

Spinkohärenz und g -Faktor-Anisotropien in Halbleiter-Quantenstrukturen

Dissertation

vorgelegt an der

Fakultät für Physik

Technische Universität Dortmund

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

 technische universität
dortmund

von

Alexander Schwan

Dortmund, 28. Juni 2013

Akzeptiert von der Fakultät für Physik der Technischen Universität Dortmund,
Deutschland.

Tag der mündlichen Prüfung:
26. Juli 2013

Prüfungskommission:
Prof. Dr. Dmitri R. Yakovlev
Prof. Dr. Carsten Westphal
Prof. Dr. Götz S. Uhrig
Dr. Bärbel Siegmann

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Kristall- und Bandstruktur von II-VI- und III-V-Verbindungshalbleitern	3
2.2	Nanostrukturen	6
2.3	Optische Auswahlregeln	9
2.4	Landé- g -Faktor	11
2.4.1	Bloch-Kugel	14
2.4.2	Spindynamik in einem externen Magnetfeld	15
2.5	Spinkohärenz	16
2.5.1	Spinrelaxation, -dekohärenz und -dephasierung	17
2.6	Magnetooptische Effekte	22
2.6.1	Faraday-Effekt	22
2.6.2	Kerr-Effekt	23
2.6.3	Elliptizität	24
3	Experimentelle Methoden	25
3.1	Zeitaufgelöste Spektroskopie	25
3.1.1	Optischer Aufbau	27
3.1.2	Detektionsmethoden	30
3.2	Resonante Spinamplifikation	31
4	Spindynamik und g-Faktoren in (In,Ga)As/GaAs-Quantenpunkten	33
4.1	Einführung	33
4.1.1	Quantenpunktproben	34
4.1.2	Mode-Locking-Effekt	35
4.1.3	Phasensynchronisation durch Kerne	36
4.1.4	Relevanz der Detektionsmethode	38
4.2	Universelle Elektron- g -Faktor-Dispersion	40

4.3	Nichtresonante optische Erzeugung von Spinkohärenz	46
4.4	Nichtresonante optische Erzeugung von Mode-Locking	52
4.5	Anisotropie der Elektron- und Loch- g -Faktoren	58
5	Spinkohärenz in ZnSe/(Zn,Mg,S)Se-Quantenschichten	63
5.1	Einführung	63
5.1.1	Probe	64
5.1.2	Bestimmung des Ladungszustandes des Trions	64
5.2	Optische Erzeugung von Elektron- und Lochspinkohärenz	67
5.3	T_2^* -Zeiten der Elektronenspinkohärenz	71
5.4	Anisotropie der Elektron- und Loch- g -Faktoren	74
6	Zusammenfassung	79
	Literaturverzeichnis	83
	Abbildungsverzeichnis	99
	Tabellenverzeichnis	101
	Publikationen	103
	Danksagung	105

1 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.“ [1]

Richard P. Feynman

Seit der Erfindung des Transistors ist die Halbleitertechnologie nahezu allgegenwärtig. Innerhalb weniger Jahrzehnte haben die darauf basierenden Bauelemente sowohl die Verarbeitung, als auch den Austausch von Informationen grundlegend verändert.

Wie das Zitat von Feynman aus dem Jahr 1982 andeutet, kommt die klassische Halbleitertechnologie an ihre Grenzen, was zu einem Paradigmenwechsel führt. Seit einigen Jahrzehnten rückt der Spin von Ladungsträgern, Elektronen oder Löchern, weltweit in den Fokus der Grundlagenforschung [2]. Das daraus resultierende Forschungsgebiet der Spintronik entwickelt neue Konzepte zur Informationsdarstellung und -verarbeitung, basierend auf der Manipulation des Spins und nicht, wie in der klassischen Halbleiterelektronik, auf der Kontrolle der elektrischen Ladung [3]. Grundvoraussetzungen für zukünftige Spintronik-Bauelemente sind neben der Spininjektion, welche durch Polarisierung des Spins erzeugt wird [4], die gezielte Manipulation des Spinzustandes, um den Zustand zu kontrollieren, sowie die Detektion der Spinorientierung bzw. Phase des Spinzustandes [2, 3, 5].

Halbleiter-Quantenstrukturen bieten eine modifizierte Ladungsträgerzustandsdichte. Diese lässt sowohl Spininjektion, als auch Spinmanipulation zu [6, 7] und stellt damit die Grundlage dar Spintronik-Bauelemente zu realisieren. Hiermit werden Anwendungen beispielsweise im Bereich der Quanteninformationstechnik ermöglicht. Es gibt zahlreiche Bemühungen in Halbleiter-Quantenstrukturen, durch Initialisierung [8–12] und Manipulation [7, 13–16] des Spins, die Quanteninformationsverarbeitung nach den DiVincenzo-Kriterien [17] zu implementieren. In den meisten Fällen

wird dies durch ein Zwei-Niveau-System in einem externen Magnetfeld realisiert. Die Größe der resultierenden Spinaufspaltung wird durch den gyromagnetischen Faktor (g -Faktor) entlang der Magnetfeldrichtung ausgedrückt [18–21]. Daher ist es besonders interessant die Spinkohärenz und die Anisotropie des gyromagnetischen Faktors in Halbleiter-Quantenstrukturen zu untersuchen.

In der vorliegenden Arbeit wird zum einen die Erzeugung von Spinkohärenz, zum anderen die g -Faktor-Anisotropie in Quantenpunkten und -schichten untersucht. Nach dieser Einleitung werden in Kapitel 2 zunächst die Eigenschaften der verwendeten Halbleitermaterialien aufgezeigt. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen der Spindynamik von Ladungsträgern in niederdimensionalen Strukturen und die verschiedenen Eigenschaften des g -Faktors diskutiert. Darüber hinaus werden magnetooptische Effekte vorgestellt, welche die theoretische Grundlage für zeitaufgelöste Faraday-Rotation und Elliptizität bilden.

In dem folgenden Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Methoden dargestellt. Hierbei wird das Pump-Probe-Verfahren zur Erzeugung und Detektion von Spinpolarisation erörtert. Zudem wird die resonante Spinamplifikation beschrieben, die es ermöglicht Spindephasierungszeiten bei geringen Magnetfeldern zu messen.

In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse zur Spindynamik und g -Faktoren in (In,Ga)As/GaAs-Quantenpunkten präsentiert. Dabei wird auf die Dispersion des Elektron- g -Faktors in verschiedenen Quantenpunktproben eingegangen. Des Weiteren werden die Erzeugung von Spinkohärenz und Mode-Locking durch nichtresonante optische Anregung vorgestellt. Zum Schluss des Kapitels werden die Ergebnisse der Untersuchung zur Anisotropie des g -Faktors diskutiert.

Daran anschließend wird in Kapitel 5 die Spinkohärenz von Elektronen und Löchern in einer ZnSe/(Zn,Mg,S)Se-Quantenschicht untersucht. Durch verschiedene Anregungsenergien konnte der Ladungszustand der Quantenschicht geändert und somit die Anisotropie des Elektron- und Lochspins in ein und derselben Quantenschicht untersucht werden.

In Kapitel 6 werden schließlich die Ergebnisse zusammengefasst und im Überblick diskutiert.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Kristall- und Bandstruktur von II-VI- und III-V-Verbindungshalbleitern

Die hier vorgestellten binären Verbindungshalbleiter gehören zu den II-VI- und III-V-Halbleitern, die aus Elementen der zwölften -Zink (Zn)- und der sechzehnten Gruppe -Selen (Se)- des Periodensystems der Elemente bzw. der dreizehnten -Gallium (Ga)- und der fünfzehnten Gruppe -Arsen (As)-, bestehenⁱ. ZnSe und GaAs kristallisieren in der Zinkblende-Struktur. Deren Einheitszelle besteht aus zwei kubisch-flächenzentrierten Gittern (fcc), die um ein Viertel ihrer Raumdiagonalen gegeneinander verschoben sind. In Abbildung 2.1 ist die Kristallstruktur von GaAs exemplarisch dargestellt. Die Gitterkonstante von GaAs beträgt bei Raumtemperatur $a = 5,65 \text{ \AA}$ [22], die Gitterkonstante von ZnSe $a = 5,67 \text{ \AA}$ [23]. ZnSe

ⁱDie Bezeichnungen „II-VI“ und „III-V“ stammen aus der veralteten Zählung der Haupt- und Nebengruppen. Die Zinkgruppe wurde beispielsweise als 2. Nebengruppe und die Chalkogene als 6. Hauptgruppe bezeichnet.

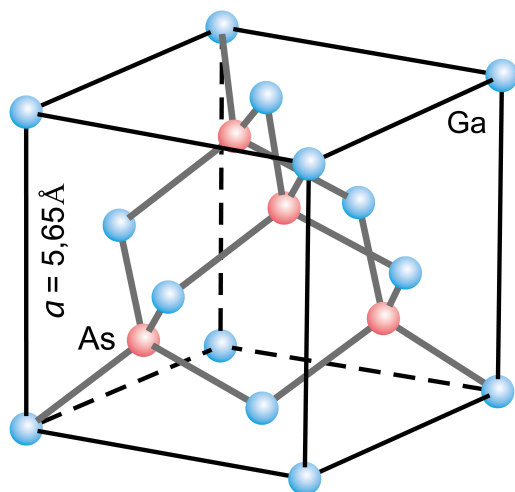


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Einheitszelle einer Zinkblende-Struktur für GaAs. ZnSe bildet sich in dergleichen Kristallstruktur aus, allerdings mit einer Gitterkonstante von $a = 5,67 \text{ \AA}$.

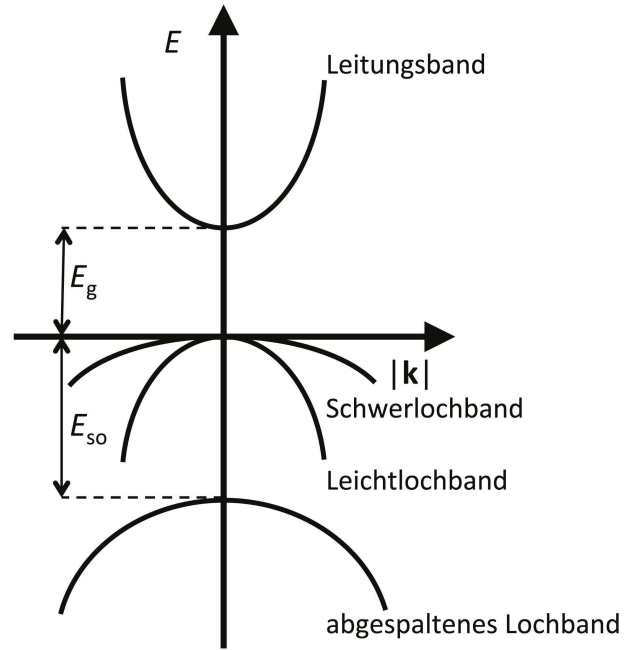


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines direkten Halbleiters (z.B. GaAs) in der Nähe des Brillouin-Zonenentrums. Der energetische Abstand (Bandlücke) zwischen Leitungs- und Valenzband ist am Γ -Punkt minimal. Für GaAs gilt bei $T = 300$ K: $E_g = 1,42$ eV und $E_{so} = 0,34$ eV [24].

und GaAs gehören zu den direkten Halbleitern, deren Minimum des Leitungsbandes und Maximum des Valenzbandes im Zentrum der Brillouin-Zone, an dem sogenannten Γ -Punkt, lokalisiert sind [24]. In Abbildung 2.2 ist die Bandstruktur von Zinkblende-Kristallen dargestellt. Die Energie der Leitungs- und Valenz-Teilbänder sind in Abhängigkeit vom Wellenvektor $|\mathbf{k}| = k$ gezeigt. Da die Zinkblende-Struktur kein Inversionszentrum besitzt, ist das parabelförmige Leitungsband für kleine Wellenvektoren spinentartet ($S = 1/2$). Das Valenzband besteht währenddessen aus drei Teilbändern: Leichtlochband (lh) mit Gesamtdrehimpuls ($J = 3/2$), Schwerlochband (hh) ($J = 3/2$) und das, um die Energie E_{so} , abgespaltene Lochband (split-off band (so)) ($J = 1/2$). In kubischer Symmetrie sind die Bänder der leichten und schweren Löcher für $\mathbf{k} = 0$ energetisch entartet. Für $\mathbf{k} \neq 0$ verlaufen die Bänder nicht parabolisch, bedingt durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung [25].

Die Bezeichnung und der gekrümmte Verlauf der Bänder lassen sich mit dem Konzept unterschiedlicher effektiver Massen (m^*) beschreiben [25]. Die effektive Masse ist ein empirischer Anpassungsparameter, der aus der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung folgt [26]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta \Psi = E \Psi, \quad (2.1)$$

mit \hbar der reduzierten Planckschen Konstante, dem Laplace-Operator Δ , der Wellenfunktion Ψ und der Energie E . Hieraus folgt die Energie:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}. \quad (2.2)$$

In GaAs beträgt die effektive Masse eines Elektrons $m_e = 0,068 m_0$, eines Leichtlochs $m_{lh} = 0,009 m_0$ und eines Schwerlochs $m_{hh} = 0,34 m_0$, wobei m_0 die Masse eines freien Elektrons ist [24, 27]. Außerhalb des Γ -Tals kommt es zu Spin-Bahn-Wechselwirkungen mit energetisch höher liegenden Teilbändern, was dazu führt, dass die Bänder nicht mehr parabolisch verlaufen.

Die Bandstruktur der tetraedrischen Koordination der Zinkblende-Struktur lässt sich auch durch das Bloch-Theorem beschreiben [28]. Dabei wird das Elektron in einem periodischen Kristallgitter durch die Wellenfunktion:

$$\Psi_{\mathbf{k}}^n(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}^n(\mathbf{r})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} \quad (2.3)$$

im n -ten Band mit dem Wellenvektor \mathbf{k} charakterisiert [25]. Die Bloch-Funktion $u_{\mathbf{k}}^n(\mathbf{r})$ besitzt die gleiche Periodizität wie das Kristallgitter und beschreibt die Zustände beispielsweise des Leitungsbandes durch den Gesamtdrehimpuls $J = 1/2$ und die Projektionen $j_{e,z} = \pm 1/2$ auf die Quantisierungsachse in z -Richtung, die nachfolgend mit $|\uparrow\rangle$ bzw. $|\downarrow\rangle$ gekennzeichnet werden:

$$|u_{1/2}\rangle = |s\rangle |\uparrow\rangle \quad \text{und} \quad |u_{-1/2}\rangle = |s\rangle |\downarrow\rangle. \quad (2.4)$$

Dabei ist $|s\rangle$ der Koordinatenanteil der s -artigen Bloch-Amplitude, welche invariant gegenüber Symmetrietransformationen des Kristalls ist [29]. Das Valenzband besteht aus Leichtlochband ($J = 3/2$, $j_{lh,z} = \pm 1/2$), Schwerlochband ($J = 3/2$, $j_{hh,z} = \pm 3/2$) und abgespaltenem Lochband ($J = 1/2$, $j_{so,z} = \pm 1/2$). Hierfür ergeben sich folgende Bloch-Funktionen:

$$\begin{aligned} \text{lh :} \\ |u_{1/2}\rangle &= \frac{1}{3}\sqrt{3}\left(-\frac{1}{2}\sqrt{2} |x + iy\rangle |\downarrow\rangle + \sqrt{2} |z\rangle |\uparrow\rangle\right), \\ |u_{-1/2}\rangle &= \frac{1}{3}\sqrt{3}\left(\frac{1}{2}\sqrt{2} |x - iy\rangle |\uparrow\rangle + \sqrt{2} |z\rangle |\downarrow\rangle\right), \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned}
& \text{hh :} \\
& |u_{3/2}\rangle = -\frac{1}{2}\sqrt{2} |x + iy\rangle |\uparrow\rangle, \\
& |u_{-3/2}\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{2} |x - iy\rangle |\downarrow\rangle,
\end{aligned} \tag{2.6}$$

$$\begin{aligned}
& \text{so :} \\
& |u_{1/2}\rangle = \frac{1}{3}\sqrt{3}(|x + iy\rangle |\downarrow\rangle + |z\rangle |\uparrow\rangle) \quad \text{und} \\
& |u_{-1/2}\rangle = \frac{1}{3}\sqrt{3}(-|x - iy\rangle |\uparrow\rangle + |z\rangle |\downarrow\rangle).
\end{aligned} \tag{2.7}$$

$|x\rangle$, $|y\rangle$ und $|z\rangle$ sind die Koordinatenanteile der p -artigen Bloch-Amplituden, welche wie die räumlichen Koordinaten x , y und z transformieren [25].

2.2 Nanostrukturen

Die Eigenschaften von Halbleitern können nicht nur durch ihre chemische Zusammensetzung beeinflusst werden, sondern auch durch ihre räumliche Struktur. Mittels Molekularstrahlepitaxie (englisch: Molecular Beam Epitaxy (MBE)) lassen sich dünne, einkristalline Halbleitersysteme herstellen [30]. In einem Ultrahochvakuum finden Reaktionen zwischen Atomarstrahlen der gewünschten Elemente und einer Substratoberflächeⁱⁱ statt. Für die Reaktionen und damit das Wachstum der Schichten werden relativ hohe Temperaturen (300 – 1000 °C) benötigt [31]. Die Zusammensetzung der gewachsenen Schicht und der Dotierstoffgehalt lassen sich durch die Effusionsraten der Quellen steuern. Mechanische Blenden vor den Effusionszellen ermöglichen das Unterbrechen des atomaren Strahls. Damit können Veränderungen der Schichtzusammensetzung im atomaren Maßstab verwirklicht werden.

Mit dem MBE-Verfahren lassen sich drei-, zwei-, ein- und nulldimensionale Heterostrukturen herstellen [32–34]. In Abbildung 2.3 sind die verschiedenen dimensional Strukturen schematisch dargestellt. Ganz links ist ein Volumenkristall abgebildet, in dem sich Ladungsträger in alle drei Raumrichtungen „frei“ bewegen können. In einer 2D Struktur (Quantenschicht (englisch: quantum well (QW))) können sich die Ladungsträger nur noch innerhalb dieser Schicht „frei“ bewegen, sie sind in einem zwei-

ⁱⁱHäufig wird GaAs verwendet, da es in sehr reiner Form hergestellt werden kann und die Gitterkonstante sich z.B. von ZnSe nicht sehr unterscheidet, was innerhalb der Struktur zu einer geringen mechanischen Verspannung führt.

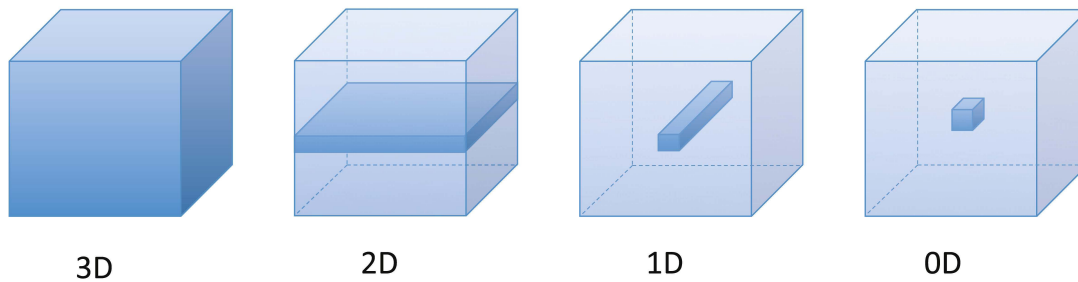
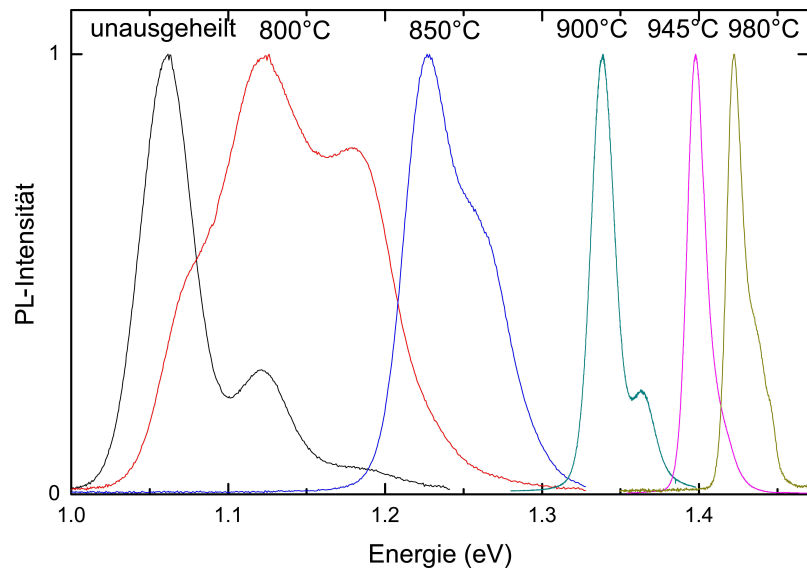


Abbildung 2.3: Schematische Darstellungen von drei-, zwei-, ein- und nulldimensionalen Heterostrukturen nach [35].

dimensionalen Potenzialtopf gefangen. Bei **1D** Strukturen handelt es sich um Quantendrähte (englisch: quantum wire), die nur noch eine eindimensionale Bewegung der Ladungsträger erlauben. Ganz rechts im Bild ist die schematische Darstellung eines Quantenpunktes (englisch: quantum dot (QD)) zu sehen. Dieser kann theoretisch durch einen nulldimensionalen Potenzialtopf beschrieben werden und sorgt für eine Lokalisierung der Ladungsträger. Durch die Reduzierung der Dimensionen wird nicht nur die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger eingeschränkt, es führt auch zur Diskretisierung der Energiezustände und ändert die Dichte der Ladungsträger in den einzelnen Energiezuständen. Dadurch findet ebenfalls eine Quantisierung der Zustände statt. Zusätzlich wird mit jedem Reduzierungsschritt die Nanostruktur mehr von ihrer Umgebung entkoppelt, d.h. die Umgebung hat immer weniger Einfluss auf das Verhalten der Ladungsträger [35]. Ein Beispiel für den Einfluss der Umgebung sind Oberflächenunebenheiten einer QW, die zu lokalisierten Ladungsträgern innerhalb der QW führen. Bei QDs spielt die Umgebung keine Rolle mehr und kann vernachlässigt werden. Der Fokus dieser Arbeit wird dabei nur auf zweidimensionale QWs und nulldimensionale QDs gelegt.

Quantenschichtsysteme bestehen aus einer Schicht eines Halbleitermaterials mit geringer Bandlücke, die zwischen zwei Halbleiter mit größerer Bandlücke gewachst werden. Dadurch entsteht ein schmaler zweidimensionaler Potentialtopf, in dem sich z.B. Elektronen durch die De-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{DB} \sim h/\sqrt{2m^*k_B T}$ beschreiben lassen, wobei h die Planck- und k_B die Boltzmann-Konstante ist und T die absolute Temperatur [36]. Durch die Reduzierung der Dimensionen kommt es zur Abnahme der Symmetrie. Daher ist z.B. auch das Leichtlochband bei $|\mathbf{k}| = 0$ um die Energie E_{hh-lh} erniedrigt, die typischerweise in der Größenordnung von mehreren 10 meV liegt [37, 38].

Abbildung 2.4: PL-Spektren von (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkten mit unterschiedlicher Ausheilungstemperatur. Die Spektren wurden bei $T = 2$ K und bei einer Anregungsleistung von 100 W/cm^2 aufgenommen. Die Abbildung wurde entnommen aus Ref. [40].



Selbstorganisierte Quantenpunkte bestehen ebenfalls aus Halbleitern mit geringerer Bandlücke und werden im sogenannten Stranski-Krastanov MBE-Verfahren gewachsen [39]. Die Idee hinter dem Verfahren ist es, auf das Substrat (GaAs) eine Benetzungsschicht (englisch: wetting layer (WL)), d.h. einige Monoschichten InAs, zu wachsen. Aufgrund von unterschiedlichen Gitterkonstanten entsteht mechanische Verspannung, die ab einer kritischen Breite der WL zu Defekten im Kristall führt. Die Kristalldefekte bilden eine Art „Inseln“ aus InAs auf dem Substrat aus, die wiederum einen **0D** Potenzialtopfⁱⁱⁱ für geladene Teilchen bilden [36]; hier wird das Leichtlochband ebenfalls bei $|\mathbf{k}| = 0$ um die Energie $E_{\text{hh-lh}}$ herabgesetzt.

Die Größe der QDs und die Bandlücke können durch „thermisches Ausheilen“ gesteuert werden. Im Falle von (In,Ga)As/GaAs QDs wird die Probe für kurze Zeit (30 s) auf eine Temperatur von $800 - 980^\circ\text{C}$ erhitzt, dadurch wird In in den QDs durch Ga, welches eine größere Bandlücke besitzt, ersetzt [40]. Die Diffusion der In -Atome führt zur Zunahme und Homogenisierung der Quantenpunktgröße. Eine Möglichkeit den Faktor des thermischen Ausheilens bei (In,Ga)As/GaAs QDs zu untersuchen, bietet die Photolumineszenz-Spektroskopie von QDs, die bei unterschiedlichen Temperaturen ausgeheilt wurden. In Abbildung 2.4 ist eine Messung derartiger Photolumineszenzspektren (PL) von (In,Ga)As/GaAs QDs dargestellt. Mit steigender Temperatur findet eine Blauverschiebung statt, d.h. die Resonanz-

ⁱⁱⁱIn der Literatur werden QDs auch als „künstliche Atome“ bezeichnet. Übergänge vom Valenzins Leitungsband werden nach dem Schalen- und Orbitalmodell für Atome benannt. Somit liegt z.B. der erste angeregte Zustand in der s -Schale des QDs.

energie der QDs wird größer. Die Linienbreite der PL wird erheblich verkleinert, was ein Indikator für eine Homogenisierung der Quantenpunktgröße ist.

2.3 Optische Auswahlregeln

Elektronenübergänge, in einem direkten Halbleiter, von dem Valenzband in das Leitungsband können nach dem Korrespondenzprinzip beschrieben werden [41]. Nach diesem Prinzip entspricht ein Übergang von einem Zustand a in Zustand b einem klassischen Dipol mit der Frequenz $\omega_{ab} = (E_a - E_b)/\hbar$. Auf die gleiche Weise werden Photonen beschrieben. Somit lassen sich solche Übergänge optisch anregen, wenn die Energie der Photonen $E_p = \hbar\omega_{ab}$ entspricht. Dabei gilt die Drehimpulserhaltung: Für rechtszirkular polarisiertes Licht σ^+ oder linkszirkular polarisiertes Licht σ^- beträgt die Projektion des Bahndrehimpulses der Photonen auf ihre Ausbreitungsrichtung $l_{p,z} = +1$ bzw. $l_{p,z} = -1$. Damit sind nur die Übergänge erlaubt, bei denen sich der Gesamtbahndrehimpuls J_z der z -Komponente der Elektronen um ± 1 ändert.

Für σ^+ polarisiertes Licht sind Übergänge aus dem Schwerlochband mit $j_{hh,z} = -3/2$ in das Leitungsband mit $j_{e,z} = -1/2$ erlaubt, sowie aus dem Leichtlochband mit $j_{lh,z} = -1/2$ ins Leitungsband mit $j_{e,z} = +1/2$, siehe dazu Abbildung 2.5. Hierbei gilt: $j_{hh,z} + l_{z,p} = \pm 3/2 \mp 1 = \pm 1/2 = j_{e,z}$, wobei das Leichtlochband bedingt durch die Nanostruktur um die Energie E_{hh-lh} erniedrigt wird (siehe Abschnitt 2.2). Die relative Wahrscheinlichkeit für die Übergänge bezüglich des Schwerloch- und Leichtlochbandes beträgt 3 : 1. Für σ^- polarisiertes Licht gelten die gleichen Auswahlregeln, lediglich die Vorzeichen sind entgegengesetzt [25].

Wird von dem oben definierten Übergang eines Elektrons $|\downarrow\rangle$ mit $j_{e,z} = -1/2$ in das Leitungsband ausgegangen, wird gleichzeitig ein Loch $|\uparrow\rangle$ mit $j_{hh,z} = +3/2$ in dem Valenzband erzeugt, das aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung einen gebundenen Zustand mit dem Elektron eingeht und somit ein Quasiteilchen bildet. Dieses wird als Exziton (X) bezeichnet. Es bildet den Zustand $|\downarrow\uparrow\rangle$ bei σ^+ Anregung und $|\uparrow\downarrow\rangle$ bei σ^- . Diese Zustände liegen energetisch unter der Energie eines angeregten Elektrons. Aufgrund der Bänderaufspaltung in 2D und 0D Strukturen wird auch zwischen Schwerloch-Exziton (X_{hh}) und Leichtloch-Exziton (X_{lh}) unterschieden. Die benötigte Energie für die Bildung von X_{lh} -Zuständen, liegt je nach Struktur mehrere

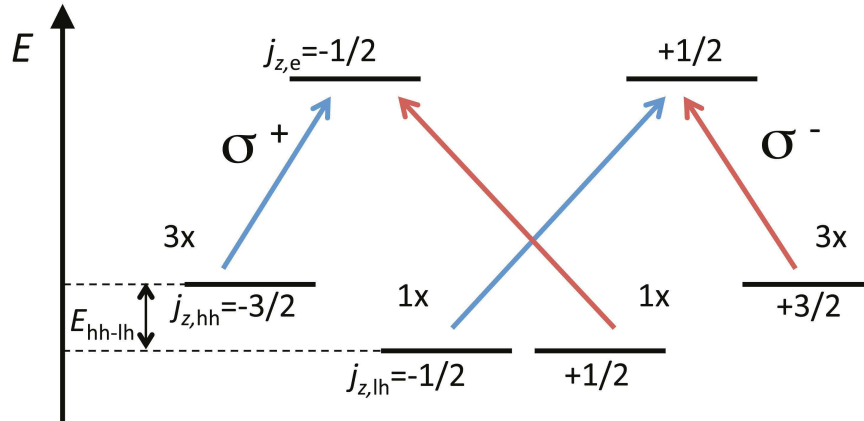


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der erlaubten optischen Übergänge unter Anregung von zirkular polarisiertem Licht in Quantenschichten und -punkten. Die relative Wahrscheinlichkeit der Übergänge von dem Schwerlochband in das Leitungsband ist drei mal höher, als die von dem Leichtlochband in das Leitungsband [25].

meV über der Energie eines angeregten Elektrons. Da der Übergang vom Schwerlochband jedoch wahrscheinlicher ist, wird im Folgenden lediglich dieser Übergang betrachtet und mit X bezeichnet. Für parabolische Bänder und direkte Halbleiter lässt sich die Relativbewegung von Elektron und Loch von der Bewegung des Schwerpunkts des Exzitons unterscheiden; das führt zur folgenden Dispersionsrelation für das Exziton:

$$E_X(n_B, \mathbf{k}_X) = E_g - Ry \frac{1}{n_B^2} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_X^2}{2m_X}, \quad (2.8)$$

mit der Hauptquantenzahl $n_B = 1, 2, 3, \dots$, der Rydberg-Energie $Ry = 13,6 \text{ eV}$, der translatorischen Masse $m_X = m_e + m_{hh}$ und dem Wellenvektor $\mathbf{k}_X = \mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h$ des Exzitons [42].

In n- oder p-dotierten Strukturen kommt es ebenfalls zur Bildung von geladenen Exzitonzuständen X^- oder X^+ . Diese Quasiteilchen bestehen aus drei Teilchen: entweder aus zwei Elektronen und einem Loch (bei einer n-Dotierung) oder einem Elektron und zwei Löchern (bei einer p-Dotierung); sie werden deshalb als „Trion“ (T) bezeichnet [4]. Durch diese Zustände kann in dotierten 2D und 0D Strukturen eine makroskopische Spinpolarisation erzeugt werden (vgl. Abschnitt 2.5). Aufgrund der benötigten Bindungsenergie $J_{e,h}$ liegt das Trion energetisch unter dem Exziton. Die Rekombinationsenergie eines X bzw. T^\pm lässt sich theoretisch darstellen

durch [43]:

$$\begin{aligned}
\Delta E_{e,h}^{(N_e, N_h)} = & [\epsilon_e - \epsilon_h - J_{e,h}] \\
& - \left[\sum_{i=2}^{N_e} (J_{e,e_i} - J_{h,e_i}) \sum_{j=2}^{N_h} (J_{h,h_j} - J_{e,h_j}) \right] \\
& + [\Delta_{\text{exch}}^{(N_e)} + \Delta_{\text{exch}}^{(N_h)}] \\
& + \Delta_{\text{corr}}^{(N_e, N_h)}
\end{aligned} \tag{2.9}$$

Der erste Term dieser Formel gibt die Rekombinationsenergie eines neutralen X wieder, wobei ϵ_e die Energie des Elektrons ist, von der die Energie des Lochs (ϵ_h) und die Bindungsenergie abgezogen werden. Der zweite Term besteht aus der Coulomb-Abstoßung und -Anziehung zwischen dem X und dem zusätzlichen Elektron (Loch). Im nächsten Term wird die Änderung der Austauschenergie während der Ladung des X berücksichtigt. Dieser Term ist für beide Arten von T negativ [44]. Der letzte Term ist grundsätzlich negativ und betrachtet die Korrelation zwischen den zusammenwirkenden Teilchen innerhalb der Nanostruktur.

2.4 Landé- g -Faktor

Der Landé- g -Faktor beschreibt die Kopplung eines Ladungsträgers an ein, auf ihn wirkendes, externes Magnetfeld. Für ein freies Elektron im Vakuum beträgt er $g_0 = -2,002$ [45]. Dies ist jedoch keine universelle Konstante; man spricht in Nanostrukturen von einem effektiven Elektron- g -Faktor, wie man es von der effektiven Elektronenmasse m_e kennt (vgl. Absatz 2.1). Der effektive g -Faktor kann von verschiedenen Parametern abhängen [46]: (i) Er kann von der Temperatur und Dotierung abhängen [18]. (ii) Der Elektron- g -Faktor ist in Strukturen mit reduzierter Symmetrie anisotrop [20], d.h. der transversale und longitudinale g -Faktor unterscheidet sich in 2D Strukturen voneinander ($g_x = g_y \neq g_z$). (iii) Der g -Faktor ist Materialabhängig, somit verursacht jede atomare Schicht beim Wachsen der QW-Strukturen eine Modifikation der Elektronenwellenfunktion, was zur Folge hat, dass der g -Faktor in der Quantenschicht Anisotropien aufweist [19]. (iv) Da die Heterostrukturen aus verschiedenen Materialien mit unterschiedlichen Gitterkonstanten bestehen, kommt es zu Verspannungen in den QWs, was ebenfalls den g -Faktor beeinflusst. (v) Selbst die diskreten Energiezustände können den Bahndrehimpuls

quenchen und damit den Elektron- und Loch- g -Faktor ändern [47]. Die energetische Abhängigkeit des g_e -Faktors wird durch die Roth–Lax–Zwerdling-Relation [48] beschrieben:

$$g_e = g_0 \left[1 - \frac{\left(\frac{m_0}{m_e} - 1\right) \Delta_{\text{so}}}{3E_g + 2\Delta_{\text{so}}} \right]. \quad (2.10)$$

Diese zeigt die Abhängigkeit des Elektron- g -Faktors von der Energielücke E_g , der effektiven Masse m_e und der Spin-Bahn-Wechselwirkung Δ_{so} [29]. Ein Beispiel für einige der oben genannten Abhängigkeiten wird sowohl experimentell, als auch theoretisch in Ref. [21] gegeben. In Abbildung 2.6 ist die Abhängigkeit des Elektron- g -Faktors von der Energielücke für einen $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ -Volumenkristall (rote Kurve) dargestellt. Die Kreise repräsentieren Messwerte für diesen Volumenkristall; diese Messwerte gehen aus Ref. [49] hervor. Die Abhängigkeit des Elektron- g -Faktors von der Energielücke in Volumenkristallen wird durch die Roth–Lax–Zwerdling-Relation wiedergegeben, diese ist eine Näherung für eine sehr breite QW.

Für schmale QWs lässt sich die energetische Abhängigkeit für den transversalen Elektron- g -Faktor beschreiben durch [50]:

$$g_{x,y} = g_0 + \delta g - 4 \int dz Dz (f^2)'_z, \quad (2.11)$$

und für den longitudinalen Elektron- g -Faktor:

$$g_z = g_0 + \delta g + 4 \int dz D[(fh)'_z + f^2], \quad (2.12)$$

wobei f die räumliche Abhängigkeit des Leitungsbandes von der einhüllenden Funktion der Elektron-Subbänder in der QW ist. h berücksichtigt die inhomogenen Randbedingungen in z -Richtung. δg beinhaltet die Beiträge aus höheren Leitungsbandern. Der Koeffizient D ist in erster Linie proportional zu P^2 , dem Interband-Impuls-Matrixelement und E_g , Δ_{so} sowie E_p (weitere Details sind gegeben in [21, 50]).

Die Abhängigkeit des Elektron- g -Faktors ist in Abbildung 2.6 veranschaulicht; der longitudinale Elektron- g -Faktor wird durch Linien und der transversale Elektron- g -Faktor durch gestrichelte Linien symbolisiert. Hierbei wird einerseits die Anisotropie des Elektron- g -Faktors deutlich, da $g_{x,y} > g_z$ ist. Andererseits ist erkennbar, dass die

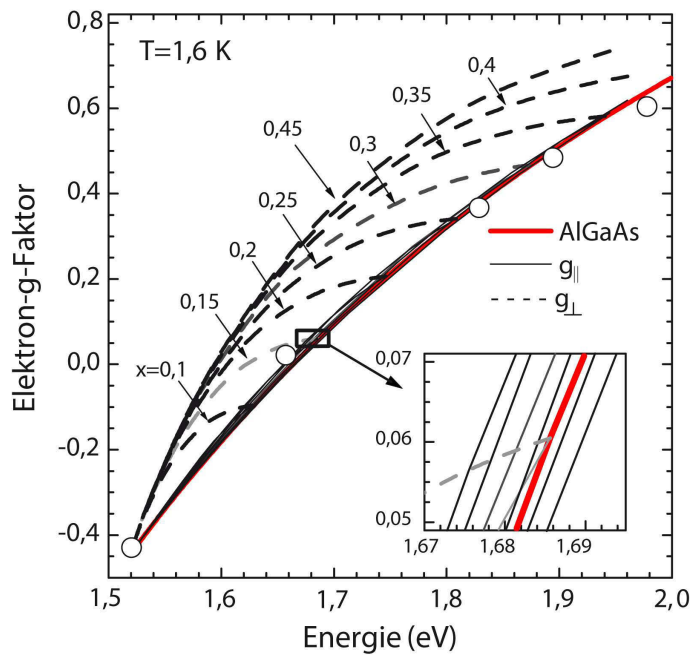


Abbildung 2.6: Longitudinale und transversale Komponente des Elektron- g -Faktors, als Funktion der optischen Übergangsenergie von GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ QWs, berechnet für verschiedene Zusammensetzungen der Barriere und unterschiedliche Breite der QW. Offene Kreise zeigen experimentelle Daten für einen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Volumenkristall aus Ref [49]. Der Einschub zeigt Details für die Abhängigkeiten des longitudinalen g -Faktors, der eng an der Abhängigkeit für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ anliegt. Diese Abbildung wurde entnommen aus Ref. [21].

Materialabhängigkeit des Elektron- g -Faktors, durch die unterschiedliche Konzentration x in der Barriere vorliegt.

Der Elektron- g -Faktor lässt sich vom Loch- g -Faktor unterscheiden, da der Loch- g -Faktor typischerweise kleiner ist (z.B. für (In,Ga)As/GaAs QDs $|g_e| = 0,54$ und $|g_h| = 0,15$ [40]) und weist zusätzlich eine starke Anisotropie auf ($g_x = g_y \neq g_z$) [51]. Dabei hängt der longitudinale Loch- g -Faktor ebenfalls von der Breite der QW ab und damit von der Energielücke [52,53]. Der transversale Loch- g -Faktor ist $|g_h| \neq 0$, da es beim Anlegen von einem transversalen Magnetfeld zur Mischung der Schwer- und Leichtlochbänder kommt [54]. Aus der Kombination des Elektron- und Loch- g -Faktors lässt sich der Exziton- g -Faktor bestimmen [55].

Als Nächstes soll ein einfaches Modell von Elektronenspinzuständen und dem quantenmechanischen Phänomen der Superposition von Spinzuständen beschrieben werden, der Bloch-Kugel, um anschließend eine Veranschaulichung der Spindynamik in einem externen Magnetfeld zu erhalten und damit die Eigenschaften des g -Faktors besser verstehen zu können.

2.4.1 Bloch-Kugel

Optische Anregung in Nanostrukturen führt nicht nur zur Orientierung der Ladungsträgerspins, sondern kann zusätzlich zu quantenmechanischen Phänomenen der Superposition von Spinzuständen führen. Um das Prinzip der Superposition näher zu erläutern, wird ein einfaches Modell von Elektronenspinzuständen eingeführt.

Wie bereits in den Abschnitten 2.1 und 2.3 beschrieben, besitzen Elektronen im Leitungsband den Gesamtdrehimpuls $j = 1/2$ und die Projektionen $j_{e,z} = \pm 1/2$. Damit lässt sich die Superposition aus $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ im zweidimensionalen Hilbertraum darstellen als [29]:

$$|\Psi\rangle = \alpha |\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle, \quad (2.13)$$

wobei α und β komplexe Zahlen sind, die der Normalisierung $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ genügen. Um in der Basis von $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ zu bleiben, ist es üblich den Spinoperator des Elektronenspins als Vektor darzustellen:

$$\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z). \quad (2.14)$$

Hier bestehen die Vektorkomponenten $S_i = \frac{\hbar}{2}\sigma_i$ aus 2x2 Matrizen, die als Pauli-Matrizen σ_i bekannt sind:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Bei der Bestimmung der beiden Koeffizienten α und β aus Formel (2.13) ist zu beachten, dass diese vier Freiheitsgrade beinhalten. Ein Freiheitsgrad lässt sich durch die Normalisierung eliminieren und ein Weiterer durch die Annahme einer globalen Phase. Somit besitzt die Formel nur noch zwei Freiheitsgrade und lässt sich darstellen als:

$$|\Psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + e^{i\phi} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle. \quad (2.16)$$

Die Parameter θ und ϕ können als Polar- und Azimutwinkel eines Punktes auf einer Kugel betrachtet werden, die als Bloch-Kugel bezeichnet wird, siehe Abbildung 2.7.

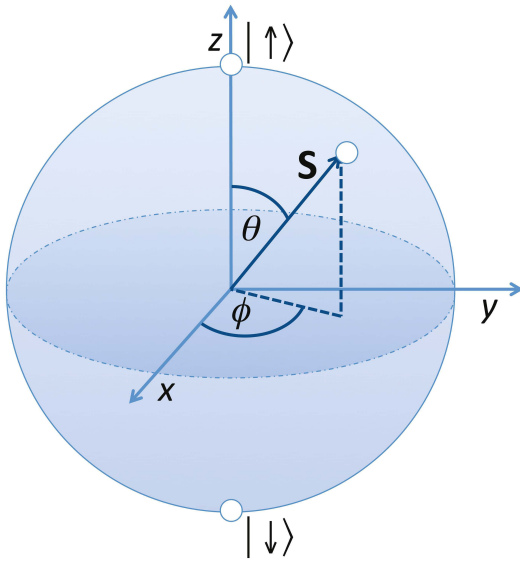


Abbildung 2.7: Die Bloch-Kugel mit den zwei Freiheitsgraden θ und ϕ stellt den zweidimensionalen Hilbertraum dar. Die Pole entsprechen den beiden Spinzuständen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$, alle anderen Punkte auf der Oberfläche sind Superpositionen dieser beiden Zustände, z.B. $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$ und $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)$. Der Vektor \mathbf{S} bildet sich aus den Erwartungswerten der Formeln (2.17) [29].

Damit ist ein Zusammenhang zwischen den Koeffizienten α und β und der Spinorientierung hergestellt, der es erlaubt sich den Elektronenspinzustand als Vektor vorzustellen. Dieses Bild vereinfacht die Vorstellung des Spinoperators \mathbf{S} , denn für die Erwartungswerte gilt:

$$\langle S_x \rangle = \frac{\hbar}{2} \cos \phi \sin \theta, \quad \langle S_y \rangle = \frac{\hbar}{2} \sin \phi \sin \theta, \quad \langle S_z \rangle = \frac{\hbar}{2} \cos \theta. \quad (2.17)$$

Die quantenmechanischen Zustände eines Elektronenspins im zweidimensionalen Hilbertraum lassen sich damit als klassischer Drehimpulsvektor vorstellen [29].

2.4.2 Spindynamik in einem externen Magnetfeld

Befindet sich ein Halbleiter in einem externen Magnetfeld \mathbf{B} , das entlang der z -Richtung zeigt, kommt es zu einer Zeeman-Aufspaltung der Elektroneneigenzustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ mit einer Energiedifferenz $\Delta E = g\mu_B B_z$. Diese Formel beinhaltet den gyromagnetischen Faktor, besser bekannt als Landé- g -Faktor des Elektrons und das Bohrsche Magneton $\mu_B = \hbar e / 2m_e = 5,788 \cdot 10^{-5} \text{ eV/T}$ mit der Elementarladung $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ [45]. Damit hat der Elektronenspin einen Beitrag zur Energie, der sich durch den Zeeman-Hamilton-Operator beschreiben lässt:

$$H_Z = \frac{g_e \mu_B}{\hbar} \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}. \quad (2.18)$$

Befindet sich der Spin nicht im Eigenzustand, so muss die Zeitentwicklung beachtet werden, die von der Zeeman-Aufspaltung abhängt. Entsprechend lässt sich die Formel (2.16) schreiben als:

$$|\Psi(t)\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + e^{i(\omega_L t + \phi)} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle, \quad (2.19)$$

mit

$$\hbar\omega_L = g\mu_B B_z \quad (2.20)$$

der Zeeman-Aufspaltung. Die Kreisfrequenz ω_L ist in der Literatur als Larmor-Frequenz bekannt [29]. Wird diese Zeitentwicklung auf die Bloch-Kugel übertragen, so beschreibt sie die Spinpräzession um die z -Achse (Faraday-Geometrie) mit der Larmor-Frequenz. Daraus ergibt sich:

$$\mathbf{S}_z(t) = \begin{pmatrix} \cos(\omega_L t + \phi) \sin \theta \\ \sin(\omega_L t + \phi) \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

In Experimenten wird in vielen Fällen die Präzession um die x -Achse (Voigt-Geometrie) untersucht. Hierbei hat das Magnetfeld die Richtung B_x und die beiden Zustände $|\uparrow\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$ und $|\downarrow\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)$ sind Eigenzustände des Systems. Mit Licht, das sich entlang der z -Achse ausbreitet, wird eine Spinpolarisation in dieser Richtung erzeugt, siehe Abschnitt 2.5. Das senkrecht angelegte Magnetfeld B_x sorgt für eine Larmor-Präzession des Spins zwischen den entarteten Zuständen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ um die x -Achse. Somit ergibt sich nach einer Drehung der Koordinaten um die y -Achse folgender Spinvektor:

$$\mathbf{S}_x(t) = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin(\omega_L t + \phi) \sin \theta \\ -\cos(\omega_L t + \phi) \sin \theta \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

2.5 Spinkohärenz

In geladenen QWs und QDs kann eine makroskopische Spinpolarisation der residenten Elektronen erzeugt werden. Indem ein Exziton $|\downarrow\uparrow\rangle$ mit σ^+ polarisiertem

Pump-Puls anregt wird, nach den im Abschnitt 2.3 beschriebenen Auswahlregeln, kann es mit dem residenten Elektron $|\uparrow\rangle$ einen Trionzustand $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ bilden. Aufgrund des Pauli-Verbots kann keine Anregung mit σ^- polarisiertem Licht stattfinden. Dementsprechend lässt sich der Superpositionszustand aus Formel 2.13 umschreiben zu [40]:

$$|\Psi\rangle = \alpha \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right) |\uparrow\rangle - i \alpha \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle. \quad (2.23)$$

Θ beschreibt die Pulsfläche des Lasers, die in Einheiten von π angegeben werden kann (vgl. Abschnitt 3.1.1). Analog dazu, kann ein Elektron im $|\downarrow\rangle$ -Zustand nur durch σ^- polarisiertes Licht in den Trionzustand $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ überführt werden.

Nachdem eines der Elektronen in den Grundzustand innerhalb von ~ 400 ps [40] relaxiert ist, hat das residente Elektron aus dem Trion folglich keinen definierten Spinvektor und kann sich sowohl im $|\uparrow\rangle$ -Zustand, als auch im $|\downarrow\rangle$ -Zustand befinden. Hingegen haben die nicht gebundenen residenten Elektronen mit dem $|\downarrow\rangle$ -Zustand alle einen definierten Spinvektor und tragen somit zu einer makroskopischen Spinpolarisation bei [34]. Beim nächsten Pump-Puls werden wiederum nur die Elektronen, die nach dem ersten Pump-Puls immer noch den $|\uparrow\rangle$ -Zustand haben im Trion gebunden. Damit wird die Spinpolarisation von Pump-Puls zu Pump-Puls weiter verstärkt, bis alle residenten Elektronen die gleiche Spinorientierung besitzen [40]. Demzufolge befinden sich die Spins in einer kohärenten Phasenbeziehung zueinander.

2.5.1 Spinrelaxation, -dekohärenz und -dephasierung

Im externen Magnetfeld B_x , das senkrecht zur Polarisationsachse z liegt, lässt sich die Dynamik der Spins durch Formel 2.22 beschreiben. Werden jedoch die Einflüsse der Umgebung betrachtet, gibt es eine große Anzahl an Effekten, welche die zeitliche Entwicklung dämpfen. In erster Linie unterscheidet man zwischen der Änderung des Besetzungsverhältnisses des Grundzustandes und angeregten Zustandes, sowie der Änderung ihrer kohärenten Phasenbeziehung zueinander. Deshalb werden die phänomenologischen Zeitkonstanten T_1 und T_2 eingeführt, die für die longitudinale bzw. transversale Komponente des Spins bezüglich des externen Magnetfeldes stehen [56].

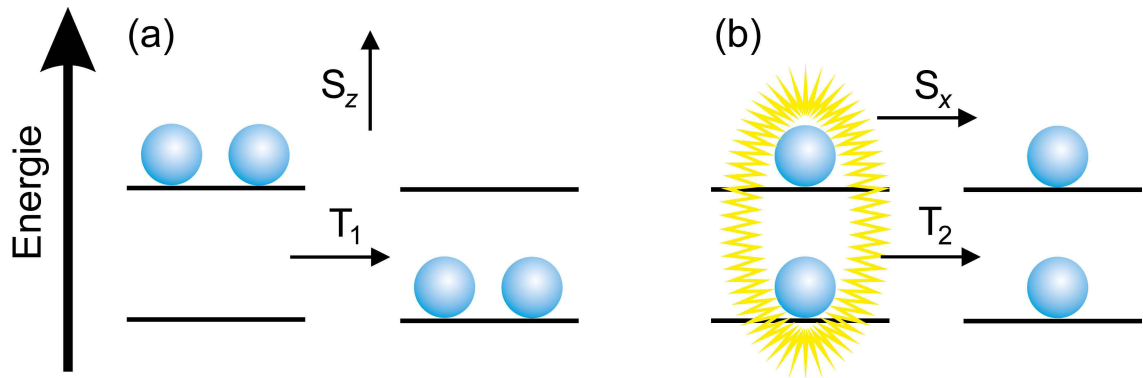


Abbildung 2.8: (a) Schematische Darstellung der longitudinalen Spinrelaxationszeit T_1 . Die Elektroneneigenzustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ sind durch ein Magnetfeld aufgespalten. (b) Es besteht eine Phasenbeziehung zwischen den Spinzuständen. Die transversale Spinkohärenzzeit T_2 gibt an, wann die Phasenbeziehung verloren geht. Eigener Entwurf nach [58].

Die longitudinale Komponente T_1 beschreibt die Spinrelaxationszeit, die für den Übergang von dem $|\uparrow\rangle$ -Zustand in den $|\downarrow\rangle$ -Zustand benötigt wird. In der Bloch-Kugel-Darstellung entspricht dies der zufälligen Verteilung des Besetzungsverhältnisses durch den Winkel θ . Dieser inelastische Prozess ist verbunden mit einem Energieübertrag an die Umgebung. Die frei gewordene Energie wird in Form von Phononen an das Kristallgitter weitergegeben oder durch Photonen emittiert. Die Energie kann aber auch auf freie Ladungsträger übertragen werden [36]. Die Abbildung 2.8(a) stellt den Prozess der Spinrelaxation nach der Zeit T_1 dar.

Die transversale Komponente T_2 beschreibt die Spindekohärenzzeit, welche die Phasenänderung darstellt, die der Spin während der Präzession erfährt. Auf der Bloch-Kugel entspricht sie der zufälligen Verteilung der Phasenbeziehung durch den Winkel ϕ . Im Gegensatz zur Relaxation findet bei der Dekohärenz kein Energieübertrag statt, sondern ein Verlust der Phasenbeziehung nach der Zeit T_2 , wie Abbildung 2.8(b) veranschaulicht. Diese Komponente setzt sich sowohl aus unelastischen (Relaxation), als auch elastischen (z.B. Kern-Hyperfeinwechselwirkung) Streuungen zusammen und lässt sich darstellen durch [36]:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{2}{T_1} + \frac{1}{T_2^*}. \quad (2.24)$$

Dabei steht T_2^* für die elastische Streuung. Daraus lässt sich ebenso ableiten, dass $T_2 \ll T_1$ ist, auch wenn die Spinkohärenzzeit theoretisch doppelt so groß sein kann, wie die Spinrelaxationszeit [57].

Aufgrund von Inhomogenitäten innerhalb einer QW oder einer inhomogenen Größenverteilung der QDs kann es zu kürzeren Spindekohärenzzeiten kommen. Die Spins innerhalb solcher inhomogenen Ensembles haben unterschiedliche Präzessionsfrequenzen ω_L , weshalb sie entsprechend einer Verteilung $\varrho(\omega_L)$ mit der endlichen Breite $\Delta\omega_L$ variieren. Damit verliert das Ensemble die Phasenbeziehung schneller, als die der individuellen Spins mit T_2 . Deswegen setzt sich die Spindephasierungszeit T_2^* aus der individuellen Spinkohärenzzeit und dem inhomogenen Anteil T_2^{inh} zusammen:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2^{\text{inh}}}. \quad (2.25)$$

Dabei ist

$$T_2^{\text{inh}} \sim \frac{1}{\Delta\omega_L} = \frac{\hbar}{\Delta g \mu_B B_x} \quad (2.26)$$

und sämtliche Effekte, die den g -Faktor beeinflussen (siehe Abschnitt 2.4.2), haben eine Auswirkung auf die Spindephasierungszeit [59]. Im Folgenden wird auf die wichtigsten Mechanismen der Spinrelaxation und -dephasierung näher eingegangen [4].

Hyperfeinwechselwirkung

Die Orientierung von Elektronenspins beeinflusst die Polarisierung der Kristallgitterkerne durch die Hyperfeinwechselwirkung, was zu einem effektiven Magnetfeld führt. Dieses Feld wirkt dann auf die Elektronen und ändert ihre Präzessionsfrequenz, was wiederum zur Dephasierung beiträgt [58]. In Abbildung 2.9 ist dieser Prozess veranschaulicht. Die linke Seite zeigt den Ausgangszustand mit polarisierten Elektronen und den nicht polarisierten Kernen mit einer relativ großen Temperatur θ_N . Die Hyperfeinwechselwirkung lässt sich vereinfacht darstellen als [4]: $H_{\text{KH-WW}} \sim A(\mathbf{I}\mathbf{S})$. Dabei ist A die Kopplungskonstante, \mathbf{I} der Kernspin und \mathbf{S} der Elektronenspin. Durch die Wechselwirkung werden die Kerne polarisiert, ihre Temperatur reduziert und ein effektives Kernmagnetfeld erzeugt. Diese Prozesse sind sehr langsam im Vergleich zu der charakteristischen Elektronenzeitskala und können beschrieben werden mit:

$$\frac{t}{\tau_s} \sim \omega_N \tau_c. \quad (2.27)$$

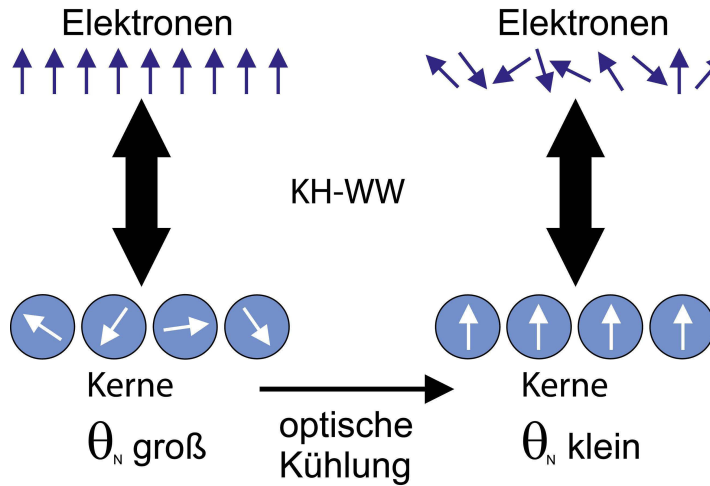


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Spindephasierung durch Kern-Hyperfeinwechselwirkung (KH-WW). Links: Die Elektronenspins sind polarisiert und koppeln an das Kernspinsystem. Rechts: Durch die Kopplung wird das Kernspinsystem gekühlt, während die Polarisierung der Elektronenspins nachlässt. Eigener Entwurf nach [58].

Hierbei ist ω_N die Präzessionsfrequenz der Kerne. Die Korrelationszeit τ_c für freie Elektronen ist sehr kurz: $\tau_c \sim \hbar/\epsilon_e$. Für lokalisierte Elektronen, z.B. in QDs, ist die Kernpolarisation wesentlich effektiver, da τ_c wesentlich länger ist und Prozesse wie Rekombination oder Spinrelaxation dadurch begrenzt werden.

Elliott-Yafet-Mechanismus

Die Spinrelaxation durch den Elliot-Yafet-Mechanismus (1954) [60, 61] beruht auf der Tatsache, dass Bloch-Zustände keine Spin-Eigenzustände eines realen Kristalls sind. Dies wird durch die Spin-Bahn-Kopplung des Elektronenspins begründet [58]. Dadurch können sämtliche spinunabhängige Wechselwirkungen zur Spinrelaxation beitragen. Beispielsweise kann ein elektrisches Feld, erzeugt von geladenen Unreinheiten im Kristall, durch Spin-Bahn-Kopplung in ein effektives Magnetfeld umgewandelt werden [4]. Die Störung durch Phononen liegt dabei in der Größenordnung der inversen Frequenz eines typischen thermischen Phonons. Aufgrund dessen ist die Spinrelaxation durch Phononen eher gering, vor allem bei niedrigen Temperaturen. Auch spinunabhängige Impulsstreuungen an Unreinheiten haben eine endliche Wahrscheinlichkeit, da es zum Spin-Flip kommt, was schließlich zur Spinrelaxation führt. Diese tritt nur während des Streuprozesses auf, weswegen die Spinrelaxationsrate $1/\tau_s^{\text{EY}}$ beim Elliot-Yafet-Mechanismus proportional zur Impulsstreurate $1/\tau_p$ ist [58]:

$$\frac{1}{\tau_s^{\text{EY}}} \sim \frac{1}{\tau_p}. \quad (2.28)$$

Dyakonov-Perel-Mechanismus

Ein effizienter Mechanismus der Spinrelaxation durch Spin-Bahn-Kopplung in Systemen ohne Inversionssymmetrie wurde von Dyakonov und Perel (1971) gefunden. In GaAs und ZnSe wird die Inversionssymmetrie durch das Vorhandensein von zwei unterschiedlichen Atomen im Bravais-Gitter gebrochen [3]. Ohne Inversionssymmetrie sind die Zustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ der Elektronen nicht entartet: $E_{\uparrow}(\mathbf{k}) \neq E_{\downarrow}(-\mathbf{k})$. Dies führt zu einem intrinsischen, \mathbf{k} -abhängigen, effektiven Magnetfeld $B_{\text{eff}}(\mathbf{k})$, um welches die Spins mit der Larmorfrequenz $\omega(\mathbf{k})$ präzedieren. Die Richtung des effektiven Magnetfeldes ändert sich mit der Zeit, denn bei jeder Streuung des Elektrons ändert sich auch die Richtung seines Drehimpulses [58]. Somit liegt die Korrelationszeit in der Größenordnung der Impulsstreurate. Wenn die durchschnittliche Präzessionsfrequenz $\Delta\omega$ klein ist, dann gilt:

$$\frac{1}{\tau_s^{\text{DP}}} \sim \Delta\omega^2 \tau_p. \quad (2.29)$$

Im Gegensatz zu dem Elliot-Yafet-Mechanismus rotiert der Spin nicht während, sondern zwischen den Streuprozessen. Dementsprechend steigt die Relaxationsrate; obwohl die Konzentration der Verunreinigung im Kristall verringert wurde. Deshalb dominiert der Dyakonov-Perel-Mechanismus im Volumenkristall und 2D Strukturen [4].

Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus

Spinrelaxation kann auch durch Elektron-Loch-Wechselwirkung hervorgerufen werden, die z.B. bei freien oder gebundenen Exzitonzuständen gebildet wird [58]. Dies wurde von Bir-Aronov-Pikus (1975) gezeigt [3] und dominiert die Spinrelaxationszeit in p-dotierten Halbleiterstrukturen. Die Relaxationsrate hängt dabei von der Konzentration der Löcher ς , der Geschwindigkeit der Elektronen $\nu = \sqrt{2E_{\text{kin}}m^*}$ und dem sp -Wechselwirkungsstreuquerschnitt σ_{sp} (Materialabhängig) ab:

$$\frac{1}{\tau_s^{\text{BAP}}} = \varsigma \sigma_{sp} \nu. \quad (2.30)$$

2.6 Magnetooptische Effekte

Die meisten magnetooptischen Effekte sind direkte oder indirekte Ergebnisse des Zeeman-Effekts, der Aufspaltung der Energieniveaus in einem externen Magnetfeld. Dabei ist der Magnetfeldvektor \mathbf{B} parallel (Faraday-Geometrie, $(\mathbf{k} \parallel \mathbf{B})$) oder senkrecht (Voigt-Geometrie, $(\mathbf{k} \perp \mathbf{B})$) zum einfallenden Wellenvektor \mathbf{k} orientiert. Im Folgenden soll der Einfluss des angelegten Magnetfeldes auf die optische Anisotropie eines transparenten Mediums sowie die Änderung der Polarisation von transmittierten bzw. reflektierten Licht untersucht werden, um einen Bezug zu den Messmethoden herzustellen, die im anschließenden Kapitel 3 ausführlich erläutert werden.

2.6.1 Faraday-Effekt

Dieser Effekt ist nach Michael Faraday benannt, der 1845 entdeckte, dass ein transparentes Medium im externen Magnetfeld optisch aktiv wird. Wenn linear polarisiertes Licht das transparente Medium parallel zu einem externen Magnetfeld durchläuft, ändert es seine Polarisationssebene um einen kleinen Winkel θ_F [62].

Der Drehwinkel der Polarisationssebene θ_F ist proportional zu der Stärke des Magnetfeldes B , der Strecke l , die das Licht parallel zum Magnetfeld im Medium zurücklegt, und der Verdet-Konstante V . Sie ist in etwa proportional zu λ^{-2} ^{iv} [62]:

$$\theta_F = V \cdot B \cdot l. \quad (2.31)$$

Da das Vorzeichen des Drehwinkels θ_F von der Richtung des Magnetfeldes B abhängt, verdoppelt sich der Wert von θ_F , wenn das Licht einmal in Richtung des Magnetfeldes und nach einer Reflexion, entgegen der Richtung des Magnetfeldes, das Medium durchläuft. Das unterscheidet den Faraday-Effekt von der natürlichen optischen Aktivität eines Mediums. Denn bei der natürlichen optischen Aktivität beträgt der Drehwinkel nach der Reflexion $\theta_F = 0$.

Linear polarisiertes Licht kann als Superposition von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht dargestellt werden. Wenn, an ein optisch inaktives Medium ein Magnetfeld angelegt oder eine Spinpolarisation erzeugt wird, dann unterscheiden

^{iv} λ bezeichnet die Wellenlänge und damit die Energie des Lichts $E = hc/\lambda$, mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 299792458$ m/s.

sich die Brechungsindizes n_+ für rechtszirkular und n_- für linkszirkular polarisiertes Licht. Dies führt zu verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der beiden Komponenten des Lichts im Medium. Dies führt zur Phasenänderung zwischen den beiden Komponenten, wobei die Drehung der Polarisationssebene proportional zur Phasenänderung ist:

$$\theta_F \propto n_+ - n_- . \quad (2.32)$$

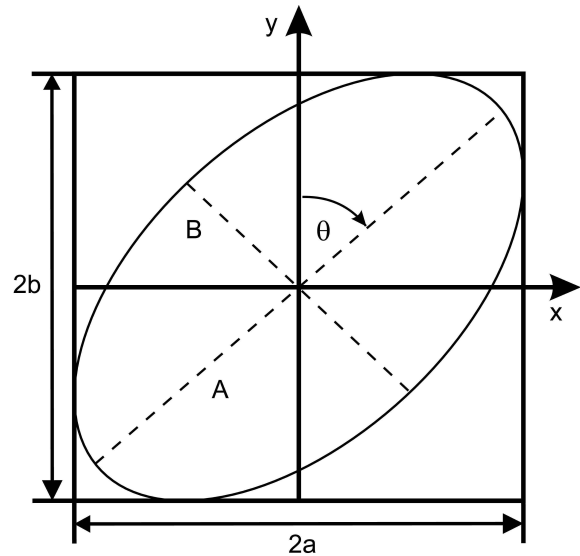
Die Anisotropie für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht lässt sich durch den Zeeman-Effekt erklären [62]. Die Drehimpulse der Photonen wirken verschieden auf die Energieniveaus und es ergeben sich bestimmte optische Übergänge (siehe Abschnitt 2.3) für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht. Daraus resultieren die unterschiedlichen Brechungsindizes und die sogenannte Faraday-Rotation (FR).

2.6.2 Kerr-Effekt

Der Kerr-Effekt beschreibt die Drehung der Polarisationssebene um den Winkel θ_K von linear polarisiertem Licht, analog zum Faraday-Effekt, aber bei Reflexion an Festkörperoberflächen mit Magnetisierung \mathbf{M} . Dieser Effekt wurde im Jahr 1888 von John Kerr entdeckt.

In Abhängigkeit der Orientierung des \mathbf{M} -Vektors, relativ zur Oberfläche und dem einfallenden Licht, unterscheidet man zwischen drei magnetooptischen Effekten: Polarer, longitudinaler und transversaler Kerr-Effekt. Beim polaren Kerr-Effekt steht der \mathbf{M} -Vektor senkrecht zur Oberfläche, beim longitudinalen Kerr-Effekt ist er parallel zur Oberfläche orientiert und im letzten Fall zeigt er in die Einfallsebene des Lichts. In den ersten beiden Fällen bewirkt dieser beim reflektierten Strahl eine Drehung der Polarisationssebene um θ_K und eine Änderung der Polarisation von linear zu elliptisch polarisiert. Beim transversalen Kerr-Effekt ist der \mathbf{M} -Vektor parallel zur Oberfläche und senkrecht zur Einfallsebene des Lichts orientiert. Er bewirkt eine Änderung in der Intensität des reflektierten Strahls, allerdings keine Drehung der Polarisationssebene [62].

Abbildung 2.10: Polarisationsellipse einer elektromagnetischen Welle. Die elliptische Form entsteht durch unterschiedlich starke Absorption von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht, wobei A und B die Achsen der Ellipse beschreiben und ihre Länge die doppelte Amplitude der Wellenfunktion a bzw. b beträgt. Zusätzlich wird die Polarisationsebene durch den Faraday-Effekt gedreht [62].



2.6.3 Elliptizität

Durch den Faraday- oder den Kerr-Effekt wird die Polarisations Ebene des Lichts gedreht und zusätzlich die Polarisation von linear zu elliptisch polarisiert geändert. Dabei wird rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht unterschiedlich stark durch das Medium absorbiert (Absorptionskoeffizienten α_+ und α_-). Der \mathbf{E} -Vektor der durchlaufenden Welle beschreibt dadurch nicht mehr einen Kreis, sondern eine Ellipse [62]:

$$E_x = a \cdot \Re \{ \exp[i\varphi(r, t)] \}, \quad (2.33)$$

$$E_y = b \cdot \Re \{ \exp[i\varphi(r, t) - \delta] \}, \quad (2.34)$$

und für den Elliptizitätsgrad gilt:

$$\theta_E \propto \alpha_+ - \alpha_- . \quad (2.35)$$

Hierbei sind a und b die Realteile der Amplitude der Wellenfunktion und für $\varphi(r, t)$ gilt: $\varphi(r, t) = kr - \omega t$, mit der jeweiligen Ortsvektorkomponente r und der Zeit t . Das δ beschreibt in diesem Fall die Phasendifferenz in Einheiten von π . Die entstandene Ellipse wird als Polarisationsdiagramm oder Polarisationsellipse der elektromagnetischen Welle bezeichnet. In Abbildung 2.10 ist eine solche Ellipse dargestellt, wobei A und B die Achsen der Ellipse beschreiben. Wenn für $\delta = \pm\pi$ gilt, dann gilt auch $A=B$. Dementsprechend ist das Licht zirkular polarisiert.

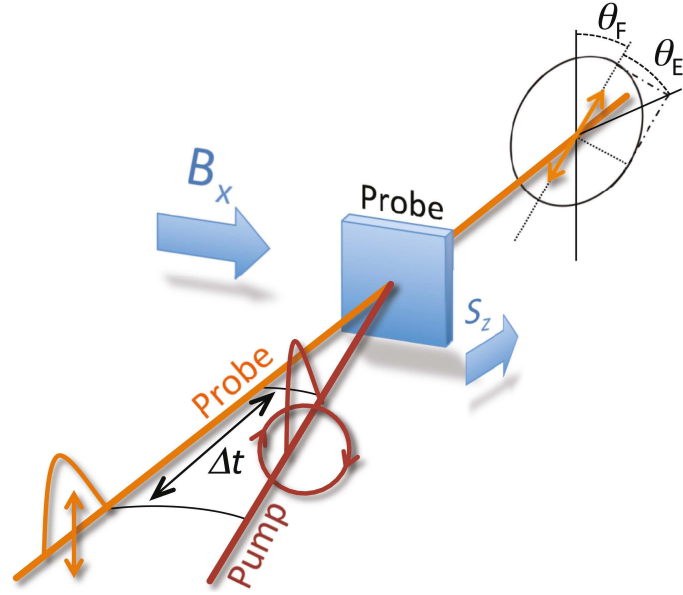
3 Experimentelle Methoden

Die Spindynamik von Ladungsträgern in Nanostrukturen kann mit unterschiedlichen optischen Methoden zeitaufgelöst untersucht werden. Die Voraussetzung hierfür ist die Erzeugung einer definierten Spinorientierung durch optische Pulse, um anschließend ihre zeitliche Entwicklung zu detektieren. Für diese Art von Messungen hat sich das Pump-Probe-Verfahren (Pu-Pr) (von engl. (to) pump – pumpen und (to) probe – untersuchen), etabliert [4, 36]. Mit diesem Verfahren können, durch das Ausnutzen der oben beschriebenen magnetooptischen Effekte, relevante Informationen der Spindynamik bestimmt werden. Bei sehr langer Spindynamik ($T_2^* > 13,2$ ns) wird eine andere Methode verwendet: Resonante Spinamplifikation (RSA), bei der nicht die Zeitabhängigkeit, sondern die Abhängigkeit der Spinpolarisation von der Änderung des Magnetfeldes gemessen wird. In den nachfolgenden Abschnitten werden beide Verfahren näher beschrieben und ihre Vor- und Nachteile verdeutlicht.

3.1 Zeitaufgelöste Spektroskopie

Zur Untersuchung von Spinkohärenz- und Dephasierungszeiten mittels zeitaufgelöster Faraday- bzw. Kerr-Rotation wird eine sehr kurze Anregungszeit und eine große Zeitspanne zwischen aufeinanderfolgenden Anregungen des Systems benötigt [58]. Diese beiden Kriterien erfüllt ein ultraschneller, gepulster Titan:Saphir-Laser (Ti:Saphir), der Pulse mit einer Dauer von 2 ps und einer Wiederholungsfrequenz von 75,75 MHz emittiert. Der Laser wird sowohl für die Erzeugung, als auch die Detektion durch Aufteilung in einen Pump- und Probe-Strahl verwendet. Die zeitliche Auflösung ist über die Pulsdauer definiert. In Abbildung 3.1 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt. Der rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Pump-Puls erzeugt in der Probe eine kohärente Spinausrichtung, entlang der z -Richtung (vgl. Abschnitt 2.5). Der linear polarisierte Probe-Puls durchläuft die

Abbildung 3.1: Experimentelle Geometrie der zeitaufgelösten Faraday-Rotation und Elliptizität, schematisch dargestellt. Der zirkular polarisierte Pump-Puls erzeugt die Spinkohärenz, deren Zustand durch den linear polarisierten Probe-Puls, mit Hilfe des Faraday-Effekts nach der Zeit Δt bestimmt wird. Eigener Entwurf nach [4].



Probe nach der definierten Zeit Δt . Durch kontinuierliche Änderung des zeitlichen Abstandes Δt zwischen Pump- und Probe-Puls, lässt sich die zeitliche Entwicklung der Spinkohärenz messen.

Die Spins präzedieren nach dem Pump-Puls um das externe Magnetfeld B_x und verändern dynamisch die Brechungsindizes für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht. Dieses führt zur FR und Elliptizität des linear polarisierten Probe-Pulses (vgl. Abschnitt 2.6). Dabei gilt für den Rotationswinkel bzw. den Elliptizitätsgrad:

$$\theta_{F,E}(\Delta t) = \theta_{F,E}(0) \exp\left(\frac{-\Delta t}{T_2^*}\right) \cdot \cos(\omega_L \Delta t), \quad (3.1)$$

$$\theta_{F,E}(\Delta t) = \theta_{F,E}(0) \exp\left(\frac{-\Delta t^2}{2(T_2^*)^2}\right) \cdot \cos(\omega_L \Delta t). \quad (3.2)$$

Aus diesen Gleichungen kann sowohl die Dephasierungszeit T_2^* , als auch die Larmorfrequenz $\omega_L = g\mu_B B_x / \hbar$ und damit der g -Faktor von z.B. Elektron und Loch direkt bestimmt werden. Allerdings kann auf diese Weise nicht das Vorzeichen des g -Faktors ermittelt werden [21].

Die Gleichungen unterscheiden sich in der Beschreibung der zeitlich abfallenden Amplitude des Signals. Die Amplitude kann für den Elektronen- und Lochspin aufgrund unterschiedlicher Dephasierungsmechanismen durch die Exponentialfunktion

(Gleichung (3.1)) oder Gauß-Funktion (Gleichung (3.2)) beschrieben werden. Denn das Signal der Elektronenspins hat eine längere Dephasierungszeit, die durch die unterschiedlichen g -Faktoren im inhomogenen QD-Ensemble bestimmt wird. Dieser Unterschied der g -Faktoren wird am besten durch eine Gauß-Funktion wiedergegeben [63]. Die Dephasierungszeit des Lochspins wird nicht nur durch die verschiedenen g -Faktoren limitiert, sondern auch durch die Rekombinationszeit des photogenerierten Exzitons. Dieser Verlauf kann am besten durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden. Jedoch wird in einigen Fällen dieser Arbeit die Analyse des Elektronenspinsignals mittels der Exponentialfunktion durchgeführt. Hierbei wurden mit beiden Funktionen Anpassungskurven an die Daten angefertigt. Es wurde festgestellt, dass mittels der Exponentialfunktion eine bessere Anpassung zu erreichen ist. Die Wahl der Funktionen hat nur einen geringen Einfluss auf die g -Faktoren. Dieser liegt in der Größenordnung des g -Faktor-Fehlers und kann in diesem Fall vernachlässigt werden.

Die Gleichungen (3.1) und (3.2) gelten auch für die Kerr-Rotation, bei der nicht der transmittierte, sondern der reflektierte Probe-Strahl detektiert wird. Im Gegensatz zur dargestellten geometrischen Anordnung in Abbildung 3.1, fällt der Probe-Strahl bei Kerr-Rotationsmessungen unter einem kleinen Winkel von etwa 5° ein; damit ist eine Unterscheidung zwischen dem einfallenden und reflektierten Strahl möglich.

3.1.1 Optischer Aufbau

Der optische Aufbau für das Pump-Probe-Verfahren ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Der gesamte Aufbau geht von einem Lasersystem aus, das aus einem 18 W Nd:YVO4 Pump-Laser (Coherent, Verdi V18), der bei einer Wellenlänge von 532 nm kontinuierliches Licht emittiert, und einem Ti:Saphir-Laser (Coherent, Mira HP-D) besteht. Dieser emittiert linear polarisiertes Licht im Bereich von 700 – 1000 nm mit einer Pulsdauer von 2 ps Halbwertsbreite (englisch: full width at half maximum (FWHM)), einer energetischen Breite von 1,5 meV FWHM und der Wiederholungsfrequenz von 75,75 MHz. Die Wiederholungsfrequenz entspricht dem zeitlichen Abstand von 13,2 ns zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen. Die Laserintensität kann durch seine Pulsfläche Θ , die dimensionslos ist, beschrieben werden. Sie ist proportional zur Wurzel der Anregungsleistung, bei konstanter Puls-

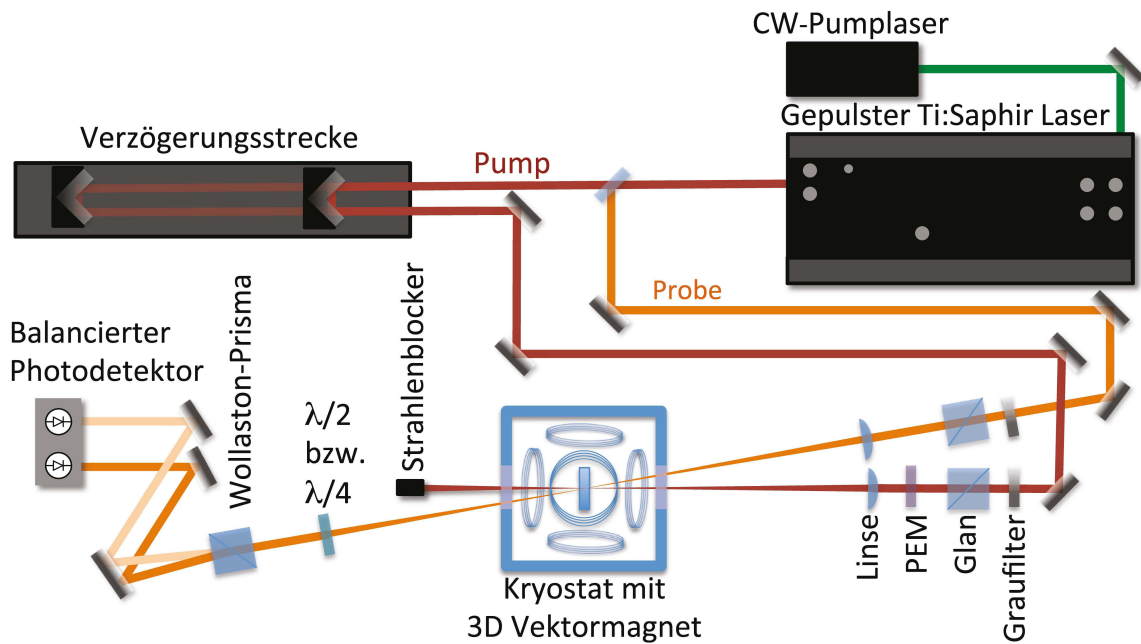


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des Pump-Probe-Verfahrens. Die Lock-In-Detektion und computerbasierte Aufnahme der Messsignale sind nicht aufgezeigt.

dauer [40]:

$$\Theta = \frac{2}{\hbar} \int [\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t)] dt. \quad (3.3)$$

Die Größe \mathbf{d} ist dabei das Matrixelement des Dipolübergangs, $\mathbf{E}(t)$ das elektrische Feld des Lichtpulses.

Der Laserstrahl wird an einem Strahlteiler in einen Pump- und einen Probe-Strahl aufgeteilt, in einem Leistungsverhältnis von 90 : 10. Der Pump-Strahl trifft auf einen Retroreflektor, der auf einem Lineartisch (Owis, Limes 170-1000-HSM) montiert ist. Dieser reflektiert den Strahl parallel zur einfallenden Strahlrichtung. Durch den Lineartisch lässt sich der relative Laufweg der Strahlen vor dem Auftreffen auf die Probe und damit deren zeitlicher Versatz Δt variieren, siehe Abbildung 3.1. Der computer-gesteuerte Lineartisch lässt sich mit einer Genauigkeit von $\pm 3 \mu\text{m}/\text{m}$ positionieren, was einer Zeitauflösung von 0,02 ps entspricht. Die Zeitauflösung liegt somit deutlich unter der Pulsdauer des hier vorgestellten Lasersystems. Demnach ist die Zeitauflösung des Experiments durch das Lasersystem begrenzt. Der Pump-Strahl durchläuft dann einen Graufilter, mit dem die Intensität reguliert werden kann, und anschlie-

ßend ein Glan-Taylor-Prisma zur hochgradigen Linearpolarisation des Laserstrahls. Im Anschluss daran wird der Pump-Strahl durch einen photoelastischen Modulator (PEM) (Hinds Instruments, PEM90 mit I/FS-50-Kopf) gedreht, der unter einem Winkel von 45° zur vertikalen Achse eingebaut ist und mit einer Frequenz von 50 kHz zwischen rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht moduliert. Danach wird der Strahl mit einem Durchmesser von etwa $100\ \mu\text{m}$ auf die Probe fokussiert. Nach der Transmission der Probe wird der Strahl mit einem Strahlenblocker aufgehalten, um möglichst wenig Streulicht zu detektieren.

Der Probe-Strahl durchläuft eine nicht veränderbare Strecke, um die zeitliche Überlappung zwischen Pump- und Probe-Puls zu gewährleisten. Er wird ebenfalls durch ein Glan-Taylor-Prisma vollständig linear polarisiert, bevor er auf die gleiche Probenstelle wie der Pump-Strahl, mit einem Durchmesser von etwa $80\ \mu\text{m}$ fokussiert wird. Nach der Transmission der Probe durchläuft der Probe-Strahl einige Detektionsoptiken, mit denen entweder die Faraday-Rotation oder die Elliptizität in Abhängigkeit vom zeitlichen Versatz Δt gemessen werden kann. In beiden Fällen wird eine Kombination aus Verzögerungsplättchen ($\lambda/2$ bzw. $\lambda/4$) und einem Wollaston-Prisma genutzt, das den Probe-Strahl in zwei senkrecht zueinander, linear polarisierte Teilstrahlen separiert. Anschließend wird mit einem Photoreceiver (New Focus, Nirvana Si Photoreceiver) die einfallende Lichtintensität der Teilstrahlen detektiert. Ein Zweiphasen-Lock-In-Verstärker (Signal Recovery, 7265 DSP) misst das schwache elektrische Signal, das durch den PEM in Frequenz und Phase moduliert ist. Der Verstärker verbessert dabei das Signal-Rausch-Verhältnis, indem das gemessene Signal mit dem Referenzsignal multipliziert und schließlich über mehrere tausend Perioden der Modulationsfrequenz (50 MHz) integriert wird. Über ein Computerprogramm kann das digitalisierte Ausgangssignal des Verstärkers in Abhängigkeit von der Position des Retroreflektors aufgenommen werden, wodurch eine zeitaufgelöste Spektroskopie ermöglicht wird.

Um äußere Probenparameter, wie Temperatur und Magnetfeld, einzustellen, werden zwei Kryostate der Firma Oxford Instruments (SpectroMag 7 T und 3D-Vector-Rotate-Magnet) verwendet. Beide verfügen über ein zweistufiges Kühlsystem. Die erste Stufe wird mit flüssigem Stickstoff gefüllt und dient einerseits der Vorkühlung, andererseits der thermischen Abschirmung der zweiten Stufe. Letztere wird mit flüssigem Helium gefüllt und dient sowohl der Kühlung der Probe, als auch der Kühlung der parallel zueinander stehenden Magnetspulen. Mit den dadurch supraleitenden

Spulen kann ein bis zu 7 T starkes Magnetfeld im SpectroMag und im 3D-Vector-Rotate-Magnet-System ein Magnetfeld, in jeder beliebigen Raumrichtung, bis zu 3 T erzeugt werden. Die Probe befindet sich an einem flexiblen Probenhalter, der es ermöglicht die Probenhöhe und die Ausrichtung der Probe relativ zum Strahlengang auszurichten. Die Temperatur im Probenraum der Kryostate kann über eine ventilgesteuerte Kapillare, einen elektrischen Heizkopf und einen Temperatursensor gesteuert werden. Dabei können Temperaturen zwischen $\sim 5 - 300$ K eingestellt werden. Durch Reduzierung des Drucks im Probenraum geht das Helium in einen superfluiden Zustand über, der Temperaturen zwischen 1,6 – 2,1 K zulässt. Im Bereich von 2,2 – 4,2 K befindet sich das Helium im normal flüssigen Zustand, wobei Gasblasen die optischen Messungen beeinflussen.

3.1.2 Detektionsmethoden

Bei der Faraday- bzw. Kerr-Rotationsmessung wird ein $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen verwendet, das die Hauptpolarisationsrichtung des einfallenden Lichts an einer ausgezeichneten optischen Achse spiegelt. Das Wollaston-Prisma trennt das einfallende Licht in senkrecht zueinander, polarisierte Komponenten, die dann unter einem Winkel von etwa 1° in unterschiedlichen Richtungen aus dem Prisma austreten. Die Drehung der Polarisations Ebene des Probe-Strahls führt zu einem Intensitätsunterschied zwischen den Teilstrahlen. Dieser ist proportional zum Faraday- bzw. Kerr-Rotationswinkel $\theta_{F,K}$ und damit zur S_z -Komponente der Spinpolarisation.

Die Elliptizitätsmessung ist im Prinzip ähnlich zur Faraday- bzw. Kerr-Rotationsmessung: Anstelle des $\lambda/2$ - kommt ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen zum Einsatz, das ebenfalls eine ausgezeichnete optische Achse besitzt. Linear polarisiertes Licht, das parallel zur optischen Achse des Plättchens einfällt, durchquert dieses unverändert; für alle anderen Winkel ergibt sich eine elliptische Polarisation. Das einfallende Licht wird in seine senkrecht zueinander, linear polarisierten Komponenten aufgeteilt, die dann durch das Wollaston-Prisma räumlich getrennt werden. Deren Intensitätsunterschied ist proportional zum Elliptizitätsgrad θ_E und damit wiederum zur S_z -Komponente der Spinpolarisation.

Der Unterschied^v zwischen den Detektionsmethoden besteht darin, dass bei der Fara-

^vEine detaillierte Untersuchung der Unterschiede zwischen den Detektionsmethoden wird in der Dissertation von S. Spatzek vorgestellt [64].

day-Rotation verschiedene Brechungsindizes gemessen werden und bei der Elliptizität unterschiedliche Absorptionskoeffizienten, für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht (vgl. Abschnitt 2.6). Mit beiden Methoden lässt sich die Spinpolarisation der Ladungsträger und die damit einhergehende kohärente Dynamik mittels des Pump-Probe-Verfahrens untersuchen [65–67]. Die, für diese Arbeit relevanten Unterschiede zwischen Faraday-Rotation und Elliptizität werden in Abschnitt 4.1.4 näher diskutiert.

3.2 Resonante Spinamplifikation

Die resonante Spinamplifikation (RSA) beruht ebenfalls auf dem Pump-Probe-Verfahren und dient zur Untersuchung von Spindephasierungszeiten [68], die länger als die Wiederholungsperiode T_R des Lasers sind. Durch den ersten Pump-Puls wird kohärente Spinpräzession in der Probe erzeugt. Sind die Spins vor dem zweiten Pump-Puls nicht dephasiert, kann dies unter bestimmten Bedingungen sowohl zur konstruktiven, als auch zur destruktiven Interferenz des Signals führen [58]. Das Verhältnis der Wiederholungsrate des Lasers und der Larmor-Frequenz der Spins ist entscheidend: Präzedieren die Spins zwischen den Pulsen mit einer ganzzahligen Anzahl $n_p \omega_L$, führt dies zu konstruktiver Interferenz. Bei $(n_p + 1/2)\omega_L$ kommt es zur destruktiven Interferenz. Für alle anderen Werte dazwischen wird die makroskopische Spinpolarisation reduziert.

Betrachtet man die Summe aller Laser-Pulse, unter Berücksichtigung der exponentiellen Abnahme der Spinpolarisation und -präzession mit der Zeit, ergibt sich für die Magnetisierung in der Probe folgender Ausdruck:

$$M(\Delta t, \omega_L) = \sum_{n=1}^{\infty} M_0 \exp\left(-\frac{\Delta t + n_p T_R}{T_2^*}\right) \cos[\omega_L(\Delta t + n_p T_R)]. \quad (3.4)$$

Die Konvergenz dieser Summe wird gewährleistet, solange die Spinlebensdauer begrenzt ist. Sie lässt sich mit $\Delta t \in [-T_R; 0)$ darstellen als [69]:

$$M(\Delta t, \omega_L) = \frac{M_0}{2} \exp\left(-\frac{\Delta t + n_p T_R}{T_2^*}\right) \frac{\cos(\omega_L \Delta t) - \exp\left(\frac{T_R}{T_2^*}\right) \cos[\omega_L(\Delta t + n_p T_R)]}{\cos(\omega_L T_R) - \cosh\left(\frac{T_R}{T_2^*}\right)}. \quad (3.5)$$

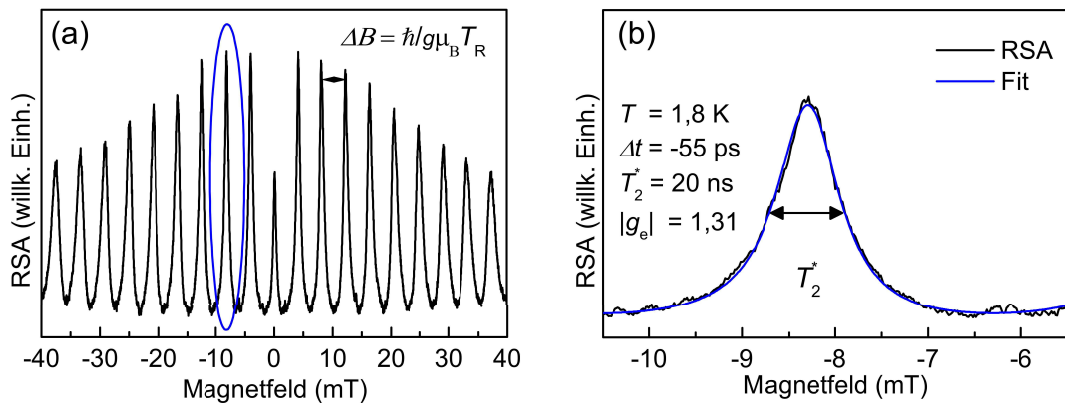


Abbildung 3.3: Beispiel für eine RSA-Messung. a) Kerr-Rotationssignal in Abhängigkeit der kontinuierlichen Änderung des Magnetfeldes. Aus dem Abstand der Maxima lässt sich der g -Faktor bestimmen. In b) ist eine Vergrößerung des zweiten Maximums, mit der Kurvenanpassung nach Formel 3.5 dargestellt. Die FWHM gibt die Dephasierungszeit T_2^* wieder.

Im Experiment wird die Wiederholungsperiode des Lasers ($T_R = 13,2 \text{ ns}$) und Δt konstant gehalten. Die zeitliche Differenz Δt wird auf eine Zeit kurz vor dem Pump-Puls z.B. -55 ps bzw. $12,65 \text{ ns}$ eingestellt. Die einzige Variabel ω_L wird durch das kontinuierliche Ändern des Magnetfeldes variiert. Dies hat zur Folge, dass Resonanzen im Kerr-Rotationssignal entstehen. In Abbildung 3.3(a) ist das Resultat einer solchen Messung aufgezeigt. Aus dem Abstand der Maxima lässt sich der g -Faktor bestimmen, die FWHM der Maxima ist über die Dephasierungszeit T_2^* charakterisiert. In Abbildung 3.3(b) ist eine Vergrößerung des zweiten Maximums und die Kurvenanpassung (blaue Kurve) nach Gleichung (3.5) dargestellt. Da diese Methode nicht durch die Wiederholungsrate des Lasers begrenzt ist, kann auch eine T_2^* -Zeit $> 13,2 \text{ ns}$, hier im Beispiel von 20 ns , bestimmt werden. Somit lassen sich zum einen lange Dephasierungszeiten, zum anderen g -Faktoren bei sehr geringen Magnetfeldern ermitteln.

4 Spindynamik und g -Faktoren in (In,Ga)As/GaAs- Quantenpunkten

Der Spin von Ladungsträgern, Elektronen oder Löchern in Quantenpunkten hat sich in den letzten Jahrzehnten als ein guter Kandidat, zur Realisierung von Quantenbits gezeigt [4]. Eine rein optische Umsetzung der Spinkontrolle ist von besonderem Interesse, da sie unter Ausnutzung moderner Lasertechnologie zur ultraschnellen Quanteninformationsverarbeitung führen kann. Es gibt zahlreiche Bemühungen, durch Initialisierung [8–12] und Manipulation [7, 13–16] des Spins, die Quanteninformationsverarbeitung nach den DiVincenzo-Kriterien [17] in QDs zu implementieren. In den meisten Fällen wird dies durch ein Zwei-Niveau-System in einem externen Magnetfeld realisiert. Die Größe der resultierenden Spinaufspaltung wird durch den g -Faktor entlang der Feldrichtung ausgedrückt. Daher ist es von großer Bedeutung ein umfassendes Verständnis des g -Faktors und damit die entscheidenden Rückschlüsse auf die Bandstruktur von QDs und ihrer Materialzusammensetzung zu erhalten.

4.1 Einführung

In der Einführung werden zuerst die beiden Proben vorgestellt. Anschließend werden vorangegangene Experimente und Ergebnisse zu der Probe I, die in den Dissertationen von A. Greilich [40] aus dem Jahr 2007 und S. Spatzek [64] aus dem Jahr 2011 detailliert untersucht wurden, diskutiert. Danach werden die grundlegenden Eigenschaften, der in dieser Arbeit verwendeten (In,Ga)As/GaAs QD-Proben miteinander

verglichen, insbesondere die Dispersion der Elektron- g -Faktoren. Im Anschluss daran wird die Generation von Spinkohärenz durch nichtresonantes optisches Pumpen beschrieben und abschließend die Ergebnisse zur g -Faktor-Anisotropie vorgestellt. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden bereits in den Ref. [70–73] veröffentlicht.

4.1.1 Quantenpunktproben

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten QD-Proben wurden einerseits an der Ruhr-Universität Bochum von A.D. Wieck und D. Reuter (#11955 - 945°C, Probe I), andererseits an dem Instituto de Física, Universidade de São Paulo von A. B. Henriques (#3469-2 - 950°C, Probe II) hergestellt.

In beiden Fällen wurden die QDs schichtweise auf einem in (100)-Richtung orientierten GaAs-Substrat aufgewachsen. Die Probe I besteht aus 20 Schichten von QDs mit einer Dichte von etwa 10^{10} cm^{-2} , welche durch 60 nm breite GaAs-Barrieren voneinander getrennt sind. Etwa 20 nm unterhalb jeder QD-Schicht befindet sich eine mit Silizium dotierte GaAs-Schicht, wobei die Dotierungskonzentration der Quantenpunktdichte entspricht.

Die Probe II besteht aus 10 Schichten mit einer Quantenpunktdichte von etwa $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, welche durch 30 nm breite GaAs-Barrieren voneinander getrennt sind und in einem Abstand von 15 nm ebenfalls mit Silizium dotiert sind. Hierdurch enthält jeder Quantenpunkt im Mittel ein residentes Elektron. Es sind jedoch neutrale und doppelt dotierte QDs in beiden Proben vorhanden. Die Proben wurden bei 945°C bzw. 950°C ausgeheilt (vgl. Abschnitt 2.2). Die Kenndaten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

	Probe I	Probe II
GaAs-Substrat	(100)	(100)
QD-Schichten	20	10
QD-Dichte	$1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	$4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
QD-Schichtabstand	60 nm	30 nm
Dotierungsabstand	20 nm	15 nm
QD-Höhe	7 – 8 nm	5 nm
Ausheiltemperatur	945°C	950°C
Ausheilzeit	30 s	30 s

Tabelle 4.1: Kenndaten der beiden QD-Proben.

4.1.2 Mode-Locking-Effekt

Die Spins in einem Ensemble dephasieren innerhalb weniger Nanosekunden [74]. Diese kurze Dephasierungszeit lässt sich auf unterschiedliche Dephasierungsmechanismen zurückführen (vgl. Abschnitt 2.5). Die Kohärenzzeit eines Spins, isoliert in einem einzelnen Quantenpunkt, ist um einige Größenordnungen höher und liegt im Mikrosekundenbereich [75].

In Abbildung 4.1 sind FR-Messungen an Probe I dargestellt. Ohne Einfluss eines externen transversalen Magnetfeldes wird unmittelbar nach dem Pump-Puls bei $\Delta t = 0$ eine einzelne gedämpfte Schwingung detektiert, die durch die Exziton-Feinstruktur in neutralen QDs erzeugt wird [40]. Bei einem externen Magnetfeld von $B = 1\text{ T}$ ist auf dem positiven ($\Delta t > 0$) Achsenabschnitt eine schnelle Oszillation der Elektronenspins und in den ersten 500 ps eine langsame Oszillation der Löcher erkennbar. Die schnelle Oszillation beschreibt die Spindynamik in den n-dotierten QDs, die sich mit dem Lochsignal aus den neutralen QDs überlagert. Auf dem negativen Achsenabschnitt ($\Delta t < 0$) ist ebenfalls eine schnelle Oszillation der Elektronenspins erkennbar. Die Amplitudeneinhüllende steigt zum Pump-Puls hin und fällt danach wieder ab. Bei einem höheren Magnetfeld von $B = 6\text{ T}$ oszilliert und dephasiert das Spinensemble wesentlich schneller. Zusätzlich entsteht eine Schwebung nach dem Pump-Puls, da sich das Signal der Elektronenspins aus den neutralen QDs mit dem Signal der Elektronenspins aus den n-dotierten QDs überlagert. Bei geringeren Magnetfeldern ist diese Schwebung ebenfalls vorhanden. Jedoch ist diese nicht detektierbar, da die Periode der Schwebungsfrequenz sehr groß gegenüber der Lebenszeit der Exzitonen in den neutralen QDs ist.

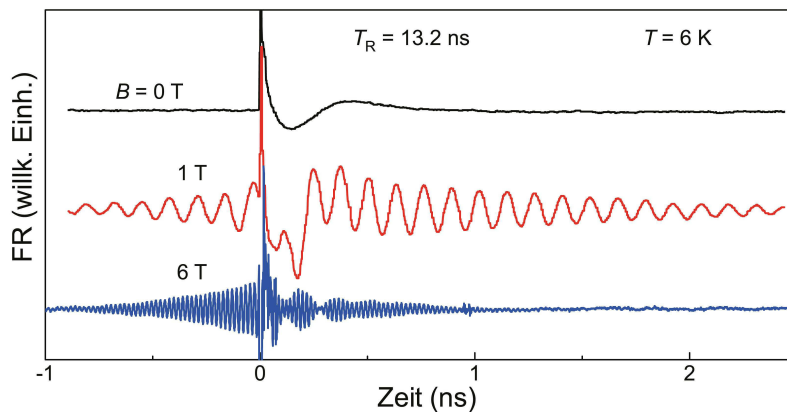


Abbildung 4.1: Pump-Probe Faraday-Rotation einer n-dotierten QD-Probe. Bei angelegtem Magnetfeld ist ein Mode-Locking-Effekt zu beobachten; auch auf dem negativen Achsenabschnitt entsteht eine Oszillation. Die Abbildung wurde entnommen aus Ref. [34].

Es ist deutlich erkennbar, dass das Spinensemble bei $B = 6$ T innerhalb der Wiederholungsperiode T_R des Lasers dephasiert. Daher können die Oszillationen auf dem negativen Achsenabschnitt nicht durch eine langlebige Spinkohärenz des gesamten Ensembles erklärt werden. Während das Ensemble insgesamt schnell dephasiert, können einzelne Spins weiter präzedieren. Die Oszillationsfrequenzen ω_e sind auf beiden Achsenabschnitten identisch. Demzufolge muss es sich hierbei um das gleiche Ensemble handeln. Die Frequenz der Spins, die ein ganzzahliges Vielfaches N der Laserwiederholungsfrequenz $\omega_R = 2\pi/T_R$ ist, erfüllt die folgende Phasensynchronisationsbedingung [36]:

$$\omega_e = N \cdot \frac{2\pi}{T_R} \equiv N\omega_R. \quad (4.1)$$

Dieser Effekt ist in der Literatur als Mode-Locking-Effekt bekannt [29, 36] und lässt sich auf die Inhomogenitäten innerhalb der Probe zurückführen. Durch die spektrale Breite der Laserpulse und Inhomogenitäten der QDs werden Elektronen mit verschiedenen g -Faktoren angeregt. Diese präzedieren mit unterschiedlichen Frequenzen ω_e (Moden), wobei sie alle zum gleichen Zeitpunkt in Phase starten. Der Zeitpunkt wird durch den Pump-Puls definiert. Danach dephasiert das Ensemble; die einzelnen Spins präzedieren aber weiter und laufen zum Zeitpunkt des nächsten Pulses wieder in Phase. Es findet konstruktive Interferenz statt.

4.1.3 Phasensynchronisation durch Kerne

Der im Abschnitt 4.1.2 beschriebene Mode-Locking-Effekt wird nur durch Spins verursacht, deren Präzessionsfrequenz eine ganzzahlige Anzahl an Drehungen zwischen zwei Pump-Pulsen erlaubt und somit die Phasensynchronisationsbedingung (4.1) erfüllt. Diese Spins werden nicht mehr vom nächsten Pump-Puls beeinflusst, da sie schon die „richtige“ Ausrichtung, z.B. $|\uparrow\rangle$, besitzen. Alle anderen Spins, die noch nicht der Bedingung (4.1) genügen, erfahren durch den nächsten Puls eine erneute Ausrichtung in den selben Zustand. Aufgrund von Kern-Hyperfeinwechselwirkung (vgl. Abschnitt 2.5) polarisieren diese Spins die Kerne in ihrer Nähe, so dass mit Hilfe des Kernmagnetfeldes die Phasensynchronisationsbedingung erfüllt wird. Dieser Vorgang geschieht bei jedem Puls. Dabei werden die Kerne „lokal“ polarisiert, d.h. es gibt keine makroskopische Kernpolarisation.

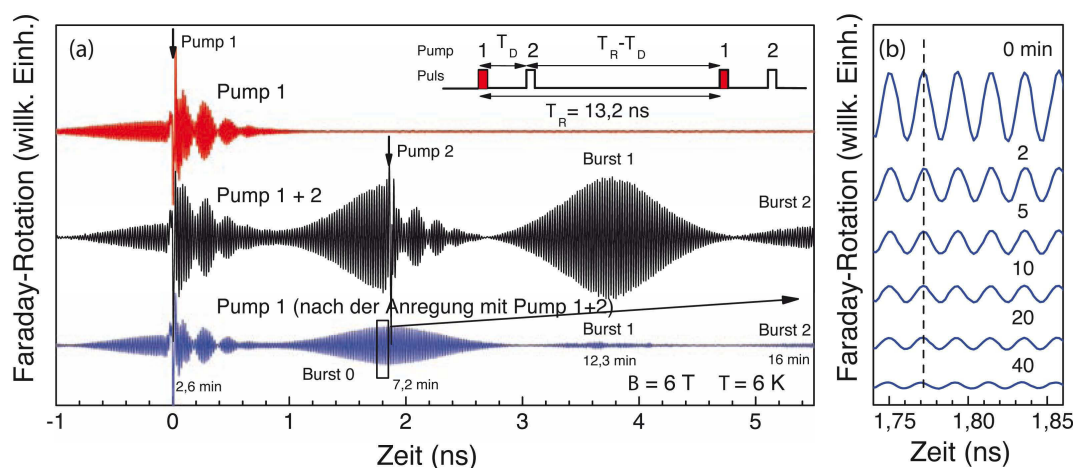


Abbildung 4.2: (a) Die rote Kurve zeigt das FR-Signal mit der Wiederholungsperiode des Lasers von $T_R = 13,2$ ns. Die schwarze Kurve zeigt das gleiche Spinensemble, das mit zwei identischen Pulsen angeregt wird. Sie sind um $T_D = 1,85$ ns zeitlich versetzt. Die blaue Kurve wurde direkt nach der schwarzen Kurve aufgenommen, wobei der zweite Puls geblockt wurde. Nach der Zeit T_D ist die Phasensynchronisation durch die Kerne detektierbar. (b) Eine detaillierte Messung nahe des 0. Bursts zeigt, dass auch nach 40 min die Spinpolarisation weiterhin bestehen bleibt. Die Abbildungen wurden entnommen aus Ref. [40].

Die Phasensynchronisation durch Kerne wurde durch das folgende Experiment nachgewiesen [76]. Zwischen zwei Pump-Pulsen wurde das Spinensemble mit einem weiteren identischen Pump-Puls, in einem zeitlichen Abstand T_D zusätzlich angeregt. Dadurch müssen die Spins, die zum Mode-Locking-Signal beitragen, zwei Phasensynchronisationsbedingungen erfüllen:

$$\omega_e = N \cdot \frac{2\pi}{T_R - T_D}, \quad \omega'_e = N' \cdot \frac{2\pi}{T_D}. \quad (4.2)$$

In Abbildung 4.2(a) sind die Ergebnisse des Experiments dargestellt. Die obere Kurve beschreibt das FR-Signal bei $B = 6$ T, mit einem zeitlichen Pump-Puls-Abstand von $T_R = 13,2$ ns. Die mittlere Kurve zeigt die Anregung des Spinensembles, gleichzeitig mit den zwei Pump-Pulsen. Nach einer Zeit $2T_D$ entsteht ein sogenannter Burst durch konstruktive Interferenz, ausgehend von denjenigen Spins, welche die beiden Phasensynchronisationsbedingungen erfüllen. Der Burst kann auch nach der Zeit $3T_D$ detektiert werden. Wird der zweite Pump-Puls geblockt, so wird ein Burst an der Stelle T_D detektiert. Dieser ist auch Minuten später zu sehen, wie die Detailmessung in Abbildung 4.2(b) verdeutlicht. Es ist auf die langlebige Kernpolarisation zurückzuführen, welche eine Relaxationszeit von mehreren Stunden hat.

4.1.4 Relevanz der Detektionsmethode

Die Unterschiede zwischen den optischen Detektionsmethoden wurden experimentell aus Messungen der Signalamplituden der FR und Elliptizität in Abhängigkeit von der energetischen Verstimmung des Probe-Strahls, relativ zu der Resonanzenergie des QD-Ensembles (Probe I), bestimmt. Die Resonanzenergie entspricht hierbei der Energie des s -Schalenexzitons, das von dem Pump-Laser resonant adressiert wird^{vi}. Die wichtigsten experimentellen Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen [67]:

- i) Die Amplitude des Elliptizitätssignals nimmt mit dem zeitlichen Abstand zwischen Pump- und Probe-Puls ab, während das FR-Signal zusätzlich zu der abfallenden Komponente eine wachsende Komponente enthält.
- ii) Für eine relativ große energetische Verstimmung, verglichen mit der Spektralbreite des Pump- bzw. Probe-Pulses, verschwindet die wachsende Komponente des FR-Signals, so dass es dem Elliptizitätssignal ähnlich wird.
- iii) Die abklingende Elliptizitätsamplitude bildet in Abhängigkeit von der Phase und damit von der Verstimmung zwischen Pump und Probe eine gerade Funktion; während die Amplitude des FR-Signals eine ungerade Funktion formt, da sich die Phase in der Resonanz um π ändert, siehe dazu Abbildung 4.3.

^{vi}In diesem Fall wird für den Pump- und Probe-Strahl jeweils ein anderer frequenzsynchronisierter Ti:Saphir-Laser verwendet, um die Energie des Probe-Strahls unabhängig von der Energie des Pump-Strahls zu verändern.

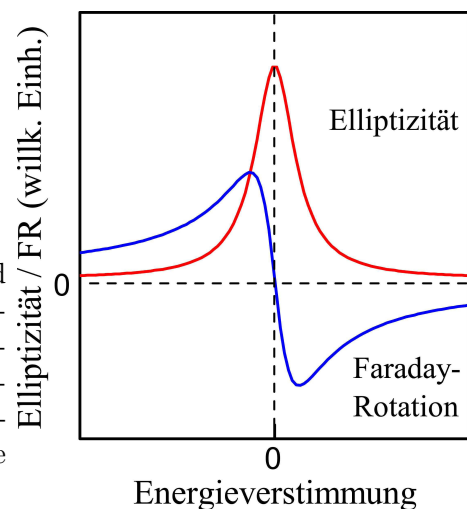


Abbildung 4.3: Signalstärke von Elliptizität und Faraday-Rotation als Funktion der Energieverstimmung des Probe-Strahls gegenüber der Resonanzenergie des QD-Ensembles (Probe I). Die Resonanzenergie entspricht hierbei der Energie des s -Schalenexzitons und damit dem Pump-Strahl. Diese Abbildung wurde entnommen aus Ref. [65].

- iv) Die Abhängigkeit des Elektron- g -Faktors von der spektralen Lage des Probe-Strahls ist für FR und Elliptizität als Detektionsmethode ebenfalls unterschiedlich.

In Abbildung 4.4 sind die Elektron- g -Faktoren einerseits für die positiven Achsenabschnitte (Kreise), andererseits für die negativen Achsenabschnitte (Quadrate) für FR und Elliptizität, in Abhängigkeit der energetischen Verstimmung dargestellt. Die gestrichelte schwarze Linie repräsentiert die bekannte g -Faktor-Dispersion aus [76] und die dünne, gestrichelte schwarze Linie die Spinverteilung nach dem Pump-Puls. Bei energetisch resonanten Pump- und Probe-Lasern wird der g -Faktor von den Spins im Maximum der Verteilung bestimmt. Die Verteilung, ermittelt mit Hilfe Elliptizitätsmessungen, folgt in etwa der bekannten Dispersion, während die mit FR gemessene Verteilung eine wesentlich geringere Steigung besitzt. Dieses Verhalten kann durch die spektrale Abhängigkeit der Detektionsmethoden erklärt werden. Wird die Energie zwischen Pump- und Probe-Laser beispielsweise um 0,5 meV verstimmt, so detektiert man mit Elliptizität das Subensemble an Spins, die mit dem Maximum

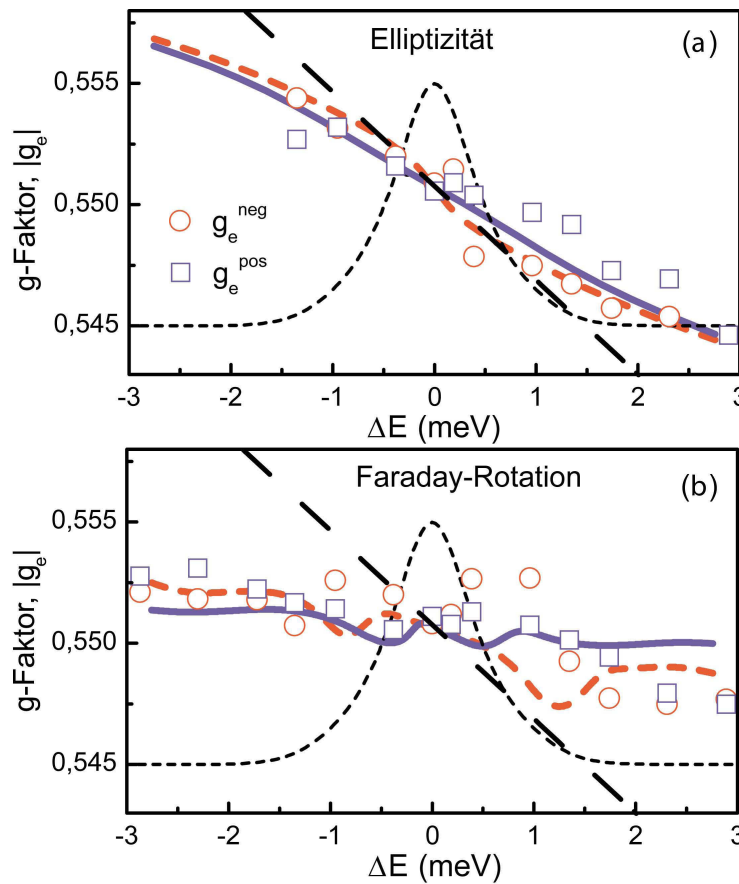


Abbildung 4.4: g -Faktor in Abhängigkeit von (a) FR und (b) Elliptizität detektierten Messkurven, als Funktion der energetischen Verstimmung. Die gestrichelte schwarze Linie repräsentiert die bekannte g -Faktor-Dispersion aus [76]. Die dünne, gestrichelte schwarze Linie stellt die Spinverteilung nach dem Pump-Puls dar. Die Farblinien entsprechen einer Modellrechnung aus [67]. Die Abbildungen wurden entnommen aus [64].

der Probe-Energie resonant sind. Diese besitzen eine andere Präzessionsfrequenz als die, die mit dem Maximum der Pump-Energie resonant sind. Bei der FR führt die antisymmetrische Verteilung dazu, dass das Subensemble, das in Resonanz mit dem Maximum der Pump-Energie ist, ohne Verstimmung mit einer geringen Amplitude detektiert wird. Infolge der Verstimmung wird dasselbe Subensemble mit einer höheren und gegebenenfalls negativen Amplitude detektiert. Durch den langsamen Abfall der FR-Amplitude (Abbildung 4.3) tragen Spins mit höherer bzw. niedrigerer Energie zusätzlich zum Signal bei, was zu einer flachen Dispersion führt. Bei energetisch resonanten Pump- und Probe-Lasern ergeben sich für FR und Elliptizität fast identische g -Faktoren. Deshalb findet im weiteren Verlauf dieser Arbeit keine Unterscheidung zwischen FR und Elliptizität statt.

4.2 Universelle Elektron- g -Faktor-Dispersion

Eine intrinsische Eigenschaft der hier vorgestellten selbstorganisierten QD-Strukturen ist die Dispersion, in der Zusammensetzung und Größe der einzelnen QDs. Diese Tatsache führt zur Variation der optischen Übergangsenergie, wie durch die inhomogene Verbreiterung der Photolumineszenz belegt wurde (vgl. Abbildung 2.4). Diese Inhomogenitäten beeinflussen auch die Spineigenschaften der Ladungsträger in den QDs, was eine Dispersion des g -Faktors mit sich führt. Im Folgenden wird die Abhängigkeit des Elektron- g -Faktors von den Parametern der QD-Strukturen in seinen Einzelheiten untersucht. Das Verständnis dieser Abhängigkeit ist für die Realisierung von Spintronik-Bauelementen von großem Interesse. Es wurde bereits demonstriert, dass der g -Faktor in Quantenschichten durch das Anlegen von elektrischen Feldern gesteuert werden kann [77]. Bei selbstorganisierten QDs kann der g -Faktor besonders durch den Herstellungsprozess beeinflusst werden. Um die Abhängigkeit des g -Faktors vom Herstellungsprozess zu untersuchen, wurde die Probe II in einer anderen MBE-Anlage hergestellt. Die QDs besitzen sowohl eine andere Zusammensetzung, als auch eine leicht unterschiedliche Geometrie (vgl. Abschnitt 4.1.1).

Für die Probencharakterisierung wird zunächst die Resonanzenergie der Probe II bestimmt. Dabei wird die Probe auf 6 K gekühlt und mit einer Energie von 2,33 eV über der Barriere optisch angeregt. In Abbildung 4.5 ist die gemessene PL der Probe II durch die gestrichelte rote Kurve dargestellt, verglichen mit der PL der Probe I

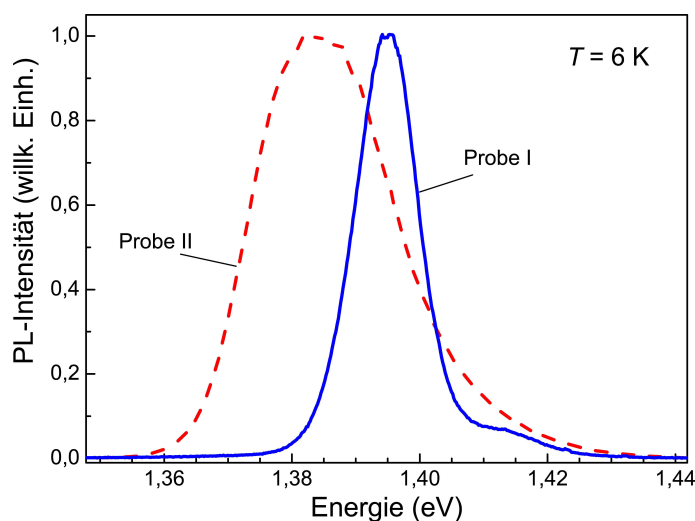


Abbildung 4.5: Photolumineszenz der beiden Quantenpunktproben aufgenommen bei einer Anregungsenergie von 2,330 eV und der Probentemperatur von $T = 6$ K.

(blaue Kurve). In beiden Fällen ist die PL der s -Schale zu sehen. Das Maximum der Resonanzenergie für Probe II liegt mit 1,388 eV energetisch tiefer, als das der Probe I, das sich bei 1,395 eV befindet. Gemäß der Angaben, zur Charakterisierung der Proben, sind die Höhen der QDs in Probe II durchschnittlich kleiner, als die in Probe I (vgl. Tabelle 4.1). Somit ist die niedrigere Emissionsenergie auf einen geringeren Ga-Anteil bzw. höheren In-Anteil in den (In,Ga)As QDs zurückzuführen. Die Diffusion der Ga-Atome aus der umliegenden Schicht in die QDs hängt stark von der Durchführung des Ausheilungsprozesses und der Qualität des Wachstumsprozesses selbst ab. Eine ineffiziente Ausheilung der QDs in der Probe II lässt auch eine größere Halbwertsbreite von etwa 30 meV vermuten. Die s -Schale-PL von Probe I ist im Vergleich um einen Faktor 2 schmaler. In Probe I sind die QD-Größen homogener und fokussierter um den mittleren Wert verteilt. Der energetische Abstand zwischen s - und p -Schalen-PL beträgt für beide Proben etwa 20 meV. Damit sind die horizontalen Einschlusspotentiale für die Elektronen sehr ähnlich und es kann ein nahezu identischer, durchschnittlicher Durchmesser der QDs für beide Proben angenommen werden.

Als Nächstes wird die Spindynamik ohne externes Magnetfeld, bei Anregung mit der Energie von 1,388 eV, mittels FR untersucht. Die Anregungsleistung des Lasers wird dabei so gewählt, dass eine Pulsfläche von $\Theta = \pi$ erreicht wird [34], was in diesem Fall einer Leistung von 10 mW entspricht. Die Leistung des Probe-Strahls wird auf 1 mW eingestellt; diese ist einerseits stark genug, um das Signal der Spins

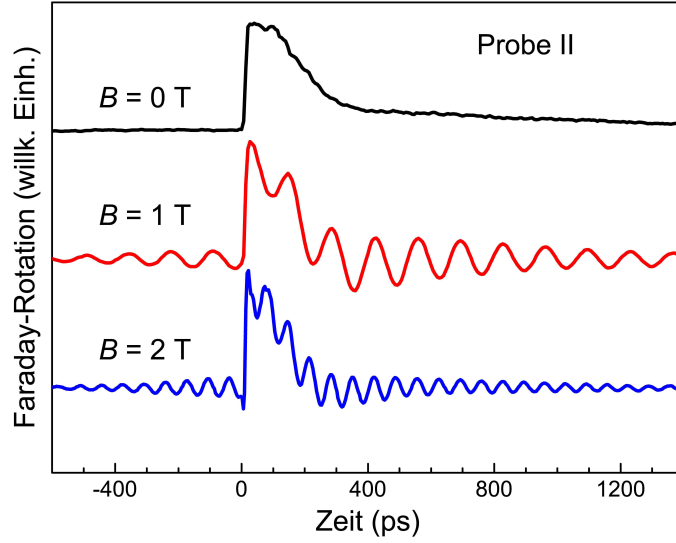


Abbildung 4.6: FR-Messungen an Probe II in Abhängigkeit vom externen transversalen Magnetfeld, bei einer Temperatur $T = 6$ K und der Anregungsenergie von 1,388 eV (PL-Maximum).

vom Rauschsignal zu unterscheiden, andererseits klein genug, um das System nicht zu stark zu stören. Die Messergebnisse sind in Abbildung 4.6 veranschaulicht. Bei $B = 0$ T weist das Signal, nach der Initialisierung der Spinorientierung bei $\Delta t = 0$, zwei Komponenten auf (siehe schwarze Kurve): Eine schnelle Abnahme der Signalamplitude innerhalb von 500 ps, gefolgt von einer langsamen Abnahme der Amplitude. Die schnelle Komponente liegt in der Größenordnung der Lebensdauer von Exziton-Zuständen in QDs [63]. Demzufolge lässt sich das Signal auf die Rekombination von Elektron-Loch-Paaren in undotierten QDs zurückführen. Nach dem Zerfall der Exziton-Zustände reduziert sich die gesamte Polarisation auf den Beitrag der residenten Elektronen. Die langsame Komponente lässt sich durch die Spinpräzession der Elektronen, um das willkürlich orientierte Magnetfeld der Kerne, erklären. Dieses Magnetfeld wird durch Kernspin-Fluktuation (englisch: nuclei spin fluctuations (NSF)) hervorgerufen. Das entsprechende effektive Magnetfeld lässt sich beschreiben durch [78]:

$$B_{\text{NSF}} = \frac{\hbar}{\mu_B g_e T_2^*}. \quad (4.3)$$

Die Dephasierungszeit $T_2^* = 830$ ps wurde für die Messkurve bei $B = 0$ T bestimmt. Dabei wurden explizit Zeiten $\Delta t > 600$ ps beachtet, um den Beitrag der Exziton-Zustände auszuschließen. Der Elektron- g -Faktor von $|g_e| = 0,557$ ergibt sich aus

Messungen im externen transversalen Magnetfeld (vgl. Abbildung 4.6). Aus diesem experimentell bestimmten Wert folgt für Probe II ein Magnetfeld von $B_{\text{NSF}} = 25$ mT. Für die Probe I erhält man ein Magnetfeld von $B_{\text{NSF}} = 7,5$ mT [79]. Diese Magnetfelder lassen Rückschlüsse auf die Größe und Zusammensetzung der QDs zu, denn es gilt [78]:

$$B_{\text{NSF}}^2 = \frac{16}{3N\mu_{\text{B}}^2g_e^2} \sum_j A_j^2 I_j (I_j + 1). \quad (4.4)$$

Dabei ist N die Anzahl der Kerne im QD, während die Summe über alle Kerne in der Einheitszelle gebildet wird. A_j gibt die Hyperfeinwechselwirkungsenergie für ein Elektron an, mit einem bestimmten Kern j und dem Kernspin I_j . Die Hyperfeinwechselwirkungsenergie beträgt für Ga $38 \mu\text{eV}$, In $56 \mu\text{eV}$ und für As $46 \mu\text{eV}$, dabei haben Ga und As einen Kernspin von $3/2$ und In einen Kernspin $9/2$. Aus dieser Rechnung ergibt sich, dass die Anzahl der Kerne in den QDs von Probe II viermal kleiner ist, als in den QDs der Probe I. Dieses Ergebnis ist eine realistische Einschätzung, da sich die QD-Höhe und damit das gesamte Volumen in den Proben wesentlich unterscheiden (vgl. Tabelle 4.1). Die verbleibende Differenz lässt vermuten, dass eine doppelt so hohe Konzentration von In-Kernen in Probe II vorliegt.

Zur weiteren Untersuchung der Probe II werden die Dephasierungszeiten und die Präzessionsfrequenzen der Elektronenspins, in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes gemessen. Dabei wird das externe Magnetfeld in x -Richtung angelegt (Voigt-Geometrie) und in $0,5$ T Schritten variiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7(a) für jeden zweiten Schritt dargestellt. Das Signal der Probe II lässt sich ebenfalls in zwei Kernkomponente zerlegen, wie Abbildung 4.7(b) aufzeigt: In die Komponente der residenten Elektronen und in die Komponente der Löcher, entsprechend dem Exziton-Zustand im neutralen QD. Bei einem Magnetfeld von etwa $B = 6$ T kommt eine dritte Komponente zur Geltung, der Beitrag der photogenerierten Elektronen aus dem Exziton-Zustand in einem neutralen QD. Dieser Beitrag ist auch bei geringeren Magnetfeldern vorhanden, jedoch ist der Frequenzunterschied hierbei zu klein. Dementsprechend ist die Periode der Schwebung größer als die Lebensdauer des Exziton-Zustandes, weshalb sich der Beitrag nicht vom Signal der residenten Elektronen unterscheiden lässt. Deswegen wird im weiteren Verlauf der Arbeit nur noch Bezug auf die residenten Elektronen und optisch erzeugten Löcher in neutralen QDs genommen.

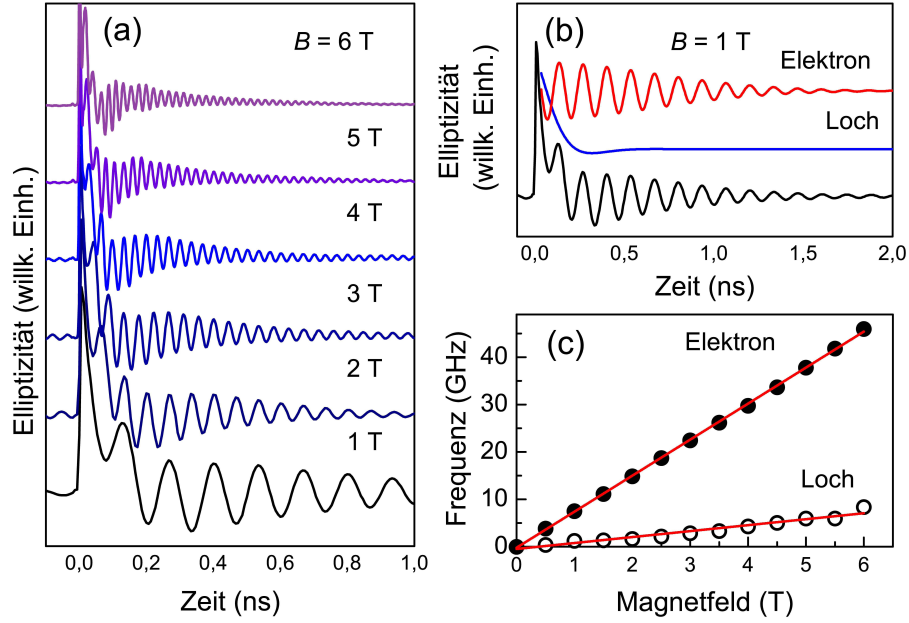


Abbildung 4.7: (a) Elliptizitätsmessungen für verschieden große externe transversale Magnetfelder (B_x). (b) Aufspaltung des Signals (schwarz) in Elektron- und Loch-Komponenten. (c) Elektron- und Loch-Spinpräzessionsfrequenzen in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Die Linien sind lineare Anpassungen mit Formel (2.20).

Die Dephasierungszeiten T_2^* der Elektronenspins werden durch Anpassungskurven nach der Formel (3.1) für Zeiten $\Delta t > 600$ ps bestimmt, siehe Abbildung 4.8. Mit steigendem externen Magnetfeld nimmt T_2^* ab und lässt sich für beide Proben mit einer $1/B$ -Abhängigkeit beschreiben. Dabei ist zu beachten, dass die Dephasierung in Probe II deutlich schneller ist. Da das externe Magnetfeld einige Größenordnungen größer als das NSF-Feld ist, wird die Dephasierung durch die unterschiedlichen g -Faktoren dominiert. Diese hängen wiederum von den verschiedenen Parametern der QDs innerhalb des angeregten Ensembles ab. Die Halbwertsbreite Δg_e der g -Faktor-Dispersion innerhalb des Ensembles lässt sich aus T_2^* und dem externen Magnetfeld bestimmen durch:

$$T_2^* = \frac{\hbar}{\mu_B B \Delta g_e}. \quad (4.5)$$

Aus den Anpassungskurven in Abbildung 4.8 folgt $\Delta g_e = 0,005 \pm 0,002$ für Probe I und $\Delta g_e = 0,014 \pm 0,002$ für Probe II. Dieses Ergebnis bestätigt die Annahme aus der PL-Untersuchung, dass in Probe II eine größere Variation in der Zusammensetzung und Größe der QDs vorliegt.

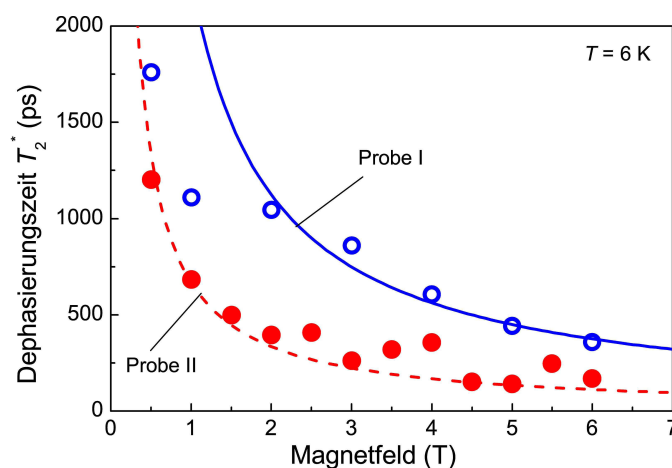


Abbildung 4.8: Dephasierungszeit T_2^* in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld, gemessen im Photolumineszenzmaximum. Die Linien sind bestmögliche Anpassungen an die Daten, die eine $1/B$ -Abhängigkeit zeigen.

Die mittleren Präzessionsfrequenzen des Elektron- und Lochspinensembles werden ebenfalls durch Anpassungskurven nach der Formel (3.1) für verschiedene externe Magnetfelder bestimmt, siehe Abbildung 4.7(c). Beide weisen eine lineare Abhängigkeit auf; dieses Verhalten ist von Elektronen bereits bekannt [34]. Bei Löchern kann nicht lineares Verhalten aufgrund der Mischung von Bändern vorkommen [80]. Die Abhängigkeit der Frequenzen vom Magnetfeld kann durch die Formel (2.20) beschrieben werden.

Zur Untersuchung der Elektron- g -Faktor-Dispersion innerhalb des gesamten QD-Ensembles wird ein Experiment durchgeführt, bei dem die Pump-Probe-Laserenergie variiert wird^{vii}. In Abbildung 4.9 sind die Elektron- g -Faktoren in Abhängigkeit der Pump-Probe-Laserenergie dargestellt. Für beide Proben zeigt sich innerhalb der PL eine lineare Dispersion des g_e -Faktors. Aus früheren Untersuchungen der Probe I ist bekannt, dass der transversale g_e -Faktor ein negatives Vorzeichen besitzt [63]. Der g_e -Faktor in Probe II besitzt somit, aufgrund des parallelen Verlaufs, ebenfalls ein negatives Vorzeichen. Im PL-Maximum ergibt sich für Probe I $|g_e| = 0,557$ und für Probe II $|g_e| = 0,540$. Beim Vergleich des g_e -Faktors für gleiche Anregungsenergien resultiert zu jedem Wert eine Differenz von 0,025. Diese Differenz macht 5% des g_e -Faktors aus und spiegelt nicht die unterschiedlichen Parameter der Proben wieder. Theoretische Berechnungen ergeben, dass eine Änderung des QD-Volumens um 100%, beim g_e -Faktor lediglich einen Unterschied von 10% her-

^{vii}Die detaillierte Untersuchung des Loch- g -Faktors wird in Abschnitt 4.5 vorgestellt.

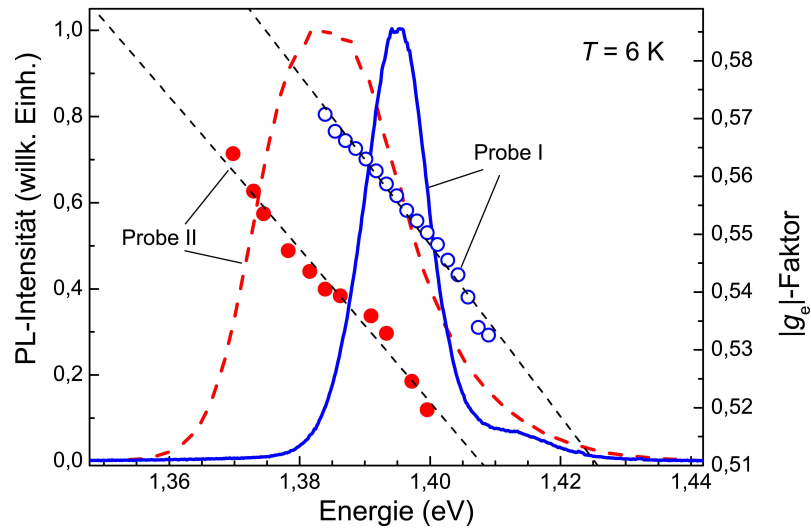


Abbildung 4.9: Photolumineszenz der beiden Quantenpunktproben, aufgenommen bei $T = 6$ K. Die roten Punkte und blauen Kreise zeigen die transversalen g -Faktoren, bestimmt aus FR-Messungen. Der Fehler liegt innerhalb des Symbols. Die schwarzen gestrichelten Linien sind bestmögliche Anpassungen der g -Faktor-Dispersionen, mit der Formel (2.10).

vorrufft [81]. Der g_e -Faktor hängt somit nicht von den Parametern der QDs ab, sondern wird wesentlich durch die Größe der Bandlücke bestimmt. Dieses Verhalten kann durch die Roth-Lax-Zwerdling-Gleichung (2.10) beschrieben werden. Die in Abbildung 4.9 schwarzen gestrichelten Linien sind Anpassungskurven nach der Roth-Lax-Zwerdling-Gleichung, mit einer Spin-Bahn-Wechselwirkung $\Delta_{so} = 0,4$ eV und einer effektiven Elektronenmasse m_e als Anpassungsparameter. Das beste Anpassungsergebnis ergibt sich für Probe I mit $m_e = 0,0591 m_0$ und für Probe II mit $m_e = 0,0598 m_0$, die keinen wesentlichen Unterschied aufweisen. Das Ergebnis suggeriert einen universellen g_e -Faktor in QDs, der in erster Linie von der Bandlücke abhängt und nicht von der QD-Größe.

4.3 Nichtresonante optische Erzeugung von Spinkohärenz

Die Realisierung von Quanten-Bits in QDs und ihre Kontrolle, durch nichtresonante optische Pulse, macht die nichtresonante optische Erzeugung von Spinkohärenz zu einem interessanten Forschungsgebiet. Durch die nichtresonante optische Anregung

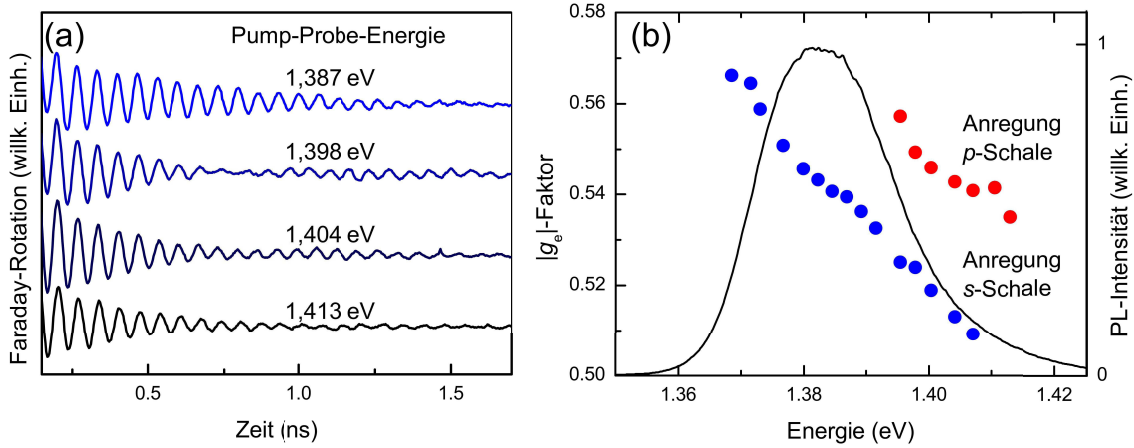


Abbildung 4.10: (a) FR-Messungen für unterschiedliche Pump-Probe-Energien ($T = 6$ K). Das Signal weist bei Anregung außerhalb der PL für $B = 2$ T und Zeiten $\Delta t > 600$ ps Schwebungen auf. (b) Photolumineszenz der Quantenpunktprobe II aufgenommen bei $T = 6$ K, mit der Anregungsenergie von $1,55$ eV. Die blauen und roten Punkte zeigen die g -Faktoren, bestimmt aus FR-Messungen bei nichtresonanter Anregung.

ist es nicht nur möglich die Spins in jede beliebige Position auf der Bloch-Kugel zu drehen [16], sondern auch Logikgatter zu erzeugen [82]. Damit könnten Spintronik-Bauelemente zur Quanteninformationsverarbeitung realisiert werden.

Zur Untersuchung der Spinkohärenz bei nichtresonanter Anregung wird das Experiment aus Abschnitt 4.2 erweitert, indem die Pump-Probe-Laserenergie systematisch zu höheren Energien verändert wird. Abbildung 4.10(a) zeigt exemplarisch die FR-Kurven für verschiedene Energien. Das externe Magnetfeld wird so gewählt, dass einerseits eine hohe Anzahl an Präzessionen gemessen werden kann, andererseits die Dephasierungszeiten nicht zu kurz werden. Dabei soll das Signal für Zeiten $\Delta t > 600$ ps betrachtet werden, um den Einfluss von Exziton-Zuständen von ungeladenen QDs auszuschließen. Somit wird ein transversales Magnetfeld von 1 T angelegt. Das Signal weist bei Anregungsenergien am Rand der PL von $1,398$ eV und $1,404$ eV (bei dieser Energie schwach zu sehen) Schwebungen auf. Dies ist ein Indiz für residente Elektronen mit verschiedenen g -Faktoren.

Die Analyse der FR-Messungen in Abbildung 4.10(a) durch Anpassungskurven:

$$\theta_F(\Delta t) = A \exp(-\Delta t/T_{2,1}^*) \cdot \cos(\omega_{e,1}\Delta t) + B \exp(-\Delta t/T_{2,2}^*) \cdot \cos(\omega_{e,2}\Delta t) \quad (4.6)$$

ergibt zwei deutlich unterschiedliche Frequenzen bei Anregungsenergien am Rand der PL. Die Parameter A und B geben die Amplitude des Signals an. Die Fre-

quenzen ω_e entsprechen den Larmor-Frequenzen der Elektronenspins, die nach Gleichung (2.20) zu einem absoluten g_e -Faktor umgerechnet werden. Die damit bestimmten g_e -Faktoren sind in Abbildung 4.10(b) in Abhängigkeit von der Pump-Probe-Laserenergie dargestellt. Für den energetischen Bereich von 1,36 eV–1,39 eV wird jeweils nur eine Präzessionsfrequenz detektiert. Dieses Ergebnis stimmt mit der gemessenen g_e -Faktor-Dispersion überein (vgl. Abschnitt 4.2).

Im Bereich von 1,39 eV–1,41 eV ergeben sich bei der Analyse zwei Frequenzen. Dieser Energiebereich begrenzt die Hochenergieflanke der PL. In dem Bereich lässt sich einerseits die bekannte g_e -Faktor-Dispersion weiter verfolgen, andererseits wird ein g_e -Faktor gemessen, der dem g_e -Faktor bei einer Energie von 1,36 eV entspricht. Der Verlauf des zweiten g_e -Faktors spiegelt den Verlauf innerhalb der PL wieder. Dieses Ergebnis suggeriert, dass Spinkohärenz, in den gegebenen QDs, erneut bei Erhöhung der Pump-Energie um etwa 20 meV erzeugt wird^{viii}. Ab einer Anregungsenergie von 1,41 eV wird wiederum nur noch eine Frequenz detektiert.

Die Probe II kann nicht nur undotierte und einfach negativ geladene QDs, sondern auch mehrfach negativ geladene QDs enthalten. Der Signaleinfluss der undotierten QDs ist vernachlässigbar, da die Lebensdauer der neutralen Exzitonen etwa 500 ps entspricht. Aus den mehrfach negativ geladenen QDs kann es für den Grundzustand (einfach negativ geladene QDs) keinen Beitrag geben. Höhere Zustände (p -Schale) könnten zum FR-Signal beitragen. Dagegen spricht jedoch: (i) Die Anregungsenergie liegt unterhalb der Benetzungsschicht, so dass die QDs nicht zusätzlich geladen werden. (ii) In geladenen QDs können dunkle Exzitonen nicht gebildet werden. (iii) Außerdem wird bei PL unter den gleichen Bedingungen, wie für die Messungen der FR, kein angeregter Zustand signifikant beobachtet, vgl. Abbildung 4.10(b).

Um zu verstehen, wie ein Elektronenspin in einem QD durch zwei polarisierte Laserpulse mit sehr unterschiedlichen Energien beeinflusst wird, wird zunächst die Niveaustuktur für einen negativ geladenen QD [83], die in Abbildung 4.11(a) schematisch dargestellt ist, näher diskutiert. Den Grundzustand e_s bildet ein residentes Elektron, das sich in der s -Schale des QD befindet. Es besitzt einen Spin entlang der

^{viii}Die veröffentlichten Daten in Ref. [73] wurden an einem anderen Stück der Probe II an dem Instituto de Física, Universidade de São Paulo, reproduziert. Sowohl die PL, als auch die nötige Pump-Energie zur Erzeugung erneuter Spinkohärenz weichen von den hier vorgestellten Ergebnissen ab. Ein Grund dafür ist, dass die Probenstücke beim Ausheilen in unterschiedlichen Abständen zur Heizquelle positioniert wurden und somit effektiv bei verschiedenen Temperaturen ausgeheilt worden sind. In diesem Fall wurden die reproduzierten Ergebnisse an QDs mit geringerer Größe gemessen. Deshalb sind alle Werte zu höheren Energien verschoben (vgl. Abschnitt 2.2).

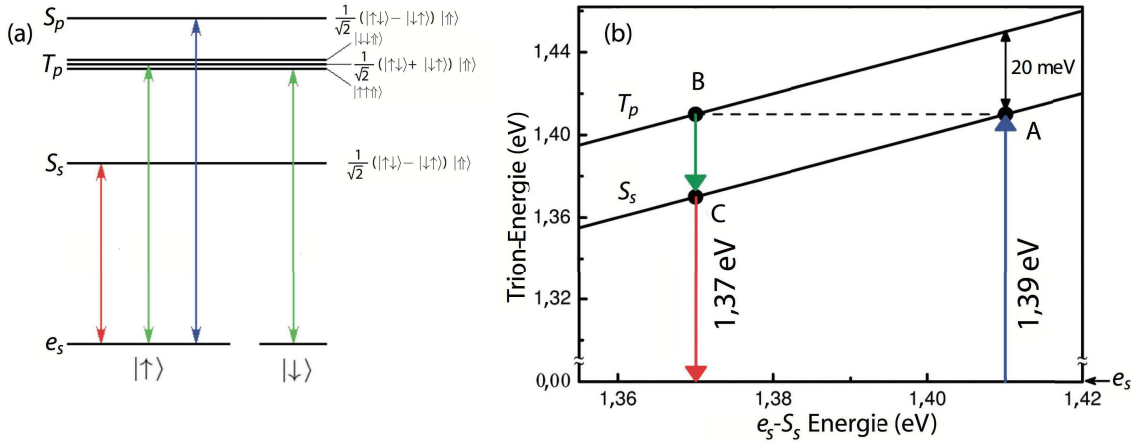


Abbildung 4.11: (a) Schematische Darstellung des trionischen Energieniveaus (S_s , T_p und S_p) eines QDs bei resonanter Anregung der s - bzw. p -Schale, ausgehend vom Grundzustand e_s . Der Abstand zwischen S_s und T_p entspricht 20 meV, abgeleitet aus den vorliegenden FR-Messungen. Die Pfeile zeigen die erlaubten Übergänge bei σ^+ polarisiertem Anregungslicht. (b) Energie der Trion-Zustände S_s und T_p in Abhängigkeit der Energielücke $e_s - S_s$ innerhalb des angeregten Spinensembles. Mit der Anregungsenergie von 1,410 eV ist es möglich zwei Subensembles anzuregen: Das Eine in den S_s -Zustand bei Punkt **A** und ein Zweites in den T_p -Zustand bei Punkt **B**.

z -Quantisierungsachse von $+1/2$ oder $-1/2$. Der Bahndrehimpuls ist null. Nach der optischen Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares, durch einen σ^+ polarisierten Laserpuls, können Trion-Zustände gebildet werden. Solch ein negativ geladener Trion-Zustand wird durch die Spin- und Bahndrehimpulse der beteiligten Elektronen und des Lochs charakterisiert. Der energetisch niedrigste Trion-Zustand ist das Singulett S_s , bei dem die beiden Elektronen einen antisymmetrischen Zustand mit Gesamtspin 0 bilden; die entsprechende Wellenfunktion lautet:

$$|S_s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)|\uparrow\rangle. \quad (4.7)$$

Dieser Singulett-Zustand in der s -Schale wird aus zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin und einem Loch mit Drehimpulsquantenzahl $j_{\text{hh},z} = +3/2$ gebildet. Die nächst höherenergetisch liegenden Trion-Zustände bilden das Triplett T_p , bei dem die beiden Elektronen eine der drei symmetrischen Zustände mit Gesamtspin 1 bilden; mit den Wellenfunktionen:

$$|T_{p,0}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)|\uparrow\rangle, |T_{p,+}\rangle = |\downarrow\downarrow\uparrow\rangle, \text{ bzw. } |T_{p,-}\rangle = |\uparrow\uparrow\uparrow\rangle \quad (4.8)$$

mit der Projektion auf die z -Quantisierungsachse 0, +1 und -1 . Die Trionen im Triplett werden von dem residenten Elektron aus der s -Schale, dem Elektron aus der p -Schale und dem Loch aus dem Valenzband gebildet [83]. Das energetisch darüberliegende Singulett S_p wird ebenfalls vom residenten Elektron aus der s -Schale, dem Elektron aus der p -Schale und dem Loch aus dem Valenzband mit einer antisymmetrischen Wellenfunktion gebildet:

$$|S_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) |\uparrow\rangle, \quad (4.9)$$

mit Gesamtspin 0. Das Triplett T_p liegt aufgrund von Elektron-Elektron-Wechselwirkung Δ_{ee} um einige meV unter dem Singulett S_p [84, 85] und besitzt durch Elektron-Loch-Wechselwirkung Δ_{eh} ($\sim 50 - 200 \mu\text{eV}$ [83]) eine Feinstruktur. Diese wird im Folgenden nicht berücksichtigt, da der Einfluss von Δ_{ee} wesentlich größer ist.

Wird die Probe II mit der Energie von 1,39 eV angeregt, so werden sowohl die Singulett S_s -Zustände, als auch Triplett T_p -Zustände in zwei Subensembles angeregt. Das eine Subensemble besteht aus QDs, deren erster angeregter Zustand S_s mit dieser Energie übereinstimmt. Im zweiten Subensemble wird mit dieser Energie der T_p -Zustand angeregt. Hier kann das Elektron innerhalb des QD durch Auger-Prozesse oder unter Erzeugung von Phononen innerhalb von 20 – 30 ps aus dem T_p -Zustand, in den S_s -Zustand relaxieren^{ix} [87]. Somit wird in beiden Subensembles über den S_s -Zustand eine langlebige Spinkohärenz erzeugt.

Die Spinkohärenz aus beiden Subensembles wird, trotz des Unterschiedes von 20 meV, von dem Probe-Puls registriert. Diese Art Detektion von zwei energetisch unterschiedlichen Zuständen wurde bereits an Quantenschichten mittels Kerr-Rotationsmessungen beobachtet [21] und kann für FR-Messungen durch den Verlauf der Amplitudenfunktion, in Abhängigkeit von der energetischen Verstimmung, erklärt werden [66]. Die Amplitude fällt mit der energetischen Verstimmung sehr langsam ab und kann niederenergetische Zustände detektieren, vgl. Abschnitt 4.1.4. Die Signalamplitude des energetisch niedrigeren Subensembles müsste jedoch geringer sein. Eine Abschätzung der angeregten QDs [88] in der Nähe des PL-Maximums (1,38 eV) ergibt etwa 10^6 QDs und die Anzahl der QDs am PL-Rand (1,40 eV) ist um einen

^{ix}Dieses Verhalten wurde mit Hilfe von differentiellen Transmissionsmessungen von H. Kurtze [86] in seiner Dissertation aus dem Jahr 2011 detailliert für Probe I untersucht.

Faktor zwei kleiner. Dieser Faktor wirkt sich auf die Signalamplitude aus und kompensiert den Unterschied.

Um eine langlebige Spinkohärenz innerhalb des energetisch niedrigeren Subensembles zu erzeugen, darf die Spinpolarisation nach dem Relaxationsprozess nicht verloren gehen, d.h. der Intra-bandübergang ist spinerhaltend, wobei die Bahnpulsquantenzahl um 1 erniedrigt wird. Eine Erklärung dafür gibt die polarisationsabhängige Untersuchung der PL von negativ geladenen QDs [89]. Die nichtresonante, polarisierte Anregung der Elektronen in höhere Niveaus aus dem Valenzband oder der Elektronen aus der Benetzungsschicht, führt zur Emission von entgegengesetzt polarisiertem Licht. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die residenten Elektronen, nach dem Zerfall der Trion-Zustände aus höheren Schalen, die gleiche Spinorientierung besitzen, wie die bei resonanter Anregung. Demzufolge kann das Prinzip der resonanten Anregung von Spinkohärenz (vgl. Abschnitt 2.5) auf die Anregung von $e_s \rightarrow T_p$ und $e_s \rightarrow S_p$ erweitert werden, bei dem sich das residente Elektron in der s -Schale und das angeregte Elektron in der p -Schale befindet. Bei nichtresonanter Anregung gibt es mehrere Möglichkeiten eines Elektronübergangs. Wird zunächst einmal von dem einfachen Fall ausgegangen, dass durch z.B. σ^+ -polarisiertes Licht nur die $|\downarrow\rangle$ -Spin-Komponente angeregt wird und die Energie resonant mit dem S_p -Zustand ist, wie in Abbildung 4.11(a) durch den blauen Pfeil symbolisiert, dann wird das residente Elektron $|\uparrow\rangle$ gemäß Formel (2.23) im Trion gebunden und hat nach der Relaxation keinen definierten Spinvektor. Die Spins in den QDs mit $|\downarrow\rangle$ -Zustand bilden das Spinkohärenzsignal, vgl. Abschnitt 2.5. Ist jedoch die Anregungsenergie resonant mit dem T_p -Zustand (energetische Pulsbreite 1,5 meV), kann dieser durch beide Zustände des residenten Elektrons in ein Trion angeregt werden, wie in Abbildung 4.11(a) durch die grünen Pfeile symbolisiert. Der erste Übergang bindet das residente Elektron in einem Spin-Triplett mit der Projektion von -1 auf der optischen Achse, der zweite Übergang bindet es in einem Triplett mit der Projektion von 0. Als Folge kann es zu einer makroskopischen Spinpolarisation kommen, da beide Elektronenspin-Zustände vollständig (bei Anregungsleistung von π) im Trion gebunden werden. Die dabei gemessene Spinkohärenz ist ein komplexer Prozess aus Relaxationen in den Grundzustand, Spinpräzessionen und Rekombinationen innerhalb des Spinensembles aus allen T_p -Zuständen. Nähere Details hierzu lassen sich in Ref. [83] finden.

4.4 Nichtresonante optische Erzeugung von Mode-Locking

Die Möglichkeit der Erzeugung von Spinkohärenz bei nichtresonanter Anregung wirft die Frage auf, ob Mode-Locking ebenfalls durch Anregung der p -Schale erzeugt werden kann? Um dieser Frage nachzugehen, wird das folgende Experiment durchgeführt. Die zeitaufgelöste FR wird mit zwei Ti:Saphir-Lasern an Probe I gemessen. Die Probe I wird für das Experiment gewählt, da sie eine schmale PL zeigt und somit weniger Inhomogenitäten besitzt. Ein weiterer Vorteil ist, dass bei einer Anregungsenergie von 1,550 eV mit einem gepulsten Ti:Saphir-Laser, der Grundzustand von den höherenergetischen Zuständen unterschieden werden kann. Diese werden in der PL-Messung sichtbar (siehe z.B. Abbildung 4.14). Die Laser sind mit einer Genauigkeit von 0,1 ps miteinander synchronisiert und erlauben es, die Pump- und Probe-Energie unabhängig voneinander zu variieren. Dabei wird die Probe-Energie resonant mit dem S_s -Zustand eingestellt, während die Pump-Energie, von der Resonanz mit der Probe-Energie bis zur Resonanz mit der d -Schale, der QDs variiert wird (siehe Abbildung 4.14). Die Anregungsleistung von 8 mW entspricht der Pulsfläche von $\theta = \pi$. Die Leistung des Probe-Strahls mit 1 mW ist klein genug, um das System nicht allzu stark zu stören.

Die untere Kurve in Abbildung 4.12 zeigt eine FR-Messung mit resonanter Pump-Probe-Energie bei einem externen Magnetfeld von 1 T. Bei dieser Messung ist sowohl das Dephasierungssignal (positive Zeiten), als auch das Mode-Locking (negative Zeiten) zu sehen. Für beide Signale ergibt sich aus den Präzessionen der Elektronenspins ein mittlerer g -Faktor von $g_e = |0,55|$. Diese Kurve soll als Referenzkurve für alle weiteren Messungen dienen. Wird nun die Pump-Energie zu höheren Energien verschoben, nimmt die Signalamplitude ab, da andere QDs angeregt werden als die, welche mit der Probe-Energie detektiert werden. Aufgrund der bereits erwähnten FR-Abhängigkeit von der Energieverstimmung (vgl. Abschnitt 2.5) können beide Signale für positive und negative Zeiten beobachtet werden, siehe dazu in Abbildung 4.12 die Kurve bei der Pump-Energie von 1,402 eV. Ein Schritt weiter, zu höheren Energien, geht die Resonanz mit der s -Schale verloren, wobei die Resonanz mit der p -Schale noch nicht erreicht wird. Beide Signale für positive und negative Zeiten sind kaum noch detektierbar. Erreicht die Pump-Energie die p -Schale-Resonanz, so nimmt die Amplitude von beiden Signalen wieder zu. Das Maximum der p -Schale-

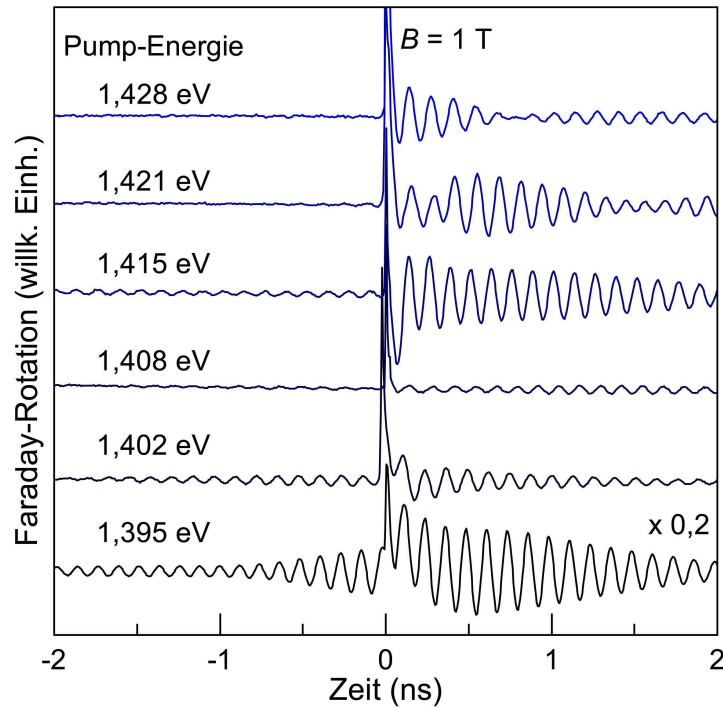


Abbildung 4.12: FR-Messungen für unterschiedliche Pump-Energien bei fester Probe-Energie 1,395 eV ($T = 6$ K). Die Modulation der Signalamplitude bei positiven Zeiten ist die gleichzeitige Anregung von Quantenpunkten auf der Hochenergieflanke in einer Schale (s -Schale oder p -Schale) und Quantenpunkten auf der niedrigen Energieflanke der nächst höher liegenden Schale (p -Schale oder d -Schale). Die unterschiedlichen Elektron- g -Faktoren für diese Quantenpunkte führen zu der beobachteten Signalmodulation.

Resonanz liegt bei 1,415 eV, bei dem auch ein lokales Maximum für beide Signale detektiert wird. Bei Anregungsenergien um 1,433 eV wird ein weiteres lokales Maximum detektiert, jedoch nur für positive Zeiten. Zusätzlich sind in Abbildung 4.12 Schwebungen für positive Zeiten zu erkennen. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass bei Anregung in höheren Schalen und Detektion im e_s -Zustand ebenfalls unterschiedliche Subensembles von QDs angeregt und detektiert werden können [83], wie bereits in Abschnitt 4.3 diskutiert wurde.

Das Experiment wird mit gleichen Parametern für ein höheres externes Magnetfeld durchgeführt $B = 6$ T. In Abbildung 4.13 sind exemplarisch die Kurven für die resonante Pump-Probe-Energie in der s -Schale (unten) und Anregung in der p -Schale (oben) sowie Detektion in der s -Schale dargestellt. Bei hohen Magnetfeldern kann kein Mode-Locking-Signal detektiert werden. Folglich lässt sich Mode-Locking nur bei Anregung in der p -Schale und bei nicht zu hohen Magnetfeldern erzeugen.

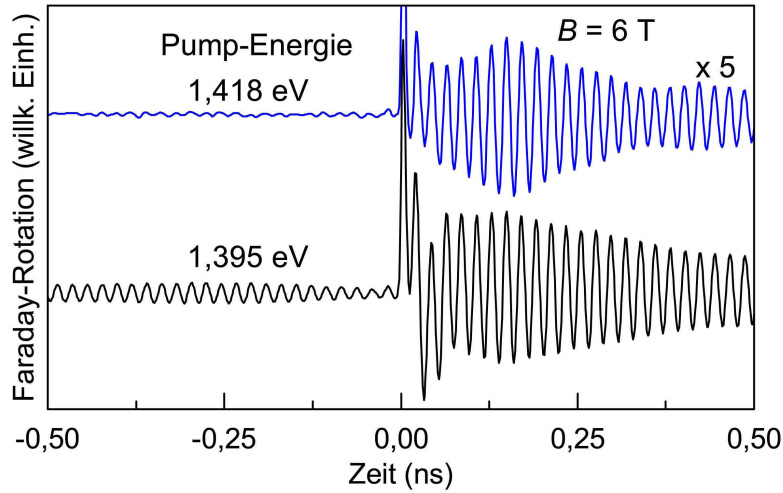


Abbildung 4.13: FR-Messungen für zwei Pump-Energien bei fester Probe-Energie von 1,395 eV und einem externen Magnetfeld von $B = 6$ T.

Dieses belegt die detaillierte Analyse der FR-Amplitude für positive und negative Zeiten in Abbildung 4.14. Es wurden dabei für die gemessenen Kurven, bei einem externen Magnetfeld von $B = 1$ T durch Anpassungskurven nach Formel (3.1), die Amplituden für positive und negative Zeiten bestimmt. Diese wurden durch die entsprechenden Amplituden der Referenzkurve normiert. Beim Verfahren der Pump-Energie aus der s -Schale fällt auf, dass die Amplitude für beide Signale gleich schnell abfällt. Bei der Anregung in der p -Schale ist die normierte Amplitude für negative Zeiten um den Faktor 3 bis 4 kleiner, als die für positive Zeiten.

Die Erzeugung von Mode-Locking durch Anregung der S_p - und T_p -Zustände kann nur funktionieren, wenn die Spinpolarisation vom Elektron und Loch nach der Relaxation des Elektrons in den S_s -Zustand nicht verloren geht. Dieses Verhalten wurde bereits durch die Untersuchung von zum einen polarisationsabhängiger PL [89], zum anderen durch Anregung der p -Schale von einzelnen QDs [90] gezeigt und lässt sich damit erklären. Jedoch gibt es kein Mode-Locking-Signal bei höheren externen Magnetfeldern.

Die Anregung der Spinkohärenz in der p -Schale kann aufgrund der zeitlichen Entwicklung von Relaxationsprozessen, mit einer resonanten Anregung durch lange Pulse (10 – 80 ps) verglichen werden. Eine solche Untersuchung wurde an Probe I durchgeführt [91] und ergab, dass die Pump-Pulsdauer kleiner sein sollte, um etwa

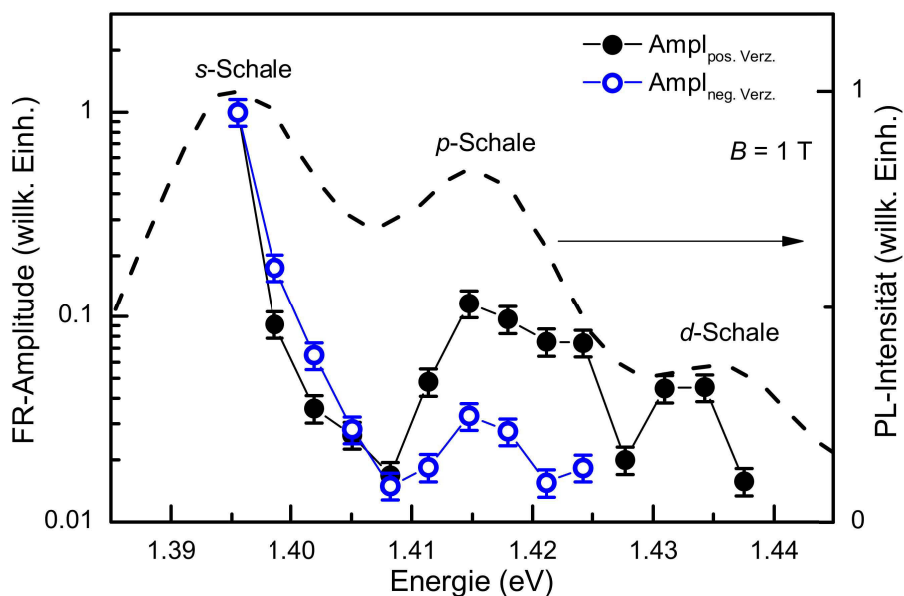


Abbildung 4.14: Faraday-Amplituden detektiert bei 1,395 eV als Funktion der Pump-Energie. Die gestrichelte Linie stellt die Photolumineszenz des QD-Ensembles dar, bei einer Anregungsenergie von 1,550 eV mit einem gepulsten Laser. Bei Energien höher als 1,425 eV wurde kein Mode-Locking beobachtet. Die Signalamplituden bei positiver und negativer zeitlicher Verzögerung wurden durch die entsprechenden Amplituden für resonante Anregung normiert.

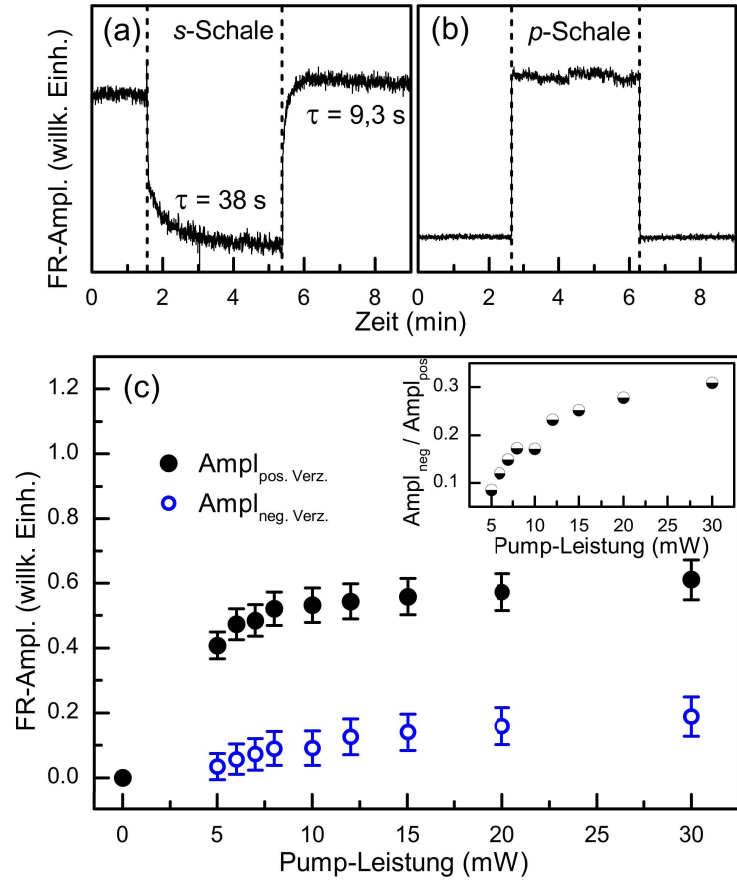
ein Viertel der Spinpräzessionsperiode

$$T_e = \frac{2\pi\hbar}{g_e\mu_B B}, \quad (4.10)$$

da sonst die bevorzugte Orientierung der nicht angeregten Spinkomponente verloren geht. Für ein Magnetfeld von $B = 1$ T und dem mittleren g -Faktor $g_e = |0,55|$ ist $T_e = 127$ ps. Das bedeutet, die Elektronen müssen innerhalb von eines Viertels dieser Zeit (~ 30 ps) relaxieren. Diese kurze Zeit stimmt mit den früheren Untersuchungen von Relaxationszeiten überein [87]. Bei einem externen Magnetfeld von $B = 6$ T reduziert sich diese Zeit auf 5 ps. Das ist offenbar zu kurz, um Relaxationsprozesse für eine große Mehrheit der optisch angeregten Ladungsträger zu erlauben und damit eine Spinpolarisation zu ermöglichen. Allerdings ist bei $B = 6$ T die Spinpolarisation detektierbar, was bedeutet, dass die Relaxation der Elektronen schneller erfolgt. Dies kann mit Hilfe von Polaronen^x erklärt werden: Für Zeiten direkt nach der Anregung durch den Pump-Puls, wird die Polaron-Resonanz in der spektralen Funktion stark

^xPolarone sind Quasiteilchen, die die Wechselwirkung der angeregten QD-Elektronen und -Löcher mit longitudinalen optischen Phononen beschreiben [92–94].

Abbildung 4.15: Langfristige Entwicklung der Faraday-Amplitude (aufgenommen bei einer festen Verzögerung) nach sofortigem Wechsel von hohen zu niedrigen Anregungsenergien und zurück. Die Schaltzeitmomente sind durch vertikale gestrichelte Linien angedeutet. (a) Für Pump und Probe resonant mit s -Schale bei 1,395 eV und (b) für Pump-Energie verschoben zu 1,493 eV in die p -Schale. (c) Faraday-Amplitude detektiert mit 1,395 eV und gepumpt mit 1,413 eV als Funktion der Pump-Leistung. (Einschub) Verhältnis von Mode-Locking-Signalamplitude zur positiven Verzögerungssignalamplitude in Abhängigkeit von der Pump-Leistung.



verbreitert. Das führt zu einer schnellen Relaxation auf der ps-Zeitskala [87]. Da dies nicht für alle beteiligten Ladungsträger gilt, ergibt sich nur eine kleine Amplitude der Spinpolarisation nach dem Pump-Puls. Das Mode-Locking-Signal kann dann lediglich von einem Drittel der polarisierten Spins gebildet werden. Dieser Anteil ist so gering, dass sich das Signal auf dem Rauschniveau befindet (vgl. Abbildung 4.13).

Die Amplitude des Mode-Locking-Signals in der p -Schale ist um den Faktor 3 bis 4 kleiner, als die des Dephasierungssignals. Frühere Untersuchungen des Mode-Locking-Signals ergaben, dass ein Drittel der Elektronenspins die Phasensynchronisationsbedingung aus Formel (4.1), ohne Kernfokussierung (vgl. Abschnitt 4.1.3), erfüllt [76]. Aufgrund dessen, dass die Kernfokussierung abhängig von der resonanten Anregung ist, suggeriert der genannte Faktor, dass für nichtresonante Anregung kein Effekt der Kernfokussierung vorliegt. Dementsprechend wird das Mode-Locking-Signal nur durch Elektronenspins, welche die Formel (4.1) von Anfang an

erfüllen, gebildet. Um diese Annahme zu überprüfen, wird das folgende Experiment durchgeführt. Die Probe I wird resonant mit dem S_s -Zustand angeregt und ebenfalls resonant detektiert, die Pulsfläche entspricht π . Bei einem externen Magnetfeld von $B = 1$ T wird die Verzögerungszeit Δt auf der negativen Zeitachse fixiert, so dass ein Mode-Locking-Signal detektierbar ist. Anschließend wird die Anregung zwischen hohen und niedrigen Pump-Leistungen schnell verändert [95]. Abbildung 4.15(a) zeigt, dass sich die Amplitude innerhalb von 10–40 s ändert. Dieses Verhalten war auch zu erwarten, da die Kerne gegenüber den Elektronen relativ langsam auf die Veränderung der Pump-Leistung reagieren. Bei gleichen experimentellen Parametern, außer der Verschiebung der Pump-Energie zur p -Schale, ergibt sich nach jeder Variation der Pump-Leistung eine direkte Änderung der Amplitude, siehe Abbildung 4.15(b). Das bestätigt die Annahme, dass in diesem Fall die Kerne die Spinkohärenz nicht verstärken.

Zur genauen Untersuchung der Spinkohärenz und des Mode-Locking in Abhängigkeit von der Pump-Leistung wird diese variiert, um gegebenenfalls eine Rabi-Oszillation der Amplitude zu beobachten; denn es wurden bereits Rabi-Oszillationen an Probe I, bei resonanter Anregung des S_s -Zustandes, für verschiedene Pulsflächen demonstriert [34]. Diese Schwingungen zeigen aufgrund der Inhomogenität der optischen Übergänge innerhalb des Ensembles eine erhebliche Dämpfung. Abbildung 4.15(c) zeigt die Amplitudenabhängigkeit von Spinkohärenz und Mode-Locking von der Pump-Leistung in der p -Schale. Durch Erhöhung der Pump-Leistung steigt die Amplitude sowohl vor, als auch nach dem Pump-Puls. Dabei beträgt die Amplitude des Mode-Locking-Signals ein Drittel der Spinkohärenz für positive Zeiten. Für höhere Pump-Leistungen ist jedoch kein Anzeichen von Rabi-Oszillationen zu erkennen, wie bereits für Einzel-QD-Messungen demonstriert wurde [96]. Das lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Inhomogenität einen größeren Einfluss auf die Spinkohärenz und das Mode-Locking-Signal, bei nichtresonanter Anregung, hat. Dies war zu erwarten, da zusätzlich zu den Inhomogenitäten, in Bezug auf die optischen Übergänge, Störungen durch die Relaxationsprozesse hinzugekommen sind, die sich auf das Signal für positive wie auch negative Zeiten auswirken.

Der Einschub in Abbildung 4.15(c) zeigt das Verhältnis zwischen dem Mode-Locking-Signal und der Spinkohärenz für positive Zeiten, in Abhängigkeit von der Pump-Leistung. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Verhältnis anfänglich mit der Pump-Leistung steigt bis es in eine Sättigung übergeht. Dieses Verhalten lässt sich auf

Folgendes zurückführen: Das Signal für positive Zeiten wird durch alle polarisierten Elektronenspins innerhalb des QD-Ensembles gebildet. Das Signal für negative Zeiten wird nur von den wenigen Spins erzeugt, welche die Phasensynchronisationsbedingung aus Formel (4.1) erfüllen. Der Anteil der Spins, die dazu beitragen, kann durch Erhöhung der Pump-Leistung gesteigert werden. Denn bei höheren Pump-Leistungen wird das Spektrum der synchronisierten Präzessionsfrequenzen erweitert. Frequenzen, die nahe zu den Mode-Locking-Frequenzen liegen, tragen dann auch zum Signal bei [7]. Als Konsequenz verläuft die Amplitudenabhängigkeit des Mode-Locking-Signals nicht linear mit der Pump-Leistung, sie hat ein Maximum zwischen den Pulsflächewerten π und 2π . Im Gegensatz dazu, liegt das Amplitudenmaximum für positive Zeiten bei einer Pulsfläche von π [59]. Das hat zur Folge, dass das Signal für positive Zeiten früher mit der Pump-Leistung steigt, als das für negative Zeiten. Das äußert sich im Verlauf des Verhältnisses, der im Einschub der Abbildung 4.15(c) dargestellt ist.

4.5 Anisotropie der Elektron- und Loch- g -Faktoren

Mehrere Experimente zur Messung von Elektron- und Loch- g -Faktoren wurden bereits an QDs durchgeführt; in Abhängigkeit von der Anregungsenergie, Stärke des externen Magnetfeldes und auch für verschiedene Magnetfeldrichtungen [63, 97]. Letztere geben das Verhalten des Spins in verschiedenen Richtungen relativ zur Wachstumsrichtung der Probe wieder, jedoch nur innerhalb der QD-Ebene. Es wurden auch theoretische Berechnungen auf der Basis der $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ Theorie, unter Berücksichtigung von Bandmischung und Verspannung des Kristallgitters durchgeführt [47, 98, 99]; allerdings gibt es noch kein umfassendes Modell für den Einfluss solcher Parameter. Aufgrund des angenommenen s -Orbitals wird erwartet, dass der g -Faktor des Elektrons isotrop ist; während der g -Faktor des Lochs aufgrund des p -Orbitals anisotrop ist. In diesem Abschnitt sollen das Experiment und die Ergebnisse zur Bestimmung des Elektron- und Loch- g -Faktor-Tensors in QDs vorgestellt werden.

Dazu wird die Probe II im 3D-Vector-Rotate-Magnet-Kryostaten platziert. Dieser bietet den Vorteil, dass das Magnetfeld durch Steuerung der Ströme innerhalb der Spulen in jede beliebige Raumrichtung ausgerichtet werden kann. In früheren Unter-

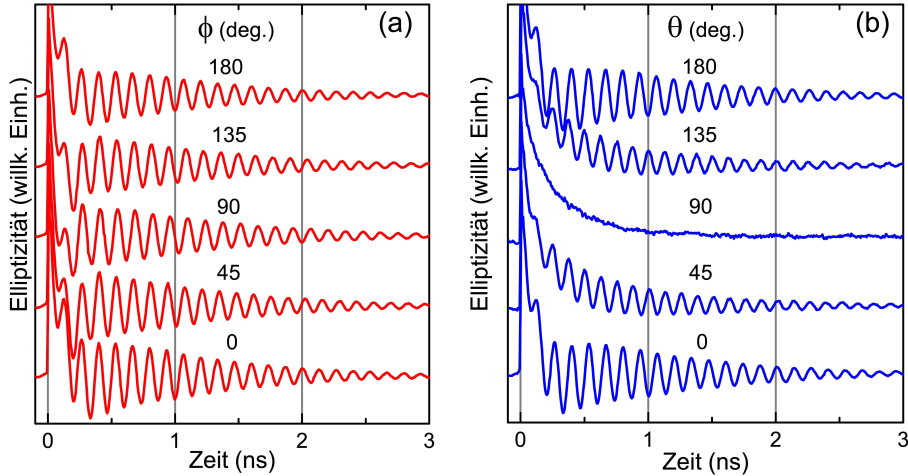


Abbildung 4.16: (a) Elliptizitätsmessungen für verschiedene Magnetfeldwinkel ϕ , relativ zur x -Achse in der x - y -Ebene der QD-Probe. (b) Entsprechende Messungen für den Magnetfeldwinkel θ , relativ zur x -Achse in der x - z -Ebene.

suchungen mit einem Standard-System mit nur einem Spulenpaar musste die Probe II, selbst relativ zum Magnetfeld gedreht werden. Dies führte dazu, dass einerseits die Zusammensetzung des angeregten Spinensembles variiert wurde, und sich demzufolge der mittlere g -Faktor änderte. Andererseits kam es dazu, dass die optische Achse nicht mehr senkrecht zu der Probenebene war. Die zirkulare Polarisation des Pump-Strahls veränderte sich für große Kippwinkel zwischen der Wachstumsrichtung der Probe und dem Pump-Strahl. Daher wurden die Spins nicht mehr effektiv ausgerichtet. Im 3D-Vector-Rotate-Magnet-Kryostaten wird die Probe nicht bewegt, weshalb immer das gleiche Spinensemble angeregt und die Polarisation des Pump-Strahls nicht verändert wird. Die Ausrichtung der Probe II innerhalb des Kryostaten ist so gewählt, dass die Kristallachsen parallel zu den Hauptachsen des Magnetfeldes sind: z ist parallel zu $[001]$, x und y entsprechen $[110]$ und $[1\bar{1}0]$. Diese Achsen fallen auch mit den Hauptachsen des Elektron- bzw. Loch- g -Faktor-Tensors zusammen. Die Variation des Magnetfeldes wird durch die Winkel ϕ und θ beschrieben, wie in Abbildung 2.7 definiert. Mit diesen Winkeln können auch die absoluten Werte der g -Faktoren für beliebige Richtungen, durch die Komponenten entlang der Tensor-Hauptachsen, ausgedrückt werden

$$g_i(\phi, \theta)^2 = (g_{i,x} \cos \phi \cos \theta)^2 + (g_{i,y} \sin \phi \cos \theta)^2 + (g_{i,z} \sin \theta)^2. \quad (4.11)$$

In Abbildung 4.16(a) sind exemplarisch Elliptizitätsmessungen bei $B = 1$ T für verschiedene Winkel ϕ (x - y -Ebene) dargestellt. Alle Kurven starten mit gleicher Spin-

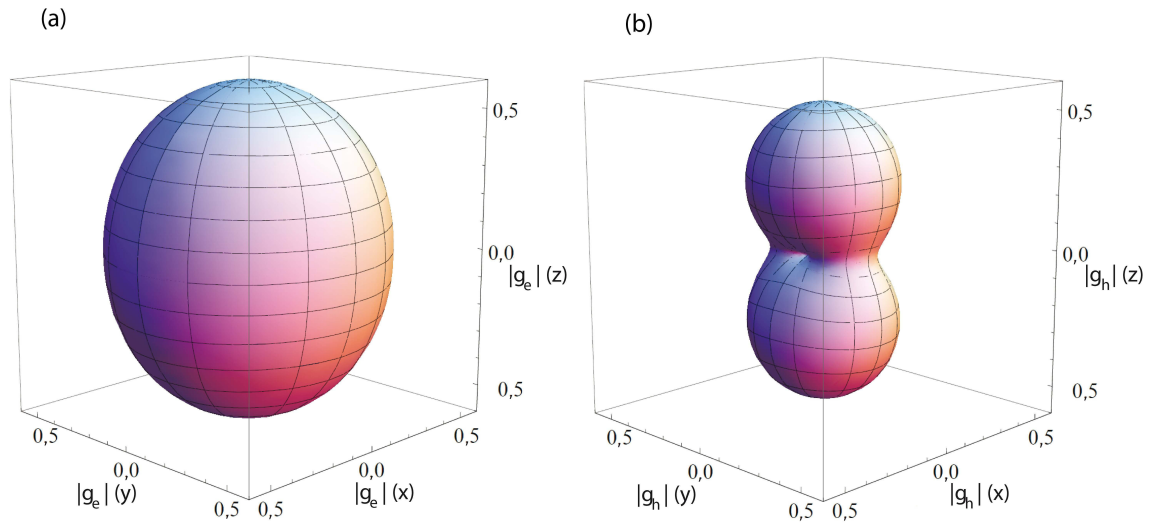


Abbildung 4.17: Konturdiagramm des Elektron- und Loch- g -Faktor-Tensors, bestimmt aus den Elliptizitätsmessungen.

orientierung und weisen qualitativ das gleiche Verhalten auf. Betrachtet man jedoch den zeitlichen Phasenverlauf, lässt sich feststellen, dass nach 2 ns eine Phasenänderung von π möglich ist. Die Phase ändert sich aufgrund von leicht unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen, was auf eine Variation von g -Faktoren schließen lässt.

Durch das Variieren des Winkels θ wird das Magnetfeld in der x - z -Ebene rotiert, bei festem Winkel $\phi = 0^\circ$. Die dabei gemessenen Kurven unterscheiden sich sehr deutlich in ihren Verläufen, vgl. Abbildung 4.16(b). Bei $\theta = 0^\circ$ und 180° handelt es sich um die Voigt-Geometrie, der Kurvenverlauf entspricht dem gleichen Verlauf wie in Abbildung 4.16(a) dargestellt. Die Kurve, bei der das Magnetfeld um 90° gedreht ist, wurde in der Faraday-Geometrie aufgenommen. Dabei können keine Spinpräzessionen gemessen werden, denn die Richtung der Spinorientierung, die durch den Laser erzeugt wird, entspricht der Richtung des Magnetfeldes. Demzufolge können die Spins nicht präzedieren, die Spinpolarisation geht mit der Zeit durch verschiedene Spinrelaxationsmechanismen verloren und kann durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden. Für alle anderen Winkel (z.B. 45° bzw. 135°) besteht das Signal, aufgrund von Inhomogenitäten, aus einer Überlagerung von Oszillationen und den exponentiellen Relaxationsprozessen. Dies führt dazu, dass für Winkel $\theta > 25^\circ$ kein Signal der Lochspins detektierbar ist.

Die experimentellen Daten werden mit Hilfe von Kurvenanpassungen ab der zwanzigsten Pikosekunde analysiert. Für das langlebige (~ 4 ns), schnell oszillierende

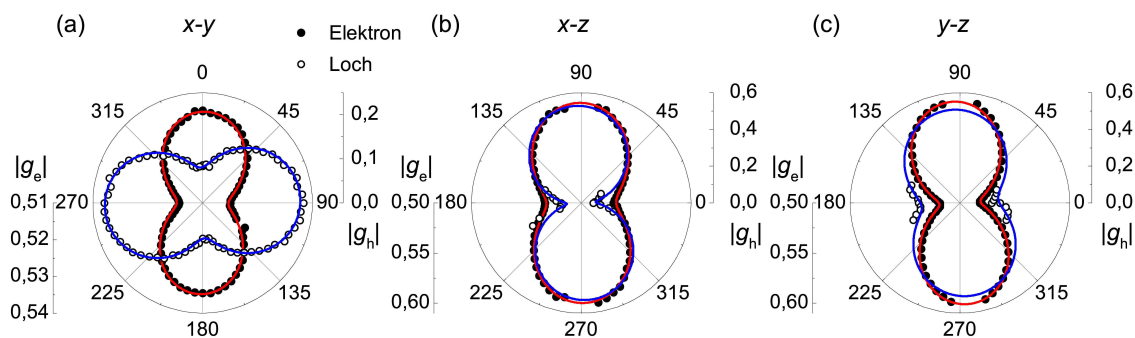


Abbildung 4.18: Magnetfeldwinkel abhängiger Elektron- und Loch- g -Faktor in (a) $x-y$ -, (b) $x-z$ - und (c) $y-z$ -Ebene. Die Linien sind Anpassungen der Daten mit der Formel (4.11).

Elektronenspinsignal lässt sich die Frequenzverteilung am besten durch eine Gauß-Funktion [63] nach Formel (3.2) anpassen, während sich das kurzlebige (~ 500 ps), langsam oszillierende Lochspinsignal am besten durch eine Exponentialfunktion nach Formel (3.1) wiedergeben lässt. Die unterschiedlichen Gleichungen sind so gewählt, um eine bestmögliche Anpassung an die Daten erreichen zu können. Aus den auf diese Weise bestimmten g -Faktoren lässt sich, durch Anpassung nach Formel (4.11), der g -Faktor-Tensor für Elektronen und Löcher ermitteln. Abbildung 4.17 ist eine Konturdarstellung des (a) Elektron- bzw. (b) Loch- g -Faktor-Tensors. Dabei ist der Elektron- g -Faktor nahezu isotrop, während der Loch- g -Faktor eine starke Anisotropie aufweist, was durch die hantelförmige Form verdeutlicht wird.

Weitere Details werden durch Schnitte durch die Konturdarstellung, entlang der jeweiligen Achsen, sichtbar. In Abbildung 4.18(a) sind sowohl die absoluten Werte des g -Faktors der Elektronen, als auch des g -Faktors der Löcher in der $x-y$ -Ebene dargestellt. Die Skalierung für den Elektron- g -Faktor wird so gewählt, dass die Abweichungen von der Isotropie sichtbar sind. Die Darstellung zeigt eine Anisotropie innerhalb der QD-Ebene ($x-y$) mit $|g_{e,x}| = 0,54 \pm 0,01$ und $|g_{e,y}| = 0,52 \pm 0,01$ auf. Diese Asymmetrie kann durch einen Anisotropiefaktor

$$P_{e,xy} = \frac{g_{e,x} - g_{e,y}}{g_{e,x} + g_{e,y}} = 1,8\%, \quad (4.12)$$

beschrieben werden. Für das Loch ist dabei die Anisotropie ohne Skalierung zu erkennen, denn für die Hauptachsen ergibt sich aus $|g_{h,x}| = 0,08 \pm 0,01$ und $|g_{h,y}| = 0,23 \pm 0,01$ ein Anisotropiefaktor von $P_{h,xy} = -48,0\%$. Diese Daten bestätigen die Ergebnisse für Probe I, vorgestellt in [97]. Das negative Vorzeichen zeigt, dass die Loch- g -Faktor-Anisotropie senkrecht zu der Elektron- g -Faktor-Anisotropie angeordnet ist.

	$ g_x $	$ g_y $	$ g_z $	P_{xy}	P_{xz}	P_{yz}
Elektron	0,54	0,52	0,60	1,8 %	-5,6 %	-7,4 %
Loch	0,08	0,23	0,53	-48,0 %	-74,0 %	-35,0 %

Tabelle 4.2: Elektron- und Loch- g -Faktoren mit den dazugehörigen Anisotropiefaktoren der QD-Probe II.

In z -Richtung beträgt der g_h -Faktor etwa $|g_{h,z}| \approx 0,53 \pm 0,05$, was einen Anisotropiefaktor von $P_{h,xz} = -74,0\%$ in der x - z -Ebene und $P_{h,yz} = -35,0\%$ in der y - z -Ebene ausmacht. Diese Werte sind im Vergleich zu den Werten der Elektron- g -Faktor-Anisotropie relativ hoch, denn es ergibt sich $P_{e,xz} = -5,6\%$ und $P_{e,yz} = -7,4\%$. Alle Werte sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Somit bestätigt sich die Erwartung von einem fast isotropen g -Faktor des Elektrons. Der geringe Anisotropiefaktor in der x - y -Ebene ist auf eine leicht elliptische Form der QDs zurückzuführen. Theoretische Berechnungen des Anisotropiefaktors in Abhängigkeit der Form ergeben ein Seitenverhältnis von etwa 1,7 [81], demnach sind die QDs in Probe II in der x -Richtung länger, als in y -Richtung. Die geringe Anisotropie in der x - z - bzw. y - z -Ebene kann durch die Mischung von Schwer- und Leichtlöchern hervorgerufen werden [100]. Die Mischung kann z.B. durch geringe mechanische Verspannung innerhalb der Struktur entstehen [98, 101].

Die Anisotropie des Loch- g -Faktors hängt entscheidend von der Größe und Form der QDs ab [99]. In der x - y -Ebene kann sich sogar das Vorzeichen des Loch- g -Faktors ändern [97]. Die Anisotropie in der x - z - bzw. y - z -Ebene ist, im Vergleich zu der Elektron- g -Faktor-Anisotropie relativ groß. Im Vergleich zur Loch- g -Faktor-Anisotropie in QWs ist sie klein (vgl. Abschnitt 5.4). Diese kann einen Anisotropiefaktor von 100% erreichen und ist von der Breite der QW abhängig [52, 53]. Die Ergebnisse bestätigen und unterstreichen die Notwendigkeit weiterer Studien, sowohl experimentell, als auch theoretisch, um ein umfassendes Verständnis der g -Faktoren zu erhalten.

5 Spinkohärenz in ZnSe/(Zn,Mg,S)Se- Quantenschichten

Innerhalb des letzten Jahrzehnts wurden viele Untersuchungen an binären II-VI-Verbindungshalbleitern, in Form von Quantenschichten, durchgeführt. Dabei wurden Zeeman-Aufspaltung [102], Spinkohärenz [103], resonante Spinamplifikation [104] bis hin zu der optischen Kontrolle der Elektronenspinkohärenz in QWs [6] untersucht. Die meisten dieser Studien wurden als Grundlagenforschung an Cadmiumtellurid-QWs (CdTe) durchgeführt. Bei Dotierung mit Mangan-Ionen (Mn) ergab sich sogar ein neuer Kandidat für die Quanteninformationsverarbeitung [105]. Im letzten Jahr sind insbesondere ZnSe-basierte QWs, mit Eisen (I) oder Fluor (F) dotiert, in den Fokus der Forschung gerückt [106, 107]. Allerdings gibt es kaum Grundlagenforschung zu ZnSe-Quantenschichten. Daher ist es von entscheidendem Interesse, ein umfassendes Verständnis der Spinkohärenz von Elektronen und Löchern und ihrer g -Faktoren zu erhalten.

5.1 Einführung

An dieser Stelle wird zunächst die Probe charakterisiert und vorherige Reflektivitätsuntersuchungen, durchgeführt von G. V. Astakhov und D. R. Yakovlev, vorgestellt [102]. Dabei wird der Ladungszustand des Trions innerhalb der QW bestimmt. Anschließend werden die Ergebnisse zur optischen Erzeugung von Elektron- und Lochspinkohärenz dargestellt und mit Ergebnissen der Messungen an CdTe-QWs verglichen. Zum Schluss werden die Messungen zur Bestimmung des g -Faktortensors von Elektronen und Löchern beschrieben.

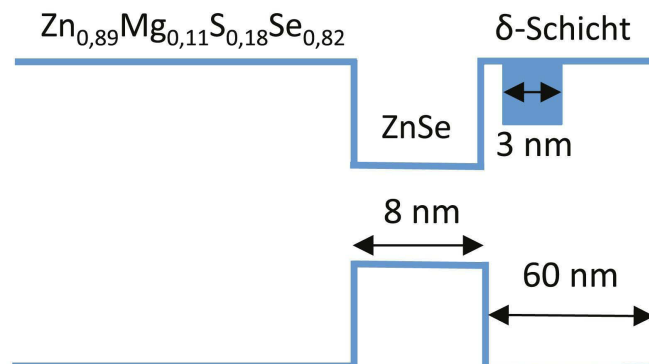
5.1.1 Probe

Die, in diesem Kapitel vorgestellte, ZnSe-QW Probe wurde schichtweise auf einem in (100)-Richtung orientierten GaAs-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie aufgewachsen. Dabei ist die 8 nm breite Quantenschicht umgeben von einer Barriere aus $\text{Zn}_{0,89}\text{Mg}_{0,11}\text{S}_{0,18}\text{Se}_{0,82}$, mit einem Abstand von 50 nm zur Oberfläche. Zusätzlich wurde eine 3 nm breite δ -Schicht in einem Abstand von 1 nm zur QW aufgebracht. Diese wurde mit einer Konzentration von $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ Chlor-Ionen (Cl) versehen, um eine n-Dotierung zu erreichen. In Abbildung 5.1 ist der Aufbau der Probe schematisch dargestellt.

5.1.2 Bestimmung des Ladungszustandes des Trions

Zur Charakterisierung der Probe werden Reflektivitätsmessungen durchgeführt [102]. Dazu wird die Probe in einem Kryostaten auf 1,6 K gekühlt und mit dem Spektrum einer Halogenlampe beleuchtet. Dabei wird der hochenergetische Anteil des Halogenlampenspektrums mit einem Filter ab 2,95 eV abgeschnitten. Aus dem von der Probe reflektierten Spektrum und der zuvor aufgenommenen Referenzmessung wird durch Quotientenbildung das eigentliche Spektrum ermittelt. Die Referenzmessung wird benötigt, um die Einflüsse der Apparatur zu kompensieren. Bei dieser Messung wird, anstatt der Probe, ein Spiegel im Kryostaten platziert und genau gleich ausgerichtet, damit der Absolutwert des Spektrums nicht verfälscht wird. Das so entstandene Reflektivitätsspektrum ist in Abbildung 5.2 als gestrichelte Linie dargestellt. Das Spektrum zeigt deutlich die Resonanzen von X_{hh} - und X_{lh} -Zuständen. Eine sehr schwache Resonanz wird 3,3 meV von dem X_{hh} -Zustand entfernt, auf der

Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der ZnSe-Probe. Die QW besteht aus einer 8 nm breiten Schicht aus ZnSe, umgeben von einer Barriere aus $\text{Zn}_{0,89}\text{Mg}_{0,11}\text{S}_{0,18}\text{Se}_{0,82}$. Zusätzlich ist die Probe mit einer 3 nm δ -Schicht versehen. Diese hat einen Abstand von 1 nm zur QW und ist mit Cl dotiert.



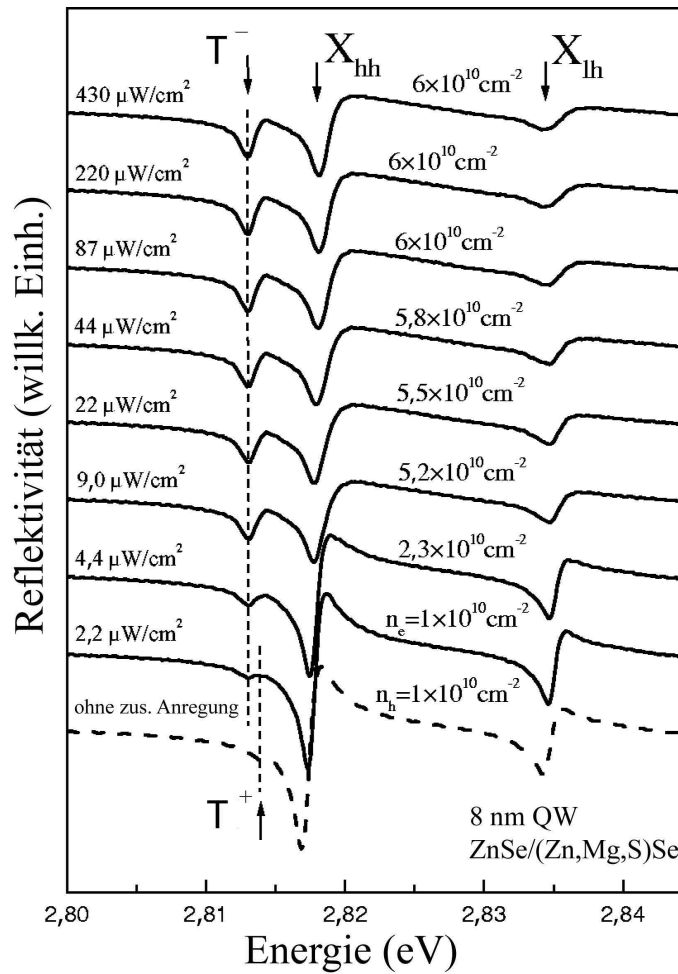


Abbildung 5.2: Reflektivitätsmessungen der ZnSe-QW mit zusätzlicher Anregung über der Barriere. Die gestrichelte Kurve stellt das Reflektivitätsspektrum der QW ohne zusätzliche Anregung dar, bei $B = 0\text{ T}$ und $T = 1,6\text{ K}$. Die anderen Kurven zeigen die Abhängigkeit des Reflektivitätsspektrums von der Anregungsleistung des Ar-ion Lasers mit einer Anregungsenergie von $3,5\text{ eV}$. Die Anzahl der T^- -Zustände hängt von der Anregungsleistung des Ar-ion Lasers ab. Diese Abbildung wurde entnommen aus Ref. [102].

niederenergetischen Seite detektiert. Diese Resonanz wird aus polarisations- und magnetfeldabhängigen Messungen als T^+ -Zustand identifiziert, nähere Details finden sich in Ref. [102]. In Abbildung 5.2 sind ebenfalls Reflektivitätsspektren in Abhängigkeit von der Leistung einer zusätzlichen Anregung über der Barriere ($3,5\text{ eV}$) dargestellt. Mit der zusätzlichen Anregung verschwindet der T^+ -Zustand. Zudem ist in einem energetischen Abstand von $4,4\text{ meV}$ zum X_{hh} -Zustand, auf der niederenergetischen Seite, die Resonanz des T^- -Zustandes zu sehen [102].

Da die Probe eine n-Dotierung aufweisen sollte, ist es überraschend, dass sie ohne

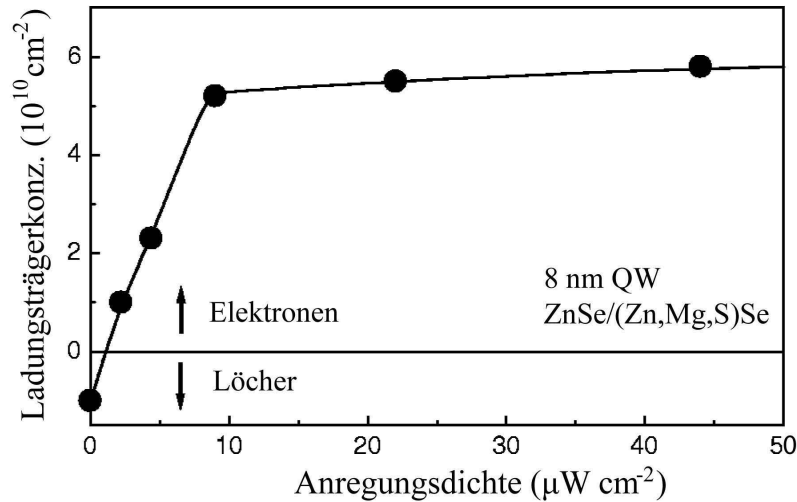


Abbildung 5.3: Ladungsträgerkonzentration in der Quantenschicht in Abhängigkeit der Intensität der zusätzlichen Anregung über der Barriere. Diese Abbildung wurde entnommen aus Ref. [102].

zusätzliche Anregung eine p-Dotierung aufzeigt. Die Elektronen aus der δ -Schicht sind entweder gebunden durch geladene Oberflächenzustände, oder befinden sich weiterhin beim Donator [102]. Dies führt zu einem verdünnten Lochgas in der QW, mit einer Lochkonzentration von $n_h = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Der Wert wird mittels der Oszillatorstärke des T^+ -Übergangs ermittelt, der für kleine Ladungsträgerdichten linear proportional zur Ladungsträgerkonzentration ist (weitere Details hierzu ersichtlich in Ref. [108, 109]). Die zusätzliche Anregung sorgt dafür, dass Elektronen in höhere Zustände übergehen. Diese relaxieren in die QW, um ihre potentielle und kinetische Energie zu minimieren, was dazu führt, dass die Konzentration der Elektronen in der QW steigt. Die Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit der Anregungsleistung ist in Abbildung 5.3 veranschaulicht. Ab einer Anregungsleistung von etwa $10 \mu\text{W cm}^{-2}$ ergibt sich eine Sättigung der Ladungsträgerkonzentration bei etwa $n_e = 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Somit lässt sich sowohl der T^+ -Zustand, als auch der T^- -Zustand in ein- und derselben QW untersuchen. Demzufolge ist diese Probe ein interessanter Kandidat zur Untersuchung der g -Faktor-Anisotropien von Elektronen und Löchern.

In den folgenden Abschnitten werden die Experimente zur Erzeugung von Elektron- und Lochspinkohärenz sowie die Experimente zur Bestimmung der Anisotropie der Elektron- und Loch- g -Faktoren vorgestellt.

5.2 Optische Erzeugung von Elektron- und Lochspinkohärenz

Zur Bestimmung der Resonanzen wird zunächst die Resonanzenergie der Probe erneut bestimmt. Dabei wird die Probe im superfluiden Helium auf 1,7 K gekühlt und mit einem Dauerstrichlaser, bei der Energie von 3,061 eV über der Barriere, optisch angeregt. In Abbildung 5.4(a) ist die gemessene PL der Probe dargestellt. Es sind zwei Maxima zu erkennen. Dabei wird das höherenergetische Maximum durch den X_{hh} -Zustand (2,815 eV) hervorgerufen, das Niederenergetische von dem T^- -Zustand (2,809 eV). Der T^+ -Zustand (2,811 eV) ist in der PL nicht zu erkennen, da durch die Anregung über der Barriere die Elektronenkonzentration in der QW erhöht wird; die Elektronen rekombinieren mit den Löchern, weshalb die Probe eine n-Dotierung aufweist. Der relative energetische Abstand zwischen den drei Zuständen entspricht in etwa den bestimmten Abständen mittels Reflektivitätsmessungen [102]. Jedoch sind die Resonanzen um etwa 5 meV zu niedrigeren Energien verschoben. Dies lässt sich durch die Stokes-Verschiebung [110] erklären.

Als Nächstes wird die Spindynamik im externen transversalen Magnetfeld, bei Anregung mit der Energie von 2,811 eV mittels Kerr-Rotation, untersucht. Dazu wird das emittierte Laserlicht (882,14 nm) durch einen Lithiumtriborat-Kristall frequenzverdoppelt (441,07 nm) und somit die nötige Anregungsenergie erreicht. Das externe Magnetfeld wird in x -Richtung angelegt (Voigt-Geometrie) und in 0,5 T-Schritten variiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.4(b) dargestellt. Das Signal weist bei allen Magnetfeldstärken langsame Schwingungen auf, vergleichbar mit den Lochspinpräzessionen in den vorgestellten QDs (vgl. Abschnitt 4.2). Eine genauere Analyse der Daten mittels Formel (3.1) ergibt, dass die Präzessionsfrequenz linear von der Stärke des externen transversalen Magnetfeldes abhängt, vgl. Abbildung 5.4(c). Außerdem resultiert ein Loch- g -Faktor von $|g_h| = 0,08 \pm 0,01$. Die Dephasierungszeiten lassen sich ebenfalls durch eine $1/B$ -Abhängigkeit vom Magnetfeld beschreiben, wobei sich nach Formel (4.5) ein $\Delta g_h = 0,027 \pm 0,002$ bestimmen lässt. Dieser Wert ist fast um einen Faktor 2 größer, als der gemessene Wert in der QD-Probe II, vgl. Abschnitt 4.2. Somit lassen sich die kurzen Dephasierungszeiten durch die unterschiedlichen g -Faktoren der Löcher innerhalb der QW erklären. Da die QW nicht wesentlich breiter ist als die Höhe der vorgestellten QDs, kommt es durch Inhomogenitäten in der Grenzschicht, zwischen dem QW-Material und dem Material der

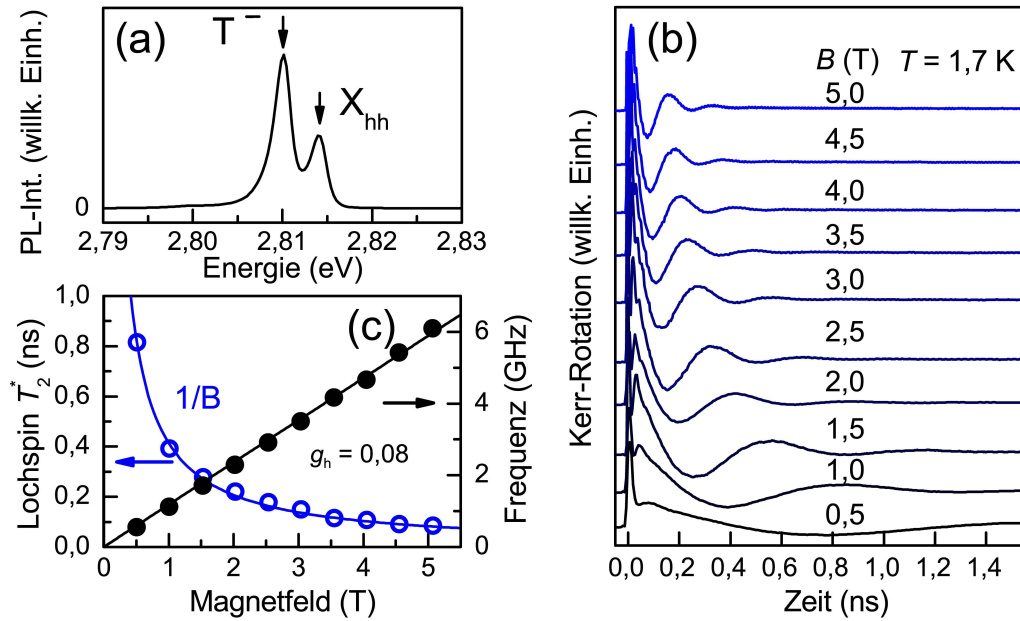


Abbildung 5.4: (a) Photolumineszenz der Quantenschicht, angeregt mit einem Dauerstrichlaser mit einer Photonenenergie von 3,061 eV (über der Barriere). (b) Zeitaufgelöste Kerr-Rotationskurven bei verschiedenen Magnetfeldern und Pump-Probe-Laserenergie von 2,811 eV (T^-). (c) Lochspinpräzessionsfrequenz in Abhängigkeit vom externen transversalen Magnetfeld. Die schwarze Linie stellt eine lineare Anpassung an die Daten dar. Dephasierungszeit T_2^* in Abhängigkeit vom externen transversalen Magnetfeld. Die Anpassungskurve zeigt eine $1/B$ -Abhängigkeit.

Barriere, zu verschiedenen Präzessionsfrequenzen der Lochspins. Dies hat wiederum eine relativ große Verteilung der g -Faktoren zur Folge.

Die untere Kurve in Abbildung 5.5(a) zeigt die langsame Schwingung, die durch die Präzession der Lochspins in dem externen transversalen Magnetfeld von $B = 2$ T erzeugt wird. Die Vergrößerung des entsprechenden Signals, der ersten 100 ps, weist schnelle Oszillationen auf, die von photogenerierten Elektronen erzeugt werden, siehe Abbildung 5.5(b). Diese Elektronen haben eine schnelle Dephasierungszeit, die durch die Exzitonlebenszeit $\tau = 55 \pm 5$ ps begrenzt ist. Die oberen Kurven in Abbildung 5.5(a) zeigen die gleichen Messungen, mit zusätzlicher Anregung durch einen Dauerstrichlaser bei 3,061 eV für verschiedene Leistungen. Bei kleinen Leistungen kann das Signal in zwei Komponenten mit unterschiedlichen Schwingungsfrequenzen getrennt werden. Diese Komponenten werden von schnell präzedierenden Elektronenspins und langsam präzedierenden Lochspins gebildet. Bei höherer Anregungsleistung verschwindet das Signal der Lochspins und es wird nur noch das Signal der Elektronenspins, mit einem g -Faktor von $|g_e| = 1,18 \pm 0,01$ detektiert. Aufgrund der

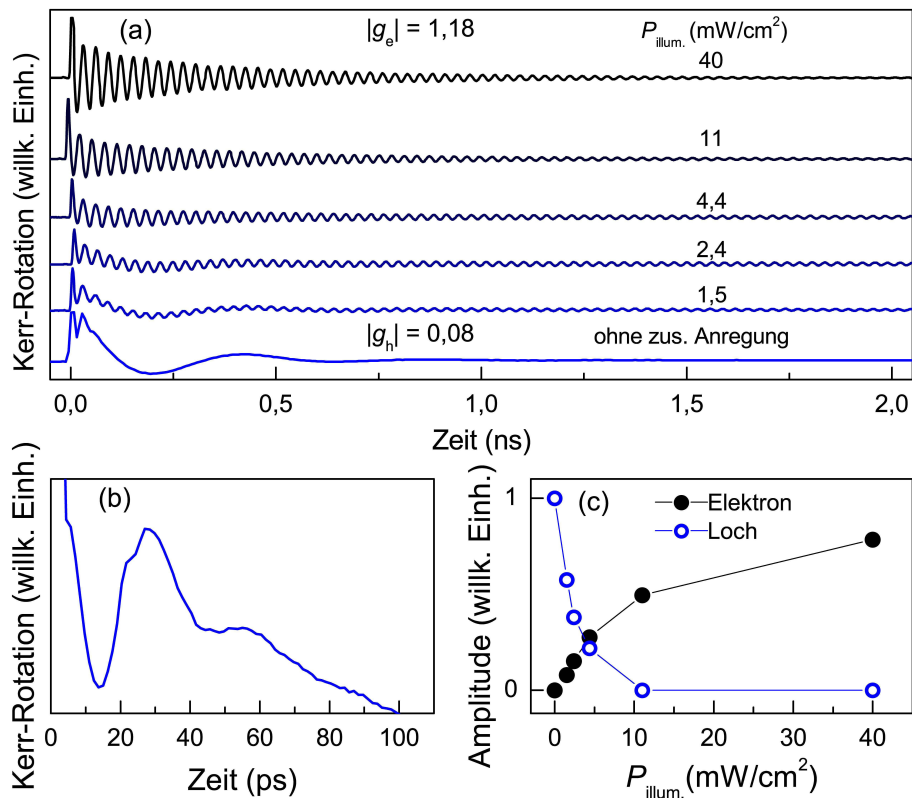


Abbildung 5.5: (a) Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen mit zusätzlicher Anregung durch einen Dauerstrichlaser bei 3,061 eV (über der Barriere) für unterschiedliche Anregungsleistungen. (b) Vergrößerung des entsprechenden Signals der ersten 100 ps, ohne zusätzliche Anregung; das Signal weist schnelle Oszillationen auf, die von photogenerierten Elektronen erzeugt werden. (c) Elektron- und Loch-Signalamplitude (normalisiert) in Abhängigkeit der zusätzlichen Anregungsleistung.

langen Dephasierungszeit von über 13,2 ns muss es sich daher um residente Elektronen in der QW handeln [111, 112]. Die Analyse der Amplitude der beiden Signalkomponenten, in Abhängigkeit der zusätzlichen Anregungsleistung, ist in Abbildung 5.5(c) dargestellt. Diese bestätigt die Reflektivitätsmessungen, dass mit zusätzlicher Anregung die Elektronendichte in eine Sättigung übergeht und die Probe daraufhin eine vollständige n-Dotierung aufweist. Bei geringen Anregungsleistungen koexistieren beide Signale. Diese Koexistenz vom Elektron- und Lochspinsignal in der QW kann durch die Inhomogenitäten an der Grenzschicht erklärt werden; durch diese bilden sich Bereiche, in denen sich nur Elektronen oder nur Löcher aufhalten, die wiederum durch den gepulsten Ti:Saphir-Laser polarisiert werden. Innerhalb dieser Bereiche kann durch die zusätzliche Anregung der Ladungszustand der erzeugten Trionen und somit der Ladungszustand der QW gesteuert werden. Eine solche Ko-

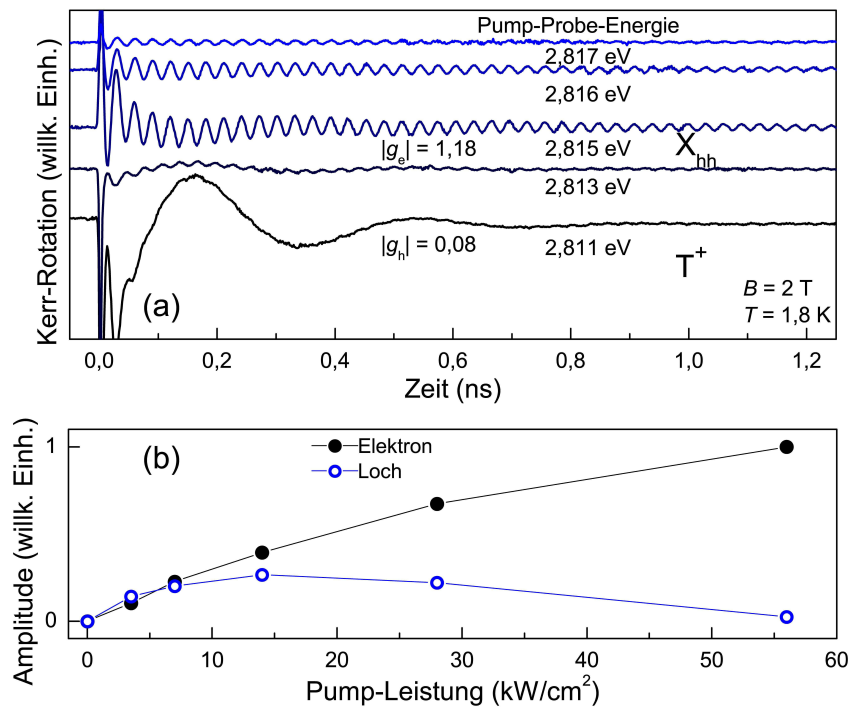


Abbildung 5.6: (a) Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen bei unterschiedlichen Pump- und Probe-Energien. Die untere Kurve zeigt eine resonante Trion-Anregung. Bei höheren Energien wird die Exzitonresonanz erreicht und es wird eine Koexistenz von langlebigen Elektron- und Lochspinpräzessionen detektiert. (b) Elektron- und Lochspinsignalamplitude (normiert) in Abhängigkeit von der Pump-Leistung (Ti:Saphir-Laser) des X_{hh} -Zustandes.

existenz und Steuerung von langlebigen Elektron- und Lochspinpräzessionen wurde bereits in CdTe-QWs gezeigt, siehe Ref. [103]. Jedoch sind die hier vorgestellten Dephasierungszeiten der Lochspins für $B = 0,5 \text{ T}$ mindestens um den Faktor 2 größer. Die notwendige zusätzliche Anregungsleistung um den Ladungszustand vollständig zu ändern, ist eine Größenordnung kleiner. Ohne zusätzliche Anregung weist die Probe eine reine p-Dotierung auf. Damit lässt sich der Ladungszustand vollständig von positiv nach negativ und umgekehrt ändern.

Eine weitere Möglichkeit den Ladungszustand der QW zu ändern, basiert auf der Veränderung der Anregungsenergie des Ti:Saphir-Lasers [103]. In Abbildung 5.6(a) sind die Ergebnisse der entsprechenden Messreihe dargestellt. Dabei wird die Pump- und Probe-Energie von der T^+ -Resonanz zu X_{hh} verändert. Wie deutlich erkennbar ist, nimmt die Amplitude des Lochspinsignals ab, sobald die Anregungsenergie zu höheren Energien verschoben wird (2,813 eV). Dabei wird bereits Elektronenspin-kohärenz erzeugt, jedoch mit einer geringen Effektivität. Bei resonanter Anregung

des X_{hh} -Zustandes (2,815 eV) ist die Erzeugung von Elektronenspinkohärenz wesentlich effektiver, was man an der Amplitudenzunahme erkennt. Jedoch kann weiterhin Lochspinkohärenz detektiert werden. Dementsprechend kann Elektronen- und Lochspinkohärenz, bei resonanter Anregung des X_{hh} -Zustandes, ebenfalls in der QW koexistieren. Die Koexistenz wird bei noch höheren Anregungsenergien (2,816 eV) aufgehoben, da nur die Elektronenspinkohärenz detektiert wird. Diese wird wiederum nur noch mit einer geringen Effektivität erzeugt, da sich die Anregungsenergie am Rand der PL befindet.

Die Koexistenz der Elektronen- und Lochspinkohärenz bei der Anregungsenergie von 2,815 eV kann durch die Pump-Leistung beeinflusst werden. In Abbildung 5.6(b) ist die Abhängigkeit der Signalamplitude der Elektronen- und Lochspinkohärenz dargestellt. Die Amplituden sind auf die maximale Amplitude der Elektronenspinkohärenz normiert. Beide Spinkohärenzen koexistieren zu gleichen Teilen, bis zu einer Pump-Leistung von etwa 8 kW/cm^2 . Bei höherer Leistung nimmt die Amplitude der Lochspinkohärenz ab und die der Elektronenspinkohärenz zu, bis nur noch die Elektronenspinkohärenz detektierbar ist. Dies liegt an der hohen Pump-Leistung, die einerseits die Elektronenspinkohärenz erzeugt und andererseits die Elektronenkonzentration erhöht. Es führt zu einer höheren Rekombinationsrate der Elektronen mit den Löchern, womit das Signal der Lochspinkohärenz verschwindet.

5.3 T_2^* -Zeiten der Elektronenspinkohärenz

Die langen Dephasierungszeiten ($T_2^* > 13,2 \text{ ns}$) der Elektronenspins in der QW können aufgrund der Wiederholungsperiode $T_R = 13,2 \text{ ns}$ nicht genau bestimmt werden. Die T_2^* -Zeiten können mittels resonanter Spinamplifikation, die im Abschnitt 3.2 vorgestellt ist, bestimmt werden. Dazu wird folgendes Experiment durchgeführt: Die Wellenlänge und damit die Anregungsenergie des Ti:Saphir-Lasers wird so eingestellt, dass sie, nach einer Frequenzverdopplung der Wellenlänge, resonant mit dem T^+ -Zustand (2,811 eV) ist. Der zeitliche Abstand zwischen Pump- und Probe-Puls beträgt $\Delta t = -55 \text{ ps}$. Das externe transversale Magnetfeld wird kontinuierlich geändert, um die Elektronenspinresonanzen detektieren zu können.

Da das Signal bei Anregung des T^+ -Zustandes in den ersten 55 ps schnelle Elektronenspinpräzessionen aufweist, wird das Experiment ohne zusätzliche Anregung über

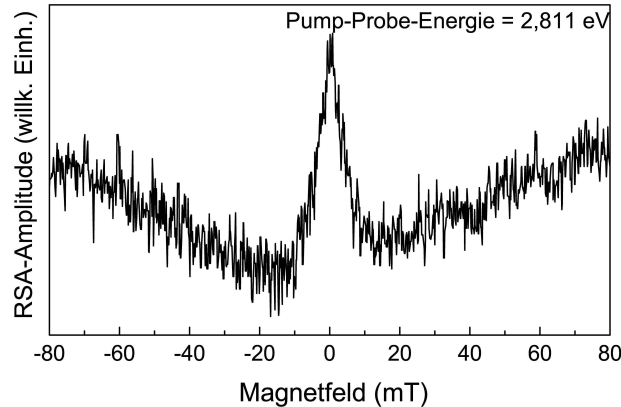


Abbildung 5.7: RSA-Messung bei resonanter Anregung des T^+ -Zustandes (2,811 eV), mit einem zeitlichen Abstand zwischen Pump- und Probe-Puls von $\Delta t = -55$ ps.

der Barriere durchgeführt. Dies dient dazu, um einerseits sicherzugehen, dass es unter diesen Bedingungen keine langlebige Elektronenspinkohärenz gibt und andererseits um zu überprüfen, ob bei geringeren Magnetfeldern eine langlebige Lochspinkohärenz existiert. In Abbildung 5.7 ist das Ergebnis der Messung veranschaulicht. Es wird ein Maximum des Signals bei sehr geringen Magnetfeldern $\Delta B = 8$ mT für $B = 0$ mT detektiert. Eine solche Resonanz wird bei jeder RSA-Messung detektiert [4]. Die Amplitude hängt von der anisotropen Spinrelaxationszeit der beteiligten Ladungsträger ab [59]. Die Anisotropie der Spinrelaxationszeiten wurde kürzlich für CdTe-QWs untersucht; Details hierzu lassen sich in Ref. [104] finden. Da das Signal unter diesen Anregungsbedingungen keine periodischen Resonanzen aufweist, kann davon ausgegangen werden, dass keine langlebige Elektronen- oder Lochspinkohärenz auf diese Weise erzeugt werden kann.

Das Experiment wird mit zusätzlicher Anregung wiederholt. Dabei entspricht die Pump-Leistung des Ti:Saphir-Lasers etwa 3 kW cm^{-2} und die Leistung der zusätzlichen Anregung etwa 40 mW cm^{-2} , um eine reine p-Dotierung zu gewährleisten. Das unter den genannten Bedingungen gemessene Signal ist in Abbildung 5.8(a) dargestellt. Das Signal weist periodisch wiederkehrende Resonanzen auf bei denen, mit steigendem Magnetfeld, die Amplitude reduziert wird. Es wird das zweite Maximum auf der negativen Magnetfeldachse ausgewertet, um die Dephasierungszeit der Elektronenspinkohärenz zu bestimmen. Dieses Maximum wird ausgewählt, da es sich zum einen bei einem noch relativ geringen Magnetfeld befindet, zum anderen kein Einfluss des nullten Maximums vorliegt: Bei Magnetfeldern um $B = 0$ mT wird die Dephasierungszeit der Elektronenspins durch Fluktuationen des Kernmagnetfeldes,

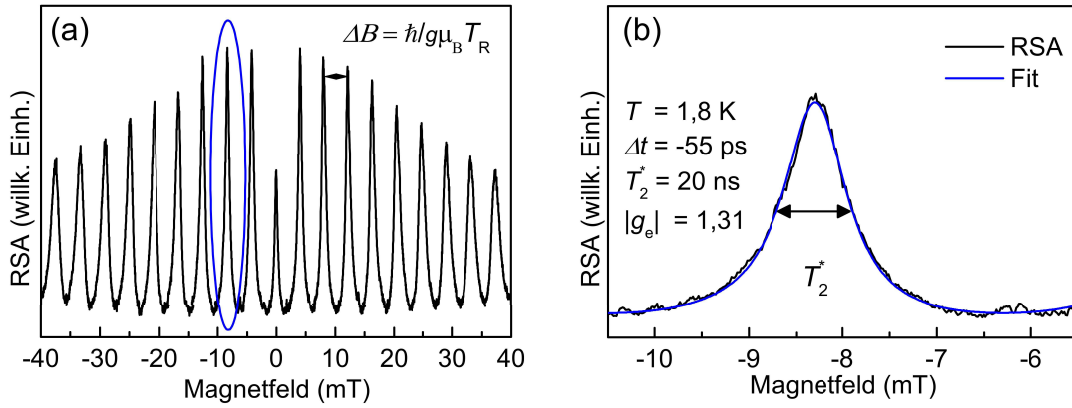


Abbildung 5.8: (a) RSA-Messung bei resonanter Anregung des T^+ -Zustandes (2,811 eV) mit zusätzlicher Anregung über der Barriere (3,061 eV). (b) Auswertung des zweiten Maximums durch die Anpassung nach Formel (3.5).

über die Kern-Hyperfeinwechselwirkung bestimmt [78, 113]. Die Anpassungskurve nach Formel (3.5) an das zweite Maximum ist in Abbildung 5.8(b) gezeigt. Die Dephasierungszeit liegt hier bei $T_2^* = 20,0 \pm 0,5 \text{ ns}$. Der Elektron- g -Faktor wird aus dem Abstand der Maxima bestimmt, es ergibt sich ein Wert von $|g_e| = 1,31 \pm 0,01$.

Im Vergleich dazu werden die Dephasierungszeiten der Elektronenspins bei Anregung des X_{hh} -Zustandes, ohne zusätzliche Anregung bei gleicher Pump-Leistung von etwa 3 kW cm^{-2} bestimmt. Die Messdaten sind in Abbildung 5.9(a) dargestellt. Wie deutlich zu erkennen ist, nimmt die Amplitude der Maxima mit steigendem Magnetfeld wesentlich schneller ab. Die Analyse des zweiten Maximums ergibt eine Dephasierungszeit von $T_2^* = 10,0 \pm 0,5 \text{ ns}$. Der Elektron- g -Faktor ergibt sich ebenfalls aus dem Abstand der Maxima $|g_e| = 1,39 \pm 0,01$. Die unterschiedlichen Dephasierungszeiten der Elektronenspins können durch den Dyakonov-Perel-Mechanismus (vgl. Abschnitt 2.5) begründet werden. Bei der Anregung des T^+ -Zustandes wird durch die zusätzliche Anregung mit hoher Leistung, die Elektronenkonzentration maximiert (vgl. Abbildung 5.5(c)). Dies führt dazu, dass ein Elektron nur eine geringe Zeit zwischen der Streuung an den anderen Elektronen hat, um seine Polarisationsrichtung zu ändern. Es trägt schließlich zu längeren Dephasierungszeiten bei. Durch Anregung des X_{hh} -Zustandes wird die Elektronenkonzentration nicht maximiert, demnach hat das einzelne Elektron mehr Zeit seine Polarisationsrichtung zu ändern und die Dephasierungszeit nimmt ab.

Die ermittelten Elektron- g -Faktoren aus den RSA-Messungen $|g_{e,T}| = 1,31 \pm 0,01$ und $|g_{e,X}| = 1,39 \pm 0,01$ weichen deutlich von den Werten aus den Kerr-Rotations-

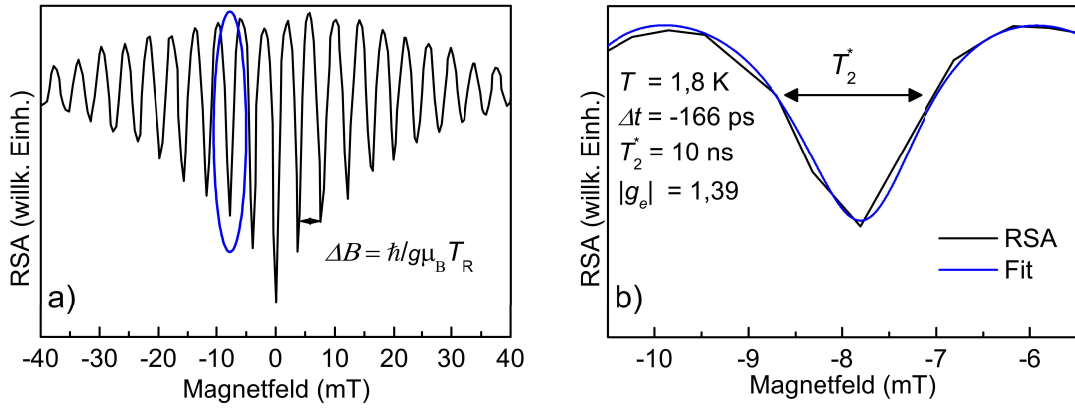


Abbildung 5.9: (a) RSA-Messung bei resonanter Anregung des X_{hh} -Zustandes (2,815 eV). (b) Auswertung des zweiten Maximums durch die Anpassung nach Formel (3.5).

messungen $|g_e| = 1,18 \pm 0,01$ ab. Diese Abweichung kann durch Kern-Hyperfeinwechselwirkung hervorgerufen werden [4].

$$H_{KH-WW} = \sum_n a_n(\mathbf{S}\mathbf{I}_n) \quad (5.1)$$

mit $a_n = v_n A_n |\Psi(\mathbf{r}_n)|$, wobei v_n das Volumen einer Einheitszelle ist. $\Psi(\mathbf{r}_n)$ ist die Wellenfunktion des Elektrons, an der Stelle des n -ten Kerns. A_n gibt die Kopplungskonstante wieder, \mathbf{I} und \mathbf{S} sind der jeweilige Kern- bzw. Elektronenspin. Diese Wechselwirkung ist für s -artige Bloch-Funktionen 4 – 5 mal stärker, als für die p -artigen [114]. Bei sehr geringen Magnetfeldern ($B < 100 \text{ mT}$) ist die Hyperfeinwechselwirkung, die vorherrschende Wechselwirkung zwischen Elektronen und Kernen [4]. Diese wirkt sich, ähnlich wie bei der Phasensynchronisation durch Kerne in den QDs (siehe Abschnitt 4.1.3), auf die Präzessionsfrequenzen der Elektronen aus, was wiederum zu abweichenden g -Faktoren führt.

5.4 Anisotropie der Elektron- und Loch- g -Faktoren

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse zur Bestimmung des Elektron- und Loch- g -Faktor-Tensors in der QW vorgestellt werden. Dazu wird das Experiment mit den gleichen Parametern für das externe Magnetfeld durchgeführt, wie bereits in Ab-

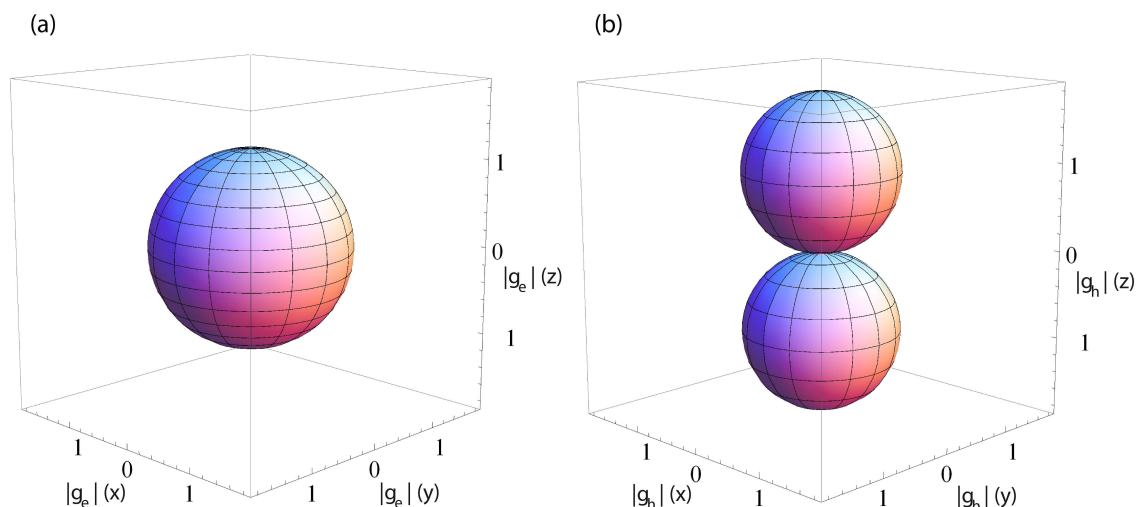


Abbildung 5.10: Konturdiagramm des Elektron- und Loch- g -Faktor-Tensors, bestimmt aus den Elliptizitätsmessungen.

schnitt 4.5 beschrieben. Es wird lediglich die Anregungsenergie an die Resonanz vom T^+ -Zustand angepasst und die zeitaufgelöste Spindynamik der Löcher mittels Kerr-Rotation, im externen Magnetfeld von $B = 2$ T gemessen. Zur Bestimmung des Elektron- g -Faktor-Tensors wird die Probe, bei gleicher Anregungsenergie (Ti:Saphir-Laser), zusätzlich über der Barriere, mit einer Leistung von etwa 40 mW cm^{-2} angeregt, um hiermit eine reine p-Dotierung zu gewährleisten.

In der Voigt-Geometrie zeigt das Signal der Lochspins für verschiedene Magnetfeldwinkel ϕ , nach der Initialisierung der Spinpolarisation, qualitativ den gleichen Verlauf (ähnlich wie in Abbildung 5.4(b)). Im Laufe der Zeit ändert sich die Phasenentwicklung und damit die Präzessionsfrequenz für verschiedene Orientierungen des Magnetfeldes. Demnach liegen g -Faktor-Variationen vor.

Durch das Variieren des Winkels θ wird das Magnetfeld in der x - z -Ebene bei festem Winkel $\phi = 0^\circ$ rotiert. Das Drehen des Magnetfeldes aus der QW-Ebene führt dazu, dass die Amplitude des Kerr-Rotationssignals schwächer wird. Wenn das Feld in Faraday-Geometrie orientiert ist, also senkrecht zur Ebene der QW, gleich der optischen Achse, tritt keine Präzession der Spins mehr auf. Stattdessen wird ein reiner exponentieller Abfall der Signalamplitude detektiert. Dieses Verhalten gleicht dem, der in Abschnitt 4.5 bereits für Löcher in QDs vorgestellt wurde. Für Magnetfeldausrichtungen in z -Richtung wird die Spinpräzession zu schwach, um zuverlässige Werte für die g -Faktoren zu erhalten. Dies geschieht üblicherweise für Winkel $\theta > 8^\circ$.

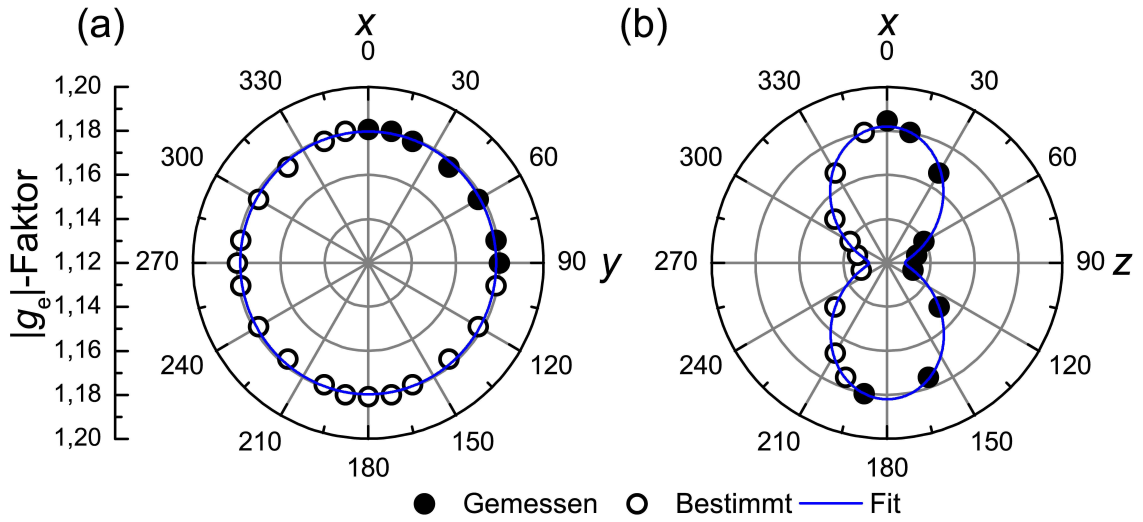


Abbildung 5.11: Magnetfeldwinkelabhängiger Elektron- g -Faktor in (a) x - y und (b) x - z -Ebene. Die Linien sind Anpassungen der Daten mit der Formel (4.11).

In diesem Fall werden die Daten soweit wie möglich gemessen und mit Hilfe von Kurvenanpassungen nach Formel (3.1) analysiert. Die fehlenden Loch- g -Faktoren werden mittels der Formel (4.11) bestimmt, woraus der g -Faktor-Tensor für Löcher resultiert. Abbildung 5.10(b) ist eine Konturdarstellung des Loch- g -Faktor-Tensors. Der Loch- g -Faktor weist eine sehr starke Anisotropie auf, was durch die hantelförmige Form verdeutlicht wird. Die Konturdarstellung des Elektron- g -Faktor-Tensors in Abbildung 5.10(a) ist auf die gleiche Art und Weise, aus den Messungen mit zusätzlicher Anregung, bestimmt worden. Der Elektron- g -Faktor ist nahezu isotrop.

Weitere Details werden anhand von Schnitten durch die Konturdarstellung, entlang der jeweiligen Achsen, sichtbar. In Abbildung 5.11(a) und 5.11(b) sind die absoluten Werte des g -Faktors der Elektronen, für die verschiedenen Ebenen dargestellt. Auf eine Messung und Darstellung in der y - z -Ebene wird verzichtet, da der Elektron- g -Faktor in der x - y -Ebene isotrop ist. Die Punkte in den Abbildungen sind g -Faktor-Werte, die aus den Messungen ermittelt werden; die Kreise sind g -Faktor-Werte, die aus Symmetriegründen an den Hauptachsen gespiegelt werden. Die Skalierung für den Elektron- g -Faktor wird so gewählt, dass die Abweichungen von der Isotropie sichtbar sind. Die Darstellung zeigt keine Anisotropie innerhalb der QD-Ebene (x - y) mit $|g_{e,x}| = 1,18 \pm 0,01$ und $|g_{e,y}| = 1,18 \pm 0,01$ auf. Demzufolge ist der Anisotropiefaktor in dieser Ebene $P_{e,xy} = 0\%$. In z -Richtung ergibt sich ein geringerer Wert des Elektron- g -Faktors $|g_{e,x}| = 1,13 \pm 0,02$, was zu einem Anisotropiefaktor von $P_{e,xz} = P_{e,yz} = 2,2\%$ für beide Ebenen führt.

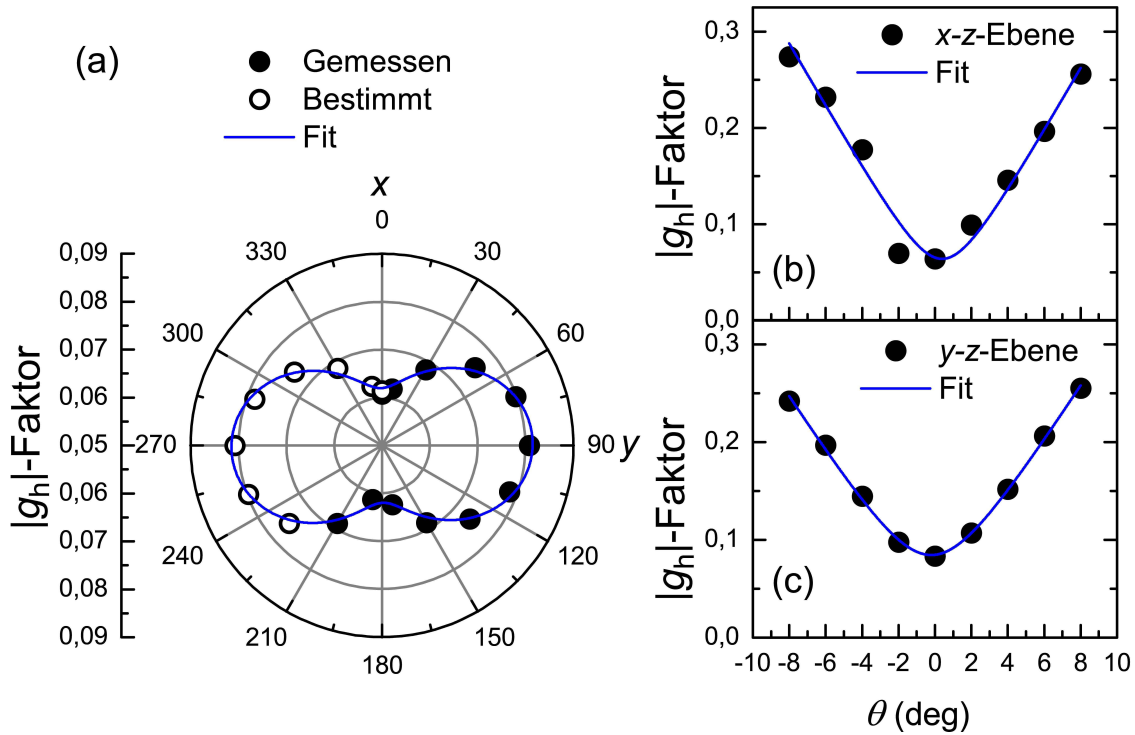


Abbildung 5.12: Magnetfeldwinkelabhängiger Loch- g -Faktor in (a) x - y -, (b) x - z - und (c) y - z -Ebene. Die Linien sind Anpassungen der Daten mit der Formel (4.11).

Die detaillierte Betrachtung des Loch- g -Faktors ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Für das Loch wurde die Skala ebenfalls angepasst, um die Anisotropie zu erkennen: Denn für die Hauptachsen ergibt sich aus $|g_{h,x}| = 0,06 \pm 0,01$ und $|g_{h,y}| = 0,08 \pm 0,01$ ein Anisotropiefaktor von $P_{h,xy} = -14,3\%$. In z -Richtung beträgt der g_h -Faktor etwa $|g_{h,z}| \approx 1,8 \pm 0,2$, was einen Anisotropiefaktor von $P_{h,xz} = -93,5\%$ ausmacht. Die starke Anisotropie in dieser Ebene wird in Abbildung 5.12(b) verdeutlicht. Der g_h -Faktor ändert sich innerhalb von wenigen Grad (Änderung der Magnetfeldrichtung), um einen Faktor 4–5. Unter Berücksichtigung der Fehler und der sehr starken Anisotropie in z -Richtung kann der Loch- g -Faktor, innerhalb der x - y -Ebene, als relativ isotrop bezeichnet werden. Die Werte der Elektron- und Loch- g -Faktoren, mit den dazugehörigen Anisotropiefaktoren, sind zum Vergleich in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Das isotrope Verhalten des Elektron- g -Faktors in der x - y -Ebene, war aufgrund seiner s -artigen Bloch-Funktion zu erwarten [4]. Die geringe Anisotropie in der x - z - bzw. y - z -Ebene kann durch geringe mechanische Verspannung innerhalb der Struktur und/oder durch die Inhomogenitäten an den Grenzschichten entstehen [98, 101].

	$ g_x $	$ g_y $	$ g_z $	P_{xy}	P_{xz}	P_{yz}
Elektron	1,18	1,18	1,13	0 %	2,2 %	2,2 %
Loch	0,06	0,08	1,80	-14,3 %	-93,5 %	-91,5 %

Tabelle 5.1: Elektron- und Loch- g -Faktoren mit den dazugehörigen Anisotropiefaktoren der QW-Probe.

Diese Anisotropie zeigt ein ähnliches Verhalten auf, wie die in Abschnitt 2.4 vorgestellte Anisotropie für GaAs-QWs [21]: Denn für beide Anisotropien gilt $g_{x,y} > g_z$.

Da der Loch- g -Faktor in der x - y -Ebene von 0 abweicht, kann von verschiedenen Aspekten abhängen [51]: Die Anisotropie kann durch den Parameter des Kohn-Luttinger- (oder Bir-Pikus-) Hamiltonoperator beschrieben werden. Der Loch- g -Faktor hängt zudem von der Verteilung der Wellenfunktion des Schwerlochs im Material der Barriere und von der Spin-Bahn-Aufspaltung ab. Darüber hinaus entsteht, durch geringe mechanische Verspannung innerhalb der Struktur, eine Mischung der Schwer- und Leichtlöcher. Unter Berücksichtigung der Fehler des Loch- g -Faktors ist der Anisotropiefaktor in der x - y -Ebene im besten Fall $P_{e,xz} = P_{e,yz} < 1\%$, woraus sich schlussfolgern lässt, dass der Elektron- g -Faktor so gut wie keine Anisotropie aufweist. Der g -Faktor in z -Richtung ist von der QW-Breite abhängig und kann einen Wert von $|g_h| \sim 2$ annehmen. Dieses Verhalten wurde bereits in verschiedenen QWs nachgewiesen [52, 53, 112], was den Wert von $|g_{h,z}| \approx 1,8 \pm 0,2$ als einen realistischen Anpassungswert bestätigt.

6 Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit untersuchten Elektron- bzw. Lochspinkohärenzen sowie die dazugehörigen Elektron- bzw. Loch- g -Faktoren in Halbleiter-Quantenstrukturen zeigen auf, dass es viele unterschiedliche Möglichkeiten gibt Spintronik-Bauelemente zu realisieren.

Die Untersuchung der Elektron- g -Faktor-Dispersion hat ergeben, dass die Zusammensetzung und die Größe der QDs einen Einfluss auf den Elektron- g -Faktor haben. Jedoch wird der Elektron- g -Faktor im Wesentlichen von der Größe der Bandlücke bestimmt, während die Spinkohärenzzeit von der Homogenität der QDs abhängt. Diese wird dabei stark von der Durchführung des Ausheilungsprozesses und der Qualität des Wachstumsprozesses beeinflusst. Die beobachtete Abhängigkeit des Elektron- g -Faktors von der optischen Übergangsenergie suggeriert eine universelle Abhängigkeit, die für weitere QDs überprüft werden sollte.

Hingegen führt Inhomogenität der QDs dazu, dass Spinkohärenz durch nichtresonante optische Anregung erzeugt werden kann, indem zwei QD-Subensembles mit ein- und derselben Energie angeregt werden; das Eine wird über den s -Schalen-Singulett-Zustand, das Andere über den p -Schalen-Singulett- bzw. Triplett-Zustand erzeugt. Im zweiten Fall relaxieren die Spins innerhalb von etwa 20 – 30 ps von den höherenergetischen Zuständen in den s -Schalen-Singulett-Zustand. Eine solche Methode, zur Erzeugung von Spinkohärenz in zwei Subensembles, könnte verwendet werden, um zwei Quanten-Bits mit ein- und derselben Anregungsenergie zu initialisieren. Diese könnten dann als Logikgatter benutzt werden, vorausgesetzt es gibt eine Wechselwirkung zwischen den Ensembles, wie in Ref. [88] aufgeführt wird.

Die verschiedenen Elektron- g -Faktoren in den QDs führen zum Mode-Locking-Effekt, der durch Kernfokussierung verstärkt wird. Die Kernfokussierung hat zwar den Vorteil, dass die Signalamplitude größer wird, zugleich aber den Nachteil, dass „schnelle Kontrolle“ der Elektronenspins, z.B. durch einen weiteren Laser-Puls nicht möglich

ist. Dies lässt sich dadurch begründen, dass die Kerne, im Vergleich zu den Elektronen, sehr langsam relaxieren und somit die Elektronen beeinflussen. Durch die nichtresonante optische Erzeugung von Mode-Locking kann der Kernfokussierungseffekt umgangen werden, um „schnelle“ Spintronik-Bauelemente zu realisieren.

Die Anisotropie der Elektron- und Loch- g -Faktoren in QDs könnte ebenfalls für die Realisierung von Spintronik-Bauelementen interessant sein. In diesem Fall sollte sie für die Elektronen entweder reduziert werden, um nicht als Störfaktor zu fungieren, oder im Gegenteil erhöht werden, um eine bessere Unterscheidung der Signale zu gewährleisten. In beiden Fällen kann der g -Faktor nur über den Ausheilungsprozess und/oder den Wachstumsprozess beeinflusst werden, indem die Größe und die Form variiert werden. Der Loch- g -Faktor in der QD-Ebene hängt dabei entscheidend von der Form des QD ab.

Neben den Quantenpunkten wurde innerhalb dieser Arbeit auch Quantenschichten näher untersucht. In diesem Kontext wurde die Erzeugung von Elektron- und Lochspinkohärenz aufgezeigt. Dabei gibt es verschiedene Möglichkeiten den Ladungszustand vollständig zu verändern; einerseits mit zusätzlicher Anregung über der Barriere, andererseits durch Variation der Anregungsenergie und -leistung des Ti:Saphir-Lasers. Zusätzlich ist es möglich eine Koexistenz von Elektron- und Lochspinkohärenz zu erzeugen.

Die Untersuchung der Elektron- und Loch- g -Faktor-Anisotropie in der QW ergab, dass der Elektron- g -Faktor in allen Ebenen nahezu isotrop ist. Im Vergleich dazu, weist der Loch- g -Faktor lediglich in der x - y -Ebene ein isotropes Verhalten auf, während sich in der x - z - bzw. y - z -Ebene ein Anisotropiefaktor von über 90% ergibt. In der z -Richtung hängt der Loch- g -Faktor von der Breite der QW ab. Mit einer systematischen Studie der g -Faktor-Anisotropie für verschieden hohe QDs könnte zukünftig überprüft werden, ob die gleiche Abhängigkeit für QDs wie für QWs gilt. Die QW bietet gegenüber dem QD den Vorteil von einem nahezu isotropen Elektron- g -Faktor. Der Nachteil ist jedoch, dass die Elektronen nicht so stark lokalisiert sind, was wiederum die Kontrolle dieser erschwert.

Die Ergebnisse dieser Arbeit bestätigen das weitere Studien sowohl experimentell, als auch theoretisch notwendig sind, um ein umfassendes Verständnis der Spinkohärenz sowie der g -Faktoren zu erhalten und somit Spintronik-Bauelemente zukünftig zu realisieren.

Literaturverzeichnis

- [1] FEYNMAN, R. P.: *Simulating physics with computers*. International Journal of Theoretical Physics, 21:467–488, 1982.
- [2] AWSCHALOM, D. D., D. LOSS und N. SAMATH: *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2002.
- [3] ŽUTIĆ, I, J. FABIAN und S. DAS SARMA: *Spintronics: Fundamentals and applications*. Rev. Mod. Phys., 76:323–410, 2004.
- [4] DYAKONOV, M. I.: *Spin Physics in Semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008.
- [5] WOLF, S. A., D. D. AWSCHALOM, R. A. BUHRMAN, J. M. DAUGHTON, S. VON MOLNÁR, M. L. ROUKES, A. Y. CHTCHELKANOVA und D. M. TREGER: *Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*. Science, 294(5546):1488–1495, 2001.
- [6] ZHUKOV, E. A., D. R. YAKOVLEV, M. M. GLAZOV, L. FOKINA, G. KAR-CZEWSKI, T. WOJTOWICZ, J. KOSSUT und M. BAYER: *Optical control of electron spin coherence in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells*. Phys. Rev. B, 81:235320, 2010.
- [7] GREILICH, A., D. R. YAKOVLEV, A. SHABAEV, AL. L. EFROS, I. A. YUGOVA, R. OULTON, V. STAVARACHE, D. REUTER, A. WIECK und M. BAYER: *Mode Locking of Electron Spin Coherences in Singly Charged Quantum Dots*. Science, 313(5785):341–345, 2006.
- [8] KROUTVAR, M., Y. DUCOMMUN, D. HEISS, M. BICHLER, D. SCHUH, G. ABSTREITER und J. J. FINLEY: *Optically programmable electron spin memory using semiconductor quantum dots*. Nature, 432(7013):81–84, 2004.

- [9] DUTT, M. V. GURUDEV, J. CHENG, B. LI, X. XU, X. LI, P. R. BERMAN, D. G. STEEL, A. S. BRACKER, D. GAMMON, S. E. ECONOMOU, RENBAO LIU und L. J. SHAM: *Stimulated and Spontaneous Optical Generation of Electron Spin Coherence in Charged GaAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 94:227403, 2005.
- [10] ATATÜRE, M., J. DREISER, A. BADOLATO, A. HÖGELE, K. KARRAI und A. IMAMOGLU: *Quantum-Dot Spin-State Preparation with Near-Unity Fidelity*. Science, 312(5773):551–553, 2006.
- [11] XU, X, Y. WU, B. SUN, Q. HUANG, J. CHENG, D. G. STEEL, A. S. BRACKER, D. GAMMON, C. EMARY und L. J. SHAM: *Fast Spin State Initialization in a Singly Charged InAs-GaAs Quantum Dot by Optical Cooling*. Phys. Rev. Lett., 99:097401, 2007.
- [12] RAMSAY, A. J., S. J. BOYLE, R. S. KOLODKA, J. B. B. OLIVEIRA, J. SKIBA-SZYMANSKA, H. Y. LIU, M. HOPKINSON, A. M. FOX und M. S. SKOLNICK: *Fast Optical Preparation, Control, and Readout of a Single Quantum Dot Spin*. Phys. Rev. Lett., 100:197401, 2008.
- [13] NOWACK, K. C., F. H. L. KOPPENS, YU. V. NAZAROV und L. M. K. VANDERSYPEN: *Coherent Control of a Single Electron Spin with Electric Fields*. Science, 318(5855):1430–1433, 2007.
- [14] WU, Y., E. D. KIM, X. XU, J. CHENG, D. G. STEEL, A. S. BRACKER, D. GAMMON, S. E. ECONOMOU und L. J. SHAM: *Selective Optical Control of Electron Spin Coherence in Singly Charged GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 99:097402, 2007.
- [15] PRESS, D., T. D. LADD, B. ZHANG und Y. YAMAMOTO: *Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses*. Nature, 456(7219):218–221, 2008.
- [16] GREILICH, A., SOPHIA E. ECONOMOU, S. SPATZEK, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK, T. L. REINECKE und M. BAYER: *Ultrafast optical rotations of electron spins in quantum dots*. Nat Phys, 5(4):262–266, 2009.
- [17] LOSS, D. und D. P. DIVINCENZO: *Quantum computation with quantum dots*. Phys. Rev. A, 57:120–126, 1998.

- [18] OESTREICH, M., S. HALLSTEIN, A. P. HEBERLE, K. EBERL, E. BAUSER und W. W. RÜHLE: *Temperature and density dependence of the electron Landé g factor in semiconductors*. Phys. Rev. B, 53:7911–7916, 1996.
- [19] SIRENKO, A. A., T. RUF, M. CARDONA, D. R. YAKOVLEV, W. OSSAU, A. WAAG und G. LANDWEHR: *Electron and hole g factors measured by spin-flip Raman scattering in CdTe/Cd_{1-x}Mg_xTe single quantum wells*. Phys. Rev. B, 56:2114–2119, 1997.
- [20] KISELEV, A. A., E. L. IVCHENKO und U. RÖSSLER: *Electron g factor in one- and zero-dimensional semiconductor nanostructures*. Phys. Rev. B, 58:16353–16359, 1998.
- [21] YUGOVA, I. A., A. GREILICH, D. R. YAKOVLEV, A. A. KISELEV, M. BAYER, V. V. PETROV, YU. 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.
- [22] VURGAFTMAM, I., J. R. MEYER und L. R. RAM-MOHAN: *Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys*. Journal of Applied Physics, 89(11):5815–5875, 2001.
- [23] PETRUZZELLO, J., B. L. GREENBERG, D. A. CAMMACK und R. DALBY: *Structural properties of the ZnSe/GaAs system grown by molecular-beam epitaxy*. Journal of Applied Physics, 63(7):2299–2303, 1988.
- [24] COHEN, M. L. und J. R. CHELIKOWSKY: *Electronic Structure and Optical Properties of Semiconductors*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1988.
- [25] MEIER, F. und B. ZAKHARCHENYA: *Optical Orientation*. North-Holland, Amsterdam, 1984.
- [26] HARRISON, P.: *Quantum Wells, Wires and Dots*. John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester, 2005.
- [27] MOLENKAMP, L. W., R. EPPENGA, G. W. 'T HOOFT, P. DAWSON, C. T. FOXON und K. J. MOORE: *Determination of valence-band effective-mass anisotropy in GaAs quantum wells by optical spectroscopy*. Phys. Rev. B, 38:4314–4317, 1988.

- [28] BLOCH, F.: *Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern*. Z. Physik, 52:555–600, 1928.
- [29] GYWAT, O, H. J. KRENNER und J. BEREZOVSKY: *Spins in Optically Active Quantum Dots*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, Weinheim, 2010.
- [30] HERMANN, M. A. und H. SITTER: *Molecular Beam Epitaxy*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1989.
- [31] LÜTH, H.: *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [32] HILLMER, H., R. LÖSCH, W. SCHLAPP und H. BURKHARD: *MBE growth and study of strain-compensated $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z-x}\text{In}_x\text{As}/\text{Al}_u\text{Ga}_{1-u-v}\text{In}_v\text{As}/\text{InP}$ quantum wells*. Phys. Rev. B, 52:R17025–R17027, 1995.
- [33] MAZUELAS, A., L. GONZÁLEZ, J. M. GARCÍA, Y. GONZÁLEZ, T. SCHUELLI, C. PRIESTER und H. T. METZGER: *Strain determination in MBE-grown InAs quantum wires on InP*. Phys. Rev. B, 73:045312, 2006.
- [34] GREILICH, A., R. OULTON, E. A. ZHUKOV, I. A. YUGOVA, D. R. YAKOVLEV, M. BAYER, A. SHABAEV, AL. L. EFROS, I. A. MERKULOV, V. STAVARACHE, D. REUTER und A. WIECK: *Optical Control of Spin Coherence in Singly Charged (In, Ga)As/GaAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 96:227401, 2006.
- [35] BIMBERG, D.: *Semiconductor Nanostructures*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2008.
- [36] MICHLER, P.: *Single Semiconductor Quantum Dots*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2009.
- [37] BASTARD, G., J.A. BRUM und R. FERREIRA: *Electronic States in Semiconductor Heterostructures*. In: EHRENREICH, HENRY und DAVID TURNBULL (Herausgeber): *Semiconductor Heterostructures and Nanostructures*, Band 44 der Reihe *Solid State Physics*, Seiten 229 – 415. Academic Press, 1991.
- [38] WEISBUCH, C. und B. VINTER: *Quantum Semiconductor Structures*. Academic Press, San Diego, London, 1991.

- [39] STRANSKI, I. N. und L. VON KRASTANOV: *Abhandlungen der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Klasse Ib*. Akademie der Wissenschaften Wien, 146:797–810, 1939.
- [40] GREILICH, A.: *Spin coherence of carriers in (In,Ga)As/GaAs quantum dots and quantum wells*. Dissertation, Universität Dortmund, 2007.
- [41] BOHR, N.: *Über die Serienspektren der Elemente*. Zeitschrift für Physik, 2:423–469, 1920.
- [42] KLINGSHIRN, N.: *Semiconductor Optics*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
- [43] REGELMAN, D. V., E. DEKEL, D. GERSHONI, E. EHRENFREUND, A. J. WILLIAMSON, J. SHUMWAY, A. ZUNGER, W. V. SCHOENFELD und P. M. PETROFF: *Optical spectroscopy of single quantum dots at tunable positive, neutral, and negative charge states*. Phys. Rev. B, 64:165301, 2001.
- [44] BAYER, M., O. STERN, P. HAWRYLAK, S. FAFARD und A. FORCHEL: *Hidden symmetries in the energy levels of excitonic 'artificial atoms'*. Nature, 405(6789):923–926, 2000.
- [45] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: *Fundamental Physical Constants*. http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?gem|search_for=all! (Abruf: 10.03.2013), 1998-2013.
- [46] DEBUS, J.: *Spin-flip Raman scattering in low-dimensional semiconductors*. Dissertation, TU Dortmund, 2012.
- [47] PRYOR, C. E. und M. E. FLATTÉ: *Landé g Factors and Orbital Momentum Quenching in Semiconductor Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 96:026804, 2006.
- [48] ROTH, L. M., B. LAX und S. ZWERDLING: *Theory of Optical Magneto-Absorption Effects in Semiconductors*. Phys. Rev., 114:90–104, 1959.
- [49] HERMANN, CLAUDINE und CLAUDE WEISBUCH: *$\vec{k} \cdot \vec{p}$ perturbation theory in III-V compounds and alloys: a reexamination*. Phys. Rev. B, 15:823–833, 1977.
- [50] KISELEV, A. A., K. W. KIM und E. L. IVCHENKO: *Zeeman effect in wurtzite-based and strained cubic heterostructures*. Phys. Stat. Sol. B, 215:235, 1999.

-
- [51] MARIE, X., 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, 60:5811–5817, 1999.
- [52] SAPEGA, V. F., 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, 45:4320–4326, 1992.
- [53] KESTEREN, H. W. VAN, E. C. COSMAN, W. A. J. A. VAN DER POEL und C. T. FOXON: *Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells*. Phys. Rev. B, 41:5283–5292, 1990.
- [54] GOLDONI, G. und A. FASOLINO: *Hole states in quantum wells under high in-plane magnetic fields: Implications for resonant magnetotunneling spectroscopy*. Phys. Rev. B, 48:4948–4951, 1993.
- [55] SNELLING, M. J., 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, 45:3922–3925, 1992.
- [56] ABRAGAM, A.: *The principles of Nuclear Magnetism*. Oxford University Press, New York, 1961.
- [57] SLAVCHEVA, G. und P. ROUSSIGNOL: *Optical Generation and Control of Quantum Coherence in Semiconductor Nanostructures*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [58] BÜGEL, S., T. BRÜCKEL und C. M. SCHNEIDER: *Magnetism goes Nano*. Forschungszentrum Jülich, Jülich, 2005.
- [59] YUGOVA, I. A., M. M. GLAZOV, D. R. YAKOVLEV, A. A. SOKOLOVA und M. BAYER: *Coherent spin dynamics of electrons and holes in semiconductor quantum wells and quantum dots under periodical optical excitation: Resonant spin amplification versus spin mode locking*. Phys. Rev. B, 85:125304, 2012.
- [60] ELLIOTT, R. J.: *Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors*. Phys. Rev., 96:266–279, 1954.
- [61] YAFET, Y.: *g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons*. Solid State Physics, 14, 1963.

- [62] ZVEZDIN, A. K. und V. A. KOTOV: *Modern magneto-optics and Magneto-optical Materials*. Institute of Physics Publishing, Bistol, 1997.
- [63] YUGOVA, I. A., A. GREILICH, E. A. ZHUKOV, D. R. YAKOVLEV, M. BAYER, D. REUTER und A. D. WIECK: *Exciton fine structure in InGaAs/GaAs quantum dots revisited by pump-probe Faraday rotation*. Phys. Rev. B, 75:195325, 2007.
- [64] SPATZEK, S.: *Kohärente Kontrolle und Wechselwirkung von Elektronenspins in einem (In,Ga)As/GaAs Quantenpunktensemble*. Dissertation, TU Dortmund, 2011.
- [65] VARWIG, S., A. SCHWAN, D. BARMSCHIED, C. MÜLLER, A. GREILICH, I. A. YUGOVA, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK und M. BAYER: *Hole spin precession in a (In,Ga)As quantum dot ensemble: From resonant spin amplification to spin mode locking*. Phys. Rev. B, 86:075321, 2012.
- [66] YUGOVA, I. A., M. M. GLAZOV, E. L. IVCHENKO und AL. L. EFROS: *Pump-probe Faraday rotation and ellipticity in an ensemble of singly charged quantum dots*. Phys. Rev. B, 80:104436, 2009.
- [67] GLAZOV, M. M., I. A. YUGOVA, S. SPATZEK, A. SCHWAN, S. VARWIG, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK und M. BAYER: *Effect of pump-probe detuning on the Faraday rotation and ellipticity signals of mode-locked spins in (In,Ga)As/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, 82:155325, 2010.
- [68] KIKKAWA, J. M. und D. D. AWSCHALOM: *Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs*. Phys. Rev. Lett., 80:4313–4316, 1998.
- [69] HEIDKAMP, M.: *Spin-Coherence and -Dephasing of Donor and Free Conduction Band Electrons Across the Metal-Insulator Transition in Si:GaAs*. Dissertation, RWTH Aachen, 2005.
- [70] SCHWAN, A., B.-M. MEINERS, A. B. HENRIQUES, A. D. B. MAIA, A. A. QUIVY, S. SPATZEK, S. VARWIG, D. R. YAKOVLEV und M. BAYER: *Dispersion of electron g-factor with optical transition energy in (In,Ga)As/GaAs self-assembled quantum dots*. Applied Physics Letters, 98(23):233102, 2011.

- [71] SCHWAN, A., B.-M. MEINERS, A. GREILICH, D. R. YAKOVLEV, M. BAYER, A. D. B. MAIA, A. A. QUIVY und A. B. HENRIQUES: *Anisotropy of electron and hole g-factors in (In,Ga)As quantum dots*. Applied Physics Letters, 99(22):221914, 2011.
- [72] SCHWAN, A., S. VARWIG, A. GREILICH, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK und M. BAYER: *Non-resonant optical excitation of mode-locked electron spin coherence in (In,Ga)As/GaAs quantum dot ensemble*. Applied Physics Letters, 100(23):232107, 2012.
- [73] HENRIQUES, A. B., A. SCHWAN, S. VARWIG, A. D. B. MAIA, A. A. QUIVY, D. R. YAKOVLEV und M. BAYER: *Spin coherence generation in negatively charged self-assembled (In,Ga)As quantum dots by pumping excited trion states*. Phys. Rev. B, 86:115333, 2012.
- [74] BRACKER, A. S., E. A. STINAFF, D. GAMMON, M. E. WARE, J. G. TISCHLER, A. SHABAEV, AL. L. EFROS, D. PARK, D. GERSHONI, V. L. KORENEV und I. A. MERKULOV: *Optical Pumping of the Electronic and Nuclear Spin of Single Charge-Tunable Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 94:047402, 2005.
- [75] PETTA, J. R., A. C. JOHNSON, J. M. TAYLOR, E. A. LAIRD, A. YACOBY, M. D. LUKIN, C. M. MARCUS, M. P. HANSON und A. C. GOSSARD: *Coherent Manipulation of Coupled Electron Spins in Semiconductor Quantum Dots*. Science, 309(5744):2180–2184, 2005.
- [76] GREILICH, A., A. SHABAEV, D. R. YAKOVLEV, AL. L. EFROS, I. A. YUGOVA, D. REUTER, A. D. WIECK und M. BAYER: *Nuclei-Induced Frequency Focusing of Electron Spin Coherence*. Science, 317(5846):1896–1899, 2007.
- [77] SALIS, G., Y. KATO, K. ENSSLIN, D. C. DRISCOLL, A. C. GOSSARD und D. D. AWSCHALOM: *Electrical control of spin coherence in semiconductor nanostructures*. Nature, 414(6864):619–622, 2001.
- [78] MERKULOV, I. A., AL. L. EFROS und M. ROSEN: *Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots*. Phys. Rev. B, 65:205309, 2002.
- [79] GREILICH, A., S. SPATZEK, I. A. YUGOVA, I. A. AKIMOV, D. R. YAKOVLEV, AL. L. EFROS, D. REUTER, A. D. WIECK und M. BAYER: *Collective single-mode precession of electron spins in an ensemble of singly charged (In,Ga)As/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, 79:201305, 2009.

-
- [80] TRAYNOR, N. J., R. T. HARLEY und R. J. WARBURTON: *Zeeman splitting and g factor of heavy-hole excitons in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells*. Phys. Rev. B, 51:7361–7364, 1995.
- [81] SHENG, WEIDONG, S. J. XU und PAWEŁ HAWRYŁAK: *Electron g-factor distribution in self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B, 77:241307, 2008.
- [82] NGUYEN, H. S., G. SALLEN, C. VOISIN, PH. ROUSSIGNOL, C. DIEDERICHS und G. CASSABOIS: *Optically Gated Resonant Emission of Single Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 108:057401, 2012.
- [83] CARTER, S. G., Ș. C. BĂDESCU und A. S. BRACKER: *Electron spin polarization and detection in InAs quantum dots through p-shell trions*. Phys. Rev. B, 81:045305, 2010.
- [84] WARBURTON, R. J., C. SCHAFLEIN, D. HAFT, F. BICKEL, A. LORKE, K. KARRAI, J. M. GARCIA, W. SCHOENFELD und P. M. PETROFF: *Optical emission from a charge-tunable quantum ring*. Nature, 405(6789):926–929, 06 2000.
- [85] WARE, M. E., E. A. STINAFF, D. GAMMON, M. F. DOTY, A. S. BRACKER, D. GERSHONI, V. L. KORENEV, Ș. C. BĂDESCU, Y. LYANDA-GELLER und T. L. REINECKE: *Polarized Fine Structure in the Photoluminescence Excitation Spectrum of a Negatively Charged Quantum Dot*. Phys. Rev. Lett., 95:177403, 2005.
- [86] KURTZE, H.: *Relaxation Processes in Quantum Dots*. Dissertation, TU Dortmund, 2011.
- [87] KURTZE, H., J. SEEBECK, P. GARTNER, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK, M. BAYER und F. JAHNKE: *Carrier relaxation dynamics in self-assembled semiconductor quantum dots*. Phys. Rev. B, 80:235319, 2009.
- [88] SPATZEK, S., A. GREILICH, SOPHIA E. ECONOMOU, S. VARWIG, A. SCHWAN, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK, T. L. REINECKE und M. BAYER: *Optical Control of Coherent Interactions between Electron Spins in InGaAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 107:137402, 2011.

- [89] CORTEZ, S., O. KREBS, S. LAURENT, M. SENES, X. MARIE, P. VOISIN, R. FERREIRA, G. BASTARD, J-M. GÉRARD und T. AMAND: *Optically Driven Spin Memory in n-Doped InAs-GaAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 89:207401, 2002.
- [90] JOVANOVIĆ, V., S. KAPFINGER, M. BICHLER, G. ABSTREITER und J. J. FINLEY: *Direct observation of metastable hot trions in an individual quantum dot*. Phys. Rev. B, 84:235321, 2011.
- [91] SPATZEK, S., S. VARWIG, M. M. GLAZOV, I. A. YUGOVA, A. SCHWAN, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK und M. BAYER: *Generation and detection of mode-locked spin coherence in (In,Ga)As/GaAs quantum dots by laser pulses of long duration*. Phys. Rev. B, 84:115309, 2011.
- [92] INOSHITA, TAKESHI und HIROYUKI SAKAKI: *Density of states and phonon-induced relaxation of electrons in semiconductor quantum dots*. Phys. Rev. B, 56:R4355–R4358, 1997.
- [93] HAMEAU, S., J. N. ISAIA, Y. GULDNER, E. DELEPORTE, O. VERZELEN, R. FERREIRA, G. BASTARD, J. ZEMAN und J. M. GÉRARD: *Far-infrared magnetospectroscopy of polaron states in self-assembled InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, 65:085316, 2002.
- [94] PREISLER, V., T. GRANGE, R. FERREIRA, L. A. DE VAULCHIER, Y. GULDNER, F. J. TERAN, M. POTEMSKI und A. LEMAÎTRE: *Evidence for excitonic polarons in InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, 73:075320, 2006.
- [95] CARTER, S. G., SOPHIA E. ECONOMOU, A. SHABAEV und A. S. BRACKER: *Controlling the nuclear polarization in quantum dots using optical pulse shape with a modest bandwidth*. Phys. Rev. B, 83:115325, 2011.
- [96] WANG, Q. Q., A. MULLER, P. BIANUCCI, E. ROSSI, Q. K. XUE, T. TAKAGAHARA, C. PIERMAROCCHI, A. H. MACDONALD und C. K. SHIH: *Decoherence processes during optical manipulation of excitonic qubits in semiconductor quantum dots*. Phys. Rev. B, 72:035306, 2005.
- [97] CROOKER, S. A., J. BRANDT, C. SANDFORT, A. GREILICH, D. R. YAKOVLEV, D. REUTER, A. D. WIECK und M. BAYER: *Spin Noise of Electrons and Holes in Self-Assembled Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 104:036601, 2010.

- [98] SHENG, WEIDONG und A. BABINSKI: *Zero g factors and nonzero orbital momenta in self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B, 75:033316, 2007.
- [99] SHENG, WEIDONG und JIAN WANG: *Anisotropic hole spins in single and coupled self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B, 82:073308, 2010.
- [100] SALLEN, G., B. URBASZEK, M. M. GLAZOV, E. L. IVCHENKO, T. KURODA, T. MANO, S. KUNZ, M. ABBARCHI, K. SAKODA, D. LAGARDE, A. BALOCCHI, X. MARIE und T. AMAND: *Dark-Bright Mixing of Interband Transitions in Symmetric Semiconductor Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 107:166604, 2011.
- [101] BAYER, M., A. KUTHER, A. FORCHEL, A. GORBUNOV, V. B. TIMOFEEV, F. SCHÄFER, J. P. REITHMAIER, T. L. REINECKE und S. N. WALCK: *Electron and Hole g Factors and Exchange Interaction from Studies of the Exciton Fine Structure in $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., 82:1748–1751, 1999.
- [102] ASTAKHOV, G. V., D. R. YAKOVLEV, V. P. KOCHERESHKO, W. OSSAU, W. FASCHINGER, J. PULS, F. HENNEBERGER, S. A. CROOKER, Q. MCCULLOCH, D. WOLVERSON, N. A. GIPPIUS und A. WAAG: *Binding energy of charged excitons in ZnSe-based quantum wells*. Phys. Rev. B, 65:165335, 2002.
- [103] ZHUKOV, E. A., D. R. YAKOVLEV, M. GERBRACHT, G. V. MIKHAILOV, G. KARCEWSKI, T. WOJTOWICZ, J. KOSSUT und M. BAYER: *Spin coherence of holes and electrons in undoped CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells*. Phys. Rev. B, 79:155318, 2009.
- [104] ZHUKOV, E. A., O. A. YUGOV, I. A. YUGOVA, D. R. YAKOVLEV, G. KARCEWSKI, T. WOJTOWICZ, J. KOSSUT und M. BAYER: *Resonant spin amplification of resident electrons in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells subject to tilted magnetic fields*. Phys. Rev. B, 86:245314, 2012.
- [105] BAO, JIMING, ANDREA V. BRAGAS, JACEK K. FURDYNA und ROBERTO MERLIN: *Optically induced multispin entanglement in a semiconductor quantum well*. Nat Mater, 2(3):175–179, 2003.

- [106] KIM, Y. M., D. SLEITER, K. SANAKA, Y. YAMAMOTO, J. MEIJER, K. LISCHKA und A. PAWLIS: *Semiconductor qubits based on fluorine implanted ZnMgSe/ZnSe quantum-well nanostructures*. Phys. Rev. B, 85:085302, 2012.
- [107] GREILICH, A., A. PAWLIS, F. LIU, O. A. YUGOV, D. R. YAKOVLEV, K. LISCHKA, Y. YAMAMOTO und M. BAYER: *Spin dephasing of fluorine-bound electrons in ZnSe*. Phys. Rev. B, 85:121303, 2012.
- [108] ASTAKHOV, G. V., V. P. KOCHERESHKO, D. R. YAKOVLEV, W. OSSAU, J. NÜRNBERGER, W. FASCHINGER und G. LANDWEHR: *Oscillator strength of trion states in ZnSe-based quantum wells*. Phys. Rev. B, 62:10345–10352, 2000.
- [109] ASTAKHOV, G. V., V. P. KOCHERESHKO, D. R. YAKOVLEV, W. OSSAU, J. NÜRNBERGER, W. FASCHINGER, G. LANDWEHR, T. WOJTOWICZ, G. KARCZEWSKI und J. KOSSUT: *Optical method for the determination of carrier density in modulation-doped quantum wells*. Phys. Rev. B, 65:115310, 2002.
- [110] SHAO, JUN, ROLF WINTERHOFF, ACHIM DÖRNEN, ENNO BAARS und JUNHAO CHU: *Ordering effects on optical transitions in $Ga_xIn_{1-x}P/(Al_{0.66}Ga_{0.34})_yIn_{1-y}P$ quantum wells studied by photoluminescence and reflectivity spectroscopy*. Phys. Rev. B, 68:165327, 2003.
- [111] SYPEREK, M., 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.
- [112] ZHUKOV, E. A., D. R. YAKOVLEV, M. BAYER, M. M. GLAZOV, E. L. IVCHENKO, G. KARCZEWSKI, T. WOJTOWICZ und J. KOSSUT: *Spin coherence of a two-dimensional electron gas induced by resonant excitation of trions and excitons in CdTe/(Cd, Mg)Te quantum wells*. Phys. Rev. B, 76:205310, 2007.
- [113] PETROV, M. YU., I. V. IGNATIEV, S. V. POLTAVTSEV, A. GREILICH, A. BAUSCHULTE, D. R. YAKOVLEV und M. BAYER: *Effect of thermal annealing on the hyperfine interaction in InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, 78:045315, 2008.

-
- [114] PAGET, D., G. LAMPEL, B. SAPOVAL und V. I. SAFAROV: *Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions.* Phys. Rev. B, 15:5780–5796, 1977.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Einheitszelle einer Zinkblende-Struktur für GaAs.	3
2.2	Darstellung der Bandstruktur eines direkten Halbleiters im Zentrum der Brillouin-Zone.	4
2.3	Schematische Darstellungen von drei-, zwei-, ein- und null-dimensionalen Heterostrukturen.	7
2.4	PL-Spektren von (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkten mit unterschiedlicher Ausheilungstemperatur.	8
2.5	Schematische Darstellung der erlaubten optischen Übergänge in direkten Halbleiter.	10
2.6	Longitudinale und transversale Komponente des Elektron- g -Faktors, als Funktion der optischen Übergangsenergie von GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Quantenschichten.	13
2.7	Bloch-Kugel	15
2.8	Longitudinale Spinrelaxation und transversale Spinkohärenz	18
2.9	Kern-Hyperfeinwechselwirkung	20
2.10	Polarisationsellipse der elektromagnetischen Welle.	24
3.1	Experimentelle Geometrie der zeitaufgelösten Faraday-Rotation und Elliptizität, schematisch dargestellt.	26
3.2	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des Pump-Probe-Verfahrens.	28
3.3	Beispiel für eine resonante Spinamplifikationsmessung.	32
4.1	Mode-Locking-Effekt	35
4.2	Phasensynchronisation durch Kerne	37
4.3	Signalstärke von Elliptizität und Faraday-Rotation als Funktion der Energieverstimmung des Probestrahls gegenüber der Resonanz des QD-Ensembles.	38
4.4	g -Faktor in Abhängigkeit von Faraday-Rotation und Elliptizität . . .	39

4.5	Photolumineszenz der beiden Quantenpunktproben.	41
4.6	Faraday-Rotationsmessungen an Probe II in Abhängigkeit vom externen transversalen Magnetfeld.	42
4.7	Elliptizitätsmessungen für verschieden große externe transversale Magnetfelder.	44
4.8	Dephasierungszeit in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld.	45
4.9	Photolumineszenz und g -Faktor-Dispersion der beiden QD-Proben.	46
4.10	Faraday-Rotationsmessungen für unterschiedliche Pump-Probe-Energien. Photolumineszenz der Quantenpunktprobe II und g -Faktor-Dispersion für nichtresonante Anregung	47
4.11	Schematische Darstellung des trionischen Energieniveaus und ihr Verlauf in Abhängigkeit der Energielücke $e_s - S_s$ innerhalb des angeregten Spinensembles.	49
4.12	Faraday-Rotationsmessungen für unterschiedliche Pump-Energien bei fester Probe Energie 1,395 eV.	53
4.13	Faraday-Rotationsmessungen für zwei Pump-Energien bei fester Probe-Energie von 1,395 eV.	54
4.14	Faraday-Amplituden detektiert bei 1,395 eV als Funktion der Pump-Energie.	55
4.15	Langfristige Entwicklung der Faraday-Amplitude.	56
4.16	Magnetfeldwinkel abhängige Elliptizitätsmessungen.	59
4.17	Konturdiagramm des Elektron- und Loch- g -Faktor-Tensors.	60
4.18	Magnetfeldwinkel abhängiger Elektron- und Loch- g -Faktor.	61
5.1	Schematischer Aufbau der ZnSe-Quantenschichtprobe	64
5.2	Reflektivitätsmessungen der ZnSe-Quantenschicht mit zusätzlicher Anregung über der Barriere.	65
5.3	Ladungsträgerkonzentration in der Quantenschicht in Abhängigkeit der Intensität der zusätzlichen Anregung über der Barriere.	66
5.4	Eigenschaften der ZnSe-Quantenschicht	68
5.5	Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen mit zusätzlicher Anregung und unterschiedlichen Anregungsleistungen.	69
5.6	Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen bei unterschiedlichen Pump- und Probe-Energien.	70
5.7	Resonante Spinampifikationsmessung bei resonanter Anregung des T^+ -Zustandes.	72

5.8	Resonante Spinampifikationsmessung bei resonanter Anregung des T^+ -Zustandes mit zusätzlicher Anregung über der Barriere.	73
5.9	Resonante Spinampifikationsmessung bei resonanter Anregung des X_{hh} -Zustandes.	74
5.10	Konturdiagramm des Elektron- und Loch- g -Faktor-Tensors.	75
5.11	Magnetfeldwinkelabhängiger Elektron- g -Faktor.	76
5.12	Magnetfeldwinkelabhängiger Loch- g -Faktor.	77

Tabellenverzeichnis

4.1	Kenndaten der beiden Quantenpunktproben.	34
4.2	Elektron- und Loch- g -Faktoren mit den dazugehörigen Anisotropiefaktoren der Quantenpunktprobe II.	62
5.1	Elektron- und Loch- g -Faktoren mit den dazugehörigen Anisotropiefaktoren der Quantenschichtprobe.	78

Publikationen

- M. M. Glazov, I. A. Yugova, S. Spatzek, **A. Schwan**, S. Varwig, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck und M. Bayer

Effect of pump-probe detuning on the Faraday rotation and ellipticity signals of mode-locked spins in (In,Ga)As/GaAs quantum dots

Phys. Rev. B. 82, 155325, 2010

- **A. Schwan**, B. -M. Meiners, A. B. Henriques and A. D. B. Maia and A. A. Quivy and S. Spatzek and S. Varwig and D. R. Yakovlev and M. Bayer

Dispersion of electron g-factor with optical transition energy in (In,Ga)As/GaAs self-assembled quantum dots

Appl. Phys. Lett. 98, 233102, 2011

- S. Spatzek, A. Greilich, S. E. Economou, S. Varwig, **A. Schwan**, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, T. L. Reinecke und M. Bayer

Optical Control of Coherent Interactions between Electron Spins in InGaAs Quantum Dots

Phys. Rev. Lett. 107, 137402, 2011

- S. Spatzek, S. Varwig, M. M. Glazov, I. A. Yugova, **A. Schwan**, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck und M. Bayer

Generation and detection of mode-locked spin coherence in (In,Ga)As/GaAs quantum dots by laser pulses of long duration

Phys. Rev. B. 84, 115309, 2011

- **A. Schwan**, B. -M. Meiners, A. Greilich, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. D. B. Maia, A. A. Quivy und A. B. Henriques
Anisotropy of electron and hole g-factors in (In,Ga)As quantum dots
Appl. Phys. Lett. 99, 221914, 2011
- **A. Schwan**, S. Varwig, A. Greilich, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck und M. Bayer
Non-resonant optical excitation of mode-locked electron spin coherence in (In,Ga)As/GaAs quantum dot ensemble
Appl. Phys. Lett. 100, 232107, 2012
- S. Varwig, **A. Schwan**, D. Barmscheid, C. Müller, A. Greilich, I. A. Yugova, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck und M. Bayer
Hole spin precession in a (In,Ga)As quantum dot ensemble: From resonant spin amplification to spin mode locking
Phys. Rev. B. 86, 075321, 2012
- A. B. Henriques, **A. Schwan**, S. Varwig, A. D. B. Maia, A. A. Quivy, D. R. Yakovlev und M. Bayer
Spin coherence generation in negatively charged self-assembled (In,Ga)As quantum dots by pumping excited trion states
Phys. Rev. B. 86, 115333, 2012
- **A. Schwan**, E. A. Zhukov, J. Debus, O. A. Yugov, D. R. Yakovlev und M. Bayer
Optically induced hole spin coherence in ZnSe/ZnMgSSe quantum wells
In Vorbereitung zur veröffentlichen in Phys. Rev. B.
- E. A. Zhukov, Yu. G. Kusrayev, J. Debus, **A. Schwan**, I. A. Akimov, D. R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut und M. Bayer
Optical orientation and relaxation of magnetic polarons in (Cd,Mn)Te/(Cd, Mn,Mg)Te quantum wells
In Vorbereitung zur veröffentlichen in Phys. Rev. Lett.

Danksagung

Ich möchte nun zum Ende all denjenigen Menschen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und mir während der Promotionszeit zur Seite standen:

- Prof. Dr. Manfred Bayer und Prof. Dr. Dmitri Yakovlev, die mir nicht nur die Möglichkeit gaben an diesem interessanten Thema zu arbeiten, sondern mich auch während der gesamten Zeit betreuten - besonders für die Hilfsbereitschaft bei allen wissenschaftlichen Fragen.
- Prof. Dr. Evgeny Zhukov und Steffen Varwig, meinen Laborkollegen, für unzählige Stunden Laborzeit und stetige Unterstützung bei der Aufnahme und Auswertung der Messdaten.
- Dr. Jörg Debus der jederzeit für Fragen aller Art ansprechbar war, und dessen Hilfe für den Erfolg von Konferenzbeiträgen beigetragen hat.
- Franziska Wishahi, Marco Lafrentz, David Brunne, Dr. Jean-Sebastian Tempel, Dr. Alex Greilich und Thomas Stöhr für viele interessante Diskussionen während der Promotionszeit sowie die tolle Atmosphäre im Büro.
- Klaus Wiegers, Lars Wieschollek und Michaela Wäscher, die immer ein offenes Ohr hatten, wenn es um die Bewältigung technischer Probleme oder bürokratischer Angelegenheiten ging.
- Meiner gesamten Familie, die mir während der Zeit moralisch den Rücken gestärkt hat.
- Und natürlich meiner Ehefrau Sandra Schwan, die für mich viel Zeit, Unterstützung und vor allem Verständnis während des gesamten Studiums aufgebracht hat. Du bist die Beste!

Zuletzt möchte ich mich noch bei allen übrigen Mitarbeitern von E2 bedanken, die das Arbeiten in einer sehr angenehmen Atmosphäre möglich gemacht haben.