ladungsträger besitzen zu diesem Zeitpunkt noch eine Temperatur, die über der des Gitters liegt. Zum anderen führt die Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und Phononen dann innerhalb einer bedeutend längeren Zeitspanne, typischerweise wenige Nanosekunden, zu einer Gleichgewichtstemperatur von Ladungsträgern und Gitter [Sha96]. Daher führt eine Erhöhung der Anregungsdichte oder der Ladungsträgerenergie zu einer Erhöhung der Anfangstemperatur im Ladungsträgersystem, die relativ lange bestehen bleibt, bevor sie ans kühlere Gitter abgegeben werden kann. Bereits in den vorhergehenden Kapiteln konnte gezeigt werden, dass die Gittertemperatur über Lokalisierung der Ladungsträger deutlichen Einfluss auf die Lochspinlebensdauer hat.

Korrespondierend dazu konnte in früheren Arbeiten für den in dieser Arbeit verwendeten 15 nm breiten QT nur für niedrigste Anregungsdichten im Bereich unter $1 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ ein langlebiges Lochspinsignal beobachtet werden [Wag08]. Eine direkte Abhängigkeit der Lebensdauer zeigte sich jedoch nicht. An dem 7,5 nm breiten QT zeigte sich ein ähnliches Bild, wobei der Bereich, in dem Lochspindynamik sichtbar war, bereits bis knapp über $10 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ reichte. Auch hier blieb die Lochspinlebensdauer im beobachtbaren Leistungsbereich konstant [Kug09a].

In [Kug09a] wurde aufgrund dessen eine weitere Erklärung für das Verschwinden des Lochspinsignals mit erhöhter Anregungsdichte herangezogen: Es wäre möglich, dass die Trionen das schwache Lochspinsignal, das durch die Anzahl der residenten Löcher nach der Rekombination beschränkt ist, überdecken.

Dass im Gegensatz zu [Bay95] keine direkte Abhängigkeit der Lebensdauer von der Anregungsdichte beobachtet werden konnte, kann jedoch möglicherweise auch von zu groben Abstufungen der verwendeten Leistungsdichten verursacht worden sein. So wurde die Lebensdauer ggf. durch Erhöhung der Leistung um eine Stufe bei zuvor unveränderter Lebensdauer bereits so weit verkürzt, dass keine Lochspindynamik mehr beobachtet werden konnte.

Weitere Untersuchungen am dünnsten QT mit 4 nm Breite sollten daher klären, welchen Einfluss die Anregungsdichte auf die Lochspinlebensdauer und die Detektierbarkeit des Lochspinsignals haben. Experimentell nähern wir uns in drei Stufen immer längeren Lebensdauern an und untersuchen im jeweiligen Regime die Abhängigkeit von der Leistungsdichte: Zuerst erfolgten TRKR-Messungen bei

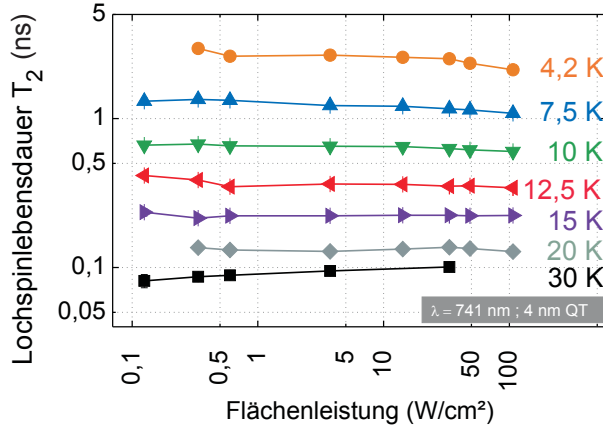


Abb. 6.5: Lebensdauer in Abhängigkeit von der Anregungsleistung zwischen 4,2 und 30 K: TRKR: Entwicklung der Lochspinlebensdauer T_2 bei $B=0$ T für verschiedene Temperaturen und Anregungsdichten: Die Lebensdauer ist nahezu unabhängig von der Anregungsdichte.

4,2 K und darüber mit Lebensdauern bis 5 ns. Dann wurden TRFR-Messungen bei 1,2 K mit Magnetfeld angefertigt, bei denen durch die Ensembledephasierung die Lebensdauern auf maximal 8 ns beschränkt waren. Erst in darauf folgenden RSA-Messungen bei 1,2 K wurde das Regime längster Lebensdauern bis 100 ns untersucht.

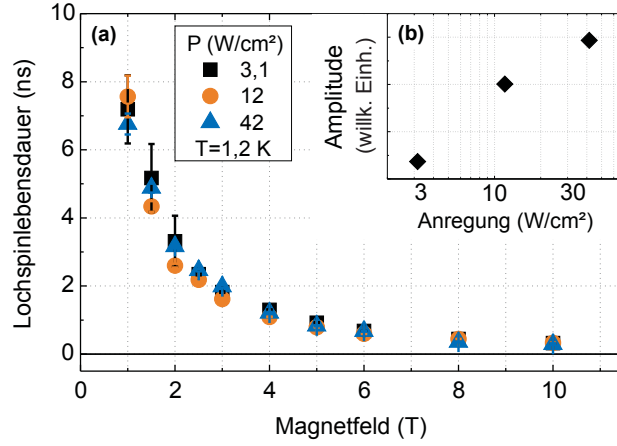
TRKR (30 K - 4,2 K, $B=0$ T): Zunächst wurden TRKR-Kurven bei Temperaturen von 4,2 bis 30 K für verschiedene Anregungsleistungen aufgenommen. Das System wurde durch leicht nichtresonante Anregung bei $\lambda = 741$ nm initialisiert. In diesem Temperaturbereich liegt die reine Spindephasierungszeit T_2 unter 5 ns. Daher kann T_2 aus dem langlebigen Teil der Kurven bei $B=0$ T, wie in Abbildung 6.4(a,b) gezeigt, direkt bestimmt werden. Da kein Magnetfeld angelegt wurde, werden die Lebensdauern nicht von einer etwaigen Ensembledephasierung beeinflusst. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.5 gezeigt.

Beachtlicherweise wird T_2 über einen Leistungsbereich von 3 Größenordnungen bis über $100 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ kaum von der Anregungsdichte beeinflusst. In dem hier untersuchten 4 nm QT sind die Spins durch die - im Vergleich zu den vorher untersuchten, breiteren QTen - große HH-LH-Aufspaltung und die größere Lokalisierungspotentialtiefe stärker vor k-abhängigen Spinrelaxationsmechanismen geschützt. Die zusätzlich ins Ladungsträgersystem eingebrachte Energie führt zunächst zu keiner merklichen Änderung der Spinrelaxationsraten.

Lediglich für höchste Anregungsdichten sinkt die Lebensdauer leicht ab. Da es sich um eine ungedünnte Probe handelt, wird dort bereits deutlich Leistung im Substrat absorbiert, was zu einer zusätzlichen Temperaturerhöhung des Gitters führt. Da die Lochspinlebensdauer wie zuvor festgestellt empfindlich von der Proben temperatur abhängt, erklärt dies das leichte Absinken.

Unabhängig von der Leistungsdichte fällt die Lebensdauer mit der Proben temperatur, wie bereits in den Kapiteln zuvor beobachtet (vgl. Kap. 6.1.2) von $3 \pm 0,5$ ns bei 4,2 K auf unter 100 ps bei 30 K.

Abb. 6.6: Lebensdauer in Abhängigkeit von der Anregungsleistung bei 1,2 K: (a) Lochspinlebensdauer im 4 nm QT. Es zeigen sich für alle Leistungen identische Lebensdauern. (b) Bei 2 T extrahierte Amplituden für die Leistungen aus Panel (a). Das Signal sättigt leicht, da es durch die Zahl der vorhandenen Ladungsträger und die Effektivität der Initialisierung beschränkt ist.



TRFR (1,2 K, $B \neq 0$ T): Die Lebensdauer T_2 ist bei tieferen Temperaturen bereits deutlich länger, als in TRKR-Messungen detektiert werden kann. Daher wurden als nächstes magnetisch initialisierte Messungen bei 1,2 K aufgenommen, bei denen die Lebensdauer aufgrund der Ensembledephasierung im Magnetfeld wieder in den detektierbaren Bereich abgesunken war.

Abbildung 6.6(a) zeigt die Lochspinlebensdauern T_2^* für Serien von TRFR-Kurven, die analog zu denen aus Abb. 6.1 am 4 nm QT angefertigt wurden. In Panel (b) ist die dazugehörige Lochspinamplitude aufgetragen.

Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmen die Lebensdauern für alle Anregungsleistungen überein. Die Amplitude steigt erwartungsgemäß mit der Anregungsleistung.

Die Lochspinphänomene im 4 nm Quantentrog sind also im Vergleich zu den breiteren QTen außerordentlich stabil. Die durch die erhöhte Anfangstemperatur im Lochsystem zusätzlich erzeugte Dephasierungsrate ist im betrachteten Lebensdauerbereich unterhalb von 5 ns zu gering, um die Lebensdauer merklich zu beeinflussen. Bei 1,2 K und oberhalb von $B=1$ T ist stattdessen die Ensembledephasierung der bestimmende Dephasierungsmechanismus. Dies ist analog zum Verhalten dieser Probe bei variiertem Temperatur, vgl. die für verschiedene Temperaturen gleiche Lebensdauer oberhalb von 1 T in Abbildung 6.3(c).

Das tiefere Lokalisationspotential und die größere HH-LH-Aufspaltung führt dazu, dass es im Vergleich zu den breiteren QTen nicht mehr notwendig ist, sich auf niedrigste Leistungsdichten zu beschränken. Die in früheren Arbeiten herangezogene Erklärung, dass das wachsende Elektronenspinsignal das Lochspinsignal überdecken würde, wird durch diese Ergebnisse widerlegt. Die Lochdichte liegt in allen Proben bei $1 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$, was bei allen Proben im gleichen Leistungsbe-
reich zum Verschwinden der Lochspindynamik führen sollte. Dies ist nicht der Fall: Die Leistungsdichte, bei der das Signal verschwindet, steigt mit sinkender Quantentrogbreite.

Dies zeigt, dass erst ab einer von der Probe abhängigen Leistungsdichte die Lochspinlebensdauer so weit verkürzt wird, dass keine Lochspinoszillationen mehr beobachtet werden können. Die Leistungsschwelle liegt aufgrund der tieferen Lokalisationspotentiale in den schmalen QTen natürlicherweise höher. Die Verkürzung der Lebensdauer kann dabei, wie in [Wag08] vorgeschlagen, dadurch erfolgen, dass die thermische Energie und die durch die Temperatur erhöhte Stoßrate der Lokalisierung entgegenwirken. Alternativ ist denkbar, dass die erhöhte Stoßrate eines nicht lokalisierten Anteils der Löcher auch ohne Aufhebung der Lokalisierung des restlichen Anteils durch Spin-Flip-Streuung zu Dephasierung führt, wie bei der Entwicklung der Lebensdauer mit der Temperatur besprochen [Kor12].

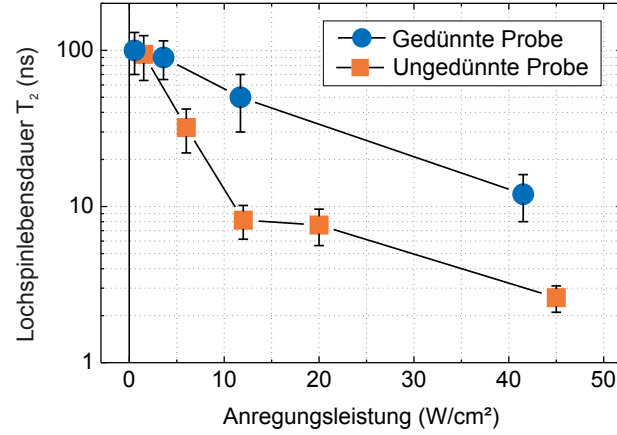
RSA ($T = 1,2$ K): Um den Einfluss der Anregungsdichte auf die sehr langen Dephasierungszeiten T_2 bei tiefen Temperaturen zu untersuchen, wenden wir uns wieder RSA-Experimenten zu. Hierzu wurden zwei verschiedene Probenstücke des 4 nm QTs bei 1,2 K vermessen. Zum einen wurde die bereits in Abbildung 5.15(d) gezeigte Anregungsleistungs-RSA-Serie an einer ungedünnten Probe ausgewertet. Des Weiteren wurden RSA-Kurven eines nasschemisch gedünnten Probenstücks aufgenommen. Die Kurven wurden gefittet und die Lebensdauer T_2 bestimmt.

Abbildung 6.7 zeigt die reine Spindephasierungszeit T_2 in Abhängigkeit von der Anregungsleistung für beide Serien. Im Gegensatz zu den TRKR-Messungen im selben Leistungsbereich, bei denen die Ensembledephasierung dominiert und jegliche Änderung der reinen Lochspindephasierungszeit T_2 überdeckt, zeigt sich nun eine deutliche Änderung der Lebensdauer - man beachte die logarithmische Skala. Bei niedrigen Anregungsleistungen unterhalb 4 W/cm^2 zeigen beide Proben eine Lochspinlebensdauer T_2 nahe bei 100 ns, welche mit steigender Leistung absinkt. Die gedünnte Probe weist schließlich bei der höchsten Leistungsdichte eine Lochspinlebensdauer von 12 ± 4 ns auf, während sich am ungedünnten Probenstück nur mehr eine Lebensdauer von $2,5 \pm 0,5$ ns zeigt. Die Lebensdauer nimmt bei der gedünnten Probe auch für geringe Leistungen deutlich langsamer ab.

Die Erklärung für den Abfall der Lebensdauer mit der Anregungsleistung ist größtenteils im durch den Energieeintrag verursachten Temperaturanstieg sowohl des Substrats als auch des Ladungsträgersystems zu suchen. Die Lochspinlebensdauer reagiert empfindlich auf Änderungen der Temperatur, wie in Kapitel 6.1.2 gezeigt wurde. Bei der ungedünnten Probe wird ein Teil der Anregungsleistung im Substrat absorbiert und die Probe daher geheizt, was zum rapiden Absinken der Lochspinlebensdauer bei großen Anregungsdichten führt. Ein Temperaturanstieg ist dort auch an den Temperatursensoren des Kryostaten sichtbar. Durch die Entfernung des Substrats wird dieser Effekt minimiert und Absorption tritt nur noch in der dünnen, MBE-gewachsenen Schicht auf, weshalb hier der Effekt weniger stark ausgeprägt ist.

Abb. 6.7:

Lochspinlebensdauer T_2 in Abhängigkeit von der Anregungsleistung (4 nm QT). Mit erhöhter Leistung zeigt sich ein Abfall der Lochspinlebensdauer, der am gedünnten Quantentrog deutlich schwächer ausfällt. Die durchgezogenen Linien dienen als Orientierung für das Auge.



Des Weiteren kommt es durch die erhöhte Zahl photogenerierter Ladungsträger direkt nach der Anregung verstärkt zu Spin-Flip-Streuung, was ebenfalls zum Absinken der Lochspinlebensdauer führt und damit den temperaturbedingten Abfall unterstützt. Dies kann in diesem Regime Einfluss auf die langlebige Dynamik nehmen, da die Lebensdauer länger ist als die Pulswiederholrate von 12,5 ns des Lasersystems.

Die durch erhöhte Anregungsdichte in der gedünnten Probe maximal zusätzlich erzeugte Spindephasierungsrate lässt sich aus dem Absinken von $T_2 = 100$ ns auf 12 ns auf eine Größenordnung von 5×10^7 s⁻¹ abschätzen. Diese Änderung kann bei Lebensdauern unterhalb von 5 ns (entsprechend einer Rate von 2×10^8 s⁻¹) nicht mehr detektiert werden, wie in den TRKR-Messungen bei höheren Temperaturen beobachtet.

Zusammenfassung: In Anregungsleistungsserien von 4,2 bis 30 K an dem 4 nm breiten QT zeigte sich keine Änderung der Spinlebensdauer mit der Anregungsleistung. Die Lebensdauer erwies sich als bemerkenswert stabil unter Änderung der Anregungsdichte. Die durch hohe Leistung zusätzlich eingeführte Dephasierungsrate - abgeschätzt auf maximal 5×10^7 s⁻¹ - ist zu gering, um zu einer merklichen Änderung der Spinlebensdauer in diesem Bereich zu führen.

Auch in TRKR-Messungen bei 1,2 K und oberhalb von 1 T zeigt sich in Anregungsleistungsserien keine Änderung der Lebensdauer. Die Ensembledephasierung ist hier der dominierende Dephasierungsmechanismus und maskiert alle Veränderungen der deutlich längeren reinen Spindephasierungszeit T_2 .

Erst RSA-Messungen erlauben bei 1,2 K Zugriff auf T_2 (im Gegensatz zu $T_2^*(B) \leq T_2$). Beim Vergleich einer gedünnten mit einer ungedünnten Probe zeigt sich, dass durch Absorption des Anregungspulses die Gittertemperatur steigt, und die Lochspinlebensdauer dadurch mit steigender Anregungsleistung sinkt. Indiz dafür ist, dass sich der Verkürzung der Lebensdauer durch nasschemisches Ent-

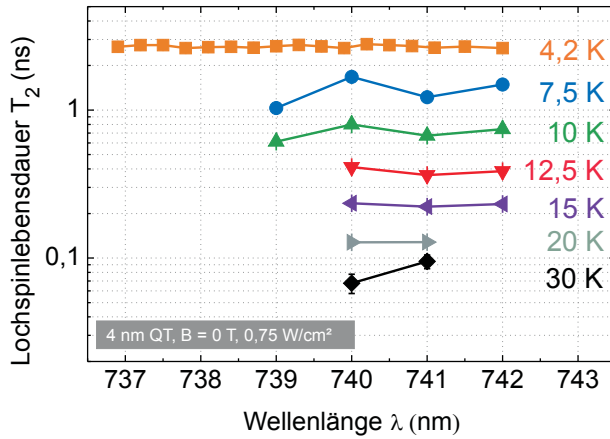


Abb. 6.8: Lebensdauer in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge: Die Lebensdauer ist zwischen 4,2 K und 30 K unabhängig von der Wellenlänge. Am deutlichsten ist dies an der fein aufgelösten Kurve bei 4,2 K erkennbar. Für höhere Temperaturen war nicht mehr bei allen Wellenlängen ausreichend Signal zur Bestimmung der Lebensdauer erzielbar.

fernen des Substrats entgegenwirken lässt. Ein weiterer Grund für die reduzierte Lebensdauer ist die erhöhte Anfangstemperatur im Ladungsträgersystem [Bay95].

Im betrachteten Quantentrog mit 4 nm Breite ist - im Gegensatz zu früher untersuchten, breiteren Quantentrögen - auch bei höchsten Anregungsleistungen $>100 \text{ W/cm}^2$ weiterhin langlebiges Lochspinsignal vorhanden. Dies korrespondiert mit der Stabilisierung des Lochspinsignals durch vergrößerte HH-LH-Aufspaltung und tiefere Lokalisierungspotentiale.

6.1.5 Einfluss der Anregungswellenlänge

Des Weiteren wurden Untersuchungen zum Einfluss der Anregungswellenlänge auf die Lochspinlebensdauer durchgeführt:

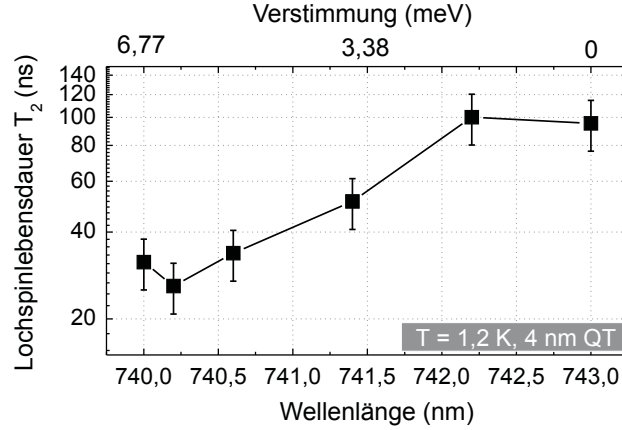
TRKR: Parallel zu den im vorhergehenden Kapitel vorgestellten TRKR-Serien bei variiertter Anregungsdichte wurden Serien mit unterschiedlicher Anregungswellenlänge für Temperaturen von 4,2 bis 30 K angefertigt. Die Lochspinlebensdauer T_2 wurde aus dem langlebigen Signalanteil bestimmt und ist in Abb. 6.8 aufgetragen.

Wie deutlich zu erkennen ist, hat die Anregungswellenlänge in diesem Temperatur- bzw. Lebensdauerbereich keinen erkennbaren Einfluss auf die Lochspinlebensdauer: Die Überschussenergie der Ladungsträger hat nur während der sehr kurzen Impulsstreuzeit starken Einfluss auf die Lochspinrelaxation, wie in Kapitel 5.4.2 anhand der schnellen Dephasierungsprozesse gezeigt. Wie bei der Abhängigkeit von der Anregungsleistung ist der Einfluss auf die langlebige Lochspindynamik zu gering, um ins Gewicht zu fallen.

RSA: Bei tieferen Temperaturen und Lebensdauern, die länger sind als die Puls-wiederholrate, ändert sich dies, wie in den folgenden RSA-Experimenten gezeigt werden konnte. Wie bei den Anregungsleistungsserien waren TRKR-Messungen

Abb. 6.9:

Lochspinlebensdauer T_2 in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Lebensdauer sinkt mit erhöhter Überschussenergie bzw. abgesenkter Wellenlänge um etwa einen Faktor 3 ab. Die kürzeste Lebensdauer ist mit 25 ± 5 ns jedoch weiterhin beachtlich lang.



in diesem Zeitbereich nicht mehr geeignet. Um bei 1,2 K die reine Spindephasierungszeit T_2 untersuchen zu können, wurde die bereits in Abb. 5.15b gezeigte Wellenlängenserie von RSA-Kurven genutzt und die Lebensdauer extrahiert.

Abbildung 6.9 zeigt die erhaltenen Lebensdauern. Für nahezu resonante Anregung bei 743 nm erhält man wiederum Lebensdauern T_2 nahe an 100 ns, welche dann für verstimmte Anregung um einen Faktor 4 auf etwa 25 ns bei 740 nm absinkt. Für noch kleinere Wellenlängen fällt die RSA-Amplitude unter das Rauschniveau ab. Der g-Faktor $|g_h| = 0,055 \pm 0,002$ und die g-Faktor-Inhomogenität $\Delta g = (2 \pm 0,4) \times 10^{-3}$ änderten sich im Rahmen der Messgenauigkeit nicht.

Die langlebige Lochspindynamik wird also von der Erhöhung der Überschussenergie der Löcher - im Vergleich zum Einfluss beispielsweise der Proben temperatur mit einer Änderung um mehrere Größenordnungen - weniger stark beeinflusst. Die durch eine Verstimmung von ~ 6 meV bei 1,2 K zusätzlich induzierte mittlere Dephasierungsrate beträgt $\sim 3 \times 10^7$ s $^{-1}$, vergleichbar mit der im vorhergehenden Kapitel durch erhöhte Anregungsdichte verursachten Dephasierung².

Die Verkürzung der Lochspinlebensdauer in diesem Regime erfolgt durch zwei Relaxationsmechanismen. Zum einen führt die durch die Überschussenergie erhöhte Anfangstemperatur im Lochsystem zu vermehrter Streuung und damit Lochspinrelaxation [Bay95]. Dies ist analog zu den Beobachtungen bei erhöhter Anregungsdichte. Zudem ist nun die Spinlebensdauer länger als die Pulswiederholrate des Lasersystems. Daher können an dieser Stelle auch schnelle Dephasierungsprozesse direkt nach der Anregung für kurze Zeit Einfluss auf die langlebige Lochspindynamik nehmen.

Dennoch ist die weiterhin lange Spinlebensdauer bemerkenswert: Während ein Teil der photogenerierten Löcher, wie aus den Untersuchungen zur schnellen Dephasierung bekannt, sofort nach der Anregung auf einer Zeitskala von fs bis

²Da direkt nach der Anregung schnellere Relaxationsprozesse wirken als in der übrigen Zeit zwischen zwei Pulsen, in RSA aber nur eine Gesamtlebensdauer bestimmt werden kann, wird hier von einer mittleren Dephasierungsrate gesprochen.

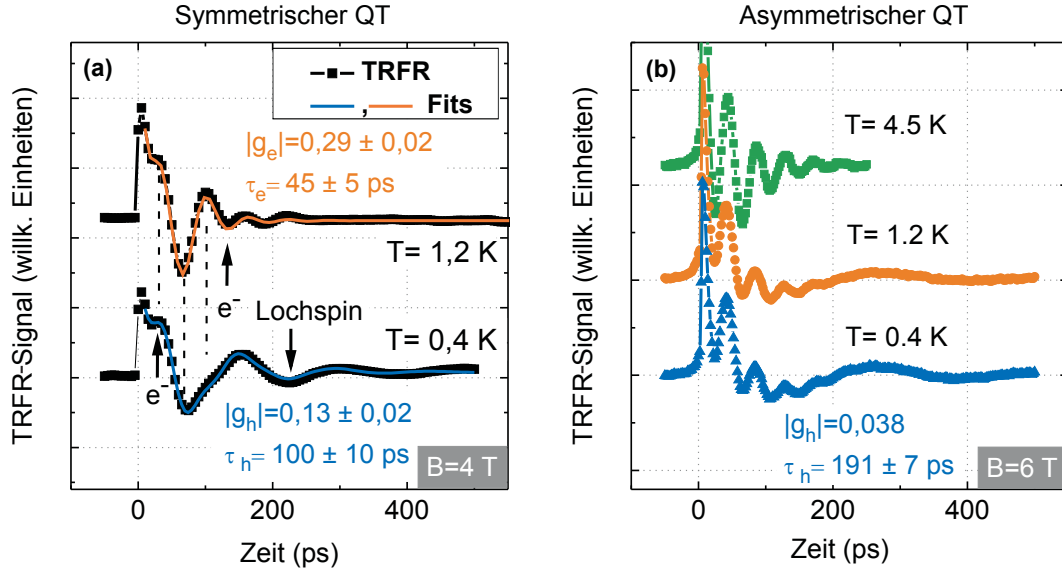


Abb. 6.10: Vergleich symmetrischer und asymmetrischer 15 nm QT: (a) TRFR-Kurven des symmetrischen 15 nm QT. Bei 1,2 K (obere Kurve) dominiert die Elektronenspinpräzession mit einer Lebensdauer von 45 ps und $|g_e| = 0,29$. Erst bei 0,4 K (untere Kurve) tritt eine langlebigere, langsamere Lochspinpräzession mit einer Lebensdauer von 100 ps und $|g_h| = 0,13$ hervor. Die Elektronenspinpräzession in den ersten ps ist in der Superposition beider Signale weiterhin als Abweichung vom gedämpften Cosinus der Löcher sichtbar (gestrichelte Linien) (b) TRFR-Kurven am asymmetrischen 15 nm QT. Es ist qualitativ gleiches Verhalten zu erkennen: Der Elektronen g-Faktor ist identisch, beim Absenken der Temperatur von 4,5 K auf 1,2 K und darunter tritt die langsamere Lochspinpräzession hervor. Die Lochspinlebensdauer ist bei gleicher Temperatur jedoch etwa doppelt so lang. (Messungen asymm. QT: A. Wagner [Wag08]).

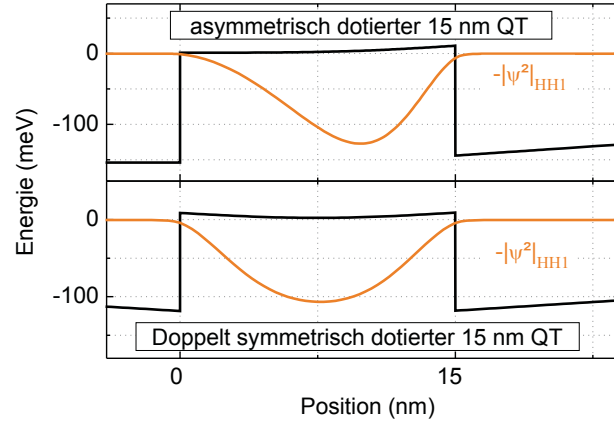
ps dephasiert, beträgt die Lebensdauer der lokalisierten Löcher weiterhin mehrere zehn Nanosekunden.

Die relative Änderung der Lebensdauer mit variiertener Überschussenergie ist in guter Übereinstimmung mit [Bay95]. Dort war der Einfluss einer Verstimmung von bis zu knapp 20 meV ähnlich stark ausgeprägt.

6.1.6 Vergleich symmetrischer und asymm. [100]-Quantentrog

Um den Einfluss der Symmetrie der Wellenfunktion beziehungsweise ihre Nähe zu den Grenzflächen des QT auf die Spindynamik zu untersuchen, wurden TRFR-Kurven der hochsymmetrischen Probe mit 15 nm QT (vgl. Tabelle 2.1) aufgenommen. Abbildung 6.10(a) zeigt die Kurven im direkten Vergleich mit Daten des gleich breiten, asymmetrisch dotierten Quantentrog in Abbildung 6.10(b).

Abb. 6.11: Wellenfunktionen des symmetrischen und asymmetrischen 15 nm QT: Mit nextnano³ berechnete Bandstruktur und erste HH-Wellenfunktion der beiden 15 nm QT. Die Wellenfunktion des einseitig dotierten QT ist deutlich zur Dotierung hin verschoben (oben). Die der doppelseitig dotierten Probe liegt mittig im QT (unten).



Die Kurven wurden jeweils mit einem doppelten, gedämpften Cosinus gefittet, um sowohl Lochspin-, als auch Elektronenspin-Anteil zu erfassen. Für 1, 2 K ist beim symmetrischen QT deutlich ausgeprägt die Präzession der Elektronenspins mit einer Lebensdauer von 45 ± 5 ps und dem für diese Quantentrogbreite erwarteten g-Faktor von $0,29 \pm 0,02$ sichtbar. Bei dieser Temperatur wird die Lochspin-komponente aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer noch vom Elektronenspinsignal überdeckt, aus dem Fit lässt sich eine Obergrenze für die Lochspinlebensdauer von 50 ps abschätzen.

Erst bei 0,4 K wird eine Superposition von langsamer Lochspinpräzession und schneller Elektronenspinpräzession sichtbar. Der extrahierte Loch-g-Faktor beträgt $0,13 \pm 0,02$, die Lebensdauer $\tau_h = 100 \pm 10$ ps. Die Kurven zeigen qualitativ vollständig analoges Verhalten zur asymmetrischen 15 nm-Probe (vgl. Abb. 6.10(b)), wie sie bereits in [Wag08] untersucht wurde: Für tiefe Temperaturen kommt es zu Lokalisation der Löcher und es tritt ein langlebiger Lochspinanteil zu Tage.

Die Lebensdauer im symmetrischen Quantentrog ist bei identischen Bedingungen jedoch deutlich kürzer bzw. es werden tiefere Temperaturen benötigt, um die selbe Spinlebensdauer beobachten zu können: Im asymmetrischen QT wurden bei 6 T und 0,4 K noch 191 ± 7 ps gemessen [Wag08]. Sie ist trotz der größeren Ensembledephasierung³ im höheren Magnetfeld bei 6 T noch doppelt so lange wie im symmetrischen QT bei 4 T.

Dies weist auf die Bedeutung der Grenzflächenfluktuationen für die Lokalisierung der Ladungsträger hin: Im symmetrischen Quantentrog ist die Wellenfunktion wie in Abbildung 6.11 gezeigt weiter von den Grenzflächen entfernt und es werden offenbar tiefere Temperaturen benötigt, um ausreichend vielen Ladungsträgern Lokalisation zu ermöglichen. Dies führt bei identischer Temperatur zu einer verkürzten Lochspinlebensdauer im symmetrischen QT.

³Aufgrund der in den bisherigen Messungen gefundenen Δg -Werte kann eine vergleichbare g-Faktor-Inhomogenität in beiden Proben angenommen werden.

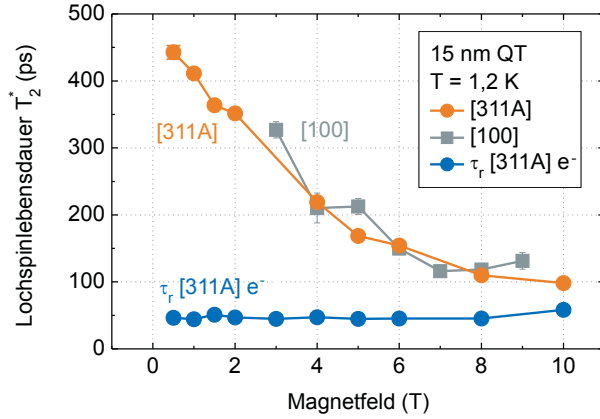


Abb. 6.12: Vergleich [100] und [311] 15 nm QT: Die Proben beider Wachstumsrichtungen zeigen praktisch identisches Verhalten. Die Lebensdauer folgt wie erwartet einer $1/B$ -artigen Abhängigkeit aufgrund der Ensembledephasierung.

Der experimentell bestimmte g-Faktor der Löcher ist zudem im symmetrischen Quantentrog deutlich größer als in den asymmetrischen QTen. Die veränderte Form der Wellenfunktion ist ein erster Ansatzpunkt für eine Erklärung, dies wird in Abschnitt 6.2.5 nochmals aufgegriffen. Des Weiteren ist eine unbeabsichtigte Beimischung des deutlich größeren out-of-plane Loch-g-Faktors aufgrund experimentell nicht vermeidbarer Ungenauigkeiten bei der Ausrichtung der Probe parallel zum Magnetfeld denkbar.

6.1.7 Wachstumsrichtung [311] versus [100]

Die Wachstumsrichtung [311] wurde lange Zeit bevorzugt für p-dotierte Heterostrukturen genutzt, da mit Silizium ein zuverlässiges Dotiermaterial zur Verfügung stand und gute Beweglichkeiten erzielt werden konnten. Aufgrund der Verkipfung der Wachstumsrichtung gegen die hochsymmetrische [100]-Richtung kommt es jedoch zu Anisotropien. In der Quantentrobebene ist beispielsweise der Transport in Abhängigkeit von der Stromrichtung anisotrop [Win00]. Dies wird - gestützt durch theoretische Vorhersagen - durch einen auch *in* der Quantentrobebene anisotropen g-Faktor erklärt.

Daher wurden TRKR-Messungen an einem [311]-Quantentrog aufgenommen, um die Spindynamik direkt mit den in Kapitel 6.1.2 vorgestellten Ergebnissen in [100]-Richtung zu vergleichen. Die Temperatur betrug wiederum 1,2 K, die erhaltenen Lebensdauern sind in Abb. 6.12 aufgetragen. Wie man an den nahezu deckungsgleichen Werten sieht, sind die Lebensdauern für beide Kristallrichtungen identisch. Beginnend bei ~ 450 ps für niedrige Magnetfelder sinkt die Lebensdauer aufgrund der Ensembledephasierung auf 100 ps bei 10 T. Die Wachstumsrichtung spielt also für die Relaxationsmechanismen des Lochspins keine bestimmende Rolle.

Bei 4,2 K wurde von Schneider et al. an einer sehr ähnlichen [311]-Probe durch Intersubbandabsorption eine Lebensdauer von ~ 25 ps bestimmt [Sch04a]. Dies

ist gut mit unseren Ergebnissen verträglich, wenn man die erhöhte Temperatur in Betracht zieht.

Die für beide Proben identische Entwicklung der Lebensdauer mit steigendem Magnetfeld zeigt, dass auch die g-Faktor-Inhomogenität Δg_h im gleichen Bereich liegt. Dies ist bemerkenswert, da sich die Proben außer durch die Kristallrichtung auch ansonsten deutlich unterscheiden. Sie entstanden in unterschiedlichen MBE-Anlagen, mit unterschiedlichem Schichtaufbau und zweierlei Dotiermaterialien. Die g-Faktor-Inhomogenität ist also offenbar nicht stark von der konkreten Beschaffenheit der Potentiale an den Grenzflächen abhängig. Dies bestätigt die an der Serie von Proben mit unterschiedlichen Quantentrogbreiten gefundenen Ergebnisse (vgl. Kapitel 6.1.2).

Die durch die Rekombinationszeit $\tau_r \approx 50$ ps beschränkte Elektronenspinlebensdauer ändert sich dagegen wie erwartet nicht.

Der aus der Frequenzdispersion der Präzession erhaltene Loch-g-Faktor beträgt $|g_h| = 0,059 \pm 0,002$ bei sehr guter Linearität des Fits. Der g-Faktor der Elektronen ergibt sich zu $|g_e| = 0,305 \pm 0,002$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert für diese Quantentrogbreite. Das Ergebnis für den Loch-g-Faktor ist jedoch nur als Momentaufnahme der Probe an diesem Punkt zu werten. Der Ort des Laserspots auf der Probe wurde für alle Messungen gleich belassen. Später angefertigte Messungen mit variiertem Probenposition (siehe Abschnitt 6.3.1) zeigen eine drastische Fluktuation des g-Faktors, im Gegensatz zum stabilen g-Faktor der [100]-gewachsenen Proben.

6.2 Der Loch-g-Faktor in [100]-Quantentrögen

Bei den bisher vorgestellten Messungen im Magnetfeld wurde automatisch immer auch der g-Faktor der präzedierenden Ladungsträger mit gemessen. Der g-Faktor der Löcher zeigte dabei nur eine vernachlässigbare Änderung mit variiertem Anregungsdichte [Kor10] oder Anregungswellenlänge [Gra10]. Die Abhängigkeit von den weiteren Parametern soll im Folgenden nochmals ausführlich diskutiert werden.

6.2.1 In-plane und out-of-plane g-Faktor

Es ist bekannt, dass der Loch-g-Faktor in niederdimensionalen Strukturen eine starke Richtungsanisotropie aufweist. Man erwartet einen deutlich größeren g-Faktor out-of-plane als die in den bisherigen Kapiteln bestimmten in-plane-Werte [Win00]. Daher wurden am 4 nm QT, an dem anhand der RSA-Messungen auf einfache Weise eine genaue Bestimmung des g-Faktors möglich war, Serien von Messungen mit relativ zur Quantentrogebene verkipptem Magnetfeld vorgenommen. Der effektive g-Faktor ergibt sich nach Formel (3.8) in Abhängigkeit vom Verkippfungswinkel θ zu $g(\theta) = (g_{\parallel}^2 \sin^2 \theta + g_{\perp}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}$.

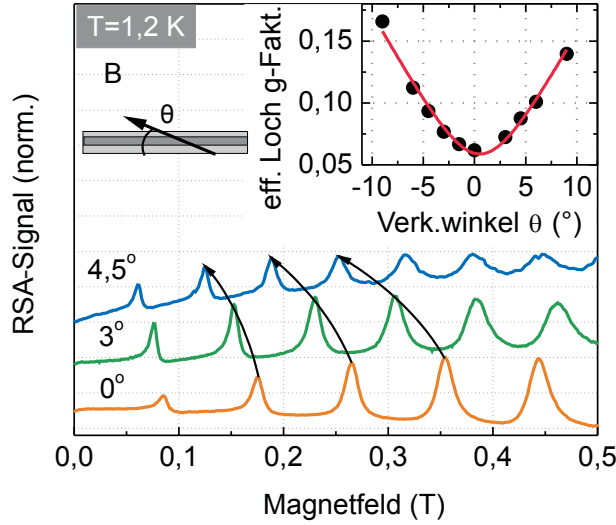


Abb. 6.13: *RSA-Verkippungsserie zur Bestimmung des out-of-plane g-Faktors:* Mit wachsender Beimischung von g_{\parallel} beim Verkippen steigt der effektive g-Faktor und die RSA-Maxima rücken weiter zusammen (Pfeile). Im Inset ist die Entwicklung des eff. g-Faktors und der passende Fit mit Formel (3.8) zur Bestimmung von g_{\parallel} und g_{\perp} gezeigt.

Abbildung 6.13 zeigt die RSA-Messungen, anhand derer der out-of-plane g-Faktor g_{\parallel} und der in-plane g-Faktor g_{\perp} mit hoher Genauigkeit bestimmt wurden. Bereits für kleine Verkippung steigt der g-Faktor durch Beimischung des größeren out-of-plane g-Faktors deutlich an (siehe Inset). Durch den Fit mit Formel (3.8) wird das exakte Minimum der Verteilung und damit der reine in-plane g-Faktor bestimmt. Etwaige Ungenauigkeiten bei der Ausrichtung werden so eliminiert. Die absolute Abweichung zwischen Probenebene und Magnetfeld der mit Hilfe eines Justagelasers parallel zum Magnetfeld ausgerichteten Probe ergibt sich aus dem Fit und betrug weniger als 1° .

Aus dem Fit ergibt sich ein out-of-plane g-Faktor von $|g_{\parallel}| = 0,89 \pm 0,01$ und ein in-plane g-Faktor von $g_{\perp} = 0,059 \pm 0,003$. Der in-plane g-Faktor bewegt sich damit im Bereich bisheriger Messungen an ähnlichen Quantentrögen [Syp07]. Der erwartete Absolutwert nach [Sne92] und [Che06] für den out-of-plane Anteil liegt für einen 4 nm breiten QT bei etwa -1 , vgl. Abb. 3.5. Dies ist in hervorragender Übereinstimmung mit dem hier gefundenen Betrag von rund 0,9.

6.2.2 Untersuchungen zur in-plane Isotropie

Für [311]-gewachsene Quantentröge wurde auch für die in-plane-Richtungen eine Anisotropie des g-Faktors beobachtet [Win00]. Für die hochsymmetrische [100]-Richtung wird dagegen in-plane keine Anisotropie erwartet. Für lokalisierte Ladungsträger muss dies jedoch nicht notwendigerweise zutreffen. Durch kristallrichtungsabhängige Diffusionsgeschwindigkeiten⁴ während des Wachstums wäre es möglich, dass die für die Lokalisation verantwortlichen Monolagenfluktuationen unterschiedliche Ausdehnung abhängig von der Kristallrichtung haben. So wäre

⁴Kristallrichtungsabh. Diffusionsgeschwindigkeiten wurden z.B. bei InAs bereits beobachtet.

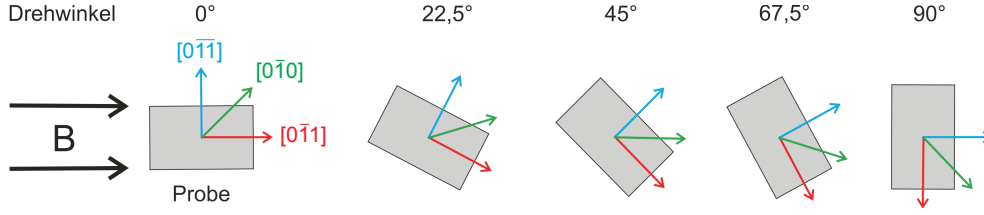


Abb. 6.14: Prinzipskizze zu den in-plane g-Faktor-Messungen: Bei einem Drehwinkel von 0° ist das Magnetfeld parallel zur $[0\bar{1}1]$ -Richtung, bei 90° entsprechend zur $[0\bar{1}\bar{1}]$ -Richtung.

der Einschluss nicht in alle Richtungen gleich und eine Anisotropie im g-Faktor könnte auftreten.

Um dies zu überprüfen, aber auch um eine Anisotropie als Ursache für Abweichungen in g-Faktor-Messungen auszuschließen, wurde eine Serie von Messungen aufgenommen. Dazu wurde für fünf verschiedene Drehwinkel zwischen der in-plane Richtung $[1-10]$ und dem Magnetfeld je eine out-of-plane Verkippungsserie wie im vorhergehenden Abschnitt angefertigt, um g_{\parallel} und g_{\perp} zu bestimmen. Die wichtige Unterscheidung besteht hier im Drehwinkel, der die Richtung zwischen Magnetfeld und der in-plane-Richtung $[1-10]$ angibt, und dem Verkippungswinkel, der den Winkel relativ zur Quantentrogenebene angibt. Die Drehwinkel sind in Abb. 6.14 skizziert.

Zu beachten ist, dass der *Verkippungswinkel* im dafür verwendeten Badkryostat innerhalb einer Messserie variiert werden konnte, ohne die Probenposition signifikant zu beeinflussen. Um den *Drehwinkel* zu ändern, musste die Probe jedoch ausgebaut werden. Dies resultierte von Messung zu Messung in leicht unterschiedlichen Probenpositionen. Für den Drehwinkel muss aufgrund der geringen Abmessungen der Probe und damit einhergehender Unsicherheit bei der Einstellung des Winkels ein Fehler von 5° angenommen werden.

Die Ergebnisse für die beiden Komponenten sind in Abb. 6.15 aufgetragen. Der out-of-plane g-Faktor lag in allen Messungen praktisch identisch bei $g_{\parallel} = 0,90 \pm 0,01$. Die in-plane-Komponente lag für 0° , $67,5^\circ$ und 90° bei $g_{\perp} = 0,058 \pm 0,002$ und für $22,5^\circ$ und 45° bei $g_{\perp} = 0,054 \pm 0,002$. Im Rahmen der Messgenauigkeit zeigt sich also nur eine minimale Variation mit dem Drehwinkel, die aller Wahrscheinlichkeit nach auf eine Veränderung der Probenposition beim Umbau der Probe zurückzuführen ist. Der in-plane g-Faktor des 4 nm QT bei 1,2 K kann gemittelt in guter Übereinstimmung mit den bisherigen Ergebnissen als $g_{\perp} = 0,056 \pm 0,003$ angegeben werden (vgl. Kap. 6.2.1).

6.2.3 Abhängigkeit des g-Faktors von der Temperatur

Wie bereits in Abschnitt 6.1.2 bei der Untersuchung der Abhängigkeit der Lebensdauer von der QT-Breite erwähnt, hat die Temperatur besonders bei tiefen Tem-

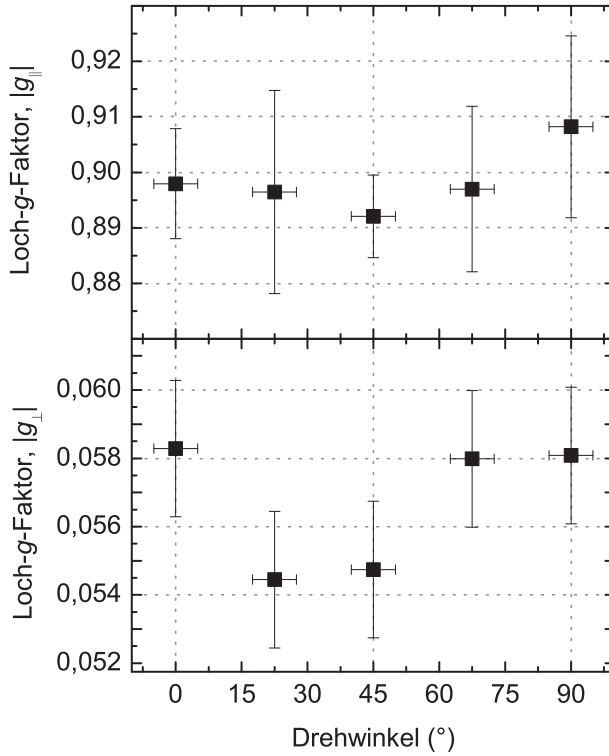


Abb. 6.15: Ergebnisse der g-Faktor Messungen am 4 nm QT bei $T=1,2$ K: Der Betrag des Loch-g-Faktors out-of-plane liegt bei $g_{||} = 0,90 \pm 0,01$. Für den in-plane g-Faktor erhält man nahezu unabhängig vom Drehwinkel einen Betrag von $g_{\perp} = 0,056 \pm 0,003$. Dieser hängt also in [100]-gewachsenen Proben wie erwartet - im Rahmen der Messgenauigkeit - nicht von der Kristallrichtung ab. Die Drehwinkel sind gemäß Abbildung 6.14 angegeben.

T	$ g_h $
0,4 K	$(67 \pm 2) \cdot 10^{-3}$
1,2 K	$(67 \pm 2) \cdot 10^{-3}$
4,5 K	$(50 \pm 2) \cdot 10^{-3}$

Tab. 6.1: In-plane Loch-g-Faktor des 4 nm QT bei verschiedenen Temperaturen: Der g-Faktor steigt mit sinkender Temperatur an.

peraturen deutlichen Einfluss auf den g-Faktor der Löcher, vgl. Abbildung 6.3a auf Seite 74. Bei diesen RSA-Kurven am 4 nm QT ergibt sich ein vergrößerter Peakabstand bei 4,5 K, entsprechend einem kleineren g-Faktor.

Durch einfaches Ausmessen des Peakabstands kann der g-Faktor mit großer Genauigkeit bestimmt werden, die entsprechenden g-Faktoren sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Der Vergleich der Kurven ergibt, dass der g-Faktor von 0,067 bei 0,4 K und 1,2 K auf 0,050 bei 4,5 K sinkt. Von 0,4 K nach 1,2 K ändert sich der g-Faktor nicht. Eine analoge Abhängigkeit des Loch-g-Faktors von der Temperatur wurde bereits in früheren Arbeiten beobachtet [Syp07]. Dort sank der g-Faktor in einem 15 nm QT von 0,057 bei 1,6 K auf 0,030 bei 6 K.

Dies konnte auch häufig in weiteren - nicht gezeigten - Messungen gegen Ende der Kühlzyklen der Kryostaten beobachtet werden, wenn die Temperatur langsam zu steigen begann. Kleine Temperaturänderungen führten hier bereits zu deutlichen Veränderungen im g-Faktor. Für exakte g-Faktor-Messungen ist es daher unabdingbar, die Proben temperatur stabil zu halten.

Tab. 6.2: Übersicht der in-plane Loch-g-Faktoren der asymmetrischen $[100]$ -gewachsenen Quantentröge bei $T = 1,2$ K. Die g-Faktoren wurden anhand der Daten der Messserien in Abb. 6.2 bzw. 6.13 bestimmt.

Experiment	d_{QT}	$ g_h $
RSA	4 nm	$(56 \pm 3) \cdot 10^{-3}$
TRFR	4 nm	$(66 \pm 2) \cdot 10^{-3}$
	7,5 nm	$(30 \pm 2) \cdot 10^{-3}$
	9 nm	$(46 \pm 2) \cdot 10^{-3}$
	15 nm	$(38 \pm 2) \cdot 10^{-3}$

Dieses Verhalten kann wie folgt erklärt werden: Durch die Lokalisation der Ladungsträger kommt es zu einer örtlichen Einschränkung der Wellenfunktion. Dies bewirkt eine Veränderung des g-Faktors. Wird die Temperatur verändert, kann es also - insbesondere wenn dort die thermische Energie im Bereich der Tiefe der Lokalisationspotentiale liegt - durch Lokalisation zu einer Veränderung des g-Faktors kommen.

6.2.4 Abhängigkeit des g-Faktors von der Quantentrogbreite

Für Elektronen ergibt sich, wie in Abschnitt 3.2.1 vorgestellt, eine monotone Abhängigkeit des g-Faktors von der Quantentrogbreite. Dies kann, wie bereits erwähnt, anschaulich mit dem Eindringen der Wellenfunktion in die Barriere und damit der Beimischung des g-Faktors des dortigen Materials erklärt werden. Auch die Nichtparabolizität des Leitungsbandes bei höheren Energien hat bei schmalen QTen einen Einfluss auf den g-Faktor. In diesem Kapitel soll untersucht werden, ob sich eine ähnliche Abhängigkeit für den Loch-g-Faktor ableiten lässt.

Dazu wurden aus den zur Untersuchung der Lochspinlebensdauer aufgenommenen Messserien (vgl. Abschnitt 6.1.2) die Loch-g-Faktoren für die verschiedenen Quantentrogbreiten extrahiert. In Tabelle 6.2 sind die für $T = 1,2$ K aus TRFR- und RSA-Messungen extrahierten in-plane Loch-g-Faktoren aufgetragen. Um die Beimischung des deutlich größeren out-of-plane g-Faktors zu vermeiden, wurden die Proben mit Hilfe des Rückreflexes eines Justagelaserstrahls möglichst exakt parallel zum Magnetfeld ausgerichtet. Der Fehler dieser Methode wurde in den Verkippsreihen auf maximal $\pm 1^\circ$ bestimmt.

Theoretische Rechnungen sagen für einen symmetrischen QT auf (100)-Substrat einen verschwindenden in-plane Loch-g-Faktor vorher [Win00]. Tatsächlich ist der beobachtete g-Faktor mit Absolutwerten um 0,05 auch in diesen asymmetrischen QT nahe an Null und deutlich kleiner als der Elektronen-g-Faktor. Während der durch die RSA-Verkippsreihen bestimmte Wert für den 4 nm Quantentrog tatsächlich nur dem reinen in-plane g-Faktor entspricht, sind die Werte aus den TRFR Messungen als obere Schranken für den in-plane-Wert zu rechnen. Bereits eine Verkipfung von nur 1° kann durch Beimischung des deutlich größeren out-of-plane Werts eine Erhöhung des beobachteten g-Faktors im Bereich von 0,01 verursachen ($\sin 1^\circ \cdot g_{\parallel} \approx 0,01$). Dadurch kann auch der Unterschied zwischen den

beiden in TRFR- bzw. RSA-Messungen bestimmten Werten für den 4 nm QT erklärt werden.

Eine systematische Abhängigkeit von der Quantentrogbreite ist - auch aufgrund der kleinen Werte - nicht zu erkennen.

Der Vollständigkeit halber sei hier nochmals der nominelle in-plane Loch-g-Faktor des symmetrisch gewachsenen 15 nm Quantentrogs von $0,13 \pm 0,02$ bei 0,4 K erwähnt (vgl. Abschnitt 6.1.6). Die mikroskopische Ursache für den höheren g-Faktor in dieser Probe ist leider nicht abschließend geklärt, eine unbeabsichtigte Beimischung der out-of-plane Komponente g_{\parallel} ist jedoch denkbar. Aus [Sne92] lässt sich $g_{\parallel}(15 \text{ nm}) \sim 0,7$ abschätzen. Eine Verkipfung von ca. 5° würde daher bereits in einer ausreichend großen Beimischung resultieren. Da hier aus experimentellen Gründen die Probe anhand des Probenhalters parallel zum Magnetfeld ausgerichtet wurde, liegt diese Verkipfung im Bereich des Möglichen⁵.

6.2.5 Einfluss einer Gatespannung auf g und Δg

In den bisherigen Messungen war die g-Faktor-Inhomogenität in allen Proben von ähnlicher Größe, wie das identische Verhalten bei steigendem Magnetfeld für alle Proben in Abschnitt 6.1.2 und 6.1.7 zeigt. Mit einem typischen Wert von $\Delta g \sim 0,004$ beträgt dort die Inhomogenität 5-10 % des in-plane Loch-g-Faktors. Die Ursache für diese Inhomogenität ist Lokalisation der Löcher, vgl. Abschnitt 3.3.6. Sie verhindert eine Mittelung über die Potentialfluktuationen - und damit verschiedenen g-Faktoren - während sich das Loch durch den Kristall bewegt.

Im Folgenden werden Messungen präsentiert, bei denen durch Erhöhung der Ladungsträgerdichte mittels eines elektrostatischen Gates die g-Faktor-Inhomogenität unterdrückt wurde. Außerdem war es möglich, ähnlich wie bereits am 7,5 nm breiten QT in einer früheren Arbeit demonstriert [Kug09b], den g-Faktor elektrostatisch zu manipulieren. Die Messungen wurden an einem gegateten Stück der Probe mit 4 nm Quantentrogbreite durchgeführt. Die Spannung wurde am QT angelegt und das Gate geerdet.

In Abbildung 6.16a ist ein Farbplot von in 0,5 V-Schritten aufgenommenen PL-Spektren gezeigt. Die Wellenlänge schiebt dabei in zwei Stufen von 742,8 nm nach 745,7 nm. Die drei verschiedenen Peakpositionen lassen sich neutralen (X^0) und geladenen Exzitonen (X^+) sowie Emission aus einem 2D-Lochgas (2DHG) zuordnen. Der energetische Abstand ist dabei identisch zu dem in PL-Serien mit variierter Anregungsleistung beobachteten Abstand (vgl. Abschnitt 5.1). Per Gatespannung ist es also möglich, die Ladungsträgerdichte in der Probe zu manipulieren.

⁵Die gedünnten Proben sind aufgrund des keilförmigen Saphirsubstrats, auf dem sie aufgeklebt sind, nicht exakt parallel zur Probenhalteroberfläche.

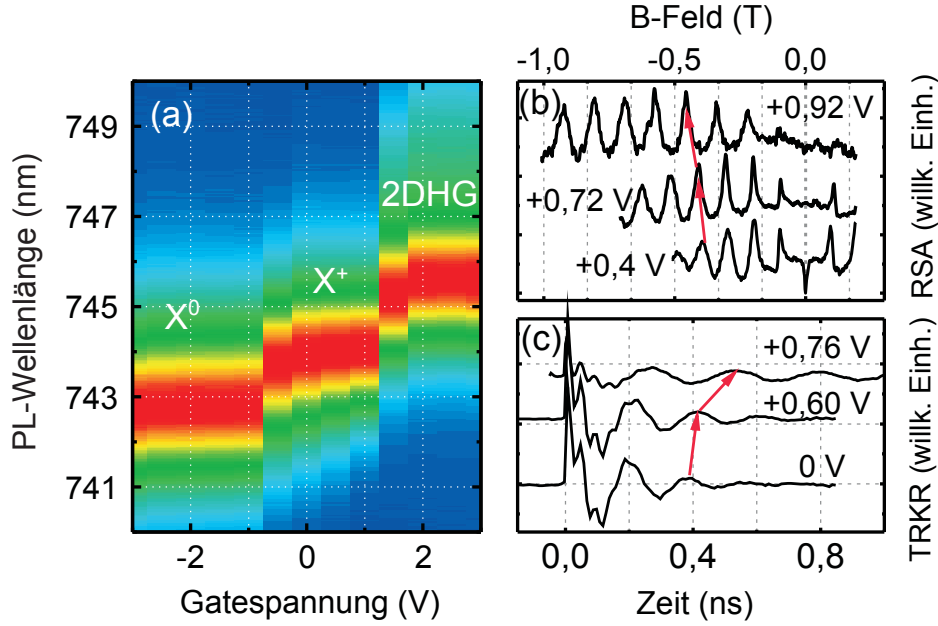


Abb. 6.16: Gatespannungsabhängige Messungen: (a) In 0,5 V-Schritten aufgenommene PL-Spektren bei 4,5 K: Die drei verschiedenen Peakpositionen lassen sich neutralen (X^0) und geladenen Exzitonen (X^+) sowie Emission aus einem 2D-Lochgas (2DHG) zuordnen. (b) RSA-Kurven bei 1,2 K: Man erkennt eine veränderte Periode (rote Pfeile) und bei höheren Spannungen eine vergrößerte Zahl an Peaks. (c) TRKR-Kurven bei 1,2 K und $B=6$ T: Auch hier ändert sich die Präzessionsfrequenz analog zu RSA (rote Pfeile). Die Lebensdauer steigt mit der Gatespannung an.

Anschließend wurden RSA-Kurven bei 1,2 K und TRKR-Kurven bei 1,2 K und 6 T für Gatespannungen von -15 V bis +1 V aufgenommen. Eine Auswahl der Kurven ist in Abb. 6.16(b) bzw. (c) gezeigt. Durch leicht nichtresonante Anregung wurden teils RSA-Peaks mit negativer Amplitude erzeugt. Dies erleichtert die Bestimmung der Lebensdauer T_2 bei $B = 0$. In Panel (b) ist erkennbar, dass die Position der RSA-Peaks sich mit steigender Gatespannung verändert, entsprechend einem verringerten g-Faktor. Außerdem werden bei höheren Spannungen weitere Peaks bei höheren Magnetfeldern sichtbar. Auch in TRKR-Messungen, siehe Panel (c), zeigt sich eine Verlangsamung der Präzession mit erhöhter Gatespannung (rote Pfeile).

Zur Interpretation dieses Verhaltens wurden die Messdaten gefittet, um Lebensdauer, g-Faktor und g-Faktor-Inhomogenität zu extrahieren. Abbildung 6.17 zeigt die Ergebnisse. Unterhalb von 0 V ergaben sich keine Veränderungen, weshalb diese Werte hier nicht aufgetragen sind. Im Spannungsbereich über 1 V war kein Lochspinsignal mehr nachweisbar. Dies entspricht der Region, in der der Übergang zum 2DHG stattfand. Dort wird die Lebensdauer höchstwahrscheinlich

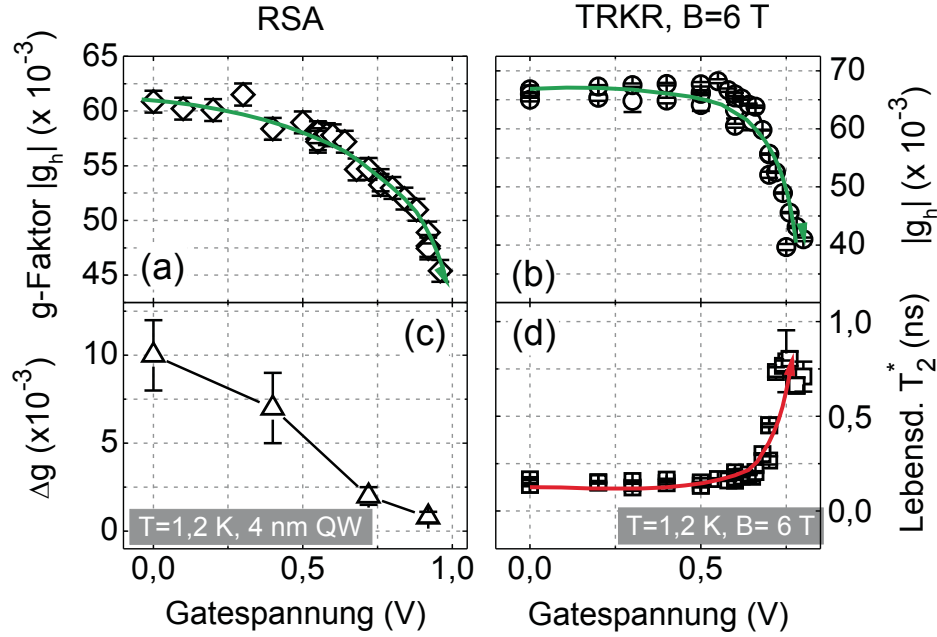


Abb. 6.17: Fittergebnisse der Gateserie in RSA und TRKR: (a) Elektrostatistische Manipulation des g-Faktors: Der g-Faktor $|g_h|$ fällt mit der Gatespannung von 0,060 auf 0,045. (b) Auch in TRKR zeigt sich eine deutliche Veränderung des g-Faktors. (c) Die g-Faktor-Inhomogenität sinkt um eine Größenordnung: Dies verursacht die in RSA bei endlichem Magnetfeld beobachtete verlängerte Lebensdauer bzw. vergrößerte Anzahl an Peaks. (d) Korrespondierend dazu steigt auch bei TRKR-Experimenten die Lebensdauer im Magnetfeld mit der Gatespannung um fast eine Größenordnung an. Die durchgezogenen Linien dienen als Orientierung für das Auge.

aufgrund von Aufhebung der Lokalisation und vermehrter Stöße zu stark verkürzt, um weiter beobachtet werden zu können. Dieses Verhalten korrespondiert mit früheren Beobachtungen [Kug09b].

Aus Panel 6.17(a) und (b) ist ersichtlich, dass der g-Faktor bei Erhöhung der Spannung kontinuierlich von etwa 0,06 auf 0,04 abfällt (grüne Pfeile). Die Veränderung liegt im selben Bereich wie in früheren Arbeiten und kann dadurch erklärt werden, dass der g-Faktor empfindlich von der Form der Lochwellenfunktion und ihrer Position im QT abhängig ist [Kug09b]. Dort wurde bereits gezeigt, dass eine theoretische Modellierung mit Hilfe von 8-Band $k \cdot p$ -Rechnungen möglich ist und mit dem Experiment übereinstimmende Ergebnisse liefert. Aufgrund der Komplexität der Rechnungen wurde hier auf eine erneute Modellierung verzichtet. Die leichten Unterschiede von RSA zu TRKR sind durch experimentelle Schwankungen in der Probenposition und -ausrichtung bedingt.

Die reine Lebensdauer T_2 konnte aus den RSA-Maxima um $B = 0$ T gut bestimmt werden, änderte sich jedoch über den gesamten Gatespannungsbereich im Rahmen der Fitgenauigkeit nicht. Sie lag, passend zu den früheren Beobachtungen an den ungegateten Proben, im Bereich von 50 ns. Sie scheidet also als Erklärung für die größere Anzahl beobachtbarer RSA-Maxima mit erhöhter Spannung aus.

Die Ursache ist vielmehr eine Unterdrückung der g-Faktor-Inhomogenität, wie in Abb. 6.17(c) aufgetragen. Aufgrund der bei vollständigen RSA-Kurven aufwändigeren Fitprozedur wurden hier nur vier exemplarische Werte extrahiert. Δg fällt von 0,01 um eine Größenordnung auf 0,001 und ermöglicht so längere Lebensdauern T_2^* bei endlichem Magnetfeld (vgl. Formel (3.12)).

Dies kann wie folgt erklärt werden: Durch die Gatespannung wird die Ladungsträgerdichte erhöht, wie aus den PL-Messungen bekannt. Das größere Lochensemble ist natürlicherweise weniger anfällig für Fluktuationen, weshalb die Inhomogenität schrumpft. Durch die Gatespannung wird außerdem die Verkipfung der Bandkanten verändert, was durch eine symmetrischere Wellenfunktion den Einfluss der Grenzflächen minimiert.

Bestätigt werden diese Ergebnisse durch die aus den TRKR-Messungen bei 6 T extrahierten Lebensdauern, die in Panel (d) gezeigt sind. Die Lebensdauer steigt hier von 200 ps bei 0 V bis auf knapp unter 1 ns bei 0,75 V an (roter Pfeil). Da aus den RSA-Messungen bekannt ist, dass die reine Lebensdauer T_2 sich nicht ändert, kann der Anstieg von T_2^* nur durch eine Unterdrückung der inhomogenen Spindephasierung erfolgt sein. Dies korrespondiert mit dem in RSA-Messungen beobachteten Schrumpfen von Δg . Insgesamt ergibt sich ein schlüssiges Bild der Lebensdauer- und g-Faktor-Entwicklung bei Betrachtung der zueinander komplementären Ergebnisse aus TRKR und RSA.

6.3 Der Loch-g-Faktor in [311]-Quantentrögen

In diesem Abschnitt werden die Untersuchungen zum g-Faktor der [311]-gewachsenen Probe im Vergleich zu den bisher präsentierten [100]-gewachsenen Proben präsentiert. Für die [311]-gewachsene Probe erwartet man auch in-plane eine Anisotropie des g-Faktors (vgl. Abschnitt 3.2.2).

6.3.1 Ortsabhängige Fluktuationen des g-Faktors

Bei dem Versuch diese Anisotropie direkt nachzuweisen zeigte sich, dass der g-Faktor unserer Probe stark ortsabhängig ist. Die Ergebnisse der Messungen zur Anisotropie finden sich daher erst im folgenden Kapitel. In diesem Kapitel wird zunächst die ortsabhängige Inhomogenität des g-Faktors besprochen, die zur korrekten Interpretation der Ergebnisse im folgenden Kapitel notwendig ist.

In Abbildung 6.18(b) ist eine Auswahl von TRFR-Kurven bei festem Magnetfeld von 4 T und einer Temperatur von 1,2 K gezeigt. Lediglich die Probenpositi-

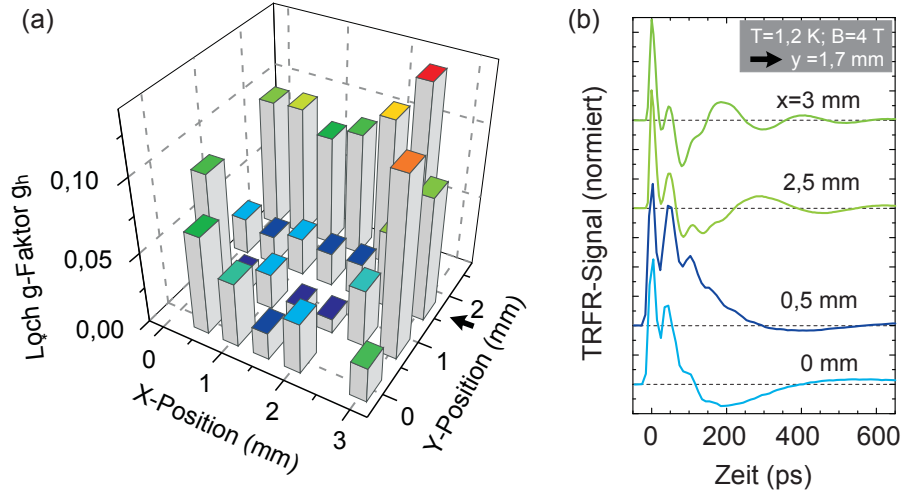


Abb. 6.18: Ortsaufgelöste Verteilung des Loch-g-Faktors der [311]-Probe: (a) Der Betrag des Loch-g-Faktors variiert innerhalb von wenigen Millimetern von nahezu 0 bis 0,13. Bereits geringfügige Änderungen der Probenposition können große Änderungen des g-Faktors bedingen. (b) Für $y = 1,7$ mm sind beispielhaft die dazugehörigen TRFR-Kurven entlang dieser Linie (siehe Pfeil) gezeigt. Man erkennt bei einer unveränderten Elektronenspinpräzession in den ersten 200 ps deutliche Veränderungen in der Präzessionsfrequenz des langlebigen Lochspin-Anteils.

on wurde variiert. Dabei ändert sich die Präzessionsfrequenz des Lochspinanteils deutlich, während die Lebensdauer annähernd gleich bleibt. Auch der Elektronenspinanteil in den ersten ~ 100 ps wird nicht beeinflusst.

Zu beachten ist dabei, dass die in-plane-Orientierung nicht verändert wurde. Diese Magnetfeldrichtung wird im Folgenden mit einem Drehwinkel von 0° bezeichnet. Die vermutete in-plane-Anisotropie kommt also als Ursache nicht in Frage.

Die in-plane-Richtungen wurden beim Herausbrechen der Probe aus dem Wafer leider nicht vermerkt. Von dieser Probe ist daher nicht bekannt, welche der beiden zueinander orthogonalen in-plane-Richtungen $[01\bar{1}]$ oder $[\bar{2}33]$ bei dieser Orientierung parallel zum Magnetfeld zeigt. Aus diesem Grund wird im Folgenden der Drehwinkel relativ zur hier festgelegten 0° -Orientierung angegeben. In den folgenden Experimenten zeigte sich des Weiteren ohnehin, dass die konkrete in-plane-Richtung für die Interpretation der Ergebnisse ohne Bedeutung war.

In Diagramm 6.18(a) sind die den Präzessionsfrequenzen entsprechenden Beträge des g-Faktors aufgetragen. Auf dem 3×3 mm großen untersuchten Areal findet man Werte, die von nahezu 0 bis 0,13 reichen. Bereits Veränderungen der Probenposition um den Bruchteil eines Millimeters können daher eine Verdoppelung der Präzessionsfrequenz zur Folge haben. Auffällig ist die Häufung großer

g-Faktoren nahe dem Rand der Probe, während weiter innen kleine g-Faktoren vorherrschen.

Parallel dazu wurden PL-Spektren der entsprechenden Punkte aufgenommen und im Bezug auf Halbwertsbreite und Peakposition ausgewertet. Im Gegensatz zu den TRFR-Messungen zeigten sich keine drastischen Unterschiede von einer Probenposition zur nächsten. Es ergab sich - auch in der Tendenz - keine Korrelation der geringen Veränderungen in der PL mit den drastischen Änderungen im g-Faktor.

Es konnte bisher keine abschließende Erklärung für die Fluktuationen in dieser Probe gefunden werden. Schwankungen im Wachstumsprozess sind eine denkbare Ursache. Gerade bei den 15 nm breiten QTen sind die Lokalisationspotentiale vergleichsweise flach, während die HH-LH-Aufspaltung gering ist. Diese Proben sind daher naturgemäß anfälliger für Fluktuationen als die schmalere QT. Eine wechselnde Qualität der Lokalisation abhängig vom Ort könnte so die unterschiedlichen g-Faktoren erklären, ähnlich zur Veränderung mit der Temperatur (vgl. Abschnitt 6.2.3).

Auch durch das Aufkleben auf das Saphirsubstrat beim nasschemischen Dünnen eingeführte Verspannungen könnten für die Fluktuationen verantwortlich sein. Da ein schmaler Rahmen der Probe ungedünnt verblieb, um Unterätzungen zu vermeiden, könnte dies am Rand erhöhte Verspannungen verursachen und so die beobachtete Verteilung der g-Faktoren erklären.

Weitere Untersuchungen an Proben mit [311]-Wachstumsrichtung und dünneren QTen sind daher wünschenswert. Die dadurch verlängerte Spindephasierungszeit würde einfacheren experimentellen Zugang gewähren und ggf. auch durch besseren Einschluss der Wellenfunktion die Fluktuationen unterdrücken.

6.3.2 Richtungsabhängige Anisotropie des g-Faktors

Da die erwartete g-Faktor-Anisotropie in-plane Werte zwischen ca. $-0,2$ bzw. ca. $0,7$ erwarten lässt, wurde trotz der beobachteten Fluktuationen im Bereich von $\pm 0,1$ weitere Versuche durchgeführt: Der g-Faktor der Probe wurde durch TRFR-Serien für drei verschiedene Drehwinkel von 0° , 45° und 90° winkelabhängig vermessen. Für jeden Drehwinkel (in-plane) wurden drei Verkipfungswinkel $\theta = \{-5^\circ, 0^\circ, 5^\circ\}$ eingestellt und je eine Magnetfeldserie angefertigt. Anschließend wurden die Kurven gefittet und aus den linear verlaufenden Frequenzdispersionen die g-Faktoren bestimmt. Der Elektronen-g-Faktor lag dabei immer wie erwartet unverändert bei $g_e = -0,30 \pm 0,01$.

Zu beachten ist, dass zum Einstellen eines neuen Drehwinkels die Probe ausgebaut werden musste. Dies resultierte jeweils in einer neuen Probenposition und damit in Fluktuationen wie oben beschrieben. Der Verkipfungswinkel konnte dagegen direkt im Kryostaten manipuliert werden, ohne die Probenposition signifikant zu verändern, was sich im Folgenden durch nahezu konstante g-Faktoren bestätigte.

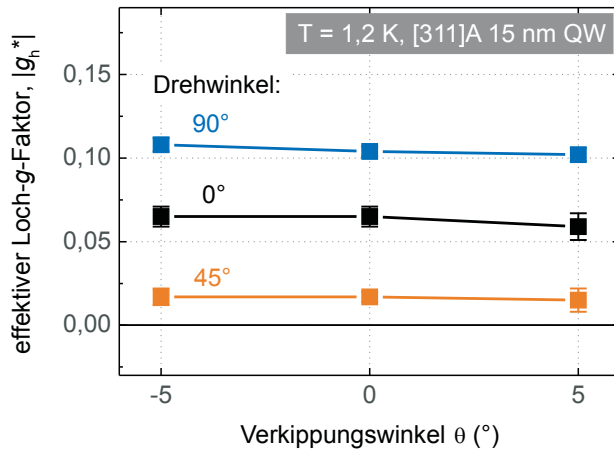


Abb. 6.19: Winkelabhängige Verteilung des Loch-g-Faktors der [311]-Probe: Es zeigt sich abhängig vom Verkipfungswinkel keine Änderung des effektiven g-Faktors. Auch die Veränderung für verschiedene Drehwinkel liegt um 0,1 und damit in der Größenordnung der weiter oben beobachteten Fluktuationen. Die Linien dienen als Orientierung für das Auge.

Die Ergebnisse für den effektiven Loch-g-Faktor sind in Abbildung 6.19 gezeigt. Es ist unmittelbar erkennbar, dass sich der g-Faktor nicht mit dem Verkipfungswinkel ändert. Dies deutet darauf hin, dass der out-of-plane g-Faktor in derselben Größenordnung liegt wie der in-plane-Anteil.

Auch für den in-plane-Anteil ergibt sich mit Werten zwischen 0,02 und 0,11 keine deutliche Abhängigkeit vom Drehwinkel. Die Veränderung liegt in der Größenordnung der zuvor beobachteten Fluktuationen. Die erwarteten Werte von ca. $-0,2$ bzw. ca. $0,7$ wurden in keine Richtung erreicht. An dieser Probe ergibt sich entgegen der Erwartung daher ein nahezu isotroper g-Faktor mit einem Betrag zwischen 0 und $\sim 0,1$. Daher kann hier auch die konkrete Kenntnis der in-plane-Kristallrichtungen, wie eingangs erwähnt, vernachlässigt werden.

Mit einer wie oben vorgeschlagenen, ggf. stabileren Probe mit schmalen QT wäre eine nochmalige Untersuchung des g-Faktors wünschenswert, um abzuklären, ob die hier gefundene g-Faktor-Verteilung den tatsächlichen Verhältnissen in dieser Wachstumsrichtung entspricht, oder vielmehr den Instabilitäten der verwendeten Probe geschuldet war.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Spindynamik der Löcher in p-dotierten GaAs/AlGaAs-Quantentrögen bei tiefen Temperaturen untersucht. Zur Bestimmung der energetischen Struktur der Proben wurde PL- und PLE-Spektroskopie genutzt. Zur Untersuchung der Spindynamik kam zeitaufgelöste Kerr- und Faraday-Rotation (TRKR/FR) bzw. „Resonant Spin Amplification“ (RSA) zum Einsatz.

In einem ersten Teil der Arbeit wurde die Signalentstehung bei TRKR/FR- und RSA-Experimenten anhand der zugrundeliegenden Ladungsträger- und Spindynamik diskutiert, um zu einer sicheren Deutung der beobachteten Phänomene zu gelangen. Es wurde ein von der Anregungsenergie abhängiger Vorzeichenwechsel der Kerr-Signalamplitude beobachtet, der Umschlagspunkt korrespondierte dabei mit dem Absorptionsmaximum in PLE. Dieses Verhalten konnte durch eine besetzungsabhängige Aufspaltung der Spinniveaus erklärt werden, welche eine Energieabhängigkeit des Faraday- bzw. Kerr-Signals verursachen.

Des Weiteren wurden zwei Initialisierungsprozesse untersucht, die für eine Übertragung der optisch erzeugten Spininformation ins residente Lochspinsystem genutzt werden konnten. Dies gelang wahlweise durch ein angelegtes Magnetfeld oder durch schnelle Dephasierung der Lochspins unmittelbar nach der Anregung. Mit variiertem Anregungsdichte, Anregungsenergie oder Temperatur konnte so über schnelle Dephasierungsprozesse das anfängliche Verhältnis von Elektronen- und Lochspins beeinflusst werden.

Die komplexe, voneinander abhängige Elektronen- und Lochspindynamik konnte mit Hilfe eines Ratengleichungsmodells rechnerisch exakt nachvollzogen werden. Dies erlaubte die Extraktion physikalisch relevanter Parameter wie Lebensdauern und g-Faktoren aus RSA und TRKR/FR-Daten. Ein analytisches Modell, das an der Universität Breslau entworfen wurde, erbrachte übereinstimmende Ergebnisse.

Im zweiten experimentellen Teil wurde die Abhängigkeit der Lochspinlebensdauer und des g -Faktors von verschiedenen Parametern untersucht. In dieser Arbeit konnte die RSA-Methode erstmals auf zweidimensionale Lochsysteme übertragen werden, was völlig neue Zugänge zur Dynamik im Bereich langer Lebensdauern eröffnet. Im schmalsten QT mit 4 nm Breite zeigten sich bei tiefen Temperaturen Lebensdauern um 100 ns, da der Lochspin dort durch die große HH-LH-Aufspaltung gegen Dephasierung über Spin-Flip-Streuung ins LH-Band geschützt wird. Dies entspricht einer Steigerung um zwei Größenordnungen im Vergleich zu den bisher beobachteten Lebensdauern. Die tiefen Temperaturen sind dabei notwendig, da so Lokalisierung an QT-Breitenfluktuationen die k -abhängigen Dephasierungsmechanismen unterdrückt. Temperaturabhängige Messungen ergaben eine Aktivierungsenergie von 1,4 meV im 4 nm QT in guter Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen.

Erhöhte Dephasierungsraten bei Variation der Anregungsdichte- oder Energie konnten durch eine erhöhte effektive Temperatur im Lochsystem erklärt werden.

Mit Hilfe der hier etablierten RSA-Methode konnte der Loch- g -Faktor abhängig von verschiedenen Parametern exakt bestimmt werden. Für die in-plane Komponente der $[001]$ -gewachsenen Proben ergab sich dabei im Rahmen der Messgenauigkeit keine Abhängigkeit von der QT-Breite oder in-plane-Magnetfeldrichtung. Die Temperatur hatte dagegen deutlichen Einfluss auf den g -Faktor. Der größere out-of-plane Loch- g -Faktor konnte aus Serien mit gegen die Probenebene verkipptem Magnetfeld exakt bestimmt werden.

Durch ein elektrostatisches Gate konnte schließlich in einem 4 nm breiten QT der in-plane Loch- g -Faktor um einen Faktor von nahezu Zwei manipuliert und die g -Faktor-Inhomogenität um eine Größenordnung verringert werden. Dadurch ergaben sich deutlich verlängerte Lochspinlebensdauern im Magnetfeld aufgrund der unterdrückten Ensembledephasierung.

7.2 Ausblick

Die vorgestellten Ergebnisse machen deutlich, dass Lochspins in niederdimensionalen Systemen in vielerlei Hinsicht eine interessante Alternative zu Elektronenspins sind. Das im Verlauf dieser Arbeit entwickelte Verständnis der Initialisierungsprozesse und die erfolgreiche theoretische Modellierung der gekoppelten Elektronen- und Lochspindynamik erlaubt nun eine zielsichere Interpretation der Messergebnisse in gekoppelten Loch-Elektron-Systemen.

Erfreulicherweise wurden in jüngster Vergangenheit unabhängig von dieser Arbeit in verwandten niederdimensionalen Lochsystemen - vor allem (In,Ga)As-Quantenpunkten - mit komplementären Methoden Ensemblelebensdauern ähnlich den unseren im Bereich von 100 ns bis 1 μ s gefunden, die unsere Überlegungen zur Lochspindynamik untermauern [Li12, Fra11, Dah12]. Bei Messungen an individuellen Lochspins werden sogar Lebensdauern von Millisekunden erreicht

[Hei07, Ger08]. Die Vielzahl an Veröffentlichungen neueren Datums zeigt dabei auch das seit einiger Zeit zunehmende Interesse an Lochspinsystemen.

In Fortführung der vorliegenden Arbeit wäre nun interessant, die wirkenden Dephasierungsprozesse vor allem abhängig von der Temperatur näher zu charakterisieren, um zum bereits gereiften Verständnis der Elektronenspindynamik aufzuschließen. Durch theoretische Berechnungen im Vergleich mit weiteren experimentellen Daten könnten so die mikroskopischen Vorgänge beim Übergang vom lokalisationsstabilisierten Regime bei tiefen Temperaturen zu k -abhängigen Dephasierungsmechanismen bei höheren Temperaturen beleuchtet werden.

Ebenfalls erfolgversprechend wären weitere Untersuchungen zur g -Faktor-Inhomogenität in Wachstumsrichtungen wie $[311]$ oder $[011]$. Die vorhergesagten Werte sind vielfach noch nicht durch Messungen bestätigt [Win00]. Gerade die komplexe Valenzbandstruktur macht rechnerische Vorhersagen schwierig, weshalb der Vergleich mit dem Experiment für ein tieferes Verständnis unabdingbar ist. Für Quantencomputing-Anwendungen ist dies ebenfalls interessant, da sich anisotrope g -Faktoren auch experimentell zur elektrischen Kontrolle der Spininformation nutzen lassen [And09].

Ein vielversprechender Ansatz, der in unserer Arbeitsgruppe in weiterführenden Untersuchungen verfolgt wird, ist die Verwendung undotierter, gekoppelter Doppelquantentrogssysteme [Gol90, Daw03]. Durch Tunnelprozesse können hier räumlich indirekte Exzitonen erzeugt werden. Die Löcher und Elektronen befinden sich dort durch eine dünne Barriere getrennt in unterschiedlichen Quantentrögen, was die Rekombinationszeit um mehrere Größenordnungen steigen lässt. Hier konnte für optimierte Strukturen bereits Lochspinkohärenz auf Nanosekunden-Zeitskalen nachgewiesen werden. Die in der vorliegenden Arbeit etablierten RSA-Messmethoden und theoretischen Modelle konnten nahtlos auf die Dynamik in diesen Systemen übertragen werden und ermöglichen die Deutung der beobachteten Phänomene [Gra12].

Die Vorteile dieser gekoppelten Systeme für die weitere Forschung sind vielfältig: Durch die räumliche Trennung von Elektronen und Löchern wird der Einfluss der Elektronen auf die Lochspindynamik minimiert. Die lange Rekombinationszeit macht zudem zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen auf der Zeitskala der langlebigen Lochspindynamik möglich. Außerdem fällt die Notwendigkeit einer Dotierung weg, was die Herstellung der Proben drastisch vereinfacht: Gerade die Dotierung ist aufgrund der Vielzahl der korrekt zu wählenden Parameter, die zudem für jede Wachstumsrichtung neu bestimmt werden müssen, eine zeitintensive Herausforderung.

Nicht zuletzt bieten die untersuchten 2D-Lochsysteme auch interessante Perspektiven als Ausgangsmaterial für mikrostrukturierte Quantensysteme. Dank der etablierten Wachstumsmethoden sind hochreine, defektarme und sowohl optisch als auch elektrisch zugängliche Halbleitersysteme einfach verfügbar. Durch elektrostatische Gates oder lithographische Strukturierung können Quantenpunkte definiert werden, die ähnliche Lochspineigenschaften aufweisen sollten wie unsere

Proben im lokalisierten Regime. Unsere Ergebnisse zeigen, dass diese Lochspins in jeder Hinsicht ein vielversprechendes System für weitere Forschungen sind.

Anhang A

Analytische Beschreibung der TRKR/FR-Experimente

Das hier vorgestellte analytische Modell zur Beschreibung von Lochspinphänomenen in Quantentrögen wurde anhand unserer experimentellen Daten in der Arbeitsgruppe von Prof. Machnikowski der Universität Breslau entwickelt. Die folgende Herleitung ist aus [Kug11b] entnommen:

Wir nehmen an, dass die optische Antwort des Systems durch ein Ensemble von unabhängigen Loch- und Trion-Systemen beschrieben werden kann, die an Grenzflächenfluktuationen lokalisiert sind. Der Zustand dieses Systems sei durch die Dichtematrix ρ gegeben, die die vier relevanten Spinzustände $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$, $|T \uparrow\rangle$ und $|T \downarrow\rangle$ enthält. Die beiden ersten Zustände beschreiben die Lochzustände, die beiden anderen die Trionenzustände, jeweils im Bezug auf die out-of-plane-Richtung relativ zum Quantentrog.

In guter Näherung kann nun davon ausgegangen werden, dass das Faraday- bzw. Kerr-Rotations-Signal proportional zur Spinpolarisation in der Probe ist [Yug09, Mac10]. Der Einfluss des linear polarisierten Probe-Pulses auf die Spinzustände wird vernachlässigt.

Ausgehend hiervon kann das Experiment in drei Schritten beschrieben werden:

A.1 Initialisierung

Zuerst wird der Ausgangszustand ρ_0 vom Pump-Puls mit der Einhüllenden $f(t)$ in einen angeregten Zustand ρ_1 überführt. Dieser ist bei Berücksichtigung der Terme bis zweiter Ordnung in der Pulsamplitude durch

$$\rho_1 = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt [H_1(t), \rho_0] - \frac{i}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} dt' [H_1(t), [H_1(t'), \rho_0]] \quad (\text{A.1})$$

gegeben. Vereinfachend wird hierbei kohärente Anregung mit σ^+ -polarisiertem Licht angenommen. Des Weiteren wird genutzt, dass der Laserpuls sehr kurz im Vergleich zu den Zeitskalen der Spindynamik ist. $H_1 = (1/2)f(t) |\uparrow\rangle \langle T \uparrow|$ ist der Licht-Materie-Kopplungs-Hamiltonoperator in erster Ordnung.

A.2 Instantane, teilweise Relaxation

Im zweiten Schritt führen wir eine schnelle, teilweise Dephasierung der Lochspinpolarisation ein. Die mikroskopische Ursache und die experimentellen Daten, die diese Annahme bedingen, wurden in Abschnitt 5.4.2 erläutert. Diese schnelle Dephasierung findet auf der Zeitskala der Impulsstreuzeit statt und wird daher als instantan modelliert. Der neue Zustand ρ_2 wird durch die Gleichungen

$$\langle \downarrow | \rho_2 | \uparrow \rangle = \langle \downarrow | \rho_1 | \uparrow \rangle e^{-u/2-w}, \quad (\text{A.2a})$$

$$\langle \uparrow | \rho_2 | \uparrow \rangle = \frac{1}{2} \langle \uparrow | \rho_1 | \uparrow \rangle (1 + e^{-u}) + \frac{1}{2} \langle \downarrow | \rho_1 | \downarrow \rangle (1 - e^{-u}), \quad (\text{A.2b})$$

$$\langle \downarrow | \rho_2 | \downarrow \rangle = \frac{1}{2} \langle \downarrow | \rho_1 | \downarrow \rangle (1 + e^{-u}) + \frac{1}{2} \langle \uparrow | \rho_1 | \uparrow \rangle (1 - e^{-u}) \quad (\text{A.2c})$$

beschrieben. Die Terme e^{-u} und e^{-w} stehen hierbei für die Besetzungsrelaxation und zusätzliche reine Spinrelaxation. Da auf diesen Zeitskalen die Larmorpräzession noch nicht ins Gewicht fällt, beziehen sich diese Gleichungen wiederum auf die Out-of-plane-Achse der Probe und damit auf die Richtung, in die die Spins ursprünglich optisch ausgerichtet wurden.

Diese vereinfachte Beschreibung von kohärenter Anregung mit anschließender instantaner, teilweiser Spinrelaxation wird der komplexen Kinetik des Systems in den ersten Pikosekunden nicht vollständig gerecht. Hierbei können insbesondere bei nichtresonanter Anregung Prozesse wie Lochspin-Flips während der Relaxation zu niedrigeren Energiezuständen auftreten. Während dies in diesem einfachen Vier-Niveau-System nicht beschrieben werden kann, führen derartige Prozesse dennoch im Endeffekt lediglich zu einer schnellen Dephasierung und damit zu einem teilweisen Verlust der Lochspinpolarisation. Dies ist phänomenologisch vollständig durch obige Gleichungen erfasst.

A.3 Freie Evolution

Im dritten und letzten Schritt wird die weitere - „freie“ - Entwicklung des Systems modelliert. Wie in Kapitel 3.2 bereits in vereinfachter Form vorgestellt, wird hierbei Larmorpräzession, Rekombination von Löchern und Elektronen und Spindekohärenz berücksichtigt. Zur Beschreibung wird die Markov'sche Master-Gleichung genutzt - im Schrödinger-Bild in Bezug auf die Spindynamik, aber im rotierenden Bezugssystem hinsichtlich der Interband-Übergangsenergien. Hierfür gilt

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H_0, \rho] + \mathcal{L}_h[\rho] + \mathcal{L}_t[\rho] + \mathcal{L}_r[\rho] \quad (\text{A.3})$$

mit der Randbedingung $\rho(0) = \rho_2$. H_0 bezeichnet hier den Loch- und Trionenspinhamiltonoperator:

$$H_0 = -\frac{1}{2}\mu_B \mathbf{B} \hat{g}_h \boldsymbol{\sigma}_h - \frac{1}{2}g_t \mu_B \mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\sigma}_t$$

mit dem Bohr'schen Magneton μ_B , dem Lochspin-Landé-Tensor \hat{g}_h und dem Trionen-g-Faktor g_t . Dieser erste Teil der Gleichung beschreibt die Spinpräzession mit den Larmorfrequenzen $\omega_h = \mu_B |\hat{g}_h \mathbf{B}| / \hbar$ und $\omega_t = \mu_B g_t B / \hbar$. Der Trionen-g-Faktor entspricht im wesentlichen dem Elektronen-g-Faktor und wird als isotrop angenommen. $\boldsymbol{\sigma}_h$ und $\boldsymbol{\sigma}_t$ bezeichnen die Vektoren der Pauli-Matrizen von Loch- und Trionenspin in der Basis der Spinzustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ bzw. $|T \uparrow\rangle$ und $|T \downarrow\rangle$. Der Schwerloch-Spin wird dabei als Pseudo-Spin- $\frac{1}{2}$ -System behandelt.

Der Loch-Dissipator \mathcal{L}_h wird aus dem Lochspin-Umgebungs-Hamiltonoperator $H_{he} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{R}^{(h)}$ über den herkömmlichen Ansatz mit schwacher Kopplung hergeleitet [Bre02]. Bei $\mathbf{R}^{(h)}$ handelt es sich um geeignete Umgebungsoperatoren. Die Gleichung, die hierbei die Evolution des Lochspins im Markov-Grenzfall beschreibt, wird analog zu [Mac10] hergeleitet, mit dem Unterschied, dass die sogenannte „secular approximation“ nicht verwendet wurde, da sie im Fall kleiner Magnetfelder nicht gültig wäre. Man erhält schließlich

$$\mathcal{L}_h[\rho] = -\pi \sum_{lj} \left[R_{lj}^{(h)}(\omega_j)(\sigma_l \sigma_j \rho - \sigma_j \rho \sigma_l) + R_{lj}^{(h)}(-\omega_l)(\rho \sigma_l \sigma_j - \sigma_j \rho \sigma_l) \right].$$

Dabei gilt $l, j = \pm, 0$, $\omega_0 = 0$ und $\omega_+ = -\omega_- = \omega_h$. $\sigma_{\pm,0}$ sind die Pauli-Matrizen im Bezug auf die x-Achse, also die Magnetfeldrichtung, d.h.

$$\sigma_0 = \sigma_x, \quad \sigma_+ = \sigma_-^\dagger = \frac{-\sigma_z + i\sigma_y}{2}.$$

Die spektralen Dichten des Lochreservoirs sind

$$R_{lj}^{(h)}(\omega) = \frac{1}{2\pi\hbar^2} \int dt e^{i\omega t} \langle R_l^{(h)}(t) R_j^{(h)} \rangle, \quad l, j = \pm, 0,$$

wobei $R_0^{(h)} = R_x^{(h)}$, $R_+^{(h)} = R_-^{(h)\dagger} = -R_z^{(h)} - iR_y^{(h)}$ und $R_l^{(h)}(t)$ bezeichnet den Operator im Wechselwirkungsbild in Bezug auf den Umgebungs-Hamiltonoperator.

Aufgrund der C_{4v} -Symmetrie des Systems kann man $R_{\alpha\beta}^{(h)}(\omega) = 0$ setzen für $\alpha, \beta = x, y, z$, $\alpha \neq \beta$ und es gilt $R_{yy}(\omega) = R_{xx}(\omega)$.

Der Trionenspin-Dissipator \mathcal{L}_t wird analog dazu mit einem passendem Satz von spektralen Dichten für Trionen $R_{\alpha\beta}^{(t)}(\omega)$ hergeleitet. Wir setzen außerdem voraus, dass die Trion- und Lochspinreservoirs nicht miteinander korreliert sind.

Der letzte Operator in Gleichung A.3 ist der Standardoperator für spontane Emission \mathcal{L}_r , der die Rekombination des Trions mit der Rekombinationsrate γ_r beschreibt (vergleiche [Mac10]).

Gleichung A.3 kann in Bezug auf die drei Lochspinkomponenten

$$\begin{aligned} X_h &= \langle \uparrow | \rho | \downarrow \rangle + \langle \downarrow | \rho | \uparrow \rangle, & Y_h &= i(\langle \uparrow | \rho | \downarrow \rangle - \langle \downarrow | \rho | \uparrow \rangle), \\ \Sigma_h &= \langle \uparrow | \rho | \uparrow \rangle - \langle \downarrow | \rho | \downarrow \rangle \end{aligned}$$

umgeschrieben werden. Dasselbe gilt für die Trionenspinkomponenten. Die Bewegungsgleichungen des Lochspins sind dann

$$\dot{X}_h = -(\kappa_z + \kappa_x) X_h + (\kappa'_x + \kappa'_z) N_h, \quad (\text{A.4a})$$

$$\dot{Y}_h = \omega_h \Sigma_h - (\kappa_{x0} + \kappa_z) Y_h, \quad (\text{A.4b})$$

$$\dot{\Sigma}_h = -\omega_h Y_h - (\kappa_x + \kappa_{x0}) \Sigma_h + \gamma_R \Sigma_t, \quad (\text{A.4c})$$

wobei N_h die Lochpopulation bezeichnet und

$$\kappa_\alpha = 2\pi [R_{\alpha\alpha}^{(h)}(\omega_h) + R_{\alpha\alpha}^{(h)}(-\omega_h)], \quad \kappa_{\alpha 0} = 4\pi R_{\alpha\alpha}^{(h)}(0), \quad (\text{A.5a})$$

$$\kappa'_\alpha = 2\pi [R_{\alpha\alpha}^{(h)}(\omega_h) - R_{\alpha\alpha}^{(h)}(-\omega_h)], \quad (\text{A.5b})$$

für $\alpha = x, z$.

Um die Dephasierungsraten, die in den Gleichungen (A.4a)–(A.4c) auftreten zu interpretieren, sei angemerkt, dass, beginnend bei $\mathbf{B} = 0$, $\omega_h = 0$ gilt. Daher ist $\kappa_\alpha = \kappa_{\alpha 0}$ und damit die Dekohärenzzeit für die Spinpolarisation entlang der Wachstumsrichtung $T_z^{(0)} = 1/(2\kappa_{x0})$, während die Dekohärenzzeit für die in-plane-Komponente $T_{xy}^{(0)} = 1/(\kappa_z + \kappa_{x0})$ ist. In ausreichend starken Feldern gilt dann (für $\omega_h \gg \kappa_\alpha, \kappa_{\alpha 0}$), dass die longitudinale Spinrelaxationszeit $T_1 = 1/(\kappa_z + \kappa_x)$ ist und die transverse Relaxationszeit $T_2 = 2/(\kappa_z + \kappa_x + 2\kappa_{x0})$, jeweils in Bezug auf die Magnetfeldachse.

Weiterhin sind dann die Bewegungsgleichungen der Trionenspinpolarisation

$$\dot{X}_t = -(\mu_z + \mu_x) X_t + (\mu'_x + \mu'_z) N_t - \gamma_R X_t, \quad (\text{A.6a})$$

$$\dot{Y}_t = \omega_t \Sigma_t - (\mu_{x0} + \mu_z) Y_t - \gamma_R Y_t, \quad (\text{A.6b})$$

$$\dot{\Sigma}_t = -\omega_t Y_t - (\mu_x + \mu_{x0}) \Sigma_t - \gamma_R \Sigma_t, \quad (\text{A.6c})$$

wobei μ_α , μ'_α , und $\mu_{\alpha 0}$ die Trionendekohärenzraten sind, die analog zu den Gleichungen (A.5a) und (A.5b) definiert werden, in diesem Fall mit den spektralen Dichten bezüglich der Trionen $R_{\alpha\alpha}^{(t)}(\omega)$ bei der Larmorfrequenz ω , und schließlich der Trionenbesetzung N_t .

Optische Antwort des Systems, Kurvenform

Die Drehung der Polarisationssebene des Probestrahls ist proportional zu [Yug09, Mac10]

$$\Delta\Sigma = \Sigma_t - \Sigma_h.$$

Im Fall der TRKR-Messungen befindet man sich in der Regel im Bereich großer Dephasierungsraten, so dass davon ausgegangen werden kann, dass beim Eintreffen des nächsten Pumpulses die Spinpolarisationen wieder vollständig abgeklungen sind und die Entwicklung der Spindynamik wieder unabhängig von Neuem beginnt. Nach der Anregung betragen die Spinpolarisationen

$$\Sigma_t = -\Sigma_h = \Sigma^{(0)}.$$

Durch die schnelle Dephasierung wird die Lochspinpolarisation reduziert zu

$$\Sigma_h^{(0)} = -\Sigma^{(0)} e^{-u}. \quad (\text{A.7})$$

Eine ggf. auftretende schnelle Dephasierung der Elektronenspins wird hier nicht in Betracht gezogen.

Durch Lösen von Gleichung (A.3) erhält man das TRKR-Signal bei $\mathbf{B} = 0$ in Form eines biexponentiellen Zerfalls:

$$\boxed{\Delta\Sigma^{(\text{Kerr})} = ae^{-\gamma_t t} - be^{-\gamma_h t}}, \quad (\text{A.8})$$

mit $a = (1 + \eta)\Sigma_t^{(0)}$, $b = \Sigma_h^{(0)} + \eta\Sigma_t^{(0)}$ und $\eta = \gamma_R/(\gamma_t - \gamma_h)$. Dabei ist $\gamma_h = \kappa_x + \kappa_{x0}$ Die Lochspin-Dekohärenzrate und $\gamma_t = \mu_x + \mu_{x0} + \gamma_R$ die Trionspin-Dekohärenzrate. Da wir keine Annahmen zur mikroskopischen Natur der Spindephasierungsmechanismen machen, werden γ_t , γ_h , und γ_R als unabhängige Parameter behandelt.

Um aus den erzielten Ergebnissen die physikalisch relevanten Parameter zu extrahieren, wurde obige Formel mit dem statistischen Standardverfahren eines „reduced chi square“-Fits an die Kurven angefitet.

A.4 Erweiterung auf RSA-Experimente

Um das Signal in RSA-Experimenten wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben zu erhalten, ist es notwendig den Anteil der Lochspinpolarisationen X_h, Y_h, Σ_h zu bestimmen, der bei Ankunft des nächsten Pumpulses noch vorhanden ist. Dazu nehmen wir an, dass die Trionenzustände und Interband-Kohärenzen innerhalb dieser Zeit vollständig zerfallen sind. Außerdem verwenden wir aufgrund der langen Lochspinlebensdauern im Fall von RSA-Messungen die Näherung, dass die Trionenrekombinationszeit kurz im Vergleich zur Lochspinlebensdauer ist.

Das RSA-Signal wurde durch Fixpunktanalyse der durch obige dreistufige Transformation erhaltenen Lochspinpolarisationen für periodische Anregung bestimmt. In führender (zweiter) Ordnung in der Pulsfläche erhalten wir im Grenzfall schwacher Anregung folgenden analytischen Ausdruck für das RSA-Signal kurz vor Ankunft des nächsten Pump-Pulses:

$$\Delta\Sigma^{(\text{RSA})} \sim f \frac{P}{Q}, \quad (\text{A.9a})$$

wobei

$$f = 1 - e^{-u} - \frac{\omega_t^2}{\gamma_R^2 + \omega_t^2}, \quad (\text{A.9b})$$

$$P = (i\tilde{\omega} + \kappa')e^{i\tilde{\omega}t_r/2} - i\tilde{\omega}e^{-u/2-w-\kappa t_r/2} - (\tilde{\omega} \rightarrow -\tilde{\omega}), \quad (\text{A.9c})$$

$$Q = e^{-u}P + [(i\tilde{\omega} - \kappa')e^{-u/2-w+i\tilde{\omega}t_r/2} - i\tilde{\omega}e^{\kappa t_r/2} - (\tilde{\omega} \rightarrow -\tilde{\omega})]. \quad (\text{A.9d})$$

Dabei ist t_r die Pulswiederholrate des Lasers, $\kappa = \kappa_x + \kappa_z + 2\kappa_{x0}$, $\kappa' = \kappa_z - \kappa_x$, $\tilde{\omega} = 2\sqrt{\omega_h^2 - \kappa'^2/4}$, und $(\tilde{\omega} \rightarrow -\tilde{\omega})$ steht für zusätzliche Terme, die aus den vorhergehenden durch Umkehrung des Vorzeichens von $\tilde{\omega}$ entstehen.

Es sei angemerkt, dass die Einhüllende des RSA-Signals $f(\omega_t)$ aus Gleichung A.9b nur vom schnellen Dephasierungsparameter u und der Rekombinationsrate γ_R abhängt und damit bereits einen Großteil der Kurvenform bestimmt. Es zeigt sich, dass das RSA-Signal für schwache Anregung nicht direkt von einer Verstimmung des Lasers, also der Anregungsenergie, abhängt.

Um schließlich noch den Effekt einer inhomogenen g -Faktor-Verteilung mit einzubeziehen, wird das Ergebnis aus den Gleichungen (A.9a)–(A.9d) über eine Gauss-Verteilung von Loch- g -Faktoren mit der Standardabweichung Δg gemittelt.

Liste der Symbole und Abkürzungen

Häufig verwendete Abkürzungen, eingeführt auf Seite:

QT	Quantentrog	11
MBE	<i>Molecular Beam Epitaxy</i>	13
PL	Photolumineszenz	13
TRFR	zeitaufgelöste Faraday-Rotation	15
TRKR	zeitaufgelöste Kerr-Rotation	15
HH	Schwerloch	23
LH	Leichtloch	23
SO	Split-Off	23
T_1	longitudinale Spinrelaxationszeit	25
T_2	irreversible transversale Spindephasierungszeit (bei $B=0$)	25
T_2^*	kombinierte transversale Spindephasierungszeit (bei $B \neq 0$)	33
g_{\perp}	in-plane g-Faktor	27
g_{\parallel}	out-of-plane g-Faktor	27
g^*	effektiver g-Faktor	27
EY	Elliott-Yafet	30
DP	D'yakonov-Perel	30
SB	Spin-Bahn	30
WW	Wechselwirkung	30
BAP	Bir-Aronov-Pikus	31
Δg_L	g-Faktor-Inhomogenität	33
PLE	Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie	36
RSA	<i>Resonant Spin Amplification</i>	41
BBO	Beta-Bariumborat β -BaB ₂ O ₄	42
cw	continuous wave (Dauerstrich)	42
X^+	positiv geladenes Exziton	46
X^0	neutrales Exziton	46

Abbildungsverzeichnis

1.1	Quantenschaltkreis von van der Sar et al.	2
2.1	Kristallstruktur von GaAs und AlGaAs	8
2.2	Bandstruktur von GaAs	8
2.3	Erste Brillouin-Zone der Zinkblende-Struktur	9
2.4	Vereinfachte Bandstruktur von GaAs	9
2.5	Bandkantenverlauf einer GaAs/AlGaAs-Quantentrogstruktur	10
2.6	Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung	12
2.7	Aufbau einer Molekularstrahlepitaxieanlage	13
2.8	Schichtfolge und Bandprofil der Proben mit einseitiger Dotierung. . .	16
2.9	Schichtfolge der Probe mit vierfacher Dotierung.	18
2.10	Gedünnte Probe	19
2.11	Probe mit Gate	20
3.1	Optische Auswahlregeln	24
3.2	Elektronen-g-Faktor in Abhängigkeit von der Übergangsenergie . . .	26
3.3	Lage der beiden Loch-g-Faktor-Komponenten	27
3.4	Anisotropie des Loch g-Faktors	28
3.5	Out-of-plane Loch g-Faktor	29
4.1	Experimenteller Aufbau der Photolumineszenzmessungen	35
4.2	Beispiel: PLE-Messung	37
4.3	Messaufbau für zeitaufgelöste Faraday-Rotation	39
4.4	Beispielkurven eines TRFR-Experiments	40
4.5	Signalentstehung in RSA-Experimenten	41
4.6	Summenfrequenzerzeugung am BBO-Kristall	42
4.7	Beispiel einer Autokorrelationsmessung	43
5.1	PL-Leistungsserie am 4 nm QT	46
5.2	Ortsabhängige PL-Serie des Wafers mit 4 nm QT	47
5.3	PL-Spektrum einer gedünnten Probe	48

5.4	PL und PLE-Spektren des 4 nm breiten QT	49
5.5	Tiefe der Lokalisationspotentiale	50
5.6	RSA-Kurven-Serie in Abhängigkeit von der Wellenlänge	51
5.7	RSA-Signalamplitude in Abhängigkeit von der Wellenlänge	51
5.8	Kerr-Rotations-Signal abhängig von der Verstimmung	52
5.9	Dynamik des TRKR-Signals bei Wellenlängenserien.	53
5.10	Ultraschnelle Dynamik des TRKR-Signals.	54
5.11	Rekombination der Elektron-Loch-Paare nach Anregung.	57
5.12	Signalaufbau im Magnetfeld	58
5.13	Rekombination der Elektron-Loch-Paare im Magnetfeld.	58
5.14	Vergleich von Theorie und Experiment: Magnetische Initialisierung .	59
5.15	Messkurven unter nichtresonanter Anregung	61
5.16	Lochspininitialisierung durch nichtresonante Anregung	62
5.17	Entwicklung des Verhältnisses \hbar/e	66
6.1	Lebensdauer in Abhängigkeit vom Magnetfeld	70
6.2	Lebensdauer in Abhängigkeit von der Quantentrogbreite	72
6.3	RSA bei 0,4 K, 1,2 K und 4,5 K	74
6.4	Lochspinlebensdauer T_2 in Abhängigkeit von der Temperatur.	77
6.5	Lebensdauer in Abhängigkeit von der Anregungsleistung in TRKR .	79
6.6	Lebensdauer in Abhängigkeit von der Anregungsleistung bei 1,2 K . .	80
6.7	Lochspinlebensdauer T_2 in Abhängigkeit von der Anregungsleistung. .	82
6.8	Lebensdauer in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge	83
6.9	Lochspinlebensdauer T_2 in Abhängigkeit von der Wellenlänge.	84
6.10	Vergleich symmetrischer und asymmetrischer 15 nm QT	85
6.11	Wellenfunktionen des symmetrischen und asymmetrischen 15 nm QT	86
6.12	Vergleich (100)- und (311)-gewachsener 15 nm QT	87
6.13	RSA-Verkipfungsserie zur Bestimmung des out-of-plane g-Faktors . .	89
6.14	Prinzipskizze zu den in-plane g-Faktor-Messungen	90
6.15	Ergebnisse der g-Faktor Messungen	91
6.16	Gatespannungsabhängige Messungen	94
6.17	Fitergebnisse der Gateserie	95
6.18	Ortsaufgelöste Verteilung des Loch-g-Faktors der (311)-Probe	97
6.19	Winkelabhängige Verteilung des Loch-g-Faktors der (311)-Probe . . .	99

Tabellenverzeichnis

2.1	Probendaten	15
2.2	Wachstumsprotokoll der einseitig dotierten Quantentrogproben	16
2.3	Wachstumsprotokoll der vierfach dotierten Quantentrogprobe	18
2.4	Lösung zum selektiven Ätzen von GaAs	19
6.1	Loch-g-Faktoren bei verschiedenen Temperaturen	91
6.2	Übersicht der in-plane Loch-g-Faktoren	92

Literaturverzeichnis

- [Ada85] S. Adachi, *GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications*, Journal of Applied Physics **58**, R1 (1985). [Zitiert auf Seite 7]
- [Ahn71] B. H. Ahn, R. R. Shurtz, und C. W. Trussell, *Dependence of growth properties of silicon-doped GaAs epitaxial layers upon orientation*, Journal of Applied Physics **42**, 4512 (1971). [Zitiert auf Seite 12]
- [Ama97] T. Amand, X. Marie, P. Le Jeune, M. Brousseau, D. Robart, J. Barrau, und R. Planel, *Spin quantum beats of 2d excitons*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1355 (1997). [Zitiert auf Seite 49]
- [And09] T. Andlauer und P. Vogl, *Electrically controllable g tensors in quantum dot molecules*, Phys. Rev. B **79**, 045307 (2009). [Zitiert auf Seite 103]
- [BA92] S. Bar-Ad und I. Bar-Joseph, *Exciton spin dynamics in GaAs heterostructures*, Phys. Rev. Lett. **68**, 349 (1992). [Zitiert auf Seite 3]
- [Bar05] I. Bar-Joseph, *Trions in GaAs quantum wells*, Semiconductor Science Technology **20**, 29 (2005). [Zitiert auf Seite 47]
- [Bas81] G. Bastard, *Superlattice band structure in the envelope-function approximation*, Phys. Rev. B **24**, 5693 (1981). [Zitiert auf Seite 11]
- [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 Communications **93**, 57 (1995). [Zitiert auf Seite 3, 30, 76, 78, 83, 84, 85]
- [Ber05] L. Bergmann und C. Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6*, Walter de Gruyter, Berlin (2005). [Zitiert auf Seite 9]
- [Bir75] G. L. Bir, A. G. Aronov, und G. E. Pikus, *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes*, JETP **42**, 1382 (1975). [Zitiert auf Seite 31]
- [Blo46] F. Bloch, W. W. Hansen, und M. Packard, *The nuclear induction experiment*, Phys. Rev. **70**, 474 (1946). [Zitiert auf Seite 25]

- [Bra02] M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov, P. A. Marsden, R. T. Harley, A. J. Shields, D. Sanvitto, D. A. Ritchie, und M. Y. Simmons, *Precession and motional slowing of spin evolution in a high mobility two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. Lett. **89**, 236601 (2002). [Zitiert auf Seite 31]
- [Bre02] H.-P. Breuer und F. Petruccione, *The Theory of Open Quantum Systems*, Oxford University Press, Oxford (2002). [Zitiert auf Seite 107]
- [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*, Applied Physics Letters **89**, 051903 (2006). [Zitiert auf Seite 28, 89]
- [Cre98] P. Crescenzi und V. Kann, *A compendium of NP-optimization problems* (1998), <ftp://ftp.nada.kth.se/Theory/Viggo-Kann/compendium.pdf>. [Zitiert auf Seite 2]
- [Dah12] R. Dahbashi, J. Hubner, F. Berski, J. Wiegand, X. Marie, K. Pierz, H. W. Schumacher, und M. Oestreich, *Measurement of heavy-hole spin dephasing in (InGa)As quantum dots*, Applied Physics Letters **100**, 031906 (2012). [Zitiert auf Seite 102]
- [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). [Zitiert auf Seite 3, 62]
- [Dav98] J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: An Introduction*, Cambridge University Press (1998). [Zitiert auf Seite 13]
- [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). [Zitiert auf Seite 103]
- [DeS92] G. C. DeSalvo, W. F. Tseng, und J. Comas, *Etch Rates and Selectivities of Citric Acid/Hydrogen Peroxide on GaAs, $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, $In_{0.2}Ga_{0.8}As$, $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, $In_{0.52}Al_{0.48}As$, and InP*, Journal of The Electrochemical Society **139**, 831 (1992). [Zitiert auf Seite 19]
- [Dev84] B. Deveaud, J. Y. Emery, A. Chomette, B. Lambert, und M. Baudet, *Observation of one-monolayer size fluctuations in a GaAs/GaAlAs superlattice*, Applied Physics Letters **45**, 1078 (1984). [Zitiert auf Seite 48]
- [D'y71] M. D'yakonov und V. Perel', *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*, JETP **33**, 1053 (1971). [Zitiert auf Seite 30]
- [Dya08] M. I. Dyakonov, *Spin Physics in Semiconductors*, Springer (2008). [Zitiert auf Seite 26, 30, 33]

- [Ebl10] B. Eble, P. Desfonds, F. Fras, F. Bernardot, C. Testelin, M. Chamarro, A. Miard, und A. Lemaître, *Hole and trion spin dynamics in quantum dots under excitation by a train of circularly polarized pulses*, Phys. Rev. B **81**, 045322 (2010). [Zitiert auf Seite 32]
- [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). [Zitiert auf Seite 11, 12]
- [Ell54] R. J. Elliott, *Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors*, Phys. Rev. **96**, 266 (1954). [Zitiert auf Seite 31]
- [Fer30] E. Fermi, *Magnetic moments of atomic nuclei*, Nature **125**, 16 (1930). [Zitiert auf Seite 32]
- [Fer93] R. Ferreira und G. Bastard, *Hole „spin“ relaxation in semiconductor quantum wells*, EPL (Europhysics Letters) **23**, 439 (1993). [Zitiert auf Seite 30]
- [Fey82] R. P. Feynman, *Simulating physics with computers*, International Journal of Theoretical Physics **21**, 467 (1982). [Zitiert auf Seite 1]
- [Fil04] A. V. Filinov, C. Riva, F. M. Peeters, Y. E. Lozovik, und M. Bonitz, *Influence of well-width fluctuations on the binding energy of excitons, charged excitons, and biexcitons in GaAs-based quantum wells*, Phys. Rev. B **70**, 035323 (2004). [Zitiert auf Seite 13, 46, 49, 50, 76]
- [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). [Zitiert auf Seite 3, 33]
- [Fra11] F. Fras, B. Eble, P. Desfonds, F. Bernardot, C. Testelin, M. Chamarro, A. Miard, und A. Lemaître, *Hole-spin initialization and relaxation times in InAs/GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **84**, 125431 (2011). [Zitiert auf Seite 102]
- [Fuj97] K. Fujiwara, H. T. Grahn, und K. H. Ploog, *Dynamical stokes shift due to interface nanoroughness in growth islands of GaAs single quantum wells*, Phys. Rev. B **56**, 1081 (1997). [Zitiert auf Seite 46, 49]
- [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 cm²/Vs*, Applied Physics Letters **86**, 252105 (2005). [Zitiert auf Seite 4, 14]
- [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, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Nature **451**, 441 (2008). [Zitiert auf Seite 33, 103]
- [Gla12] M. Glazov, *Coherent spin dynamics of electrons and excitons in nanostructures (a review)*, Physics of the Solid State **54**, 1 (2012). [Zitiert auf Seite 55]

- [Gol90] J. E. Golub, K. Kash, J. P. Harbison, und L. T. Florez, *Long-lived spatially indirect excitons in coupled GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **41**, 8564 (1990). [Zitiert auf Seite 103]
- [Gra10] C. Gradl, *Ultrakurzzeitspektroskopie an p-dotierten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*, Bachelorarbeit, Universität Regensburg (2010). [Zitiert auf Seite 88]
- [Gra12] C. Gradl, *Lochspinkohärenz in gekoppelten GaAs/AlAs-Heterostrukturen*, Masterarbeit, Universität Regensburg (2012). [Zitiert auf Seite 103]
- [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). [Zitiert auf Seite 103]
- [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). [Zitiert auf Seite 3, 29]
- [Hir12] M. Hirmer, *Elektronische Raman-Streuung und die Spin-Bahn-Wechselwirkung in p-dotierten GaAs/AlGaAs Quantentrögen*, Dissertation, Universität Regensburg (2012). [Zitiert auf Seite 37]
- [Jar89] M. Jaros, *Physics and Applications of Semiconductor Microstructures*, Oxford Science Publications (1989). [Zitiert auf Seite 10]
- [Ken06] T. A. Kennedy, A. Shabaev, M. Scheibner, A. L. Efros, A. S. Bracker, und D. Gammon, *Optical initialization and dynamics of spin in a remotely doped quantum well*, Phys. Rev. B **73**, 045307 (2006). [Zitiert auf Seite 49]
- [Kik98] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom, *Resonant spin amplification in n-type GaAs*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998). [Zitiert auf Seite 41]
- [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). [Zitiert auf Seite 52, 54]
- [Kor10] 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 Journal of Physics **12**, 043003 (2010). [Zitiert auf Seite 30, 32, 45, 59, 63, 74, 88]
- [Kor11] T. Korn, M. Kugler, M. Hirmer, D. Schuh, W. Wegscheider, und C. Schüller, *Resonant spin amplification of hole spin dynamics in two-dimensional hole systems: experiment and simulation*, AIP Conference Proceedings **1399**, 645 (2011). [Zitiert auf Seite 45, 73]

- [Kor12] K. Korzekwa, *Magneto-optical Kerr effect and resonant spin amplification*, Diploma thesis, Wrocław University of Technology, Faculty of Fundamental Problems of Technology (2012). [Zitiert auf Seite 64, 77, 81]
- [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). [Zitiert auf Seite 27]
- [Kug09a] M. Kugler, *Ultrakurzzeitspektroskopie an p-dotierten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2009). [Zitiert auf Seite 7, 19, 58, 59, 71, 78]
- [Kug09b] M. Kugler, T. Andlauer, T. Korn, A. Wagner, S. Fehrer, R. Schulz, M. Kubová, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, P. Vogl, und C. Schüller, *Gate control of low-temperature spin dynamics in two-dimensional hole systems*, Phys. Rev. B **80**, 035325 (2009). [Zitiert auf Seite 2, 45, 93, 95]
- [Kug11a] M. Kugler, T. Korn, M. Hirmer, D. Schuh, W. Wegscheider, und C. Schüller, *Controlling hole spin dynamics in two-dimensional hole systems at low temperatures*, AIP Conference Proceedings **1399**, 729 (2011). [Zitiert auf Seite 45]
- [Kug11b] 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). [Zitiert auf Seite 45, 63, 105]
- [Lai96] K. J. Laidler, *A glossary of terms used in chemical kinetics, including reaction dynamics*, Pure Appl. Chem. **68**, 149 (1996). [Zitiert auf Seite 76]
- [Lam68] G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968). [Zitiert auf Seite 32]
- [Lev99] M. Levinstein, S. Rumyantsev, und M. Shur, *Semiconductor Parameters, Volume 2, Ternary and Quaternary III-V Compounds*, World Scientific Publishing (1999). [Zitiert auf Seite 9, 10]
- [Li12] Y. Li, N. Sinitsyn, D. L. Smith, D. Reuter, A. D. Wieck, D. R. Yakovlev, M. Bayer, und S. A. Crooker, *Intrinsic spin fluctuations reveal the dynamical response function of holes coupled to nuclear spin baths in (In,Ga)As quantum dots*, Phys. Rev. Lett. **108**, 186603 (2012). [Zitiert auf Seite 102]
- [Luo09] J.-W. Luo, G. Bester, und A. Zunger, *Atomistic pseudopotential calculations of thickness-fluctuation GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **79**, 125329 (2009). [Zitiert auf Seite 75]
- [Maa84] J. C. Maan, G. Belle, A. Fasolino, M. Altarelli, und K. Ploog, *Magneto-optical determination of exciton binding energy in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells*, Phys. Rev. B **30**, 2253 (1984). [Zitiert auf Seite 13]

- [Mac10] P. Machnikowski und T. Kuhn, *Theory of the time-resolved kerr rotation in ensembles of trapped holes in semiconductor nanostructures*, Phys. Rev. B **81**, 115306 (2010). [Zitiert auf Seite 63, 105, 107, 108]
- [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). [Zitiert auf Seite 3, 28]
- [Mei84] F. Meier und B. P. Zakharchenya, *Optical Orientation (Modern Problems in Condensed Matter Sciences)*, Elsevier Science Ltd (1984). [Zitiert auf Seite 24, 29, 31]
- [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). [Zitiert auf Seite 32]
- [Ove53] A. W. Overhauser, *Polarization of nuclei in metals*, Phys. Rev. **92**, 411 (1953). [Zitiert auf Seite 32]
- [Pav94] L. Pavesi und M. Guzzi, *Photoluminescence of $Al_xGa_{1-x}As$ alloys*, Journal of Applied Physics **75**, 4779 (1994). [Zitiert auf Seite 8]
- [Pfa05] S. Pfalz, R. Winkler, T. Nowitzki, D. Reuter, A. D. Wieck, D. Hägele, und M. Oestreich, *Optical orientation of electron spins in GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **71**, 165305 (2005). [Zitiert auf Seite 25]
- [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). [Zitiert auf Seite 3]
- [Sap92] V. F. Sapega, M. Cardona, K. Ploog, E. L. Ivchenko, und D. N. Mirlin, *Spin-flip raman scattering in GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ multiple quantum wells*, Phys. Rev. B **45**, 4320 (1992). [Zitiert auf Seite 28]
- [Sax80] A. K. Saxena, *The conduction band structure and deep levels in $Al_xGa_{1-x}As$ alloys from a high-pressure experiment*, Journal of Physics C: Solid State Physics **13**, 4323 (1980). [Zitiert auf Seite 10]
- [Sch92] R. F. Schnabel, R. Zimmermann, D. Bimberg, H. Nickel, R. Lösch, und W. Schlapp, *Influence of exciton localization on recombination line shapes: $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ quantum wells as a model*, Phys. Rev. B **46**, 9873 (1992). [Zitiert auf Seite 49]
- [Sch04a] P. Schneider, J. Kainz, S. D. Ganichev, S. N. Danilov, U. Rossler, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, V. V. Bel'kov, M. M. Glazov, L. E. Golub, und D. Schuh, *Spin relaxation times of two-dimensional holes from spin sensitive bleaching of intersubband absorption*, Journal of Applied Physics **96**, 420 (2004). [Zitiert auf Seite 30, 31, 76, 87]
- [Sch04b] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, Springer, Berlin (2004). [Zitiert auf Seite 11]

- [Sch05] S. Schmult, C. Gerl, U. Wurstbauer, C. Mitzkus, und W. Wegscheider, *Carbon-doped high-mobility two-dimensional hole gases on (110) faced GaAs*, Applied Physics Letters **86**, 202105 (2005). [Zitiert auf Seite 4, 11]
- [Sch10] R. Schulz, *Optische Spektroskopie an zweidimensionalen Lochsystemen in GaAs-AlGaAs-Quantenwells und an GaAs-AlGaAs-GaMnAs-Schichtstrukturen*, in *Dissertationsreihe der Fakultät für Physik der Universität Regensburg*, Bd. 17, Universität Regensburg (2010). [Zitiert auf Seite 9, 39, 57]
- [Sco86] L. M. R. Scolfaro, R. Pintanel, V. M. S. Gomes, J. R. Leite, und A. S. Chaves, *Impurity levels induced by a C impurity in GaAs*, Phys. Rev. B **34**, 7135 (1986). [Zitiert auf Seite 12]
- [Sem02] Y. G. Semenov, K. N. Borysenko, und K. W. Kim, *Spin-phase relaxation of two-dimensional holes localized in a fluctuating potential*, Phys. Rev. B **66**, 113302 (2002). [Zitiert auf Seite 30]
- [Sha96] J. Shah, *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures*, in *Springer Series in Solid-State Sciences*, Bd. 115, Springer (1996). [Zitiert auf Seite 78]
- [Sho97] P. W. Shor, *Polynomial time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer*, SIAM J.Sci.Statist.Comput. **26**, 1484 (1997). [Zitiert auf Seite 2]
- [Sne91] M. J. Snelling, G. P. Flinn, A. S. Plaut, R. T. Harley, A. C. Tropper, R. Eccleston, und C. C. Phillips, *Magnetic g factor of electrons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **44**, 11345 (1991). [Zitiert auf Seite 26]
- [Sne92] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley, und 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). [Zitiert auf Seite 28, 29, 89, 93]
- [Spe99] Spectra Physics, *Tsunami - Mode-locked Ti:sapphire Laser - User's Manual*, Spectra Physics (1999). [Zitiert auf Seite 42]
- [Syp07] M. Syperek, D. R. Yakovlev, A. Greilich, J. Misiewicz, M. Bayer, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Spin Coherence of Holes in GaAs/(Al,Ga)As Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **99**, 187401 (2007). [Zitiert auf Seite 4, 28, 70, 76, 89, 91]
- [Tor56] H. C. Torrey, *Bloch equations with diffusion terms*, Phys. Rev. **104**, 563 (1956). [Zitiert auf Seite 25]
- [Uma09] V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nübler, und M. Dolev, *MBE growth of ultra-low disorder 2DEG with mobility exceeding $35 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{vs}$* , Journal of Crystal Growth **311**, 1658 (2009). [Zitiert auf Seite 19]
- [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, und V. V. Dobrovitski, *Decoherence-protected quantum gates for a hybrid solid-state spin register*, Nature **484**, 82 (2012). [Zitiert auf Seite 1]

- [Wag08] A. Wagner, *Diplomarbeit: Spindynamik in zweidimensionalen Lochsystemen*, Universität Regensburg (2008). [Zitiert auf Seite 78, 81, 85, 86]
- [Wan85] W. I. Wang, E. E. Mendez, T. S. Kuan, und L. Esaki, *Crystal orientation dependence of silicon doping in molecular beam epitaxial AlGaAs/GaAs heterostructures*, Applied Physics Letters **47**, 826 (1985). [Zitiert auf Seite 12]
- [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 Communications **38**, 709 (1981). [Zitiert auf Seite 32]
- [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). [Zitiert auf Seite 3, 27, 28, 87, 88, 89, 92, 103]
- [Wu10] M. Wu, J. Jiang, und M. Weng, *Spin dynamics in semiconductors*, Physics Reports **493**, 61 (2010). [Zitiert auf Seite 30]
- [Yaf52] Y. Yafet, *Calculation of the g factor of metallic sodium*, Phys. Rev. **85**, 478 (1952). [Zitiert auf Seite 31]
- [Yug07] I. A. Yugova, A. Grelich, 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). [Zitiert auf Seite 15, 26, 27]
- [Yug09] I. A. Yugova, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, und A. L. Efros, *Pump-probe faraday rotation and ellipticity in an ensemble of singly charged quantum dots*, Phys. Rev. B **80**, 104436 (2009). [Zitiert auf Seite 105, 108]
- [Zho08] J. Zhou und M. W. Wu, *Spin relaxation due to the bir-aronov-pikus mechanism in intrinsic and p-type gaas quantum wells from a fully microscopic approach*, Phys. Rev. B **77**, 075318 (2008). [Zitiert auf Seite 31]
- [Zvá69] M. Zvára, *Faraday rotation and faraday ellipticity in the exciton absorption region of GaAs*, Physica Status Solidi (b) **36**, 785 (1969). [Zitiert auf Seite 52]

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Die Liste aller guten Taten wäre zu lange, um sie hier aufzuführen, daher kann hier naturgemäß nur ein kleiner Ausschnitt dessen stehen, wofür ich mich zu bedanken haben. Besonders danken möchte ich dennoch:

- meinem Betreuer, Prof. Christian Schüller, der mir zuallererst die Möglichkeit gab, an diesem interessanten Thema zu arbeiten, mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand und es verstand, einen hervorragenden Rahmen für diese Arbeit zu schaffen.
- PD Dr. Tobias Korn, der jederzeit für Fragen aller Art ansprechbar war, und dessen Hilfe maßgeblich für die erfolgreiche Veröffentlichung der während dieser Arbeit entstandenen Publikationen verantwortlich ist.
- meinen Laborkollegen Robert Schulz, Michael Griesbeck (besonderer Dank für die L^AT_EX-Vorlage), sowieso Christian Gradl und Stephan Furthmeier für unzählige Stunden Laborzeit und ihre wertvolle Unterstützung bei der Aufnahme und Auswertung der Messdaten: Ich hätte mir keine besseren Kollegen wünschen können.
- Allen Mitgliedern der AG Schüller für die hervorragende Atmosphäre und die bereitwillige Hilfe bei allen Labor- und sonstigen Angelegenheiten.
- unseren Kooperationspartnern Prof. Paweł Machnikowski, Kamil Korzekwa und Michał Gawełczyk an der Universität Breslau sowieso Prof. Peter Vogl und Till Andlauer an der TU München für die viele Arbeit, die Sie in die theoretische Beschreibung unserer Experimente gesteckt haben.
- meinen Bürokollegen Steffi Heydrich und Michael Hirmer für die nette Gesellschaft und die entspannte Atmosphäre.
- Marika Hirmer und Dr. Dieter Schuh an der MBE: Eure Proben waren Weltklasse.

- allen Korrekturlesern.
 - Christoph Ermer, Imke Gronwald, Martin Furthmeier und Peter Müller für die technische Unterstützung.
 - Prof. Dr. Wegscheider und Prof. Dr. Bougeard für die Erlaubnis, ihre Labors zur Prozessierung der Proben zu benutzen.
 - Evi Weiss, Renate Creuzburg und Annemarie Dinkel für ihre Hilfe bei der Suche nach dem Passierschein A38 in dem Haus, das Verrückte macht.
 - den Damen und Herren aus der Elektronikwerkstatt, der Mechanikwerkstatt und der Heliumausgabe, die geduldig alle Sonderwünsche erfüllt haben.
 - meiner Eltern und meiner Familie. Ihr habt das Fundament für das alles gelegt.
 - natürlich meiner zukünftigen Frau, Martina, die dieses Abenteuer mit mir durchgestanden hat, und nicht müde wurde bei dem Versuch, mich immer wieder anzutreiben. Du bist die Beste!
- ... und natürlich abschließend nochmals allen netten Menschen, denen ich in den fast zehn Jahren hier an der Uni Regensburg begegnet bin, vor allem allen Kollegen der AG Schüller.